Modellrechnungen zur Beschreibung der Wechselwirkungen galaktischer kosmischer Teilchenstrahlung mit Stein- und Eisenmeteoroiden

Dünntargetbestrahlungen und Dicktargetexperimente

Dem Fachbereich Physik
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation
von

Diplom Physiker Ingo Leya
geboren am 18.09.1967 in Hameln

1997

Referent:	Prof. Dr. R. Michel
Korreferent:	Prof. Dr. E. Tiemann

Tag der Promotion:	07.02.1997

Abstract

In einer internationalen Zusammenarbeit von 9 europäischen Instituten wurde Ende November/Anfang Dezember 1992 am Laboratoire National Saturne im CEN Saclay bei Paris ein Dicktargetexperiment zur Simulation der Wechselwirkungen galaktischer kosmischer Protonen mit Eisenmeteoroiden durchgeführt. Als Target diente eine Eisenkugel mit einem Radius von 10 cm. Durch Überlagerungen mehrerer Translations- und Rotationsbewegungen wurde Isotropie der Bestrahlung erreicht.

In den Modellmeteoroiden waren fünf Bohrungen eingebracht. Darin befanden sich an definierten Positionen mehr als 870 individuelle Proben. Die Targetelemente umspannten den Massenbereich von Kohlenstoff bis Gold. Im Verlauf einer zweijährigen Meßkampagne wurden mehr als 350 Proben γ-spektrometrisch untersucht. Dadurch konnten Tiefenprofile für mehr als 350 unterschiedliche Target-Produkt-Kombinationen angegeben werden.

In einem separaten Aufbau wurden mehr als 420 integrale Wirkungsquerschnitte protoneninduzierter Reaktionen bestimmt. Durch die räumliche Separation der einzelnen Folienstapel konnte erstmals ein echter Dünntargetansatz geschaffen werden.

Auf Grundlage dieser Datenbasis wurde die Beeinflussung der Produktionsraten durch die Aufhängung der Kugel in der Bestrahlungsapparatur und durch lokal erhöhte mittlere Massenzahlen zum ersten Mal beobachtet und quantifiziert. Im Vergleich der Produktionsraten dieser Arbeit mit denen früherer Experimente [Lue93] wurde der Matrixeffekt zwischen Stein- und Eisentargets für Simulationsexperimente erstmals quantitativ diskutiert.

Unter Verwendung aller verfügbarer experimentellen Daten wurde in dieser Arbeit ein Least-Squares-Adjustment-Verfahren zur Anpassung von *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen entwickelt. Damit ist es erstmals möglich, die Produktionsraten aller Target-Produkt-Kombinationen aller verfügbaren Simulationsexperimente mit Abweichungen von weniger als 9% zu beschreiben. Die Neutronenanregungsfunktionen entsprechen dabei physikalischen Überlegungen.

Mit diesen erweiterten Datensätzen wurden Tiefenprofile kosmogener Nuklide in Meteoroiden berechnet. Die neuen Neutronenwirkungsquerschnitten erlauben die korrekte Wiedergabe der Produktionsraten aller kosmogenen Nuklide in Steinmeteoroiden und der Mondoberfläche. Neue Erkenntnisse ergaben sich bei der erstmaligen Anwendung des Modells auf Eisenmeteoroide. Dabei erwiesen sich die bisher existierenden semiempirischen Modelle als nicht korrekt, da sie zum einen auf fehlerhaften Annahmen basieren und zum anderen die Spurenelemente Kohlenstoff, Sauerstoff, Schwefel und Phosphor nicht berücksichtigen. Damit ermöglicht ein Modell erstmals eine konsistente Beschreibung der Tiefenprofile sowohl in Stein- und Eisenmeteoroiden als auch in der Oberfläche des Mondes.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis V

Symbole, Abkürzungen, Einheiten IX

1 Einleitung 1
1.1 Die kosmische Teilchenstrahlung 3
1.1.1 Die galaktische kosmische Teilchenstrahlung 4
1.1.2 Die Protonen der galaktischen kosmischen Strahlung 5
1.1.3 Die α-Komponente der galaktischen kosmischen Strahlung 7
1.2 Klassifikation von Meteoriten 9
1.3 Qualitative Beschreibung der Wechselwirkung kosmischer Teilchenstrahlung mit Materie 10
1.4 Quantitative Beschreibung der Wechselwirkung kosmischer Teilchenstrahlung mit Materie 18

2 Aufgabenstellung 22

3 Aufbau des Experimentes LNS172A 24
3.1 Prinzipielle Bemerkungen 24
3.2 Die First-Targets des Experimentes LNS172A 30
3.3 Die Thin-Targets des Experimentes LNS172A 32
3.4 Das Sunsail des Experimentes LNS172A 34
3.5 Die Eisenkugel 36
3.5.1 Modellmeteoroid und Probenbestückung 36
3.5.2 Verwirklichung einer homogenen und isotropen Bestrahlung 42
3.6 Die Leakage-Monitore des Experimentes LNS172A 45
3.7 Das Shadow-Target des Experimentes LNS172A 46
3.8 Die Last-Targets des Experimentes LNS172A 48
3.9 Die Raum-Monitore des Experimentes LNS172A 50
3.10 Bestrahlungsdaten 52

4 Theoretische Beschreibung von Bestrahlungsexperimenten 54
4.1 Produktionsraten 54
4.2 Energieabhängige integrale Wirkungsquerschnitte 57
4.2.1 Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte bei Bestrahlungssituationen ohne Beeinflussung durch sekundäre Teilchen 58

4.2.2 Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte bei Bestrahlungssituationen mit Beeinflussung durch sekundäre Teilchen ... 59
4.3 Projektilflußdichten ... 61
4.3.1 Bestimmung der Projektilflußdichten bei Bestrahlungsexperimenten ohne Sekundärteilcheneinflüsse ... 63
4.3.2 Bestimmung der Projektilflußdichten bei Bestrahlungsexperimenten mit Sekundärteilcheneinflüssen ... 63
4.4 Bestimmung der Produktnuklidteilchenzahlen pro Masseneinheit ... 64
4.4.1 Korrekturverfahren bei der Bestimmung der Produktnuklidteilchenzahlen mit Hilfe der γ-Spektrometrie ... 67
4.4.2 Allgemeine Fehlerbetrachtung ... 71

5 Theoretische Modelle zur Beschreibung von Kernreaktionen ... 76
5.1 Das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen ... 76
5.1.1 Grundlagen ... 76
5.1.2 Der Computercode AREL ... 82
5.2 Monte-Carlo-Simulationen ... 85
5.2.1 Grundlagen ... 85
5.2.2 Das HERMES-System ... 86

6 Spektren primärer und sekundärer Teilchen ... 90
6.1 Die Teilchenflußdichten in den First- und Thin-Target-Aufbauten ... 90
6.2 Die Teilchenflußdichten in dem Modellmeteoroiden ... 103
6.2.1 Die Flußdichten der primären Protonen ... 103
6.2.2 Die Flußdichten der sekundären Protonen ... 105
6.2.3 Die Flußdichten der sekundären Neutronen ... 111
6.3 Teilchenflußdichten in realen Meteoroiden ... 116
6.3.1 Teilchenflußdichten in Steinmeteoroiden ... 118
6.3.2 Teilchenflußdichten in Eisenmeteoroiden ... 122
6.4 Vergleich der Teilchenspektren im Simulationsexperiment mit realen Eisenmeteoroiden ... 126
6.5 Matrix- und Größeneffekte ... 132
6.5.1 Der Matrixeffekt in den Simulationsexperimenten ... 133
6.5.1.1 Der Matrixeffekt für primäre Protonen ... 135
6.5.1.2 Der Matrixeffekt für sekundäre Protonen ... 137
6.5.1.3 Der Matrixeffekt für sekundäre Neutronen ... 144
6.5.1.4 Der Matrixeffekt für sonstige Teilchen ... 154
6.5.2 Größeneffekte in realen Meteoroiden ... 158
6.5.2.1 Größeneffekte in realen Eisenmeteoroiden ... 159

6.5.2.2 Größeneffekte in realen Steinmeteoroiden 177
6.5.2.3 Differentielle Flußdichten bei Meteoroiden willkürlicher Radien und nicht exakt sphärischer Körper 188
6.5.3 Matrixeffekte in realen Meteoroiden 191
6.5.3.1 Der Matrixeffekt für primäre Protonen 192
6.5.3.2 Der Matrixeffekt für sekundäre Protonen 196
6.5.3.3 Der Matrixeffekt für sekundäre Neutronen 201

7 Experimentelle Ergebnisse der Bestimmung der Flußdichten primärer Protonen 210
7.1 Die Protonenflußdichten in den First- und Thin-Target-Aufbauten 210
7.2 Die Protonenflußdichten auf dem Sonnensegel und der Oberfläche des Simulationsmeteoroiden 214
7.3 Die Protonenflußdichten im Shadow-Target-Aufbau 224
7.4 Die Protonenflußdichten im Last-Target-Aufbau 231

8 Experimentelle Ergebnisse der Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte 235
8.1 Vergleich der neuen Ergebnisse mit Literaturwerten 240
8.2 Diskussion spezieller Reaktionsmechanismen 245
8.2.1 Systematiken für Spallationsprodukte 245
8.2.2 Systematiken für Fragmentationsprodukte 247

9 Experimentelle Ergebnisse der Produktionsratenbestimmung 250
9.1 Allgemeine Bemerkungen zu den experimentell bestimmten Tiefenprofilen . 250
9.2 Test der Isotropie der Bestrahlung 254
9.2.1 Effekte durch Achsen und Lager 257
9.2.2 Effekte durch lokale Inhomogenitäten 259
9.3 Der Matrixeffekt in den Simulationsexperimenten 262

10 Modellrechnungen für die isotropen Dicktargetsimulationsexperimente 269
10.1 Modellrechnungen auf Grundlage von *a-priori* Neutronenanregungsfunktionen und solchen die mittels einen 1-Parameterfits angepaßt wurden 271
10.2 Die simultane Berücksichtigung aller experimenteller Daten 280
10.2.1 Der modifizierte STAY'SL-Code 286
10.2.2 Die Wahl der Eingabedaten und ihrer Fehler 289
10.3 Vergleich der neuen Ergebnisse der Modellrechnungen mit experimentellen Resultaten 293

11 Modellrechnungen für reale Meteoroide 298
11.1 Modellrechnungen für Steinmeteoroide 300
11.1.1 Das mittlere galaktische Teilchenspektrum in den letzten Millionen Jahren in den Meteoroidenorbits 300
11.1.2 Modellierung langlebiger kosmogener Nuklide: ^{10}Be, ^{14}C, ^{36}Cl und ^{53}Mn ... 306
11.1.3 Modellierung kurzlebiger kosmogener Nuklide: ^{22}Na, ^{54}Mn und ^{60}Co 319
11.1.4 Modellierung kosmogener Edelgase: ^{3c}He, ^{21}Ne und ^{36}Ar 324
11.1.5 Korrelationen zwischen den unterschiedlichen kosmogenen Nukliden 329
11.2 Modellrechnungen für Eisenmeteoroide 341
11.2.1 Modellrechnungen für den Eisenmeteoriten Grant 343
11.2.1.1 Die Bestimmung des präatmosphärischen Zentrums und des präatmosphärischen Radius von Grant 343
11.2.1.2 Modellrechnungen für langlebige kosmogene Nuklide 350
11.2.1.3 Modellierung stabiler kosmogener Nuklide und Bestimmung der Bestrahlungalter unter Berücksichtigung der space-erosion 358
11.2.2 Bestimmung der Bestrahlungsalter mittels der Nuklidpaare ^{21}Ne/^{26}Al, ^{36}Cl/^{36c}Ar und ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne 362
11.2.3 Allgemeine Bemerkungen zu den Modellrechnungen für Eisenmeteoroide .. 376
11.2.3.1 Spezielle Bemerkungen zum Eisenmeteoriten Grant 376
11.2.3.2 Allgemeine Bemerkungen 379

12 Zusammenfassung 387

13 Literaturverzeichnis 391

Anhänge: 407

A: Flußdichten primärer Protonen für die Bestrahlungen SACL0A und SACL0B 407

B: Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte 408

C: Experimentell bestimmte Produktionsraten 418

Symbole und Abkürzungen

A_i	Aktivität des Nuklides i [Bq]
$A_{i,s}$	Sättigungsaktivität des Nuklides i [Bq]
A_i	Atommasse des Nuklides i [amu]
A.U.	Astronomische Einheit [$1{,}596 \cdot 10^{11}$ m]
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit [m/s]
cc	Konzentration eines kosmogenen Edelgases [10^{-8} cm^3 STP / (g Ma)]
D	Dicke eines Folienstapels oder Tiefe unter der Oberfläche in einem Dicktarget
E	Energie [MeV]
GCR	galaktische kosmische Strahlung (**g**alactic **c**osmic **r**ays)
J_i	differentielle Flußdichte für Teilchen der Sorte i [cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}]
λ	Zerfallskonstante
LIS	Lokales Interstellares Spektrum (**L**ocal **I**nterstellar **S**pectrum)
M	solarer Modulationsparameter [MeV]
m	Masse [g]
Ma	10^6 Jahre
m_p	Ruhemasse des Protons [MeV/c^2]
N_{Av}	Avogadro-Konstante
N_j	Anzahlen der Teilchen der Sorte j pro Masseneinheit [g^{-1}]
Φ_i	Flußdichte für Teilchen der Sorte i [cm^{-2} s^{-1}]
P_i	Produktionsrate des Nuklides i (Einheit: [dpm/kg] für Radionuklide und [10^{-8} cm^3 STP / (g Ma) für Edelgase)
pp	primäre Protonen (**p**rimary **p**rotons)
R	Radius eines Meteoroiden [cm]
SCR	solare kosmische Strahlung (**s**olar **c**osmic **r**ays)
sn	sekundäre Neutronen (**s**econdary **n**eutrons)
sp	sekundäre Protonen (**s**econdary **p**rotons)
σ	Wirkungsquerschnitt [mb]
$T_{1/2}$	Halbwertszeit
T_{irr}	Bestrahlungszeit

1 Einleitung

Einer der überwältigensten Anblicke, die uns die Natur in einer klaren, mondlosen Nacht zu bieten hat, ist unser Sternenhimmel. Schon seit Urzeiten haben die Sterne uns Menschen fasziniert und zu wissenschaftlichen Überlegungen inspiriert. Heute wissen wir, daß alle Fixsterne, die wir mit bloßem Auge am Himmel sehen können, zu unserer eigenen Galaxie, der Milchstraße, gehören. Diese ist jedoch bei weitem nicht einmalig und bildet mit 24 weiteren einen sogenannten Galaxienhaufen, die Lokale Gruppe. Letzere ist wahrscheinlich jedoch auch nur ein Teil eines viel größeren, des sogenannten Virgo-Haufens. Doch das ist noch lange nicht alles. Innerhalb des beobachtbaren Universums sind etwa 100 Millionen solcher Häufungen bekannt. Wir sehen also, daß unser eigenes Sonnensystem nur eine sehr untergeordnete Rolle im Aufbau des gesamten Universums spielt, und trotzdem sind bisher nicht alle in ihm ablaufenden Mechanismen vollständig verstanden.

Betrachten wir in einer dieser klaren, mondlosen Sommernächte die Sterne und haben wir etwas Glück, sehen wir hin und wieder leuchtende Spuren am Himmel, die allgemein als Sternschnuppen bezeichnet werden. Dies bietet uns zum einen die Möglichkeit, einen Wunsch erfüllt zu bekommen, zum anderen können wir jedoch auch eine ganze Menge daraus lernen. Für jeden ist sofort ersichtlich, daß unser Sonnensystem dann wohl nicht nur aus der Sonne, den neun Planeten sowie deren jeweiligen Monden bestehen kann. Es muß zumindest noch solche Gesteinsbrocken geben, die aus dem Weltraum auf die Erdatmosphäre treffen, dabei heiß werden und bei ihrem Verglühen diese leuchtende Spur am Himmel hinterlassen. Und wirklich, betrachten wir unser Sonnensystem etwas genauer, läßt sich zwischen den Planeten Mars und Jupiter ein Bereich erhöhter Dichte an kleinen Körpern entdecken, der sogenannte Asteroidengürtel. Die meisten Asteroide - ihre Durchmesser reichen von wenigen Zentimetern bis hin zu etwa 100 km - umkreisen unsere Sonne in einem Abstand von etwa 2 A.U. (1 A.U. ist eine astronomische Einheit und kennzeichnet die mittlere Entfernung von der Sonne zur Erde) bis etwa 3,4 A.U. [Sch93]. Trägt man den mittleren Abstand der Asteroide von der Sonne auf, lassen sich innerhalb des Asteroidengürtels für bestimmte Abstände Lücken, daß heißt „nahezu entvölkerte" Bereiche beobachten.

Diese Lücken treten genau dann auf, wenn sich ganzzahlige Verhältnisse zwischen den Perioden des Asteroiden und des Planeten Jupiter ergeben [Sch93]. Die Ursache dafür liegt in dem großen Gravitationsfeld des Planeten. Bei einem festen Verhältnis der Umlaufperioden übt Jupiter an immer der gleichen Stelle seines Orbits eine attraktive Kraft auf den Asteroiden aus. Über viele Umläufe addiert führt dies schließlich dazu, daß der kleine Körper aus seiner Bahn entfernt wird. Kommt es also zwischen Asteroiden zu Kollisionen, bei denen einer der Stoßpartner, oder zumindest Bruchstücke, in solche gravitationsgestörten Bahnen geschleudert werden, führt dies zwangsläufig zu einer Entfernung aus dem Asteroidengürtel. Solche Gesteinsbrocken verlassen den Bereich zwischen Mars und Jupiter und machen sich als sogenannte Meteoroide auf den Weg durch unser Sonnensystem.

Auch der Raum zwischen den Planeten ist nicht wirklich leer, in ihm befinden sich Gas- und Staubwolken, die vorwiegend aus den Kationen von Wasserstoff (87%) und Helium (12%) bestehen. Durch stationäre und wandernde Magnetfelder unserer Galaxis beschleunigt, erreichen die Ionen dermaßen hohe Energien, daß sie durch Wechselwirkungen mit Materie Umwandlungen der Atomkerne bewirken können. Eine tiefe Einbettung in den Mutterkörper sorgt jedoch dafür, daß der spätere Meteoroid während seiner pränatalen Aufenthaltszeit im Asteroidengürtel nahezu abgeschirmt von dieser kosmischen Teilchenstrahlung ist. Erst auf seinem Weg quer durch unser Sonnensystem wird er fortwährend bestrahlt und sammelt so durch die Bildung von radioaktiven und stabilen Produktkernen eine Unmenge an Informationen sowohl über seine eigene Geschichte als auch über unser gesamtes solares System. Dabei finden sich all diese Informationen in Form von tiefenabhängigen Produktnuklidkonzentrationen codiert, so daß es prinzipiell möglich ist, aus deren Gehalten Aussagen über die Bestrahlungsgeschichte sowie über die Form und Größe des Meteoroiden zu machen.

Falls ein solcher Meteoroid zufällig die Erdbahn kreuzt, kann er von dem Gravitationsfeld eingefangen und von der Erde angezogen werden. Bei seinem Fall verdampft er nun vollständig in der Atmosphäre, dies sind die erwähnten Sternschnuppen mit dem totalen Verlust aller Informationen, oder aber er erreicht als Meteorit die Erdoberfläche. Allerdings verliert er auch im zweiten Fall im Mittel etwa 27% bis 99,9% [Bha80A] seiner ursprünglichen Masse, und der übriggebliebene Rest zerplatzt meistens bei oder sogar noch vor dem Auf-

treffen auf die Erde, so daß aus den gefundenen Stücken nur schwerlich die präatmosphärische Größe ermittelt werden kann. Es ist in der Praxis also nur in den seltensten Fällen möglich, die tiefenabhängigen Nuklidkonzentrationen ganzer Meteorite zu bestimmen. Vielmehr stehen normalerweise nur einige Bruchstücke zur Verfügung, aus denen dann sehr mühselig mit Hilfe geeigneter Modellüberlegungen all die über Millionen von Jahren angesammelten Informationen decodiert werden sollen. Die dabei benutzten Modelle müssen natürlich sowohl in bezug auf ihre Vorhersagefähigkeit als auch ihres Gültigkeitsbereiches getestet werden. Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, sich eine Bestrahlungssituation zu schaffen, bei der alle benötigten Parameter bekannt sind. Entsprechend wurden in der Vergangenheit von unserer Arbeitsgruppe mehrere Simulationsexperimente durchgeführt [Dit89, Dra87, Lue93, Mic86, Mic89, Mic93]. Während bei den bisherigen Bestrahlungen stets Steinkugeln unterschiedlicher Größe als Target verwendet wurde, stand bei der vorliegenden Arbeit erstmalig eine Eisenkugel als Simulationskörper zur Verfügung. Bevor nun jedoch ausführlich auf die unterschiedlichsten Simulationen eingegangen wird, sollen im folgenden kurze Einführungen zur galaktischen Teilchenstrahlung, zur Klassifizierung und Einteilung von Meteoriten und letztendlich natürlich zu den entsprechenden Wechselwirkungen gegeben werden, denn erst mit diesem Hintergrundwissen ist ein Verständnis dieser Arbeit überhaupt möglich.

1.1 Die kosmische Teilchenstrahlung

Hinsichtlich des Ursprungs und der Energieverteilung der Teilchen kann die Gesamtheit der kosmischen Korpuskularstrahlung in zwei Bereiche unterteilt werden: den der solaren und den der galaktischen kosmischen Strahlung. Diese zwei Typen unterscheiden sich neben der elementaren Zusammensetzung und der Herkunft vor allem in der Energieverteilung deutlich voneinander. Während das Gros der Teilchen der solaren kosmischen Strahlung lediglich Energien zwischen 10 MeV und 100 MeV besitzt, nimmt die differentielle Flußdichte für Teilchen galaktischen Ursprung noch bis hin zu 10 GeV deutlich meßbare Werte an (siehe dazu auch [Mic96]). Dieser Unterschied in den jeweiligen Energiebereichen mit den daraus

resultierenden unterschiedlichen Möglichkeiten für Wechselwirkungen mit extraterrestrischer Materie bestimmt die Bedeutsamkeit der galaktischen kosmischen Strahlung bei einer entsprechend geführten Diskussion. Während die solaren Korpuskel wegen ihrer geringen Energie vorwiegend durch Ionisierungseffekt schon in den Oberflächenschichten der bestrahlten Materie gestoppt werden und so nur bedingt Kernreaktionen induzieren, produziert jedes hochenergetische galaktische Teilchen eine sogenannte Kaskade sekundärer Teilchen. Dieser Schauer, vorwiegend handelt es sich dabei um Neutronen, reicht bis in große Tiefen und induziert über den gesamten Bereich Kernreaktionen. Wegen des großen Verlustes an Oberfläche beim Durchgang extraterrestrischer Materie durch die Erdatmosphäre gehen die solaren Effekte verloren - Ausnahmen bilden sehr kleine Meteoroide und kosmischer Staub - und übrig bleiben alleine die tiefenabhängigen Nuklidkonzentrationen, die durch die Wechselwirkungen der galaktischen Teilchen induziert wurden.

Da in der vorliegenden Arbeit fast ausnahmslos Meteorite diskutiert werden, bei denen die oberflächennahen solaren Effekte verloren gegangen sind, soll es reichen, in den folgenden Kapiteln dieser Einleitung die galaktische kosmische Teilchenstrahlung ausführlich zu diskutieren.

1.1.1 Die galaktische kosmische Teilchenstrahlung

Die galaktische kosmische Strahlung, im folgenden kurz GCR genannt, ist eine isotrope Teilchenstrahlung, die ihren Ursprung außerhalb unseres Sonnensystems hat. Als Quelle dieser galaktischen Komponente der kosmischen Teilchenstrahlung schlugen Colgate et al. [Col60, Col66] Supernovaexplosionen vor. Ihre Vermutung wurde in mehreren späteren Veröffentlichungen aufgegriffen und bestätigt [z.B. Cer95, Koy95, Rey95, Sim83]. Entsprechend sind mit 87% ionisiertem Wasserstoff, 12% α-Teilchen und etwa 1% schwereren Ionen [Sim83] die relativen Häufigkeiten der Elemente in der GCR mit denen unseres Sonnensystems vergleichbar. Einzig bei den schwereren Elementen Li, Be, B sowie bei Sc, Ti, V, Mn und Pb gibt es erhebliche Diskrepanzen. Ihre physikalischen Ursachen sind jedoch verstanden und bereits mehrfach veröffentlicht worden [Cam70, Pri73, Sim83].

Bei einer Supernova werden Teilchen durch die dabei auftretenden Schockwellen mit gewissen Anfangsenergien emittiert [Col60], um bei ihrer Reise durch die Galaxis an stationären und wandernden Magnetfeldern auf Energien bis zu $4 \cdot 10^{21}$ eV beschleunigt zu werden [Bry92, Cer95, Fer49, Koy95, Ram72, Rey95, Sug71, Zan92]. Ihre Energieverteilung im interstellaren Raum (Local Interstellar Spectrum, LIS) kann oberhalb einiger GeV durch eine Potenzfunktion in E beschrieben werden. Dringen die galaktischen Teilchen in unser Sonnensystem ein, kommt es zu einer Wechselwirkung mit dem solaren Magnetfeld, der sogenannten Modulation [Que84, Urc72]. Dieser Effekt führt zu einer Veränderung der Teilchenspektren, wobei vor allem der niederenergetische Bereich unterhalb von etwa 1 GeV Modifikationen erfährt.

1.1.2 Die Protonen der galaktischen kosmischen Strahlung

Dieses Kapitel beschäftigt sich ausschließlich mit dem Protonenanteil der GCR. Neben den differentiellen Teilchenspektren werden sowohl die integralen Flüsse als auch die mittleren Energien in Abhängigkeit vom Modulationsparameter angegeben.

Das differentielle Teilchenspektrum der galaktischen Protonen wird, wie bereits erwähnt, durch das solare Magnetfeld moduliert, und läßt sich nach einem Ansatz von Castagnoli und Lal [Cas80] in Abhängigkeit von der jeweiligen Sonnenaktivität, gegeben durch den Wert des entsprechenden Modulationsparameters, durch folgende Zahlenwertgleichung berechnen:

$$J(E_p, M) = C_p \frac{E_p (E_p + 2m_p c^2)(E_p + m + M)^{-2.65}}{(E_p + M)(E_p + 2m_p c^2 + M)} \qquad \textbf{(1.1)}$$

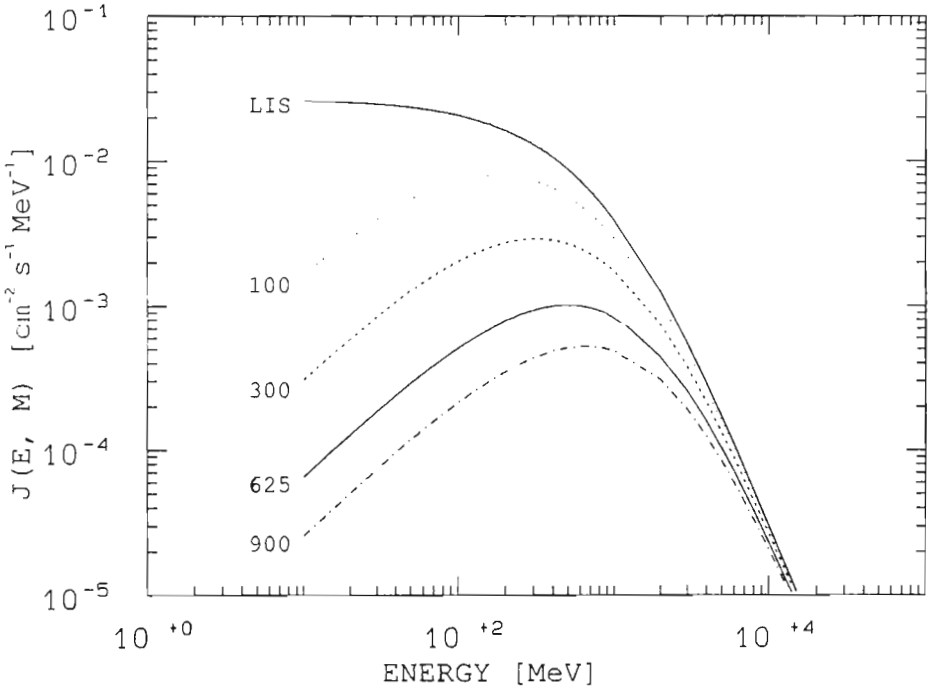
Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, m_p die Ruhemasse des Protons in [MeV/c^2], E_p seine kinetische Energie in [MeV] und M der Modulationsparameter in der Einheit [MeV]. Der Parameter m berechnet sich wie folgt:

$$m = 780 \cdot \exp(-2{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot E_p) \qquad \textbf{(1.2)}$$

Der Wert C_p skaliert diesen funktionellen Zusammenhang auf die tatsächlich beobachteten

Teilchenspektren, die aus Satellitenmessungen hinreichend genau bekannt sind. Für ihn wird ein Wert von $1{,}24 \cdot 10^6$ angenommen. Es ist an dieser Stelle anzumerken, daß Gleichung (1.1) in dieser Form nur für die Ebene der Ekliptik Gültigkeit besitzt und bei Berücksichtigung der Anisotropien des solaren Magnetfeldes in den polaren Richtungen um entsprechende Terme erweitert werden muß.

Der Modulationsparameter M hat in der Natur einen Wertebereich von etwa 100 MeV bis 900 MeV, wobei niedrige Werte einer geringen Sonnenaktivität, hohe Modulationen dagegen einer starken Sonne entsprechen. So gilt für das Maunder-Minimum (1645-1715 n.Chr.) ein Wert von $M = 100$ MeV, während für 1969, ein Jahr hoher Sonnenaktivität, die Wechselwirkung zwischen GCR und Sonnenmagnetfeld am besten durch $M = 900$ MeV beschrieben werden kann. In Abb. 1.1 sind die differentiellen Teilchenspektren galaktischer Protonen bei unterschiedlichen Modulationen in Abhängigkeit von der Energie dargestellt.



1.1 : Differentielle Flussdichte galaktischer Protonen in 1 A.U. Abstand von der Sonne bei unterschiedlichen Modulationen. Der entsprechende Parameter ist in der Einheit [MeV] angegeben.

Die integrale Flußdichte (in der Einheit [cm^{-2} s^{-1}]) der GCR-Protonen läßt sich wie folgt abschätzen:

$$J_{integral}(M) = Y_0 + A_1 e^{(-M a_1)} + A_2 e^{(-M a_2)} \qquad \textbf{(1.3)}$$

Dieser funktionale Zusammenhang gilt für alle betrachteten Energiefenster. Die Werte der freien Parameter A_1, A_2, a_1 und a_2 sowie Y_0 erhält man durch Fits an die experimentellen Daten. Insgesamt kann festgestellt werden, daß die Variationen der integralen Flüsse mit steigender Minimalenergie geringer werden. Betrachtet man alle Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV ändert sich der integrale Wert von 11,52 $cm^{-2}\,s^{-1}$ bei einer angenommenen Modulation von M = 50 MeV auf nur noch 1,72 $cm^{-2}\,s^{-1}$ bei M = 900 MeV. Wird dagegen die Minimalenergie der betrachteten Teilchen auf 1 GeV gesetzt, unterscheiden sich die integralen Flüsse bei gleichen Modulationen lediglich noch um einen Faktor 3,5 voneinander (4,32 $cm^{-2}s^{-1}$ bei M = 50 MeV und 1,22 $cm^{-2}\,s^{-1}$ bei M = 900 MeV).

Wie die eben diskutierte integrale Flußdichte variiert natürlich auch die mittlere Energie des GCR-Protonenspektrums mit dem Modulationsparameter. Es läßt sich folgender linearer Zusammenhang finden:

$$< E >_{GCR} = 1363\ [MeV] + 3{,}471 \cdot M \qquad \textbf{(1.4)}$$

Für den typischen Wertebereich von M zwischen 100 MeV und 900 MeV ergeben sich damit mittlere Energien der GCR-Protonen zwischen 1,7 GeV und 4,5 GeV.

1.1.3 Die α-Komponente der galaktischen kosmischen Strahlung

Die unmodulierten differentiellen Teilchenspektren für Protonen und He-Kerne zeigen eine nahezu identische Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon. Wird das lokale interstellare Spektrum - Modulationsparameter M identisch Null in Gleichung (1.1) - diskutiert, ergibt sich für Protonen und He-Kerne ein übereinstimmender analytischer Ausdruck:

$$J(E) = C_p\,(E + m)^{-\gamma} \qquad \textbf{(1.5)}$$

Während jedoch, wie im vorangegangenen Kapitel bereits gezeigt wurde, für Protonen folgender Parametersatz gültig ist

$$C_p = 1{,}24 \cdot 10^6$$
$$\gamma = 2{,}65$$
$$m = 780 \cdot \exp(-2{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot E_p)$$

läßt sich der differentielle α-Anteil der GCR durch folgende Werte beschreiben:

$$C_p = 2{,}23 \cdot 10^6$$
$$\gamma = 2{,}77$$
$$m = 660 \cdot \exp(-1{,}4 \cdot 10^{-4} \cdot E_\alpha)$$

Dabei ist stets zu berücksichtigen, daß es sich bei E um die Energie pro Nukleon handelt. Aufgrund dieser Tatsache kommt es zu ähnlichen Spektrenformen, die sich jedoch in ihren Absolutwerten um etwa eine Größenordung voneinander unterscheiden [Urc72, Sim83]. Auch die Wechselwirkung mit dem solaren Magnetfeld kann mit den gleichen physikalischen Modellen beschrieben werden, die sich schon bei den galaktischen Protonen bewährt haben [Urc72]. Nachdem nun die Spektren der He-Kerne zumindest vom Prinzip her verstanden sind, stellt sich natürlich die Frage, wie wichtig diese Komponente bei einer realistischen Beschreibung der Wechselwirkung der GCR mit Materie ist. Zwar beträgt der Anteil der α-Teilchen nur 12% an der Gesamtzusammensetzung, da jeder He-Kern jedoch insgesamt vier mal soviel Energie mit sich führt wie ein GCR-Proton, werden etwa 55% der Gesamtenergie bei der Wechselwirkung der kosmischen Teilchenstrahlung mit Materie durch die He-Komponente in den Targetkern transportiert. Entsprechend ist es für ein vollständiges Verständnis der Wechselwirkungen natürlich unumgänglich, diesen Anteil auf irgendeine Art zu berücksichtigen. Das kann auf zwei unterschiedliche Arten geschehen: Entweder werden die α-Teilchen explizit mit in die Betrachtungen einbezogen, oder sie werden durch geeignete Abschätzungen berücksichtigt.

1.2 Klassifikation von Meteoriten

Meteorite klassifiziert man aufgrund ihres Gehaltes an metallischem Eisen in drei große Hauptgruppen: Stein-, Stein-Eisen- und Eisenmeteorite. Diese recht grobe Unterteilung ist jedoch für eine detailliert Klassifizierung bei weitem nicht ausreichend. Jede der drei Gruppen läßt sich anhand mineralogischer und petrographischer Kriterien in weitere Untergruppen gliedern. Eine detaillierte Beschreibung der Klassifizierungskriterien findet sich zum Beispiel in [Büh88, Sch93, Was74].

Bei den Steinmeteoriten unterscheidet man vor allem zwischen undifferenzierten Chondriten, die sich seit ihrer Entstehung nicht oder zumindest nur sehr wenig metamorph verändert haben, und den sogenannten Achondriten, die seit ihrer Bildung mindestens eine starke Umwandlung erfuhren. Die Chondrite, mit etwa 95% gehört der weitaus größte Teil der Steinmeteorite zu dieser Klasse, stellen das ursprünglichste Material in unserem Sonnensystem dar. Den Namen verdanken sie der Tatsache, daß an ihrem Aufbau millimeter- bis erbsengroße Kügelchen, die sogenannten Chondren, wesentlich beteiligt sind. Diese liegen eingebettet in einer Grundmasse, die ihrerseits aus den unterschiedlichsten Mineralien besteht. Interessant dabei ist, daß auf der Erde keine den Chondriten chemisch und petrologisch ähnlichen Gesteine gefunden werden können, sie also seit ihrer Entstehung nicht oder nur sehr wenig metamorph verändert wurden und sie somit sehr ursprüngliches Material darstellen. Die Achondrite sind ähnlich wie die irdischen Basalte magmatischen Ursprungs, habe jedoch mit 4,4 bis 4,6 Milliarden Jahren ein deutlich höheres Erstarrungsalter. Beide Gruppen lassen sich gemäß unterschiedlicher Kriterien [Büh88, Sch93, Was74] weiter unterteilen, so daß es für Steinmeteorite insgesamt derzeit 14 verschiedene Klassen gibt.

Stein-Eisenmeteorite sind zusammengesetzt aus einer Mischung metamorph überprägten Silikatgesteins (etwa 50%) und Nickeleisen (etwa 50%). Gemäß ihren Verhältnis von Fe/(Fe+Mg) werden sie in Mesosiderite und Pallasite unterteilt. Einer dritten Klasse, den sogenannten Lodraniten, werden diejenigen Vertreter zugeordnet, die für herkömmliche Mesosiderite anormale Verhältnisse aufweisen.

Eisenmeteorite sind differenzierte metallreiche Meteorite. Sie bestehen zur Hauptsache aus sogenanntem Kamazit, kubisch raumzentriertem Alpha-Fe(Ni) mit weniger als 7,5% Nickel und aus Taenit, kubisch flächenzentriertem Gamme-Fe(Ni) mit mehr als 25% Nickel. Neben diesen Hauptelementen enthalten Eisenmeteorite zum Teil beträchtliche Mengen an Sulfiden (Troilit), sowie Phosphiden (Schreibersit), Karbiden (Cohenit) und anderen Mineralien und Spurenelementen. Nach ihrem Gehalt an Gallium und Germanium werden sie in insgesamt 17 Klassen unterteilt [Buc75, Was74].

1.3 Qualitative Beschreibung der Wechselwirkung kosmischer Teilchenstrahlung mit Materie

Die Wechselwirkungen der kosmischen Teilchenstrahlung mit Materie lassen sich allgemein in zwei Bereiche unterteilen: Bremsung bzw. Moderation und Reaktionen mit den Atomkernen.

Durch inelastische Stöße mit den Elektronen der Atomhüllen werden schwere geladene Teilchen (d.h. $A \geq 1$) gebremst, wobei die jeweiligen Absorberatome angeregt oder ionisiert werden. Ein Teil dieser Ionisationseffekte kann direkt in Form von Thermolumineszenz nachgewiesen werden. Der Energieverlust entsprechender Projektile beim Durchgang durch Materie wurde schon in den Anfängen der Quantenmechanik von Bethe und Bloch [Bet30, Bet32, Blo33A, Blo33B] beschrieben:

$$- \partial_x E = \frac{4\pi Z_P^2 e^4}{m_e v^2} N_{Av} \frac{Z_T}{A_T} \left[\ln \left(\frac{2 m_e v^2}{I\,(1-\beta)} \right) - \beta^2 \right] \qquad \textbf{(1.6)}$$

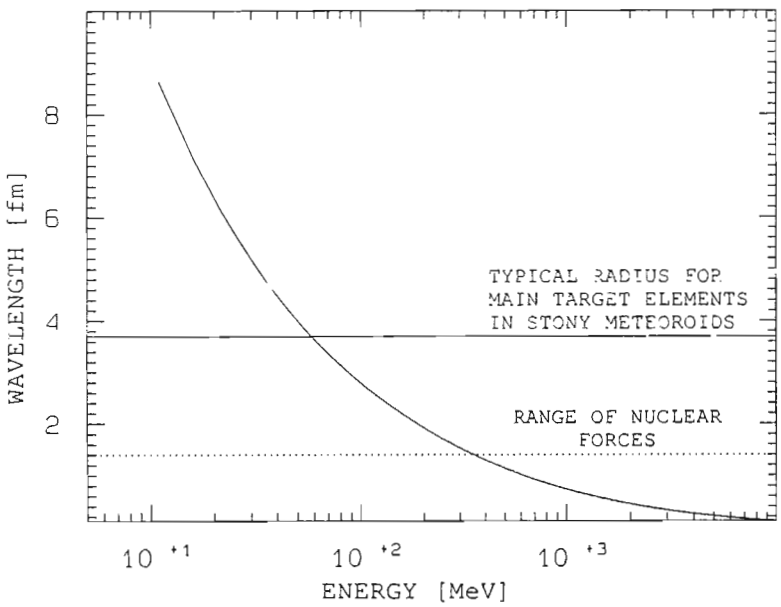
Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich zumindest theoretisch der Energieverlust dE pro durchlaufenes Wegstück dx (in g/cm^2) eines Projektils mit der Kernladungszahl Z_p und der Geschwindigkeit v berechnen. Das Absorbermaterial findet dabei durch das mittlere Ionisationspotential I, die Kernladungszahl Z_T und das Atomgewicht A_T Berücksichtigung. Die Größen N_{Av} und β kennzeichnen die Avogadro-Konstante beziehungsweise die Projektilgeschwindig-

keit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Der ursprüngliche theoretische Ansatz, das mittlere Ionisationspotential I über die Summation der Anregungsenergien der einzelnen Energieniveaus jeweils gewichtet mit den zugehörigen Oszillatorstärken zu berechnen [Bet30], hat bisher keine vernünftige Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Bremsvermögen ergeben. Aus diesem Grund existieren in der Literatur eine Reihe von Kompilationen, bei denen I durch Messung des Bremsvermögens selbst bestimmt wird. Dabei wird in allen Fällen die Gültigkeit von Gleichung (1.6) vorausgesetzt.
Während relativistische Korrekturen für hohe Projektilenergien in der Bethe-Bloch-Gleichung durch den additiven Faktor β^2 in Betracht gezogen werden, muß sie für niedrige Geschwindigkeiten durch semiempirische Korrekturen für Schalen- und Dichteeffekte erweitert werden. Eine entsprechende Herleitung findet sich in [Fan63]. Für das Bremsvermögen und die Reichweite geladener Teilchen in den unterschiedlichsten Absorbermaterialien liegen eine ganze Reihe von Kompilationen und Evaluationen vor (z.B. [And77, Jan82]).

Ganz anders verhalten sich dagegen ungeladene Teilchen wie zum Beispiel Neutronen in Materie. Da die Neutronen - sie werden während der Kernreaktionen als sogenannte sekundäre Teilchen emittiert - nicht durch Coulombkräfte mit den Hüllenelektronen des Absorbermaterials wechselwirken, unterliegen sie auf ihrem Weg zu niedrigeren Energien anderen physikalischen Gesetzen. Schnelle Neutronen verlieren ihre Energie durch Stöße mit den Atomkernen der sie umgebenen Materie. Diese Stoßprozesse können sowohl elastisch als auch inelastisch sein, wobei nur letztere zu einer Moderation führen. Unterhalb einiger keV überwiegen dann die elastischen Stöße um bei wenigen eV die einzig möglichen zu werden, da es keinen absoluten Energieverlust geben kann. Die Ursache dafür liegt auf der Hand, die Moleküle des Absorbers führen gemäß ihrer Temperatur thermische Schwingungen aus, stoßende Neutronen mit Energien oberhalb dieser thermischen werden moderiert, alle anderen gewinnen an Energie, so daß letztendlich die Energieverteilung der Neutronen der Maxwellschen Verteilung bei der Moderatortemperatur entspricht. Neutronen, die sich so im Gleichgewicht mit der Wärmebewegung des Streumediums befinden, werden allgemein als thermische Neutronen bezeichnet. Erwähnt werden soll an dieser Stelle noch, daß die differentiellen Neutronenflußdichten mit Hilfe einer streng analytisch lösbaren Bremsgleichung für die unterschiedlichsten Moderatormedien ermittelt werden kann [Wir58]. Die

einfachst mögliche aber für die Praxis bedeutsamste Lösung ist dabei das $1/E$-Verhalten der Spektren epithermischer Neutronen - Epithermisch umfaßt den Bereich von der thermischen Energie (bei Zimmertemperatur etwa 1/40 eV) bis hin zu mehreren keV - bei reiner Moderation ohne Absorption.

Neben den eben diskutierten Wechselwirkungen der Projektile mit den Hüllenelektronen gibt es natürlich auch Reaktionen mit den Atomkernen des bestrahlten Materials. Da bislang jedoch noch keine einheitliche Theorie zur Beschreibung von Kernreaktionen existiert, muß sich der folgende Abschnitt darauf beschränken, die Modellvorstellungen der einzelnen Reaktionsmechanismen vorzustellen. Je nach Energie der auslösenden Projektile beziehungsweise der Zeitskala der Reaktionsdauer unterscheidet man ganz allgemein zwischen Compoundkern-, Präequilibriums-, Spallations-, Fragmentations- und direkten Reaktionen. Die Übergänge zwischen den einzelnen Bereiche sind fließend und werden in der Regel durch die theoretischen Überlegungen nur sehr unbefriedigend beschrieben. Als eine der anschaulichsten Möglichkeiten, die einzelnen Reaktionsmechanismen zu verstehen, bietet sich die Diskussion der Wellenlänge der Projektile in Abhängigkeit von ihrer Energie an. In Abb. 1.2 ist dies für den speziellen Fall protoneninduzierter Reaktionen dargestellt. Neben der Wellenlänge als Funktion der Energie sind zusätzlich sowohl ein Wert für typische Kernradien, in diesem speziellen Fall der Radius eines Si-Kernes als Haupttargetelement in Steinmeteoroiden, als auch ein typischer Wert für die Reichweite der Kernkräfte mit aufgetragen.



1.2 : Wellenlänge von Protonen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie. Zusätzlich aufgetragen ist sowohl ein Wert für einen typischen Kernradius, in diesem Fall für Si als Haupttargetelement in Steinmeteoroiden, als auch für die Reichweite der Kernkräfte

Bei niedriger Projektilenergie ist die korrespondierende Wellenlänge von vergleichbarer Größe wie der Kernradius selbst, entsprechend wechselwirkt das Primärteilchen nicht mit einem einzelnen Nukleon, sondern mit dem gesamten Kern. Aus diesem Grund kann nach der Absorption des Projektils die Situation eintreten, daß keines der einzelnen Nukleonen genug Energie hat, um ein solches Compoundsystem zu verlassen. Durch Stoßprozesse wird nun die gesamte zur Verfügung stehende Energie statistisch auf sämtliche Nukleonen des Übergangskerns verteilt. Diese Verteilung wird sich solange ändern, bis ein Teilchen eine genügend hohe Energie hat, daß es den Kern verlassen kann. Durch solche Umordnungsprozesse, typische Zeiten sind 10^{-16} s, verliert der Compoundzustand abgesehen von den üblichen Erhaltungssätzen jegliche Informationen über seine Bildung und zerfällt daher unabhängig von ihr [Gho50], wobei die Nukleonen isotrop im Schwerpunktsystem evaporiert werden. Ihre Verdampfungsspektren lassen sich durch Maxwell-Verteilungen mit entsprechender Kerntemperatur beschreiben. Die Grundlagen dieser Compoundkern-Reaktionen wurden von Bohr [Boh36] geschaffen. In den darauffolgenden Jahren entwickelte Weisskopf [Wei37, Wei40] die Hypothese zu dem noch heute gültigen Modell weiter.

Bei höheren Einschußenergien, also kürzeren Wellenlängen, wechselwirkt das Projektil nicht mehr mit dem Kern als Kollektiv, sondern es fängt an, die nukleonische Struktur aufzulösen. In den frühen Untersuchungen wurden solche Reaktionen (Spallationsreaktionen) zwischen elementaren Projektilen und komplexen Targetkernen nach einem Vorschlag von Serber [Ser47] als Zweistufenprozesse beschrieben.
In der ersten Phase wird der Kern als Ansammlung quasifreier Teilchen angesehen, seine individuellen Niveaus finden keine Berücksichtigung. Bei entsprechend hohen Einschußenergien von einigen GeV wird das Projektil in der überwiegenden Zahl der Fälle ohne zu wechselwirken den Kern durchdringen. Er ist in dem betrachteten Energiebereich also nahezu transparent für die eingestrahlten Teilchen. Wechselwirkt das Projektil mit dem Kern, trifft es also doch auf ein einzelnes Nukleon des Targetkerns, überträgt es auf dieses einen Teil seiner Energie und verläßt mit großer Wahrscheinlichkeit das System ohne weitere Wechselwirkungen. Da Stöße, bei denen der individuelle Energieübertrag kleiner ist als die Ablösearbeit eines Nukleons, in dem betrachteten Energiebereich sehr unwahrscheinlich sind, kann das gestoßene Teilchen seinerseits das System als Ejektil verlassen, oder aber mit

weiteren Nukleonen innerhalb des Kernes wechselwirken. Letztere haben wiederum die Möglichkeit Energie zu übertragen oder emittiert zu werden. In diesem ersten Reaktionsabschnitt kommt es also neben dem Aufbau der intranuklearen Kaskade (INC) zu Teilchenübergängen ins Kontinuum, wobei die Emissionen in Vorwärtsrichtung deutlich dominieren. Das Ende der Kaskade ist dann erreicht, wenn der direkte Energieübertrag durch Stöße kleiner wird als die Bindungsenergie, Teilchenemissionen auf diesem Wege also unmöglich werden. In diesem zweiten Reaktionschritt nahm Serber [Ser47] das System als equilibriert, die Energie dementsprechend als gleichverteilt an. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die weiteren Übergänge von Nukleonen ins Kontinuum durch das bekannte Compoundkernmodell [Wei37, Wei40] berechnen.

Erst viele Jahre später diskutierten Griffin [Gri66] und Harp [Har68] die Phase zwischen diesen zwei Reaktionsabschnitten. Beide Modelle basieren auf einer intranuklearen Kaskade mit Berücksichtigung individueller Kernniveaus. Ihren Überlegungen zufolge sind Nukleonenemissionen nicht nur in Schritt eins und zwei, sondern zusätzlich auch in der Übergangsphase denkbar. Eine erfolgreiche Beschreibung solcher Präequilibriumzerfälle geht auf Blann zurück [Bla71]. Er vereinigt in seinem Hybridmodell das Excitonen-Modell von Griffin [Gri66] mit den Überlegungen von Harp, Miller und Berne [Har68]: Während bei Griffin die Verteilungsphase als eine Folge von Teilchen-Loch-Anregungen mit jeweils möglicher Emission ins Kontinuum beschrieben wird, berechnen Harp und Mitarbeiter die intranuklearen Übergangsraten *a-priori* aus der freien Neutron-Neutron-Streuung. Da das Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen an späterer Stelle dieser Arbeit noch ausführlich zu diskutieren sein wird, sollen diese kurzen Bemerkungen für ein erstes Verständnis des Mechanismus ausreichen.

Wächst die Projektilenergie weiter an, kann es während der intranuklearen Kaskade neben der Emission einzelner Nukleonen zusätzlich zu einer starken Erhitzung des Kernes kommen (Anregungsenergie mehr als 1 MeV/A). Da er infolge der vorangegangenen schnellen Teilchenemission in einzelnen Bereichen eine verringerte Dichte hat, ist es möglich, daß einzelne Nukleonen frei von ihren Nachbarn existieren, der Kern also eher als Gas denn als Flüssigkeit angesehen werden muß. Nähern sich diese quasifreien Teilchen einander an,

werden sie aus energetischen Gründen mehr oder weniger stabile Cluster bilden, die ihrerseits nahezu keine Bindung mehr an das restliche Kernsystem haben. Das Fehlen der attraktiven Kernkräfte bei gleichzeitiger Coulombabstoßung führt zu einer Instabilität und das System zerfällt in einzelne Nukleonen und Cluster. Dieser Mechanismus der Multifragmentation wurde in der neueren Vergangenheit intensiv untersucht, so daß sich weiterführende Informationen in entsprechenden Literaturstellen finden lassen [Bot87, Bot90, Bot92, Bot93].

Da sowohl bei Compound-, Spallations- als auch bei Präequilibriumreaktionen die Anregungsenergie letztendlich statistisch auf alle verbleibenden Nukleonen verteilt wird, laufen alle diese Mechanismen typischerweise auf gleichen Zeitskalen von etwa 10^{-16} s ab. Ganz anders verhalten sich dagegen die direkten Reaktionen. Ihre Wechselwirkungsdauer, sie beträgt etwa 10^{-22} s, wird durch die Zeit bestimmt, die das Projektil zum Passieren des Kernes benötigt. Zu solchen direkten Prozessen zählt man jene, die sich nicht mit statistischen Mitteln beschreiben lassen, wie zum Beispiel die Anregung einzelner Kernzustände ohne gleichzeitige Absorption des Projektils, Nukleonentransferreaktionen, sowie einige spezielle Streuvorgänge.

Während die vorangegangene Diskussion der Reaktionsmechanismen sowohl für geladene als auch für ungeladene Projektile gleichermaßen gültig ist, unterscheiden sich die physikalischen Vorgänge im Energiebereich unterhalb weniger MeV gravierend voneinander. Die Energie der Coulombschwelle E_c läßt sich wie folgt berechnen [May84]:

$$E_c = \frac{Z_T \, Z_P \, e_0^2}{r_0 \, (A_T^{1/3} + A_P^{1/3})} \tag{1.7}$$

Dabei entsprechen Z_T und Z_P bzw. A_T und A_P der Kernladungs- und Massenzahl des Targetkernes (T) bzw. des Projektils (P). Die Größen e_0 und r_0 kennzeichnen die elektrische Elementarladung und die bekannte Konstante mit dem Wert $1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm. Wird mit Hilfe von Gleichung (1.7) die Schwellenenergie für die Reaktion eines Protons mit einem ^{56}Fe-Kern berechnet, lautet das Ergebnis 5,9 MeV. Entsprechende Teilchen werden also unterhalb dieser Energie nur durch den Tunneleffekt in den Kern eindringen und so Reaktionen

auslösen können. Da dieser Mechanismus jedoch äußerst ineffektiv ist, kann er bei der Diskussion von Kernreaktionen vernachlässigt werden. In der Praxis wird also davon ausgegangen, daß unterhalb dieser Schwellenenergie für das Projektil keine Eindringen in den Kern und damit auch keine Reaktion mit ihm möglich ist. Gänzlich anders stellt sich die Situation dagegen bei ungeladenen Teilchen wie zum Beispiel Neutronen dar. Sie können auch bei sehr niedrigen Energien ungehindert in den Kern eindringen und so Reaktionen initiieren. In diesem Bereich unterhalb weniger keV besitzen die Kerne Einfangwahrscheinlichkeiten, die über weite Bereiche umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit sind und bei ausgezeichneten Energien zusätzlich noch Resonanzcharakter aufweisen. Da solche Neutroneneinfangreaktionen gerade im thermischen Bereich recht wahrscheinlich sind, ist es unumgänglich, sie bei einer detaillierten Untersuchung der speziellen Reaktionsprodukte mit in Betracht zu ziehen.

Wegen der Fülle der verschiedenen möglichen Reaktionsmechanismen ist leicht einzusehen, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Kernreaktionen neben der Art des Targetmaterials und des Reaktionstypes vor allem auch von der Wahl der Projektile und ihren kinetischen Energien abhängen wird. Um nun ein geeignetes Maß dafür zu haben, daß eine bestimmte Reaktion eintritt, wird ein Wirkungsquerschnitt σ eingeführt. Seine korrekte Herleitung und auch eine Beschreibung der Möglichkeiten, wie er sich experimentell ermitteln läßt, wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben. Für jede Target-Produkt-Kombination, jede Projektilart und letztlich auch für jede denkbare Energie läßt sich nun die Reaktionswahrscheinlichkeit in Form eines solchen Wirkungsquerschnitts angeben. Seine Energieabgängigkeit wird dabei am sinnvollsten in sogenannten Anregungsfunktionen zusammengefaßt. In der folgenden Abb. 1.3 ist eine solche für den speziellen Fall der protoneninduzierten Reaktion am Silizium zur Erzeugung von ^{22}Na-Produktkernen dargestellt. Da die unterschiedlichen Anregungsfunktionen in späteren Kapiteln dieser Arbeit noch ausführlich zu diskutieren sein werden, soll an dieser Stelle ein ersten Einblick in ihre prinzipiellen Strukturen genügen.

Die hier dargestellte Reaktion setzt bei einer erstaunlich niedrigen Protonenenergie von etwas 20 MeV ein. Wird nämlich die Schwellenenergie durch die Bindungsenergien der einzelnen Nukleonen abgeschätzt, dürfte die Produktion tatsächlich erst bei etwa 50 bis 60

MeV einsetzen. Rechnet man die Energie der Reaktionschwelle über die Massen von Target und Produkt korrekt aus, ergibt sich bei der Emission einzelner Nukleonen ein Schwellenwert von 64,64 MeV für das Haupttargetnuklid ^{28}Si. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß gerade im niederenergetischen Bereich Nukleonencluster aus dem Kernsystem emittiert werden müssen, da diese selber eine Bindungsenergie haben und somit die für die Reaktion benötigte Gesamtenergie reduzieren. Eine mögliche Erklärung der niedrig liegenden Schwelle in diesem Fall ist die Emission zweier α-Teilchen nach dem Protoneneinfang eines ^{29}Si-Kernes. Der Wendepunkt bei etwa 40 MeV läßt sich durch die nun einsetzende Reaktion ^{28}Si(p,1α2p1n)^{22}Na mit einer Schwellenenergie von etwa 35 MeV erklären. Wächst die Projektilenergie weiter an und überschreitet dabei 65 MeV ist die Emission einzelner Nukleonen energetisch möglich, und der Wirkungsquerschnitt nimmt wegen der größten Zahl kombinatorischer Möglichkeiten maximale Werte an, die er in diesem speziellen Fall über den gesamten hier diskutierten Bereich bis 1,8 GeV beibehält.

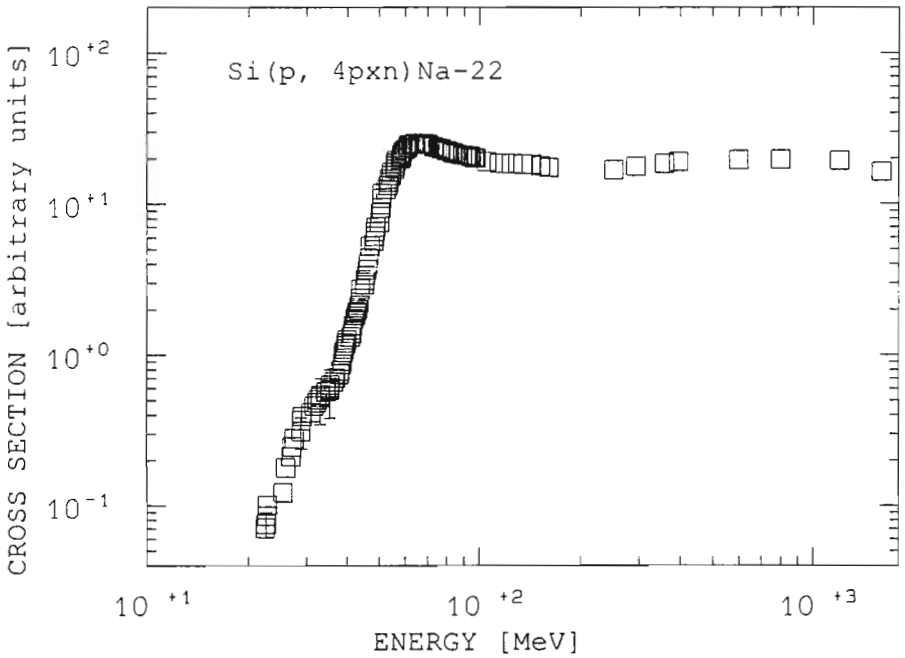


Abb. 1.3 : Anregungsfunktion der Reaktion ^{22}Na aus Si

Bei allen bisher erwähnten Reaktionstypen, ausgenommen sind lediglich die Neutroneneinfangprozesse, werden neben den eigentlichen Reaktionsprodukten einzelne Nukleonen wie Protonen und Neutronen, leichte bis mittelschwere Cluster (^{3}H bis hin zu Nukleonenzusammenschlüssen von mehr als 20 Teilchen) und Pionen produziert. Diese Vielzahl von Sekundärteilchen ist in einem ausgedehnten Target prinzipiell in der Lage, weitere Kernre-

aktionen auszulösen. Man spricht dabei von einer internuklearen Kaskade. Damit eng verbunden ist der Begriff der Multiplizität. Darunter versteht man ganz allgemein die Zahl der sekundären Teilchen, es wird dabei nach Typen unterschieden, die durch die eingestrahlten und bisher an Reaktionen beteiligten Projektile insgesamt produziert wurden. Sie beschreibt also im Prinzip so etwas wie die Vermehrung der Teilchen. Das Schicksal dieser Sekundärpartikel hängt sowohl von ihrer Art als auch von ihrer Energieverteilung ab. Die hochgeladenen Cluster wie zum Beispiel ^{14}C und ^{22}Na haben zum einen eine zu geringe Energie, um über die Coulombschwellen hinweg Reaktionen induzieren zu können, zum anderen werden sie ohnehin aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl sehr schnell gebremst. Anders verhält es sich dagegen für die leichten, geladenen Teilchenverbände, wobei vor allem ^{3}He und ^{4}He hervorzuheben sind. Bei den Untersuchungen des noch vorzustellenden Experimentes wurde deutlich, daß für einige sensible Reaktionen Effekte durch sekundäre leichte Cluster durchaus meßbare Größen annehmen können. Unumstritten ist der Einfluß sekundärer Protonen und Neutronen. Da sie unter allen Sekundärteilchenarten die höchsten Flußdichten besitzen, übertreffen sie in ausgedehnten Targets den Einfluß der Primärteilchen oftmals deutlich. Besonders hervorzuheben sind dabei die sekundären Neutronen, da sie wegen ihrer fehlenden elektrischen Ladung nicht der Coulombwechselwirkung unterliegen, insgesamt langsam moderiert werden und so sehr große Reichweiten besitzen.

1.4 Quantitative Beschreibung der Wechselwirkung kosmischer Teilchenstrahlung mit Materie

Die experimentell bestimmten tiefenabhängigen Konzentrationen der radioaktiven und stabilen kosmogenen Nuklide werden üblicherweise in Form sogenannter Produktionsraten angegeben. Sie steht dabei für die Zahl der pro Zeit- und Masseneinheit in einem bestrahlten Objekt erzeugten Produkte. Ihre Einheit ist entsprechend $g^{-1} \cdot s^{-1}$. In der Literatur finden mehrere Variationen davon Verwendung. Werden radioaktive Nuklide diskutiert, wird häufig die Einheit dpm/kg (**d**esintegrations **p**er **m**inute and **k**ilogram) benutzt. Für stabile Edelgas-Isotope ist dagegen die Einheit $cm^3STP/(g \cdot Ma)$ gebräuchlich. Mit ihr wird die Menge des

Gases angegeben, in cm^3 unter Standardbedingungen, die pro g und 10^6 Jahren Bestrahlungszeit gebildet werden. Es gelten folgende Umrechnungsvorschriften:

$$1\ g^{-1}\cdot s^{-1} = 60000\ dpm/kg$$

$$1\ g^{-1}\cdot s^{-1} = 1{,}1737\ 10^{-6}\ cm^3STP/(g\cdot Ma)$$

$$1\ dpm\ /\ kg = 1{,}9562\ 10^{-11}\ cm^3STP/(g\cdot Ma)$$

Die Nuklidproduktion in gemischten Nukleonenfeldern läßt sich allgemein mit Hilfe eines Modells, wie es auch in dieser Arbeit Verwendung fand, quantitativ beschreiben. Als einfachste denkbare Bestrahlungssituation läßt sich folgendes annehmen:
Es gäbe nur monoenergetische Projektile der Sorte k und der Energie E', ihre integrale Flußdichte sei dabei $\Phi_k(E')$. Das Target bestehe ausnahmslos aus Kernen der Sorte i und sei dabei so beschaffen, daß es nicht zum Aufbau sekundärer Teilchenfelder kommen kann (:=Dünntargetansatz). Der entsprechende Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der Produkte j sei mit $\sigma_{j,i,k}$ bekannt. Bei Kenntnis der Atommasse A_i und der Avogadro-Konstanten N_{Av} läßt sich die Produktionsrate P_j dann mittels:

$$P_j = \frac{N_{Av}}{A_i}\ \sigma_{j,i,k}(E')\ \Phi_k(E') \qquad \textbf{(1.8)}$$

berechnen. Für viele praktische Anwendungen treffen die groben Vereinfachungen in Gleichung (1.8) natürlich nicht zu. So kann sicherlich nicht davon ausgegangen werden, daß die bestrahlte Materie nur aus Kernen eines Typs besteht. Die Erweiterung auf komplexe Targetzusammensetzungen liefert eine Summation über alle chemischen Komponenten. Aus (1.8) wird dann:

$$P_j = \sum_i \frac{N_{Av}}{A_i}\ \sigma_{j,i,k}(E')\ \Phi_k(E') \qquad \textbf{(1.9)}$$

Auch die Beschränkung auf monoenergetische Projektile ist in der Praxis - man denke nur an die Teilchenspektren der GCR - sicherlich unhaltbar und damit zu verwerfen. Ist die Energieabhängigkeit der eingestrahlten Teilchen zu berücksichtigen, wird die integrale Flußdichte nach der Energie differenziert und als sogenannte differentielle Flußdichte J_k mit den energieabhängigen Anregungsfunktionen gefaltet:

$$P_j = \sum_i \frac{N_{Av}}{A_i} \int_0^\infty \sigma_{j,i,k}(E)\ J_k(E)\ dE \tag{1.10}$$

Als letzter Schritt ist in Gleichung (1.10) sowohl dem Einfluß sekundärer Teilchenfelder als auch der Möglichkeit unterschiedlicher Projektiltypen Rechnung zu tragen. Beides findet in einer Erweiterung der differentiellen Flußdichte Berücksichtigung. Sie ist nun nicht mehr nur für die Projektile, sondern zusätzlich auch für die unterschiedlichen Sekundärteilchenspektren anzugeben. Damit wird sie sowohl abhängig von der Geometrie des bestrahlten Objekts, gekennzeichnet durch einen angenommenen Radius R, als auch von der Tiefe d der gerade diskutierten Probe unterhalb der Oberfläche. Mit diesen Erweiterungen wird aus (1.10) die allgemein gültige Berechnungsvorschrift für die Nuklidproduktion in gemischten Nukleonenfeldern:

$$P_j(R,\ d) = \sum_i \sum_k \frac{N_{Av}}{A_i} \int_0^\infty \sigma_{j,i,k}(E)\ J_k(E,\ R,\ d)\ dE \tag{1.11}$$

Handelt es sich bei dabei ganz speziell um die galaktische kosmische Teilchenstrahlung, muß zusätzlich die Abhängigkeit der differentiellen Flußdichte vom solaren Modulationsparameter M berücksichtigt werden. Damit gilt:

$$P_j(R,\ d,\ M) = \sum_i \sum_k \frac{N_{Av}}{A_i} \int_0^\infty \sigma_{j,i,k}(E)\ J_k(E,\ R,\ d,\ M)\ dE \tag{1.12}$$

Aus Gleichung (1.12) geht nun direkt hervor, welche Informationen für eine vollständige quantitative Beschreibung der tiefenabhängigen Nuklidkonzentrationen benötigt werden. Zum einen ist es die chemische Zusammensetzung des Targetmaterials, die geometrieabhängigen differentiellen Flußdichten und die Anregungsfunktionen aller benötigten Kernreaktionen. Während die chemische Zusammensetzung einer direkten Messung zugänglich ist, gibt es keine Möglichkeit zur experimentellen Bestimmung der tiefenabhängigen differentiellen Teilchenflußdichten. Entsprechend wird allgemein eine angenommene Bestrahlungssituation in geeigneten Modellrechnungen nachvollzogen. Dies geschieht mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen, bei denen sowohl die Primär- als auch sämtliche Sekundärteilchen mit ihren Trajektorien berechnet und verwaltet werden. Wegen der Viel-

zahl der dabei auftretenden Korpuskeln sind solche Rechnungen sehr aufwendig und oftmals nur auf Großrechnern möglich. Da die derart simulierten Flußdichten bereits mehrfach an experimentell bestimmten Daten validiert wurden [Fil84, Fil87, Fil92A, Koc89], stellen die integralen Wirkungsquerschnitte, sie werden üblicherweise in Dünntargetexperimenten ermittelt, den qualitätsbestimmenden Faktor des gesamten hier vorgestellten Modells dar.

2 Aufgabenstellung

Mit dem Ziel, ein ausschließlich auf physikalischen Grundlagen basierendes Modell zur Beschreibung tiefenabhängiger Produktionsraten in Meteoroiden [Mic91, Mic93] zu entwikkeln und zu validieren, führte die Arbeitsgruppe von R. Michel in den vergangenen Jahren eine Reihe von Simulationsexperimenten durch [Dit89, Dra87, Lue93, Mic86, Mic89A, Mic93, Mic95]. Dabei wurden sphärische oder zumindest nahezu sphärische Modellmeteoroide mit Radien von 5 cm, 10 cm und 25 cm am C.E.R.N. (Genf) mit 600 MeV-Protonen [Dit89, Dra87, Mic86, Mic89A] und eine Kugel (25 cm Radius) am LNS (Laboratoire National Saturne, Saclay, Frankreich) mit 1,6 GeV-Protonen [Lue93, Mic95] bestrahlt. Durch geschickte Überlagerungen mehrerer Translationen und Rotationen konnte in allen Fällen Isotropie der Bestrahlung erreicht werden. Als Targetmaterial wurden bei allen Experimenten Gesteinsarten benutzt, die sowohl in ihrer chemischen Zusammensetzung als auch in ihren mittleren Massen- und Ladungszahlen normalen Chondriten ähnlich sind.

Um die Anwendbarkeit des Modells auf Eisenmeteorite auszudehnen und zu validieren, soll in dieser Arbeit ein Simulationsexperiment mit einem Modellmeteoroiden aus Eisen durchgeführt werden. Dabei ist am LNS (Laboratoire National Saturne, Saclay, Frankreich) eine Eisenkugel mit einem Radius von 10 cm isotrop mit 1,6 GeV-Protonen zu bestrahlen. Zurückgreifend auf die Erfahrungen der vorangegangenen Experimente ist davon auszugehen, daß durch diesen Aufbau in dem Dicktarget Sekundärteilchenfelder erzeugt werden, die mit denen in realen Eisenmeteoroiden vergleichbar sind.

Zur Bestimmung der Elementarproduktionsraten sind die in fünf Bohrungen eingebrachten Reinelementfolien und chemischen Verbindung nach Bestrahlungsende in bezug auf ihre Restkernverteilung γ-spektrometrisch auszuwerten. Dabei ist das bisher am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie verwendete Verfahren vor allem in Hinblick auf die korrekte Diskussion von Mutter-Tocher-Verhältnissen und spektrometrischer Interferenzen zu erweitern.

Bei den Modellrechnungen für die künstlichen Meteoroide aus Stein hat sich gezeigt, daß die Beiträge durch sekundäre Neutronen oft bestimmend sind [Lue93, Mic91, Mic95]. Gegenwärtig existieren jedoch praktisch keine Wirkungsquerschnitte für neutronen-induzierte Kernreaktionen. Da die Verwendung von Hybrid-Modell-Resultaten oder aber die Approximation von gleichen Wirkungsquerschnitten für die Neutronen- und die Protonenanregungsfunktionen zu einer unakzeptablen Qualität für die Modellrechnungen führt, wurde in der Dissertation von Lüpke [Lue93] ein sogenannter „1-Parameterfit" entwickelt. Mit den so veränderten Neutronendaten lassen sich zumindest die experimentellen Resultate einer Simulation beschreiben. Ein physikalisch sinnvolles Modell muß jedoch mit nur einem Datensatz für die Protonen- und die Neutronenanregungsfunktionen alle verfügbaren Meßwerte aller Experimente wiedergeben. Da aus dem 1-Parameterfit zudem Anregungsfunktionen resultieren, die vom kernphysikalischen Standpunkt aus unsinnig sind, ist in dieser Arbeit eine Methode zu entwickeln, die zu physikalisch korrekten Neutronenwirkungsquerschnitten führt, mit denen sich alle Tiefenprofile aller Simulationsexperimente wiedergeben lassen.

Mit diesen verbesserten Datensätzen sind die bisherigen Aussagen der Modellrechnungen für die tiefenabhängigen Produktionsraten in Steinmeteoroiden zu überprüfen und unter Umständen zu korrigieren. In einer Erweiterung ist das Modell erstmals auf Eisenmeteoroide anzuwenden. Durch einen Vergleich der Resultate sollte es erstmals möglich sein, den Matrixeffekt bei der Produktion kosmogener Nuklide in Stein- und Eisenmeteoroiden von einem physikalisch fundierten Standpunkt aus zu diskutieren.

Gleichzeitig mit dem Modellmeteoroiden sind in einem separaten Aufbau integrale Wirkungsquerschnitte protonen-induzierter Kernreaktionen bei einer Energie von 1,6 GeV zu bestimmen. Dabei ist der Einfluß etwaiger sekundärer Teilchen durch eine räumliche Separation der einzelnen Targetfolien zu minimieren. Dadurch soll ein echter Dünntargetaufbau geschaffen und die von Lüpke durchgeführten Sekundärteilchenkorrekturen [Lue93] kontrolliert werden.

3 Aufbau des Experimentes LNS172A

3.1 Prinzipielle Bemerkungen

Wie schon in der Einleitung angesprochen, verändert ein Meteoroid beim Durchgang durch die Erdatmosphäre sowohl seine Größe als auch seine Form. Ein Großteil seiner ursprünglichen Masse wird beim Eintritt abgedampft, der Rest zerplatzt dann meist beim Auftreffen auf die Oberfläche. Aus diesem Grund ist es sehr schwierig, wenn nicht in vielen Fällen nahezu unmöglich, aus den einzelnen Bruchstücken seine präatmosphärische Größe zu bestimmen. Um dennoch aus den wenigen zur Verfügung stehenden Resten Informationen über die Geometrie des Körpers und seine Bestrahlungsgeschichte ableiten zu können, wurden in der Vergangenheit eine ganze Reihe von empirischen, semiempirischen und rein physikalischen Modellen entwickelt. Ihre tatsächliche Vorhersagefähigkeit kann jedoch nur in irdischen Simulationsexperimenten mit genau bekannten Bestrahlungsparametern getestet werden. Da diese Simulationen meist mit Protonen einer festen Energie durchgeführt werden - Beschleuniger sind aus Gründen der Strahlführung nicht in der Lage, spektral verteilte Protonen, geschweige denn zusätzlich noch He-Kerne zu liefern - sind die so bestimmten Produktionsraten nicht direkt auf reale Meteorite übertragbar. Ziel solcher Experimente muß es also sein, etwas über den Aufbau und die Verteilung der sekundären Nukleonenfelder innerhalb des Targetkörpers zu lernen, dieses neue Wissen auf reale Verhältnisse zu übertragen, um so zu einem tieferen Verständnis zu gelangen.

Als einer der ersten führte Honda im Jahre 1962 [Hon62] ein Experiment zur Simulation kosmischer Bestrahlungssituationen durch. Er bombardierte ein stationäres dickes Eisentarget mit 3 GeV Protonen und untersuchte anschließend eine ganze Reihe von radioaktiven Restkernen. Seine ermittelten Produktionsraten sind jedoch nur mit einem hohen Rechenaufwand und mittels geeigneter Näherungen auf reale Bestrahlungsbedingungen zu übertragen. Probleme gibt es bei der Diskussion sehr kleiner Meteoroide, bei denen die Sekundärteilchenkaskaden noch nicht vollständig ausgebildet sind und vor allem bei der Berücksichti-

gung der Neutronendiffusion, die an den Grenzflächen der Objekte erfaßt werden muß und folglich von deren Geometrie abhängt. Auch nachträgliche Modifikationen und Erweiterungen des ursprünglichen Modells von vielerlei Seiten [Koh67, Tri73] brachten insgesamt nicht den gewünschten Erfolg.

Die teilweise erheblichen Schwierigkeiten bei der Umrechnung der Produktionsraten und der Transportprozesse sekundärer Teilchen von einer 2π- auf eine 4π-Bestrahlungssituation lassen sich umgehen, wenn bereits bei dem Experiment eine homogene und isotrope Simulation verwirklicht wird. Diese neue, verbesserte Vorgehensweise wurde erstmals von Michel und Mitarbeitern im Jahre 1985 [Dit89, Mic86] angewandt. Durch geschickte Überlagerungen von mehreren Translations- und Rotationsbewegungen des Targets konnte für Modellmeteoroide mit Radien von 5 cm, 15cm und 25 cm Isotropie erreicht werden [Dit89, Dra87, Mic89A]. Da jedoch die Multiplizitäten der Projektile von ihrer Energie abhängen, war ein Übertrag der ermittelten Ergebnisse dieser 600 MeV-Experimente auf reale Verhältnisse nur bedingt möglich. Bei typischen solaren Modulationen von $M = 300$ MeV beziehungsweise von $M = 900$ MeV liegt die mittlere Energie galaktischer Protonen zwischen 2,4 GeV und 4,5 GeV, entsprechend werden tatsächlich von jedem einfallenden Projektil sehr viel mehr Sekundärteilchen produziert als in diesen Simulationen.

Um nun dieser Tatsache Rechnung zu tragen, führten Michel und Mitarbeitern im Jahre 1990 [Lue93, Mic93, Mic95] ein weiteres Bestrahlungsexperiment durch. Der entsprechende Modellmeteoroid mit einem Radius von 25 cm aus südafrikanischer Gabbro wurde dabei mit Hilfe der gleichen Bewegungsapparatur, die sich schon 1985 bewährt hatte, homogen und isotrop bestrahlt. Die Primärenergie der Protonen mit 1,6 GeV ist dabei als Kompromiß zwischen der gewünschten möglichst hohen und der aus Strahlenschutzgründen gerade noch realisierbaren Energie zu verstehen. Damit war es nun erstmals möglich, die Sekundärteilchenfelder physikalisch sinnvoll zu beschreiben und somit zu einem erfolgreichen Übertrag auf reale Verhältnisse zu gelangen. Mit diesen neuen Kenntnissen ließen sich viele Problemstellungen bei der Diskussion von Meteoriten erfolgreich lösen. Der nächste logische Schritt mußte also sein, das Material des Simulationskörpers zu variieren, damit das Modell auch für Eisen- oder sogar für Stein-Eisen-Meteorite Gültigkeit erlangt.

Aus diesem Grund wurde von Ende November bis Anfang Dezember 1992 am Synchrotron des Laboratoire National Saturne in Saclay die Reihe der bisherigen Simulationsexperimente um die Bestrahlung eines künstlichen Eisenmeteoroiden erweitert. Das Target hatte dabei einen Radius von 10 cm und wurde mit Hilfe der gleichen Bewegungsapparatur homogen und isotrop bestrahlt. Als Primärenergie standen auch in diesem Fall 1,6 GeV Protonen zur Verfügung. Da die Zahl der erzeugten Sekundärteilchen neben der Projektilenergie auch von der Massenzahl der Targetatome abhängt, war es eines der Ziele dieses Experimentes die veränderten Multiplizitäten zu verstehen und quantitativ zu erfassen. Mit dem Verständnis dieses sogenannten Matrixeffektes sollte ein physikalisch sinnvoller Zugang zur Klasse der Eisenmeteorite gefunden werden.

Die Flächenbelegung vom Rand zum Zentrum der Eisenkugel mit ihrem Radius von 10 cm betrug 78,7 g/cm^2 und war somit vergleichbar mit dem entsprechenden Wert für die 25 cm Gabbro-Kugel. Mit einer mittleren Dichte von etwa 3 g/cm^3 und einem Radius von 25 cm ergibt sich für letztere eine Flächenbelegung von 75 g/cm^2. Diese Option der direkten Vergleichbarkeit der Ergebnisse hat die Wahl des Radius der Eisenkugel entscheidend bestimmt. Innerhalb des Meteoroiden waren an definierten Positionen sowohl Reinelementfolien als auch Verbindungen einer ganzen Reihe von Elementen plaziert. Daneben enthielt die Kugel zusätzlich entgastes meteoritisches Material. In diesen individuellen Targets entstanden durch Kernreaktionen der primären Protonen, aber auch sämtlicher Sekundärteilchen, die in der Matrix gebildet wurden, eine große Zahl von Produktnukliden, die entweder radioaktiv oder stabil sein können. Eine der Aufgaben in dieser Arbeit sollte nun sein, die tiefenabhängigen Produktionsraten sämtlicher kurzlebigen Radionuklide in den unterschiedlichen Targetmaterialien zu ermitteln.

Unterhalb des Simulationskörpers befanden sich an genau vermessenen Positionen sogenannte Leakage-Monitore. Sie vollzogen beide Translationsbewegungen mit und dienten so zur Untersuchung der Strahlungsfelder sekundärer Protonen und Neutronen, deren Quelle der Meteoroid darstellte. Zusätzlich waren an insgesamt zehn verschiedenen Orten der Versuchshalle Elementfolien als Raum-Monitore angebracht. Mit ihrer Hilfe wurde der Strahlungshintergrund ermittelt.

Auf der Rückseite des gesamten Aufbaus, beide Translationsbewegungen mitmachend, waren verschiedene Targetmaterialien und -formen zu einem Shadow-Target zusammengefaßt. Dieses war in Höhe des Kugelmittelpunktes und symmetrisch zu ihm fest angebracht, wo es während der Bestrahlung sowohl durch primäre Projektile als auch durch vorwärtsgerichtete Sekundärteilchen permanent aktiviert wurde.

Parasitär zur Bestrahlung der Eisenkugel wurden nahezu alle in ihr enthaltenen Targetmaterialien gleichzeitig auch in zwei Dünntarget-Stack-Aufbauten mit Protonen bombardiert. Auf diese Weise sollten die für die spätere Diskussion benötigten Produktionswirkungsquerschnitte bei 1,6 GeV zur Verfügung gestellt werden. Der gesamte Aufbau wich dabei deutlich von der bisher verwendeten Stacked-Foil-Technique ab und sollte insgesamt zu einer Minimierung der Einflüsse sekundärer Teilchen führen. Um für letztere eine allgemeine Diskussionsgrundlage zu schaffen, befanden sich strahlseitig vor dem Stackaufbau jeweils zwei spezielle First-Targets. Diese unterschieden sich von den übrigen Ministacks durch ihren Aufbau und ihre Gesamtmassenbelegung. Mit dem Ziel, Kontrollmöglichkeiten bezüglich der unterschiedlichsten Sekundärteilcheneinflüsse zu haben, aber auch für eine spätere Fehlerabschätzung wurden einige ausgewählte Targetmaterialien an verschiedenen Positionen dieser Dünntarget-Anordnung positioniert.

Ähnlich im Aufbau wie die Dünntarget-Stacks befand sich als letztes in der Beamline ein sogenanntes Last-Target. Es wurde während der gesamten Exposition sowohl mit primären Protonen als auch mit den gemischten sekundären Teilchenfeldern, die aus der Kugel emittiert wurden, bestrahlt.

Der Gesamtaufbau des Experimentes LNS172A ist in Abb. 3.1 schematisch, aber maßstabsgetreu dargestellt. Zu einem besseren Überblick sind die unterschiedlichen Experimentteile mit ihren jeweiligen Zielsetzungen in Tab. 3.1 zusammenfassend aufgelistet.

Experimentteil	Zielsetzung	Projektile
First-Target	Messung integraler Produktionswirkungsquerschnitte bei minimalen Einflüssen sekundärer Teilchen	1,6 GeV Protonen
Thin-Target	Messung integraler Produktionswirkungsquerschnitte	1,6 GeV Protonen
Sunsail	Integrale Teilchenflußdichte der Kugeloberfläche, Homogenität und Isotropie der Bestrahlung	1,6 GeV Protonen
Iron-Sphere	Tiefenabhängige Produktionsraten unterschiedlicher Target-Produkt-Kombinationen	1,6 GeV Protonen + sekundäre Teilchen in der Kugel
Leakage-Monitore	Flußdichten sekundärer Teilchen, die nach unten aus der Kugel austreten	Sekundäre Teilchen aus der Kugel
Shadow-Target	Aktivierung physikalisch und kosmochemisch relevanter Targets in gemischten Nukleonenfeldern zur Simulation ihres Verhaltens bei Bestrahlungssituationen	Primäre Protonen unterschiedlicher Energien + vorwärtsgerichtete sekundäre Teilchen aus Kugel
Last-Target	Aktivierung kosmochemisch relevanter Targets in gemischten Nukleonenfeldern zur Simulation ihres Verhaltens während einer Bestrahlungssituation	Primäre Protonen unterschiedlicher Energien + vorwärtsgerichtete sekundäre Teilchen aus der Kugel
Raum-Monitore	Flußdichten sekundärer Teilchen an verschiedenen Orten der Experimentierhalle	Alle Arten sekundärer Teilchen

Tab. 3.1 : Experimentteile und deren Zielsetzungen

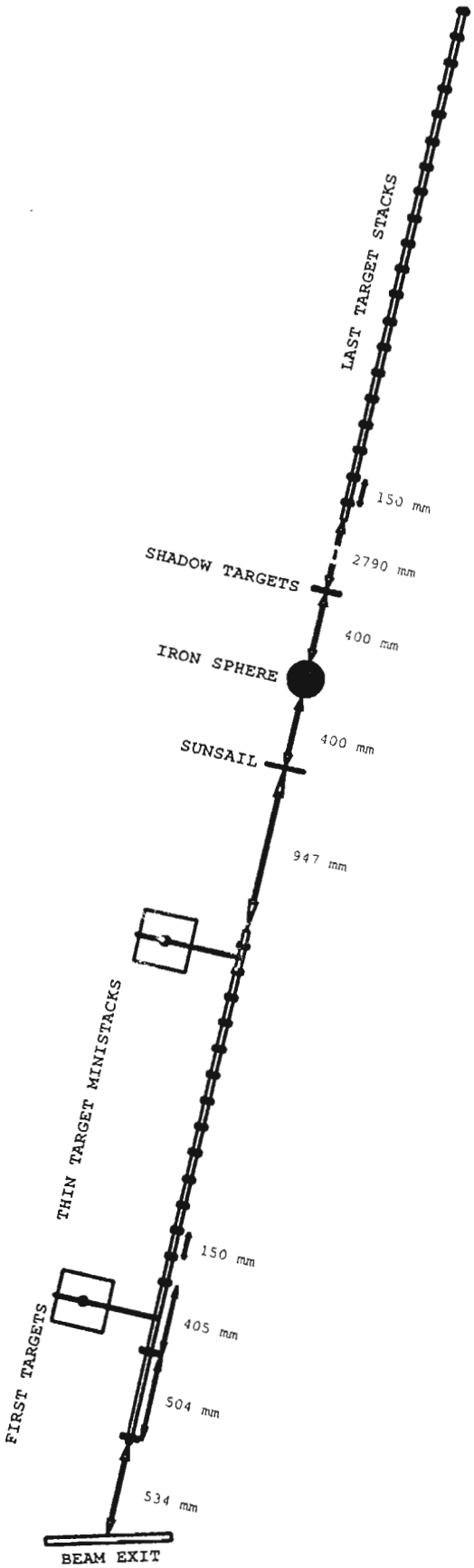


Abb.3.1 : Maßstabsgetreue Darstellung des Gesamtaufbaus des Experimentes LNS172A

3.2 Die First-Targets des Experimentes LNS172A

Als erste Untersuchungsobjekte in der Beamline befanden sich sogenannte First-Targets. In ihnen sollten, möglichst frei von Einflüssen sekundärer Teilchen, die Restkernverteilungen der erzeugten kurzlebigen radioaktiven Produkte ermittelt und daraus integrale Produktionswirkungsquerschnitte berechnet werden. Während im ersten Intervall (Experiment SACL0A) die Elemente Fe und Co bestrahlt wurden, fanden im zweiten Abschnitt (Experiment SACL0B) die Materialien Ni und Cu Verwendung. Die entsprechenden Daten der Reinelementfolien sind inTab. 3.2 zusammengestellt.

Element	typ.Massenbelegung [mg/cm²]	Exp.	Position	# Proben
Al	34	Catcher		je 3
Fe	98	SACL0A	1	3
Co	111	SACL0A	2	3
Ni	111	SACL0B	1	3
Cu	112	SACL0B	2	3

Tab 3.2 : Daten der im First-Target-Experiment verwendeten Reinelementfolien

Jedes individuelle Target bestand beamseitig aus einer Kombination von Element- und Catcher-Folien mit Durchmessern von jeweils 15 mm. Während in ersteren die Restkernverteilung untersucht werden sollte, dienten die Al-Folien zur Flußdichtebestimmung. Zur Vermeidung etwaiger Kontaminationseffekte oder Rückstoßverluste wurden jeweils drei gleiche Folien benachbart und lediglich die mittlere zur späteren Auswertung herangezogen.

Sowohl die Positionierung im Strahl als auch der Targetaufbau an sich wurden unter dem Gesichtspunkt der Minimierung der Einflüsse sekundärer Teilchen optimiert. So hatten die zwei First-Targets jedes Bestrahlungsintervalles mit 504 mm nicht nur einen möglichst großen Abstand voneinander, sondern mit 534 mm zum Strahlausgang beziehungsweise 405 mm zum Thin-Target Aufbau auch von allen übrigen Komponenten des Gesamtaufbaus. Der

Versuch, möglichst wenig Materie um die eigentlichen Folien herum zu plazieren, mündete in einer etwas eigenwilligen aber recht effektiven Art der Targethalterung, wie sie in Abb. 3.2 dargestellt ist.

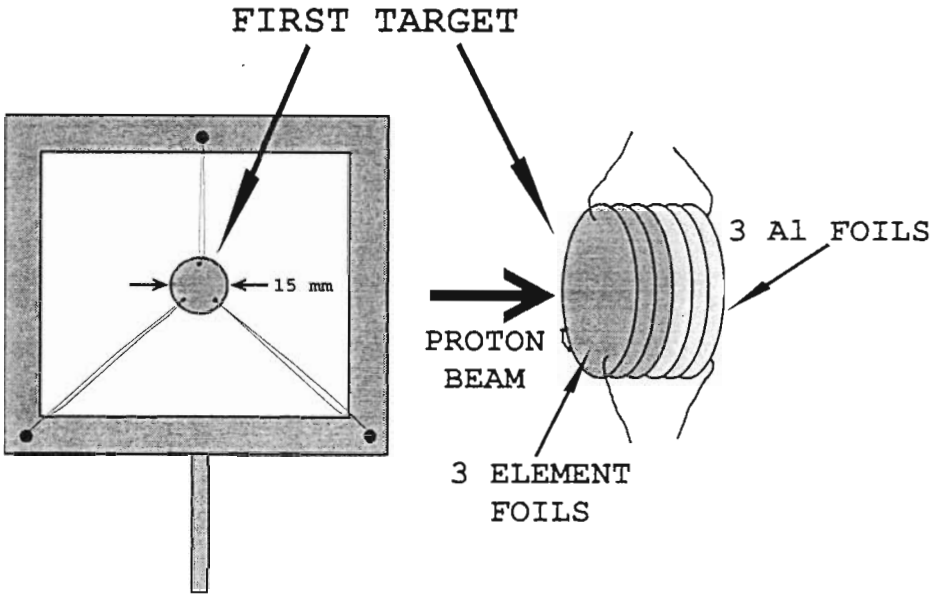


Abb.3.2 : Schematische Darstellung des Aufbaus des First-Targets

Jeweils sechs zu einem Stapel zusammengefaßte Scheiben, drei Element- gefolgt von drei Al-Folien, wurden mit Baumwollfäden zusammengehalten und in der eigentlichen Anordnung fixiert. Letztere bestand aus dünnem Aluminium und war insgesamt so konzipiert, daß auch ein leicht dejustierter Strahl sie nicht treffen und somit unerwünschte Sekundärteilchen produzieren konnte. Um den Ergebnissen der Arbeit von Lüpke Rechnung [Lue93] zu tragen, er beobachtete auch in sehr dünnen Folien bei speziellen Target-Produkt-Kombinationen Einflüsse sekundärer Teilchen, wurde die Gesamtmassenbelegung der First-Target-Anordnung möglichst gering gehalten. Sie betrug bei den unterschiedlichen Aufbauten zwischen 370 mg/cm^2 (Fe-Target) und 415 mg/cm^2 (Cu-Target). Physikalisch sinnvollere geringere Foliendicken verboten sich sowohl aufgrund etwaiger zu erwartender Rückstoßverluste als auch vor allem wegen der zwangsläufig auftretenden statistische Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Produktnuklidanzahlen, da diese natürlich entsprechend gering wären. Die räumlich separierten zwei First-Target-Halter waren auf der gleichen Aluminiumschiene montiert, auf der auch das im folgenden vorzustellende Thin-Target-Experiment aufgebaut wurde.

3.3 Die Thin-Targets des Experimentes LNS172A

In der Vergangenheit wurden Bestrahlungsexperimente von unserer Arbeitsgruppe stets nach der Stacked-Foil-Technique durchgeführt, bei der alle zu untersuchenden Probenfolien in einem Halter (Stack) angeordnet sind. Die daraus resultierenden teilweise erheblichen Massenbelegungen von bis zu 18 g/cm^2 machen Korrekturen der Einflüsse sekundärer Teilchen unumgänglich. Ein entsprechendes Verfahren wurde von Lüpke [Lue93] im Rahmen seiner Dissertation entwickelt und bereits in mehreren Auswertungen angewendet [Mic95B, Sch96A, Sch96B]. Die Situation, Korrekturen an den Meßwerten von bis zu 90% durchzuführen und dabei unter Umständen erhebliche Fehler in Kauf nehmen zu müssen, ist natürlich äußerst unbefriedigend. Da bei diesem Experiment für den Dünntargetaufbau insgesamt mehr als drei Meter zur Verfügung standen, konnten die einzelnen Elementgruppen voneinander separiert werden, was aus geometrischen Gründen die Einflüsse sekundärer Teilchen minderte. Jede Targetgruppe bestand beamseitig betrachtet aus drei Aluminiumfolien zur Flußdichtebestimmung und einer unterschiedlichen Anzahl von zu untersuchenden Elementproben. Diese einzelnen Gruppen waren in dosenförmige Halter aus Aluminium eingebracht und bildeten sogenannte Ministacks. Sie wurden von Aluminiumträgern gehalten, die ihrerseits mit jeweils 150 mm Abstand auf einer etwa drei Meter langen Aluminiumschiene montiert waren. Eine schematische Darstellung des Aufbaus findet sich in Abb. 3.3. Die Daten der einzelnen Targets sind in Tab. 3.3 für die Reinelementfolien und in Tab. 3.4 für die chemischen Zusammensetzungen aufgeführt.

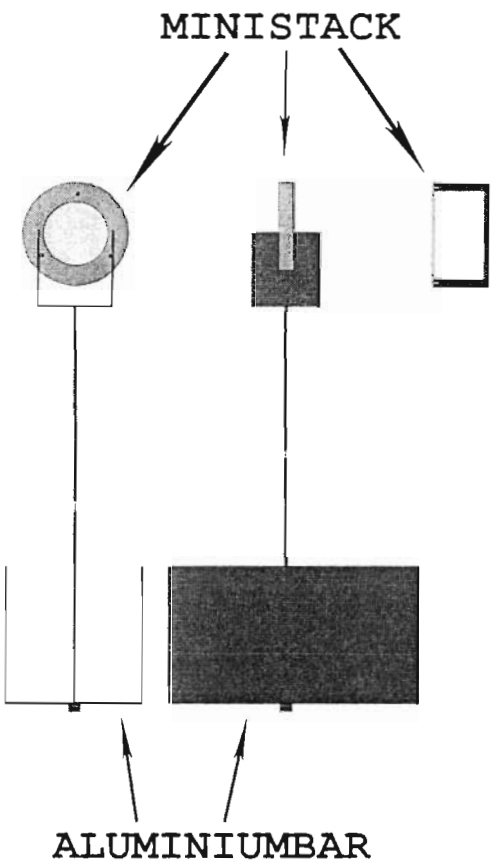


Abb.3.3 : Ministackaufbau der Thin-Target Anordnung

Element	typ.Massenbelegung [mg/cm²]	Exp.	Position	# Proben
C	24	SACL0B	3	4
Mg	22	SACL0B	7	6
Mg		SACL0B	15	3
Al	34	Catcher	Catcher	je 3
Si	117	SACL0B	8	6
Si		SACL0B	16	3
V	75	SACL0A	8	6
Ti	45	SACL0A	7	6
Ti		SACL0B	11	6
Fe	98	SACL0A	3	6
Fe		SACL0A	15	3
Co	111	SACL0A	4	6
Co		SACL0A	16	3
Ni	111	SACL0A	5	6
Cu	112	SACL0A	6	6
Y	45	SACL0A	11	4
Zr	162	SACL0A	12	4
Nb	214	SACL0A	13	4
Rh	155	SACL0A	14	3
Au	236	SACL0B	14	3
Pb	57	SACL0B	13	3

Tab. 3.3 : Daten der im Thin-Target-Experiment verwendeten Reinelementfolien

Element	chemische Form	typ.Massenbelegung [mg/cm²]	Exp.	Position	# Proben
N	Si_3N_4	344	SACL0B	4	4
O	SiO_2	265	SACL0B	5	5
Na	NaCl	1)	SACL0B	6	1
S	FeS_2	1)	SACL0B	9	1
Cl	NaCl	1)	SACL0B	6	1
Ca	CaF_2	318	SACL0B	10	6
Mn	Mn/Ni 2)	94	SACL0A	9	6
Sr	SrF_2	424	SACL0A	10	3
Ba	Ba-Glas 3)	922	SACL0B	12	3

Tab. 3.4 : Daten der im Thin-Target-Experiment verwendeten chemischen Zusammensetzungen

1) Diese Proben befanden sich in Eisendosen mit einer typischen Masse von etwa 3,2 g
2) Zusammensetzung der Mangan/Nickel-Legierung : 84,5% Mn und 15,5% Ni, Analyse mittels ICP/AES [Kna91].
3) Keine Angabe der chemischen Komposition vom Hersteller. Folgende Daten gemäß einer chemischen Analyse [Wol88]: 40,0% Ba, 35,7 O, 16,2% Si, 4,44% B, 2,96% Al, 0,2% Sr, 0,1% sonstige Spuren.

Zur Ausrichtung der Aluminiumschiene auf den Strahlverlauf dienten zwei Stative. Die Gesamtjustierung erfolgte mit Hilfe eines Pendels und Maßbandes mittels der an mehreren Orten in der Experimentierhalle angegebenen Höhen und Lagen des Strahles.

3.4 Das Sunsail des Experimentes LNS172A

In 500 mm Abstand vom Zentrum des Modellmeteoroiden war beamseitig an der Bewegungsapparatur eine Aluminiumfolie derart angebracht, daß sie beiden Translationsbewegungen der Kugel folgte. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird von ihr einfach nur als Sonnensegel gesprochen werden. Durch ihre quadratische Form, der Kantenlange von 200 mm und

der Positionierung relativ zum Kugelzentrum deckte sie deren Querschnittsfläche vollständig bezüglich des Protonenstrahls ab. Bei einer Dicke von 125 μm waren zwar keine Effekte sekundärer Teilchen, wohl aber Rückstoßverluste zu erwarten. Wie im Verlauf dieser Arbeit jedoch gezeigt werden wird, sind letztere gering und lassen sich recht einfach korrigieren.

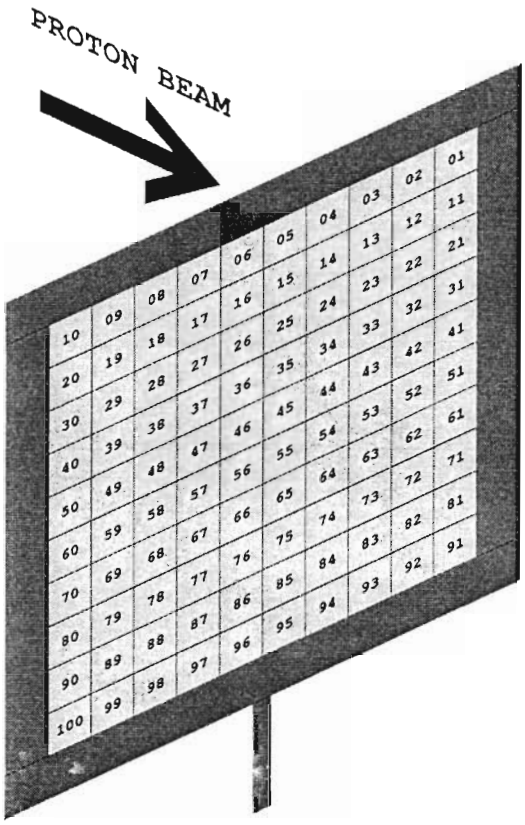


Abb.3.4 : Sonnensegel mit Schnittmuster

Neben der mittleren Flußdichte der Protonen sollte aus den ermittelten Restkernverteilungen zusätzlich die Homogenität der Kugelbestrahlung ermittelt werden. Aus diesem Grund war auf der gesamten Folie ein Schnittmuster eingeprägt (siehe Abb. 3.4), nach welchem sie nach Bestrahlungsende in 100 identische und numerierte Quadrate mit einer Kantenlängen von 20 mm zerteilt wurde.

3.5 Die Eisenkugel des Experimentes LNS172A

3.5.1 Modellmeteoroid und Probenbestückung

Die in einem Stück gegossene Eisenkugel bestand aus Stahl der Güteklasse 1C45 und hatte einen Radius von 100 mm. Die chemische Zusammensetzung laut Euronorm 1.0503 dieses Stahls findet sich in Tab. 3.5 aufgelistet.

Element	chemische Zusammensetzung nach Schmelzanalyse [%]
Fe	> 99
C	0,42 - 0,50
Si	< 0,4
S	< 0,045
P	< 0,045
Mn	0,50 - 0,80

Tab. 3.5 : Chemische Zusammensetzung der Eisenkugel laut Euronorm 1.0503

In den Modellmeteoroid waren insgesamt fünf Bohrungen mit jeweiligen Innendurchmessern von 21 mm eingebracht, die im weiteren Verlauf als Cores bezeichnet werden. Während es sich bei Core 1 um eine durchgehende und durch den Kugelmittelpunkt laufende Bohrung handelte, waren Core 2 bis Core 5 zwar ebenfalls zentrisch angelegt, mit 88 mm (Core 2 und Core 3) beziehungsweise 72 mm (Core 4 und Core 5) jedoch deutlich kürzer. Eine skizzenhafte Darstellung findet sich in Abb. 3.5.

Die einzelnen Cores wurden nun längenabhängig mit Eisenbehältern unterschiedlicher Anzahlen bestückt. So befanden sich in Core 1 die Container eins bis drei, in Core 2 die Nummern vier und fünf, Core 3 enthielten die Dosen sechs und sieben. Die Container acht und neun fanden schließlich in Core 4 bzw. Core 5 Platz. Jeder einzelne Eisenbehälter war mit bis zu 145 individuelle Targetfolien bestückt, so daß sich während der Bestrahlung

insgesamt mehr als 870 Proben in der Kugel befanden.

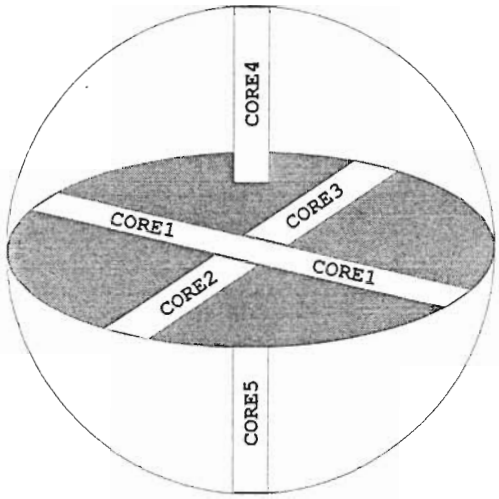


Abb.3.5 : Lage der Cores im Modellmeteoroiden

Alle zum Verständnis notwendigen Informationen sind in Tab. 3.6 zusammengetragen.

Container	Länge [mm]	Core	Lage des Containers im Core	Probenanzahl
1	66	1	Oberfläche	122
2	66	1	Zentrum	123
3	66	1	Oberfläche	145
4	44	2	Oberfläche	123
5	44	2	Zentrum	121
6	44	3	Oberfläche	101
7	44	3	Oberfläche	100
8	72	4		24
9	72	5		14

Tab 3.6 : Lage der Container im Modellmeteoroiden

Vor dem Einbringen in die jeweiligen Container wurden die Targets, ihr Durchmesser betrug im Regelfall 15 mm, gesäubert und gewogen. Der gleiche Durchmesser wurde auch für die Eisendöschen, in welche die pulverförmigen Chemikalien und die leicht zerstörbaren Targets eingekapselt wurden, gewählt. Ihre Höhe betrug etwa 5 mm. Zur Kategorie der zerstörbaren und damit besonders sorgfältig zu behandelnden Proben gehörte unter anderem entgastes meteoritisches Material aus Cape York und Jilin. Diese Meteoritenbruchstücke sollten Aufschluß über die Edelgasproduktion in entsprechendem Orginalmaterial geben.

Die Reinelemente und chemischen Verbindungen bekannter Zusammensetzung deckten insgesamt einen Bereich von 28 unterschiedlichen Targetmaterialien ab. Um etwaigen Kontaminations- und oder Rückstoßeffekten vorzubeugen, wurden, so möglich, in jeder Elementposition mehrere Folien hintereinander plaziert und jeweils die mittleren zur späteren Auswertung herangezogen. Ausnahmen bildeten sehr dicke Targets, wie z.B. die Barium-Gläser, wo solche Effekte geringen Einfluß haben, oder aber sehr teure Targetmaterialien. Auch die bereits erwähnten Eisendöschen wurden aus Gründen der Verfügbarkeit der eingekapselten Materialien nicht gruppenweise in die Kugel eingebracht. Die jeweiligen Elementpositionen waren durch unterschiedliche Anzahlen von Eisenfolien voneinander getrennt. Damit befanden sich in den neun Containern insgesamt 294 Eisentargets über die gesamte Kugel verteilt und lieferten somit eine Kontrollmöglichkeit über die Homogenität und Isotropie der Bestrahlung. Die Positionierung der einzelnen Elementstapel wurde derart vorgenommen, daß die auszuwertenden Targets äquidistant verteilt waren und im Bestfall den gesamten Durchmesser der Kugel, mindestens aber einen Radius abdeckten. Wann immer es möglich war, wurden als Targetmaterialien hochreine Folien des Elements gewählt, um auf diese Weise Beiträge zu den Restkernverteilungen von anderen Konstituenten oder etwaigen Verunreinigungen ausschließen zu können. Die zum weiteren Verständnis notwendigen Daten der Reinelementfolien finden sich in der folgenden Tab. 3.7.

Element	Core	Anzahl der Targets
C	2	26
Mg	2	33
Al	2	36
Si	2	24
Ti	1	48
V	3	24
Cr[1)]	1	5
	4	1
Fe	1	108
Fe (Catcher)[2)]	2	100
Fe (Catcher)[2)]	3	66
Fe (Monitor)[3)]	4	12
Fe (Monitor)[3)]	5	8
Co	1	33
Ni	1	108
Cu	1	24
Y	3	24
Zr	3	24
Nb	3	24
Rh[4)]	3	3
Te[5)]	3	2
	4	1
Au	3	18

Tab. 3.7 : Daten der in der Eisenkugel verwendeten Reinelementfolien

1) Als Cr-Klümpchen in Eisendöschen

2) Sogenanntes Catchereisen zur Kontrolle der Isotropie und Homogenität in den Cores zwei und drei

3) Sogenanntes Monitoreisen zur Kontrolle der Isotropie und Homogenität in den Cores vier und fünf

4) Als Schnittreste in Eisendöschen

5) Als Pulver in Eisendöschen

War es wegen des Aggregatzustandes oder mangelnder Stabilität bei Protonenbeschuß nicht möglich Reinelemente zu bestrahlen, mußten chemische Verbindungen verwendet werden. Bei deren Auswahl wurde darauf geachtet, daß entweder entsprechende Korrekturdaten aus mitbestrahlten Reinelementfolien vorlagen, oder aber ein Großteil der bestimmten Restkernverteilung nicht durch die übrigen Konstituenten beeinflußt wurde. Die entsprechenden Elemente, deren chemische Form sowie die Gesamtanzahl der Targets und das Core, in welchem sie bestrahlt wurden, sind in Tab. 3.8 zusammengestellt.

Element	chemische Form	Core	Anzahl der Targets
N	Si_3N_4	2	4
O	SiO_2	2	4
Na	Natrium-Germanat[1)]	1	3
		4	1
		5	1
Na[2)]	NaCl	4	2
		5	3
Cl[2)]	NaCl	4	2
		5	3
Ca[2)]	$CaMoO_4$	1	2
		4	1
		5	2
Mn	Mn/Ni[3)]	1	54
Ge	Natrium-Germanat[1)]	1	3
		4	1
		5	1
Sr	SrF_2	3	5
Mo[2)]	$CaMoO_4$	1	2
		4	1
		5	2
Ba	Ba-Glas[4)]	3	6

Element	chemische Form	Core	Anzahl der Targets
La[5)]	LaF_3	3	6

Tab. 3.8 : Daten der in der Eisenkugel verwendeten chemischen Zusammensetzungen

1) Die Zusammensetzung entspricht stöchiometrisch nicht dem Natrium-Germanat. Bei der Herstellung sollte vielmehr ein Glas entstehen. Chemische Komposition [Beg94] : 50,8-51,3% Ge, 18,7% Na, 30,0-30,5% O (add 100%)
2) Diese Proben befanden sich in Eisendöschen mit einer typischen Masse von 3,2 g
3) Zusammensetzung der Mn/Ni-Legierung : 84,5% Mn und 15,5% Ni, Analyse mittels ICP/AES [Kna91]
4) Keine Angabe der chemischen Komposition vom Hersteller. Folgende Daten gemäß einer chemischen Analyse [Wol88]: 40,0% Ba, 35,7% O, 16,2% Si, 4,44% B, 2,96% Al, 0,2% Sr, 0,1% sonstige Spuren
5) Der Durchmesser der LaF_3-Kristalle betrug 8 mm

Wie vorangegangen bereits erwähnt, befand sich zusätzlich zu den Elementfolien entgastes meteoritisches Material in der Kugel. Da die einzelnen Probenstücke weder eine einheitliche Masse noch Form hatten und zudem teilweise recht brüchig waren, wurden sie in Eisendöschen gekapselt. In Tab. 3.9 ist die Zusammensetzung dieser Targets zusammengefaßt.

Element	Troilit (FeS) aus Cape York	Jilin (entgast)
O		45,2
Na		0,67
Mg		15,0
Al		7,73
Si		21,5
S	36,47	
Ca		1,52
Fe	63,53	8,4

Tab. 3.9 : Zusammensetzung der meteoritischen Targets, Gehalte in [%]

Der hohe Aluminiumgehalt der verwendeten Jilin-Proben ist auf Reaktionen des Materials mit den Al_2O_3-Tiegel während des Entgasungsvorganges zurückzuführen. Dabei kam es entsprechend zu eine Aluminium-An- und einer Eisen-Abreicherung.

3.5.2 Verwirklichung einer homogenen und isotropen Bestrahlung

Die Homogenität und Isotropie der Simulation wurde, wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, durch Überlagerung mehrerer Translationen und Rotationen des Modellmeteoroiden erreicht. Die dabei möglichen Bewegungen der Kugel sind in Abb. 3.6 schematisch veranschaulicht.

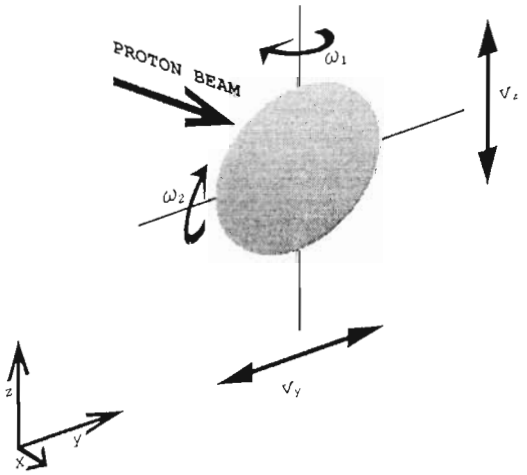


Abb.3.6 : Mögliche Bewegungen des Modellmeteoroiden

Die Überlagerung der horizontalen mit einer vertikalen Translation sollte zu einer homogenen Bestrahlung der Kugelquerschnittsfläche, in diesem Fall repräsentiert durch das Sonnensegel, führen. In der Praxis kann Homogenität erreicht werden, wenn bestimmte Forderungen an die beiden Translationen gestellt werden:

- Der Protonenstrahl muß während der Bestrahlungsdauer t_{irr} mehrmals über die gesamte Querschnittsfläche streichen. Es muß also gelten:

$$v_y \cdot t_{irr} \gg 2 \cdot Radius \text{ , bzw.}$$
$$v_z \cdot t_{irr} \gg 2 \cdot Radius \tag{3.1}$$

- Ebenso ist folgende Bedingung zu fordern:

$$v_y \neq y_z \tag{3.2}$$

  Nur bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten kann es überhaupt zu einem Überstreichen der Querschnittsfläche auf jeweils unterschiedlichen Wegen und somit zur Homogenität kommen.

- Als letztes müssen die Richtungsänderungen in den Umkehrpunkten verzögerungslos erfolgen, andernfalls folgt eine erhöhte Protonenflußdichte im Randbereich.

Um die Protonen, die über die gesamte Strahlquerschnittsfläche homogen einfallen, gleichmäßig auf die Kugeloberfläche zu verteilen, rotierte der Simulationskörper um zwei zueinander senkrecht stehende Achsen. Die entsprechenden Geschwindigkeiten ω_1 und ω_2 wurden dabei groß gegenüber den beiden Translationsgeschwindigkeiten v_y und v_z gewählt. Auf diese Weise drehte sich der Modellmeteoroid vergleichsweise oft während der einzelnen Translationen und eventuell auftretende Inhomogenitäten in der Bestrahlung der Querschnittsfläche hatten die Möglichkeit sich auszugleichen.

Aus dem kontinuierlich während des gesamten Experimentes geführten Bestrahlungsprotokoll konnten sowohl die unterschiedlichen Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten bestimmt, als auch deren Konstanz bewiesen werden. In Tab. 3.10 sind diese Ergebnisse zusammengefaßt.

v_y [mm/s]	v_z [mm/s]	ω_1 [upm]	ω_2 [upm]
0,66	1,97	1,95	5,13

Tab. 3.10 : Rotations- und Translationsgeschwindigkeiten der Eisenkugel

Eine Darstellung des Gesamtaufbaus der Bestrahlungsapparatur findet sich in Abb. 3.7. Man erkennt den eigentlichen Modellmeteoroiden mit seiner als Drehachse fungierenden Aufhängung. Diese war leicht drehbar in Kugellagern auf dem Stahlgestell montiert und wurde über einen Elektromotor, er war unterhalb der Kugel auf einer runden Holzplatte angebracht, mittels einer Kette angetrieben. Die Holzplatte war dabei als Drehscheibe aufgebaut und wurde von einem zweiten Elektromotor unter ihr um die vertikale Achse in Rotation gehalten. Der gesamte bisher erläuterte Aufbau lagerte auf zwei Schienen und wurde durch einen dritten Motor über eine Gewindestange zu der horizontalen Translation getrieben. Die Grundplatte hing in einem Stahlgerüst an vier Stahlseilen, welche über Rollen und mit Hilfe einer Seilwinde die vertikale Translation bewirkten.

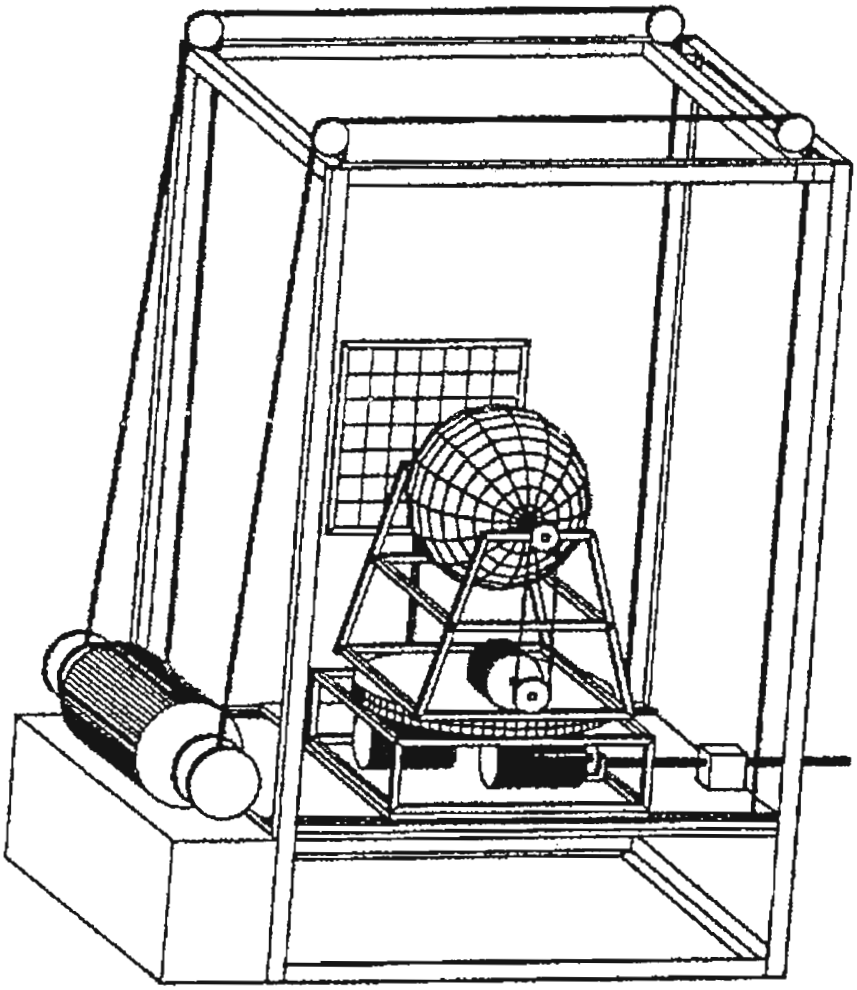


Abb.3.7 : Gesamtaufbau der Bestrahlungsapparatur, übernommen aus [Roe95]

3.6 Die Leakage-Monitore des Experimentes LNS172A

Unterhalb der Eisenkugel noch auf der Bestrahlungsapparatur und somit beiden Translationen folgend befanden sich sogenannte Leakage-Monitore. Aus ihnen sollten die Verlust- oder Leakage-Spektren der Sekundärteilchen ermittelt werden, die den Modellmeteoroiden über seine Unterseite verlassen. Jedes einzelne dieser Folienpakete bestand von der Kugel aus betrachtet aus einer Aufeinanderfolge jeweils dreier Aluminium-, Eisen-, Kobalt- und Nickeltargets. Die verwendeten Folien hatten dabei durchwegs einen Durchmesser von 15 mm und, bis auf die ersten und dritten Aluminiumscheiben (Dicke = 36μm), eine Dicke von 0,125 mm. Wie schon bei den First- und Thin-Targets sowie den Proben in der Kugel wurden auch in diesem Fall ausnahmslos mittlere Folien zur Ermittlung der Restkernproduktion herangezogen. Die Anordnung der Leakage-Monitore auf der Bestrahlungsapparatur ist in Abb. 3.8 dargestellt. Da auf der entsprechenden Plattform neben den verschiedenen Elektromotoren zusätzlich die unterschiedlichsten Lüfter montiert waren, konnten die Monitore LS1, LS2, LS5 und LS6 nicht symmetrisch zum Kugelmittelpunkt angebracht werden. Die Abstände aller Folienpakete zum Zentrum des Modellmeteoroiden sind in der Tab. 3.11 zusammengetragen.

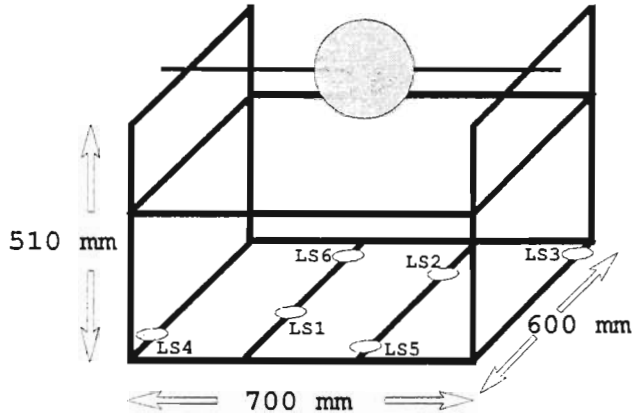


Abb.3.8 : Anordnung der Leakage-Monitore auf der Bestrahlungsapparatur

Monitor	Abstand vom Zentrum [mm]
LS1, LS2	539
LS3, LS4	641
LS5, LS6	588

Tab. 3.11 : Abstände der Leakage-Monitore zum Kugelzentrum

3.7 Das Shadow-Target des Experimentes LNS172A

In einem Abstand von 500 mm vom Kugelzentrum und sowohl in der Horizontalen wie in der Vertikalen zu ihm zentriert befand sich eine Probenanordnung, die im folgenden als Shadow-Target bezeichnet wird. Da sie beiden Translationsbewegungen folgte, blieb ihre Lage relativ zum Modellmeteoroiden unverändert. Dementsprechend wurden die einzelnen Targets einerseits von den aus der Kugel emittierten vorwärtsgerichteten Sekundärteilchen und andererseits von solchen primären Protonen aktiviert, die bei ihrem Weg durch die Kugel eine nicht unerhebliche Bremsung erfahren haben. Einen Überblick über den Aufbau gibt Abb. 3.9.

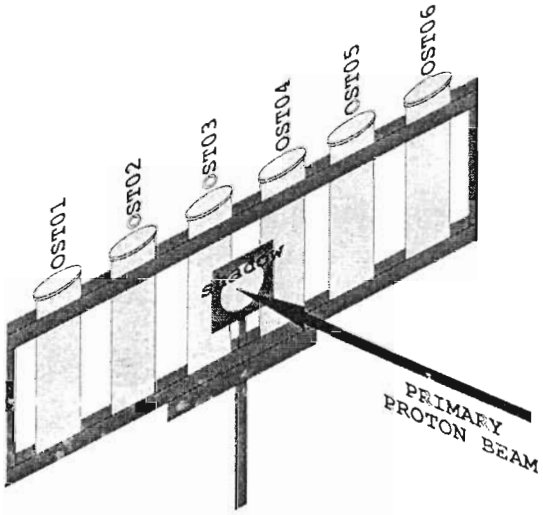


Abb.3.9 : Schematische Darstellung des Shadow-Target-Aufbaus. Dargestellt sind die Polyethylendöschen und die Folienanordnung (Shadow). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die Einzeichnung der Monitorfolie (siehe Text) verzichtet.

Die Hauptbestandteile des eigentlichen Targets waren SiC-Körner, die in hochschmelzendem Paraffin eingebettet waren. Da sowohl die Edelgasproduktion und das Ausgasverhalten der Körner, wie auch die jeweils zu erwartenden Rückstoßverluste in Abhängigkeit von der Korngröße untersucht werden sollten, wurde die Korngröße variiert, so daß insgesamt sechs Döschen jeweils mit einem Durchmessern von 15 mm und einer Höhen von 52 mm im

Experimentaufbau Platz finden mußten. Die Breite des gesamten Halters betrug 159 mm und der Abstand vom Rand der Anordnung zum Rand des jeweils ersten Röhrchen war für beide Seiten etwa 10 mm. Da im Laufe der Auswertung je nach Institut voneinander abweichende Probenbezeichnungen verwendet wurden, sind die unterschiedlichen Kennzeichnungen in Tab. 3.12 gegenübergestellt.

unterschiedliche Probenkennzeichnungen der SiC-Döschen im Experiment Shadow-Target

Hannover	Mainz	Hannover	Mainz
OST01	5/I	OST04	0,8-1,5
OST02	0,3-0,5	OST05	1,5-3,0
OST03	0,5-0,8	OST06	5/II

Tab. 3.12 : Unterschiedliche Probenkennzeichnungen der SiC-Döschen des Experimentes Shadow-Target

Direkt vor der SiC-Anordnung war eine Aluminiumfolie mit einer Dicke von 36 µm plaziert, um mit ihrer Hilfe die Zahl der insgesamt einfallenden Projektile ermitteln zu können (siehe Abb. 3.10).

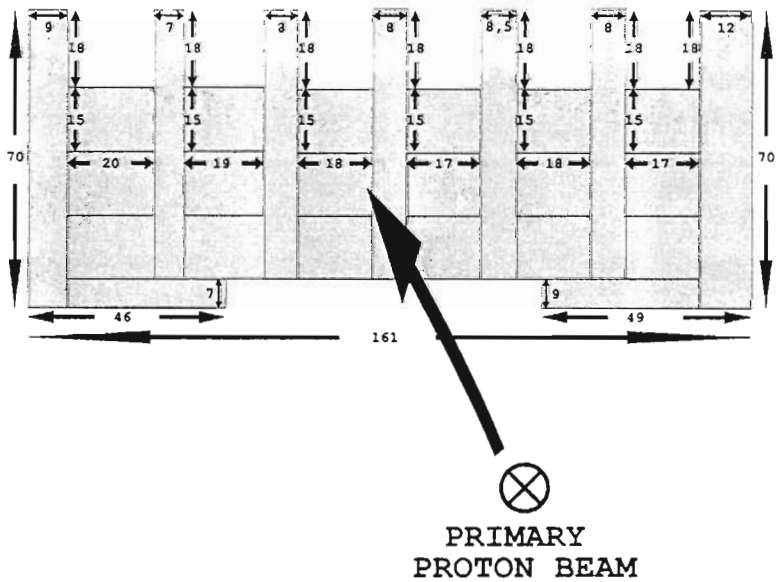


Abb.3.10 : Maße der Aluminiumfolie des Experimentes Shadow-Target in mm.

Da die integrale Teilchenflußdichte nach Möglichkeit ortsabhängig bestimmt werden sollte, wurde die Monitorfolie nach Bestrahlungsende gemäß dem in Abb. 3.11 skizzierten Schnittmuster in insgesamt 27 Einzelstücke zerteilt.

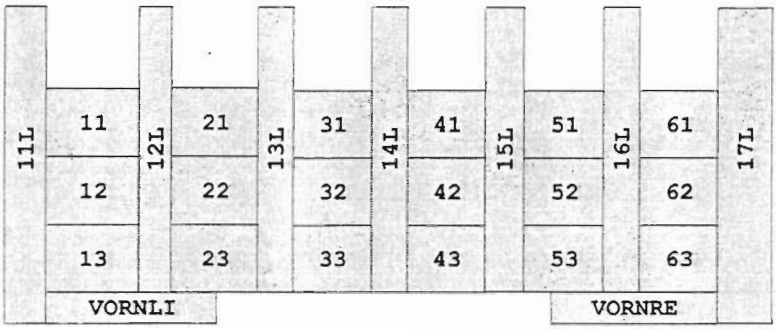


Abb.3.11 : Schnittmuster und Bezeichnung der Proben der Monitorfolie des Experimentes Shadow-Target

Strahlseitig vor dem Aluminiummonitor waren insgesamt zwölf Folien der Elemente Al, Fe, Co und Ni in einer separaten Box zu einem Stapel zusammengefaßt und in der Beamline positioniert (in Abb. 3.9 mit Shadow gekennzeichnet). Der innere Aufbau dieses Folienpaketes entsprach dabei ebenso wie die Dicken und Durchmesser der einzelnen Targets denen der Leakage-Monitore.

3.8 Die Last-Targets des Experimentes LNS172A

Das Last-Target bildete in einem Abstand von 3,29 m vom Kugelzentrum den Abschluß der gesamten Experimentanordnung. Mit mehreren individuellen Probenhaltern, die hintereinander in einem bestimmten Abstand auf einer Aluminiumschiene angebracht waren, entsprach dieser Aufbau prinzipiell dem des Thin-Target-Experimentes. Die insgesamt 20 individuellen Targets blieben während der gesamten Strahlzeit ortsfest in der Beamline und wurden deshalb insgesamt von sehr unterschiedlichen Projektiltypen und -energien aktiviert. Da die Querschnittsfläche der Eisenkugel 21,5% kleiner ist als die Fläche des Sonnensegels, der Modellmeteoroid 21,5% der Gesamtstrahlzeit also gar nicht im Protonenstrahl war, aktivierten in eben genau dieser Zeit nahezu ungebremste primäre Protonen die Last-Target-Anordnung. Während der übrigen Zeitspanne war die Kugel oder zumindest Teile von ihr in

der Beamline und die 20 einzelnen Targets wurden mit teilweise recht erheblich gebremsten Projektilen und vorwärtsgerichteten sekundären Teilchen bestrahlt. Nicht zu vernachlässigen war auch die Sekundärteilchenproduktion in dem Last-Target-Aufbau selbst, da die einzelnen Positionen recht hohe Massenbelegungen aufwiesen und sie aus Platzmangel nicht mehr als etwa 90 mm voneinander separiert werden konnten.

In Strahlrichtung gesehen waren die ersten 13 Positionen der Anordnung SiC-Proben. Ihre prinzipielle Zusammensetzung aus Targetkörnern eingebettet in hochschmelzendes Paraffin entsprach dabei der des Shadow-Targets. In dem hier vorgestellten Experimentteil befand sich die Targetmasse jedoch nicht in Polyethylenröhrchen, sondern in Eisendöschen unterschiedlicher Länge, und es wurde zum Zweck der Dosisbestimmung in jedem dieser Eisencontainer strahlseitig vorn eine Aluminiumfolie mit einer Dicke von 36 μm und einem Durchmesser von 15 mm mitbestrahlt. Die ersten sechs Positionen waren mit sogenannten kurzen Proben die folgenden sieben mit als „Lang" gekennzeichneten Targets belegt. Da es, wie schon bei dem Shadow-Target, auch in diesem Fall je nach auswertendem Institut abweichende Probenbezeichnungen gab, sind die unterschiedlichen verwendeten Kennzeichnungen in Tab. 3.13 gegenübergestellt.

unterschiedliche Probenkennzeichnungen der SiC-Proben des Experimentes Last-Target					
Hannover	Mainz	Kennzeichnung	Hannover	Mainz	Kennzeichnung
OTLT01	5/I	Kurz	OTLT07	5/I	Lang
OTLT02	0,3 - 0,5	Kurz	OTLT08	0,2 - 0,3	Lang
OTLT03	0,5 - 0,8	Kurz	OTLT09	0,3 - 0,5	Lang
OTLT04	0,8 - 1,5	Kurz	OTLT10	0,5 - 0,8	Lang
OTLT05	1,5 - 3,0	Kurz	OTLT11	0,8 -1,5	Lang
OTLT06	5/II	Kurz	OTLT12	1,5 - 3,0	Lang
			OTLT13	5/II	Lang

Tab. 3.13 : Unterschiedliche Probenbezeichnungen der SiC-Targets des Experimentes Last-Target

Auf den übrigen sieben Last-Target-Positionen wurden verschiedene Minerale und Gesteine bestrahlt. Der individueller Targetaufbau wich insofern von den ersten 13 Positionen ab, als daß im vorliegenden Fall bis zu drei Aluminiumfolien strahlseitig vor und in jedem Fall eine Aluminiumfolie nach dem eigentlichen Target mitaktiviert wurde. Einen Überblick über die verwendeten Minerale und Gesteine gibt Tab. 3.14.

Position	Material	Position	Material
14	nat. Quarz	18	Olivin
15	Pyroxen	19	Diopsid
16	Enstatit	20	Magnetit
17	industr. Quarz		

Tab. 3.14 : Minerale und Gesteine der Positionen 14 bis 20 des Last-Target-Aufbaus

3.9 Die Raum-Monitore des Experimentes LNS172A

Bei der Untersuchung der Restkernproduktion wird im allgemeinen stets davon ausgegangen, daß tatsächlich nur die jeweils erwarteten sekundären Teilchen zur Produktnuklidbildung beigetragen haben. Um diese Annahme zu bestätigen oder aber im ungünstigen Fall etwaige sonstige Beiträge zumindest abschätzen zu können, wurden in der Experimentierhalle zehn sogenannte Raum-Monitore verteilt. Die jeweiligen Targetkombinationen bestanden aus einer Aufeinanderfolge dreier Aluminium-, dreier Eisen-, dreier Kobalt- und dreier Nickel-Folien. Die Daten sind in Tab. 3.15 zusammengestellt.

Element	Dicke [mm]	Durchmesser [mm]	Bemerkung
Al	0,036	15,0	
Al	0,125	15,0	mittlere Folie
Fe	0,125	15,0	
Co	0,125	15,0	
Ni	0,125	15,0	

Tab. 3.15 : Daten der Folien in den Raum-Monitoren

Die Raum-Monitore R01 bis R08 waren auf dem nicht beweglichen Teil der Bestrahlungsapparatur fixiert, wobei sich R01 bis R04 auf der dem Strahl zugewandten Seite befanden (siehe Abb. 3.12).

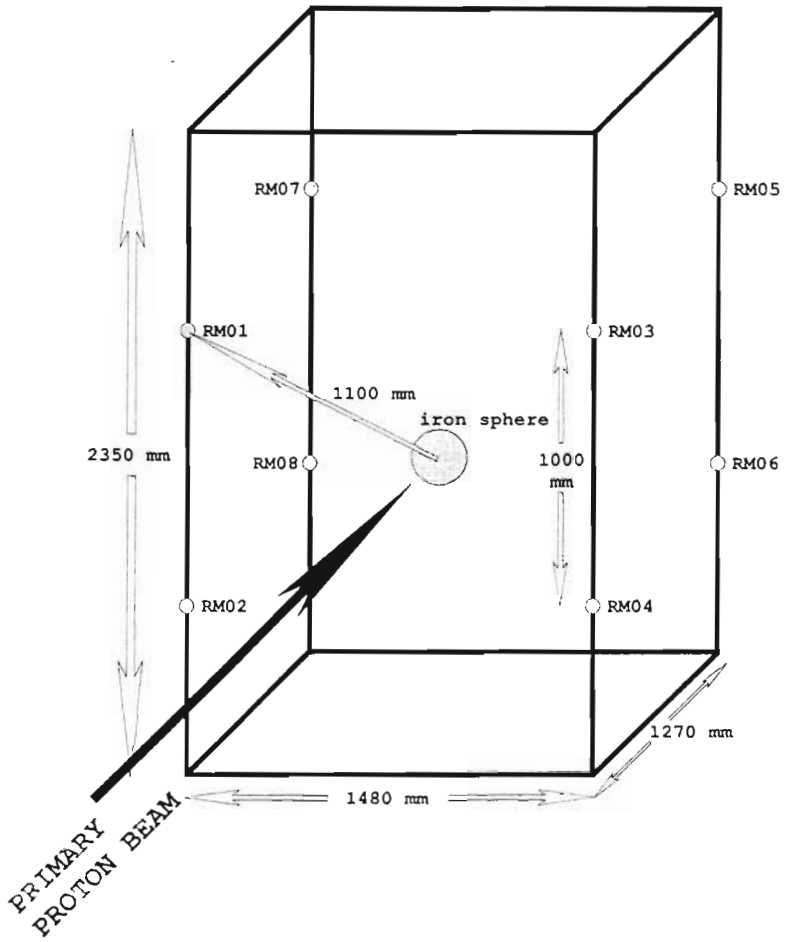


Abb.3.12 : Anordnung der Raum-Monitore R01 bis R08

Die Folienstapel R09 bis R10 maßen den Raumhintergrund am Ort des First- und Thin-Target-Aufbaus. Dazu wurden sie senkrecht zur Strahlrichtung an den Support-Gestellen befestigt, mit denen die Aluminiumschiene über entsprechenden Muffen gehalten wurde. In Strahlrichtung gesehen befand sich R09 am ersten und entsprechend R10 am zweiten Gestell.

3.10 Bestrahlungsdaten

Das Experiment LNS172A wurde vom 27.11.1992 bis zum 7.12.1992 am Laboratoire National Saturne im Centre d'Étude Nucléaire de Saclay bei Paris durchgeführt. Um die Angestellten der Anlage nicht den erwartet hohen sekundären Neutronenflüssen auszusetzen, wurde die Bestrahlung zweigeteilt und an aufeinander folgenden Wochenenden durchgeführt. Der erste Teil des Experimentes startete am Freitag dem 27.11.1992 um 16:00 Uhr und endete am Montag den 30.11.1992 um 8:12 Uhr. Während dieser Zeitspanne wurden der Thin-Target-Aufbau SACL0A, der Modellmeteoroid mit seinem Sonnensegel, Shadow- und Last-Target sowie sämtliche Raum- und Leakage-Monitore bestrahlt. In der anschließenden, planmäßig verlaufenden Strahlzeitunterbrechung wurden die zwei First- und 14 Thin-Targets des Experimentes SACL0A eingepackt, abtransportiert und ersten γ-spektrometrischen Messungen unterzogen. Der zweite Teil der Bestrahlung begann am 3.12.1992 um 17:00 Uhr und endete am 7.12.1992 um 7:00 Uhr. Bis auf die ausgewechselten First- und Thin-Targets - SACL0A wurde gegen SACL0B ausgetauscht - blieb der Aufbau dabei unverändert. Die allgemeinen Bestrahlungsdaten des gesamten Experimentes finden sich in Tab. 3.16 zusammengestellt.

	Einschußenergie	:	1600 MeV	
	Impuls	:	2360 MeV/c	
1. Teil	Beginn	:	27.11.1992	16:00 Uhr (MEZ)
	Ende	:	30.11.1992	8:12 Uhr (MEZ)
	Bruttostrahlzeit	:	231120 s	
	Nettostrahlzeit	:	151700 s	
2. Teil	Beginn	:	3.12.1992	17:00 Uhr (MEZ)
	Ende	:	7.12.1992	7:00 Uhr (MEZ)
	Bruttostrahlzeit	:	309600 s	
	Nettostrahlzeit	:	300900 s	

Tab. 3.16 : Allgemeine Bestrahlungsdaten des Experimentes LNS172A

Der Ablauf des Experimentes wurde in einer separaten Beobachtungswarte ständig kontrolliert. So überwachten verschiedene an der Bewegungsapparatur angebrachte Zählwerke die Rotationen und Translationen der Kugel. Zur allgemeinen Kontrolle zeichnete zusätzlich eine Kamera in der Bestrahlungshalle das Geschehene auf. Die aus dem Beschleuniger ausgekoppelte Intensität - bestimmt durch das Personal auf der Warte am internen Strahl - wurde regelmäßig kontrolliert und protokolliert. Als letztes ermöglichte eine hydraulisch in den Strahl zu fahrende Drahtkammer die Bestimmung des horizontalen sowie des vertikalen Strahlprofiles.

Sowohl wegen erheblicher technischer Probleme gerade im ersten Experimentteil als auch aus Gründen des Strahlenschutzes war es nicht möglich, die Bestrahlung zumindest intervallweise ohne Unterbrechungen und mit konstanter Intensität durchzuführen. So mußten Strahlausfälle von wenigen Minuten bis zu fast 12 Stunden und Intensitätsschwankungen in den Protonenflüssen von etwa $1 \cdot 10^{11}$ s^{-1} bis hin zu $8 \cdot 10^{11}$ s^{-1} in Kauf genommen werden. Diese Diskontinuitäten wurden bei der Bestimmung der Restkernproduktion berücksichtigt. Das dabei zur Anwendung gekommene Verfahren wird neben vielem anderen im folgenden Kapitel 4 vorgestellt werden.

4 Theoretische Beschreibung von Bestrahlungsexperimenten

Die fundamentale Gleichung für die quantitative Beschreibung der Wechselwirkung gemischter Nukleonenfelder mit Materie wurde in Kap. 1.4 hergeleitet und diskutiert. Sie lautet:

$$P_j(R,\ d) = \sum_i \sum_k \frac{N_{Av}}{A_i} \int_0^\infty \sigma_{j,i,k}(E)\ J_k(E,\ R,\ d)\ dE \qquad \textbf{(1.11) = (4.1)}$$

Mit den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten und den bezüglich der Energie differentiellen Flußdichten gehen in diese Berechnungsvorschrift ausnahmslos grundlegende physikalische Größen ein. Die Produktionsraten lassen sich also mit Hilfe dieser Gleichung vom rein physikalischen Standpunkt aus berechnen. Auf der anderen Seite ist es jedoch genauso möglich, sie direkt experimentell zu ermitteln. In der überwiegenden Zahl der Fälle stimmen die Ergebnisse für identische Bestrahlungsituationen nicht oder nur sehr bedingt überein, was heißt, daß ein Teil der physikalischen Größen, die in die Berechnung eingehen, fehlerhaft sein muß, oder aber einige grundlegende Effekte noch nicht verstanden sind. Diese Schwierigkeiten lassen sich lösen, wenn die gemessenen experimentellen Werte als Ausgangspunkte genommen, die Integrale entfaltet und somit Informationen entweder über die Anregungsfunktionen oder über die Teilchenspektren gewonnen werden.

4.1 Produktionsraten

Da die experimentell bestimmten Produktionsraten $P_j(R,\ d)$ auch die Grundlage bilden sowohl für die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte als auch der Flußdichten, wird auf ihre Bestimmung in diesem Kapitel detailliert eingegangen. Es müssen in der Praxis mehrere,

mindesten jedoch drei Fälle voneinander unterschieden werden.

Handelt es sich bei dem Nuklid der Sorte j um ein stabiles Isotop, gilt für die entsprechende Produktionsrate:

$$P_j(R,\ d) = \partial_t\ N_j(t) \tag{4.2}$$

Die Größe $N_j(t)$ kennzeichnet dabei die Teilchenzahl pro Masseneinheit des Produktnuklides. Da $P_j(R,\ d)$ unabhängig von der Zeit ist, läßt sich dieser Ausdruck von $t = 0$ (Beginn der Bestrahlung) bis $t = t_{irr}$ (Bestrahlungsende) und unter der Einbeziehung der Randbedingung $N_j(0) \equiv 0$ integrieren. Das Ergebnis lautet:

$$P_j(R,\ d) = \frac{N_j(t_{irr})}{t_{irr}} \tag{4.3}$$

Die Teilchenzahl pro Masseneinheit der stabilen Kerne wächst linear mit der Zeit, als Proportionalitätsfaktor tritt dabei die gesuchte Produktionsrate auf.

Bei der Mehrzahl der gebildeten Produkte handelt es sich jedoch nicht um stabile, sondern um radioaktive Nuklide. Für diesen allgemeineren Fall muß Gleichung (4.2) um den entsprechenden Zerfall mit seiner Zeitkonstanten λ erweitert werden. Es gilt somit:

$$P_j(R,\ d) = \partial_t\ N_j(t) + \lambda_j\ N_j(t) \tag{4.4}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung läßt sich einfach angeben und lautet speziell für das Bestrahlungsende:

$$P_j(R,\ d) = \frac{N_j(t_{irr})\ \lambda_j}{(1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})} \tag{4.5}$$

Mit der Zerfallskonstanten λ ist über $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$ die nuklidspezifische Halbwertszeit verknüpft. Aus (4.5) wird deutlich, daß bei einer Bestrahlungsdauer, die klein gegenüber der Halbwertszeit ist, die Teilchenzahl pro Masseneinheit wie schon bei den stabilen Produkten linear mit der Zeit wächst. Wird t_{irr} jedoch groß gegenüber $T_{1/2}$ gewählt, erreicht $N_j(t_{irr})$ einen

Zustand, der allgemein als Sättigung bezeichnet wird. In ihm halten sich Bildung und Zerfall die Waage und die Teilchenzahl pro Masseneinheit wird unabhängig von der Bestrahlungsdauer. Für diesen speziellen Fall gilt:

$$P_j(R,\ d) = N_j(t_{irr})\ \lambda_j = A_{spez,\ S,\ j} \tag{4.6}$$

Die Produktionsrate ist gleich der spezifischen (*spez*) Sättigungs(*S*)aktivität des Nuklides *j*.

Im allgemeinen reicht es jedoch nicht, nur die Bildung von Produktkernen einer bestimmten Sorte *j* zu betrachten. Vielmehr muß häufig ein zweites Produkt *l* berücksichtigt werden, daß nach seiner Bildung in Kerne des Typs *j* zerfällt. Aus der einfachen Differentialgleichung (4.4) wird damit folgendes gekoppelte System:

$$\begin{aligned} P_l(R,\ d) &= \partial_t\ N_l(t) + \lambda_l\ N_l(t) \\ P_j(R,\ d) &= \partial_t\ N_j(t) + \lambda_j\ N_j(t) - \lambda_l\ N_l(t) \end{aligned} \tag{4.7}$$

Während sich für das Mutternuklid *l* als Lösung wieder eine zu (4.5) analoge Gleichung ergibt, erweitert sich der Ausdruck für die Tochter *j* um einen Term, der ihren Zuwachs als Zerfallsprodukt von *l* und den daraus resultierenden Zerfall beschreibt. Es gilt:

$$P_j(R,\ d) = \frac{N_j(t_{irr})\ \lambda_j}{(1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})} - P_l(R,\ d)\left[1 - \frac{\lambda_j}{\lambda_l - \lambda_j}\left(1 - \frac{(1 - e^{-\lambda_l t_{irr}})}{(1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})}\right)\right] \tag{4.8}$$

Da bei Bestrahlungsexperimenten die Kenntnis der Strahlzeit t_{irr} als bekannt vorausgesetzt werden kann, beschränkt sich die Bestimmung der Produktionsraten nach den Gleichungen (4.3), (4.5) und (4.8) auf die Ermittlung der Teilchenzahlen pro Masseneinheit der jeweiligen Produktnuklide.

Es bleibt anzumerken, daß die Produktionsraten hier aus Gründen der Vergleichbarkeit wie allgemein üblich auf ein einfallendes Projektil pro Quadratzentimeter und Sekunde normiert werden.

4.2 Energieabhängige integrale Wirkungsquerschnitte

Sollen aus den gemessenen Produktionsraten bezüglich der Raumwinkel integrale Wirkungsquerschnitte ermittelt werden, was in vielen Fällen tatsächlich das primäre Ziel von Bestrahlungsexperimenten ist, kann auf den in Gleichung (4.1) aufgezeigten Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen zurückgegriffen werden. Dabei ist vor allem zwischen einer echten Dünntargetbestrahlung und solchen Experimenten, bei denen sekundäre Teilchen merkliche Effekte ausmachen zu unterscheiden. An dieser Stelle sind einige grundlegende Bemerkungen über Dünntargetbestrahlungen notwendig.

Per Definitionem handelt es sich dabei um Bestrahlungssituationen, bei denen die Produktnuklide ausnahmslos durch primäre Projektile gebildet werden, sekundäre Teilchen spielen keine Rolle. So etwas ist in der Praxis jedoch nahezu unmöglich, da in den dazu notwendigen dünnen Targets die Bestimmung der Produktnuklidzahlen aus statistischen Gründen sehr schwierig, wenn nicht in vielen Fällen unmöglich wäre. Auch die zu erwartenden Rückstoßverluste würden die Qualität der Daten mindern. Dementsprechend muß die Definition abgeschwächt werden. Von einer Dünntargetbestrahlung kann schon gesprochen werden, wenn die durch sekundäre Teilchen verursachten Effekte kleiner sind als die Fehler, die bei der Bestrahlung selbst, der Ermittlung der Teilchenzahlen pro Masseneinheit und der nachträglichen Berechnung der Wirkungsquerschnitte auftreten. Dieser Sachverhalt ist jedoch aus den experimentellen Daten nicht direkt abzulesen und kann erst nach intensiven Diskussionen und umfangreichen nachträglichen Rechnungen geklärt werden. Er hängt dabei sowohl von der Massenbelegung und der Massenzahl des Targets, der Energie der Projektile als auch von dem jeweiligen Reaktionstyp ab.

4.2.1 Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte bei Bestrahlungssituationen ohne Beeinflussung durch sekundäre Teilchen

Bei der Bestimmung energieabhängiger integraler Wirkungsquerschnitte werden möglichst Reinelemente verwendet, so daß die Summation über die unterschiedlichen chemischen Komponenten in Gleichung (4.1) überflüssig wird. Weil bei Dünntargetexperimenten sekundäre Teilchen nicht berücksichtigt werden müssen und üblicherweise nur mit einer Projektilart aktiviert wird, besteht auch die Summe über die einzelnen Teilchenarten lediglich aus einem Glied. Desweiteren handelt es sich in der überwiegenden Zahl der Fälle um Bestrahlungen mit monochromatischen Projektilen der Energie E_0, so daß folgende Ersetzung gemacht werden kann:

$$J_k(E,\ R,\ d) = \Phi_k(E)\ \delta(E - E_0) \tag{4.9}$$

Damit ist die Abhängigkeit von der Bestrahlungsgeometrie (Radius des Körpers und Tiefe der Probe in ihm) verschwunden und das Integral läßt sich einfach lösen. Es gilt:

$$P_j = \frac{N_{Av}}{A_i}\ \sigma_{j,i,k}(E_0)\ \Phi_k(E_0) \tag{4.10}$$

Für die experimentelle Bestimmung energieabhängiger integraler Wirkungsquerschnitte stabiler Restkerne ergibt sich mit (4.3):

$$\sigma_{j,i,k}(E_0) = \frac{A_i\ N_j(t_{irr})}{N_{Av}\ t_{irr}\ \Phi_k(E_0)} \tag{4.11}$$

Die Kombination von (4.10) mit (4.5) liefert für Wirkungsquerschnitte radioaktiver Produkte ohne Berücksichtigung eines Mutternuklides:

$$\sigma_{j,i,k}(E_0) = \frac{N_j(t_{irr})\ A_i\ \lambda_j}{N_{Av}\ \Phi_k(E_0)\ (1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})} \tag{4.12}$$

Wie schon bei der Bestimmung der Produktionsraten muß natürlich auch hier sehr häufig der

Zerfall des Mutternuklides l zur Tochter j berücksichtigt werden. Es ergibt sich ein zu (4.8) analoger Ausdruck:

$$\sigma_{j,l,k}(E_0) = \frac{N_j(t_{irr})\ \lambda_j\ A_l}{(1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})\ N_{Av}\ \Phi_k(E_0)} - \sigma_{l,l,k}(E_0) \left[1 - \frac{\lambda_j}{\lambda_l - \lambda_j} \left(1 - \frac{(1 - e^{-\lambda_l t_{irr}})}{(1 - e^{-\lambda_j t_{irr}})} \right) \right] \quad \textbf{(4.13)}$$

Anders als bei den Produktionsraten muß sowohl in (4.11) als auch in (4.12) und (4.13) neben den Teilchenzahlen pro Masseneinheit bei Bestrahlungsende zusätzlich die Projektilflußdichte bekannt sein.

4.2.2 Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte bei Bestrahlungssituationen mit Beeinflussung durch sekundäre Teilchen

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ohne Berücksichtigung sekundärer Teilchen entspricht in den meisten Fällen einer Idealisierung der Bestrahlungssituation. Gerade bei hohen Projektilenergien, großen Massenbelegungen und Massenzahlen des Targets, oder auch bei speziellen Target-Produkt-Kombinationen dürfen die Anteile, die von Sekundärteilchenfeldern herrühren, an der Gesamtproduktion nicht vernachlässigt werden. Das im folgenden vorgestellte Verfahren zur Korrektur dieser Effekte wurde von Lüpke im Rahmen seiner Dissertation entwickelt [Lue93] und bereits in mehreren Fällen angewendet [Mic95B, Sch96A, Sch96B]. In [Lue93] findet sich neben der sehr detaillierten Herleitung des Korrekturverfahrens auch der zugehörige Konvergenzbeweis. Das vorliegende Kapitel beschränkt sich auf die Erläuterung der für das prinzipielle Verständnis notwendigen Grundlagen. Dabei wird insofern von der üblichen Herleitung abgewichen, als daß nicht neue verwirrende Begriffe eingeführt werden müssen.

Durch geeignete Messungen sei die Teilchenzahl pro Masseneinheit der Produkte j und damit über (4.3), (4.5) oder (4.8) die Produktionsrate bestimmt worden. Dieser experimentell ermittelte Wert läßt sich als Summe der einzelnen Produktionsratenanteile, die jeweils von

einer Projektilsorte herrühren, zusammengesetzt denken. Es gilt dementsprechend:

$$P_j^{experim.} = \sum_k P_{j,k}^{experim.} \tag{4.14}$$

Dabei ist $P_{j,k}^{experim.}$ die experimentell bestimmte Produktionsrate des Nuklides j verursacht von Projektilen des Typs k. Es kann für die experimentell und theoretisch ermittelten Produktionsraten gefordert werden, daß sich die Verhältnisse eines Summengliedes $P_{j,X}^{experim.,theo.}$ zum Gesamtwert $P_j^{experim.,theo.}$ einander entsprechen. Für den speziellen, aber an dieser Stelle wichtigen Fall $X = pp$ (*p*rimary *p*rotons) wird also gefordert:

$$\frac{P_{pp}^{experim.}}{\sum_k P_k^{experim.}} = \frac{P_{pp}^{theo.}}{\sum_k P_k^{theo.}} \tag{4.15}$$

Da $P_{pp}^{experim.}$ per definitionem nicht durch sekundäre Teilchen beeinflußt wird, gilt der in (4.10) dargestellte Zusammenhang zwischen der Produktionsrate und dem Wirkungsquerschnitt. Diese Beziehung in (4.15) eingesetzt und nach $\sigma_{j,i,pp}$ aufgelöst liefert:

$$\sigma_{j,i,pp}(E_0) = \frac{A_i \sum_k P_k^{experim.}}{N_{Av}\ \Phi_{pp}(E_0)} \cdot \frac{P_{pp}^{theo.}}{\sum_k P_k^{theo.}} \tag{4.16}$$

Die Gleichung kann jedoch nicht ohne Schwierigkeiten gelöst werden. Vielmehr muß für die Berechnung des gesuchten Wirkungsquerschnitts $\sigma_{j,i,pp}(E_0)$ für jede zu berücksichtigende Projektilart eine über den gesamten diskutierten Energiebereich vollständige Anregungfunktion zur Verfügung gestellt werden. In der Praxis reicht es dabei in der überwiegenden Zahl der Fälle aus, den Index k über *pp* (*p*rimary *p*rotons), *sp* (*s*econdary *p*rotons) und *sn* (*s*econdary *n*eutrons) laufen zu lassen. Während für die Neutronen die in dieser Arbeit bestimmten energieabhängigen integralen Wirkungsquerschnitte Verwendung fanden, erweist sich die Situation für die primären und sekundären Protonen komplizierter. Zwar existieren im niederenergetischen Bereich umfangreiche Datensammlungen für viele Target-Produkt-Kombinationen, der auf der linken Seite der Gleichung zu bestimmende Wirkungsquerschnitt bei 1,6 GeV geht jedoch sowohl in die Berechnung von $P_{pp}^{theo.}$ als auch bei der

Summe über die theoretischen Produktionsraten ein. Die Relation (4.16) ist also implizit. Entsprechend kann die Korrektur nur auf iterativem Wege erfolgen. Das Verfahren ist in Gleichung (4.17) dargestellt:

$$\sigma_{j,i,pp}^{i+1}(E_0) = \frac{A_i \sum_k P_k^{experim.}}{N_{Av}\ \Phi_{pp}(E_0)} \cdot \frac{P_{pp}^{theo.}\left(\sigma^i(E_0)\right)}{\sum_k P_k^{theo.}\left(\sigma^i(E_0)\right)} \tag{4.17}$$

Als Startwert findet dabei der unkorrigierte Wirkungsquerschnitt aus der Beziehung

$$\sigma_{j,i,k}^{0}(E_0) = \frac{A_i \sum_k P_k^{experim.}}{N_{Av}\ \Phi_{pp}(E_0)} \tag{4.18}$$

Verwendung. Die Folge in den σ^i ist konvergent, da aufgrund des Korrekturverfahrens der Wert für σ^{i+1} stets kleiner ist als der für σ^i und mit Null eine untere Schranke existiert. Bei der praktischen Durchführung werden in der Regel weniger als 20 Iterationsschritte benötigt, um relative Änderungen kleiner als 10^{-4} zu erreichen. Der Konvergenzbeweis und die Fehlerrechnung finden sich in [Lue93].

4.3 Projektilflußdichten

Nach Kap. 4.2 geht in die Gleichungen zur Berechnung integraler Wirkungsquerschnitte sowohl bei Dünntargetexperimenten als auch bei solchen mit Sekundärteilcheneinflüssen die Flußdichte der eingestrahlten Projektile ein. Ihre Kenntnis ist für die Angabe absoluter Wirkungsquerschnitte also unabdingbar.

Zur Bestimmung der Flußdichten können prinzipiell zwei unterschiedliche Wege beschritten werden: Zum einen ist die Absolutbestimmung über einen Faraday-Cup möglich, und zum anderen läßt sich die Flußdichte relativ zu einer Standardreaktion angeben.

Bei dem hier ausgewerteten Experiment stand kein Faraday-Cup zur Verfügung, was auch damit zusammenhängt, daß seine korrekte Anwendung und Auswertung bei hohen Energien aufgrund der massiven Erzeugung sekundärer Teilchen sehr problematisch ist. Entsprechend wurden die Flußdichten aller Experimentteile relativ zu einer vorher gewählten Kernreaktion, der sogenannten Monitorreaktion, ermittelt. Verwendung fand dabei die Anregungsfunktion $^{27}Al(p,3p3n)^{22}Na$, die in dem hier interessierenden Energiebereich allen Ansprüchen an einen solchen Monitor genügt, wie sie zum Beispiel von Cumming in einem entsprechenden Übersichtsartikel angeführt werden [Cum63]. Das erklärt die Verwendung von Aluminium als Monitorfolie des Sonnensegels, der Catcher der First- und Thin-Targets sowie vieler anderer Experimentteile. Die Produktion von ^{22}Na aus ^{27}Al wurde in der Vergangenheit so oft experimentell untersucht, daß bereits mehrere Autoren evaluierte Datensätze empfohlen haben [Cum63, Tob81, Vuk88]. In dieser Arbeit fanden die Wirkungsquerschnitte von Tobailem und Lassus St. Genies [Tob81] Verwendung. Da sich der überwiegende Teil des Experimentes im Energiebereich zwischen 1,5 GeV und der primären Maximalenergie 1,6 GeV abspielt, reicht es an dieser Stelle aus, zwei eingrenzende Monitorwirkungsquerschnitte anzugeben.

Energie [GeV]	σ [mb]
1,5	13,5
2,0	12,3

Tab 4.1 : Empfohlene Wirkungsquerschnitte für die Monitorreaktion $^{27}Al(p, 3p3n)^{22}Na$ nach [Tob81]

Da die Monitorreaktion in dem hier interessierenden Energiebereich in doppeltlogarithmischer Darstellung strukturlos ist, wurden die jeweils benötigten Werte bei etwaigen Zwischenenergien aus diesen zwei Stützstellen durch doppeltlogarithmische Interpolation ermittelt. So ergab sich z.B. für den Monitorwirkungsquerschnitt bei der Einschußenergie von 1,6 GeV ein Wert von 13,3 mb.

Es ist also prinzipiell möglich, über die linearen Beziehungen zwischen $\sigma_{j,i,k}$ und Φ_k die Flußdichten zu ermitteln. Dabei muß allerdings wieder zwischen Dünntargetexperimenten und solchen mit Sekundärteilchenbeeinflussung unterschieden werden.

4.3.1 Bestimmung der Projektilflußdichten bei Bestrahlungsexperimenten ohne Sekundärteilcheneinflüsse

Ist die Situation die einer Dünntargetbestrahlung, kommt zur Berechnung der Flußdichte Gleichung (4.12) zum tragen, da es sich bei ^{22}Na um ein radioaktives Produkt ohne Beeinflussung eines Mutternuklides handelt. Einsetzen des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{j,i,k}^{Mon}$ und auflösen nach Φ_k ergibt:

$$\Phi_k(E_0) = \frac{N_j(t_{irr})\ A_i\ \lambda_j}{N_{Av}\ \sigma_{j,i,k}^{Mon}(E_0)\ (1 - e^{-\lambda_j\ t_{irr}})} \tag{4.19}$$

4.3.2 Bestimmung der Projektilflußdichten bei Bestrahlungsexperimenten mit Sekundärteilcheneinflüssen

Ausgangspunkt für die Bestimmung der Flußdichte bei Bestrahlungen mit Sekundärteilcheneinflüssen ist Gleichung (4.15). Wird die Beziehung nach $P_{pp}^{experim.}$ umgestellt, ergibt sich:

$$P_{pp}^{experim.} = \left(\sum_k P_k^{experim.} \right) \cdot \frac{P_{pp}^{theo.}}{\sum_k P_k^{theo.}} \tag{4.20}$$

Da $P_{pp}^{experim.}$ definitionsgemäß nur Beiträge primärer Projektile enthält, findet an dieser Stelle Gleichung (4.10) Anwendung. Damit läßt sich die integrale Teilchenflußdichte wie folgt berechnen:

$$\Phi_{pp}(E_0) = \frac{A_i}{N_{Av}} \cdot \frac{\sum_k P_k^{experim.}}{\sigma_{j,i,k}^{Mon}(E_0)} \cdot \frac{P_{pp}^{theo.}}{\sum_k P_k^{theo.}} \tag{4.21}$$

Wie bei der Sekundärteilchenkorrektur der integralen Wirkungsquerschnitte müssen zum Lösen dieser Gleichung vollständige Anregungsfunktionen für die Produktion von ^{22}Na aus Aluminium zur Verfügung gestellt werden. Es reicht jedoch auch im vorliegenden Fall vollständig aus, nur primäre Protonen sowie sekundäre Protonen und Neutronen zu berücksichtigen. Während für den neutroneninduzierten Fall die im Laufe dieser Arbeit gewonnenen Daten Verwendung fanden, wurden im Fall der Protonen die evaluierten Wirkungsquerschnitte von Tobailem und Lassus St. Genies [Tob81] benutzt.

4.4 Bestimmung der Produktnuklidteilchenzahlen pro Masseneinheit

Aus Kap. 4.1 bis Kap. 4.3 wird deutlich, daß sich die experimentelle Bestimmung sowohl der Produktionsraten als auch der integralen Wirkungsquerschnitte und der Flußdichten darauf beschränkt, die Teilchenzahlen pro Masseneinheit der Produktnuklide bei Bestrahlungsende zu ermitteln. Dabei unterscheiden sich die Vorgehensweisen der Bestimmung je nachdem, ob es sich um stabile oder um radioaktive Produkte handelt, wobei bei letzteren zusätzlich eine Unterscheidung bezüglich ihrer Halbwertszeit gemacht werden muß.

In der Meteoritenforschung handelt es sich bei stabilen Produkten, zumindest bei jenen die einer experimentellen Untersuchung direkt zugänglich sind, fast ausnahmslos um Edelgase. Sie sind chemisch stabil und lassen sich aus den zu untersuchenden Proben ausheizen. Da die durchgeführten Edelgasanalysen nicht Gegenstand dieser Arbeit waren, sei für die Beschreibung der massenspektrometrischen Analysen auf spezielle Literatur verwiesen [Fun80, Gra88, Sig77].

Radioaktive Produkte lassen sich prinzipiell über ihren Zerfall identifizieren und quantifizieren. Problematisch sind dabei jedoch Nuklide mit sehr langen Halbwertszeiten ($T_{1/2} > 10^4$ Jahre). Wegen ihrer geringen Zerfallsraten müßten für eine statistisch saubere Auswertung untragbar lange Meßzeiten veranschlagt werden. Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen, wenn die langlebigen Radionuklide in Beschleuniger-Massenspektrometern (AMS) direkt und nicht über ihren Zerfall gezählt werden [Fin93]. Die entsprechenden Untersuchungen sowohl in realen Meteoriten als auch in den Proben der Simulationsexperimente wurden im Rahmen mehrerer Doktorarbeiten durchgeführt [Kna94, Roe94, Neu96].

Wesentlich unproblematischer stellt sich die Situation für kurzlebige radioaktive Produkte dar. Sie können in der Praxis zerstörungsfrei über ihren Zerfall sowohl identifiziert als auch quantifiziert werden.
Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Hilfe verschiedener Halbleiterdetektoren die Häufigkeiten der von den individuellen Proben emittierten γ-Quanten als Funktion ihrer Energie gemessen. Die gesamte Meßkampagne dauerte etwa zwei Jahre und erforderte je nach Targetmaterial mindestens zwei und maximal 35 Messungen je Probe. In ihrem Verlauf konnten Produktnuklide mit Halbwertzeiten zwischen etwa 10 Stunden bis hin zu sechs Jahren nachgewiesen werden. Die Zeitpunkte der Zählungen wurden dabei so gewählt, daß der erwartete Aktivitätsabfall gemäß der Halbwertszeit beobachtet werden konnte, eine Halbwertszeitkontrolle also möglich war. Da die γ-Spektrometrie mittels Halbleiterdetektoren in dieser Arbeit lediglich als benutztes Hilfsmittel zu verstehen ist, wird hier nicht weiter auf die prinzipiellen Aspekte wie Aufbau, Funktionsweise und Fehlermöglichkeiten eingegangen. Für entsprechende Informationen stehen umfangreiche Lehrbücher und zusammenfassende Artikel zur Verfügung [Deb88, Kno79].

Mit der Teilchenzahl pro Masseneinheit $N_j(t)$ der Probe ist über

$$A_{j,spez}(t) = \lambda_j \, N_j(t) \tag{4.22}$$

die spezifische Aktivität $A_{j,spez}(t)$ verknüpft. Ihr Zeitverhalten nach Bestrahlungsende läßt sich mit Hilfe des radioaktiven Zerfallsgesetzes vorhersagen. Damit die Gleichungen übersichtlich bleiben, wird in der nachfolgenden Diskussion als Zeitnullpunkt das Bestrahlungsende

(t_{irr}) gewählt, also $t_{irr} \equiv 0$. Damit gilt:

$$A_{j,spez}(t) = A_{j,spez}(0)\ e^{-\lambda_j t} \tag{4.23}$$

Die γ-spektrometrische Messung starte zum Zeitpunkt t_{BoC} und ende bei t_{EoC}, die Meßzeit sei also $t_c = t_{EoC} - t_{BoC}$. Pro Kernumwandlung emittiere das Produkt j Quanten der γ-Energie E mit der Wahrscheinlichkeit I_E. Der Halbleiterdetektor habe für diese Energie und die verwendete Meßgeometrie die Ansprechwahrscheinlichkeit oder auch Efficiency ϵ_E. Bei Kenntnis der Probenmasse m läßt sich die absolute Zahl der während der Messung registrierten γ-Quanten NP wie folgt angeben:

$$\begin{aligned} NP(t_{BoC},\ t_c) &= \epsilon_E\ I_E\ m\ A_{j,spez}(0) \int_{t_{BoC}}^{t_{EoC}} e^{-\lambda_j t}\ dt \\ &= \frac{\epsilon_E\ I_E\ m\ A_{j,spez}(0)}{\lambda_j}\ e^{-\lambda_j t_{BoC}} \left(1 - e^{-\lambda_j t_c}\right) \end{aligned} \tag{4.24}$$

Einsetzen der Beziehung (4.22) und umstellen nach $N_j(0)$ ergibt einen einfachen Zusammenhang zwischen den bei der Messung gezählten γ-Quanten und der Teilchenzahl pro Masseneinheit bei Bestrahlungsende. Es gilt:

$$N_j(0) = \frac{NP(t_{BoC},\ t_c)}{\epsilon_E\ I_E\ m\ (1 - e^{-\lambda_j t_c})}\ e^{\lambda_j t_{BoC}} \tag{4.25}$$

Die Gleichung (4.25) stellt zwar den allgemeingültigen und in vielen Fällen auch vollkommen ausreichenden Zusammenhang zwischen $N_j(0)$ und $NP(t_{BoC}, t_c)$ her, in der Praxis gibt es jedoch Effekte, die zu Abweichungen führen und die durch entsprechende Korrekturen berücksichtigt werden müssen. Dabei handelt es sich zum einen um Mutter-Tochter-Verhältnisse, die zu einer Änderung im angenommenen zeitlichen Verhalten der Aktivitäten führen (Gleichung (4.23)), und zum anderen um sogenannte spektroskopischen Interferenzen, bei denen zwei unterschiedliche Produkte γ-Quanten gleicher oder nahezu gleicher Energie emittieren, was wiederum zu einem geänderten Zeitverhalten der über diese Energie bestimmten Aktivitäten führt. Auch Effekte durch Selbstabsorption der Quanten in der Probe selbst sind zu berücksichtigen. Der Diskussion der erforderlichen Korrekturverfahren ist

Kap. 4.4.1 gewidmet.

Sowohl die Bestimmung der gezählten γ-Quanten als auch die Umrechnung in Teilchenzahlen pro Masseneinheit und die anschließende Berechnung der Produktionsraten, Wirkungsquerschnitte und Flußdichten erfolgte überwiegend rechnergestützt. Das absolute Ansprechvermögen ϵ_E aller benutzten Halbleiterdetektoren wurde vor der Meßkampagne mit Hilfe geeigneter Standardpräparate ermittelt und über die zwei Jahre hinweg immer wieder kontrolliert.

4.4.1 Korrekturverfahren bei der Bestimmung der Produktnuklidteilchenzahlen mit Hilfe der γ-Spektrometrie

Wie bereits mehrfach erwähnt, reicht es im allgemeinen nicht aus, nur die Bildung von Produktnukliden einer bestimmten Sorte j zu betrachten. Häufig muß ein zweites Produkt l berücksichtigt werden, daß nach seiner Bildung in Kerne des Typs j zerfällt. In Kap. 4.1 wurde besagter Effekt für den Zeitraum während der Bestrahlung diskutiert, er muß jedoch auch nach Bestrahlungsende in Betracht gezogen werden, da er zu einem veränderten Zeitverhalten der Aktivität des Nuklides j führt. Gleichung (4.23) ist in diesem Fall also nicht mehr gültig.

Der zeitliche Verlauf der Aktivitäten der Nuklide j und l nach Bestrahlungsende läßt sich mit Hilfe des folgenden gekoppelten Differentialgleichungssystems beschreiben:

$$\begin{aligned} \partial_t A_{spez,l}(t) &= -\lambda_l A_{spez,l}(t) \\ \partial_t A_{spez,j}(t) &= -\lambda_j A_{spez,j}(t) + \lambda_l A_{spez,l}(t) \end{aligned} \tag{4.26}$$

Seine Lösung läßt sich angeben als:

$$\begin{aligned} A_{spez,l}(t) &= A_{spez,l}(0)\, e^{-\lambda_l t} \\ A_{spez,j}(t) &= A_{spez,j}(0)\, e^{-\lambda_j t} + \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_l} A_{spez,l}(0) \left(e^{-\lambda_l t} - e^{-\lambda_j t} \right) \end{aligned} \tag{4.27}$$

Für das Mutternuklid l ergibt sich damit wieder der Zusammenhang (4.25) zwischen der Zahl der gemessenen γ-Quanten und der Teilchenzahl pro Masseneinheit. Anders verhält es sich dagegen für das Produkt j. In diesem Fall wird die Beziehung um einiges komplizierter, sie lautet:

$$
\begin{aligned}
N_j(0) = & \frac{NP(t_{BoC},t_c)}{\epsilon_E\, I_E\, m\, (1 - e^{-\lambda_j t_c})}\, e^{\lambda_j t_{BoC}} \\
& - \frac{1}{(1 - e^{-\lambda_j t_c})}\, e^{\lambda_j t_{BoC}}\, \frac{\lambda_j \lambda_l}{\lambda_j - \lambda_l}\, N_l(0)\, e^{-\lambda_l t_{BoC}}\, \frac{(1 - e^{-\lambda_l t_c})}{\lambda_l} \\
& + \frac{1}{(1 - e^{-\lambda_j t_c})}\, e^{\lambda_j t_{BoC}}\, \frac{\lambda_j \lambda_l}{\lambda_j - \lambda_l}\, N_l(0)\, e^{-\lambda_j t_{BoC}}\, \frac{(1 - e^{-\lambda_j t_c})}{\lambda_j}
\end{aligned}
\qquad \textbf{(4.28)}
$$

Wie zu erwarten, gibt es neben der ungestörten Abnahme der Teilchendichte pro Masseneinheit des Produktnuklides j (1. Zeile) einen Ausdruck, der den Zuwachs von j als Zerfallsprodukt von l (2. Zeile) und den daraus resultierenden Zerfall (3. Zeile) beschreibt.

Wesentlich einfacher erweisen sich die Verhältnisse, wenn die Produkte l zum Zeitpunkt der Messung bereits vollständig in Nuklide des Typs j zerfallen sind, deren Aktivitätsabfall also nicht mehr beeinflussen. In dem Moment ist es in vielen Fällen möglich, kumulative (*cum*) und unabhängige (*ind*) Daten anzugeben. Während bei ersteren die nach j zerfallenen Kerne des Typs l bei der Bestimmung von $N_j(0)$ mitgezählt werden, sind die unabhängigen Daten bezüglich dieser Anteile korrigiert.

Wird die Annahme des zum Zeitpunkt der Messung vollständigen Zerfalls der Mutternuklide in Gleichung (4.28) über $\lambda_l\, t_{BoC} \gg 1$ berücksichtigt, ergibt sich:

$$
\begin{aligned}
N_j^{ind}(0) &= \frac{NP(t_{BoC},\, t_c)}{\epsilon_E\, I_E\, m\, (1 - e^{\lambda_j t_c})}\, e^{\lambda_j t_{BoC}} - \frac{\lambda_l}{\lambda_j - \lambda_l}\, N_l(0) \\
&= N_j^{cum}(0) - \frac{\lambda_l}{\lambda_j - \lambda_l}\, N_l(0)
\end{aligned}
\qquad \textbf{(4.29)}
$$

Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Mutter-Tochter-Korrekturen und Berechnungen unabhängiger Daten erfolgten auf Grundlage der Gleichungen (4.28) bzw. (4.29).

Eine zweite Klasse von Problemen stellen die spektroskopischen Interferenzen dar. Emittieren zwei Produkte γ-Quanten ähnlicher oder gleicher Energie, so daß der Halbleiterdetektor sie nicht voneinander trennen kann, ist die Zuordnung des entsprechenden Zähleffektes zu den Nukliden nicht mehr eindeutig. Vielmehr ergibt sich *NP* als Summe der einzelnen Beiträge der Produkte *j* und *k*:

$$NP(j + k) = NP(j) + NP(k) \tag{4.30}$$

Die Anwendung dieser Beziehung auf Gleichung (4.24) liefert:

$$\begin{aligned} NP(j + k, t_{BoC}, t_c) = & \frac{\epsilon_E \, I_E(j) \, A_{j,spez}(0)}{\lambda_j} \, e^{-\lambda_j t_{BoC}} \, (1 - e^{-\lambda_j t_c}) \\ & + \frac{\epsilon_E \, I_E(k) \, A_{k,spez}(0)}{\lambda_k} \, e^{-\lambda_k t_{BoC}} \, (1 - e^{-\lambda_k t_c}) \end{aligned} \tag{4.31}$$

Ausnutzen von Beziehung (4.22) und umstellen nach $N_j(0)$ ergibt:

$$N_j(0) = \frac{NP(j + k, t_{BoC}, t_c)}{\epsilon_E \, I_E(j) \, m \, (1 - e^{-\lambda_j t_c})} \, e^{\lambda_j t_{BoC}} - N_k(0) \, \frac{I_E(k)}{I_E(j)} \, \frac{(1 - e^{-\lambda_k t_c})}{(1 - e^{-\lambda_j t_c})} \, e^{-(\lambda_k - \lambda_j) t_{BoC}} \tag{4.32}$$

Läßt sich die Teilchenzahldichte pro Masseneinheit eines der beiden Nuklide durch Auswertung einer anderen γ-Energie oder mit Hilfe späterer, nicht mehr überlagerter Messungen bestimmen, kann für eben dieses Nuklid der zu jeder Zeit erwartete Zähleffekt berechnet und zur Korrektur herangezogen werden. Alle Interferenzkorrekturen, die im Rahmen der Auswertung durchgeführt wurden, basierten auf der grundlegenden Gleichung (4.32).

Anders als bei den Korrekturen für Mutter-Tochter-Verhältnisse und spektroskopische Interferenzen gibt es Effekte, die generell bei γ-spektrometrischen Messungen auftreten und dementsprechend prinzipiell berücksichtigt werden müssen. Es handelt sich dabei um Selbstabsorption von γ-Quanten in der Probe. Die entsprechenden Korrekturen wurden auf Grundlage des folgenden Modells durchgeführt:

Angenommen, *N* Photonen der Energie *E* träfen auf ein zu durchdringendes Material, welches durch seine Teilchenzahldichte ρ und den makroskopischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ charakterisiert sei, dann läßt sich die Abnahme der Photonenzahl pro Wegstück ∂_x wie

folgt berechnen:

$$\partial_x N = - \sigma(E) N \rho \tag{4.33}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert das Absorptionsgesetz:

$$N(x) = N(0) e^{- \sigma(E) \rho x} \tag{4.34}$$

Die mathematische Erweiterung des Produktes aus zurückgelegter Wegstrecke und Teilchenzahldichte um die Masse der absorbierten Materie führt zur Einführung der Flächenbelegung ξ mit ihrer Einheit [g/cm^2]. Entsprechend muß der makroskopische Wirkungsquerschnitt nun auf diese Masse bezogen werden: das definiert den Absorptionskoeffizienten, der in der Einheit [cm^2/g] anzugeben ist. Aus (4.34) wird damit:

$$N(\xi) = N(0) e^{- \mu(E) \xi} \tag{4.35}$$

Eine aktivierte Probe läßt sich nun als Aufeinanderfolge vieler dünner individueller Scheiben zusammengesetzt denken, wobei jede von ihnen γ-Quanten emittiert, die ihrerseits, bevor sie den Detektor erreichen, durch die vor ihnen liegenden Plättchen hindurch müssen. Dabei gilt in jedem Fall Gleichung (4.35). Für ausgedehnte Proben, bei denen die Produkte über den Absorber selbst gleichmäßig verteilt sind, ist über die Flächenbelegung zu mitteln:

$$\begin{aligned} N(\xi) &= \frac{N(0)}{\xi} \int_0^{\xi} e^{- \mu(E) k} \, dk \\ &= \frac{N(0)}{\mu \xi} (1 - e^{- \mu(E) \xi}) \end{aligned} \tag{4.36}$$

Die Gleichung (4.36) liefert den gesuchten Zusammenhang zwischen der Zahl der aus der Probe ausgesandten und der Anzahl der von den Produkten tatsächlich emittierten γ-Quanten einer bestimmten Energie. Auf ihrer Grundlage und mit Hilfe der Schwächungskoeffizienten $\mu(E)$ aus der Arbeit von Storm und Israel [Sto70] wurde in sämtlichen ausgewerteten Proben der Effekt der Selbstabsorption korrigiert.

Bereits während der Auflistung der zeitlichen Abläufe des Experimentes LNS172A in Kap. 3.10 wurde mehrfach erwähnt, daß die Bestrahlung sowohl aus Gründen des Strahlen-

schutzes als auch wegen erheblicher technischer Schwierigkeiten mehrfach unterbrochen werden mußte. Sämtliche bisher diskutierten Beziehungen zwischen Teilchenzahldichten pro Masseneinheit und den Produktionsraten, Wirkungsquerschnitten bzw. Flußdichten basieren jedoch auf der Annahme eines kontinuierlichen Experimentverlaufes. Diese bisher nicht berücksichtigten Fraktionierungen sind allerdings nicht die einzigen vernachlässigten Effekte. Auch die teilweise erheblichen Intensitätsschwankungen des eingestrahlten Protonenflusses wirken sich auf die Produktion der Nuklide aus, wobei vor allem die kurzlebigen Produkte betroffen sind. In einer entsprechenden Korrektur sind die Bestrahlungen intervallweise mittels der bekannten Gleichungen zu diskutieren, der radioaktiven Zerfall in den Pausen ist in Betracht zu ziehen und die jeweiligen Ergebnisse sind mit den relativen Stromstärken des Protonenstrahles zu wichten, um zu einem korrekten Endergebnis zu kommen. Die Grundlagen des in dieser Arbeit verwendeten Korrekturverfahrens wurden von Lüpke [Lue93] in seiner Dissertation entwickelt und beschrieben.

4.4.2 Allgemeine Fehlerbetrachtung

Für die Bestimmung der Teilchenzahlen pro Masseneinheit mit Hilfe der γ-Spektrometrie und die anschließende Berechnung der Produktionsraten, integralen Wirkungsquerschnitte und Flußdichten müssen umfangreiche Fehlerquellen erwartet und diskutiert werden. Dabei ist vor allem zwischen systematischen und zufälligen Effekten zu unterscheiden.
Den allgemeingültigen Zusammenhang zwischen $N_j(0)$ und $NP(t_{BoC}, t_c)$ beschreibt (4.25):

$$N_j(0) = \frac{NP(t_{BoC},\ t_c)}{\epsilon_E\ I_E\ m\ (1\ -\ e^{-\lambda_j t_c})}\ e^{\lambda_j t_{BoC}} \qquad \textbf{(4.25) = (4.37)}$$

Es muß angenommen werden, daß sämtliche Größen auf der rechten Seite der Gleichung mit Fehlern behaftet sind, die sich nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung zur Gesamtunsicherheit in den Teilchenzahlen pro Masseneinheit zusammensetzen. Um letztere quantitativ angeben zu können, werden die Einzelfehler im folgenden separat bezüglich ihrer Art charakterisiert und ihrer Größe diskutiert.

Da die Zahl der bei einer bestimmten Energie registrierten γ-Quanten bekanntlich Poisson-verteilt ist, läßt sich die zugehörige Standardabweichung sofort als Wurzel des Erwartungswertes angeben. Dieser rein statistische Effekt ist jedoch nicht die einzige Fehlerquelle der Größe *NP*. Schon beim Meßvorgang selbst treten Fehler auf, wie die Stabilität des Meßsystemes und die Reproduzierbarkeit des Meßvorganges. Diese beiden Größen lassen sich nur sehr schwer voneinander trennen und werden dementsprechend gemeinsam diskutiert. Die relative Abweichung zweier Meßergebnisse N_j (1) und N_j (2) der gleichen Proben - ermittelt auf dem gleichen Detektor bei gleicher Meßgeometrie, vergleichbarer Meßzeit, ähnlichem Meßzeitpunkt und jeweils vernachlässigbaren statistischen Fehlern - wurde bestimmt. Diese Prozedur wiederholte sich für verschiedene Proben, verschiedene Detektoren bei verschiedenen Meßgeometrien, verschiedenen Meßzeiten und -zeitpunkten insgesamt 99 mal. Unter der Annahme normalverteilter Größen konnte der relative Fehler dieser Stichprobe zu 1,5% ermittelt werden.

Eine eventuelle Unsicherheit in einer Entkommwahrscheinlichkeit I_E wäre systematischer Natur; dementsprechend ist es sehr schwer, diesen Fehler zu quantifizieren. Vergleiche der ermittelten Teilchenzahlen pro Masseneinheit eines Produktnuklides, die mittels γ-Quanten unterschiedlicher Energie und somit verschiedener Entkommwahrscheinlichkeiten bestimmt wurden, zeigten in keinem Fall systematische Diskrepanzen untereinander. Entsprechend wurde dieser Fehler in allen Fällen vernachlässigt.

Da *m* definitionsgemäß nur die Masse der aktuell diskutierten Targetatome bezeichnet, geht in den entsprechenden Fehler nicht nur die Unsicherheit der Wägung, sondern auch eine eventuell auftretende Verunreinigung der Probe ein. Letztere beeinflußt das Ergebnis auf zwei unterschiedliche Arten, zum einen setzt sie die Targetkernanzahl herab und zum anderen kann sie selbst zur Restkernproduktion beitragen. Aus diesem Grund wurde ausnahmslos mit hochreinen Targets oder zumindest mit solchen genau bekannter chemischer Zusammensetzung gearbeitet. Übrig bleibt als einzige Fehlerquelle die Wägung selbst; diese systematische Unsicherheit wurde mit 1% abgeschätzt.

Etwas komplizierter erweist sich die Diskussion des Fehlers der Efficiency. Er ist systematisch, wenn nur ein Halbleiterdetektor mit nur einer verwendeten Meßgeometrie zur Bestimmung der Teilchenzahlen pro Masseneinheit Verwendung findet. Im Verlauf der Auswertung wurden die entsprechenden Messungen auf mehreren unterschiedlichen Anordnungen durchgeführt, so daß die auftretenden Unsicherheiten als normalverteilt angesehen werden können. Ihre quantitative Erfassung erfolgt wie folgt:
Für eine Probe wurde die relative Abweichung zweier Ergebnisse bestimmt, die auf unterschiedlichen Meßanordnungen bei vergleichbaren Meßzeiten und -zeitpunkten sowie vernachlässigbaren statistischen Fehlern gewonnen wurden. Dies wurde in insgesamt 41 Fällen wiederholt. Der mittlere relative Fehler konnte aus dieser Stichprobe mit etwa 3,3% angegeben werden. Wird dabei berücksichtigt, daß in dieser Unsicherheit auch der Fehler der Stabilität des Meßsystemes und der Reproduzierbarkeit enthalten ist, ergibt sich mit Hilfe des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes für die Efficiency allein eine Unbestimmtheit von etwa 3%.

Als letzte Fehlermöglichkeit ist eine Unsicherheit in den verwendeten Halbwertszeiten denkbar. Ein solcher Effekt führt mittels der in (4.25) auftretenden Exponentialfunktionen zu fehlerhaften Resultaten, wobei die Abweichungen sowohl abhängig von der Meßzeit als auch vom Zeitpunkt des Meßbeginns sind. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß die Größen irgendeiner Verteilung gehorchen. Die mittlere Standardabweichung läßt sich wie folgt abschätzen:
Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ des auszuwertenden Produktnuklides sei um den Beitrag $\delta T_{1/2}$ fehlerhaft, es gelte also folgende Ersetzung:

$$\frac{1}{T_{1/2}} \rightarrow \frac{1}{T_{1/2}} \left(1 - \frac{\delta T_{1/2}}{T_{1/2}} \right) \tag{4.38}$$

Einsetzen in (4.25) und anschließendes Umformen ergibt:

$$N_j(0) = \frac{NP(t_{BoC},\ t_c)}{\epsilon_E\ I_E\ m \left(1 - e^{\left(\frac{-\ln(2)\ t_c}{T_{1/2}}\right)} \cdot e^{\left(\frac{\ln(2)\ t_c\ \delta T_{1/2}}{T_{1/2}^2}\right)} \right)}\ e^{\left(\frac{\ln(2)\ t_{BoC}}{T_{1/2}}\right)} \cdot e^{\left(\frac{-\ln(2)\ t_{BoC}\ \delta T_{1/2}}{T_{1/2}^2}\right)} \tag{4.39}$$

Bezüglich der Halbwertszeiten und ihrer Fehler sowie der Meßzeiten und -zeitpunkte können folgende physikalisch sinnvolle Annahmen gemacht werden:

- Die Meßzeit sei kurz gegenüber der Halbwertszeit, also $t_c \ll T_{1/2}$

- Die relativen Abweichungen in den Halbwertszeiten sind kleine Größen, also $\delta T_{1/2} \ll T_{1/2}$

Daraus folgt für die Exponentialfunktion im Nenner von (4.39):

$$\frac{\ln(2)\ t_c\ \delta T_{1/2}}{T_{1/2}^2} \ll 1 \quad \rightarrow \quad e^{\left(\frac{\ln(2)\ t_c\ \delta T_{1/2}}{T_{1/2}^2}\right)} \approx 1 \qquad \textbf{(4.40)}$$

Für die entsprechende Beziehung im Zähler der Gleichung (4.39) sind folgende Abschätzungen legitim:

- Der relative Fehler in den Halbwertszeiten betrage maximal 0,5%

- In der Praxis werden üblicherweise keine Messungen zur Auswertung herangezogen, bei deren Beginn bereits mehr als sechs Halbwertszeiten des entsprechenden Produktnuklides vergangen sind

Damit kann der Exponent maximal einen Wert von etwa $2 \cdot 10^{-2}$ annehmen. Die Unsicherheit in der Halbwertszeit liefert für diesen konservativen Fall einen Fehler von 2% bezüglich der Teilchenzahl pro Masseneinheit.

Es ist anzumerken, daß die Unbestimmtheit in $T_{1/2}$ nicht nur einen Einfluß hat auf die Bestimmung von $N_j(0)$, sondern über die Gleichungen (4.5) und (4.8) auch direkt in die Berechnung der Produktionsraten und damit natürlich auch in die der integralen Wirkungsquerschnitte und Flußdichten eingeht. Eine entsprechende quantitative Abschätzung verläuft analog der Gleichungen (4.38) und (4.39). Dabei wird ersichtlich, daß der Effekt naturgemäß bei Produkten mit kurzer Halbwertszeit am gravierendsten ist. Mit etwa 80 Stunden Bestrah-

lungsdauer im zweiten Strahlzeitintervall und einer Halbwertszeit von etwa zwölf Stunden für das kurzlebigste ausgewertete Nuklid ergibt sich ein maximaler Fehler von etwa 2%. Diese Unsicherheit wird für alle Produkte veranschlagt, auch wenn das eine Überschätzung des Fehlers für langlebige Nuklide zur Folge hat.

Mit dem Ziel, den Einfluß aller bisher erwähnten Fehlerquellen auf das Ergebnis zu reduzieren, wurden alle Proben mehrfach und auf unterschiedlichen Halbleiterdetektoren gemessen. Aus den individuell bestimmten Teilchenzahlen pro Masseneinheit wurden fehlergewichtete Mittelwerte berechnet. Ihr Fehler ergab sich als Maximum aus fehlergewichteter Streuung und fehlergewichtetem Fehler der Einzelwerte. Zu diesem Wert wurden die Beiträge durch die Unsicherheiten der Stabilität des Meßsystemes, der Reproduzierbarkeit, der Nachweiswahrscheinlichkeit, der Masse und der Halbwertszeit (insgesamt 5%) quadratisch addiert, da sie sämtlich als voneinander unabhängig angesehen werden können. Dabei erfolgt offensichtlich eine Überschätzung des Fehlers, da letztgenannte Beiträge anteilig schon im statistischen Fehler des Mittelungsprozesses berücksichtigt wurden.

5 Theoretische Modelle zur Beschreibung von Kernreaktionen

Das vorangegangene Kapitel beschäftigte sich ausführlich mit den Grundlagen der experimentellen Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte. Dabei wurde erwähnt, daß ihre Ermittlung nicht etwa, wie in dieser Arbeit, ein erwünschtes Nebenprodukt, sondern in vielen Fällen das primäre Ziel von Bestrahlungsexperimenten ist. Es stellt sich natürlich die Frage, ob es dazu unbedingt notwendig ist, teure und in vielen Fällen sehr zeitaufwendige Experimente durchzuführen, oder ob es nicht vielmehr möglich sein sollte, die gewünschten Daten mit Hilfe geeigneter Modellüberlegungen zu bestimmen. Zu eben diesem Zweck wurden in der Vergangenheit von vielen Autoren unterschiedliche Modelle zur Beschreibung von Kernreaktionen entwickelt. Es kann an dieser Stelle jedoch nicht Ziel sein, einen vollständigen Überblick über sämtliche existierende Reaktionsschemata zu geben, vielmehr wird sich das vorliegende Kapitel darauf beschränken müssen, die zwei im Verlauf dieser Arbeit angewandten Modelle vorzustellen und auf ihre Besonderheiten einzugehen.

5.1 Das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen

5.1.1 Grundlagen

Den Überlegungen Serbers entsprechend [Ser47], wurden Kernreaktionen bei hohen Projektilenergien viele Jahre lang als Zweistufenprozesse angesehen. Im ersten schnellen Schritt - in ihm wird der Kern als eine Ansammlung quasifreier Nukleonen angenommen, seine individuellen Niveaus finden keinen Berücksichtigung - sollte das Projektil eine intranukleare Kaskade induzieren und nach deren Ende einen angeregten Restkern zurücklassen. Dieser sollte im zweiten, deutlich langsameren Teil der Reaktion einzelne Nukleonen, Teilchencluster und γ-Quanten aus einem als equilibriert angesehenen System evaporieren. Einige

Jahre später diskutierten Griffin [Gri66] und Harp [Har68] die Zeitspanne zwischen diesen zwei Reaktionsabschnitten. Die Modelle basieren ebenfalls auf der Ausbildung einer intranuklearen Kaskade, berücksichtigen jedoch individuelle Kernniveaus, so daß die Nukleon-Nukleon-Streuungen innerhalb des Kernes nicht mehr nur zu Teilchenemissionen aus dem System führen müssen, sondern auch Anregungen innerhalb des Kernes möglich sind. Ihren Überlegungen zufolge sind Nukleonenemissionen nicht nur in Schritt eins und zwei, sondern zusätzlich auch in dieser Übergangsphase denkbar (vgl. Kap. 1.3).

Als einer der ersten beschäftigte sich Griffin mit diesen Präcompoundzerfällen [Gri66]. In dem von ihm vorgeschlagenen Modell wird das System der Nukleonen als Fermigas mit Zwei-Teilchen-Restwechselwirkungen, die schwach gegenüber dem gemittelten Potential sind, angenommen. Wird dieses Kollektiv mit einem Projektil beschossen, kommt es zum Stoß mit einem Nukleon des Kernes, das infolgedessen über die Fermikante angeregt wird, und es bildet sich ein compoundähnliches System. Neben den zwei quasifreien Nukleonen oberhalb tritt dabei auch ein unbesetzter Zustand (Loch) unterhalb der Fermienergie auf. Da sich sowohl Teilchen als auch Löcher hinsichtlich des Energieübertrages auf andere Nukleonen physikalisch identisch verhalten, werden sie nicht weiter unterschieden und in ihrer Gesamtheit als Excitonen bezeichnet. Im vorliegenden Beispiel besteht das System nach der ersten Wechselwirkung aus drei Excitonen. Durch jeden weiteren Stoß innerhalb des Kernes verändert sich die Excitonenzahl um $\Delta n = 0$ (kein weiteres Teilchen über die Fermikante angeregt), $\Delta n = 2$ (Entstehung eines weiteren Teilchen-Loch-Paares) oder um $\Delta n = -2$ (Emission eines Teilchens ins Kontinuum), wobei die entsprechenden Übergangsraten von den zur Verfügung stehenden Anregungsenergien und den dazugehörigen Einteilchenzustandsdichten abhängen. Dabei sind gerade bei kleinen Excitonenzahlen Übergänge von n nach n+2 wesentlich wahrscheinlicher als Emissionen ins Kontinuum, so daß es letztendlich immer zur Bildung eines Systems im Gleichgewicht, also eines Equilibriumzustandes kommt. Die Wahrscheinlichkeiten für die Bildung eines Excitonenzustandes aus einem anderen lassen sich bei diesem Modell jedoch nur relativ zueinander angeben, so daß eine Absolutberechnung von Wirkungsquerschnitten und Emissionsspektren nicht möglich ist.

Den erforderlichen Schritt hin zu Absolutberechnungen führten Harp und seine Mitarbeiter im Jahre 1968 durch [Har68]. Auch sein Modell basiert auf der Annahmen, daß sich der Kern als Fermigas einzelner Nukleonen approximieren läßt, wobei auch in diesem Fall die Zwei-Teilchen-Restwechselwirkungen schwach gegenüber dem gemittelten Potential sein müssen. Damit war es ihm möglich, die zeitlichen Änderungen der Besetzungszahlen einzelner Niveaus zu berechnen, wobei sich die Lösungen unterscheiden, je nachdem ob Übergänge zwischen Niveaus des Kernes oder Emissionen ins Kontinuum diskutiert werden. Während bei ersteren die Energien der Nukleonen auf einen Bereich von 0 bis hin zu 96 MeV beschränkt ist (ohne Erklärung in [Har68]), werden sie für Teilchen im Kontinuum auf maximal 48 MeV limitiert (40 MeV mittlere Fermienergie für Neutronen + 8 MeV mittlere Bindungsenergie). In den Gleichungen sind neben den Besetzungszahlen, Niveaudichten und deren jeweiligen Energien die Übergangswahrscheinlichkeiten der entsprechenden Prozesse enthalten. Diese Größen ermittelten Harp und seine Mitarbeiter *a-priori* aus kernphysikalischen Größen. Dabei handelt es sich um Wirkungsquerschnitte freier Neutron-Neutron(!!)-Streuung, Kernvolumina, Niveaudichten, individuelle Energien und die Neutronenmasse.

Das von Blann vorgeschlagene Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen [Bla71] vereinigt die Ideen des Excitonen-Modells von Griffin mit den Absolutberechnungen von Harp, Miller und Berne. Es basiert dabei ebenso wie die darin eingehenden Schemata auf der Annahme, daß sich der Kern als Fermigas einzelner Nukleonen, deren Zwei-Teilchen-Restwechselwirkungen schwach gegenüber dem gemittelten Potential sind, beschreiben läßt. Ziel des Hybrid-Modells ist es, für jede gegebene Excitonenzahl n die Emissionswahrscheinlichkeit eines Typ-x-Nukleons mit einer Laborenergie zwischen ϵ und $\epsilon+d\epsilon$, also $P_{x,n,c}(\epsilon)d\epsilon$, anzugeben. Diese Größe läßt sich prinzipiell als Produkt aus der Zahl der Teilchen des Typs x in einem n-Excitonenzustand ($N_{x,n}$), der Wahrscheinlichkeit dafür, daß in diesem Zustand irgendein Nukleon im Energieintervall zwischen ϵ und $\epsilon+d\epsilon$ existiert ($\varrho_{n,\epsilon}$) und der Wahrscheinlichkeit, daß dieses besagte Nukleon ins Kontinuum emittiert wird und der Zustand nicht vorher in eine n+2-Excitonenkonfiguration übergeht ($p_{c,\epsilon}$), angeben. Es gilt:

$$P_{x,n,c}(\epsilon)d\epsilon = N_{x,n}\ \varrho_{n,\epsilon}\ p_{c,\epsilon} \qquad \textbf{(5.1)}$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Nukleon mit einer Energie ϵ zur Verfügung steht, ergibt sich aus dem Verhältnis der Zahl der günstigen Fälle zur Anzahl der insgesamt möglichen. Letztere ist nichts anderes als die Zahl der Möglichkeiten, die Gesamtanregungsenergie E auf n Excitonen aufzuteilen. Die entsprechende Größe $\rho_n(E)$ ergibt sich aus rein kombinatorischen Überlegungen. Die Anzahl der günstigen Fälle setzt sich zusammen aus der Zahl der Möglichkeiten, bei denen sich die Restenergie E-ϵ auf n-1 Excitonen verteilen läßt ($\rho_{n-1}(E-\epsilon)$) und der Zahl der möglichen Zustände, die das gerade diskutierte Exciton annehmen kann. Diese ergibt sich aus der Breite des betrachteten Energieintervalls $d\epsilon$ und der entsprechenden Einteilchenzustandsdichte g_x. Es läßt sich also folgendes angeben:

$$\varrho_{n,\epsilon} = \frac{\rho_{n-1}(E-\epsilon)\ g_x\ d\epsilon}{\rho_n(E)} \tag{5.2}$$

Während in Gleichung (5.2) g_x als energieunabhängig und damit konstant angenommen wird [Bla72], lassen sich $\rho_{n-1}(E-\epsilon)$ und $\rho_n(E)$ über Binomialkoeffizienten und somit aus rein kombinatorischen Überlegungen gewinnen [Gri66].

Die Wahrscheinlichkeit $p_{c,\epsilon}$ ist gleich dem Verhältnis der Übergangsrate in das Kontinuum $\lambda_c(\epsilon)$ zur gesamten Übergangsrate, die sich ihrerseits zusammensetzt aus $\lambda_c(\epsilon)$ und der Rate für intranukleare Stöße $\lambda_+(\epsilon)$. Es gilt:

$$p_{c,\epsilon} = \frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)} \tag{5.3}$$

In einer rein klassischen Betrachtungsweise ist $\lambda_+(\epsilon)$ mit der Nukleonengeschwindigkeit v und der mittleren freien Weglänge $MFP(\epsilon)$ verbunden [Bla73]:

$$\lambda_+(\epsilon) = \frac{v}{MFP(\epsilon)} \tag{5.4}$$

Die mittlere freie Weglänge läßt sich aus den Wirkungsquerschnitten der freien Nukleon-Nukleon-Streuung gewinnen. Der Abhängigkeit der Kerndichte von der Massenzahl wird dabei durch die Einführung eines skalierenden Parameters, der nur die Tiefe des Potentialtopfes verändert, Rechnung getragen. Desweiteren ist dafür zu sorgen, daß bei allen diskutierten

Stößen das Pauli-Prinzip erfüllt bleibt. Werden all diese Effekte berücksichtigt, lassen sich die Streuquerschnitte und damit auch die intranuklearen Übergangsraten parametrisieren, wobei der Gültigkeitsbereich auf Teilchenenergien bis maximal 100 MeV beschränkt ist. Bei abnehmenden Anregungsenergien wird das Bild der Streuung freier Teilchen fragwürdig, entsprechend sind die auf dieser Grundlage ermittelten Wirkungsquerschnitte nicht mehr verläßlich und eine alternative Berechnung ist notwendig. Eine solche kann mit Hilfe des optischen Modells über das Imaginärteil des entsprechenden Potentials erfolgen [Bla73]. Die Übergangsraten ins Kontinuum $\lambda_c(\epsilon)$ lassen sich über das Reziprozitätstheorem aus dem inversen Prozeß bestimmen, wobei die entsprechenden Wirkungsquerschnitte auf Grundlage des optischen Modells berechnet werden können [Bla72].

Mit Hilfe von (5.1), (5.2) und (5.3) ergibt sich für die Emissionswahrscheinlichkeit eines Typ-x- Nukleons mit einer Laborenergie zwischen ϵ und $\epsilon+d\epsilon$ aus dem Präequilibrium folgende Berechnungsvorschrift:

$$P_{x,n,c}(\epsilon)d\epsilon = N_{x,n} \frac{\rho_{n-1}(E-\epsilon)\ g_x\ d\epsilon}{\rho_n(E)} \frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)} \tag{5.5}$$

Die Wahrscheinlichkeit für intranukleare Übergänge, also von einem n- zu einem $n+2$-Excitonenzustand, ergibt sich dann ganz analog zu:

$$P_{x,(n\to n+2)}(\epsilon)d\epsilon = N_{x,n} \frac{\rho_{n-1}(E-\epsilon)\ g_x\ d\epsilon}{\rho_n(E)} \frac{\lambda_+(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)} \tag{5.6}$$

Im Verlauf der Relaxationsphase kann aus jedem angenommenen Excitonenzustand ein Teilchen in das Kontinuum übergehen. Die gesamte Emissionswahrscheinlichkeit ist damit gleich der Summe der Beiträge der Einzelzustände gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, daß dieser Zustand im Reaktionsverlauf überhaupt erreicht wird (D_n). Die Summation erstreckt sich dabei von der Anfangsexcitonenkonfiguration n_0 bis zu einer Gleichgewichts-excitonenzahl n_{equ}. Im Bereich dieses Wertes, bei dem das System als equilibriert, die Energie also als gleichverteilt angesehen werden kann, sind Emissionen ins Kontinuum sehr viel wahrscheinlicher als intranukleare Übergänge, dementsprechend verliert neben dem Excitonen-Modell auch das darauf aufbauende Hybrid-Modell seine Gültigkeit. Es gilt:

$$P_{x,c}(\epsilon)\ d\epsilon = \sum_{n=n_0}^{n_{max}} P_{x,n,c}(\epsilon)\ d\epsilon \cdot D_n \tag{5.7}$$

Sollen aus diesen Wahrscheinlichkeiten absolute Größen - im einfachsten Fall differentielle Wirkungsquerschnitte für die Emissionen eines Teilchens vom Typ x - gewonnen werden, ist $P_{x,c}(\epsilon)$ mit dem Reaktionswirkungsquerschnitt σ_R - als Maß dafür, daß es überhaupt zu einer Reaktion zwischen dem Projektil und einem Targetkern kommt - zu wichten:

$$\left(\frac{d\sigma(\epsilon)}{d\epsilon}\right)_x = \sigma_R\ P_{x,c}(\epsilon) \tag{5.8}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die Spektren - es werden unterschiedliche Werte für ϵ betrachtet - der Teilchen beschreiben, die während der Präequilibriumphase der Relaxation in das Kontinuum emittiert werden. Dabei ist der Ausdruck als Ganzes von der Gesamtanregungsenergie E abhängig, so daß sich für jede Projektilenergie unterschiedliche Spektrenformen und Anzahlen emittierter Teilchen ergeben.

In der bisher vorgestellten Form des Hybrid-Modells wird das Kernpotential als kastenförmig, die Dichte also als konstant angenommen. Das ist jedoch eine grobe Approximation der physikalischen Realität. Vielmehr fordert der experimentelle Befund die Einführung radiusabhängiger Nukleonendichten. Ihre Absenkung am Kernrand führt über die größere mittlere Weglänge in diesem Bereich zu geringeren intranuklearen Übergangsraten und somit zu geänderten Reaktionsmöglichkeiten. Auch die von der Dichte abhängige Fermienergie wird im Randbereich geringer, was wiederum die Übergangswahrscheinlichkeiten beeinflußt. Die Berücksichtigung all dieser Effekte führt zu Erweiterungen am ursprünglichen Modell, welche in seine geometrieabhängigen Form (GDH) münden. In ihm wird der Kern in Zonen jeweils konstanter Dichte eingeteilt, das Projektil in Partialwellen zerlegt und die Reaktionsmöglichkeiten werden somit ortsabhängig berechnet [Bla73]. Für Gleichung (5.8) folgt damit:

$$\left(\frac{d\sigma(\epsilon)}{d\epsilon}\right)_x = \pi\ \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\ T_l\ P_{x,c}(\epsilon) \tag{5.9}$$

Dabei ist T_l der Transmissionskoeffizient der l-ten Partialwelle und λ die reduzierte De Broglie-Wellenlänge des Projektils.

Der notwendige Schritt von (5.8) beziehungsweise (5.9) zur Berechnung integraler Anregungsquerschnitte ist kompliziert, da Produkte von Wahrscheinlichkeiten betrachtet werden müssen. Nach der ersten Emission eines Nukleons - das Resultat wird durch ein Teilchenspektrum beschrieben - bleibt ein Restkern mit verminderter Anregungsenergie zurück. Ihre Größe hängt davon ab, mit welcher Energie das zuvor emittierte Teilchen ins Kontinuum übergegangen ist, sie ist also nicht fest, sondern muß vielmehr ihrerseits durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung beschrieben werden. Für jeden möglichen Wert der Gesamtanregungsenergie ist nun wieder die Emissionswahrscheinlichkeit nach Gleichung (5.7) und daraus das Teilchenspektrum gemäß (5.8) oder (5.9) auszurechnen. Diese gesamte Prozedur muß sich so lange wiederholen, bis das System tatsächlich equilibriert, die Anregungsenergie also gleichverteilt ist. Erst danach sind die typischen Verdampfungsspektren der Equilibriumphase zu erwarten und das Hybrid-Modell verliert seine Gültigkeit. In der Praxis wird dieses Verfahren jedoch deutlich abgekürzt, da die verminderte Anregungsenergie nicht, wie es exakt und richtig wäre, durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung beschrieben wird, sondern vielmehr die mittlere Energie des zuvor emittierten Teilchens berechnet wird. Die Anregungsenergie des Systems kann dementsprechend während der gesamten Prozedur nur einen mittleren Wert annehmen.

5.1.2 Der Computercode AREL

Bereits sehr früh nach der ersten Beschreibung von Präequilibriumzerfällen entwickelte Blann mit seinen Mitarbeitern den Computercode ALICE, in dem das Hybrid-Modell mit seiner anschließenden Verdampfung ausprogrammiert ist. Im Laufe der Zeit wurde dieses Programm kontinuierlich weiterentwickelt und lag in dieser Arbeit in einer von Gloris [Glo97] modifizierten Form - AREL - vor. Mit ihr sollte es möglich sein, Wirkungsquerschnitte protoneninduzierter Reaktionen für Projektilenergien bis 900 MeV zu berechnen. Dazu müssen jedoch eine Reihe von Parametern spezifiziert werden:

Der eigentliche Präequilibriumanteil läßt sich entweder über das ursprüngliche Hybrid-Modell oder mit Hilfe seiner geometrieabhängigen Darstellung berechnen. Desweiteren muß die Anfangsexcitonenkonfiguration vorgegeben werden. Wie im vorangegangenen Unterkapitel diskutiert wurde, lassen sich die intranuklearen Übergangsraten mittels des Imaginärteiles des optischen Potentiales oder aber über die Wirkungsquerschnitte der freien Nukleon-Nukleon-Streuung berechnen. Letzteres erfordert zusätzlich die Angabe eines freien skalierenden Parameters, mit dem der unterschiedlichen Potentialtiefe der verschiedenen Kerne Rechnung getragen wird. Einen besonderen Einfluß auf die Ergebnisse der Modellrechnungen haben auch die Massen der Zwischenkerne, die im Verlauf der Rechnung im Excitonen Modell auftreten, denn sie beeinflussen über die Bindungsenergien der Nukleonen direkt die Übergangsraten. Aus diesem Grund ist es möglich, auf vier verschiedene Massentabellen zurückzugreifen, in denen entweder rein theoretisch berechnete [Mye66] oder aber experimentell bestimmte [Wap85] Massen eingetragen sind. In beiden Fällen existieren wiederum zwei Datensätze, der eine berücksichtigt, der andere vernachlässigt etwaige Paarungs- und Schaleneffekte.

Sämtliche Hybrid-Modell-Rechnungen, die im Verlauf dieser Arbeit durchgeführt wurden, basierten auf seiner geometrieabhängigen Darstellungsweise. Die Anfangsexcitonenzahl wurde in allen Fällen als drei gewählt, was der physikalischen Intuition entspricht, daß das Projektil aufgrund seiner kleinen Wellenlänge nur mit einem Nukleon des Kernes wechselwirkt. Die intranuklearen Übergangsraten λ_+ berechneten sich stets über die Wirkungsquerschnitte der freien Nukleon-Nukleon-Streuung, wobei der in diesem Fall erforderliche skalierende Parameter zu eins gewählt wurde, um den *a-priori*-Charakter der Rechnung zu wahren. Als letztes wurde der Equilibriumanteil der Reaktion auf Grundlage des Verdampfungsprozesses von Weisskopf und Ewing [Wei40] berechnet. Dabei wurden Protonen, Neutronen und α-Teilchen im Ausgangskanal zugelassen.

Zum Abschluß dieses Unterkapitels sollen einige Überlegungen zum tatsächlichen Gültigkeitsbereich des Hybrid-Modells angeführt werden. In seiner ursprünglichen Form [Bla82] ermöglichte es die Berechnung differentieller und integraler Wirkungsquerschnitte bis hin zu Projektilenergien von 200 MeV, erst nachträgliche Erweiterungen dehnten seinen Anwen-

dungsbereich auf Energien bis zu 900 MeV aus. Dabei wurden jedoch einige Teile der ursprünglichen Annahmen fragwürdig, so daß eine kurze Diskussion der auftretenden Problematik sinnvoll erscheint.

Das Excitonen-Modell von Griffin [Gri66] basiert unter anderem auf der Annahme, daß die intranuklearen Übergangsraten für kleine Excitonenzahlen sehr viel größer sind als die Raten für Teilchenemissionen, so daß eine merkliche Entleerung des relaxierenden Systems nicht möglich sein soll. Wird jedoch die Projektilenergie und damit auch die Gesamtanregungsenergie groß, sind auch in der frühen Phase des Präequilibriums Übergänge von Nukleonen in das Kontinuum wahrscheinlich und eine merkliche Verdünnung des Systems ist denkbar. Desweiteren erklärt Griffin [Gri66], daß sein Modell nur für Anregungsenergien gültig ist, die wenig größer sind als die zur Bildung eines Compoundkernes notwendigen. Auch diese Tatsache macht eine Erweiterung des auf dieser Grundlage basierenden Hybrid-Modells zu hohen Projektilenergien fragwürdig.

Letztlich sind auch die Annahmen über die Energieverhältnisse im Kern, wie sie von Harp, Miller und Berne [Har68] gemacht wurden, für große Gesamtanregungsenergien unhaltbar, da sie im Kern lediglich Nukleonenenergien von kleiner als 96 MeV zulassen. Darauf zurückgreifend werden im Hybrid-Modell die Wirkungsquerschnitte der freien Nukleon-Nukleon-Streuung nur bis 100 MeV parametrisiert [Bla72]. Eine Qualitätsverbesserung der intranuklearen Übergangsraten bei höheren Energien ist auch dann nicht zu erwarten, wenn sie auf Grundlage des optischen Modells berechnet werden, da die dazu notwendigen optischen Modellparameter von Becchetti und Greenlees [Bec69] nur bis zu einer Energie von 50 MeV (und $A > 40$!) Gültigkeit besitzen. Diese Einschränkung führt zusätzlich noch zu zweifelhaften Übergangsraten in das Kontinuum, da diese mit Hilfe des optischen Modells aus dem inversen Prozeß bestimmt werden.

Schon aus dieser kurzen und sicher nicht vollständigen Auflistung wird deutlich, daß die Erweiterung des Hybrid-Modells zu hohen Projektilenergien sehr fragwürdig ist. Die entsprechenden Ergebnisse sind also nur mit äußerster Vorsicht und dem Hintergedanken, daß das Modell wenn überhaupt, dann nur noch bedingt gültig ist, zu diskutieren.

5.2 Monte-Carlo-Simulationen

5.2.1 Grundlagen

Kernreaktionen elementarer Projektile mit komplexen Targetkernen werden im Modell von Serber [Ser47] in zwei Stufen unterteilt. In der ersten schnellen Phase initiiert das einfallende Projektil eine intranukleare Kaskade (INC) innerhalb des Kernes. Die entsprechenden Wechselwirkungen werden dabei als individuelle Zwei-Teilchen-Stöße freier Nukleonen angenommen. Im zweiten, deutlich langsameren Schritt wird der nach der Kaskade zurückgebliebene hochangeregte Restkern seine Anregungsenergie durch Evaporation von Teilchen, Clustern und γ-Quanten abgeben. Eine Präequilibriumphase findet in dem Modell keine Berücksichtigung.

Im folgenden wird kurz die Grundidee erläutert, die der INC-Berechnung mit Hilfe von Monte-Carlo-Techniken zugrundeliegt. Wesentlich umfangreichere und detailliertere Darstellungen finden sich zum Beispiel in [Dos58, Met58, Ber63, Ber69, Ber74].

Der Bahn des Projektils folgend bestimmen Zufallszahlen seinen Eintrittspunkt auf den Kern, wobei dessen Dichteverteilung explizit zu berücksichtigen ist. Im Kerninneren wird daraufhin durch individuelle Teilchen-Teilchen-Stöße eine intranukleare Kaskade ausgelöst. Zur Beschreibung dieser Wechselwirkungen muß neben den Wirkungsquerschnitten der elastischen und inelastischen Nukleon-Nukleon-Streuung - es werden freie Teilchen angenommen - auch auf die Daten der Pionenabsorption und -produktion zurückgegriffen werden. Aussagen über den individuellen Wechselwirkungspartner und den Energieübertrag lassen sich auf Monte-Carlo-Basis über Zufallszahlen ermitteln. Auf ähnliche Weise ist auch der jeweilige Streuwinkel zu bestimmen. In diesem Fall dürfen die Zufallszahlen jedoch nicht gleichverteilt sein, sie sind vielmehr mit der Verteilungsfunktion der freien Nukleon-Nukleon-Streuung zu skalieren. So können die Trajektorien sämtlicher Teilchen im Kern verfolgt und die Stöße nachvollzogen werden. Auch die Energie- und Winkelverteilung der Ejektile läßt sich auf diese Weise angeben. Werden die Geschichten dieser sekundären Teilchen außerhalb

des Kernverbandes weiter verfolgt, kann auch der Teilchentransport durch die bestrahlte Matrix, die internukleare Kaskade, mit einem solchen Modell beschrieben werden. Dabei sind im Transportverlauf sowohl Bremsung und Absorption als auch eventuell auftretende Verluste an der Oberfläche des bestrahlten Objektes und neuerlich induzierte Kernreaktionen zu berücksichtigen.

In einem weiteren Schritt ist, ausgehend vom Zustand des Restkernes nach der INC, die Abdampfung niederenergetischer Nukleonen und Teilchencluster zu berechnen. Auch dieser Reaktionsteil läßt sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Techniken simulieren, wenn die kinetischen Energien der emittierten Teilchen über Zufallszahlen ermittelt werden.

Eine auf diesen Grundlagen berechnete intra- und internukleare Kaskade beschreibt jedoch nur einen von sehr vielen möglichen Reaktionsabläufen, die das Projektil mit dem Targetkern und dem Target als Ganzes eingehen kann. Für eine realistische Beschreibung der Sekundärteilchenspektren und der Restkernausbeuten ist es unabdingbar, sehr viele Kaskaden zu simulieren, die Einzelergebnisse entsprechend zu kombinieren und somit statistisch gesicherte Aussagen zu erhalten.

5.2.2 Das HERMES-System

Da die Durchführungen der Monte-Carlo-Simulationen nicht Gegenstand dieser Arbeit waren, sondern Teil der Dissertation von Lange [Lan94], sei für eine detaillierte Erläuterung des HERMES-Systems und vor allem des internen Programmablaufes auf diese Arbeit und auf die Orginalliteratur [Clo88, Fil92] verwiesen. Dieses Unterkapitel wird sich damit begnügen, einige grundlegenden physikalischen Größen und Modellannahmen vorzustellen, die in die Berechnung eingehen.

HERMES (**H**igh **E**nergy **R**adiation **M**onte **C**arlo **E**laborate **S**ystem) ist ein System von Computer-Codes auf Monte-Carlo-Basis zur Berechnung von Transport- und Wechselwirkungsproblemen. Die Simulation der intra- und internuklearen Kaskade erfolgt im

Computer-Code HETC (**H**igh **E**nergy **T**ransport **C**ode). Als Teilchen finden Protonen, Neutronen, Pionen, Myonen, Elektronen, Positronen sowie leichte Ionen bis hin zur Massenzahl 20 Berücksichtigung. Die zur Berechnung der intranuklearen Kaskade notwendigen Kerndaten, wie die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der elastische und inelastischen Streuung freier Nukleonen, die entsprechenden Winkelverteilungen und die Daten für die Pionenabsorption und -produktion, werden dem Programm in Form einer Bibliothek zur Verfügung gestellt. Sämtliche darin eingetragenen Werte wurden von unterschiedlichen Gruppen entweder experimentell ermittelt oder mit Hilfe semiempirischer Überlegungen bestimmt [Clo88]. Die Produktion von Pionen wird nach dem Sternheimer-Lindenbaum-Isobaren-Modell berechnet [Ste61]. Dem experimentellen Befund einer zum Randbereich hin abnehmenden Kerndichte wird im HET-Code durch die Einteilung des Kernes in drei Bereiche jeweils konstanter Dichte und somit konstanter Fermienergie Rechnung getragen. In allen drei Kernbereichen wird die Bindungsenergie der Nukleonen durch einen Wert von 7 MeV approximiert.

Eine Beschreibung des Transportes geladener Teilchen durch die bestrahlte Matrix erfolgt auf Grundlage der atomaren Wechselwirkungen, wobei neben Ionisations- und Anregungseffekten auch Vielfach-Coulombstreuungen berücksichtigt werden. Eine Integration über die sich daraus ergebende sogenannte „Stopping-Power" liefert sowohl den Energieverlauf als auch den Weg der Teilchen. Somit ist es mit dem HET-Programm möglich, die Geschichten primärer und sekundärer Protonen bis herab zu Energien von 0,015 MeV zu verfolgen. Neutronen werden aufgrund ihrer fehlenden Ladung nicht über Coulombwechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der moderierenden Materie, sondern ausschließlich über elastische und inelastische Stöße mit den Moderatorkernen gebremst. Für Energien bis zu einigen 10 MeV ist eine entsprechende Beschreibung mit HETC möglich und sinnvoll. Unterhalb weniger MeV ist jedoch eine detaillierte Kenntnis der entsprechenden Einfangresonanzen bei der Beschreibung der Streuprozesse unumgänglich. Da dem Programm diese notwendige Datenbasis jedoch nicht zur Verfügung steht [Clo88], lassen sich Neutronen nur bis zu Energien von 14,9 MeV verfolgen. Unterhalb dieser Energie ist ihr Transport mit dem noch vorzustellenden Computer-Code MORSE-CG (**M**ultigroup **O**ak **R**idge **S**tochastic **E**xperiment with **C**ombinatorial **G**eometry) zu simulieren.

Die bei der intranuklearen Kaskade erzeugten Protonen, Neutronen und geladenen Pionen

werden vom HET-Code wie neue Projektile weiterbehandelt. Sie können dementsprechend während der internuklearen Kaskade ihrerseits Kernreaktionen, also intranukleare Kaskaden, induzieren. Die anderen während der INC auftretenden Sekundärteilchentypen werden entweder vollständig vernachlässigt oder aber es wird nur deren Transport beschreiben, nicht aber berücksichtigt werden die durch sie ausgelösten Kernreaktionen. So haben zum Beispiel ungeladene Pionen mit 10^{-16} s eine dermaßen kurze Halbwertszeit, daß sie praktisch am Erzeugungsort zerfallen, ihre Vernachlässigung im weiteren Reaktionsverlauf also legitim ist. Wegen ihrer im Vergleich zu den Nukleonen geringen Massen ist das Auslösen einer intranuklearen Kaskade durch Myonen, Elektronen und Positronen ineffektiv, so daß es vollständig ausreicht, ihren Transport, nicht aber die durch sie ausgelösten INC´s zu berücksichtigen. Schwerere Ionen ($A < 20$) werden dagegen durch Coulombwechselwirkungen derart schnell gebremst, so daß sie nur sehr bedingt weitere Reaktionen induzieren können. Der Gültigkeitsbereich des INC-Modells und damit natürlich auch des HET-Codes erstreckt sich von einigen 100 MeV bis hin zu wenigen zehn GeV. Bei zu kleinen Projektilenergien sind die korrespondierenden De Broglie-Wellenlängen zu groß und die einfallenden Teilchen stoßen nicht mehr nur mit einem Nukleon des Kernes. Entsprechend wird ein größerer Bereich von ihm kollektiv angeregt, und der Begriff der intranuklearen Kaskade verliert seinen Sinn. Wird die Wellenlänge des eingestrahlten Teilchen jedoch zu klein, löst es die Quarkstruktur der Kernnukleonen auf, und die elementaren Wechselwirkungen dürfen nicht länger semiklassisch, sondern sie müssen vielmehr quantenchromodynamisch diskutiert werden.

Gegen Ende der intranuklearen Kaskade wird ein Zustand erreicht, bei dem der direkte Energieübertrag durch Nukleon-Nukleon-Stöße kleiner ist als die zur Teilchenemission notwendige Mindestenergie (Cut-Off-Energy). In diesem Moment wird der Kern als equilibriert angesehen und der Gesamtzustand des angeregten Systems einem Evaporationscode (EVAP-4) übergeben [Clo88]. Das diesem Programm zugrundeliegende Modell entstammt der Arbeit von Weisskopf [Wei37]. Hinweise zur geschichtlichen Entwicklung sowie zu Erweiterungen und Modifikationen des EVAP-Codes finden sich in [Clo88].

Der Transport von Neutronen im Energiebereich unterhalb von 14,9 MeV wird mit Hilfe des Programms MORSE-CG simuliert. In ihm werden sowohl elastische und inelastische Streuprozesse als auch Neutroneneinfänge, γ-Produktionen und induzierte Spaltungen berücksichtigt. Die gesamte Berechnung erfolgt dabei auf der Basis sogenannter Gruppenwirkungsquerschnitte, die sich ihrerseits mit Hilfe geeigneter Programmsysteme aus entsprechenden evaluierten Daten (zum Beispiel ENDFB/IV [Kin79]) gewinnen lassen.

Das HERMES-System besteht insgesamt aus sehr viel mehr Programmen als den drei hier vorgestellten. So sind zusätzlich spezielle Codes für die Berechnung von γ-Kaskaden, für Pionenproduktion und -zerfall sowie für Elektronen- und Positronentransport implementiert. Für detaillierte Beschreibungen sei auf [Clo88] verwiesen.

6 Spektren primärer und sekundärer Teilchen

Mit dem Ziel, die experimentell ermittelten Teilchenzahlen der Produktnuklide in die unterschiedlichen Anteile - von den verschiedenen Projektilsorten (primäre Protonen, sekundäre Protonen und sekundäre Neutronen) herrührend - zu zerlegen, um daraus integrale Wirkungsquerschnitte bei der Primärenergie ermitteln zu können, wurden die Teilchenspektren in den First- und Thin-Target-Aufbauten mit Hilfe des HERMES-Systems berechnet. Erläuterungen zum verwendeten Korrekturverfahren finden sich in Kap. 4.

Auch die Modellierung der tiefenabhängigen Produktionsraten nach Gleichung (1.11) aus Kap. 1.4 erfordert die Kenntnis differentieller Teilchenflußdichten, so daß sowohl für die Eisenkugel des Experimentes LNS172A als auch für die unterschiedlichsten realen Meteoroide die Spektren primärer Protonen sowie sekundärer Protonen und Neutronen in allen Tiefenbereichen mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden zu simulieren waren.

Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Teilchenspektren wurden von Lange im Rahmen seiner Dissertation [Lan94] mit Hilfe des HERMES-Systems berechnet. In seiner Arbeit findet sich neben einer ausführlichen Darstellung des eigentlichen Monte-Carlo-Systems auch eine detaillierte Beschreibung der jeweils verwendeten „Set-Up´s", so daß für weiterführende Informationen auf sie verwiesen sei.

6.1 Die Teilchenflußdichten in den First- und Thin-Target-Aufbauten

In Kap 3 wurde dargestellt, daß sowohl das First- als auch das Thin-Target-Design auf eine Minimierung der Einflüsse sekundärer Teilchen hin optimiert war. Um den Erfolg dieser Bemühungen darzustellen, werden ausgewählte Sekundärteilchenspektren in der neuen Mini-Stack-Anordnung mit solchen verglichen, wie sie in den vormals verwendeten Aufbauten

typisch waren (Hinweise zur entsprechenden „Stacked-Foil-Technique" finden sich unter anderem in [Bod93A, Bod93B, Lan94, Lue93]). Der Vergleich ist jedoch problematisch, da sich die Grundlagen der Simulationen für die zwei verschiedenen Aufbauten deutlich voneinander unterscheiden. Bei den Rechnungen für die Stacked-Foil-Experimente wurden alle Folien als Gesamtheit angenommen und der Teilchentransport zwischen einem Targetstapel zum nächsten, also die Ausbildung einer Sekundärteilchenkaskade, explizit berücksichtigt. Ganz anders bei den Simulationsrechnungen für den neuen Experimentaufbau. Hier wurden die individuellen Mini-Stacks unter Einbeziehung solcher Effekte wie der Kaskadenbildung, Bremsung und Moderation in den einzelnen Elementfolien genauso berechnet wie bei den bisherigen Stacked-Foil-Aufbauten, ein etwaiger Transport sekundärer Teilchen über die 15 cm räumliche Distanz von einem Mini-Stack zum nächsten fand jedoch bisher noch keine Berücksichtigung. Diese Vernachlässigung wurde in der Vergangenheit als zulässig betrachtet, da der Abstand zwischen den einzelnen Targetgruppen als groß genug, der Raumwinkel, unter dem sekundäre Teilchen von der einen Gruppe in die darauffolgende transportiert werden können, dementsprechend als klein genug angesehen wurde. Es ist jedoch so, daß bei den Teilchenemissionen während der intranuklearen Kaskade, dabei handelt es sich hauptsächlich um höherenergetische Ejektile, die Vorwärtsrichtungen deutlich dominieren [Fil84, Fil92A]. Kleine Raumwinkel oder große Abstände erlauben also nicht zwangsläufig die Vernachlässigung solcher Transporteffekte. Da eine fundierte Untersuchung des Teilchentransportes zwischen den Mini-Stacks in dieser Arbeit nicht möglich war - das HERMES-System war aus rein programmiertechnischen Gründen in dieser Arbeit nicht verfügbar - können hier lediglich einige plausible Abschätzungen durchgeführt werden.

Um die HET-Ergebnisse zu validieren, berechneten Filges und seine Mitarbeiter die differentiellen Flußdichten der sekundären Neutronen, die während einer Bestrahlung unterschiedlicher Targetmaterialien mit 590 MeV-Protonen entstehen, in Abhängigkeit vom Raumwinkel [Fil84]. Da die Winkelabhängigkeiten der Spektren in weiten Bereichen nahezu unabhängig von der Primärenergie der Projektile sind [Fil92A], ermöglichen diese Ergebnisse eine Abschätzung der Effekte, die durch einen Teilchentransport zwischen den einzelnen Mini-Stacks, bzw. durch die Vernachlässigung, zu erwarten sind.

Aus den genannten Daten läßt sich ableiten, daß von den sekundären Neutronen, die eine Energie oberhalb von etwa 2% der Primärenergie der Projektile aufweisen, nahezu 15% in den Raumwinkelbereich von 0° bis 5° emittiert werden. Eine Vergrößerung der Minimalenergie auf 15% der Primärenergie erhöht diesen Wert auf etwa 20%, wobei er mit steigender Energiegrenze weiter anwächst. Etwas verändert stellt sich der Sachverhalt für die sekundären Protonen dar, da im HET-Code elastisch gestreute Projektile zu den Sekundärteilchen gezählt werden. So sind neben den etwa 20% der Ejektile, die gegenüber der Primäreinergie eine deutlich verminderte Energie besitzen, auch die elastisch gestreuten Projektile durchaus in der Lage, von einem Mini-Stack zum nächsten transportiert zu werden, um dort weitere Kernreaktionen auszulösen. Schon durch diese einfachsten Abschätzungen wird deutlich, daß eine generelle Aussage, ob der Teilchentransport zwischen den individuellen Mini-Stacks tatsächlich vernachlässigt werden kann oder nicht, unmöglich ist. Vielmehr ist zu erwarten, daß die entsprechenden Effekte sowohl von den Abständen zwischen den einzelnen Stacks als auch von speziellen Targetmaterialien und Reaktionstypen abhängen werden. Es ist deshalb notwendig, den Transport sekundärer Teilchen von einem Targetstapel zum nächsten eingehender zu untersuchen.

In der Praxis resultieren aus der Vernachlässigung des Teilchentransportes jedoch nur sehr geringe Fehler. So werden bei der experimentellen Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte (siehe dazu Kap. 4) die transportierten hochenergetischen sekundären Teilchen als primäre Projektile angenommen. Sie erhöhen also gleichzeitig die Restkernverteilungen in den Monitor- und den eigentlichen Targetfolien. Wegen des allgemein strukturlosen Verlaufes der Anregungsfunktion bei hohen Projektilenergien gleichen sich beide Effekte in der Regel aus und der resultierende Wirkungsquerschnitt ist allgemein von guter Qualität.

Die Spektrenformen der sekundären Teilchen sowie ihre Flußdichten hängen vor allem von der Teilchenart der Projektile, deren Energien sowie von der bisher durchlaufenen Massenbelegung im Target und der Massenzahlen der dabei bestrahlten Elemente ab. Aus diesem Grund ist bei einem Vergleich von differentiellen Flußdichten innerhalb der Stacked-Foil-Technique mit solchen in einer Mini-Stack-Anordnung darauf zu achten, daß all diese Größen in beiden Fällen gleich oder zumindest sehr ähnlich sind. Die entsprechenden Werte

der beiden unterschiedlichen Bestrahlungsanordnungen, für welche der folgende Vergleich durchgeführt wird, sind in Tab. 6.1 gegenübergestellt.

	Mini-Stack-Anordnung[1]	Stacked-Foil-Technique[2]
Experimentname	SACL0A	SACL03
Projektiltyp	Protonen	Protonen
primäre Energie	1600 MeV	1600 MeV
Massenbelegung	0,238 - 1,340 g/cm^2	15,55 g/cm^2
bestrahlte Elemente	Al, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Rh	C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Y, Zr, Rh, Ba, Au

Tab 6.1: Vergleich einiger typischer Größen der beiden unterschiedlichen Experimentaufbauten

1) Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Kap. 3 dieser Arbeit
2) Weiterführende Informationen finden sich in [Lue93]

In beiden Fällen sind die Projektiltypen und -energien identisch, die Art und damit natürlich auch die Massenzahl der bestrahlten Elemente ist sehr ähnlich. Einen deutlichen Unterschied gibt es jedoch bei der Gesamtmassenbelegung. Während sie bei dem Stacked-Foil-Experiment 15,55 g/cm^2 betrug, ergaben sich bei den einzelnen Mini-Stacks je nach Targetanordnung Werte zwischen 0,238 g/cm^2 und 1,340 g/cm^2. Das macht allerdings keine Probleme, da die entsprechende Größe bei dem neuen Experiment ohnehin ihren Sinn verliert, denn ein Teilchentransport von einem Folienstapel zum nächsten wird, wie bereits mehrfach erwähnt, nicht berücksichtigt. Die einzelnen Targets sind also bezüglich der Sekundärteilchenproduktion unabhängig voneinander. Typische Spektren, wie sie sich in vergleichbaren Aluminium-Catcher-Folien ihres jeweiligen Experimentaufbaus ausbildeten, sind in Abb. 6.1 gegenübergestellt.

Bei dem nach der Stacked-Foil-Technique durchgeführten Bestrahlungsexperiment kommt es sowohl für die sekundären Protonen als auch für die Neutronen zum Aufbau vollständiger Teilchenspektren. Ganz anders verhält es sich dagegen für die differentiellen Flußdichten innerhalb der Mini-Stack-Anordnung. Trotz der großen Zahl der insgesamt durchgeführten

Simulationen (350.000) treten sekundäre Teilchen nur sehr vereinzelt auf. Die in den jeweiligen Spektren maximal auftretende Energie entspricht gerade der Projektilenergie. Der dabei zu beobachtende Peak in den Protonenspektren bei eben diesem Wert rührt daher, daß vom HET-Code elastische gestreute Projektile zu den Sekundärteilchen gezählt werden.

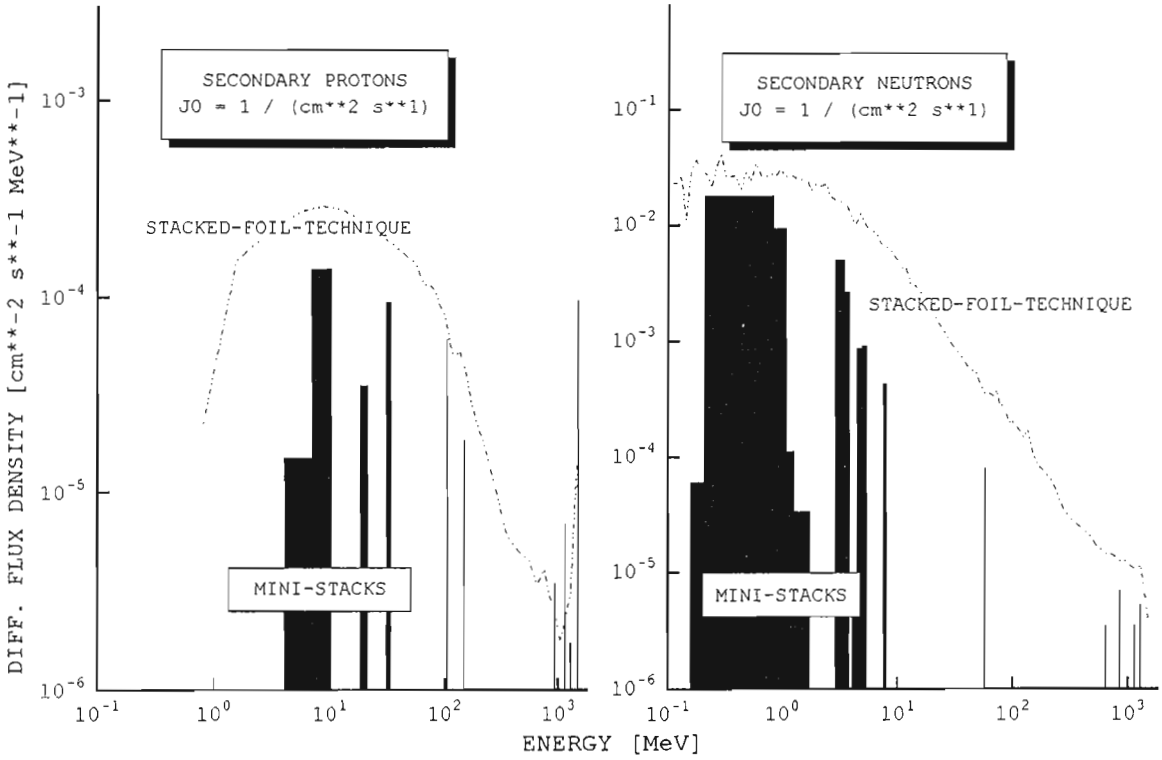


Abb. 6.1 : Vergleich typischer Sekundärteilchenspektren in einer Mini-Stack-Anordnung (Histogramm) mit denen in einer Stacked-Foil-Bestrahlungssituation (Strich-Punkt-Linie)

Sind die Energien der sekundären Teilchen größer als typische Werte für die Coulombschwelle (etwa 10 MeV), treten Neutronen und Protonen gleichberechtigt als Ejektile auf. Aus diesem Grund müssen ihre reinen Emissionsspektren - ohne Transport - in diesem Energiebereich sowohl vergleichbare Verläufe als auch ähnliche Absolutwerte aufweisen. Ausnahmen davon gibt es bei schweren Kernen. Wegen ihres Neutronenüberschusses ist die Emission von Neutronen wahrscheinlicher als die von Protonen, was sich in den Absolutwerten der Spektren, nicht aber in ihren Formen widerspiegeln muß. Erst die Berücksichtigung des Teilchentransportes durch die Targetfolien sorgt für die unterschiedlichen Spektrenformen, wie sie in Abb. 6.2 an zwei typischen Beispielen dargestellt sind.

Die Protonen werden durch die Coulombwechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome gebremst, wobei das Bremsvermögen mit abnehmender Teilchenenergie anwächst. Entsprechend sind die differentiellen Flußdichten von Neutronen und Protonen im Energiebereich oberhalb von etwa 100 MeV vergleichbar, denn erst bei geringeren Energien spielt die Bremsung eine dominierende Rolle. Dabei verlieren die Protonen Energie, sie werden also von der Hoch- in die Niederenergieregion des Spektrums überführt. Da dieser Effekt um so größer ist, je kleiner die Teichenenergie ist, und er letztendlich zur vollständigen Bremsung führt, flacht sich das Spektrum der sekundären Protonen im niederenergetischen Bereich ab.

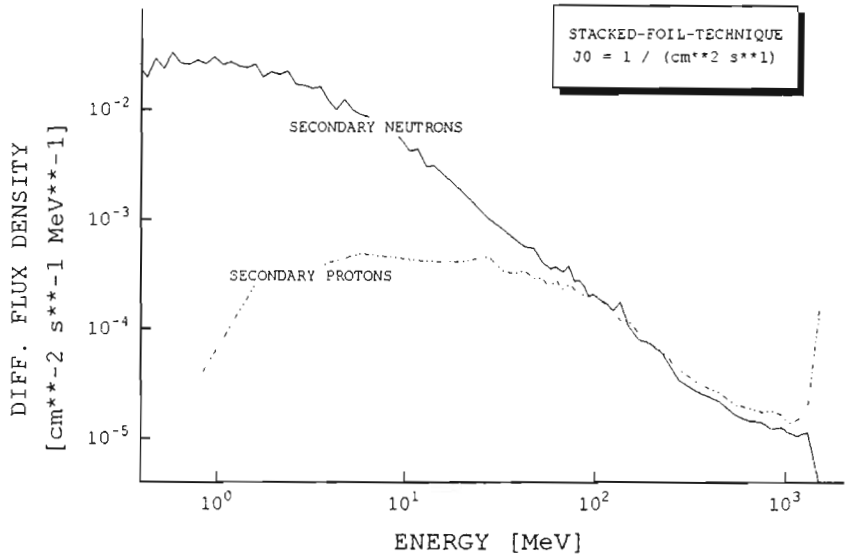


Abb. 6.2 : Vergleich typischer Sekundärteilchenspektren in einer Stacked-Foil-Bestrahlungssituation

Die ungeladenen Neutronen unterliegen nicht der Coulombwechselwirkung, sie werden also nur durch inelastische Stöße mit den Atomkernen moderiert. Da dieser Vorgang bei weitem nicht so effektiv ist wie die elektrischen Wechselwirkungen, bremsen diese Partikel langsamer, und die Teilchenspektren nach dem Transport entsprechen im wesentlichen denen der Emission. Lediglich bei geringen Teilchenenergien kommt es zu einer Abflachung des Spektrums, da die Neutroneneinfangreaktionen in diesem Bereich mit bis zu 146 barn (für die Targetelemente dieses Experimentaufbaus) große Wirkungsquerschnitte annehmen, die entsprechenden Teilchen also effektiv aus dem Spektrum entfernt werden.

Der deutliche Abfall der Protonenspektren unterhalb von etwa 10 MeV läßt sich zudem durch die Coulombschwelle erklären. Wird die Anregungsenergie im Verlauf der Kernreaktion vergleichbar wie die Höhe des Coulombwalles, können nur noch Neutronen das System ungehindert verlassen. Protonen müssen dagegen durch diese Barriere tunneln, wofür die Wahrscheinlichkeit klein ist. Daher wird ein solcher Kern seine Anregungsenergie fast ausnahmslos durch Neutronenemissionen abgeben, und die entsprechenden differentiellen Emissionsspektren werden in diesem Niederenergiebereich größere Werte annehmen als die für die Protonen.

Ein gänzlich anderes Verhalten zeigen die differentiellen Flußdichten innerhalb der Mini-Stack-Anordnung (s. Abb. 6.1). Hier kommt es weder für Protonen noch für Neutronen zur Ausbildung vollständiger Teilchenspektren. Sekundäre Partikel treten nur sehr vereinzelt auf, was trotz der großen Zahl der durchgeführten Simulationen - insgesamt 350.000 - zwangsläufig zu statistischen Schwankungen führen muß. Aus diesem Grund wird auf eine Diskussion der Spektrenformen und ihrer Absolutwerte verzichtet.

In Abb. 6.3 werden die Anzahlen sekundärer Teilchen (Einheit: $cm^{-2}\ s^{-1}$, normiert auf gleiche Projektilanzahlen) der beiden unterschiedlichen Bestrahlungsanordnungen in Abhängigkeit von der Position der Targetfolie im Gesamtaufbau verglichen. Die entsprechenden Anzahlen lassen sich ermitteln, indem man die differentiellen Flußdichten über die Energie integriert. Dazu wurde als untere Integrationsgrenze sowohl für die Protonen als auch für die Neutronen 15 MeV gewählt, weil durch diesen Wert die Schwellenenergie vieler Niederenergiereaktionen gut abgeschätzt wird. Bei den hier diskutierten Proben handelt es sich in allen Fällen um dieselben mittleren Catcher-Folien, die auch zur Bestimmung der experimentellen Teilchenflußdichten herangezogen wurden. Die so erhaltenen Werte wurden in Abhängigkeit von der Nummer der Targetgruppe - sie kennzeichnet die Reihenfolge im Stackaufbau, wobei 1 vorne und 16 (24) hinten in der Mini-Stack-(Stacked-Foil-)Anordnung bedeutet - aufgetragen. Da keine Informationen über die Zwischenbereiche gemacht werden, eine Interpolation zwischen den Datenpunkten also nicht zulässig ist, wurde der Sachverhalt mit Hilfe von Histogrammen dargestellt.

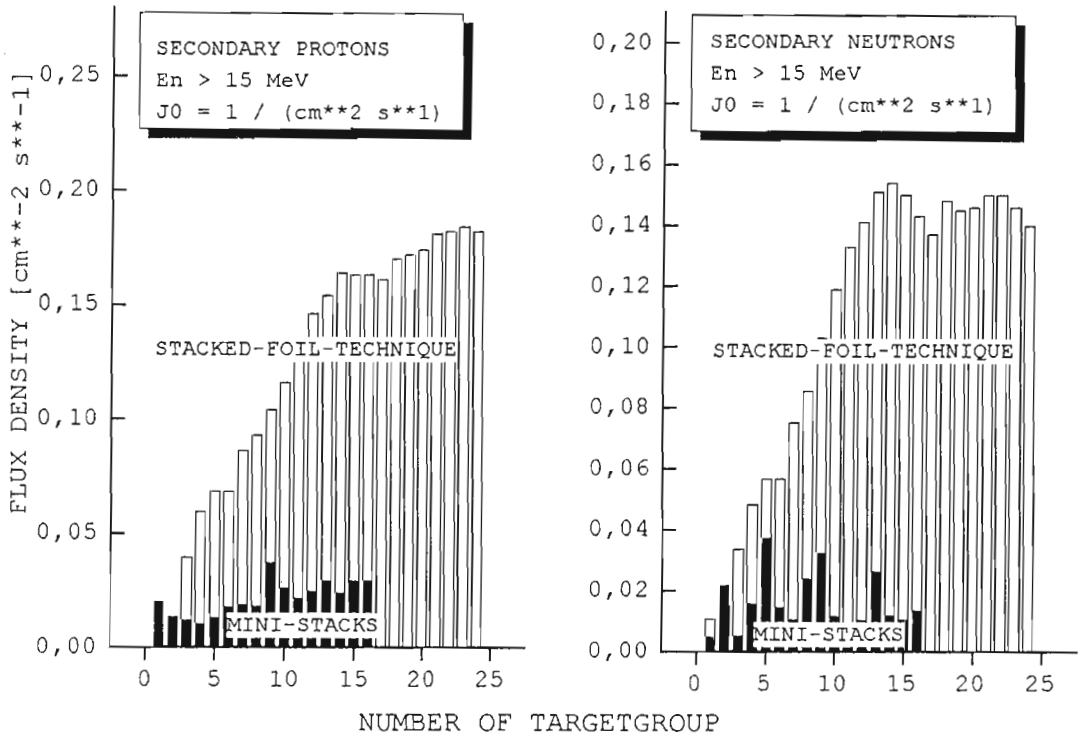


Abb. 6.3 : Vergleich der über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten in einer Mini-Stack- und einer Stacked-Foil-Anordnung

In Abb. 6.3 ist zu sehen, daß die Sekundärteilchenflußdichten in den jeweiligen Mini-Stacks sehr unterschiedliche Absolutwerte annehmen. So variiert die Anzahl der sekundären Protonen von einem Folienstapel zum nächsten um bis zu einen Faktor vier voneinander. Die entsprechenden Werte für die Neutronen erreichen mit einem Faktor 14 eine noch deutlich größere Variationsbreite. Es stellt sich also die Frage, welche targetspezifischen Eigenschaften die Ausbildung der Teilchenfelder dermaßen beeinflussen können. Eine zentrale Bedeutung kommt dabei der Anzahl der primären Protonen zu, die in den individuellen Mini-Stacks tatsächlich Kernreaktionen ausgelöst haben. Dieser Wert läßt sich wie folgt ermitteln: Wenn $\Phi^i_{pp}(0)$ die Flußdichte der monoenergetischen primären Protonen ist, die auf die erste Folie des i-ten Mini-Stacks trifft, und $\Phi^i_{pp}(d^i)$ dem analogen Wert am Ende des Folienstapels (Dicke d^i) entspricht, läßt sich mit Hilfe des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes Σ^i_{iel} die folgende Beziehung aufstellen:

$$\Phi^i_{pp}(d^i) = \Phi^i_{pp}(0)\ e^{-\Sigma^i_{iel}\, d^i} \qquad \textbf{(6.1)}$$

Dabei steht Σ^i_{iel} mit der mikroskopischen Größe und der Targetkerndichte N^i in folgendem Zusammenhang:

$$\Sigma^i_{iel} = \sigma^i_{iel} \, N^i \tag{6.2}$$

Die Anzahl der primären Protonen, die in dem Mini-Stack i Kernreaktionen induziert haben ($D\Phi^i_{pp}(d^i)$), ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} D\Phi^i_{pp}(d^i) &= \Phi^i_{pp}(0) - \Phi^i_{pp}(d^i) \\ &= \Phi^i_{pp}(0) \left(1 - e^{-\Sigma^i_{iel} d^i} \right) \end{aligned} \tag{6.3}$$

Das läßt sich wie folgt umformen:

$$\Sigma^i_{iel} \, d^i = - \ln\left(1 - \frac{D\Phi^i_{pp}(d^i)}{\Phi^i_{pp}(0)} \right) \tag{6.4}$$

Dieser Korrelation müssen die HET-Ergebnisse der First- und Thin-Target-Experimente genügen. Dabei gibt es jedoch noch eine Schwierigkeit. Während in dem Monte-Carlo-Code elastisch gestreute Projektile zu den Sekundärteilchen gezählt, also als absorbiert angesehen werden, enthält Σ_{iel} diesen Effekt nicht. Um Vergleichbarkeit herzustellen, wurden die sekundären Protonen mit nahezu Primärenergie als elastisch gestreute Projektile angesehen und auf die entsprechenden Flußdichten aufaddiert. Der mikroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe des semiempirischen Ansatzes von Letaw [Let83] bestimmt, wobei die so ermittelten Flächen über den gesamten hier interessierenden Massenbereich weniger als 8% von den Werten abweichen, die der HET-Code intern berechnet [Fil84]. Den resultierenden Zusammenhang zwischen den beiden Größen aus Gleichung (6.4) zeigt Abb. 6.4. Dargestellt ist das Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt der Targetelemente in den individuellen Mini-Stacks mit deren jeweiliger Dicke über eine Größe, die den relativen Verlust der Projektile in dem entsprechenden Folienstapel beschreibt. Die jeweiligen Fehler ergaben sich dabei aus den statistischen Variationen der HERMES-Ergebnisse, wobei ihre Größen vorwiegend durch die Steigung des Logarithmus in diesem Bereich bestimmt werden. Trotz der erheblichen Streuung der Daten und ihrer teilweise großen Fehler wird die lineare Korrelation, wie sie in Gleichung (6.4) hergeleitet wurde, deutlich. Die zusätzlich eingezeichnete Gerade - das Ergebnis einer

linearen Ausgleichsrechnung mit der Nebenbedingung, daß der Offset identisch null sein muß - ist dabei lediglich als Orientierungshilfe anzusehen.

Der Exponentialausdruck des Produktes aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Dicke des Folienpaketes ist also ein Maß für die Absorption von Projektilen, und damit natürlich auch für die Auslösewahrscheinlichkeit von Kernreaktionen. Davon abhängig sein muß die Zahl der insgesamt produzierten sekundären Teilchen. Neben dieser direkten Abhängigkeit sind jedoch zusätzlich auch Korrelationen mit der Massen-, der Protonen- oder der Neutronenzahl der Targetelemente denkbar. Aus diesem Grund wurden die Flußdichten auf zusätzliche Abhängigkeiten von diesen Größen hin untersucht. Neben den unterschiedlichsten Kombinationen erstreckte sich die Untersuchung dabei auch auf mehrere physikalisch sinnvolle Potenzen der Werte. Das Ergebnis überrascht. Die Teilchenzahlen sowohl der sekundären Protonen als auch die der Neutronen scheinen hauptsächlich vom makroskopischen Wirkungsquerschnitt und der Targetdicke abzuhängen. Jedwede zusätzlich erzwungene Korrelation führt zu wesentlichen größeren Streuungen, als sie ohnehin schon existierten. Die folgende Abb. 6.5 zeigt eine Darstellung des gefundenen Zusammenhanges, der die bestmögliche Korrelation darstellt.

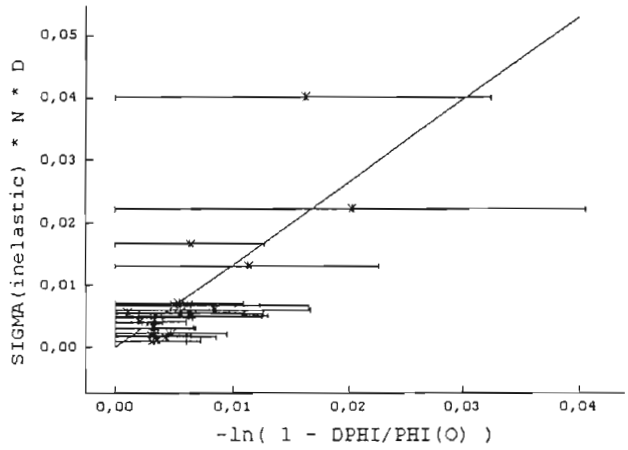


Abb. 6.4 : Korrelation zwischen dem Produkt aus makroskopischem inelastischen Wirkungsquerschnitt mit der Mini-Stack-Dikke und dem relativen Verlust von Projektilen in dem Folienstapel

Trotz der erheblichen Streuung der Daten wird der lineare Zusammenhang zwischen der Sekundärteilchenflußdichte und dem Exponentialausdruck aus dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt und der Mini-Stack-Dicke deutlich. Die drei von dieser Korrelation abweichenden Datenpunkte charakterisieren Proben mit großer Dicke. In diesem speziellen Fall scheint es statt des erwarteten linearen Anstiegs eher einen Übergang in einen Sätti-

gungsbereich zu geben. Ein ähnliches Verhalten wird später bei der Diskussion der Flußdichten in dem Dicktargetexperiment noch einmal zu beobachten sein.

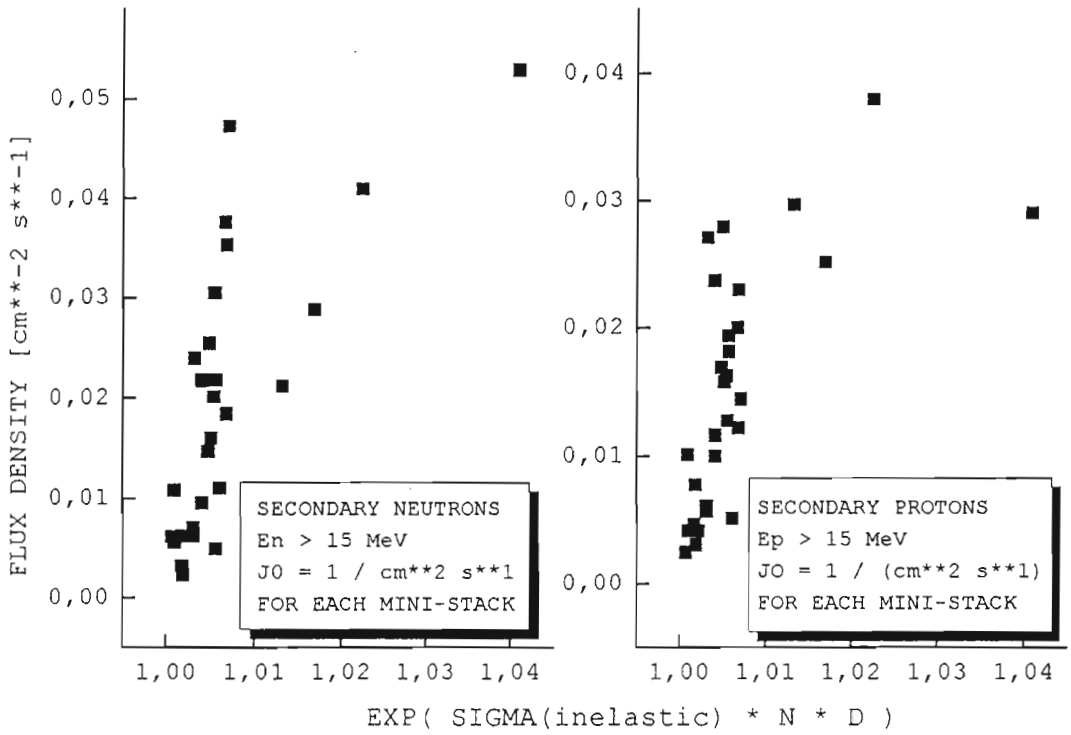


Abb. 6.5 : Flußdichten sekundärer Protonen und Neutronen in Abhängigkeit vom makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Dicke der jeweiligen Mini-Stacks

Von besonderer Bedeutung an diesem Ergebnis ist, daß einzig der Wirkungsquerschnitt eine Funktion von der Massenzahl der Targetkerne ist, die Abhängigkeit zwischen der Anzahl der produzierten Teilchen von A also nur auf die erhöhte Wahrscheinlichkeit für das Auslösen von Kernreaktionen bei schwereren Kernen ($\sigma \propto A^{0.7}$, [Let83]) zurückzuführen ist. Während der intranuklearen Kaskade beeinflußt die Anzahl der insgesamt zur Verfügung stehenden Nukleonen die Ausbildung der Teilchenflußdichten dagegen nur sehr untergeordnet.

Die Anzahlen sekundärer Protonen und Neutronen mit Energien oberhalb von 15 MeV nehmen im Stacked-Foil-Aufbau um bis zu einen Faktor 50 höhere Werte an als in der Mini-Stack-Anordnung. Da dieser Unterschied sehr viel größer ist als etwaige Effekte, die durch die Berücksichtigung des Teilchentransportes zwischen den individuellen Mini-Stacks zu erwarten sind, führt die räumliche Separation der Folienstapel tatsächlich zur gewünschten

Reduktion der Sekundärteilchenflußdichten. Lediglich in den ersten zwei Positionen ergeben sich im neuen Experimentaufbau vergleichbare oder sogar höhere Werte als in der Stacked-Foil-Bestrahlung. Das liegt daran, daß sich bei den entsprechenden First-Targets die Aluminium-Catcher strahlseitig nach den Elementfolien befanden, die darin erzeugten sekundären Teilchen also die Flußdichten in den nachfolgenden Catchern erhöhten.
Prinzipiell läßt sich feststellen, daß aufgrund des Teilchentransportes zwischen den einzelnen Targetfolien sowohl die Teilchenflußdichten der sekundären Protonen als auch die der Neutronen in der Stacked-Foil-Bestrahlung mit der Position im Stack - also auch mit der bereits durchlaufenen Massenbelegung - monoton anwachsen. Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt sich dagegen in dem neuen Mini-Stack-Aufbau. Da hier der Teilchentransport zwischen den einzelnen Folienstapeln als vernachlässigbar angenommen und bei den Simulationen nicht berücksichtigt wurde, sind die Flußdichten in den individuellen Stacks natürlich unabhängig von deren Position.

Bevor nun die Diskussion der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen und Neutronen in den First- und Thin-Target-Aufbauten abgeschlossen wird, sollen einige allgemeine Bemerkungen und Anregungen aufgelistet werden, die für die Planung, Durchführung und anschließende Auswertung zukünftiger Bestrahlungsexperimente nützlich sind.
Vor allem ist anzumerken, daß bei dem Mini-Stack-Design die Einflüsse sekundärer Teilchen gegenüber den bisher üblichen Stacked-Foil-Bestrahlungen zwar deutlich reduziert wurden, der neue Aufbau jedoch noch kein wirkliches Dünntargetexperiment darstellt. Entsprechend sind Sekundärteilchenkorrekturen nach dem in Kap. 4 vorgestellten Verfahren auch weiterhin unbedingt notwendig. Die dazu benötigten differentiellen Teilchenflußdichten sind auch in Zukunft zu berechnen, wobei die Anzahl der durchgeführten Simulationen deutlich zu erhöhen sein wird (trotz der damit verbundenen längeren Rechenzeiten), damit nicht weiter die teilweise erheblichen statistischen Schwankungen in den Ergebnissen deren Diskussion erschweren oder gar unmöglich machen.

Desweiteren ist bei den zukünftigen Rechnungen der Teilchentransport zwischen den individuellen Mini-Stacks explizit zu berücksichtigen. Das ist schon deshalb notwendig, damit die Abstände der Folienstapel voneinander optimiert werden können.

Auch sind Simulationen der Produktion sekundärer Teilchen in den Stackhaltern unumgänglich, da nicht in allen Fällen davon ausgegangen werden kann, daß der primäre Strahl den Mini-Stack wirklich zentral trifft. Zusätzlich führen auch Strahlbreiten, die größer sind als die Durchmesser der Folien zu einer Mitbestrahlung des Stackhalters. Etwaige Effekte dieser Art sollten zumindest bekannt sein und bezüglich ihrer Größe abgeschätzt werden können. Ein Teil dieser Probleme läßt sich durch weiter veränderte Stackhalter, wie sie in den neuesten Experimenten Anwendung finden [Glo97], umgehen.

Als letztes ist an dieser Stelle noch anzumerken, daß die Reihenfolge Element-, Catcherfolien, wie sie in den First-Targets verwendet wurde, nicht sinnvoll ist. Zwar sind die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten in den entsprechenden Elementfolien deutlich geringer, als wenn die Reihenfolge vertauscht würde, dafür sind die experimentell bestimmten Teilchenflußdichten deutlich unbestimmter. Die produzierten sekundären Protonen und Neutronen sind überwiegend vorwärtsgerichtet, so daß sie hauptsächlich in die nachfolgenden Aluminiumfolien transportiert werden. Dort erhöhen sie die Sekundärteilchenflußdichten, erfordern somit größere Korrekturen und führen damit zu einer größeren Unsicherheit in den experimentell bestimmten Primärflußdichten. Dies muß sich natürlich auch in dem Fehler der ermittelten Wirkungsquerschnitte niederschlagen. Eine Bestrahlungsreihenfolge Catcher-, Elementfolie führt dagegen zwar zu einer Erhöhung der Sekundärteilchenanzahlen in den Elementfolien durch die vorangegangenen Aluminiumtargets, da die Produktion sekundärer Teilchen jedoch abhängig von der Massenzahl ist, sind etwaige Beeinflussungen untereinander deutlich geringer, als wenn die Reihenfolge vertauscht würde. Die Sekundärteilchenkorrekturen der zu ermittelnden Wirkungsquerschnitte sind in diesem Fall zwar etwas größer, da jedoch die experimentell bestimmten Teilchenflußdichten mit größerer Genauigkeit bekannt sind, wird in der Regel auch der Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte kleiner, die Qualität der Daten also dementsprechend besser.

6.2 Die Teilchenflußdichten in dem Modellmeteoroiden

Nach Kap. 1 ist eine Modellierung der tiefenabhängigen Produktionsraten in dem Modellmeteoroiden nur dann möglich, wenn seine differentiellen Teilchenflußdichten in jeder Tiefe bekannt sind. Entsprechend berechnete Lange im Rahmen seiner Dissertation [Lan94] die Teilchenspektren mit Hilfe des HERMES-Systems. Dazu zerlegte er die Eisenkugel in insgesamt 19 Kugelschalen mit einer jeweiligen Dicke von 0,5 cm, die sich wie Zwiebelschalen um eine innere Kugel herum (Radius 0,5 cm) gruppierten. In jeder dieser individuellen Kugelschalen sind die Flußdichten als konstant anzunehmen, was zu Stufenformen in ihren graphischen Darstellungen führt. Mit dem Ziel, eine möglichst hohe Ortsauflösung der Flußdichten zu erreichen, ist die Dicke der einzelnen Schalen so dünn wie möglich zu wählen. Demgegenüber führen zu kleine Bereiche wegen der, gerade im Kugelinneren, geringen Anzahl der darin enthaltenen primären und sekundären Teilchen zwangläufig zu statistischen Schwankungen in den Ergebnissen. Die Wahl der individuellen Schalendicken von 0,5 cm und die Zahl der durchgeführten Simulationen - insgesamt 400.000 - ist deshalb als ein Kompromiß, zwischen einer möglichst hohen Ortsauflösung, akzeptablen statistischen Schwankungen (kleiner als 10%) und gerade noch vertretbaren Rechenzeiten zu verstehen. Weiterführende Informationen zu den entsprechenden Simulationsrechnungen, sind der Dissertation von Lange [Lan94] zu entnehmen.

6.2.1 Die Flußdichten der primären Protonen

Da aus Gründen der Strahlführung innerhalb des Beschleunigers das Simulationsexperiment nur mit monoenergetischen Projektilen durchgeführt werden konnte (siehe auch Kap. 3), läßt sich das Spektrum der primären Protonen in jeder Tiefe d unter der Kugeloberfläche durch eine Deltafunktion beschreiben:

$$J_{pp}(E,d) = \Phi_{pp}(d)\ \delta\big(E - E_0(d)\big) \tag{6.5}$$

Dabei ist $\Phi_{pp}(d)$ die integrale Flußdichte der primären Protonen in der Tiefe d und $E_0(d)$ ihre Energie. Während Bremsprozesse in der bestrahlten Matrix für die Tiefenabhängigkeit in $E_0(d)$ sorgen, werden die Werte für $\Phi_{pp}(d)$ einzig durch die Absorption der Primärteilchen bestimmt.

Die Energie der primären Protonen innerhalb der Eisenkugel läßt sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung für jede beliebige Tiefe in der Matrix ausrechnen. Der folgende funktionale Zusammenhang zwischen diesen Größen wurde mit einer von Anderson kompilierten Form [And77] der Bremsgleichung ermittelt:

$$E_0(d) = 1600\,MeV - 11{,}854\frac{MeV}{cm}\cdot d - 0{,}024\frac{MeV}{cm^2}\cdot d^2 \qquad \textbf{(6.6)}$$

Dabei ist E_0 die Energie in MeV und d die Tiefe unter der Kugeloberfläche in cm. Mit Hilfe von Gleichung (6.6) läßt sich ausrechnen, daß die Energien der primären Protonen an der Kugeloberfläche Werte zwischen 1350 MeV und 1600 MeV annehmen. Im Zentrum des Modellmeteoroiden ist dagegen nur eine Primärenergie von 1480 MeV möglich.

Die Tiefenabhängigkeit der integralen Teilchenflußdichte $\Phi_{pp}(d)$ läßt sich prinzipiell mit Hilfe des makroskopischen Absorptionsquerschnitts Σ_{iel} durch Überlagerungen von Hyperbel-Cosinus-Funktionen beschreiben. Da eine solche Vorgehensweise jedoch recht langwierig ist und dabei keine neuen Erkenntnisse zu erwarten sind, wird auf eine entsprechende Diskussion in dieser Arbeit verzichtet. In Abb. 6.6 ist die Abhängigkeit der Teilchenflußdichte von der Tiefe unter der Oberfläche dargestellt. Dabei ist die Tiefe linear und die Flußdichte als ihr inverser Cosinus-Hyperbolicus aufgetragen, wobei letztere Daten mit einem Faktor 10 skaliert werden mußten, damit sie in den Wertebereich der arcosh-Funktion gehören. Der nicht exakt lineare Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen macht den Einfluß der primären Protonen deutlich, die unter großem Einfallswinkel auf die Kugel treffen, nicht durch das Zentrum laufen und somit zu einer Erhöhung der Flußdichten im Bereich der Oberfläche führen.

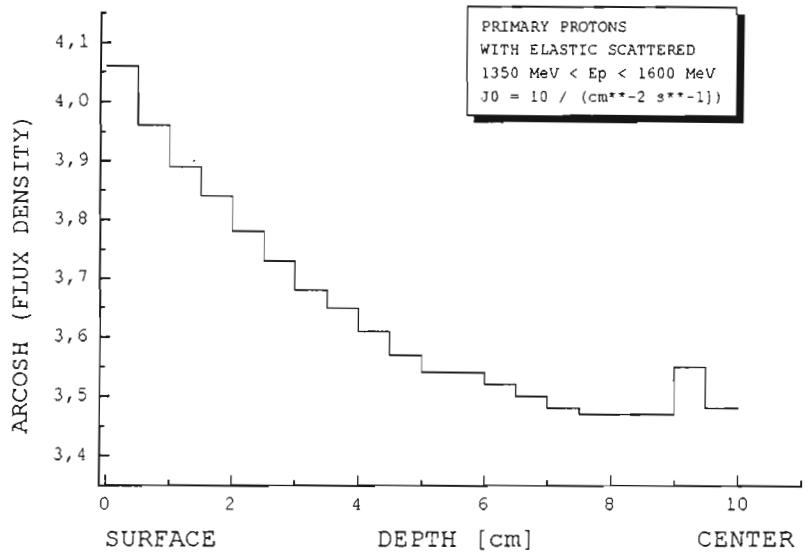


Abb. 6.6 : Tiefenabhängige Flußdichten primärer Protonen innerhalb des Modellmeteoroiden

6.2.2 Die Flußdichten der sekundären Protonen

Ein ganz anderes Verhalten als die differentiellen Flußdichten der primären Protonen zeigen die der sekundären Protonen. Ihr Teilchenspektrum ist sehr viel komplexer und nimmt über den gesamten verfügbaren Energiebereich von wenigen MeV - unterhalb dieser Energie werden sekundäre Protonen praktisch sofort gestoppt - bis hin zu der Primärerenergie von 1,6 GeV Werte an. In Abb. 6.7 sind drei typische Sekundärteilchenspektren für drei unterschiedliche Tiefenbereiche innerhalb der Eisenkugel (Kugeloberfläche (d = 0), halber Abstand Oberfläche Zentrum (d = 0,5) und Zentrum (d = 1)) dargestellt.

Alle drei hier dargestellen Spektren haben eine vergleichbare Form, eine Abhängigkeit ihrer Struktur von der betrachteten Tiefe innerhalb der Kugel läßt sich zwar nachweisen, ist jedoch nur sehr gering ausgeprägt. Die teilweise erheblichen Schwankungen der differentiellen Flußdichte im Zentrum des Modellmeteoroiden lassen sich auf das kleine Volumen des betrachteten Bereiches, also auf statistische Variationen in den HERMES-Ergebnissen zurückführen. Während die zentrale Kugel mit ihrem Radius von 0,5 cm einen Anteil am Gesamtvolumen von nur 2,5% ausmacht, erhöht sich der Anteil für die Schale an der Ku-

geloberfläche um nahezu einen Faktor 4 auf 9,75%. In erster Abschätzung steigt die Anzahl der darin enthaltenen sekundären Teilchen mit der Größe des betrachteten Bereiches, so daß die statistischen Schwankungen im Kugelzentrum, aber auch in den sich daran anschließenden zentraler gelegenen Schalen, verständlich sind.

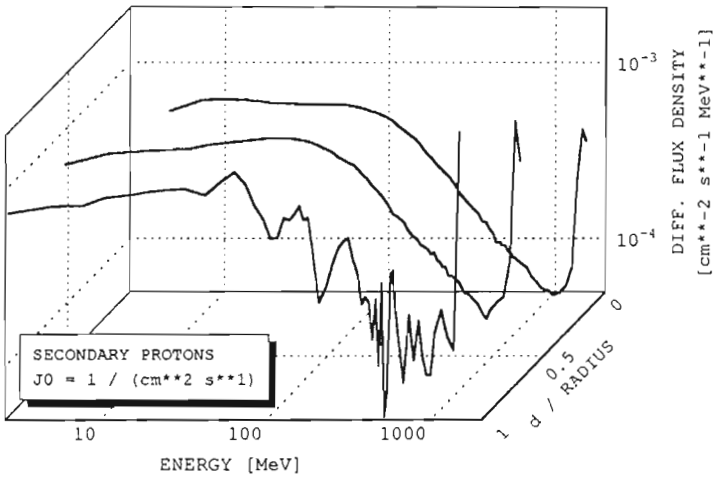


Abb. 6.7 : Teilchenspektren sekundärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb der Eisenkugel (Kugeloberfläche (d = 0), halber Abstand Oberfläche-Zentrum (d = 0,5) und Zentrum (d = 1))

Von der hochenergetischen Seite der Spektren kommend, fällt als erstes ein ausgeprägter Peak bei der Maximalenergie auf. Da er aus der Tatsache resultiert, daß im HET-Code elastisch gestreute Projektile zu den Sekundärteilchen gezählt werden, entspricht seine Position gerade der Energie der primären Protonen in diesem Bereich der Eisenkugel. Für seine Tiefenabhängigkeit gilt Gleichung (6.6) uneingeschränkt. An seiner jeweiligen niederenergetischen Seite nehmen die differentiellen Flußdichten zunächst minimale Werte an, um dann anschließend mit abnehmender Teilchenenergie exponentiell anzusteigen. Nach dem Durchlaufen eines Übergangsmaximums bei etwa 50 MeV - dieser Wert gilt für alle Spektren sekundärer Protonen innerhalb der Eisenkugel, eine Tiefenabhängigkeit läßt sich nicht beobachten - zeigen die Flußdichten einen leicht abschüssigen Verlauf. Ihre Diskussion ist unterhalb weniger MeV wegen des großen Bremsvermögens in diesem Bereich nicht mehr sinnvoll.

So ähnlich sich auch die Formen der Spektren in den unterschiedlichen Tiefenbereichen des Modellmeteoroiden sind, so verschieden sind ihre Absolutwerte. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 6.8 die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Kugeloberfläche aufgetragen. Als untere Integrationsgrenze wurde 1 MeV gewählt, elastisch gestreute Projektile fanden keine Berücksichtigung.

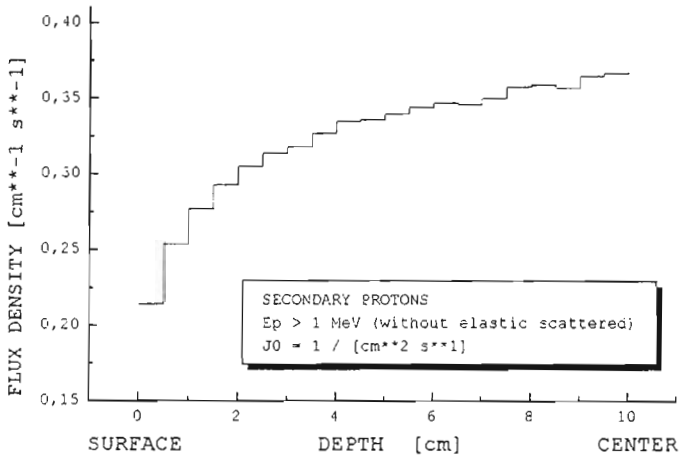


Abb. 6.8 : Tiefenabhängig Flußdichten sekundärer Protonen (ohne elastisch gestreute Projektile) innerhalb des Modellmeteoroiden

In der Abbildung wird deutlich, daß die Sekundärteilchenflußdichten mit der Tiefe unter der Oberfläche stark (Faktor 1,7) zunehmen. Das liegt daran, daß die oberflächennah produzierten sekundären Protonen ihrerseits als Projektile wirken, somit weitere Kernreaktionen auslösen können und damit letztendlich zu einem kaskadenartigen Anstieg der Flußdichten sekundärer Teilchen führen. Da die zu durchlaufende Massenbelegung am größten ist, wenn die Kugel radial getroffen wird, steigen die Anzahlen vom Rand zum Zentrum hin an. Dabei müssen sie aus Symmetriegründen (wegen der Isotropie der Bestrahlung) im zentralen Bereich des Modellmeteoroiden einen konstanten Verlauf aufweisen. Darstellungen dieser Art sind zwar sehr übersichtlich, ihr enormer Nachteil ist jedoch das Fehlen jeglicher Informationen über die Teilchenenergien. Deren Diskussion ist mit dem gegenwärtigen Kenntnisstand nur mit Hilfe der tiefenabhängigen Spektren möglich. Dabei gibt es jedoch eine erhebliche Schwierigkeit, die differentiellen Flußdichten sind nur bedingt vergleichbar. Die Anzahl der insgesamt in einem bestimmten Raumbereich beobachteten sekundären Teilchen muß davon abhängig sein, wie viele Projektile auf dem Weg durch die Matrix bis hin zum Beobachtungspunkt Kernreaktionen induziert, also zur Sekundärteilchenproduktion beigetragen haben. Deshalb ist es für einen fundierten Vergleich unumgänglich, die zu diskutierenden Größen auf gleiche Anzahlen bisher an Reaktionen beteiligter Projekti-

le zu skalieren. Das wird vor allem auch dann wichtig werden, wenn, wie in Kap. 6.5, Vergleiche zwischen Sekundärteilchenflußdichten in den unterschiedlichen Matrixmaterialien durchgeführt werden sollen. Da häufig nicht die explizite Energieabhängigkeit der Sekundärteilchenspektren interessiert, sondern es in der überwiegenden Zahl der Fälle ausreicht, bestimmte Energiebereiche zu untersuchen, werden die Spektren in unterschiedliche Energiefenster unterteilt und diese jeweils durch ihre sogenannte Multiplizität charakterisiert. Unter der Multiplizität versteht man ganz allgemein die Zahl der sekundären Teilchen, es wird dabei nach Typen unterschieden, die durch die eingestrahlten und bisher an Reaktionen beteiligten Projektile insgesamt produziert wurden. Die mathematisch korrekte Definition lautet:

$$\begin{aligned} \textit{Multiplizität}(d,\ E_b,\ E_t)_j &= \frac{\Phi_j(d,\ E_b,\ E_t)}{\Phi_i\big(0,\ E_0(0)\big) - \Phi_i\big(d,\ E_0(d)\big)} \\ &= \frac{\Phi_j(d,\ E_b,\ E_t)}{1 - \Phi_i\big(d,\ E_0(d)\big)} \end{aligned} \qquad \textbf{(6.7)}$$

Dabei kennzeichnet j die Sekundärteilchenart ($j = sp, sn$), i den Projektiltyp ($i = pp$) und d die Tiefe unterhalb ihrer Oberfläche. Der Wert $\Phi_j(d, E_b, E_t)$ ist die über die Energie integrierte differentielle Flußdichte für Sekundärteilchen des Typs j in der Tiefe d, wobei als untere Integrationsgrenze E_b (b = bottom) und als oberes Limit E_t (t = top) gewählt wurde. Die Größen im Nenner entsprechen der Projektilflußdichte (primäre Energien $E_0(0)$ bzw. $E_0(d)$) an der Oberfläche ($d = 0$) bzw. in einer Tiefe d.

Die Multiplizitäten sekundärer Protonen wurden nach Gleichung (6.7) für unterschiedliche Energiebereiche (verschiedene Werte für E_b und E_t) ermittelt, mit der Breite des betrachteten Energiefensters multipliziert und in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Kugeloberfläche aufgetragen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit beschränkt sich die graphische Darstellung in Abb. 6.9 auf drei Energiebereiche, was für die Erläuterung der prinzipiellen Effekte allerdings vollständig ausreicht.

Schon in diesen drei Fällen wird deutlich, daß die Multiplizitäten nahezu unabhängig von der betrachteten Tiefe innerhalb des Modellmeteoroiden sind, lediglich bei geringen Protonenenergien (E kleiner etwa 50 MeV) läßt sich ein leichter Anstieg der Werte zum Zentrum hin

feststellen. Dieser Effekt ist zwar wenig ausgeprägt, wegen seiner systematischen Natur verlangt er jedoch nach einer physikalischen Deutung:

Sekundäre Protonen mit Energien unterhalb von etwa 50 MeV stammen entweder überwiegend aus den Evaporationsphasen der Kernreaktionen oder aber sie resultieren aus Bremsprozessen höherenergetischer Ejektile. Aus den dazugehörigen Teilchenspektren läßt sich ablesen, daß die Überlagerung dieser beiden Effekte zu einer Gleichverteilung der Teilchen über die gesamte Kugel führt, die entsprechenden Anzahlen also dementsprechend unabhängig von der Tiefe sind (siehe Abb. 6.7). Während der Zähler in Gleichung (6.7) nahezu konstant ist, variiert der Nenner ganz erheblich mit der Tiefe (vgl. Abb. 6.6), so daß die Kombination dieser beiden Effekte zwangsläufig zu einer Abhängigkeit der Multiplizität von der Tiefe führen muß.

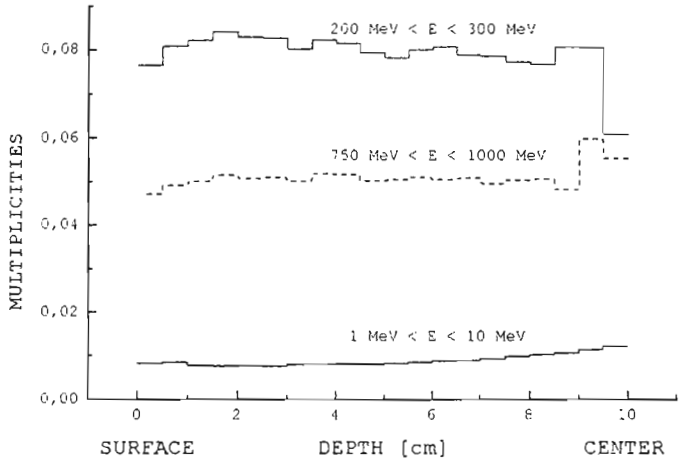


Abb. 6.9 : Multiplizitäten sekundärer Protonen in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Kugeloberfläche für unterschiedliche Energiebereiche

Ganz anders verhält es sich dagegen für die sekundären Protonen mit deutlich höheren Energien. Sie werden während der intranuklearen Kaskade vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert und aufgrund der für sie geringen Stopping-Power nur sehr ineffektiv gebremst. Eine Bestrahlung der Kugel unter hohem Einfallswinkel kann nicht zum Aufbau einer merklichen Teilchenkaskade führen, da die noch zu durchlaufende Massenbelegung gering ist und die hochenergetischen Ejektile die Kugel kaum gebremst in Vorwärtsrichtung verlassen. Trifft das Projektil die Kugel jedoch radial, können die während der INC emittierten Teilchen auf dem Weg zum Zentrum weitere Kernreaktionen auslösen, so daß es zwangsläufig zum Anstieg der Flußdichten kommen muß. Die Multiplizitäten werden damit tiefenunabhängig.

Zusammenfassend wird in Abb. 6.9 jedoch deutlich, daß etwaige Tiefeneffekte klein gegenüber den Unterschieden bezüglich der verschiedenen Energiebereiche sind, so daß es zulässig ist, im folgenden mit über die Tiefe gemittelte Multiplizitäten zu diskutieren.

In Abb. 6.10 sind die über die Tiefe gemittelten Multiplizitäten der unterschiedlichen Energiebereiche in Abhängigkeit von E_b und E_t dargestellt. Bei einer Diskussion dieser Werte ist stets zu bedenken, daß die in ihre Berechnung eingehenden Flußdichten nicht nur durch die Emissionen von Teilchen während der Kernreaktionen, sondern auch durch Bremsprozesse in der Matrix erheblich determiniert werden.

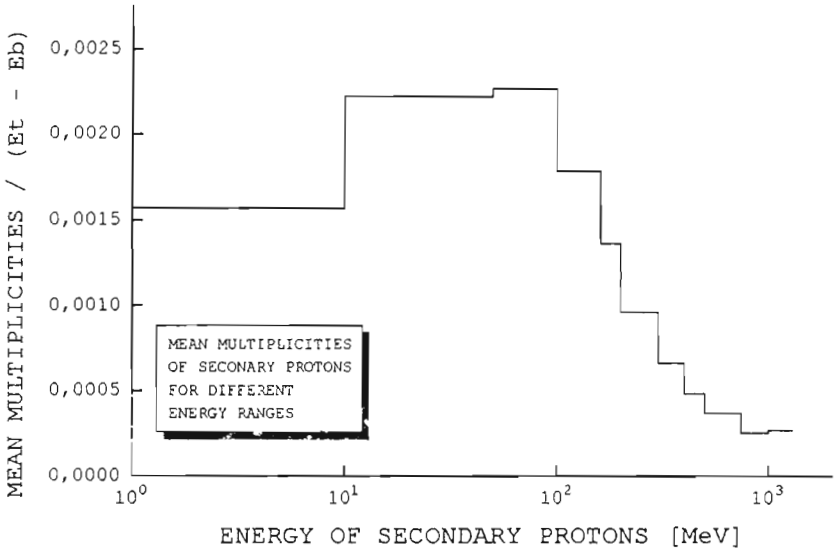


Abb. 6.10 : Mittlere Multiplizitäten sekundärer Protonen in Abhängigkeit ihrer Energien

Von hohen Energien kommend steigen die Multiplizitäten zunächst langsam an, erreichen im Bereich von etwa 50 MeV bis 100 MeV maximale Werte, um zu niedrigeren Energien hin abzufallen. Wegen des geringen Bremsvermögens bei hohen Energien kann von den dort auftretenden Multiplizitäten direkt auf die Teilchenemissionen geschlossen werden, die dann natürlich auch nur sehr gering sein können. Werden die Energien der Protonen kleiner, steigt zum einen deren Produktionsrate und zum anderen wächst das Bremsvermögen. Die Überlagerung dieser beiden Effekte mündet letztendlich in einem Maximum im Energiebereich von etwa 50 MeV bis 100 MeV. Bei geringeren Teilchengeschwindigkeiten wird die Bremsung

dagegen so effektiv, daß Protonen vollständig gestoppt und so aus dem Spektrum entfernt werden können. Daneben sorgen auch die teilweise recht erheblichen Wirkungsquerschnitte der Kernreaktionen am Matrixelement Eisen zu einem Verlust niederenergetischer sekundärer Protonen.

Bezüglich der Multiplizitäten läßt sich also zusammenfassen, daß die Überlagerungen reiner Emissionsspektren mit unterschiedlichen Bremseffekten dazu führen, daß aus den Reaktionen, die ursprünglich von den Primärteilchen induziert wurden, sich dann aber durch die Sekundärteilchen kaskadenartig fortpflanzten, vorwiegend sekundäre Protonen im Energiebereich von 50 MeV bis hin zu 100 MeV resultieren. Hochenergetische Teilchen spielen ebenso wie solche mit sehr geringen Energien eine eher untergeordnete Rolle.

6.2.3 Die Flußdichten der sekundären Neutronen

Die differentiellen Flußdichten der Neutronen zeigen eine deutlich andere Struktur als die der sekundären Protonen. So fehlt zum einen der Peak der elastisch gestreuten Projektile und zum anderen steigen die Flußdichten nahezu monoton zu niedrigen Energien hin an, etwaige Übergangsmaxima lassen sich in keinem Fall beobachten. Das liegt daran, daß Neutronen nicht wie Protonen durch Coulombwechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome effektiv gebremst, sondern durch inelastische Stöße mit den Kernen nur langsam moderiert werden. Wie in Kap. 1 ausführlich dargestellt wurde, kommt es dadurch letztendlich zu einer Energieverteilung thermischer Neutronen, die gerade der Maxwellschen Verteilung bei der Moderatortemperatur entspricht. Einen vollständigen Energieverlust kann es dementsprechend nicht geben, und die Teilchen können nur durch Einfangreaktionen aus den Spektren entfernt werden. Da dies gerade bei höheren Energien (oberhalb der thermischen) bei weitem nicht so effektiv ist, wie der Verlust von Protonen durch die vollständige Energieabgabe, flachen sich die Spektren sekundärer Neutronen erst bei sehr viel geringeren Energien ab, auch ist der Effekt in diesem Fall sehr viel weniger ausgeprägt.

In Abb. 6.11 sind drei typische Sekundärteilchenspektren für drei unterschiedliche Tiefenbereiche innerhalb der Eisenkugel (Kugeloberfläche (d = 0), halber Abstand Oberfläche Zentrum (d = 0,5) und Zentrum (d = 1)) dargestellt.

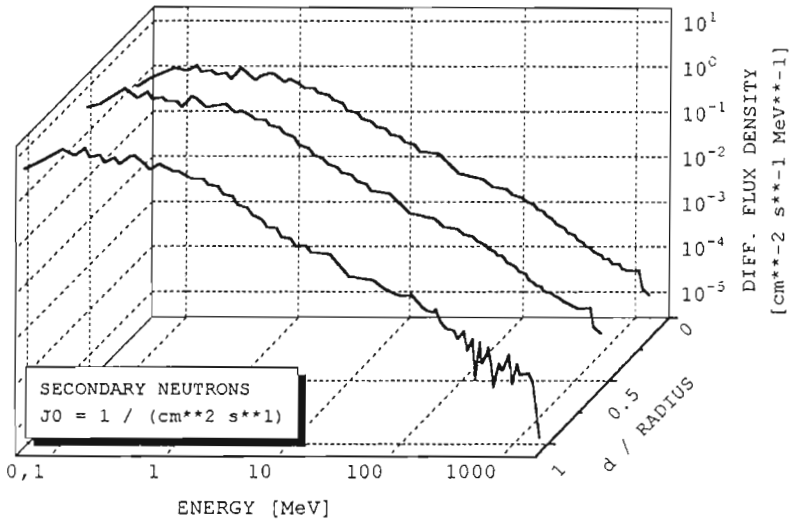


Abb. 6.11 : Teilchenspektren sekundärer Neutronen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb der Eisenkugel (Kugeloberfläche (d = 0), halber Abstand Oberfläche-Zentrum (d = 0,5) und Zentrum (d = 1))

Anders als bei den sekundären Protonen ist die Form der Neutronenspektren abhängig von der Tiefe unter der Oberfläche. Wie der experimentelle Befund zeigt, können die Spektren sekundärer Neutronen $J(E, d)$ für alle Energien E oberhalb von etwa 1 MeV durch den folgenden funktionellen Ansatz beschrieben werden (siehe auch [Arn61, Ree72]):

$$J(E, d) = A(d) \cdot E^{-(1 - \alpha(d))} \qquad \textbf{(6.8)}$$

Wird dieser analytische Ausdruck mittels Least-Squares-Methoden an die Monte-Carlo-Ergebnisse angepaßt, lassen sich die Tiefenabhängigkeiten der beiden freien Parameter A und α, und damit die der Teilchenspektren als Ganzes, ermitteln. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.12 graphisch dargestellt. Der Parameter A und mit ihm die Flußdichte sekundärer Neutronen bei einer Energie von 1 MeV steigt von der Oberfläche zum Zentrum des Modellmeteoroiden monoton an. Die Tiefenabhängigkeit läßt sich dabei am anschaulichsten durch ein inverses exponentielles Anwachsen mit Sättigungscharakter beschreiben. Ganz anders

verändert sich dagegen der Abfall der Spektren mit der Tiefe, beschrieben durch den Parameter $\alpha(d)$. In diesem Fall kann die Abhängigkeit am besten durch eine exponentielle Abnahme vom Rand zum Zentrum hin charakterisiert werden. Das prinzipielle Verhalten der Spektren sekundärer Neutronen läßt sich zusammenfassend also wie folgt beschreiben:

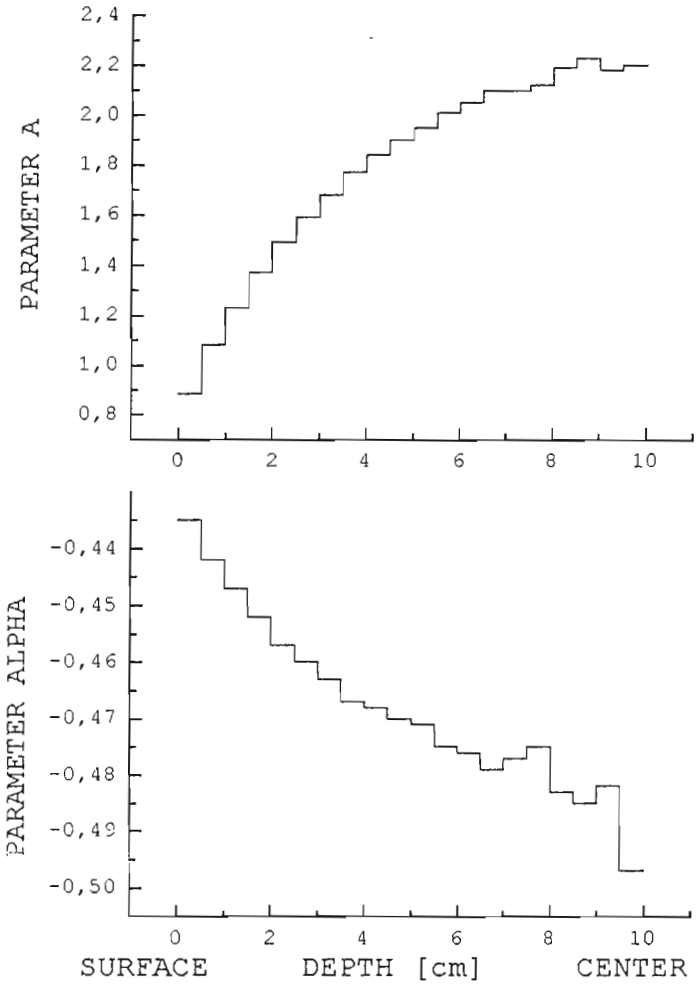


Abb. 6. 12 :Tiefenabhängigkeiten der zur analytischen Beschreibung der Neutronenspektren notwendigen Parameter A und α

Vom Rand zum Zentrum steigen die Absolutwerte der Teilchenspektren (bei 1 MeV) an. Da die maximal mögliche Energie der Neutronen einzig durch die Primärenergie festgelegt ist (so muß sie bei 1601 MeV identisch null sein), und sie damit keine Tiefenabhängigkeit aufweisen kann, muß natürlich in dem Sinne, wie die Absolutwerte ansteigen, der Abfall zu hohen Energien steiler werden. Schon diese Überlegung zeigt, daß es einen einfachen Zusammenhang zwischen den Parametern A und α geben muß. Dieser läßt sich mit Hilfe der Gleichung (6.8) auch quantitativ erfassen. Entsprechende Umformungen liefern:

$$\sqrt[(1-\alpha(d))]{\frac{A(d)}{J(1600MeV,d)}} = 1600 \qquad \textbf{(6.9)}$$

Es wurde bisher gezeigt, daß sich die Neutronenspektren mit Hilfe des Ausdrucks in Glei-

chung (6.8) auch analytisch beschreiben lassen. Die dazu benötigten beiden Parameter können mittels Least-Squares-Methoden an die HERMES-Ergebnisse anpaßt werden. Die so erhaltenen Ergbnisse für A und α zeigen in beiden Fällen eine ausgeprägte Tiefenabhängigkeit. Daraus folgt, daß auch die Anzahlen aller sekundären Neutronen, also die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten, eine Funktion der Tiefe sind. Eine graphische Darstellung des Zusammenhanges zeigt Abb. 6.13.

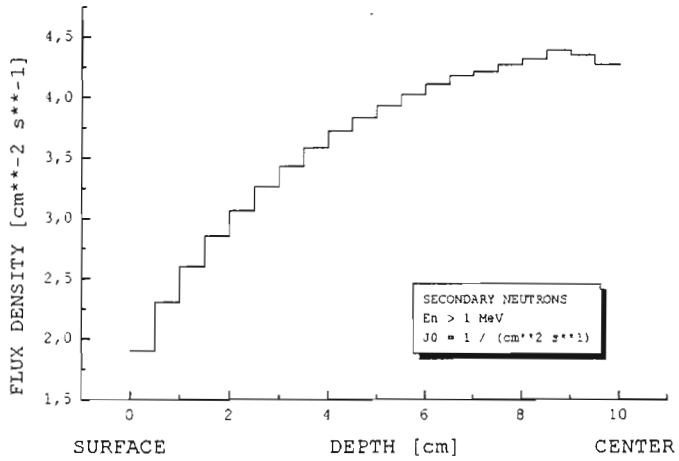


Abb. 6.13 : Tiefenabhängige Flußdichten sekundärer Neutronen innerhalb des Modellmeteoroiden. Berücksichtigt wurden alle Teilchen mit Energien oberhalb von 1 MeV

Wie schon bei den sekundären Protonen steigen auch die Flußdichten der Neutronen vom Rand zum Zentrum hin an. Der Effekt ist dabei jedoch etwas größer geworden. Betrug er bei den geladenen Teilchen noch etwa einen Faktor 1,7, liegt der Unterschied zwischen Zentrum und Oberfläche in diesem Fall etwa bei einem Faktor 2,3.

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen die Multiplizitäten der Neutronen diskutiert werden. Eine analoge Vorgehensweise wie bei den sekundären Protonen zeigt, daß die Multiplizitäten auch in diesem Fall bei geringen Energien (E kleiner etwa 10 MeV) von der Oberflächen der Kugel zu ihrem Zentrum hin ansteigen. Diese Tiefenabhängigkeit verschwindet, wenn das jeweils betrachtete Energiefenster zu höheren Werten verschoben wird. Auf eine detaillierte Diskussion kann an dieser Stelle verzichtet werden, da das für die Protonen gesagte uneingeschränkt auch für die Neutronen gültig ist, wenn statt des Bremsvermögens der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung als Diskussionsgrundlage gewählt wird. Eine entsprechende graphische Darstellung findet sich in Abb. 6.14, wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit wieder nur drei Energiebereiche dargestellt wurden.

Trotzdem die über die Tiefe gemittelten Multiplizitäten nicht immer wohldefiniert sind -

gerade in den Bereichen kleiner Neutronenenergien zeigen sie doch mit bis zu einem Faktor 3 eine recht erhebliche Tiefenabhängigkeit - erscheint es auch an dieser Stelle vernünftig, mit ihren Mittelwerten zu arbeiten, da die Unterschiede bezüglich der einzelnen Energiebereiche eine deutlich größere Variationsbreite aufweisen als die Schwankungen, die infolge der jeweiligen Abhängigkeiten von der Tiefe auftreten.

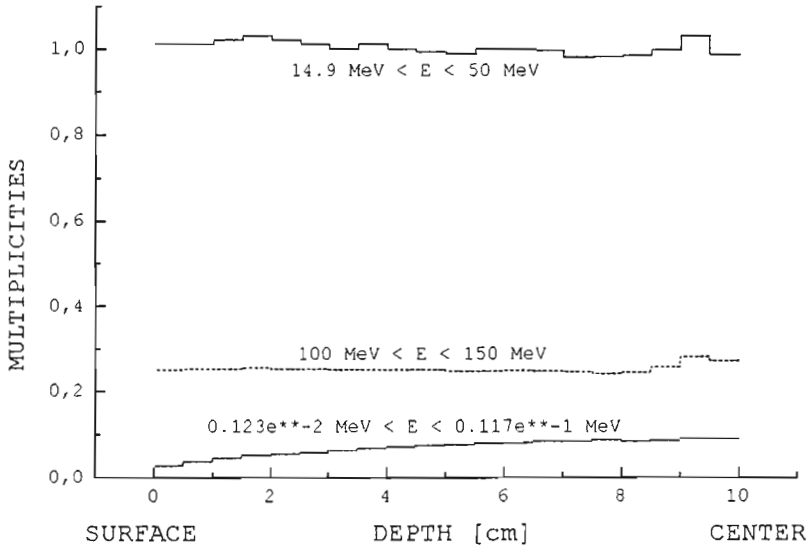


Abb. 6.14 : Multiplizitäten sekundärer Neutronen in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Kugeloberfläche für unterschiedliche Energiebereiche

In Abb. 6.15 findet sich die graphische Darstellung dieses Zusammenhanges. Auch hier ist wieder zu bedenken, daß die in die Berechnung eingehenden Flußdichten nicht nur durch die Emission von Neutronen während der Kernreaktionen, sondern auch durch Moderationsprozesse in der Eisenmatrix bestimmt werden, so daß auch in diesem Fall nur der Gesamteffekt der Diskussion zugänglich ist.

Von hohen Energien kommend steigen die Werte zunächst exponentiell an. Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung in diesem Energiebereich kann von den Multiplizitäten auch in diesem Fall direkt auf die Teilchenemissionen geschlossen werden. Ein exponentieller Anstieg entspricht dabei den beobachteten Spektrenformen (siehe Abb. 6.11) und ist dementsprechend verständlich. Bei Neutronenenergien unterhalb von etwa 1 MeV läßt sich praktisch keine Struktur mehr in den Multiplizitäten beobachten, sie sind nahezu konstant. Daraus kann gefolgert werden, daß sich in diesem Energiebereich Effekte

wie die Teilchenproduktionen, die Moderationen höherenergetischer Neutronen und die Verluste durch Einfangreaktionen gerade die Waage halten müssen. Im Unterschied zu den sekundären Protonen resultieren aus den Kernreaktionen, die ursprünglich von den Primärteilchen induziert wurden, sich dann aber kaskadenartig durch die Sekundärteilchen fortpflanzten, hauptsächlich Neutronen mit Energien unterhalb von etwa 1 MeV. Auch hier spielen hochenergetische Teilchen nur eine sehr untergeordnete Rolle.

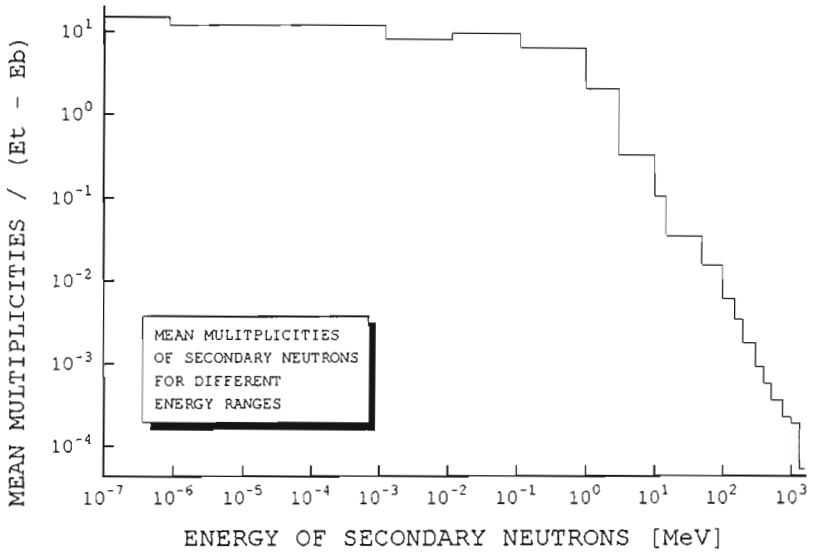


Abb. 6.15 : Mittlere Multiplizitäten sekundärer Neutronen in Abhängigkeit von ihren Energien

6.3 Teilchenflußdichten in realen Meteoroiden

Sollen die differentiellen Flußdichten primärer und sekundärer Protonen sowie sekundärer Neutronen in realen Meteoroiden berechnet werden (real meint in diesem Zusammenhang lediglich bezüglich der chemischen Zusammensetzung, ihre Formen sind infolge der Approximation durch Kugeln stark idealisiert), ist es nicht mehr möglich, die Primärteilchen als monoenergetisch anzusehen. Sie gehorchen vielmehr einer spektralen Verteilung, wie sie in Kap. 1 ausführlich diskutiert und in Abb. 1.1 dargestellt wurde. Dabei wurde in den HERMES-Rechnungen das GCR-Spektrum in 20 Energieintervalle unterteilt. Für jedes

Quellteilchen ermittelte ein Zufallszahlengenerator die Zugehörigkeit zu einem dieser Intervalle. Eine zweite Zufallszahl legte innerhalb dieses Bereiches die exakte Energie fest. Der spektralen Verteilung der GCR-Protonen wurde durch die Einführung energieabhängiger Wichtungsfaktoren, die sich aus einen normierten GCR-Spektrum ergaben, Rechnung getragen [Lan94].

Mit diesem speziellen Ansatz berechnete Lange im Rahmen seiner Dissertation [Lan94] die Teilchenspektren in Stein- und Eisenmeteoroiden. Die Ergebnisse wurden dabei zum einen durch die chemische Zusammensetzung der Matrix, sowie zum anderen durch den Radius der Kugel R und den Modulationsparameter M des GCR-Spektrums beeinflußt.
Bezüglich der chemischen Zusammensetzung läßt sich feststellen, daß eine Unterscheidung zwischen Stein- und Eisenmatrix oftmals vollständig ausreichend ist. So liefert der Unterschied in der chemischen Komposition zwischen H-, L- und LL-Chondriten einen nur marginalen Effekt auf die Ausbildung der Teilchenfelder und kann dementsprechend vernachlässigt werden [Lan94, Mas93].
Wesentliche Einflüsse auf die Simulationsergebnisse haben dagegen der Modulationsparameter und der Radius. Aus diesem Grund wurden verschiedene Rechnungen mit mehreren unterschiedlichen Kombinationen dieser Größen durchgeführt. So hatte M insgesamt einen möglichen Wertebereich von 300 MeV, 450 MeV, 620 MeV, 650 MeV und 900 MeV. Der Radius konnte Werte von 5 cm, 10 cm, 15 cm, 25 cm, 32 cm, 40 cm, 50 cm, 65 cm, 85 cm, 100 cm und 120 cm annehmen [Lan94].

Dieses Kapitel wird sich damit begnügen, einen groben Überblick über die auftretenden Effekte zu geben, wobei jedoch insgesamt zwischen Stein- und Eisenmeteoroiden zu unterscheiden sein wird. Ziel ist es dabei nicht, die Teilchenspektren umfassend und ausführlich zu diskutieren. Vielmehr sollen dem Leser an dieser Stelle die prinzipiellen Strukturen vergegenwärtigt werden. Dabei sind die in den jeweiligen Darstellungen und Diskussionen gewählten Radien und Modulationsparameter vorerst noch willkürlich und sollen keineswegs mit einer Beschränkung der Allgemeinheit gleichgesetzt werden. Die Diskussion der sehr interessanten Effekte bezüglich der Beeinflussung der Teilchenfelder durch unterschiedliche Radien und Matrixmaterialien bleibt dem Kap. 6.5 vorbehalten.

6.3.1 Teilchenflußdichten in Steinmeteoroiden

Zunächst werden die differentiellen Flußdichten primärer Protonen - die Berücksichtigung primärer galaktischer α-Teilchen erfolgt später durch geeignete Approximationen - innerhalb eines Steinmeteoroiden diskutiert. Als Radius wurde dabei 40 cm und als Modulationsparameter M = 650 MeV gewählt, was einer Flußdichte primärer Protonen von 2,5 cm^{-2} s^{-1} entspricht. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 6.16 neben den drei Teilchenspektren für drei unterschiedliche Tiefenbereiche (Oberfläche $d = 0$) auch das freie GCR-Protonenspektrum mit gleicher Modulation dargestellt. Dies ist dabei lediglich bezüglich der Form nicht aber in Bezug auf die Absoluthöhen mit den differentiellen Flußdichten innerhalb des Meteoroiden zu vergleichen, da diese, im Gegensatz zu den GCR-Daten, auf ein J_0 von 1 cm^{-2} s^{-1}, die GCR-Darstellung also um den Faktor 2,5 überhöht dargestellt ist.

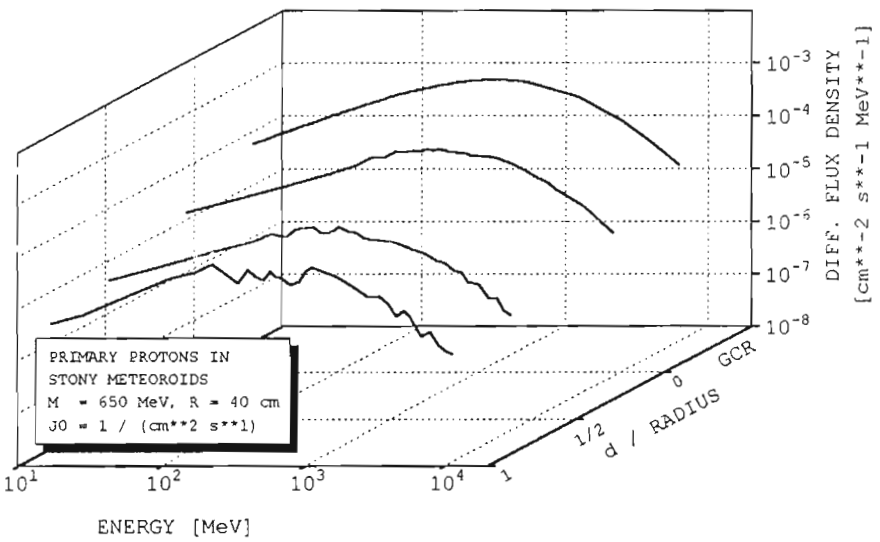


Abb. 6.16 : Teilchenspektren primärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb des Steinmeteoroiden (Kugeloberfläche (d=0), Zentrum (d=1)), sowie das freie galaktische GCR-Protonenspektrum

Die Variationen innerhalb des primären Protonenspektrums im Zentrum des Meteoroiden haben ihre Ursachen wieder in den statistischen Schwankungen der HERMES-Ergebnisse. Das liegt daran, daß die zentrale Kugel mit ihrem Radius von 2,5 cm nur etwa $2{,}4 \cdot 10^{-20}$% des Gesamtvolumens ausmacht, die in ihr enthaltenen Teilchenzahlen also zwangsläufig gering sind. Auch zeigt sich, daß die Energieabhängigkeiten der Flußdichten primärer Protonen

innerhalb der Matrix nahezu unabhängig von der betrachteten Tiefe unter der Oberfläche sind und dabei für Energien oberhalb von etwa 300 MeV der Spektrenform freier GCR-Protonen - bei gleicher Modulation - entsprechen. Das läßt sich wie folgt erklären:
Oberhalb von etwa 300 MeV ist der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung nahezu unabhängig von der Projektilenergie (die Variationen sind kleiner als 10%). Da dementsprechend alle Protonen dieses Energiebereiches gleiche Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten haben und ihre Bremsung bei diesen Energien nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt, ändern sich nur die Absolutwerte, nicht aber die Formen des Teilchenspektren.

Werden die Teilchenenergien geringer, beeinflussen Bremsprozesse in der bestrahlten Matrix die Formen der Spektren. So werden höherenergetische Protonen gebremst (im Spektrum also von rechts nach links geshiftet) und niederenergetische Projektile wegen ihres vollständigen Energieverlustes aus dem Spektrum entfernt. Wegen des beobachteten Abfalls der differentiellen Flußdichten zu niedrigen Energien gleichen sich diese Effekte nicht aus. Vielmehr werden anzahlig mehr Protonen aus dem Hochenergiebereich in den niederenergetischen gebremst, als solche mit niedrigen Energien durch vollständiges Stoppen das Spektrum verlassen. Daher kommt es innerhalb des Meteoroiden zu einem langsameren Abfall der Teilchenspektren zu niedrigen Energien als bei den freien GCR-Daten (siehe Abb. 6.16).

So ähnlich sich auch die Formen der Spektren primärer Protonen in den unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb der Matrix sind, so verschieden sind doch ihre Absolutwerte. Eine Diskussion der über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten - also die Anzahlen primärer Protonen (in $cm^{-2}\ s^{-1}$) - zeigt, daß die Spektreninhalte, wie vom Prinzip her auch zu erwarten, von der Oberfläche zum Zentrum hin abnehmen, wobei sich der entsprechende Zusammenhang wieder durch Überlagerungen von Hyperbel-Cosinus-Funktionen erklären läßt.

Vergleichbar den Primärspektren weisen auch die Teilchenspektren der sekundären Protonen bezüglich ihrer Form eine nur geringe (s. Abb. 6.17), bezüglich ihrer Inhalte jedoch eine ausgeprägte Tiefenabhängigkeit auf. Auch hier sind die beobachteten Variationen innerhalb

des Spektrums im zentralen Bereich des Meteoroiden auf statistische Schwankungen der HERMES-Ergebnisse zurückzuführen. Wie bei dem Simulationsexperiment steigen auch in diesem Fall die Flußdichten von hohen zu niedrigen Energien hin an, durchlaufen ein Übergangsmaximum - dessen Lage ist dabei nahezu identisch zu der, die bei den Spektren innerhalb der Eisenkugel beobachtet wurde - und fallen zu niedrigen Energien hin ab. Auf eine physikalische Deutung der Spektrenformen kann an dieser Stelle verzichtet werden, da eine entsprechende Diskussion bei der Beschreibung der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen innerhalb der Eisenkugel bereits durchgeführt wurde und das an dieser Stelle gesagte uneingeschränkt auch im vorliegenden Fall gültig ist.

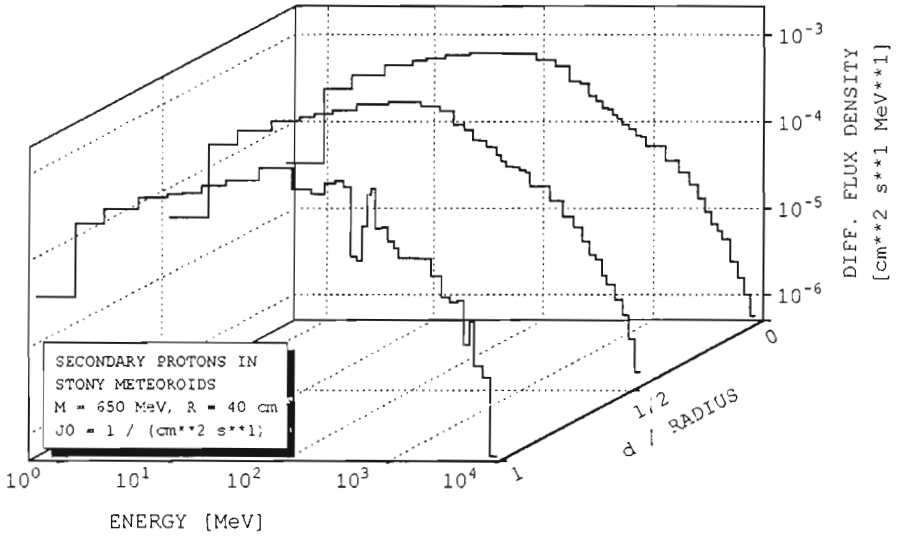


Abb. 6.17 : Teilchenspektren sekundärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb eines Steinmeteoroiden (Kugeloberfläche (d = 0), Zentrum (d = 1))

Der Anstieg der Flußdichten sekundärer Protonen mit Energien oberhalb von 0,01 MeV - in diesem speziellen Fall um einen Faktor 1,7 - von der Oberfläche hin zum Zentrum des Meteoroiden läßt sich dabei, wie schon bei der Eisenkugel erwähnt, durch eine Funktion vom Typ $f(d)=A(0)\cdot(1 - e^{-Bd})$ beschreiben. Das Anwachsen der Teilchenzahlen rührt auch in diesem Fall daher, daß die während der Kernreaktionen erzeugten Ejektile - überwiegend solche aus der INC, also solche mit hohen kinetischen Energien - ihrerseits Reaktionen induzieren und somit zu einer kaskadenartigen Fortpflanzung der Sekundärteilchenproduktion führen.

Wie aus Abb. 6.18 abgeleitet werden kann, entsprechen auch die Spektrenformen der sekundären Neutronen in etwa denen, die sich auch in der Eisenkugel ausbildeten. Es sollte daher prinzipiell möglich sein, sie analytisch mit Hilfe eines ähnlichen Ausdrucks zu beschreiben, wie er in Gleichung (6.8) vorgestellt wurde. Auch läßt sich in diesem Fall wieder eine Abhängigkeit der Form von der Tiefe in dem Meteoroiden erkennen. Während die Teilchenspektren zum Beispiel im oberflächennahen Bereich der Kugel zu niedrigen Energien hin abflachen, steigen sie nahe dem Zentrum weiter monoton an. Da dieser Effekt bei der späteren Diskussion des Matrixeffektes ausführlich erläutert werden wird, soll es an dieser Stelle ausreichen, lediglich auf seine Existenz aufmerksam gemacht zu machen.

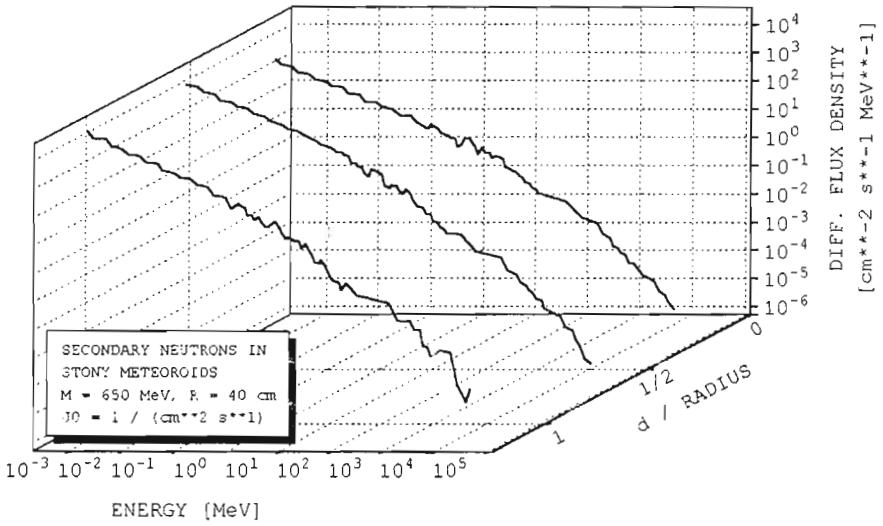


Abb. 6.18 : Teilchenspektren sekundärer Neutronen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb eines Steinmeteoroiden (Kugeloberfläche (d = 0), Zentrum (d = 1))

Die Tiefenabhängigkeiten sowohl der Spektrenformen als auch ihrer Absolutwerte führen zu einem Anstieg der Flußdichten sekundärer Neutronen ($E > 10^{-9}$ MeV) von der Oberfläche zum Zentrum des Meteoroiden. Dabei ist festzuhalten, daß dieser Effekt in der Regel deutlich größer ist als bei den sekundären Protonen, die Neutronen bei der Restkernproduktion in der bestrahlten Matrix also oftmals eine dominierende Rolle spielen werden.

Zur Verdeutlichung der Neutronendominanz sind in Abb. 6.19 die über die Energie integrierten differentiellen Teilchenflußdichten sekundärer Neutronen und Protonen in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Oberfläche gegenübergestellt. Als untere Integrationsgrenze wurde in beiden Fällen 10 MeV gewählt.

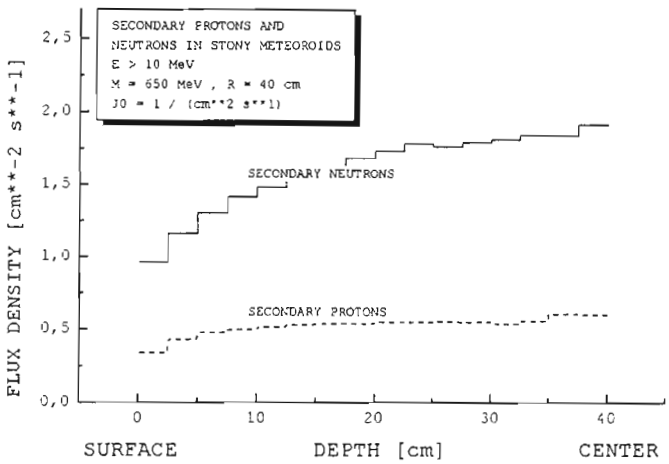


Abb. 6.19 : Flußdichte sekundärer Protonen und Neutronen innerhalb eines Steinmeteoroiden

Es wird ersichtlich, daß zum einen der Anstieg von der Oberfläche zum Zentrum für die Neutronen größer ist als für die sekundären Protonen (Faktor 2 gegenüber 1,8) als auch, daß die Neutronenflußdichten in allen Tiefenbereichen wesentlich größere Werte annehmen als die der Protonen. So beträgt das Verhältnis von den sekundären Neutronen zu den sekundären Protonen in diesem speziellen Fall an der Oberfläche 2,8 und im Zentrum des Steinmeteoroiden 3,2.

6.3.2 Teilchenflußdichten in Eisenmeteoroiden

Die Diskussion der differentiellen Teilchenflußdichten in Eisenmeteoroiden erfolgt analog zum vorangegangenen Kapitel. Als Radius wurde dabei ebenfalls 40 cm und als Modulationsparameter $M = 650$ MeV gewählt.

In Abb. 6.20 werden drei Teilchenspektren primärer Protonen für drei unterschiedliche Tiefenbereiche unterhalb der Oberfläche ($d = 0$) untereinander und mit dem Spektrum freier GCR-Protonen verglichen. Letzteres ist wieder um einen Faktor 2,5 überhöht dargestellt, so daß Vergleiche bezüglich der Formen nicht aber in Bezug auf die Absolutwerte mit den differentiellen Flußdichten innerhalb des Meteoroiden zulässig sind.

Die Variationen innerhalb des primären Protonenspektrums im Zentrum des Meteoroiden lassen sich wieder auf statistische Schwankungen in den HERMES-Ergebnisse zurückführen. Dies liegt sowohl daran, daß die zentrale Kugel mit ihrem Radius von 4 cm lediglich 1% des Gesamtvolumens ausmacht, als auch, wie noch gezeigt werden wird, daß die Flußdichten primärer Protonen vom Rand zum Zentrum hin deutlich abnehmen, so daß die Teilchenzahlen im Inneren zwangsläufig gering sein müssen. Auch läßt sich wieder beobachten, daß die Energieabhängigkeiten der Flußdichten innerhalb der Matrix nahezu unabhängig von der betrachteten Tiefe in ihr sind - die relativen Abweichungen sind nicht signifikant und durch die besagten statistischen Schwankungen zu erklären - und auch in diesem Fall für Energien oberhalb von etwa 300 MeV den Spektrenformen freier GCR-Protonen mit gleicher Modulation entsprechen. Bei geringeren Teilchenenergien beeinflussen Bremsprozesse das Geschehen und sorgen für den langsameren Abfall der Spektren zu niedrigeren Energien hin. Da die Diskussion dieser Effekte identisch mit der ist, die bei den Steinmeteoroiden geführt wurde, kann an dieser Stelle auf sie und auf Kap. 6.3.1 verwiesen werden.

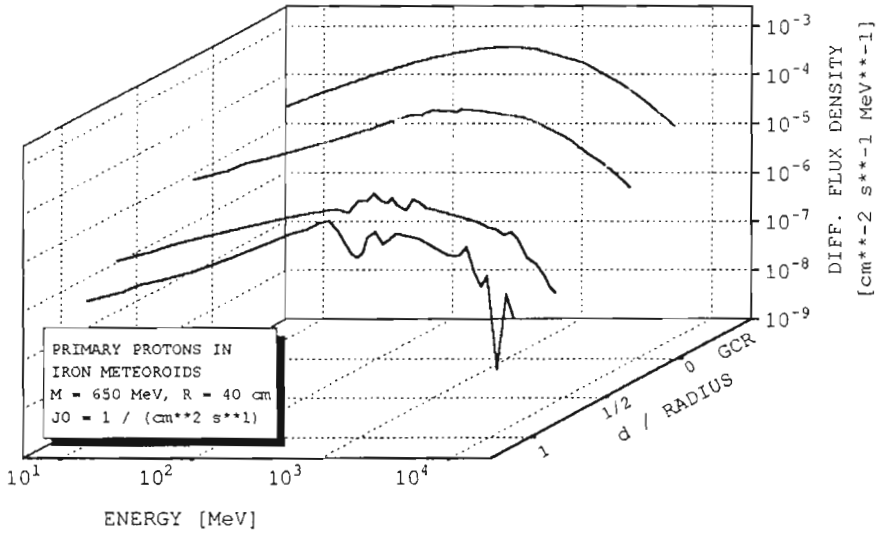


Abb. 6.20 : Teilchenspektren primärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb eines Eisenmeteoroiden (Kugeloberfläche (d=0), Zentrum (d=1)), sowie das freie galaktische GCR-Protonenspektrum

Die über die Energie integrierten differentiellen Teilchenflußdichten nehmen vom Rand zum Zentrum hin deutlich ab (um einen Faktor 39(!) in diesem speziellen Fall). Der funktionelle Zusammenhang ist dabei wieder durch Überlagerungen von Hyperbel-Cosinus-Funktionen

zu erklären.

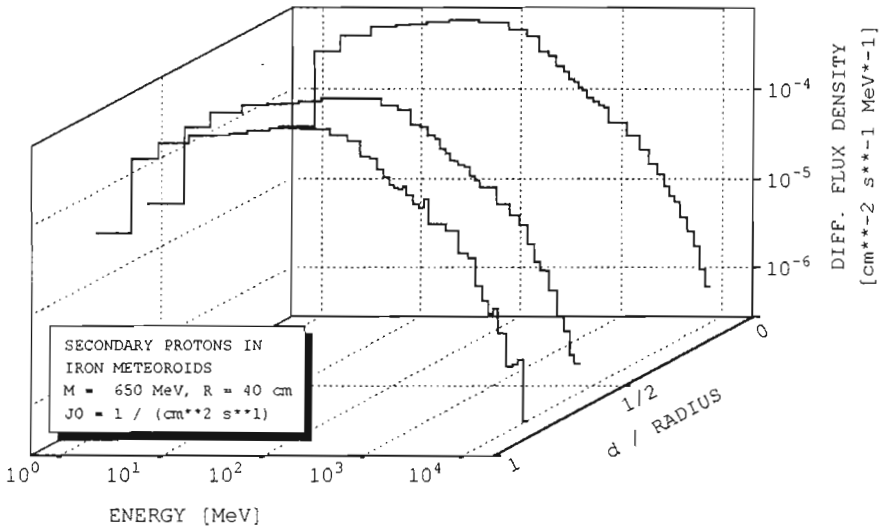


Abb. 6.21 : Teilchenspektren sekundärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb eines Eisenmeteoroiden (Kugeloberfläche (d=0), Zentrum (d=1))

Die differentiellen Teilchenflußdichten der sekundären Protonen in Eisenmeteoroiden sind von ihrer Struktur her nahezu identisch mit denen, die sich innerhalb der Steinmatrix ausbilden (siehe dazu Abb. 6.21). Auch sie zeigen ein Übergangsmaximum bei etwa 50 MeV und fallen beidseitig zu hohen bzw. niedrigen Energien hin exponentiell ab. Dabei sind die Spektrenformen nicht, ihre Inhalte jedoch sehr wohl von der Tiefe unter der Oberfläche abhängig. Bemerkenswert ist dabei einzig, daß die Anzahlen sekundärer Protonen mit Energien oberhalb von 0,01 MeV nicht, wie innerhalb des Steinmeteoroiden, von der Oberfläche zum Zentrum hin ansteigen; sie fallen vielmehr um etwa einen Faktor 1,5 (für diesen speziellen Fall) ab. Der Zusammenhang zwischen dieser integralen Größe und der Tiefe unter der Oberfläche läßt sich dabei linear approximieren. Da auch diese Systematik im Rahmen einer späteren Diskussion wieder aufgegriffen wird, soll es an dieser Stelle ausreichen, auf sie aufmerksam gemacht zu haben.

Zum Abschluß von Kap. 6.3.2 werden die differentiellen Flußdichten sekundärer Neutronen in Eisenmeteoroiden diskutiert. Eine Darstellung dreier Spektren für drei unterschiedliche Tiefenbereiche unterhalb der Oberfläche ($d = 0$) zeigt Abb. 6.22.

Auch innerhalb der Eisenmatrix zeigen die Neutronenspektren einen Verlauf, der sich prinzipiell mit Hilfe von Gleichung (6.8) analytisch beschreiben läßt. Daraus folgt, daß deren Formen vergleichbar zu denen sind, die sowohl für die differentiellen Neutronenflußdichten in der Eisenkugel des Simulationsexperimentes als auch in dem Steinmeteoroiden des letzten Kapitels beobachtet wurden. Abweichungen untereinander gibt es lediglich bei geringen Teilchenenergien (E kleiner etwa 5 MeV), wobei diese Effekte auf die unterschiedlichen Moderationseigenschaften der verschiedenen Matrixmaterialien (Stein und Eisen) zurückzuführen sind. Eine entsprechende Diskussion führt jedoch wieder zu dem bereits bekannten Matrixeffekt, der im Detail in Kap. 6.5.2 behandelt werden wird. Die Tiefenabhängigkeiten sowohl der Spektrenformen als auch ihrer Absolutwerte führen wieder zu einem Anstieg der Anzahlen sekundärer Neutronen ($E > 10^{-9}$ MeV) vom Rand zum Zentrum hin. Der entsprechende Faktor beträgt in diesem speziellen Fall 4,5.

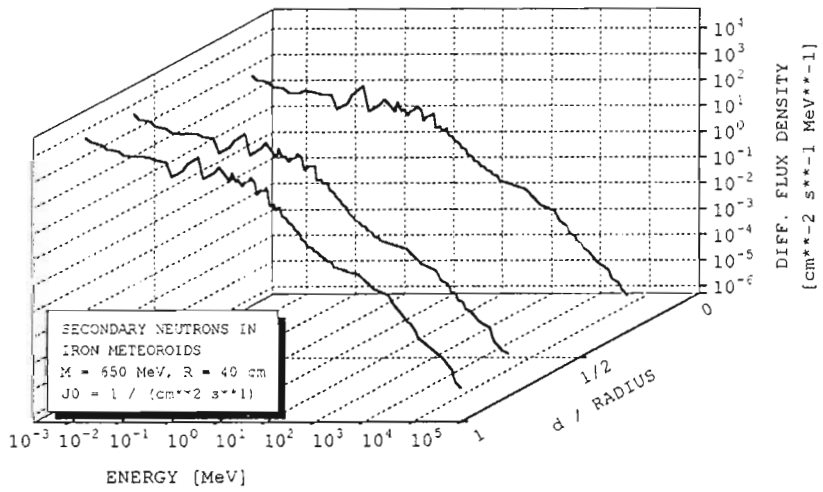


Abb. 6.22 : Teilchenspektren sekundärer Neutronen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb eines Eisenmeteoroiden (Kugeloberfläche (d=0), Zentrum (d=1))

Der Anstieg der über die Energie integrierten differentiellen Neutronenspektren von der Oberfläche zum Zentrum des Meteoroiden, bei gleichzeitigem linearen Abfall der entsprechenden Werte für die sekundären Protonen macht deutlich, daß auch die Restkernproduktion in Eisenmeteoroiden in der überwiegenden Zahl der Fälle durch Neutronen

dominiert sein wird. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes sind in Abb. 6.23 die Anzahlen sekundärer Teilchen mit Energien oberhalb von 1 MeV in Abhängigkeit von der Tiefe dargestellt. Zu beachten ist dabei vor allem die logarithmische Einteilung der Ordinate, durch die dem deutlichen Unterschied der beiden Flußdichten Rechnung getragen wird.

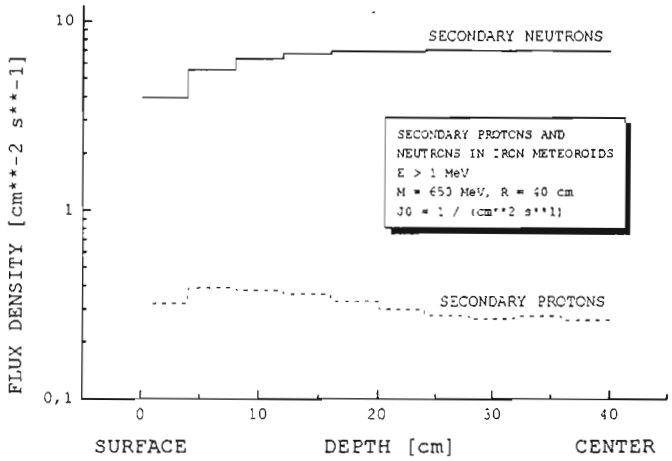


Abb. 6.23 : Teilchenflußdichte sekundärer Protonen und Neutronen innerhalb eines Eisenmeteoroiden

Auch aus dieser Abbildung läßt sich der bereits mehrfach erwähnte Zusammenhang zwischen den Teilchenzahldichten und der Tiefe erkennen. Während die Werte für die Neutronen von der Oberfläche zum Zentrum hin ansteigen, fallen sie für die sekundären Protonen ab. Ihr Verhältnis untereinander beträgt dabei in diesem speziellen Fall an der Oberfläche 12,3 und im Zentrum 26,7.

6.4 Vergleich der Teilchenspektren im Simulationsexperiment mit realen Eisenmeteoroiden

In Kap. 3 wurde verdeutlicht, daß es ein primäres Ziel der Simulationsexperimente ist, etwas über den Aufbau und die Verteilung sekundärer Nukleonenfelder innerhalb des Targetkörpers zu lernen. Mit dieser neu erworbenen Kenntnis sollen dann die Restkernproduktionen in realen Meteoroiden - mit real ist hier lediglich eine spektrale Verteilung der primären Protonen gemäß (1.1) gemeint, galaktische α-Teilchen werden nur durch geeignete Approximationen berücksichtigt - mittels Gleichung (1.12) berechnet werden, um so Informationen über Bestrahlungsgeschichten und präatmosphärische Größen gewinnen zu können. Der Übertrag von den Simulationen auf reale Verhältnisse ist jedoch nur dann optimal, wenn

sich die Spektren in den unterschiedlichen Bestrahlungssituationen zumindest von ihrer Form her ähnlich sind. In Kap. 6.2 wurden die differentiellen Flußdichten innerhalb des Simulationstargets diskutiert. Das Kap. 6.3.2 widmete sich den Spektren, die sich während einer realen Bestrahlung in einem Eisenmeteoroiden ausbilden. Auf diese Grundlagen zurückgreifend, werden in diesem Kapitel die Teilchenfelder in den beiden unterschiedlichen Bestrahlungssituationen verglichen. Dabei soll insbesondere die Frage geklärt werden, ob isotrope Dicktargetexperimente mit monoenergetischen Projektilen überhaupt eine adäquate Simulation realer Bestrahlungssituationen darstellen können.

Die Problematik bezüglich der differentiellen Teilchenflußdichten primärer Protonen wurde im Verlauf dieser Arbeit bereits mehrfach angesprochen. Während sich Simulationsexperimente nur mit monoenergetischen Projektilen durchführen lassen und sich die Spektren dementsprechend auf Deltafunktionen reduzieren, gehorchen die GCR-Protonen einer spektralen Verteilung, wie sie in Kap. 1 diskutiert und in Abb. 1.1 dargestellt wurde. Das führt natürlich dazu, daß weder die Teilchenflußdichten primärer Protonen noch die durch sie bestimmten Restkernverteilungen in der Simulation und der realen Bestrahlungssituation vergleichbar sind. Übereinstimmung gibt es einzig bei der Abnahme der Flußdichten mit der Tiefe, da der inelastische Wirkungsquerschnitt oberhalb von etwa 300 MeV nahezu unabhängig von der Energie ist und mehr als 90% aller GCR-Protonen zu diesem Energiebereich gehören. Diese 90% bestimmen die Abnahme von der Oberfläche zum Zentrum und liefern somit ein vergleichbares Verhalten wie für die Projektile des Simulationsexperimentes.

Desweiteren ist die Primärenergie bei dem Simulationsexperiment mit 1,6 GeV zu gering. In Gleichung 1.4 wurde ein Zusammenhang zwischen der mittleren Energie der GCR-Protonen und dem Modulationsparameter hergestellt. Daraus folgt, daß die mittleren GCR-Energien für alle bisher bekannten Werte von M (M = 100 MeV im Maunder- Minimum und M = 900 MeV im Jahre 1969) zwischen 1,7 GeV und 4,5 GeV liegen. Die verwendete Primärenergie der Protonen - ein Kompromiß zwischen der gewünschten möglichst hohen und einer aus Strahlenschutzgründen gerade noch zu realisierenden Energie - entspricht dagegen einer Modulation von M = 68 MeV, ein Wert, wie er so niedrig nicht zu erwarten ist. Da die Produktionsraten sekundärer Teilchen in einigen Energiebereichen von der Projektilenergie

abhängig sind, ist zu erwarten, daß die erwähnten Unterschiede Einflüsse auf die Sekundärteilchenproduktion haben werden. Ob sich diese Effekte auf die Teilchenanzahlen, die Spektrenformen oder auf beide Größen auswirken, wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels zu klären sein.

Ein Vergleich der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen innerhalb des Simulationskörpers mit solchen einer realen Bestrahlungssituation zeigt Abb. 6.24, wobei der Peak der inelastisch gestreuten Projektile bei der monoenergetischen Bestrahlung nicht mit eingezeichnet wurde. Als Modulationsparameter des primären GCR-Spektrums wurde 650 MeV gewählt. Dieser Wert ist mit dem bisherigen Kenntnisstand nicht verständlich, er wird sich jedoch im weiteren Verlauf dieser Arbeit als sinnvoll und richtig erweisen (siehe für die entsprechende Diskussion Kap. 11 dieser Arbeit).

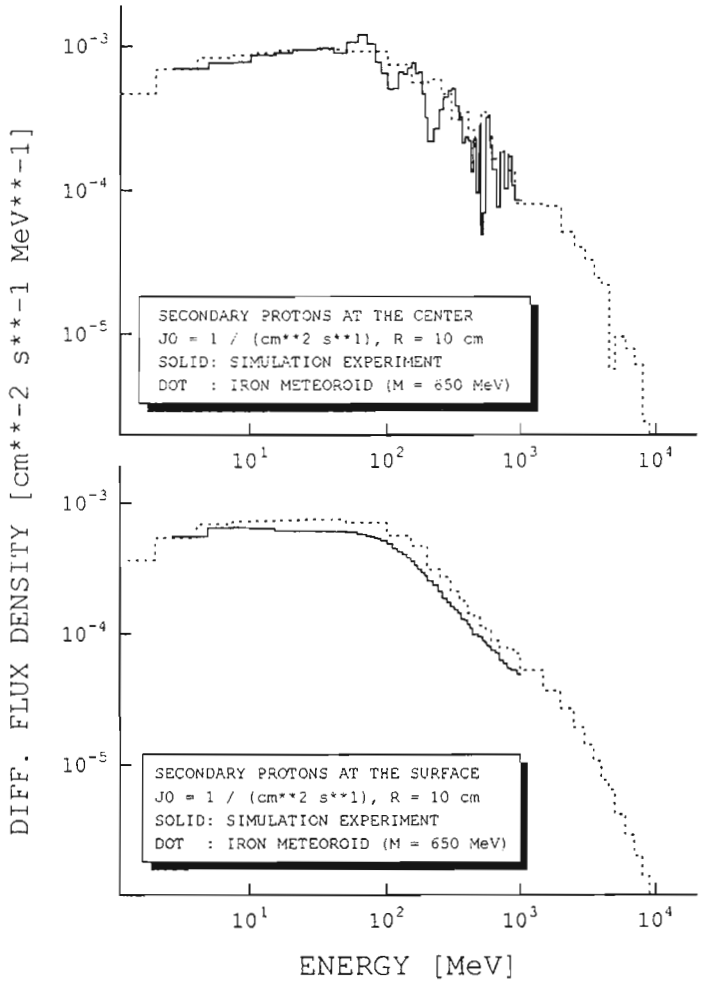


Abb. 6.24 : Spektren sekundärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum einer 1,6 GeV-Simulation einer 10 cm Eisenkugel und einer GCR-Bestrahlung eines 10 cm Eisenmeteoroiden

Es wird deutlich, daß die differentiellen Flußdichten des Simulationsexperimentes und der realen Bestrahlungssituation sowohl an der Oberfläche als auch im Zentrum nahezu identische Energieabhängigkeiten aufweisen. Das läßt sich wie folgt erklären:

Unterhalb von etwa 300 MeV wird die Spektrenform sowohl durch Teilchenemissionen während der Relaxationsphase nach der INC (Präequilibrium und Equilibrium) als auch durch die Coulombwechselwirkungen der Ejektile mit der bestrahlten Matrix bestimmt. Da diese Mechanismen unabhängig davon ablaufen, mit welcher Energie eingestrahlt, also Kernreaktionen induziert wurden, weisen die Spektren in diesem Bereich ähnliche Formen auf.

Die vergleichbaren Absolutwerte lassen sich dadurch erklären, daß der inelastische Wirkungsquerschnitt oberhalb von etwa 800 MeV unabhängig von der Energie wird. Damit nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Induzierung von Kernreaktionen und dementsprechend für die Erzeugung sekundärer Teilchen einen energieunabhängigen Wert an. Desweiteren variieren auch die Anzahlen der Ejektile nur sehr langsam mit der Energie (es gibt eine logarithmische Abhängigkeit, [Pea87]), was auf die Energieunabhängigkeit der inelastischen Wirkungsquerschnitte der freien Nukleon-Nukleon-Streuung zurückzuführen ist. Daher resultieren aus jeder Kernreaktion ähnliche Anzahlen sekundärer Teilchen, die unterhalb von etwa 300 MeV sowohl vergleichbare Spektrenformen als auch Absolutwerte aufweisen [Fil92]. Da insgesamt mehr als 74% der primären GCR-Protonen Energien oberhalb von 800 MeV besitzen und damit zu vergleichbaren Spektren führen wie die 1,6 GeV Protonen der Simulation, dürfen die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten in den beiden Bestrahlungssituationen in dem Energiebereich unterhalb von 300 MeV nicht mehr als 30% voneinander abweichen. Diese Feststellung deckt sich mit den Beobachtungen aus Abb. 6.24.

Zur nochmaligen Verdeutlichung des Zusammenhanges sind in Abb. 6.25 die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten vergleichend aufgetragen. Als unteres Energielimit wurde in beiden Fällen 10 MeV gewählt. Auch hier zeigt sich, daß die Anzahlen sekundärer Protonen in beiden Bestrahlungssituationen über den gesamten Tiefenbereich vergleichbare Werte annehmen.

Es läßt sich zusammenfassend sagen, daß in den differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen des Simulationsexperimentes zwar die Teilchen mit hohen Energien (größer als die Projektilenergie) vollständig fehlen, die Spektrenformen und ihre Absolutwerte jedoch im Bereich unterhalb von 1,6 GeV vergleichbar zu denen sind, die sich in einer realen Bestrah-

lungssituation (bei einer Modulation von $M = 650$ MeV) ergeben. Mit einem monoenergetischen Experiment läßt sich also für die sekundären Protonen eine adäquate Simulation der realen Verhältnisse ermöglichen.

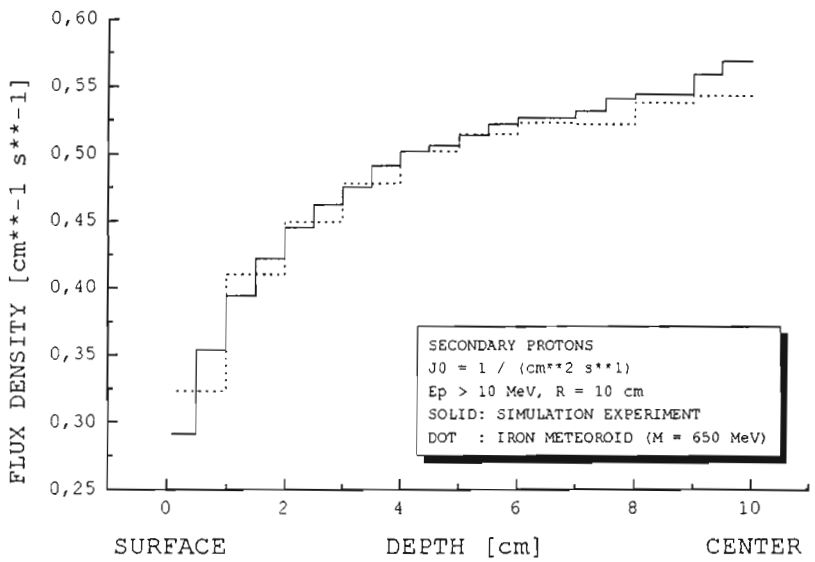


Abb. 6.25 : Tiefenabhängige Flußdichten sekundärer Protonen in einer 1,6 GeV-Simulation einer 10 cm Eisenkugel und einer GCR-Bestrahlung eines 10 cm Eisenmeteoroiden

Waren schon die differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen in dem Simulationsexperiment und in der als real angenommene Bestrahlung sehr ähnlich, ergibt sich bei den Neutronen eine noch deutlich bessere Übereinstimmung. Dies zeigt Abb. 6.26.

Sowohl die Spektrenformen als auch ihre Absolutwerte sind über den gesamten Energiebereich bis 1,6 GeV nahezu identisch, systematische Abweichungen lassen sich nicht beobachten. Aus identischen Spektrenformen und Absolutwerten folgen identische integrale Werte. Um dies zu verdeutlichen, wurden die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten, als untere Grenze wurde dabei in beiden Fällen 0,1 MeV gewählt, berechnet und in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Oberfläche aufgetragen (siehe Abb. 6.27 auf Seite 132).

Aus der entsprechenden graphischen Darstellung wird deutlich, daß sowohl die reinen Anzahlen sekundärer Neutronen als auch deren Tiefenabhängigkeit in den beiden unterschiedlichen Bestrahlungen praktisch identisch sind, systematische Abweichungen können nicht beobachtet werden. Die monoenergetische Bestrahlung der Eisenkugel stellt also auch

für die sekundären Neutronen eine durchaus vernünftige Simulation der realen Verhältnisse dar.

Die gewonnenen Ergebnisse sollen zum Abschluß dieses Kapitels noch einmal kurz zusammengefaßt werden:

Das Dicktargetexperiment stellt trotz seiner nur monoenergetischen Projektile eine hervorragende Simulation bezüglich der Erzeugung und Moderation sekundärer Neutronen dar. So sind sowohl die Spektrenformen als auch ihre Absolutwerte in der Eisenkugel nahezu identisch mit solchen, die sich innerhalb eines realen Eisenmeteoroiden gleichen Durchmessers ausbilden. Ähnliches läßt sich auch für die sekundären Protonen beobachten. Zwar sind in diesem Fall die Abweichungen der differentiellen Flußdichten zwischen Simulation und realer Exposition etwas größer, die Übereinstimmung ist jedoch noch als gut zu bezeichnen. Das gilt vor allem dann, wenn die elastisch gestreuten Projektile nicht ad hoc zu den Sekundärteilchen gezählt, sondern wie in dieser Arbeit separat diskutiert werden. So führen einzig die erheblichen Unterschiede in den Spektren der primären Protonen zwischen den beiden unterschiedlichen Ansätzen dazu, daß die in dem Simulationskörper

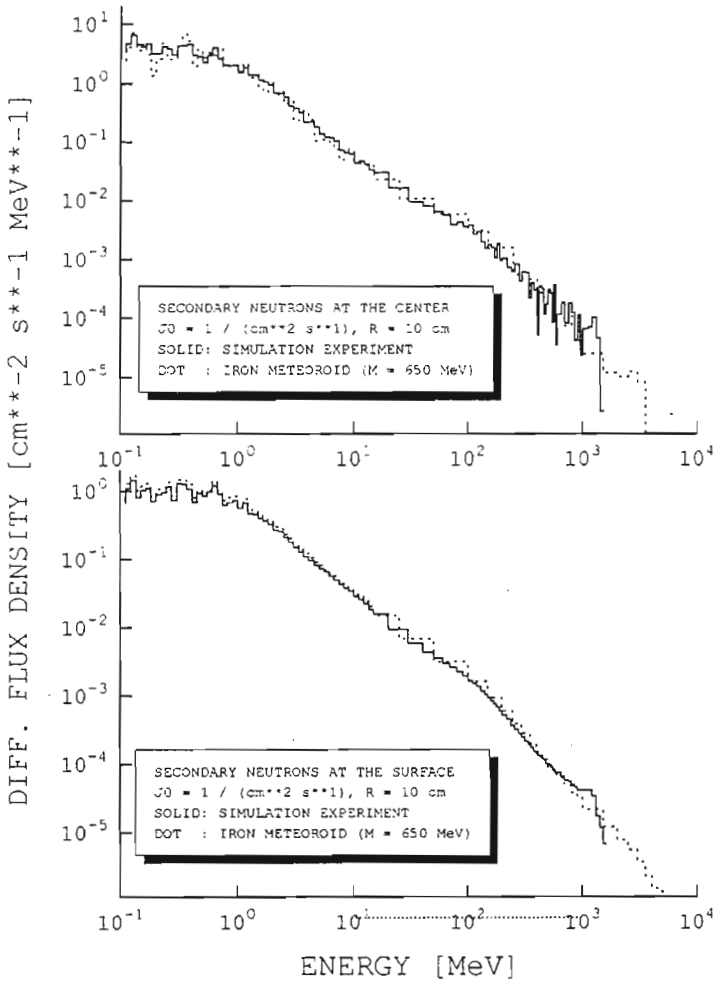


Abb. 6.26 : Spektren sekundärer Neutronen im Zentrum und an der Oberfläche einer 1,6 GeV-Simulation einer 10 cm Eisenkugel und einer GCR-Bestrahlung eines 10 cm Eisenmeteoroiden

untersuchten Restkernproduktionen nicht mit denen verglichen werden dürfen, die sich in realen Meteoroiden bestimmen lassen. Es sind also lediglich die in der Simulation gewonnenen Kenntnisse über die Sekundärteilchenproduktion, Bremsung und Moderation auf die realen Verhältnisse anzuwenden, ein Übertrag von Produktionsraten, die auf der Basis von wie auch immer gearteten monoenergetischen Dicktargetexperimenten ermittelt wurden, auf reale Meteorite ist nicht sinnvoll.

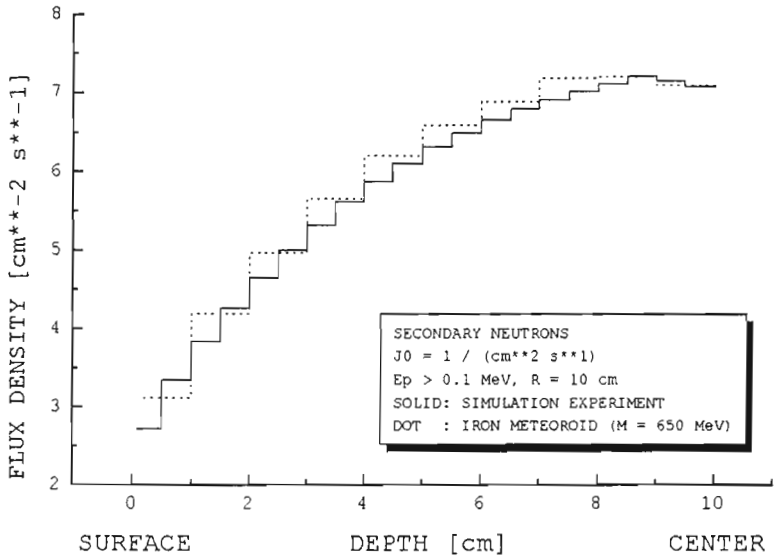


Abb. 6.27 : Tiefenabhängige Flußdichten sekundärer Neutronen in einer 1,6 GeV-Simulation einer 10 cm Eisenkugel und einer GCR-Bestrahlung eines 10 cm Eisenmeteoroiden

6.5 Matrix- und Größeneffekte

Sowohl die Produktion sekundärer Teilchen als auch deren Bremsung und Moderation ist von dem Targetmaterial des bestrahlten Objektes abhängig. Mit der ausführlichen Diskussion dieses sogenannten Matrixeffektes in den beiden Simulationsexperimenten (diese Arbeit und LNS172 [Lue93]) und in realen Meteoroiden beschäftigt sich dieses Kapitel. Damit sind jedoch noch nicht alle Parameter diskutiert, die Einfluß auf die differentiellen Teilchenflußdichten ausüben. Nach Gleichung (1.12) aus Kap. 1 ist der Aufbau der Sekundärteilchenfelder nicht nur durch die Art des Targetmateriales, sondern auch durch die Größe und Form

des Meteoroiden beeinflußt. Aus diesem Grund sind die entsprechenden Abhängigkeiten im Detail zu untersuchen. Insbesondere ist dabei die Frage zu klären, ob Abweichungen von der Kugelform - reale Meteoroide werden im Modell stets durch Kugeln approximiert - zu systematischen Effekten führen, ob also überhaupt erwartet werden kann, daß die Modellrechnungen auch für beispielsweise ellipsenförmige Objekte gültig sind.

6.5.1 Der Matrixeffekt in den Simulationsexperimenten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Matrixeffekt in den beiden Simulationsexperimenten LNS172 [Lue93] und LNS172A (diese Arbeit). In beiden Fällen gleich war dabei die Isotropie der Bestrahlung und die Energie der Projektile. Unterschiede gab es sowohl bei den Targetmaterialien als auch bei den Radien. Während im Experiment LNS172 eine Steinkugel mit einem Radius von 25 cm bestrahlt wurde, stellte in dieser Arbeit eine 10 cm-Eisenkugel das eigentliche Simulationsobjekt dar. Die wichtigsten Größen dieser beiden Experimente sind in Tab. 6.2 gegenübergestellt.

	LNS172	LNS172A
Projektilart	Protonen	Protonen
Primärenergie	1,6 GeV	1,6 GeV
Bestrahlungsart	isotrop	isotrop
Kugelradius	25 cm	10 cm
Matrixmaterial:		
C		0,42 - 0,50 [%]
O	44,12 [%]	
Na	1,86 [%]	
Mg	4,82 [%]	
Al	9,85 [%]	
Si	26,08 [%]	< 0,4 [%]
P		< 0,05 [%]

	LNS172	LNS172A
S		< 0,05 [%]
Ca	7,55 [%]	
Mn		0,50 - 0,80 [%]
Fe	5,51 [%]	> 99 [%]
A_{mittel}	24,74	55,7
Z_{mittel}	12,19	25,9
ρ_{mittel} [g/cm³]	3,00	7,86

Tab. 6.2 : Bestrahlungsdaten und Targeteigenschaften der beiden Simulationsexperimente

Bevor mit der Diskussion des Matrixeffektes für die primären und sekundären Protonen sowie für die sekundären Neutronen begonnen wird, ist zunächst die Frage zu klären, welches die vergleichbaren Größen sind, das heißt, welche vergleichbaren targetspezifischen Eigenschaften die Teilchenflußdichten beeinflussen.

Die Abhängigkeit der Spektren und deren Integral von der Tiefe oder der Massenbelegung unter der Oberfläche ist ein schlechtes Maß, weil in beiden Fällen nicht die, je nach Matrixmaterial unterschiedlichen, Wahrscheinlichkeiten für das Auslösen von Kernreaktionen berücksichtigt werden. Viel besser ist es, die differentiellen Flußdichten und Teilchenanzahlen in Abhängigkeit von einer Größe zu diskutieren, die ein Maß für die Absorption primärer und damit auch für die Erzeugung sekundärer Teilchen darstellt. Eine solche Größe wurde in Gleichung (6.1) diskutiert. Sie ergibt sich aus dem Produkt des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitts und der Tiefe unter der Oberfläche und wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Reaktionstiefe bezeichnet werden. Daher wurden die Tiefen entsprechend umskaliert und sollten daraufhin matrixunabhängig bezüglich der Projektilabsorption sein (s. Kap. 6.5.1.1). Etwaige zu beobachtende Effekte in den Sekundärteilchenflußdichten lassen sich also einzig auf matrixabhängige Produktionsraten der Ejektile und auf unterschiedlich effektive Bremsprozesse in Stein- und Eisentargets zurückführen.

6.5.1.1 Der Matrixeffekt für primäre Protonen

Wie im Verlauf dieser Arbeit bereits mehrfach angesprochen, reduzieren sich in den Simulationsexperimenten die Spektren der primären Protonen auf Deltafunktionen. Die Lage des Peaks wird durch die Bremsung beeinflußt und ist dementsprechend von der Tiefe unter der Oberfläche abhängig. Das Bremsvermögen, der Energieverlust in MeV pro durchlaufenes Wegstück in g/cm^2, nimmt aufgrund des vergleichbaren Ladungs- zu Massenzahlverhältnisses der beiden unterschiedlichen Matrixmaterialien und der geringen Steigung des natürlichen Logarithmus bei hohen Werten - er enthält mit dem mittleren Ionisationspotential eine weitere targetspezifische Größe als Argument - in beiden Fällen ähnliche Werte an (siehe Gleichung (1.6)). Da die Kugelgrößen so gewählt wurden, daß die Radien in Einheiten der Massenbelegung ähnlich sind (78,7 g/cm^2 im Falle der Eisen- und 75 g/cm^2 bei der Steinkugel), nehmen die Projektilenergien in den beiden unterschiedlichen Experimenten sowohl an der Oberfläche als auch im Zentrum ihres jeweiligen Targets nahezu identische Werte an.

Die Tiefenabhängigkeiten der integralen Flußdichten lassen sich, wie in Kap. 6.2.1 erläutert wurde, durch Überlagerungen von Hyperbel-Cosinus-Funktionen beschreiben, wobei deren Argument das Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe unter der Oberfläche ist. Die Abhängigkeit der Teilchenzahlen der primären Protonen von eben dieser Größe ist für beide Bestrahlungsexperimente in Abb. 6.28 dargestellt.
Zunächst ist zu klären, welche physikalischen Effekte für die deutlich unterschiedlichen Absolutwerte (Faktor 1,2) der Flußdichten verantwortlich sind. Die HERMES-Simulationen wurden derart durchgeführt, daß die Projektile, ausgehend von einer Kreisfläche mit Kugelradius, als paralleler Strahl von Quellteilchen räumlich konstanter Dichte auf eine Seite der Kugeloberfläche trafen, diese also vollständig bedeckten. Die Isotropie ließ sich dadurch erreichen, daß die jeweils interessierenden Größen in einer Kugelschale durch Mittelung über eben diese Schale bestimmt wurde (siehe dazu auch [Lan94]). Insgesamt trifft also ein einfallendes Projektil pro Quadratzentimeter und Sekunde auf eine Kugelhälfte. Innerhalb des Modellmeteoroiden kommt es infolge von Kernreaktionen zu Absorptionen der primären Teilchen, so daß aus der gegenüberliegenden Hälfte insgesamt weniger als ein Teilchen pro Quadratzentimeter und Sekunde austreten. Dieser neue Wert für die Flußdichte wird davon

abhängen, wie stark in der Materie absorbiert wurde. Ein beschreibendes Maß ist das Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der zurückgelegten Wegstrecke. Während der Wirkungsquerschnitt nur von der Energie und dem Targetmaterial abhängig ist und sich dementsprechend berechnen läßt, kann die Wegstrecke alle Werte zwischen null und zwei mal dem Radius annehmen. Für eine erste Plausibilitätsuntersuchung läßt sie sich durch den mittleren Weg, gegeben durch den Kugelradius, abschätzen.

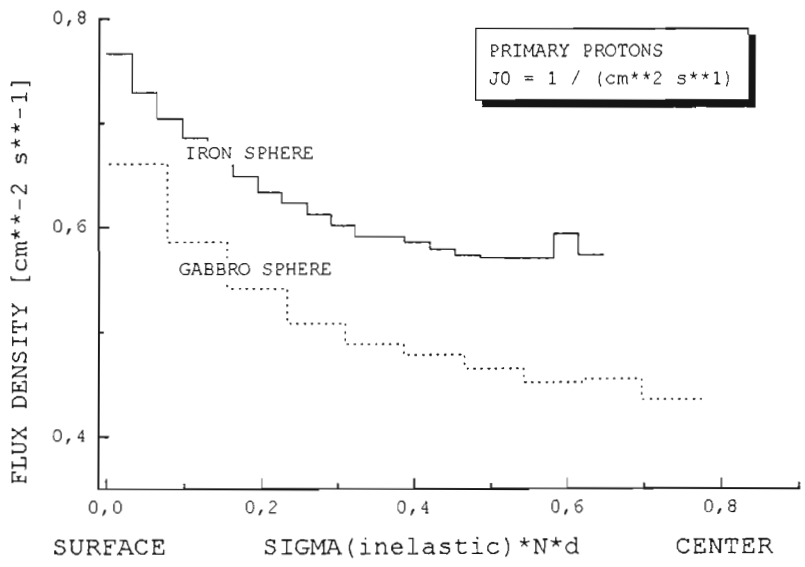


Abb. 6.28 : Tiefenabhängige Flußdichte primärer Protonen innerhalb der beiden unterschiedlichen Modellmeteoroide

Damit ergibt sich für J_0 an der Schattenseite im Falle der Eisenkugel ein Wert von 0,53 und bei der Gabbrosimulation mit ihrem wesentlich größeren Durchmesser ein Wert von 0,46. Daraus folgt, daß die Absolutwerte der Flußdichten der primären Protonen innerhalb der Eisenkugel über denen der Gabbrokugel liegen müssen, was sich mit den Beobachtungen in Abb. 6.28 deckt.

Aus der vorangegangenen Diskussion wird deutlich, daß die Absolutwerte der Flußdichten sowohl aufgrund der unterschiedlichen Targetmaterialien, damit verbunden sind unterschiedliche Absorptionseigenschaften, als auch wegen der verschiedenen Kugelradien

voneinander abweichende Werte annehmen. Ihre jeweilige Abnahme als Funktion der Reaktionstiefe unter der Oberfläche sollte jedoch in beiden Fällen gleich verlaufen. Zur Verdeutlichung des Zusammenhanges wurden die Verhältnisse der Teilchenzahlen der Eisen- zur Gabbrokugel berechnet und in Abhängigkeit des entsprechenden Produktes aufgetragen (siehe Abb. 6.29). Der Mittelwert liegt bei 1,2 und die 1-σ-Standardabweichung bei 3,7%. Mit weniger als 10% bleiben auch die maximalen Abweichungen moderat. Es wird also deutlich, daß die Verhältnisse tatsächlich als unabhängig von der Abszissengröße angesehen werden dürfen, systematische Effekte, die über die statistischen Schwankungen der HERMES-Resultate hinausgehen, sind nicht zu beobachten.

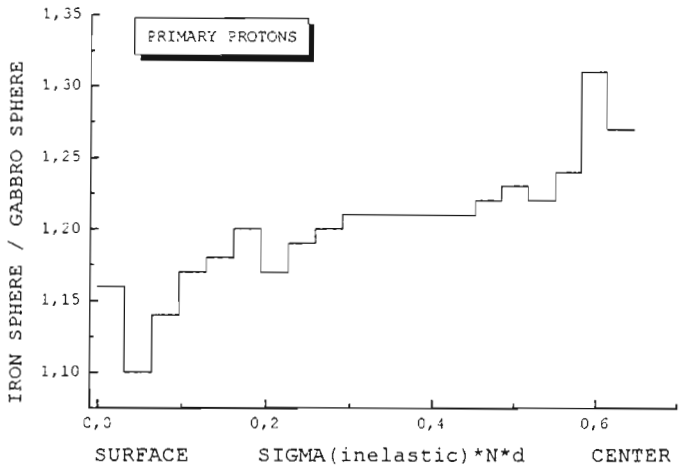


Abb. 6.29 : Verhältnisse der Flußdichten primärer Protonen innerhalb der beiden unterschiedlichen Simulationsexperimente

Da nun der Beweis erbracht wurde, daß mit der Kombination aus der Tiefe und Σ_{iel} eine matrixunabhängige Größe zur Charakterisierung der Absorption primärer Teilchen existiert, ist verständlich, daß die Reaktionstiefe auch bei der nachfolgenden Diskussion des Matrixeffektes der sekundären Teilchen immer wieder auftreten wird.

6.5.1.2 Der Matrixeffekt für sekundäre Protonen

In Abb. 6.30 werden die Spektren sekundärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum der Eisenkugel mit denen verglichen, die sich im jeweils gleichen räumlichen Bereich der Steinmatrix ausbildeten. Trotz der statistischen Schwankungen der HERMES-Resultate im Zentrum der Eisenkugel lassen sich in beiden Fällen Unterschiede sowohl bezüglich der

Spektrenformen als auch in bezug auf die Absolutwerte beobachten. Da für die verschiedenen Absolutwerte andere physikalische Effekte verantwortlich sind als für die verschiedenen Spektrenformen, werden beide Punkte separat diskutiert. Dabei reicht es im zweiten Fall vollständig aus, die Diskussion auf die reinen Unterschiede zu beschränken, da die prinzipiellen Formen ähnlich sind, sie bereits in Kap. 6.2 ausführlich diskutiert wurden und die beobachteten matrixabhängigen Effekte daran nichts Wesentliches ändern.

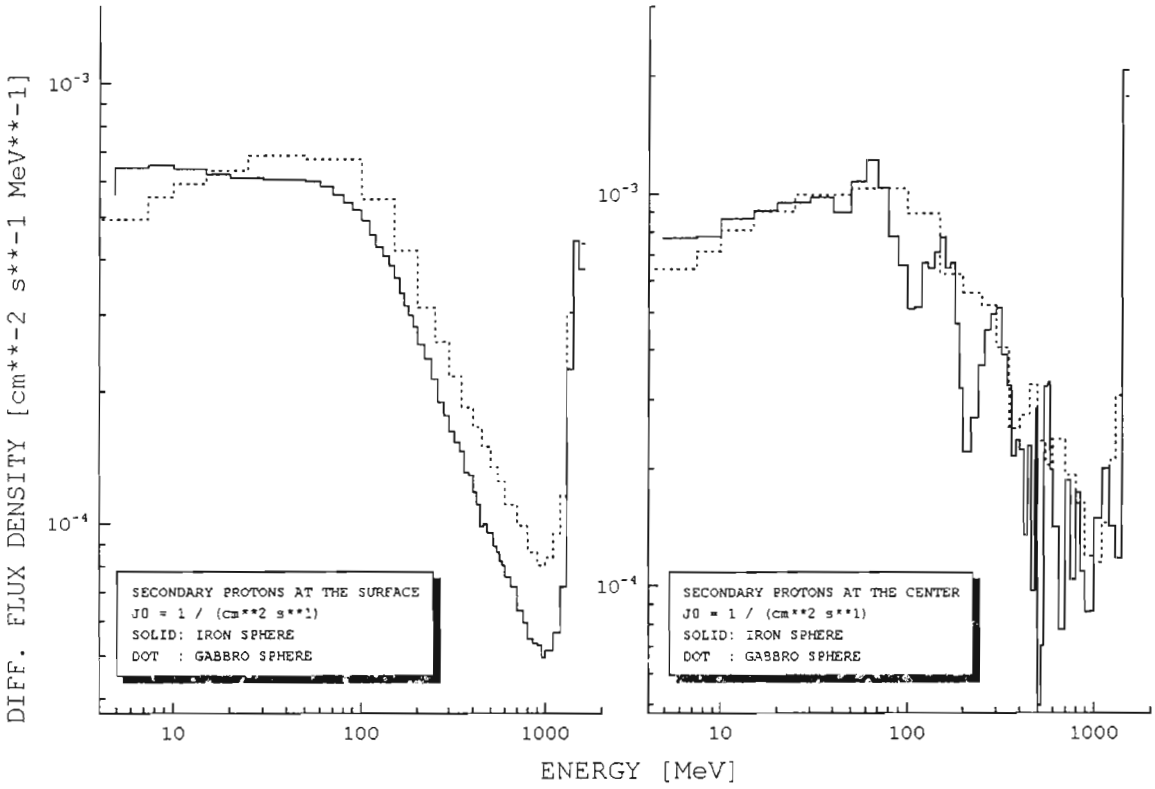


Abb. 6.30 : Spektren sekundärer Protonen in unterschiedlichen Bereichen innerhalb der Eisen- und der Gabbrokugel

In der obigen Abbildung wird deutlich, daß die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen im Energiebereich oberhalb von etwa 15 MeV bis hin zu dem Peak der elastisch gestreuten Projektile in der Steinkugel sowohl an der Oberfläche als auch im Zentrum größer sind als in dem Modellmeteoroiden aus Eisen. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 6.31 die über die Energie integrierten differentiellen Flußdichten vergleichend dargestellt. Auch aus dieser Graphik wird ersichtlich, daß die Anzahlen sekundärer Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV für alle gemeinsamen Werte von Σ_{iel}·d in der Gabbrokugel über denen in der Eisenmatrix liegen. Das Verhältnis der Werte beträgt an der Oberfläche

1,34 und wird mit 1,23 zum zentralen Bereich hin kleiner, was bedeutet, daß der Anstieg der Anzahlen mit zunehmender Tiefe in der Eisenmatrix größer ist als in der Steinkugel.

Die größeren Flußdichten sekundärer Protonen innerhalb der Steinkugel gegenüber denen des Eisenmodells stehen jedoch im Widerspruch zu den vorangegangen Aussagen, daß die Sekundärteilchenproduktion mit steigender Massenzahl der Targetatome zunehmen sollte [Car77, Clo89, Fil87, Koc89, Pea87], pro Kernreaktion in einer Eisenmatrix also insgesamt mehr sekundäre Teilchen produziert werden sollten als in der Steinmatrix. Das dem auch in diesem Fall so ist, zeigt die folgende Diskussion:

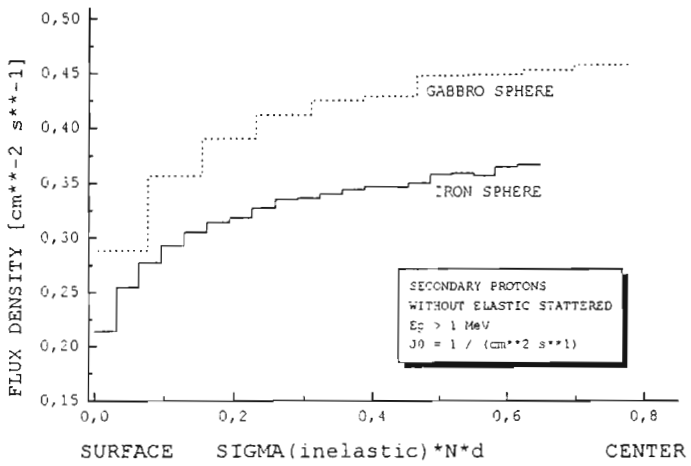


Abb. 6.31 : Flußdichten sekundärer Protonen innerhalb der Eisen- und der Steinkugel

In Abb. 6.28 des vorangegangenen Kapitels wurde deutlich, daß in der Gabbrokugel infolge ihres größeren Durchmessers mehr primäre Protonen an Reaktionen beteiligt sind als in der Eisenmatrix, was zu den beobachteten niedrigeren Projektilflußdichten in Stein gegenüber Eisen führte. Dies beeinflußt natürlich den Aufbau der sekundären Teilchenfelder. Aus der größeren Zahl initiierter Kernreaktionen resultieren größere Anzahlen sekundärer Teilchen, so daß ein Vergleich der matrixabhängigen Emissionen nur dann sinnvoll ist, wenn auf gleiche Anzahlen bisher an Reaktionen beteiligter Projektile normiert wird, also die Multiplizitäten diskutiert werden. Eine entsprechende graphische Darstellung der mittleren, also über die Tiefe gemittelten, Multiplizitäten zeigt Abb. 6.32, wobei bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden muß, daß die unterschiedlichen Energieabhängigkeiten nicht nur durch die matrixabhängigen Emissionsspektren, sondern auch durch die, in den beiden Targetmaterialien unterschiedlich verlaufenden, internuklearen Kaskaden determiniert werden.

Die Abhängigkeit der Anzahlen emittierter Teilchen, die während der intranuklearen Kaska-

de einer Kernreaktion, gleiche Projektilenergien vorausgesetzt, in den verschiedenen Targetmaterialien als Ejektile auftreten, wird in der Literatur proportional zu A angegeben, wobei diese Ergebnisse sowohl experimentell gesichert sind, als auch durch umfangreiche Monte-Carlo-Rechnungenbestätigt wurden [Car77, Clo89, Koc89, Pea87]. Ein Verhältnis der Multiplizitäten von dem hier zu erwartenden Faktor 2,2 ist jedoch in keinem Energiebereich zu beobachten. Vielmehr liegen die Eisenkugelwerte bei Energien oberhalb von etwa 400 MeV im Mittel um etwa 10% unter denen der Steinkugel. Das Verhältnis kippt bei kleineren Energien, so daß die Eisenmultiplizitäten im Energieintervall von 300 MeV bis 400 MeV etwa 10% und im Bereich von 10 MeV bis 50 MeV etwa 30% über denen der Steinmatrix liegen. Alles in allem sind die integralen Multiplizitäten, also die Flächen unter den Histrogrammen in Abb. 6.32, bei Berücksichtigung aller Energien für die Eisenkugel 6% größer als in der Steinmatrix. Auf 16% erhöhen sich diese Unterschiede bei Limitierung der maximalen Energie auf 400 MeV. Diese Unterschiede sind zwar signifikant, von ihrer Größe her sind sie jedoch deutlich geringer als vom physikalischen Standpunkt aus zu fordern wäre. Statt der erwarteten Proportionalität zu A ergibt sich im vorliegenden Fall eher eine Massenzahlabhängigkeit gemäß $A^{0,08 - 0,18}$. Diese Diskrepanzen müssen ihre Ursachen darin haben, daß die Teilchenspektren der Simulationsexperimente keine reinen Emissionsspektren sind, sondern durch die internukleare Kaskade verändert wurden. Das heißt aber auch, daß es während der Transportprozesse physikalische Effekte geben muß, die dazu führen, daß es in der Eisenkugel gegenüber der Steinmatrix zu größeren Verlusten sekundärer Protonen kommt. Einige mögliche Effekte werden im folgenden diskutiert.

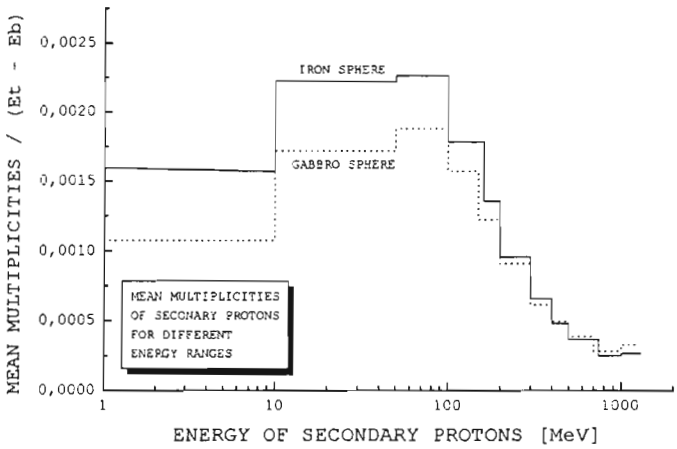


Abb. 6.32 : Multiplizitäten sekundärer Protonen in den beiden unterschiedlichen Simulationsexperimenten

Das unterschiedliche Bremsvermögen der beiden Matrixmaterialien kann nicht zur Erklärung herangezogen werden, da die Radien der beiden Kugeln in Einheiten der Massenbelegung nahezu gleich waren. Wegen der in beiden Fällen vergleichbaren Verhältnisse von Ladungs- zur Massenzahl wirken sich die Effekte der Bremsung auf die sekundären Protonen in beiden Kugeln nahezu gleich aus, wenn die Längen in Einheiten der Massenbelegung oder aber damit equivalent in Einheiten des Radius diskutiert werden.

Werden die mittleren freien Weglängen der sekundären Protonen - sie ergeben sich aus dem reziproken makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt - berechnet, zeigt sich, daß bei Energien oberhalb von etwa 300 MeV die Werte in der Eisenkugel etwa 1,62 mal dem Radius entsprechen. In der Steinmatrix erniedrigt sich dieser Wert auf nur noch 1,36. Damit verbunden sind größere Verluste gerade der hochenergetischen sekundären Protonen in der Eisen- gegenüber der Steinmatrix.

Desweiteren können rein geometrische Effekte infolge der unterschiedlichen Kugeldurchmesser und damit verbunden der unterschiedlichen Volumen-Oberflächen-Verhältnisse zur Erklärung der beobachteten Abweichungen herangezogen werden. Da das Volumen einer Kugel mit wachsendem Radius r proportional zu r^3, die Oberfläche jedoch nur gemäß r^2 ansteigt, ist das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche zweier unterschiedlicher Kugeln gleich dem Verhältnis ihrer Radien. Die Steinkugel hat also ein um einen Faktor 2,5 größeres Volumen-Oberflächen-Verhältnis als die Eisenkugel. Dementsprechend ist es bei dem kleineren Probenkörper sehr viel wahrscheinlicher, daß die sekundären Teilchen oberflächennah produziert werden, sie dadurch die Kugel verlassen können - was gerade bei höherenergetischen Ejektilen sehr wahrscheinlich ist - und somit zu geringeren Multiplizitäten führen.

Neben diesen Verlusten, die von ihrer Natur aus gerade bei hochenergetischen sekundären Teilchen sehr effektiv sind, werden die unterschiedlichen Energieabhängigkeiten der Multiplizitäten zusätzlich durch die matrixabhängigen Unterschiede der intranuklearen Kaskade bestimmt. So weisen die höheren Werte in der Stein- gegenüber der Eisenkugel bei Energien oberhalb von 400 MeV darauf hin, daß pro Kernreaktion in der Steinmatrix mehr hochenergetische sekundäre Protonen produziert werden als in dem Eisentarget. Das ist insofern

verständlich, als daß die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen und damit die Anzahl der kombinatorischen Möglichkeiten die Energie zu verteilen während der intranuklearen Kaskaden von den geometrischen Ausmaßen des jeweiligen Targetkernes abhängt. Darauf basierend läßt sich die Anzahl der Stöße ν, die ein einfallendes Proton bei seinem Weg durch den Kern initiiert sowohl mit Hilfe der inelastischen Proton-Proton-, Proton-Neutron- und der Proton-Kern-Wirkungsquerschnitte als auch mittels rein empirischer Befunde berechnen. Es gilt [Fesh92]:

$$\nu = \frac{A \cdot \sigma_{iel}(p + nucleon)}{\sigma_{iel}(p + nucleus)} \approx 0{,}7 \cdot A^{0{,}31} \qquad \textbf{(6.10)}$$

Damit ergibt sich als mittlere Stoßanzahl für Targetkerne mit einem A von 55,85 ein Wert von 2,44. Im Falle der wesentlich nukleonenärmeren Kerne der Steinmatrix initiiert jedes einfallende Proton nur noch etwa 1,89 Stöße. Während der INC gibt es also in jedem Eisenkern etwa 30% mehr Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen als in den leichteren Kernen der Steinmatrix. Da bei jedem Stoß im Mittel etwa die Hälfte der Energie übertragen wird, muß die relative Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Ejektile mit anwachsenden Massenzahlen der Targetatome kleiner werden.

Die größeren Anzahl der Zweiteilchenwechselwirkungen während der INC in nukleonenreicheren Kernen führen zwangsläufig zu einer Verteilung der Energie auf mehrere Nukleonen, so daß die relativen Wahrscheinlichkeiten für hochenergetische Ejektile kleiner, die für emittierte Teilchen mit mittleren bis niedrigen Energien im gleichen Maße größer werden müssen. Auch dadurch läßt sich erklären, daß unterhalb von etwa 400 MeV die Verhältnisse kippen und die Multiplizitäten in der Eisenkugel zum Teil deutlich über denen in der Gabbromatrix liegen.

In der vorangegangenen Diskussion der Multiplizitäten wurde darauf hingewiesen, daß die Anzahl sekundärer Protonen, die während einer Kernreaktion als Ejektile auftreten, proportional zur Massenzahl der Targetatome ist. In der Eisenmatrix werden also pro Kernreaktion etwa um einen Faktor 2,2 mehr sekundäre Protonen produziert als in der Steinmatrix. Zwar wird dieses Verhältnis durch die deutlich größeren Verluste dieser Teilchen in der Eisen-

gegenüber der Gabbrokugel auf im Mittel nur noch 1,06 gedrückt. Die immer noch größere Teilchenanzahl ist jedoch vermehrt in der Lage, weitere Kernreaktionen zu initiieren, somit zur weiteren Sekundärteilchenproduktion, also zur Kaskadenbildung, beizutragen und damit letztendlich zum größeren Anstieg der Flußdichten vom Rand zum Zentrum hin zu führen (siehe Abb. 6.31).

Die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen, die sich innerhalb der Eisenkugel ausbildeten, wurden in Kap. 6.2 ausführlich diskutiert. Da sich im Falle der Steinmatrix nichts wesentliches daran ändert, zeigen die Teilchenspektren in beiden Fällen prinzipiell gleiche Strukturen, gegenüber denen die matrixabhängigen Unterschiede nur kleine Effekte sind. Daher reicht es für die Diskussion aus, die reinen Unterschiede, also die Verhältnisse der Spektren zu analysieren. Dazu wurden die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten innerhalb der Eisenkugel durch jene dividiert, die sich in der Steinmatrix bei gleicher Tiefe d unter der Oberfläche (in Einheiten der Massenbelegung, da die Spektrenformen vorwiegend durch die Bremsung verändert werden) ausbildeten. Eine graphische Darstellung dieses Zusammenhanges zeigt Abb. 6.33 für den Bereich der Oberfläche ($d \leq$ 3,94 g/cm^2) und Zentrumsnähe (63,0 g/cm^2 $\leq d \leq$ 66,9 g/cm^2).

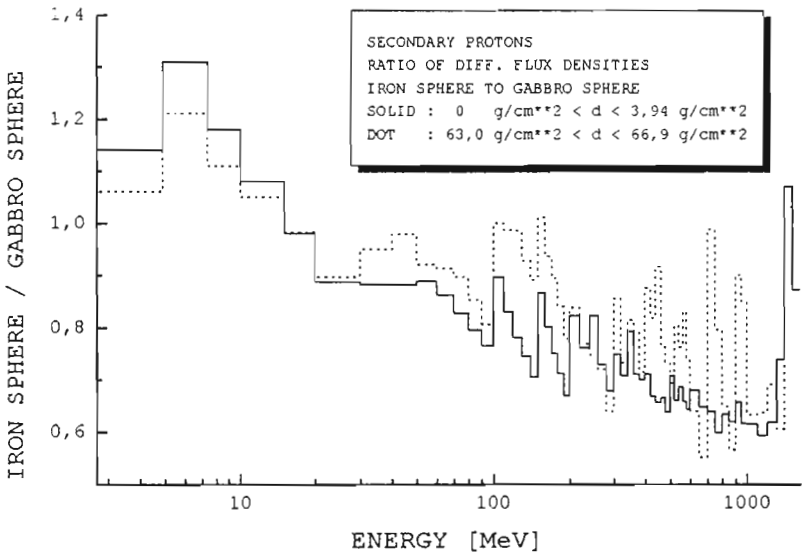


Abb. 6.33 : Verhältnisse der differentiellen Flußdichten sekundärer Protonen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb der Eisen- und der Steinkugel

Oberhalb von etwa 30 MeV sind die Verhältnisse der Spektren zueinander nahezu unabhängig von der Tiefe (in g/cm^2) unter der Oberfläche. Sie betragen bei etwa 30 MeV im Mittel 0,9 und sinken zu hohen Energien hin ab (0,7 bei etwa 1 GeV). Diese Energieabhängigkeit der Verhältnisse resultiert sowohl aus den unterschiedlichen Verlustmechanismen, als auch aus den matrixabhängigen Effekten während der intranuklearen Kaskade. Beide Punkte wurden bei der Diskussion der Multiplizitäten bereits dargestellt.

Etwas anders gestalten sich die Verhältnisse im Niederenergiebereich (E < 30 MeV). Wie aus den Multiplizitäten deutlich wird, liegen hier die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen innerhalb der Eisenmatrix über denen in der Gabbrokugel. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß pro Kernreaktion in einem Eisentarget um einen Faktor 2,2 mehr sekundäre Teilchen produziert werden als in Steinmaterial, ist dieser Sachverhalt nicht weiter erstaunlich. Er spiegelt lediglich die Erwartung wieder, daß zum einen die Verluste niederenergetischer Protonen geringer werden, die Verhältnisse sich also dem Faktor 2,2 annähern sollten, und zum anderen, daß mit zunehmender Massenzahl die relative Wahrscheinlichkeit für niederenergetische Ejektile ansteigt.

6.5.1.3 Der Matrixeffekt für sekundäre Neutronen

Ein Vergleich der Neutronenspektren an der Oberfläche und im Zentrum der Eisenkugel mit solchen, die sich in gleichen Raumbereichen innerhalb der Steinkugel ausbildeten, zeigt Abb. 6.34.

Oberhalb von etwa 1 MeV sind sowohl die Absolutwerte als auch die Formen der Spektren in beiden Fällen ähnlich und lassen sich durch einen Potenzansatz in der Energie (siehe dazu Gleichung (6.8) mit den entsprechenden Erläuterungen) beschreiben. Bei kleinen Neutronenenergien (E < 1 MeV) sind die differentiellen Flußdichten in der Steinmatrix größer als in dem Eisentarget, ein Ergebnis sowohl der unterschiedlichen Radien der Probenkörper als auch der deutlich unterschiedlichen Moderationseigenschaften der Targetmaterialien.

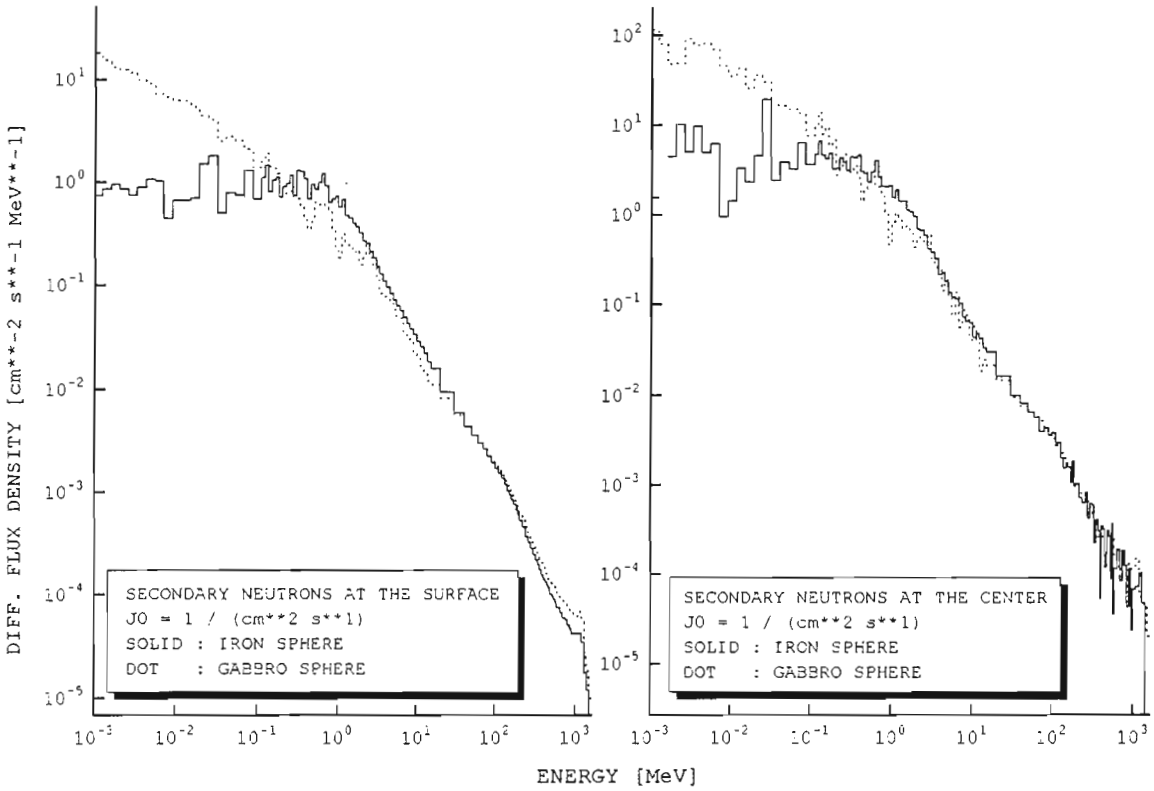


Abb. 6.34 : Spektren sekundärer Neutronen in unterschiedlichen Bereichen innerhalb der Eisen- und der Gabbrokugel

Bevor jedoch auf die Unterschiede der Spektren im Detail eingegangen wird, ist es notwendig zunächst einige Grundlagen zu schaffen. Der physikalische Zugang muß dabei wieder über die Multiplizitäten erfolgen, da sie die um die Projektilabsorption bereinigten Größen sind. Ihre Diskussion wird daher vorgezogen. Mit den dabei gewonnenen Informationen werden sich viele Fragestellungen bezüglich der Spektrenunterschiede einfacher beantworten lassen.

Die mittleren, also die über die Tiefe gemittelten Multiplizitäten für insgesamt 19 Energiebereiche sind in Abb. 6.35 für die beiden hier diskutierten Simulationsexperimente vergleichend dargestellt. Dabei ist auch in diesem Fall bei der Interpretation der Daten zu berücksichtigen, daß die unterschiedlichen Energieabhängigkeiten nicht nur durch die matrixabhängigen Formen der Emissionsspektren, sondern auch durch die in den beiden Targetmaterialien unterschiedlich verlaufenden internuklearen Kaskaden beeinflußt wird.

Im Mittel- bis Hochenergiebereich ist das Ergebnis vergleichbar mit dem der sekundären Protonen. Die Multiplizitäten fallen von niedrigen zu hohen Energien hin deutlich ab und sind in den beiden Simulationsexperimenten von ähnlichen Absolutwerten. Erste signifikante Unterschiede treten bei Energien unterhalb von etwa 200 MeV auf. So sind die Eisenkugeldaten im Energieintervall von 100 MeV bis 150 MeV etwa 30% größer als die Werte in der Steinmatrix, auf mehr als einen Faktor 2 vergrößern sich diese Unterschiede für Energien zwischen 1 MeV und 3,01 MeV. Bei kleineren Neutronenenergien kippen die Verhältnisse, und die Multiplizitäten in der Eisenmatrix sind deutlich kleiner als die in der Gabbrokugel. Betragen die Unterschiede im Intervall von 1,23 keV bis 11,7 keV etwa einen Faktor 9, erhöhen sie sich im Bereich der thermischen Energien (E < 0,876 eV) auf mehr als einen Faktor 60. Während sich die nahezu identischen Neutronenmultiplizitäten bei hohen Energien auf die gleiche Weise erklären lassen wie bei den sekundären Protonen, also sowohl durch die größeren Teilchenverluste innerhalb der Eisen- gegenüber der Steinkugel als auch durch die matrixabhängigen Formen der Emissionsspektren, verlangt der Niederenergiebereich nach einer grundlegend neuen physikalischen Deutung, da die Vorgänge während der internuklearen Kaskade für die Neutronen andere sind als für die Protonen. Daher ist es an dieser Stelle notwendig einige Bemerkungen zum Thema der Neutronenmoderation einzufügen.

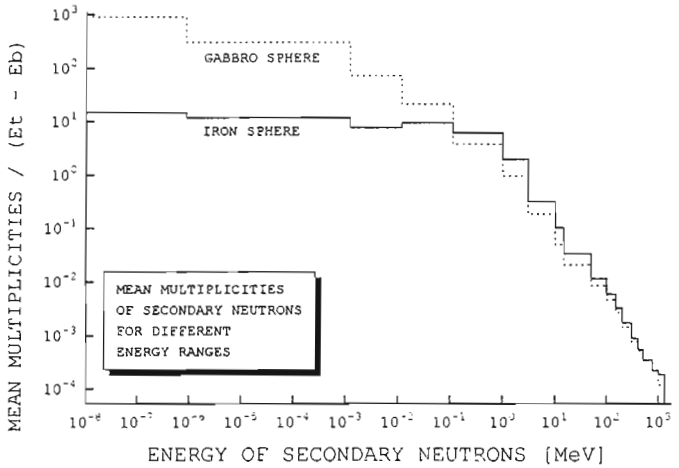


Abb. 6.35 : Multiplizitäten sekundärer Neutronen in den beiden unterschiedlichen Simulationsexperimenten

Wegen ihrer fehlenden Ladung werden die Neutronen nicht durch Coulombwechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Targetatome gebremst, sie verlieren ihre Energie nur durch inelastische Stöße mit den Kernen des Matrixmateriales. Daher ist die Bethe-Bloch-Brems-

gleichung (Gleichung (1.6)) für sie nicht anwendbar, und die Stopping-Power ist für die Neutronen keine definierte Größe mehr. Für sie wird der Energieverlust in Form des mittleren logarithmischen Energiedekrementes ξ angegeben. Er ist wie folgt definiert [Wir58]:

$$\xi = < \ln\frac{E_2}{E_1} > = 1 + \frac{(A-1)^2}{4A} \ln\left(\frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \right) \qquad \textbf{(6.11)}$$

Der mittlere logarithmische Energieverlust gibt an, um welchen Betrag das Neutron bei einem Stoß auf einer logarithmischen Skala im Mittel vorrückt. Die Größe ist dabei unabhängig von der Energie, jedoch sehr wohl abhängig von der Massenzahl der streuenden Materie. So beträgt sie im Fall der Eisenkugel $3{,}5 \cdot 10^{-2}$ und für die Gabbro $7{,}9 \cdot 10^{-2}$. Daraus folgt, daß ein Neutron bei einem Stoß mit einem Eisenkern im Mittel etwa 4% seiner Energie verliert. Auf 8% pro Stoß erhöht sich dieser Wert für die chemische Zusammensetzung der Gabbromatrix.

Das mittlere logarithmische Energiedekrement ist für eine vollständige Beschreibung der Neutronenmoderation noch nicht ausreichend. Neben dem mittleren Energieverlust pro Stoß beeinflußt auch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen den Neutronen und den Targetkernen die Moderation. Ein geeignetes Maß dafür ist der makroskopische Wirkungsquerschnitt, wobei hier nur seine inelastische Variante von Bedeutung ist. Seine Bestimmung ist jedoch schwierig. Während die Σ_{iel}'s für protonen-induzierte Reaktionen für weite Energiebereiche und viele Targetmaterialien aus experimentellen Messungen bekannt sind und in der Literatur bereits parametrisierte Ansätze diskutiert werden, existieren für die neutroneninduzierten Fälle gerade bei hohen Energien praktisch keine Daten. Der makroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt läßt sich mit Hilfe des folgenden Modells aus den protonen-induzierten Werten abschätzen:

Die Wahrscheinlichkeit, einen Targetkern überhaupt zu treffen, sei für Protonen und Neutronen gleich und lasse sich in beiden Fällen durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt abschätzen. Nach dem Eintritt des Projektiles in den Kern sind die Wahrscheinlichkeiten für das Auslösen einer intranuklearen Kaskade für Neutronen und Protonen infolge der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte der elastischen Neutron-Neutron- und der Neutron-

Proton-Streuung jedoch voneinander verschieden. Sei W_p die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein einfallendes Proton mit einem Nukleon des Targetkernes stößt und W_n der entsprechende Wert für ein einfallendes Neutron, dann läßt sich folgender Ansatz angeben:

$$\begin{aligned} W_p &= c\ (A_p\ \sigma_{pp} + B_n\ \sigma_{pn}) \\ W_n &= c\ (A_p\ \sigma_{pn} + B_n\ \sigma_{nn}) \end{aligned} \tag{6.12}$$

Dabei ist A_p die relative Protonen- und B_n die relative Neutronenanzahl im Kern. Die σ_{ij} kennzeichnen die Wirkungsquerschnitte der freien Nukleon-Nukleon-Streuung und c stellt eine nicht näher zu bestimmende Proportionalitätskonstante dar. Mit

$$\begin{aligned} A_p &= \frac{Z}{A} \\ B_n &= \frac{(A - Z)}{A} \end{aligned} \tag{6.13}$$

sowie der Identität zwischen σ_{pp} und σ_{nn} ergibt sich:

$$\begin{aligned} W_p &= c\left(\frac{Z}{A}\ \sigma_{pp} + \frac{A - Z}{A}\ \sigma_{pn}\right) \\ W_n &= c\left(\frac{Z}{A}\ \sigma_{pn} + \frac{A - Z}{A}\ \sigma_{pp}\right) \end{aligned} \tag{6.14}$$

Wird das Verhältnis von W_p zu W_n gebildet und dabei berücksichtigt, daß σ_{pn} im Mittel etwa um einen Faktor 2 größer ist als σ_{pp} [Met58, Ber69] ergibt sich:

$$\frac{W_p}{W_n} = \frac{2 \cdot A - Z}{A + Z} \tag{6.15}$$

Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten zwischen den jeweiligen Projektilen und dem Targetkern direkt korreliert sind mit den mikroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitten, lassen sich deren Unterschiede zwischen neutronen- und protonen-induzierten Reaktionen mit Hilfe von Gleichung (6.15) allein aus targetspezifischen Größen wie der Massen- und der Ladungszahl ermitteln. Dabei wird deutlich, daß das Ergebnis einer solchen Untersuchung vom Neutronenüberschuß des Targetkernes abhängen muß. Bei ähnlichem Neutronen- zu Protonenverhältnis sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte in beiden Fällen gleich. Wächst jedoch der Neutronenüberschuß an, steigt die Wahrscheinlichkeit des

Auslösens einer intranuklearen Kaskade für den protonen-induzierten Fall relativ zu dem, bei dem Neutronen als Projektile auftreten. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß diese einfache Abschätzung nur für Energien oberhalb der Coulombschwelle gilt.

Für die hier diskutierten Targetmaterialien läßt sich der mikroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt für die neutroneninduzierten Reaktionen ohne großen Fehler (die relativen Abweichungen sind kleiner als 3%) durch die entsprechenden Protonendaten abschätzen. Damit ergibt sich für die Eisenkugel wieder ein makroskopischer inelastischer Wirkungsquerschnitt von $6{,}47 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1} und im Falle der Gabbro ein Wert von $3{,}10 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}.

Das Produkt aus dem mittleren logarithmischen Energiedekrement und dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt - in der Literatur im allgemeinen als Bremsvermögen angegeben - beschreibt, um welchen Betrag das Neutron auf einer logarithmischen Energieskala im Mittel vorrückt, wenn es 1 cm der Targetmaterie durchläuft. Im Falle der Eisenkugel ergibt sich für das Bremsvermögen ein Wert von $2{,}26 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1}, der sich für die Steinmatrix um etwa 8% auf $2{,}45 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} erhöht. Auf gleichen Wegstücken werden die Neutronen in der Steinkugel effektiver moderiert als in dem Eisentarget. So verlieren sie in ersterer pro cm etwa 0,25% ihrer Energie, während sich dieser Wert für den Modellmeteoroiden aus Eisen um 8% auf nur noch etwa 0,23% ($E >$ Coulombschwelle) verringert. Werden zudem noch die deutlich unterschiedlichen Radien der beiden Modellmeteoroide in Betracht gezogen wird deutlich, daß die mittel- bis hochenergetischen sekundären Neutronen innerhalb der Steinkugel effektiver auf niedrigere Energien moderiert werden als in dem Eisentarget. Wesentlich stärker machen sich die unterschiedlichen Moderationseigenschaften bei Energien unterhalb von etwa 10 MeV bemerkbar. Sind die makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitte oberhalb von etwa 50 MeV in der Eisenkugel noch etwa um einen Faktor 2,08 größer als in der Steinmatrix, verringern sich die Verhältnisse bei niedrigen Energien über zunächst 1,67 bei 4 MeV auf nur noch 1,39 bei 1 MeV. Bei noch kleineren Teilchenenergien kippen die Verhältnisse und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten werden in der Steinmatrix zum Teil deutlich größer als in dem Eisentarget. So ist zum Beispiel Σ_{iel} bei 0,5 MeV in der Gabbro um etwa einen Faktor 1,3 größer als in Eisen. Da das mittlere logarithmische Energiedekrement unabhängig von der Neutronenenergie ist, ändert

sich in gleichem Maße wie der makroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt das Bremsvermögen des Targetmateriales. War dieser Wert in der Steinmatrix für Energien oberhalb von etwa 50 MeV nur etwa 8% größer als in dem Eisentarget, erhöhen sich diese Unterschiede bei 4 MeV auf 30%, bei 1 MeV auf immerhin schon 60%, um dann bei Neutronenenergien von 0,5 MeV einen Faktor 2,9 zu betragen. Das heißt, daß gerade Neutronen mit Energien unterhalb von etwa 4 MeV in der Gabbromatrix sehr viel effektiver auf epithermische und thermische Energien moderiert werden als in dem Eisentarget.

Damit ist es nun möglich, den Matrixeffekt der Neutronenmultiplizitäten (siehe dazu wieder Abb. 6.35) sowohl durch die unterschiedlichen Bremsvermögen der beiden Moderatormedien, als auch durch die Abhängigkeiten der Formen der Emissionsspektren vom Targetmaterial zu erklären. Wie schon bei den sekundären Protonen sind auch in diesem Fall die integralen Multiplizitäten in der Eisenkugel nicht um den zunächst erwarteten Faktor 2,2 größer als in der Gabbromatrix. Die Unterschiede betragen lediglich 33%, was wieder auf größere Verluste sekundärer Neutronen in dem Eisenmodell gegenüber der Steinkugel zurückzuführen ist. Als Erklärung dient auch hier wieder neben dem unterschiedlichen Bremsvermögen und der größeren mittleren freien Weglänge der Teilchen in Eisen gegenüber Stein vor allem der rein geometrische Effekt infolge der deutlich unterschiedlichen Kugelradien (siehe Kap. 6.5.1.2 für die entsprechende Diskussion). Da sich die Verluste überwiegend auf hochenergetische Teilchen auswirken (wegen der Dominanz ihrer Emissionen in Vorwärtsrichtung), in der Eisenmatrix also mehr Teilchen mit hohen Energien die Kugel verlassen als in dem Gabbrotarget, unterscheiden sich die Multiplizitäten in diesem Bereich ($E > 300$ MeV) nicht um den erwarteten Faktor 2,2. Sie zeigen vielmehr für beide Simulationsexperimente ähnliche Absolutwerte und Energieabhängigkeiten. Überlagert werden diese unterschiedlichen Verlusteffekte zusätzlich noch dadurch, daß die relative Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Ejektile mit anwachsenden Massenzahlen der Targetatome kleiner werden muß.

Auch die größeren Multiplizitäten im Mittelenergieintervall von 0,1 MeV bis etwa 100 MeV resultieren aus einer Überlagerung mehrerer physikalischer Vorgänge. Durch die Zunahme der Isotropie der Emissionen werden die Effekte durch die unterschiedlichen Kugelradien

kleiner. Damit verbunden müssen die Verhältnisse zwischen den beiden Matrixmaterialen ansteigen und sollten sich im Idealfall dem Faktor 2,2 annähern. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die effektivere Moderation von Neutronen in der Stein- gegenüber der Eisenmatrix. Dadurch werden die Teilchen in der Gabbro schneller auf epithermische oder thermische Energien gebremst, fehlen dementsprechend im Mittelenergiebereich und sorgen somit für ein Absenken der zugehörigen Multiplizitäten.

Unterhalb von etwa 0,1 MeV werden die Werte in der Steinkugel zum Teil deutlich größer als die in der Eisenmatrix. Das liegt nur an den deutlich unterschiedlichen Moderationseigenschaften der beiden Matrixmaterialien. In der vorangegangenen Diskussion des mittleren logarithmischen Energiedekrementes und des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitts wurde deutlich, daß für Energien unterhalb von etwa 0,5 MeV das Bremsvermögen in der Gabbro mehr als einen Faktor 3 größer ist als in Eisen. Die Neutronen in der Steinkugel haben also eine sehr viel größere Wahrscheinlichkeit innerhalb des Probenkörpers thermisch zu werden als die in dem Eisentarget. Noch wesentlich anschaulicher läßt sich dieser Sachverhalt mit Hilfe einer Größe quantifizieren, die in der Literatur allgemein als Fermi-Alter bezeichnet wird. Sie ist wie folgt definiert:

$$\tau(u) = \int_{u_0}^{u} \frac{du'}{3\Sigma_{iel}^2 \xi \left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \tag{6.16}$$

Dabei ist ξ das mittlere logarithmische Energiedekrement und A die Massenzahl der streuenden Materie. Die Integrationsvariable u ist die sogenannte Neutronenlethargie und entspricht im wesentlichen einer inversen logarithmische Energie. Wird das Verhältnis der Fermi-Alter für die beiden Matrixmaterialien gebildet und dabei berücksichtigt, daß weder ξ noch A von der Energie und damit von der Lethargie abhängen, ergibt sich:

$$\frac{\tau(u,iron)}{\tau(u,gabbro)} = \frac{\xi(gabbro)\left(1 - \frac{2}{3A(gabbro)}\right)}{\xi(iron)\left(1 - \frac{2}{3A(iron)}\right)} \frac{\int_{u_0}^{u} du'\Sigma_{iel}^2(u',gabbro)}{\int_{u_0}^{u} du'\Sigma_{iel}^2(u',iron)} \tag{6.17}$$

Einsetzen der bereits bekannten Zahlenwerte für die mittleren logarithmischen Energiedekremente und die Massenzahlen liefert:

$$\frac{\tau(u,iron)}{\tau(u,gabbro)} = 2{,}22 \cdot \frac{\int_{u_0}^{u} du' \Sigma_{iel}^2(u',gabbro)}{\int_{u_0}^{u} du' \Sigma_{iel}^2(u',iron)} \tag{6.18}$$

Für eine grobe Abschätzung der Verhältnisse ist es ausreichend, die makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitte lethargieunabhängig durch ihren jeweiligen Wert bei 0,5 MeV zu approximieren. Da Σ_{iel} bei dieser Energie für die Steinmatrix um etwa einen Faktor 1,3 größer als in dem Eisentarget ist, ergibt sich:

$$\frac{\tau(u,iron)}{\tau(u,gabbro)} \approx 3{,}75 \cdot \int_{u_0}^{u} du' \tag{6.19}$$

Das Fermi-Alter der Neutronen - die mittlere quadratische Weglänge, die das Neutron zurücklegt, während seine Lethargie von u_0 nach u anwächst - ist in der Eisenkugel also etwa um einen Faktor 3,75 größer als in der Steinmatrix. Es ist in dem Eisentarget also sehr viel wahrscheinlicher als in dem Gabbrokörper, daß die Neutronen den Probenkörper verlassen, bevor sie thermische Energien erreicht haben. Das erklärt auch, daß sich die Multiplizitäten in dem entsprechenden Energieintervall um bis zu einen Faktor 60 voneinander unterscheiden.

Mit einer kurzen Diskussion über die Matrixabhängigkeiten der differentiellen Neutronenflußdichten wird dieses Kapitel beendet. Wie schon bei den sekundären Protonen reicht es auch in diesem Fall aus, die Untersuchung auf die reinen Unterschiede, also auf die Verhältnisse der Spektren zueinander zu beschränken. Dazu wurden wieder die differentiellen Flußdichten innerhalb der Eisenkugel durch jene dividiert, die sich in der Steinmatrix bei gleicher Tiefe d unter der Oberfläche (in Einheiten der Massenbelegung) ausbildeten. Eine entsprechende Darstellung dieses Zusammenhanges findet sich für den oberflächennahen

($d \leq 3{,}94$ g/cm²) und den zentrumsnahen Bereich (63,0 g/cm² $\leq d \leq$ 66,9 g/cm²) in Abb. 6.36.

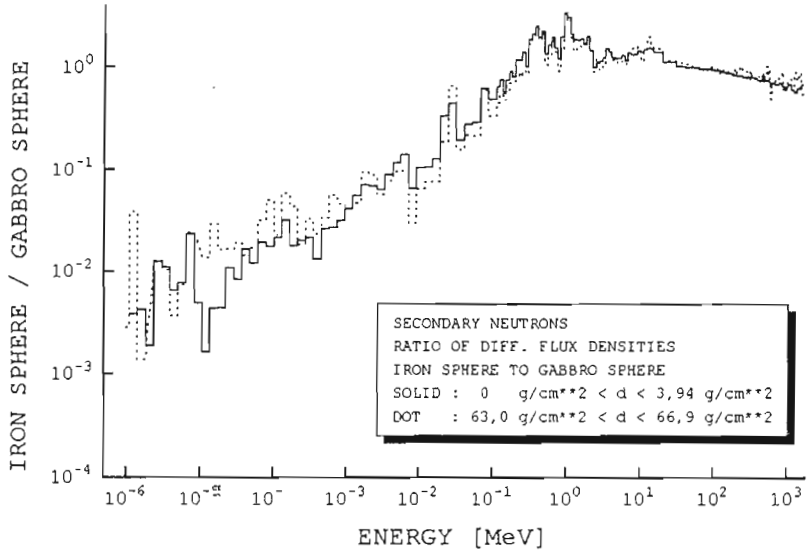


Abb. 6.36 : Verhältnisse der differentiellen Flußdichten sekundärer Neutronen in unterschiedlichen Tiefenbereichen innerhalb der Eisen- und der Steinkugel

Ein Vergleich der hier diskutierten Neutronenverhältnisse mit denen, die sich für die sekundären Protonen ergaben (siehe Abb. 6.33) macht deutlich, daß die Unterschiede im vorliegenden Fall wesentlich größer sind. Lagen die Protonenratios für alle Energien zwischen 2 MeV und 1600 MeV zwischen 0,6 und 1,4 betragen sie hier minimal $0{,}3 \cdot 10^{-2}$ und maximal 3,4. Daher wurde die Ordinate logarithmisch unterteilt. Zunächst ist anzumerken, daß die Verhältnisse der differentiellen Flußdichten unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche sind (siehe Abb. 6.36). Deshalb ist es vollständig ausreichend, sie rein exemplarisch zu diskutieren.

Oberhalb von etwa 40 MeV sind die Absolutwerte der Neutronenspektren in der Steinkugel bis zu 30% größer als in der Eisenmatrix, wobei diese Unterschiede zu kleineren Teilchenenergien hin abnehmen und bei 40 MeV verschwinden. Diese Beobachtung läßt sich sowohl durch die in den beiden Simulationsexperimenten unterschiedlich ausgeprägten Verluste als auch durch die matrixabhängigen Effekte während der intranuklearen Kaskade erklären. Da beide Punkte bei der Diskussion der Multiplizitäten bereits ausführlich dargestellt wurden, sei an dieser Stelle auf den entsprechenden Abschnitt verwiesen.

Im Bereich von 0,2 MeV bis 40 MeV werden die differentiellen Flußdichten in der Eisenkugel größer als in der Gabbro (bis zu einem Faktor 3). Da sich dies mit den Beobachtungen deckt, die während der Diskussion der Multiplizitäten gewonnen und dort bereits ausgiebig erläutert wurden, sei an dieser Stelle darauf verwiesen.

Wie nach der Diskussion der Multiplizitäten zu erwarten, sind die Abweichungen der differentiellen Flußdichten für Neutronenenergien unterhalb von 0,2 MeV am größten. In diesem Bereich liegen sie in der Gabbromatrix um mehr als einen Faktor 300 über denen in dem Eisentarget. Die Ursache dafür sind die Unterschiede in den Moderationseigenschaften der beiden Matrixmaterialen. Während die Neutronen in der Gabbro effektiv auf thermische und epithermische Energien moderiert werden, ist es in der Eisenkugel sehr viel wahrscheinlicher, daß sie den Probenkörper verlassen, bevor sie derartige Energien erreichen.

6.5.1.4 Der Matrixeffekt für sonstige Teilchen

Im bisherigen Verlauf dieses Kapitels wurde stets davon ausgegangen, daß als sekundäre Teilchen einzig Protonen und Neutronen in Frage kommen. Eine detaillierte Untersuchung macht jedoch deutlich, daß dem nicht so ist. Die Vorgehensweise war dabei folgende:

Die differentiellen Sekundärteilchenflußdichten leichter Cluster (z.B.^{2}H, ^{3}H, ^{3}He und ^{4}He) lassen sich gerade bei hohen Energien mit dem HERMES-System nicht berechnen. Das hängt damit zusammen, daß ihre Emissionen nur während der Evaporation nicht aber im Verlauf der INC berücksichtigt werden [Lan94]. Es ist daher an dieser Stelle nicht möglich, ihre Spektren direkt zu diskutieren. Vielmehr lassen sich die durch Teilchencluster ausgelösten Effekte nur indirekt über die Abweichungen zwischen den Modellrechnungen - in ihnen werden nur Protonen und Neutronen berücksichtigt - und den experimentellen Ergebnissen verdeutlichen. Es eignen sich jedoch nicht alle Target-Produkt-Kombinationen für solche Diskussionen, da die Neutronenbeiträge nicht immer wohldefiniert sind (siehe Kap.10). Um derartige Schwierigkeiten zu umgehen, werden die Einflüsse sekundärer Teilchencluster in diesem Kapitel am Beispiel zweier (p,xn)-Reaktionen verdeutlicht, da in diesem speziellen

Fall nur die mit dem HERMES-System berechneten und bereits mehrfach validierten differentiellen Flußdichten und die experimentell bestimmten Dünntargetwirkungsquerschnitte der entsprechenden protoneninduzierten Reaktionen in die Modellrechnungen eingehen.

In Abb. 6.37 sind die experimentell bestimmten Produktionsraten für die Bildung von ^{56}Co aus Eisen sowohl für die Eisen- als auch für die Gabbromatrix aufgetragen, wobei letztere der Arbeit von Lüpke [Lue93] entnommen wurden. Zusätzlich dargestellt sind die Ergebnisse der Modellrechnungen. Dabei kennzeichnet der Linientyp TO die totale Produktionsrate, die sich aus den einzelnen Anteilen (PP: Primäre Protonen, SP: Sekundäre Protonen und SN: Sekundäre Neutronen) additiv zusammensetzt.

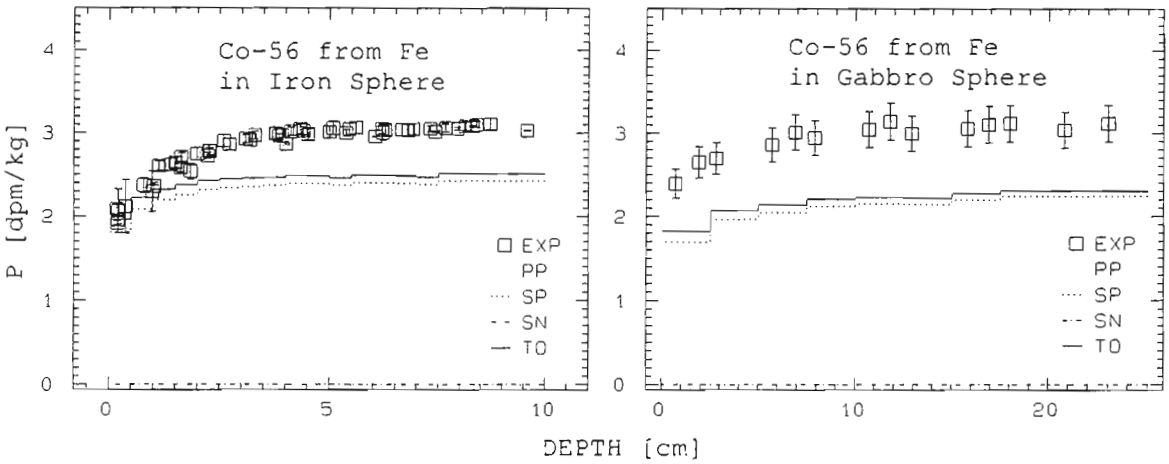


Abb. 6.37 : Experimentelle und theoretisch berechnete Tiefenprofile für die Produktion von ^{56}Co aus Fe in den beiden Simulationsexperimenten

Die experimentellen Daten werden in nahezu allen Tiefenbereichen (einzige Ausnahme ist der Oberflächenbereich der Eisenkugel) durch die Modellrechnungen unterschätzt, wobei die Größe dieses Effektes vom Targetmaterial abhängt. So liegen die von Lüpke ermittelten Produktionsraten [Lue93] zwischen 30% und 40% über dem theoretischen Befund, eine Abhängigkeit von der Tiefe läßt sich nicht beobachten. Etwas anders gestalten sich die Verhältnisse für die Eisenkugel. Während die Abweichungen im Randbereich nur etwa 3% bis 4% betragen, erhöhen sie sich nahe dem Zentrum auf mehr als 20%. Das scheint darauf hinzudeuten, daß die Einflüsse sekundärer Teilchencluster in der Steinkugel größer sind als in der Eisenmatrix, eine Beobachtung die auf den ersten Blick verwirrend und so auch nicht ganz korrekt ist. Erinnert man sich an Abb. 6.28 in Kap. 6.5.1.1 und berücksichtigt bei der hier geführten Diskussion, daß innerhalb der Gabbromatrix wesentlich mehr primäre Proto-

nen Reaktionen initiieren und damit zur Sekundärteilchenproduktion beitragen, wird deutlich, daß die Unterschiede zwischen den experimentellen und den theoretischen Produktionsraten in den beiden Matrixmaterialien nur dann wirklich vergleichbar sind, wenn sie auf gleiche Anzahlen bisher an Reaktionen beteiligter Projektile normiert werden. Eine entsprechende graphische Darstellung findet sich in Abb. 6.38.

Dargestellt sind die Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretischen Produktionsraten, normiert auf die Anzahl bisher an Reaktionen beteiligter Projektile, über dem Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe unter der Oberfläche, ein matrixunabhängiges Maß für die Projektilabsorption. Erst in dieser Darstellungsart wird deutlich, daß pro reagierendes primäres Proton in der Eisenmatrix mehr sekundäre Teilchencluster produziert werden als in der Gabbro, eine Feststellung, wie sie auch vom physikalischen Standpunkt aus zu erwarten ist. Die derart normierten Abweichungen liegen im Falle der Eisenkugel bei im Mittel etwa 12% bis 13% über denen in der Steinmatrix, wobei die Verhältnisse nahezu unabhängig vom Abzissenwert sind. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Beobachtungen die bei der Diskussion des Matrixeffektes für die sekundären Protonen gemacht wurden. Daraus kann gefolgert werden, daß der Matrixeffekt für die Gesamtheit der Teilchencluster in etwa dem entspricht, der für die sekundären Protonen beobachtet wurde. Dieses gleiche Verhalten kann tatsächlich nur für die Summe aller Beiträge gelten, da unter anderem von Bertrand und Peelle [Ber73, Edg69] gezeigt wurde, daß die Massenzahlabhängigkeiten der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für die ^{4}He und ^{3}He Produktion andere sind, als für die Produktion der sekundären Protonen, Deuteronen und Tritonen.

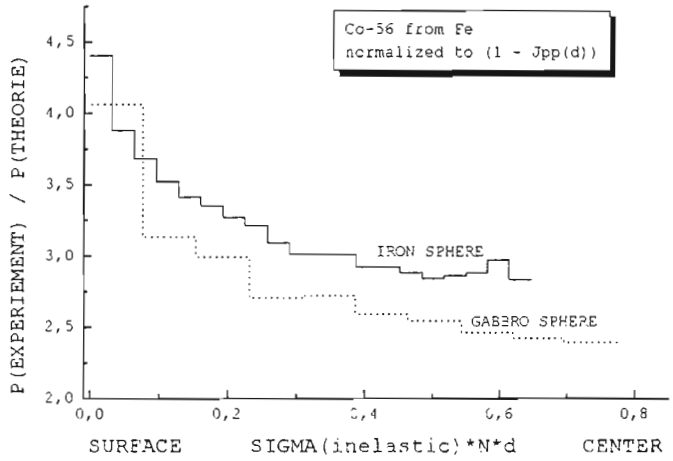


Abb. 6.38 : Normalisierte Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretischen Produktionsraten in den beiden Simulationsexperimenten

In der vorangegangenen Diskussion erhöhten die sekundären Teilchencluster als Projektile die Produktionsraten von ^{56}Co aus Eisen um maximal 40%. Das Haupttargetisotop blieb dabei jedoch auch für die clusterinduzierten Reaktionen ^{56}Fe mit seiner Isotopenhäufigkeit von 91,7%. Größere Effekte lassen sich jedoch beobachten, wenn die Haupttargetisotope für die protonen- und clusterinduzierten Reaktionen nicht mehr dieselben sind. Ein Beispiel dafür ist die Produktion von ^{57}Co aus Eisen (siehe Abb. 6.39).

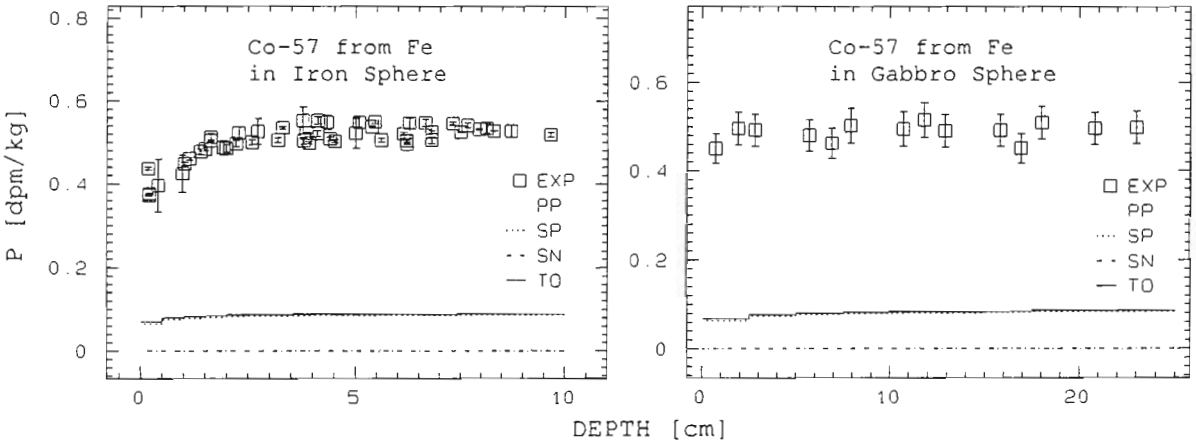


Abb. 6.39 : Experimentelle und theoretisch berechnete Tiefenprofile für die Produktion von ^{57}Co aus Fe in den beiden Simulationsexperimente

Bei dieser Reaktion liegen die experimentell ermittelten Produktionsraten im Falle der Eisenkugel im Mittel um einen Faktor 5,8 und in der Gabbro (Daten aus [Lue93]) um einen Faktor 6,0 über den jeweiligen Ergebnissen der Modellrechnungen. Die Verhältnisse sind dabei unabhängig von der Tiefe. Die in diesem Fall deutlich größeren Abweichungen als bei dem Produktnuklid ^{56}Co lassen sich auf die spezielle Isotopenzusammensetzung des Targetelementes Eisen zurückführen. War ^{56}Fe für die Produktion von ^{56}Co noch Haupttargetisotop sowohl für die protonen- als auch für die clusterinduzierten Reaktionen, ändert sich dies im vorliegenden Fall. Während die sekundären Protonen nur über ^{57}Fe oder ^{58}Fe zur Produktion von ^{57}Co beitragen können und diese beiden Isototope mit 2,2% bzw. 0,3% nur einen kleinen Anteil an der Gesamtzusammensetzung ausmachen, führen durch Cluster induzierte Reaktionen auch über ^{56}Fe zur Bildung von ^{57}Co. So ist zum Beispiel die Reaktion ^{56}Fe(d,n)^{57}Co denkbar und auch wahrscheinlich. Die um mehr als einen Faktor 30 größere Isotopenhäufigkeit von ^{56}Fe gegenüber ^{57}Fe und ^{58}Fe führt dazu, daß die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment deutlich größer werden müssen, wie auch aus Abb. 6.39 deutlich wird.

Durch diese zwei Beispiele soll jedoch nicht der Eindruck erweckt werden, daß den sekundären Teilchenclustern eine nicht zu vernachlässigende oder gar dominierende Rolle bei der Restkernproduktion in dicken Targets zukommt. Dem ist bei der überwiegenden Zahl der Target-Produkt-Kombinationen nämlich nicht so. Vielmehr sind sie als hochenergetische Ejektile während der intranuklearen Kaskade nahezu ohne Bedeutung, da die Wahrscheinlichkeiten für ihre Bildung und vor allem für ihre Emission aus dem Kernverband ohne vorher dabei in Einzelnukleonen zerlegt zu werden - die während der INC üblichen Energieüberträge sind sämtlich groß gegenüber den mittleren Clusterbindungsenergien - klein sind. Ihre Emissionen sind also einzig während der Evaporationsphase der Reaktionen wahrscheinlich. Dabei wurde von Bertrand und Peelle [Ber73] gezeigt, daß in diesem Bereich etwa 10% aller Ejektile leichte Cluster (^{2}H, ^{3}H, ^{3}He und ^{4}He) sind, wobei die Deuteronen den Hauptbeitrag ausmachen (siehe dazu auch [Edg69]). Da jedoch der überwiegende Teil aller sekundären Teilchen aus der INC-Phase der Reaktion stammt [Fil84], reduzieren sich die Effekte noch einmal deutlich, so daß die Flußdichten der Teilchencluster wesentlich kleiner sind als die der sekundären Protonen und Neutronen, ein Ergebnis, daß auch mit den Abschätzungen von Filges und seinen Mitarbeitern [Fil84] übereinstimmt.

6.5.2 Größeneffekte in realen Meteoroiden

Bei den vorangegangenen Diskussionen der differentiellen Flußdichten in realen Meteoroiden wurden für jeweils fest vorgegebene Radien die Abhängigkeiten von der Tiefe unter der Oberfläche untersucht. An dieser Stelle werden nun die Abhängigkeiten der Spektren von den Radien der Körper diskutiert, wobei wieder nach Stein- und Eisenmeteoroiden zu unterscheiden ist. Das ist vor allem deshalb notwendig, da in dem nachfolgenden Kap. 6.5.3 der Matrixeffekt in realen Meteoroiden diskutiert wird. Iin Bezug darauf ist zunächst die Frage zu klären, welche Kugelgrößen sich vernünftigerweise miteinander vergleichen lassen. Die Untersuchungen können dabei in weiten Bereichen jedoch nur qualitativ durchgeführt werden, da die beobachteten Effekte durch Überlagerungen vieler einzelner Prozesse zustandekommen, so daß quantitative Aussagen oft unmöglich sind.

6.5.2.1 Größeneffekte in realen Eisenmeteoroiden

In Abb. 6.40 sind die differentiellen Flußdichten primärer Protonen an der Oberfläche (links) und im Zentrum (rechts) für drei unterschiedlich große Eisenmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) dargestellt. Als Modulationsparameter wurde in allen Fällen $M = 650$ MeV gewählt (dieser Wert wird in Kap. 11 begründet). Sämtliche Werte sind auf $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1} normiert.

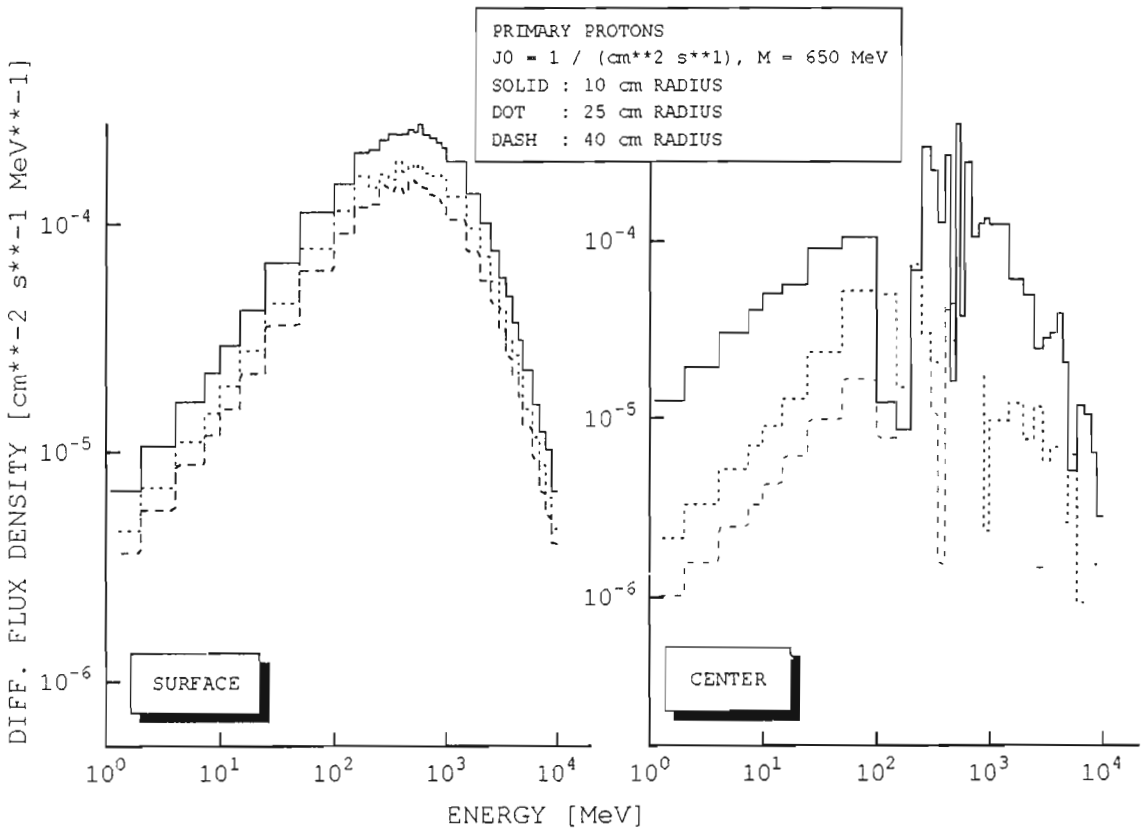


Abb. 6.40 : Spektren primärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Eisenmeteoroide

Wie bereits in Kap. 6.3 erläutert wurde, sind die prinzipiellen Strukturen der differentiellen Flußdichten innerhalb der Probenkörper denen des primären 650 MeV-GCR-Spektrums ähnlich. Trotz der teilweise erheblichen statistischen Schwankungen der HERMES-Resultate wird deutlich, daß die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten der primären Protonen sowohl an der Oberfläche als auch im Zentrum des Meteoroiden von seinem Radius abhängen, wobei sie mit zunehmender Größe geringer werden. Dabei sind die Unterschiede im Kugelzentrum deutlich größer als an der Oberfläche. So liegen die Werte eines 5 cm-Meteo-

roiden im Zentrum etwa um einen Faktor 63, an der Oberfläche dagegen nur noch um etwa einen Faktor 2 über denen einer 40 cm-Eisenmatrix. Die Radiusabhängigkeiten der Spektrenabsolutwerte resultieren zum einen aus den Teilchenverlusten infolge der Absorption und zum anderen aus der vollständigen Bremsung der niederenergetischen Komponente. Da die absoluten Verluste durch diese beiden Effekte mit der Tiefe unter der Oberfläche zunehmen, sind die Unterschiede in den jeweiligen Zentren am ausgeprägtesten. Hinzu kommt, daß bei großen Meteoroiden die Werte an der Oberfläche nur noch sehr wenig durch solche Teilchen beeinflußt werden, die von der Rückseite kommend bereits große Strecken in der Matrix zurückgelegt haben (siehe dazu auch die Diskussion des Matrixeffektes der primären Protonen in den beiden Simulationsexperimenten in Kap. 6.5.1.1). So fallen zum Beispiel die Flußdichten der primären Teilchen bei einer 40 cm-Eisenkugel vom Rand zum Zentrum um nahezu einen Faktor 40 ab. Dementsprechend wird das Spektrum am Meteoroidenrand vorwiegend durch die oberflächennahen Effekte bestimmt, die ihrerseits radiusunabhängig sind.

Zur weiteren Verdeutlichung der Größen- und Tiefenabhängigkeiten der Primärflußdichten ($M = 650$ MeV, $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1}) wurden sie für Radien von 5 cm bis 85 cm über dem Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe unter der Oberfläche (Reaktionstiefe) aufgetragen (siehe Abb. 6.41). Dargestellt sind die Flußdichten aller primärer Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV.
Schon durch die logarithmische Unterteilung der Ordinate wird deutlich, daß sowohl der Meteoroidenradius als auch die Tiefe unter der Oberfläche die Flußdichten erheblich beeinflussen. Die jeweiligen Tiefenabhängigkeiten lassen sich dabei, wie bereits erwähnt, durch Superpositionen von Hyperbel-Cosinus-Funktionen beschreiben, wobei dem Anstieg der Daten im Zentrum für Radien oberhalb von 40 cm keine physikalische Bedeutung zukommt, er ist vielmehr auf die teilweise erheblichen statistischen Schwankungen der HERMES-Resultate in diesem Bereich zurückzuführen.

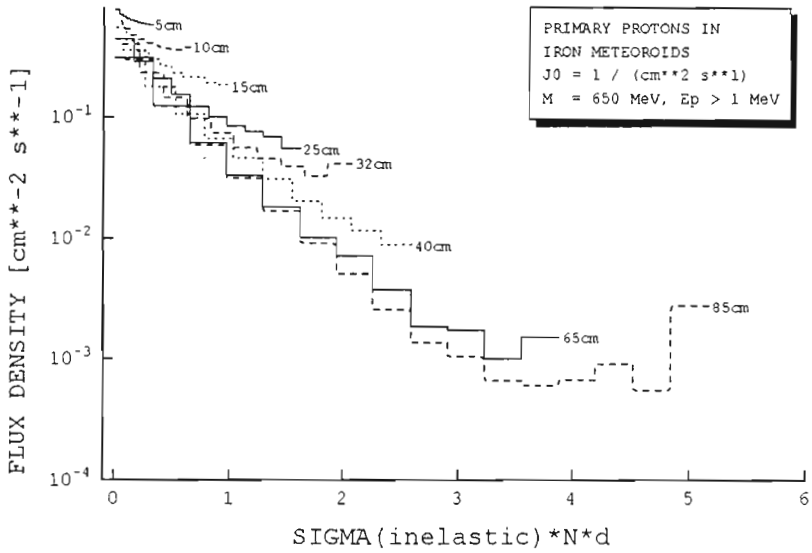


Abb. 6.41 : Flußdichten primärer Protonen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe für unterschiedliche Meteoroidenradien

Die Primärflußdichten nehmen für alle Reaktionstiefen monoton mit anwachsendem Radius ab, wobei die Unterschiede im Zentrum deutlich größer sind als an der Oberfläche. Das liegt an den Teilchenverlusten infolge der Absorption und der vollständigen Bremsung speziell der niederenergetischeren Komponente des Primärspektrums. Da die absoluten Verluste mit der bereits durchlaufenen Matrixdicke zunehmen, müssen in gleichem Maße die Flußdichten in den jeweiligen Zentren mit steigenden Radien abnehmen. Wird nun zusätzlich berücksichtigt, daß die Oberflächenwerte nicht nur durch die Wechselwirkungen der Projektile mit den Targetkernen des jeweiligen Kugelrandes, sondern auch durch jene Teilchen beeinflußt werden, die, von der Rückseite her kommend, bereits mehr oder weniger große Bereiche des Meteoroiden durchlaufen haben, wird auch die Radiusabhängigkeit dieser Daten verständlich. Der Einfluß dieser Projektile wird jedoch bei zunehmendem Kugeldurchmesser immer kleiner, da immer mehr von ihnen absorbiert werden bevor sie die Oberfläche erreichen, sie die entsprechenden Spektren also immer weniger beeinflussen und deren Absolutwerte damit immer mehr durch die wirklichen Wechselwirkungen im Randbereich bestimmt werden. Die Dominanz dieser Randeffekte gibt es jedoch nicht nur bei großen Meteoroiden. Da nahezu 70% aller primären Protonen bei dem Durchgang durch eine Eisenmatrix mit einer Dicke von

10 cm absorbiert werden, bestimmen sie vielmehr auch bei kleineren Kugel die Spektren an der Oberfläche fast ausschließlich. Daher ist die Änderung der Flußdichten bei einer Radiusvergrößerung im Zentrum sehr viel größer als an der Oberfläche. So beträgt zum Beispiel das Verhältnis der Projektilanzahlen eines 5 cm-Meteoroiden zu einer 40 cm-Kugel im Zentrum mehr als einen Faktor 60, an der Oberfläche dagegen nur etwa einen Faktor 2. Um diesen Sachverhalt graphisch zu verdeutlichen, wurde in Abb. 6.42 der inverse Cosinus-Hyperbolicus der Primärflußdichte an der Oberfläche (links) und im Zentrum (rechts) über den jeweiligen Radius des Probenkörpers aufgetragen, wobei die Daten geeignet zu normieren waren, damit sie im Definitionsbereich der arcosh-Funktion lagen.

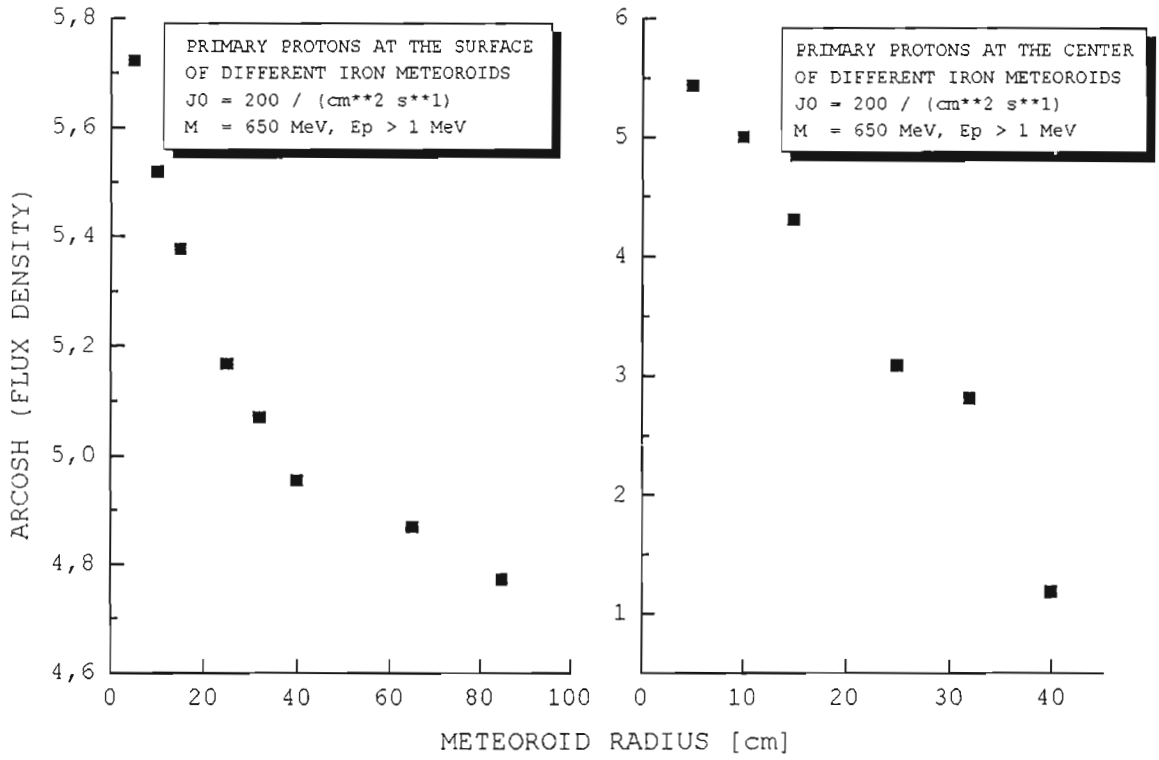


Abb. 6.42 : Flußdichten primärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlicher Eisenmeteoroide

Dabei ist jedoch zu beachten, daß der Radius kein wirklich gutes Maß für die Teilchenverluste darstellt. Vielmehr müßte als Abzisseneinteilung eine Größe gewählt werden, die sich zusammensetzt aus der Reaktionstiefe und einem Anteil, der die Verluste infolge der Bremsung beschreibt. Da letzterer jedoch nicht zugänglich ist und beide Größen zudem nur vom Matrixmaterial abhängen, also auf gleichen Wegstücken stets gleiche Werte annehmen,

würde die Abzisse lediglich linear gestaucht oder gespreizt werden. An den prinzipiellen Zusammenhängen würde sich dagegen nichts ändern, so daß die Auftragung über den Radius möglich ist.

Da sich die Oberflächenwerte aus Überlagerungen von cosh-Funktionen ergeben, kann auch bei einer Auftragungsart, wie sie hier gewählt wurde, keine einfache lineare Abhängigkeit mit der Meteoroidengröße erwartet werden. Wegen der bereits erwähnten Dominanz der Wechselwirkungen im Randbereich müssen die Werte vielmehr von kleinen zu großen Radien deutlich langsamer als linear abfallen, um dann bei wirklich großen Körpern nahezu unabhängig vom Radius zu werden.

In den Meteoroidenmittelpunkt gelangen nur solche primären Protonen, die radial auf seine Oberfläche treffen. Ihre Flußdichten lassen sich dann exakt durch einfache Hyperbel-Cosinus-Funktionen beschreiben, so daß der Zusammenhang zwischen den Flußdichten des Zentrums und dem Radius als willkürliches Maß für die Teilchenverluste bei entsprechender Skalierung linear sein muß. Dies wird in der rechten Seite der Abb. 6.42 deutlich, wobei anzumerken ist, daß die entsprechenden Daten in den Meteoroiden mit Radien oberhalb von 40 cm entweder erhebliche statistische Schwankungen aufwiesen, oder aber mit Null verträglich waren, so daß sie nicht zu diesem Teil der Diskussion herangezogen werden konnten.

Aus Abb. 6.40 lassen sich neben den Radiusabhängigkeiten der Absolutwerte der differentiellen Flußdichten auch größenabhängige Effekte bezüglich der Spektrenformen beobachten. Im Bereich der jeweiligen Kugeloberflächen sind die Energieabhängigkeiten nahezu unabhängig von den Meteoroidenradien, da die Spektren an der Oberfläche vorwiegend durch die oberflächennahen Wechselwirkungen determiniert werden. Dementsprechend spielt die Bremsung hier nur eine sehr untergeordnete Rolle, die Spektrenformen bleiben durch sie unbeeinflußt und somit unabhängig vom Radius. Ganz anders verhält es sich dagegen für die tieferliegenden Regionen. Hier ist zu erwarten, daß die differentiellen Flußdichten der niederenergetischen primären Protonen (Energien kleiner einige 100 MeV) infolge des für sie großen Bremsvermögens umso schneller zu niedrigen Energien hin abfallen, je größer die

bisher durchlaufene Massenbelegung ist. Dieser Sachverhalt wurde für die sekundären Protonen der beiden Simulationsexperimente bereits ausführlich qualitativ diskutiert und läßt sich an dieser Stelle unter Einbeziehung weiterer Daten wie folgt quantifizieren:
Für verschiedene Meteoroidenradien wurden die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten bei 100 MeV durch jene bei 1 MeV dividiert. Die Verhältnisse sind ein geeignetes Maß für die Steigung der Spektren in diesem Energiebereich. Um nun eine definierte Abhängigkeit von der bereits durchlaufenen Massenbelegung zu bekommen, wurden für alle Rechnungen die Werte des Zentrums herangezogen, wobei lediglich Radien bis 25 cm berücksichtigt werden konnten, da die Schwankungen der Monte-Carlo-Ergebnisse eine Analyse bei größeren Meteoroiden unmöglich machte. Die Darstellung dieser Verhältnisse über der bereits durchlaufenen Massenbelegung zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen (siehe Abb. 6.43). Die zusätzlich eingezeichnete Gerade ist dabei lediglich als Orientierungshilfe anzusehen. Die Linearität der Abhängigkeit resultiert aus einer komplexen Verkippung der Primärspektren. Niederenergetische Protonen werden gestoppt und somit aus dem Spektrum entfernt während hochenergetische in niederenergetische Bereiche gebremst werden.

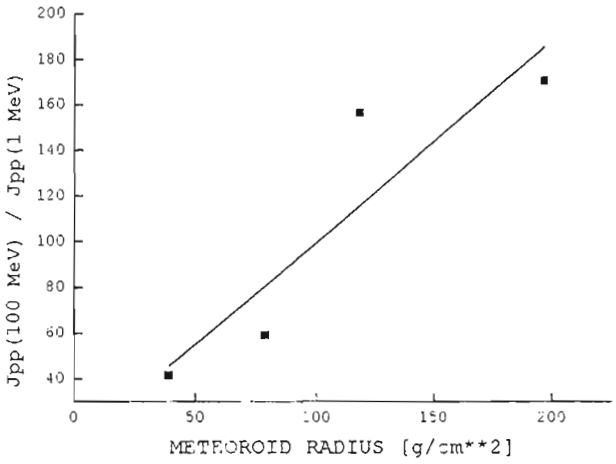


Abb. 6.43 : Abhängigkeiten der Spektrensteigung zwischen 1 MeV und 100 MeV vom Radius des Eisenmeteoroiden

Lediglich der Energiebereich unterhalb einiger 100 MeV wird durch die Bremsung modifiziert und somit tiefen- und radiusabhängig. Bei größeren Projektilenergien spielt das Bremsvermögen dagegen nur eine sehr untergeordnete Rolle. Da in diesem Bereich auch der makroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt für alle Energien nahezu gleiche Werte annimmt, werden die Spektrenformen sowohl unabhängig von der Tiefe als auch von dem Meteoroidenradius.

Zusammenfassend gilt, daß die Flußdichten der primären Protonen in allen Fällen sowohl vom Rand zum Zentrum als auch mit zunehmendem Meteoroidenradius monoton abnehmen. Die Unterschiede bezüglich der Größe sind an der Oberfläche sehr viel geringer als im Zentrum. Bei all diesen Abhängigkeiten verändern sich jedoch die Spektrenformen für Energien oberhalb von einigen 100 MeV praktisch nicht, einzig der niederenergetische Bereich wird durch die Bremsung und Absorption der geladenen Teilchen tiefen- und radiusabhängig modifiziert.

In Abb. 6.44 sind die differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen im Zentrum (rechts) und an der Oberfläche (links) für drei unterschiedlich große Eisenmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) vergleichend dargestellt. Als Modulationsparameter des eingestrahlten Primärspektrums wurde in allen Fällen M = 650 MeV gewählt. Sämtliche Daten sind auf J_0 = 1 cm^{-2} s^{-1} normiert.
In allen Fällen zeigen die differentiellen Flußdichten einen prinzipiell ähnlichen Verlauf. Von der Maximalenergie her kommend steigen sie zunächst bis etwa 100 MeV monoton an, bilden im Bereich von etwa 10 MeV bis 100 MeV ein Plateau und fallen zu niedrigen Energien hin ab. Diese Strukturen entsprechen denen, die bereits in Kap. 6.3 ausführlich diskutiert wurden. Wie schon bei den primären Teilchen führt auch hier die Energieunabhängigkeit des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes und das vernachlässigbare Bremsvermögen bei Energien oberhalb einiger 100 MeV dazu, daß die Spektrenformen sowohl unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche als auch vom Radius des Meteoroiden sind. Erst bei deutlich niedrigeren Teilchenenergien übernimmt die Bremsung eine dominierende Rolle, so daß sich die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten in diesem Bereich mit der bereits durchlaufenen Massenbelegung, also mit der Tiefe und dem Radius, ändern. Die Werte sollten auch in diesem Fall umso schneller zu niedrigeren Energien hin abfallen, je größer die bisher durchlaufene Massenbelegung ist.

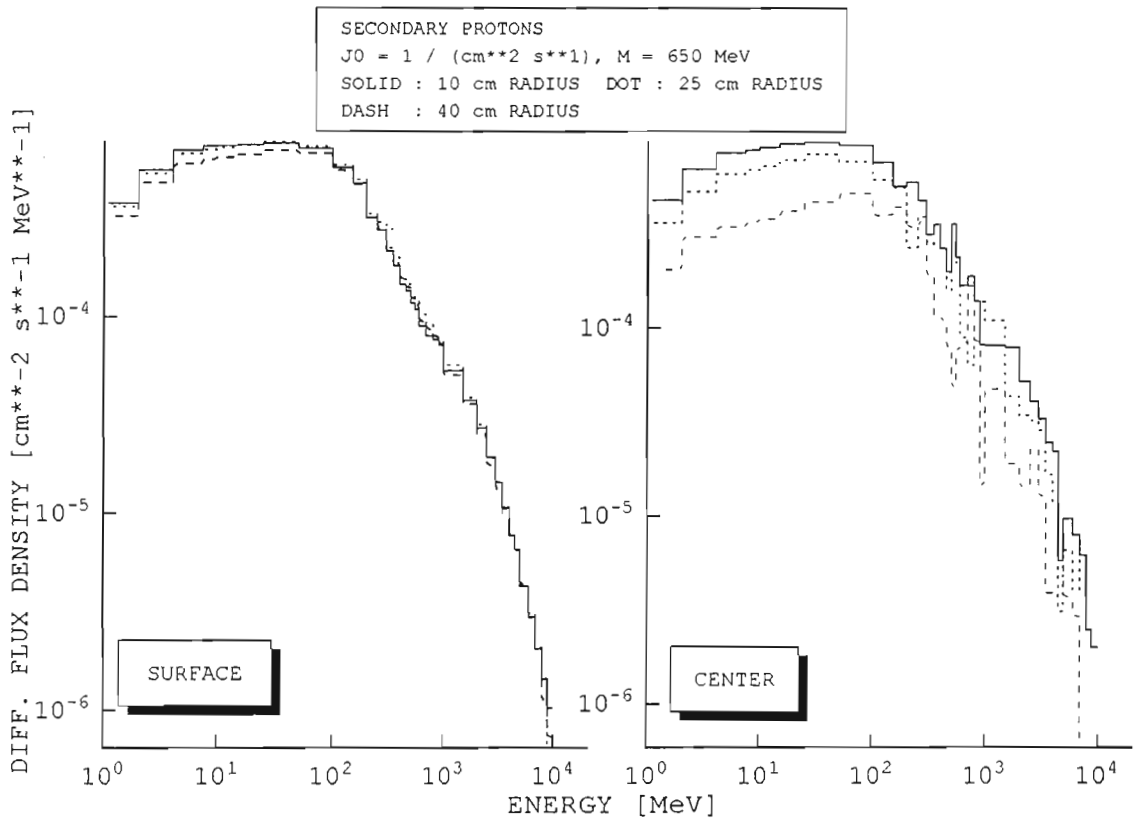


Abb. 6.44 : Spektren sekundärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Eisenmeteoroide

Um dies zu verdeutlichen, wurden wieder die Absolutwerte der Spektren bei 100 MeV durch jene bei 1 MeV dividiert und das Verhältnis über dem Radius in Einheiten der Massenbelegung aufgetragen (siehe Abb. 6.45). Da die sekundären Teilchen nahezu homogen in der Kugel produziert werden, ist ihre bisher durchlaufene Massenbelegung keine wohldefinierte Größe mehr, so daß nicht zwangsläufig die Zentrumsdaten die Grundlage der Rechnungen bilden müssen. Aus diesem Grund und weil sie deutlich geringere statistische Schwankungen aufwiesen, wurden die Verhältnisse aus den Spektren an den jeweiligen Kugeloberflächen ermittelt. Es wird deutlich, daß die Steigungen der differentiellen Flußdichten im Bereich von 1 MeV bis 100 MeV eine Funktion des Meteoroidenradius sind. Sie steigen bis zu Radien von etwa 300 g/cm^2 monoton mit der Größe an, um schließlich bei größeren Durchmessern in ein Plateau überzugehen. Das Verhalten unterscheidet sich also von dem linearen Zusammenhang bei den primären Protonen (siehe Abb. 6.43). Das liegt daran, daß zum einen die Effekte der Bremsung der sekundären Teilchen durch ihre Produktionen überlagert

werden, und zum anderen, daß es sich hier um die Steigungen der Oberflächenspektren handelt. Im niederenergetischen Bereich führt die Stopping-Power zu Teilchenverlusten infolge der vollständigen Bremsung. Diese Effekte sind bei den Sekundärteilchen ausgeprägter als bei den Projektilen, da sich die mittleren Energien der Spektren deutlich voneinander unterscheiden. So beträgt der Mittelwert an der Oberfläche eines 10 cm-Eisenmeteoroiden für die primären Teilchen etwa 2,2 GeV, für die sekundären Protonen dagegen nur noch etwa 1 GeV. Diese Unterschiede werden zusätzlich durch die Produktion der sekundären Teilchen überlagert, wobei auch deren Produktionsraten von der Größe abhängen, wie bei der nachfolgenden Diskussion der Multiplizitäten deutlich wird. Die Radiusunabhängigkeit der Spektrensteigung bei großen Meteoroiden ist wieder ein Beweis dafür, daß die Wechselwirkungen der Primärteilchen im Randbereich die differentiellen Flußdichten der sekundären Teilchen an der Oberfläche bestimmen. Nur so läßt sich erklären, daß die Spektrenformen nicht durch etwaige Bremsprozesse bestimmt und sie somit unabhängig vom Radius der Matrix werden.

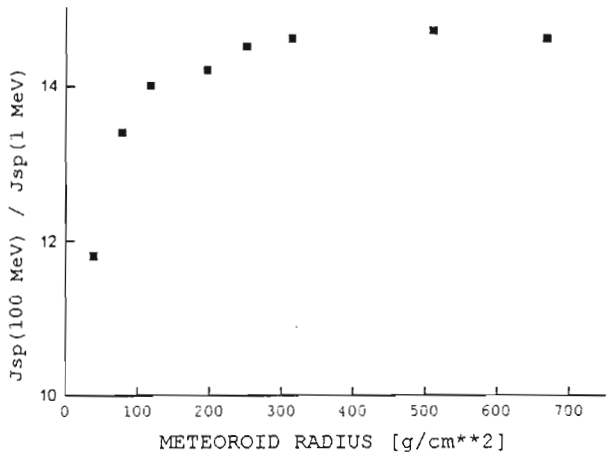


Abb. 6.45 : Abhängigkeiten der Spektrensteigung zwischen 1 MeV und 100 MeV vom Radius des Eisenmeteoriden

Die Abb. 6.44 zeigt auch, daß nicht nur die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten unterhalb von etwa 100 MeV, sondern auch die Absolutwerte der Spektren von den Radien der Meteoroide abhängen. Während sich diese Unterschiede im Zentrum für das gesamte Spektrum beobachten lassen, verschwinden sie im Bereich der Oberflächen für Energien oberhalb von etwa 100 MeV. Die unterschiedlichen Absolutwerte der Spektren führen zu Tiefen- und vor allem Radiusabhängigkeiten der Flußdichten. Eine entsprechende graphische Darstellung findet sich in Abb. 6.46. Aufgetragen über der Reaktionstiefe unter

der Oberfläche sind die Flußdichten aller sekundären Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV in Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 85 cm (primäres Protonenspektrum M = 650 MeV, J_0 = 1 cm^{-2} s^{-1}).

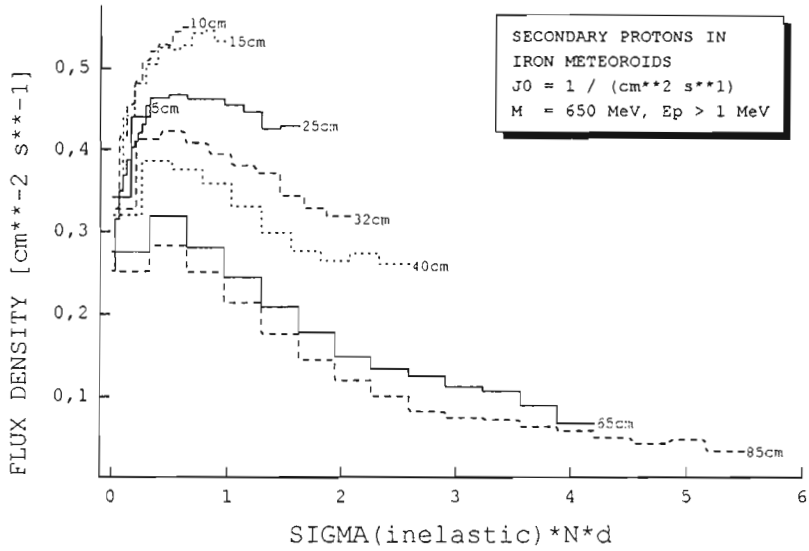


Abb. 6.46 : Flußdichten sekundärer Protonen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe unter der Oberfläche für Eisenmeteoroide unterschiedlicher Radien

Während die Werte bis zu Radien von etwa 10 cm monoton vom Rand zum Zentrum hin ansteigen, weisen sie bei 15 cm im Bereich des Mittelpunktes einen nahezu konstanten Verlauf auf. Bei größeren Durchmessern zeigt sich oberflächennah ein Übergangsmaximum mit anschließendem Abfall zum Zentrum hin, wobei die Lage dieses Extrema mit zunehmendem Radius näher an die Oberfläche rückt. Der Anstieg der Flußdichten mit zunehmender Reaktionstiefe bei kleinen Meteoroidenradien (Radius < 15 cm) wurde schon während der Diskussion der Simulationsexperimente erwähnt und ist auf die gleichzeitige Zunahme der bisher an Reaktionen beteiligten Projektile zurückzuführen. Die direkte Abhängigkeit dieser beiden Größen sorgte dafür, daß ihr Quotient tiefenunabhängig war. Merkliche Verluste infolge einer vollständigen Bremsung konnten nicht beobachtet werden, was darauf zurückzuführen war, daß lediglich Protonen mit Energien unterhalb etwa 300 MeV beim Durchlaufen einer 10 cm-Eisenmatrix total gestoppt, also aus dem Spektrum entfernt werden. Diese machten jedoch nur einen sehr kleinen Teil des gesamten Spektrums aus, so daß etwaige Verluste unbemerkt blieben.

Ganz anders verhält es sich dagegen für Eisenmeteoroide mit größeren Radien. Zum einen nehmen die Primärflußdichten vom Rand zum Zentrum hin deutlich ab. So liegen sie an der Oberfläche einer 40 cm-Kugel etwa um einen Faktor 40, bei einer 65 cm-Matrix sogar um einen Faktor 200 über denen des jeweiligen Zentrums. Damit verbunden sind geringe Projektilanzahlen im zentralen Bereich und daraus folgernd kleine absolute Reaktionsraten. Aus diesem Grund ist die Sekundärteilchenproduktion durch die primären Protonen zwangsläufig gering und muß für große Reaktionstiefen, wegen der geringen Steigung der cosh-Funktion bei großen Argumenten, sowohl unabhängig von der Tiefe als auch vom Meteoroidenradius werden. Zum anderen steigen die Teilchenverluste durch die vollständige Bremsung mit zunehmendem Radius an. Wurden lediglich Protonen mit Energien unterhalb von 300 MeV in einer 10 cm-Eisenmatrix total gestoppt, erhöht sich dieser Werte auf 1,2 GeV bei einer Wegstrecke von 80 cm. Mit diesen höheren Energien sind zwangsläufig höhere absolute Verluste verbunden. Die Überlagerungen dieser Effekte führen schließlich zu den beobachteten Tiefenabhängigkeiten in Abb. 6.46. Die Flußdichten steigen mit der Reaktionstiefe im Bereich der Oberflächen und durchlaufen ein Übergangsmaximum mit anschließendem langsamen Abfall zum Zentrum hin.

Diese beiden Effekte lassen sich zumindest halbwegs entkoppeln, wenn die Sekundärteilchenflußdichten auf gleiche Anzahlen bisher an Reaktionen beteiligter Projektile normiert, also die Multiplizitäten diskutiert werden. Eine entsprechende Darstellung findet sich in Abb. 6.47.

Wie nach der vorangegangenen Diskussion zu erwarten, sind nur für kleine Meteoroiden (Radien kleiner als etwa 15 cm) die Multiplizitäten tiefenunabhängig. In allen anderen Fällen nehmen sie monoton mit der Reaktionstiefe ab, was sowohl auf die Teilchenverluste als auch auf die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der Multiplizitäten zurückzuführen ist. So wird zum Beispiel ein primäres Proton mit einer Energie von 1,6 GeV bei seinem Weg von der Oberfläche zum Zentrum eines 85 cm-Meteoroiden auf nur noch 500 MeV abgebremst. Da in diesem Energiebereich die Anzahl der Ejektile pro Kernreaktion proportional zur Projektilenergie ist [Arm81], werden in diesem speziellen Fall durch ein Primärteilchen an der Oberfläche etwa 3,2 mal mehr sekundäre Teilchen produziert als im Zentrum. Die Multiplizitäten nehmen dementsprechend mit zunehmender Tiefe ab.

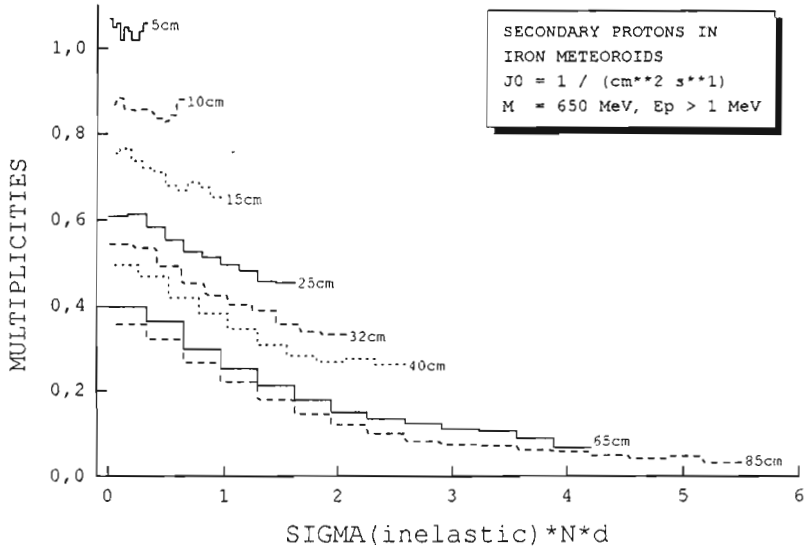


Abb. 6.47 : Multiplizitäten sekundärer Protonen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe unter der Oberfläche für unterschiedlich große Eisenmeteoroide

Desweiteren führen niederenergetischere Projektile zu niederenergetischeren Ejektilen, die ihrerseits effektiv gestoppt und somit aus dem Spektrum entfernt werden. Diese Abnahme der Multiplizitäten mit der Tiefe führt zwangsläufig auch zu Größenabhängigkeiten, wobei sie mit zunehmendem Durchmesser geringer werden. Dabei sollten die Effekte an der Oberfläche deutlich geringer ausgeprägt sein als im Zentrum. Zur graphischen Verdeutlichung dieses Zusammenhanges wurden die Multiplizitäten an der Oberfläche und im Mittelpunkt über den Radius des jeweiligen Meteoroiden aufgetragen (siehe Abb. 6.48).

Es wird deutlich, daß die Variationsbreite der Daten an der Oberfläche tatsächlich wesentlich geringer ist als im Zentrum. So liegt das Verhältnis der Multiplizitäten eines 5 cm- zu einem 85 cm-Meteoroiden im Randbereich bei etwa 3. Auf mehr als 30 erhöht sich dieser Wert für die jeweiligen Kugelmittelpunkte. Das hängt wieder damit zusammen, daß die Spektren an der Oberfläche und mit ihnen die Multiplizitäten vorwiegend durch die Wechselwirkungen der primären Teilchen in den jeweiligen Randbereichen determiniert werden und diese gerade bei großen Körpern nahezu unabhängig vom Radius sind.

Die Bremsung beeinflußt also sowohl die Bildung als auch den Transport der sekundären Teilchen, so daß die Abnahme der Multiplizitäten vom Rand zum Zentrum und daraus folgend auch mit zunehmenden Meteoroidenradien verständlich ist.

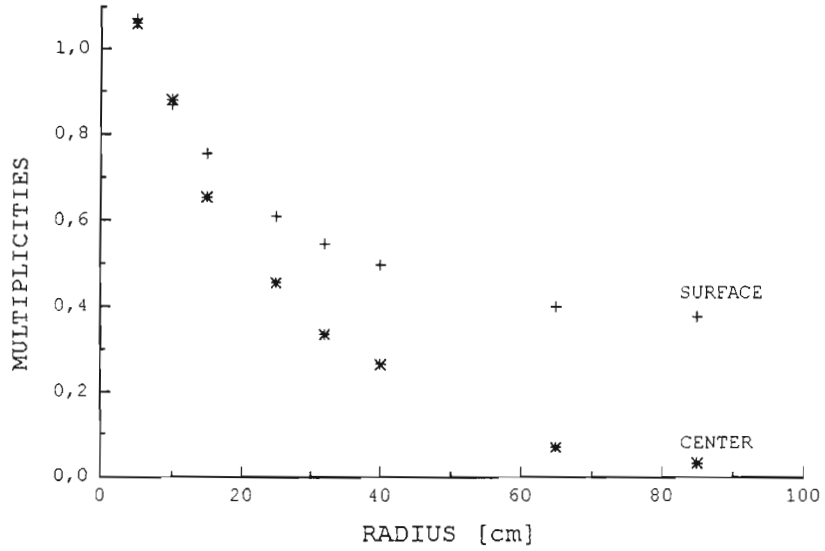


Abb. 6.48 : Multiplizitäten sekundärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum in Abhängigkeit vom Meteoroidenradius

In Abb. 6.49 sind die differentiellen Flußdichten sekundärer Neutronen im Zentrum (oben) und an der Oberfläche (unten) für drei unterschiedlich große Eisenmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) dargestellt. Als Modulationsparameter des eingestrahlten Primärspektrums wurde in allen Fällen $M = 650$ MeV gewählt. Alle Daten sind auf einen primären Fluß von 1 $cm^{-2}\ s^{-1}$ normiert.

Oberhalb von etwa 10 MeV sind die Formen der Spektren unabhängig vom Radius des Meteoroiden. Die mittleren Abweichungen betragen in den drei hier vorgestellten Fällen maximal 20%, wobei sich keine systematischen Effekte bezüglich der Größe feststellen lassen. Diese Aussage bleibt auch dann gültig, wenn größere Radien (bis zu 85 cm) als die hier diskutierten in die Untersuchungen einbezogen werden. Die Unabhängigkeit der Spektrenformen von der Meteoroidengröße für Energien oberhalb von etwa 10 MeV hat seine Ursache in der Energieunabhängigkeit des mittleren logarithmischen Energiedekrementes und der in diesem Bereich nahezu konstanten Werte des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes. Weder durch die Moderation noch durch die Absorption - damit

auch nicht durch das Produkt dieser beiden Größen, das Bremsvermögen - werden spezielle Neutronenenergien bevorzugt. Daher ändern sich bei höheren Teilchenenergien lediglich die Absolutwerte, nicht aber die Formen der Spektren mit der Tiefe unter der Oberfläche beziehungsweise dem Radius des Meteoroiden. Zusätzlich läßt sich beobachten, daß auch die Absolutwerte der Spektren in diesem Energiebereich nahezu unabhängig vom Radius sind.

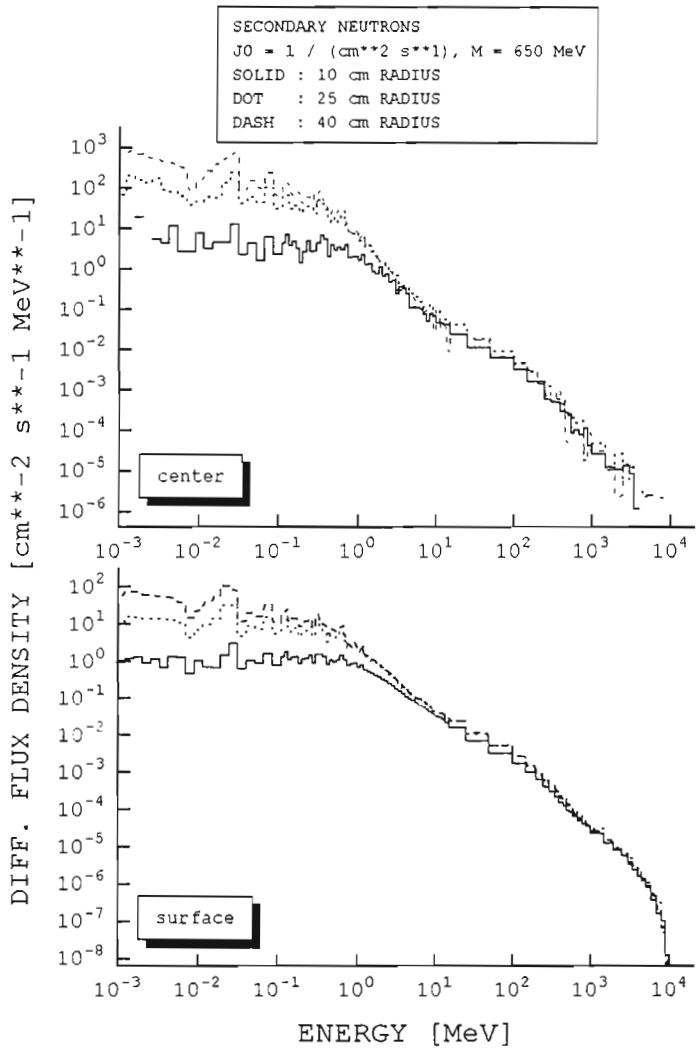


Abb. 6.49 : Spektren sekundärer Neutronen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Eisenmeteoroide

Das ist erstaunlich, da doch bei den Höhen der differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen eine deutliche Abhängigkeit zu beobachten war. Gegenüber der auf Coulombwechselwirkungen basierenden Bremsung läuft die Moderation der Neutronen deutlich langsamer ab. So verliert zum Beispiel ein 200 MeV Proton bei seinem Durchgang durch ein 10 cm Eisentarget etwa 9% seiner Energie, auf nur noch 0,2% verringert sich dieser Wert für ein sekundäres Neutron gleicher Primärenergie. Daher sind für diese Teilchen höhere geometrische Verluste zu erwarten, als für die sekundären Protonen. Das wird bestätigt durch einen Vergleich der Absolutwerte der Spektren der sekundären Protonen und Neutronen bei hohen Energien. So sind die differentiellen Flußdichten im Zentrum eines 10 cm-Meteoroiden im Energieintervall von 900 MeV bis 1000 MeV für die Protonen etwa doppelt so hoch wie für die Neutronen (siehe Abb. 6.44 und Abb. 6.49). Diese Beobachtung ist bei dem nahezu identischen Protonen- zu Neutronen-

verhältnis des Targetmateriales nicht durch die reinen Emissionsspektren zu erklären und kann dementsprechend nur auf die eben erwähnten Verluste zurückgeführt werden. Diese Effekte müssen also dazu führen, daß es zumindest für den Bereich des Zentrums ein radiusunabhängiges Gleichgewicht zwischen der Sekundärteilchenproduktion und -vernichtung gibt. Nur so ist die Unabhängigkeit der Spektrenabsolutwerte von der Meteoroidengröße verständlich.

Anders als die Werte oberhalb von etwa 10 MeV unterscheiden sich die Spektren bei niedrigeren Energien. In allen Fällen gleich ist, daß die differentiellen Flußdichten unterhalb von etwa 1 MeV in ein nahezu energieunabhängiges Plateau übergehen. Die dabei angenommenen Absolutwerte sind sowohl von der Größe des Probenkörpers als auch von der Tiefe unter der Oberfläche abhängig, wobei sie mit zunehmender Tiefe und anwachsendem Radius ansteigen. Den Zusammenhang zwischen den Werten des Plateaus und der Meteoroidengröße zeigt Abb. 6.50. Dabei wurden die Mittelwerte der differentiellen Flußdichten im Energieintervall von 10^{-3} MeV bis 1 MeV sowohl für die Oberfläche als auch für das Zentrum berechnet und über dem zugehörigen Radius aufgetragen. Es wird deutlich, daß die Daten des Zentrums in allen Fällen über denen der Oberfläche liegen. Ihre Verhältnisse zueinander betragen für den 5 cm-Meteoroiden etwa 4 und steigen bei dem 85 cm-Körper auf mehr als 8 an. Die Ursachen für diese Beobachtungen lassen sich unter anderem auf die bereits angesprochenen Energie- und somit Radiusabhängigkeiten der Multiplizitäten sowie die langsam ablaufende Moderation zurückführen. Letztere sorgt dafür, daß die Neutronen gerade im Bereich des Randes und bei

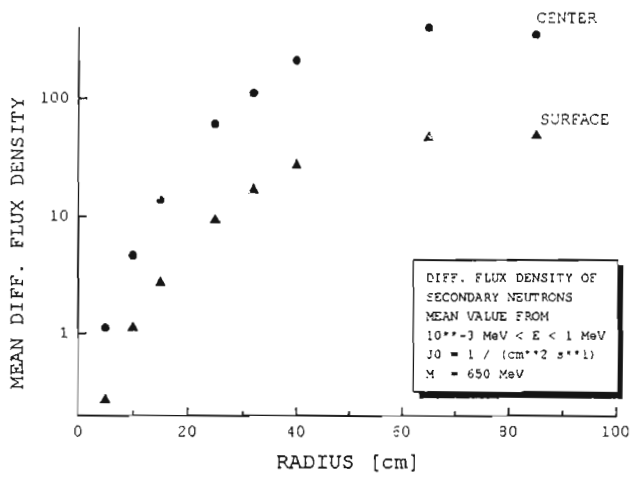


Abb. 6.50 : Mittlere differentielle Flußdichten sekundärer Neutronen im Bereich des Zentrums und der Oberfläche für unterschiedlich große Eisenmeteoroide

kleineren Meteoroiden mit erhöhter Wahrscheinlichkeit den Körper verlassen, bevor sie epithermische oder thermische Energien erreichen. Da die geometrischen Verluste vorwiegend an der Oberfläche auftreten, sind die Mittelwerte des Plateaus im Zentrum deutlich höher als an der Oberfläche. Eine Radiusvergrößerung reduziert die Verluste, es werden mehr Neutronen innerhalb der Matrix auf niedrige Energien moderiert. Daher müssen die Mittelwerte des Plateaus mit zunehmendem Durchmesser ansteigen, und zwar im Zentrum stärker als an der Oberfläche, da sich die Effekte der Moderation vorwiegend in tieferliegenden Regionen auswirken. Jetzt ist nur noch die Frage zu klären, wie es sowohl für die Oberfläche als auch für das Zentrum zu den nahezu radiusunabhängigen Mittelwerten bei großen Meteoroiden kommen kann. Für den Randbereich läßt sich diese Beobachtung wieder dadurch erklären, daß die entsprechenden Sekundärteilchenspektren vorwiegend durch die Wechselwirkungen der Primärteilchen in den oberflächennahen Regionen determiniert und somit zwangsläufig unabhängig vom Radius werden. In den tieferliegenden Bereichen überlagern sich die größenabhängigen Moderationseffekte sowohl mit den gerade bei großen Körpern auftretenden Teilchenverlusten infolge von Einfangreaktionen, als auch mit der bereits erwähnten Energie- und somit Radiusabhängigkeit der Multiplizitäten. Während die niedrigeren Projektilenergien nicht nur zu geringen totalen Ejektilanzahlen pro Kernreaktion führen, sondern sie auch deren gesamtes Spektrum zu niedrigeren Energien hin verschieben, resultieren aus etwaigen Einfangreaktionen, wegen ihrer großen Wirkungsquerschnitte gerade im thermischen Bereich, Verluste der vormals moderierten Neutronen. Das Zusammenspiel dieser unterschiedlichen Mechanismen sorgt dafür, daß die Mittelwerte des Plateaus bei großen Meteoroiden unabhängig von deren Radius werden, wie auch in Abb. 6.50 deutlich wird.

Trotz der nahezu identischen Absolutwerte der sekundären Neutronenspektren im Mittel- bis zum Hochenergiebereich in den unterschiedlich großen Probenkörpern - hierin ist die überwiegende Zahl der Teilchen enthalten - weisen die über die Energie integrierten Daten eine deutliche Abhängigkeit sowohl von der Tiefe unter der Oberfläche als auch vor allem vom Radius des Meteoroiden auf, was auf die erheblichen Spektrenunterschiede bei niedrigen Energien zurückzuführen ist. Eine graphische Darstellung dieses Sachverhaltes findet sich in Abb. 6.51.

Aufgetragen über der jeweiligen Reaktionstiefe unter der Oberfläche sind die Flußdichten aller sekundären Neutronen, die sich in Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 85 cm bei Bestrahlung mit einem $M = 650$ MeV Primärspektrum ($J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1}) ergeben.

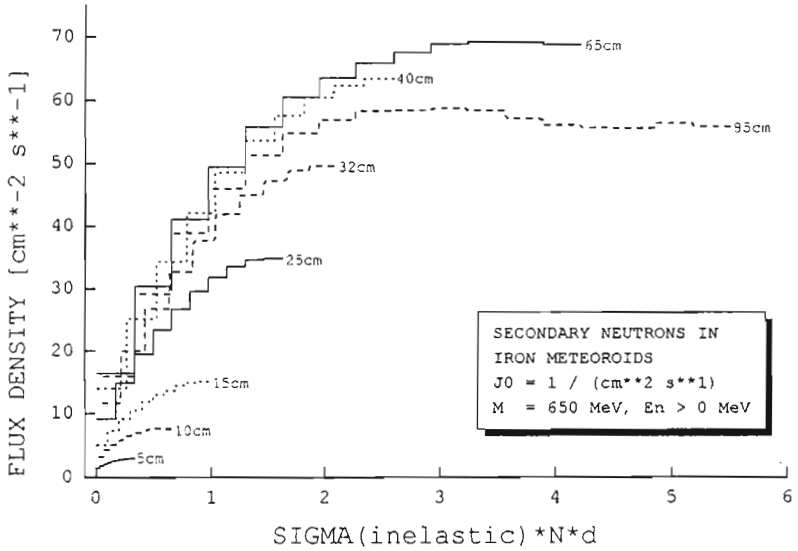


Abb. 6.51 : Flußdichten sekundärer Neutronen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe unter der Oberfläche für unterschiedlich große Eisenmeteoroide

Es wird deutlich, daß die Flußdichten für alle hier in die Diskussion einbezogenen Größen von der Oberfläche zum Zentrum hin zunehmen, wobei der Anstieg für Radien bis etwa 40 cm monoton ist. Bei größeren Meteoroiden bildet sich im zentralen Bereich zunächst ein langgestrecktes Plateau aus, daß bei weiterer Radiusvergrößerung in ein lokales Maximum übergeht. Die Flußdichten fallen nach seinem Durchlaufen zum Zentrum hin ab. Es entsteht damit ein Übergangsmaximum bei etwa dem halben Abstand Oberfläche-Kugelmittelpunkt. Desweiteren wachsen die Werte, zumindest bis zu Radien von einschließlich 65 cm, für alle Tiefen monoton mit dem Durchmesser des Meteoroiden an. Lediglich die Daten der 85 cm-Matrix fallen aus dieser Systematik heraus. Sie sind über den gesamten Bereich der Reaktionstiefe geringer als die in der 65 cm-, sogar als die in der 40 cm-Kugel. Die Werte zeigen damit deutlich andere Abhängigkeiten von den Reaktionstiefen und den Radien als bei den sekundären Protonen. Während sie im vorliegenden Fall mit der Tiefe und dem Durchmesser ansteigen, fielen sie bei den Protonen mit Zunahme dieser beiden Größen ab.

Diese Unterschiede für die beiden Sekundärteilchenarten lassen sich wieder durch die verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen der Teilchen mit dem Matrixmaterial erklären. Die physikalischen Effekte sind im Hochenergiebereich wegen der vernachlässigbaren Bremsung beziehungsweise Moderation und der Gleichheit der makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitte für beide Teilchen vergleichbar, müssen also zu ähnlichen Tiefen- und Radiusabhängigkeiten der Teilchenflußdichten in den entsprechenden Energieintervallen führen. Die hier diskutierten Abweichungen lassen sich nicht allein auf die beobachteten verschieden großen geometrischen Verluste bei hohen Energien zurückführen. Daher müssen für die beobachteten Unterschiede vor allem die niederenergetischen Komponenten der differentiellen Flußdichten verantwortlich sein. Zur entsprechenden Erklärung lassen sich wieder, wie schon bei der Spektrendiskussion, die mit zunehmender Tiefe und dementsprechend auch mit anwachsendem Radius geringer werdenden Verluste bei niedrigen Energien heranziehen. Daher, und weil es keinen vollständigen Energieverlust der Neutronen gibt, sie durch die Moderation also nicht wie die Protonen aus dem Spektrum entfernt werden können, müssen die Flußdichten sowohl vom Rand zum Zentrum als auch mit zunehmendem Kugeldurchmesser ansteigen. Wird der Radius des Meteoroiden jedoch sehr groß, machen sich neue Verlustmechanismen bemerkbar, die dazu führen, daß die Flußdichten in der 85 cm-Matrix in allen Tiefenbereichen unter denen in der 65 cm-Kugel liegen. Denkbar sind dabei Einfangreaktionen an den Targetkernen. So nehmen die Wirkungsquerschnitte der (n,γ)-Reaktion am ^{56}Fe für thermische Neutronen Werte bis zu 2,6 barn an, so daß die vormals effektiv moderierten Neutronen mit großer Wahrscheinlichkeit Kernreaktionen initiieren, sie aus dem Spektrum entfernt und die Flußdichten verringert werden.

Aus der vorangegangenen Diskussion der Tiefen- und vor allem der Radiusabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten wird deutlich, daß sich die drei Teilchenarten sehr unterschiedlich verhalten. Während die Flußdichten der primären Protonen sowohl von der Oberfläche zum Zentrum, als auch mit zunehmendem Radius abnehmen, steigen sie für die Neutronen zumindest bis zu Durchmessern von 130 cm mit diesen beiden Größen an. Das Verhalten der sekundären Protonen ist sehr stark vom jeweils diskutierten Radius abhängig. Die Flußdichten steigen bei kleineren Objekten mit der Größe und der Tiefe an, fallen bei

größeren Körpern jedoch mit Zunahme dieser Parameter ab. Es ist jedoch prinzipiell zu erwarten, daß die sekundären Neutronen die Restkernproduktion in Eisenmeteoroiden gerade in tieferliegenden Bereichen und bei größeren Objekten oft dominieren werden.

6.5.2.2 Größeneffekte in realen Steinmeteoroiden

Wurden im vorangegangenen Kapitel die Tiefen- und vor allem die Radiusabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten in Eisenmeteoroiden diskutiert, beschäftigt sich dieser Abschnitt ausschließlich mit den entsprechenden Zusammenhängen für die extraterrestrischen Körper aus Stein. Dabei werden sich im Verlauf dieser Untersuchungen immer wieder Analogien zu den Eisenmeteoroiden aus Kap. 6.5.2.1 ergeben, so daß an vielen Stellen auf vorangegangenes verwiesen werden kann.

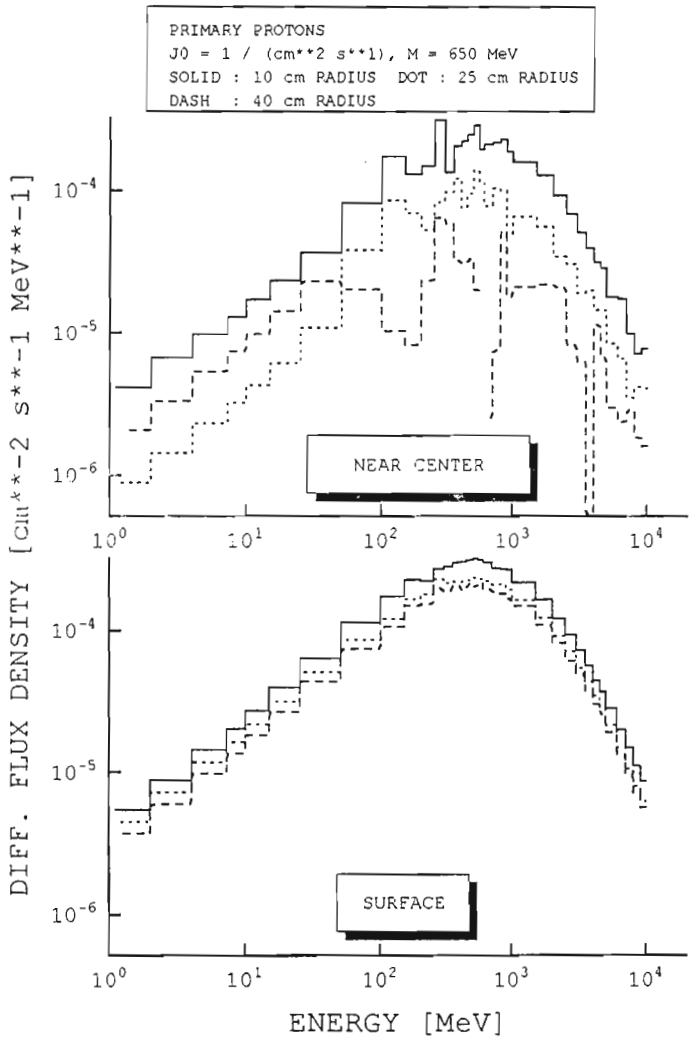


Abb. 6.52 : Spektren primärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Steinmeteoroide

In Abb. 6.52 sind die differentiellen Flußdichten primärer Protonen nahe dem Zentrum (oben) und an der Oberfläche (unten) für drei unterschiedlich große Steinmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) dargestellt. Als Modulationsparameter wurde in allen Fällen $M = 650$ MeV gewählt und alle Werte sind auf einen einfallenden Primärfluß

von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert. Wegen der teilweise erheblichen statistischen Schwankungen der Monte-Carlo-Ergebnisse war es unmöglich, die Spektren des Mittelpunktes zu diskutieren. Daher wurden im oberen Teil der Abbildung die differentiellen Flußdichten aufgetragen, die sich in der dem Zentrum benachbarten Schale ausbildeten. Doch auch in diesem Raumbereich sind die Schwankungen noch dermaßen ausgeprägt, daß durch sie detaillierte Untersuchungen erheblich erschwert, wenn nicht in vielen Fällen unmöglich gemacht werden.

Wie schon bei den Eisenmeteoroiden sind auch hier die prinzipiellen Strukturen der differentiellen Flußdichten innerhalb der Probenkörper denen des eingestrahlten 650 MeV-GCR-Spektrums ähnlich. Die Daten zeigen jedoch nicht nur bezüglich ihrer Energieabhängigkeiten, sondern auch in bezug auf die Variationen der Absolutwerte mit der Tiefe und dem Radius ein vergleichbares Verhalten zu denen der Eisentargets.
Oberhalb einiger 100 MeV sind die Formen der Spektren in allen Fällen nahezu identisch, ihre Absolutwerte nehmen dagegen sowohl mit der Tiefe unter der Oberfläche als auch mit zunehmendem Durchmesser ab, wobei auch hier die Unterschiede im Randbereich deutlich geringer sind als im Zentrum. So liegen die Werte in einem 10 cm-Steinmeteoroiden nahe dem Mittelpunkt etwa um einen Faktor 15, an der Oberfläche dagegen nur noch etwa einen Faktor 1,6 über denen einer 40 cm-Steinkugel. Daraus läßt sich auch für dieses Matrixmaterial auf die Dominanz der oberflächennahen Wechselwirkungen bei der Ausbildung der Spektren des Randbereiches oberhalb einiger 100 MeV schließen.
Auch im Niederenergiebereich ist das prinzipielle Verhalten der differentiellen Flußdichten unabhängig vom Matrixmaterial. Die Steigung ist in beiden Fällen sowohl eine Funktion der Tiefe als auch des Durchmessers, wobei sie mit Zunahme der beiden Größen monoton ansteigt. Die physikalischen Prozesse, die zu diesem Verhalten der Spektren führen, wurden im vorangegangenen Kapitel bereits ausführlich diskutiert.

In Abb. 6.53 sind für Steinmeteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm die Flußdichten der primären Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV über der Reaktionstiefe aufgetragen. Schon durch die logarithmische Unterteilung der Ordinate wird deutlich, daß sowohl der Meteoroidenradius als auch die Tiefe unter der Oberfläche einen erheblichen Einfluß auf die Flußdichten ausüben. Dem Anstieg der Daten in den Zentren für Radien oberhalb von etwa

40 cm kommt keine physikalische Bedeutung zu, er ist vielmehr, ebenso wie die Schwankungen in den tieferliegenden Regionen innerhalb der 85 cm-, 100 cm und 120 cm-Steinmeteoroide, auf statistische Effekte in den HERMES-Resultaten zurückzuführen (die entsprechende Fehler erreichen oftmals 10%). Die Radiusabhängigkeiten der Flußdichten zeigen in diesem Fall ein prinzipiell gleiches Verhalten, das schon bei den Eisenmeteoroiden zu beobachten war, eine monotone Abnahme für alle Tiefen mit zunehmendem Durchmesser, wobei diese Effekte an den Oberflächen deutlich geringer ausgeprägt sind als in den Zentren. Da die Ursachen für dieses Verhalten die gleichen sind wie für die Eisenkugel, sei an dieser Stelle auf die vorangegangene Diskussion verwiesen.

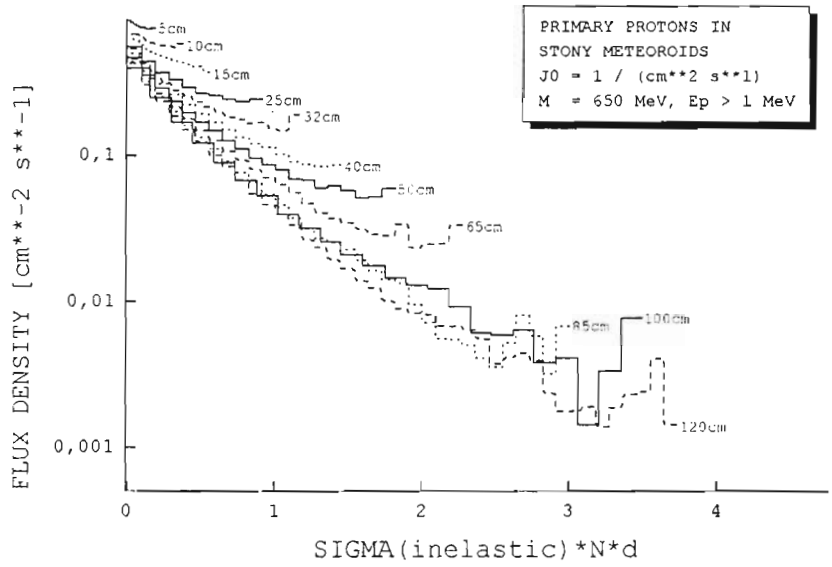


Abb. 6.53 : Teilchenflußdichten primärer Protonen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe für unterschiedlich große Steinmeteoroide

Zum Abschluß der Diskussion der primären Protonen sind noch einige Bemerkungen speziell zu den Abhängigkeiten der Oberflächen- und Zentrumsflußdichten von den Radien anzubringen. Auf diese Daten wird während der Abhandlung des Matrixeffektes in realen Meteoroiden in Kap. 6.5.3 zurückgegriffen, so daß es sinnvoll ist, sie bereits in diesem Abschnitt zur Verfügung zu stellen. Dazu wurde in Abb. 6.54 der inverse Cosinus-Hyperbolicus der Primärflußdichten an der Oberfläche (links) und im Zentrum (rechts) über den jeweiligen Radius des Probenkörpers aufgetragen, wobei auch diese Daten geeignet zu normieren waren, damit sie im Definitionsbereich der arcosh-Funktion lagen (siehe dazu

Kap. 6.2.1). Wie schon bei den Eisenmeteoroiden ist der Radius kein wirklich gutes Maß für die Teilchenabsorption. Da die Verluste durch die Bremsung jedoch auch in diesem Fall nicht direkt zugänglich sind und die Abzisse bei einer physikalisch korrekten Unterteilung nur linear gestaucht oder gespreizt würde, lassen sich die Daten auch in dieser Abhängigkeit diskutieren.

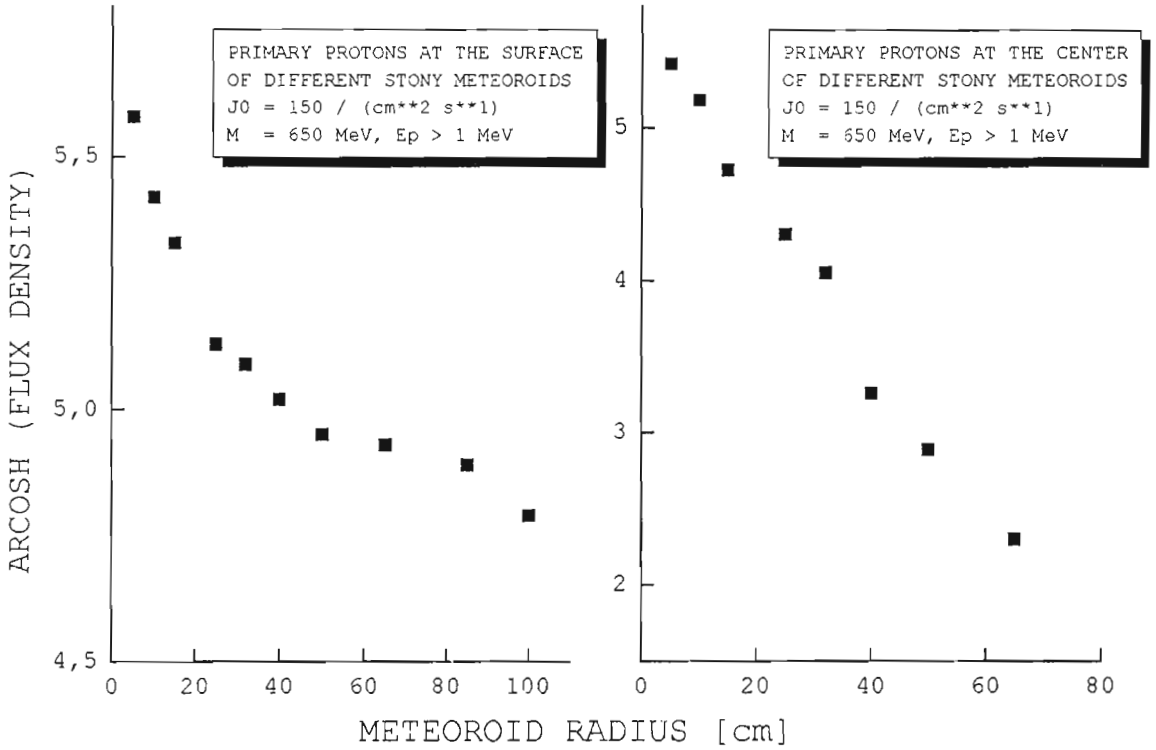


Abb. 6.54 : Flußdichten primärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Steinmeteoroide

Die Oberflächenwerte - sie ergeben sich aus Überlagerungen von cosh-Funktionen - variieren wie schon bei den Eisentargets nicht linear mit dem Radius. In den Kugelmittelpunkt gelangen jedoch nur solche Projektile, die radial auf die Oberfläche treffen. Ihre Tiefenabhängigkeiten reduzieren sich in diesem speziellen Fall aber auf nur eine beschreibende Hyperbel-Cosinus-Funktion, so daß der Zusammenhang zwischen den Teilchenzahlen und den Radien als willkürliches Maß für die Verluste durch Absorption und Bremsung linear sein muß. Dies zeigt auch der rechte Teil der Abb. 6.54. Dabei ist zu erwähnen, daß wegen der statistischen Schwankungen der Datenpunkte bei Radien oberhalb von etwa 65 cm eine Analyse unmöglich war und aus diesem Grund auf ihre Darstellung verzichtet wurde.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sowohl die Tiefen- als auch die Radiusabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten der primären Protonen in Steinmeteoroiden prinzipiell vergleichbar zu denen in den Eisentargets sind. Sie nehmen in allen Fällen sowohl mit der Tiefe unter der Oberfläche als auch mit zunehmendem Durchmesser monoton ab, wobei die Unterschiede bezüglich der Größe an der Oberfläche sehr viel kleiner sind als im Zentrum. Bei all diesen Abhängigkeiten verändern sich die Spektrenformen oberhalb einiger 100 MeV für unterschiedliche Radien und Tiefen praktisch nicht. Einzig der niederenergetische Bereich wird durch die Bremsung und Absorption tiefen- und vor allem radiusabhängig modifiziert.

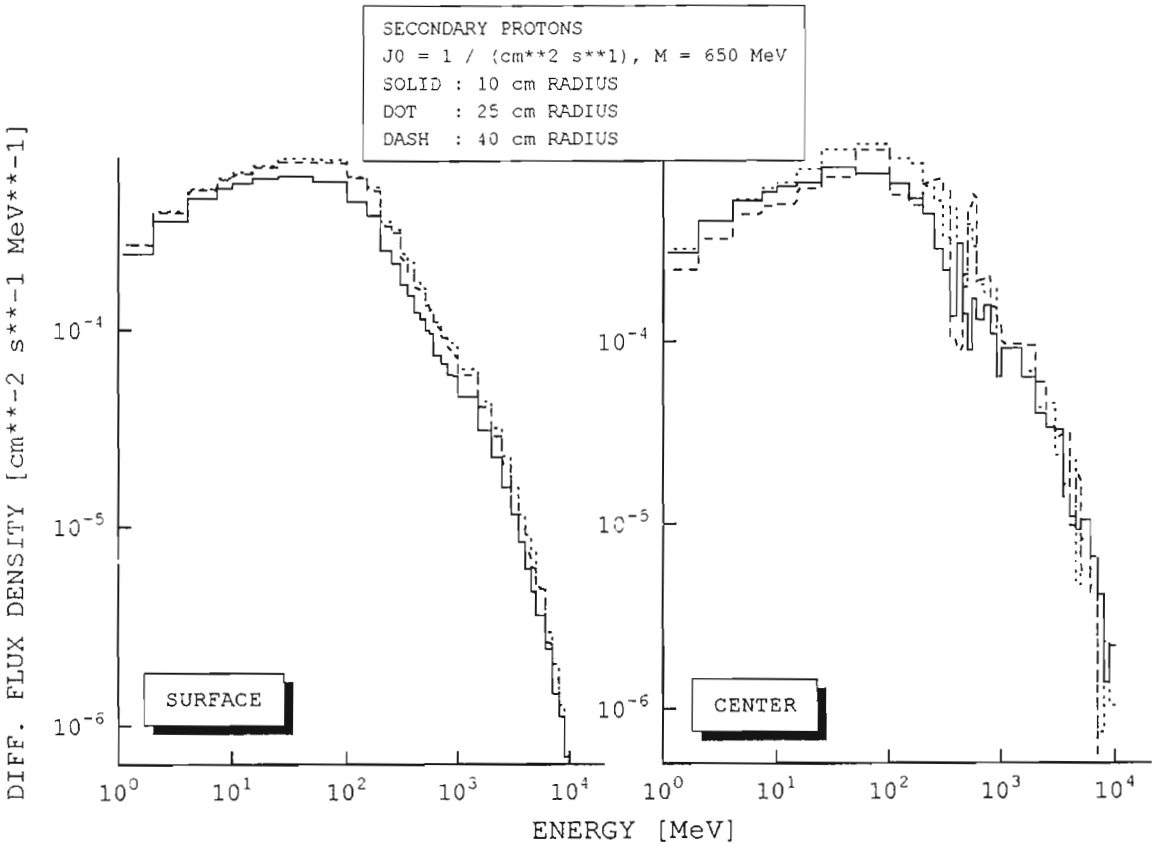


Abb. 6.55 : Spektren sekundärer Protonen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Steinmeteoroide

In Abb. 6.55 sind die differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen im Zentrum (rechts) und an der Oberfläche (links) für drei unterschiedlich große Steinmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) dargestellt.

Die Spektren zeigen in allen hier vorgestellten Fällen einen prinzipiell ähnlichen Verlauf. Von der Maximalenergie her kommend steigen sie zunächst bis etwa 100 MeV an, bilden im Bereich von 10 MeV bis 100 MeV ein Plateau und fallen anschließend zu niedrigen Energien hin ab. Die zu diesen Strukturen führenden physikalischen Effekte wurden bereits in Kap. 6.3 diskutiert.

Oberhalb einiger 100 MeV wird die Form der Spektren sowohl unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche als auch vom Radius des Meteoroiden, was auf das vernachlässigbare Bremsvermögen und die Energieunabhängigkeit des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes in diesem Bereich zurückzuführen ist. Sehr wohl abhängig von der Größe und der Tiefe ist dagegen die Steigung des niederenergetischen Spektrenbereiches an der Oberfläche. Sie steigt bei kleineren Objekten (Radien kleiner als etwa 25 cm) infolge der Beeinflussung durch die Bremsung monoton mit anwachsendem Durchmesser an, um bei größeren Meteoroiden in ein Plateau überzugehen. Dieses Verhalten entspricht dabei dem, daß schon bei der Diskussion der Eisenmeteoroide beobachtet wurde (siehe dazu wieder Abb. 6.45). Es zeigt, daß auch für dieses Matrixmaterial die Spektren an der Oberfläche vowiegend durch die Wechselwirkungen im Randbereich bestimmt und somit ab einer gewissen Größe nahezu unabhängig vom Radius werden.
Aus Abb. 6.55 läßt sich auch ablesen, daß nicht nur die Energieabhängigkeiten unterhalb von 100 MeV, sondern auch die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten abhängig vom Meteoroidenradius sind, wobei jedoch für die drei hier vorgestellten Fälle keine allgemeine Tendenz zu beobachten ist. Am anschaulichsten läßt sich dieser Sachverhalt mit Hilfe der Flußdichten, also der über die Energie integrierten Daten, verdeutlichen. Eine entsprechende graphische Darstellung findet sich in Abb. 6.56. Aufgetragen über der Reaktionstiefe unter der Oberfläche sind die Flußdichten aller sekundären Protonen mit Energien oberhalb von 1 MeV, die sich in Steinmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 120 cm (primäres Protonenspektrum $M = 650$ MeV, $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1}) ausbilden.

Während die Werte bis zu Radien von etwa 32 cm monoton von der Oberfläche zum Zentrum hin ansteigen, weisen sie bei Durchmessern von 80 cm bzw. 100 cm im Bereich des jeweiligen Mittelpunktes einen nahezu konstanten Verlauf auf. Bei weiterer Vergrößerung

zeigt sich oberflächennah ein Übergangsmaximum mit anschließendem Abfall zum Zentrum hin, wobei die Lage dieses Extremums mit zunehmendem Radius näher an die Oberfläche rückt.

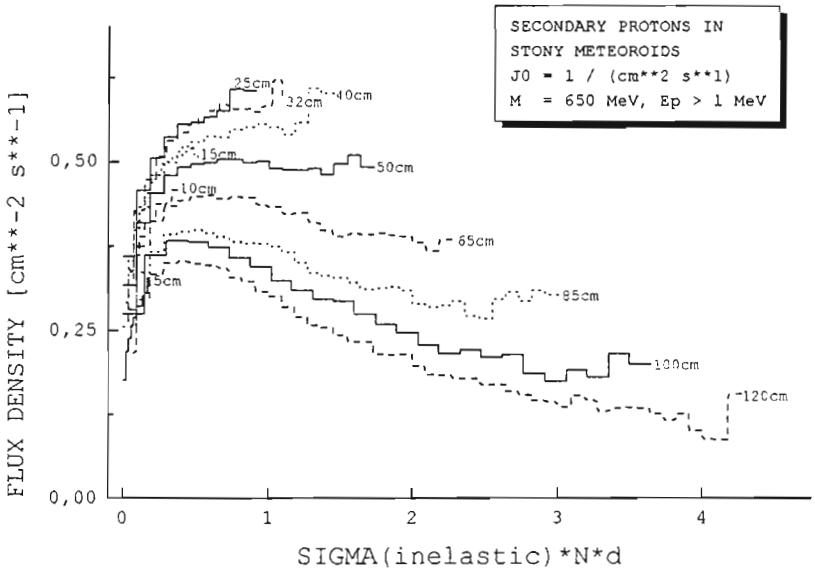


Abb. 6.56 : Flußdichten sekundärer Protonen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe unter der Oberfläche für unterschiedlich große Steinmeteoroide

Ein Vergleich mit Abb. 6.46 des vorangegangenen Kapitels zeigt, daß die prinzipiellen Radius- und Tiefenabhängigkeiten der Flußdichten der sekundären Protonen nahezu unabhängig vom Matrixmaterial sind (den wenigen zu beobachtenden systematischen Effekten ist das folgende Kap. 6.5.3 vorbehalten), so daß an dieser Stelle auf eine Diskussion verzichtet und auf Kap. 6.5.2.1 verwiesen werden kann.

Die prinzipiell ähnlichen Radius- und Tiefenabhängigkeiten sowohl der primären als auch der sekundären Protonenflußdichten in Stein- und Eisenmeteoroiden führen auch für die Multiplizitäten zu vergleichbaren Zusammenhängen. Daher sei auf ihre Diskussion an dieser Stelle verzichtet und auf den entsprechenden Abschnitt für die Eisenmeteoroide verwiesen.

Zusammenfassend läßt sich auch für die sekundären Protonen in Steinmeteoroiden feststellen, daß die Flußdichten sowohl abhängig von der Tiefe unter der Oberfläche als auch vom Radius sind, wobei diese Unterschiede an den Oberflächen geringer sind als in den

jeweiligen Zentren. Dabei bleiben die Spektrenformen oberhalb einiger 100 MeV praktisch unverändert. Lediglich der niederenergetische Bereich wird durch die Bremsung und Absorption tiefen- und damit vor allem radiusabhängig modifiziert.

In Abb. 6.57 sind die differentiellen Flußdichten sekundärer Neutronen im Zentrum (rechts) und an der Oberfläche (links) für drei unterschiedlich große Steinmeteoroide (Radius 10 cm, 25 cm und 40 cm) dargestellt.

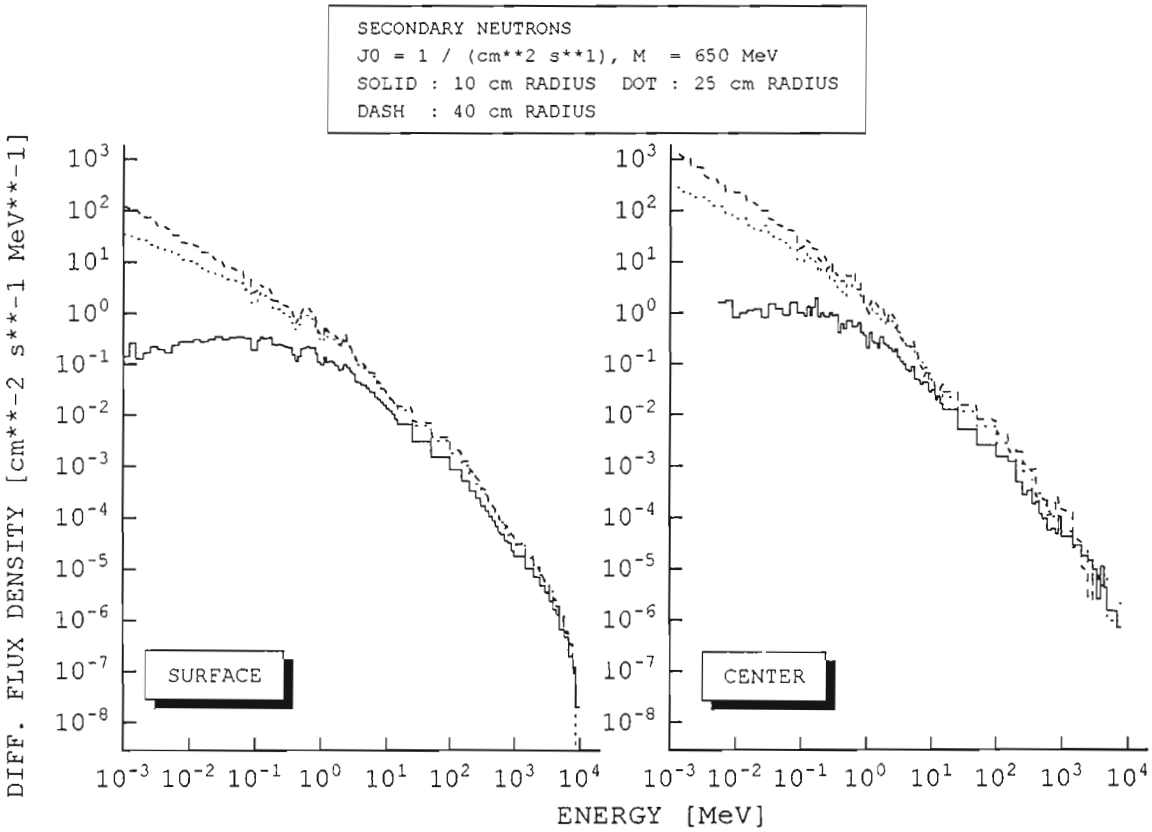


Abb. 6.57 : Spektren sekundärer Neutronen an der Oberfläche und im Zentrum unterschiedlich großer Steinmeteoroide

Oberhalb von etwa 10 MeV sind die Formen der Spektren aufgrund der definitionsgemäßen Energieunabhängigkeit des mittleren logarithmischen Energiedekrementes und der in diesem Bereich nahezu konstanten Werte des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes sowohl unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche als auch vom Radius. Nach der Diskussion in Kap. 6.2.3 lassen sich die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten in allen Fällen durch einen Potenzansatz in der Energie beschreiben (siehe dazu Gleichung (6.8)). Ist dieses Verhalten noch gleich zu dem in den Eisenmeteoroiden, weisen die

Absolutwerte bezüglich ihrer Abhängigkeiten für die beiden Matrixmaterialien deutliche Unterschiede auf. So sind im vorliegenden Fall die Werte nicht nur von der Tiefe unter der Oberfläche, sondern zusätzlich auch von der Größe des Körpers abhängig. Sie steigen für alle Energiebereiche oberhalb von etwa 10 MeV monoton mit zunehmendem Radius an.

Zurückgreifend auf die Größenunabhängigkeiten der Spektrenabsolutwerte in den Eisenmeteoroiden müssen die geometrischen Verluste - die Teilchen verlassen die Matrix - in diesem Fall anders ablaufen. Während die differentiellen Flußdichten im Zentrum einer 10 cm-Eisenmatrix im Energieintervall von 900 MeV bis 1000 MeV für die sekundären Protonen etwa doppelt so hoch wie für die Neutronen sind, kippen die Verhältnisse bei den Steinmeteoroiden. So liegen die Flußdichten in diesem speziellen Fall für die sekundären Neutronen mehr als 50% über denen der Protonen. Daraus folgt, daß die geometrischen Verluste von Neutronen in den Stein- deutlich geringer sind als in den Eisenkugeln. Auf diese Unterschiede wird jedoch in Kap. 6.5.3 detailliert eingegangen. Wird berücksichtigt, daß diese Verluste mit zunehmenden Radien abnehmen, wird der in Abb. 6.57 zu beobachtende Anstieg der Absolutwerte der differentiellen Flußdichten mit zunehmenden Radien verständlich.

Auch im Energiebereich unterhalb von etwa 10 MeV lassen sich Spektrenunterschiede zwischen den beiden Matrixmaterialien beobachten. Während sich in den Eisenmeteoroiden im Energiebereich von etwa 10^{-3} MeV bis 1 MeV ein Plateau ausbildete, steigen die Daten innerhalb der Steinkugeln weiter monoton zu niedrigen Energien hin an. Auch dieser Unterschied ist auf die unterschiedlichen Moderationseigenschaften der beiden Materialien zurückzuführen. Während die Neutronen in einer Eisenmatrix nur eine geringe Wahrscheinlichkeit besitzen, innerhalb des Körpers epithermische oder thermische Energien zu erreichen, werden sie innerhalb der Steinkugel effektiv zu solchen Energien hin moderiert. Da die Diskussion dieser speziellen Unterschiede zum einen bereits in Kap. 6.5.1.3 für die beiden Simulationsexperimente geführt wurde, und diese Effekte in Kap. 6.5.3 noch einmal für reale Meteoroide aufgegriffen werden, soll hier nur darauf aufmerksam gemacht werden.

Die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der Spektrenabsolutwerte führen zu entsprechenden Abhängigkeiten der Flußdichten. Zur Verdeutlichung dieses Zusammenhanges wurden die Spektren über die Energie integriert und die so ermittelten Werte über der Reaktionstiefe aufgetragen (siehe Abb. 6.58).

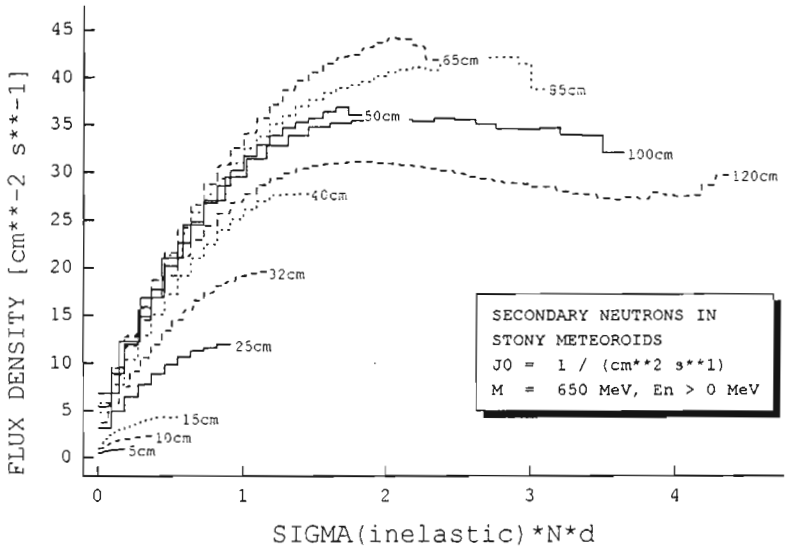


Abb. 6.58 : Flußdichten sekundärer Neutronen in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe unter der Oberfläche für unterschiedlich große Steinmeteoroide

Die Flußdichten nehmen für alle in die Diskussion einbezogenen Meteoroidengrößen von der Oberfläche zum Zentrum hin zu, wobei dieser Anstieg bis zu Radien von etwa 32 cm monoton ist. Bei größeren Probenkörpern (Radien zwischen 40 cm und 50 cm) bildet sich im zentralen Bereich zunächst ein langgestrecktes Plateau aus, welches bei weiterer Vergrößerung in ein lokales Maximum übergeht. Die Flußdichten fallen nach seinem Durchlaufen zum Zentrum hin monoton ab. Einzig die 120 cm-Daten weichen von dieser allgemeinen Systematik ab. Zwar bildet sich in diesem speziellen Fall auch ein Übergangsmaximum mit anschließendem Abfall der Daten zum Zentrum hin, nahe des Mittelpunktes steigen die Werte jedoch wieder an, es ensteht ein weiteres lokales Extremum. Das Verhalten ist in diesem Fall nicht auf statistische Schwankungen der Monte-Carlo-Ergebnisse zurückzuführen. Es wird vielmehr durch die niederenergetische Komponente der Spektren bestimmt. Während der analogen Diskussion für die Eisenmeteoroide wurde die Abnahme der Flußdichten der sekundären Neutronen zum Zentrum hin, auf die Absorption infolge von

Einfangreaktionen.. Dies liegt an dem hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen von etwa 2,6 barn für das Targetelement Eisen. Damit ließen sich auch die für alle Tiefen geringeren Werte bei großen Radien erklären. Solche Absorptionseffekte sind in der Steinmatrix jedoch deutlich ineffektiver. So beträgt der entsprechende mittlere Wirkungsquerschnitt für die chemische Zusammensetzung nur noch etwa 0,3 barn. Daraus folgernd sind die relativen Verluste durch Absorption der thermischen Neutronen in diesem Fall geringer als in den Eisenmeteoroiden, was zu flacheren Abfällen der Flußdichten vom Übergangsmaximum zum Zentrum führt. Werden nun bei sehr großen Meteoroiden mehr Neutronen innerhalb der Kugel thermisch, als durch die Absorptionen aus dem Spektrum entfernt werden, steigen die Daten zum Zentrum hin nochmals leicht an. Die geringeren Teilchenverluste führen auch dazu, daß die Neutronenflußdichten innerhalb der Steinmeteoroide erst bei größeren Radien, und dann auch sehr viel weniger ausgeprägt als in den Eisenkugeln, über alle Tiefen abnehmen. Eine detaillierte Untersuchung dieser Unterschiede führt jedoch an dieser Stelle zu weit, so daß der Sachverhalt bei der späteren Diskussion des Matrixeffektes in Kap. 6.5.3 nochmals aufgegriffen wird.

Auch für die Steinmeteoroide sind die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der Spektren für die drei Teilchenarten sehr unterschiedlich. Während die Flußdichten der primären Protonen sowohl mit zunehmender Tiefe unter der Oberfläche, als auch mit größer werdendem Radius abnehmen, steigen sie für die Neutronen zumindest bis zu einem Durchmesser von etwa 130 cm mit diesen beiden Größen an. Das Verhalten der sekundären Protonen ist dagegen sehr stark abhängig vom jeweils diskutierten Radius des Meteoroiden. Die Flußdichten steigen bei kleineren Objekten mit der Größe und der Tiefe an, fallen bei größeren Körpern jedoch mit Zunahme dieser beiden Parameter ab. Insgesamt ist zu erwarten, daß auch die Restkernproduktion in Steinmeteoroiden vorwiegend durch die sekundären Neutronen dominiert wird.

6.5.2.3 Differentielle Flußdichten bei Meteoroiden willkürlicher Radien und nicht exakt sphärischer Körper

Im bisherigen Verlauf dieser Arbeit wurden die differentiellen Flußdichten primärer und sekundärer Teilchen in Stein- und Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm, 10 cm, 15 cm, 25 cm, 32 cm, 40 cm, 65 cm und 85 cm, sowie in Steinmeteoroiden zusätzlich von 50 cm, 100 cm und 120 cm diskutiert. Es stellt sich nun die Frage, welche Spektren für die Zwischengrößen anzunehmen sind, welche differentiellen Flußdichten müssen also zum Beispiel für die Modellrechnungen eines Meteoroiden mit 20 cm Radius herangezogen werden. Die einfachste Annahme ist, daß zwischen den bekannten Werten interpoliert wird, wobei die Tiefen dann in relative Radiuseinheiten umzuskalieren sind. Bevor jedoch solche Rechnungen durchgeführt werden, ist zunächst zu untersuchen, ob eine solche Vorgehensweise überhaupt gerechtfertigt ist.

Der zweite Teil dieses Unterabschnittes beschäftigt sich mit nicht-sphärischen Meteoroiden. Bei sämtlichen bisherigen Diskussion wurde davon ausgegangen, daß die bestrahlten Objekte exakt kugelförmig seien. Diese Annahme ist jedoch eine starke Idealisierung der Realität und wird sich einige Male als unhaltbar erweisen. So ist mittlerweile für einige Stein- und Eisenmeteorite gesichert, daß sie vor ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre ellipsoide Formen aufwiesen. Daher ist es notwendig, zumindest einige Bemerkungen zu nicht-sphärischen Körpern anzubringen.

Aus den vorangegangenen zwei Unterabschnitten wurde deutlich, daß sich bei einer Änderung des Meteoroidenradius die Absolutwerte der Spektren zwar deutlich, ihre Energieabhängigkeiten jedoch in weiten Bereichen nur sehr wenig ändern. Daraus folgt, daß es möglich sein sollte, mit Hilfe der bekannten Größen als Stützstellen auf etwaige Zwischenwerte linear zu interpolieren, wenn die Tiefen in relativen Einheiten des jeweiligen Radius angenommen werden. Um dies zu belegen, wurde mit Hilfe der Spektren eines 25 cm- und eines 40 cm-Meteoroiden auf einen Radius von 32 cm interpoliert. Dieser Werte ergab sich aus der Tatsache, daß für diesen Radius Monte-Carlo-Rechnungen existierten, eine Qualitätskontrolle also möglich war. Als Raumbereich wurde das Zentrum ausgewählt, da sich bei der

Diskussion der Größeneffekte gezeigt hat, daß dort die Abweichungen zwischen den Spektrenformen bei unterschiedlichen Radien am größten sind. Etwaige Schwierigkeiten bei der Interpolation sollten also vor allem in diesem Bereich deutlich werden.

In Abb. 6.59 sind sowohl für einen Stein- als auch für einen Eisenmeteoroiden von 32 cm Radius die Verhältnisse der differentiellen Flußdichten der Monte-Carlo-Rechnungen und der linearen Interpolation für die drei Teilchenarten über der Energie aufgetragen.

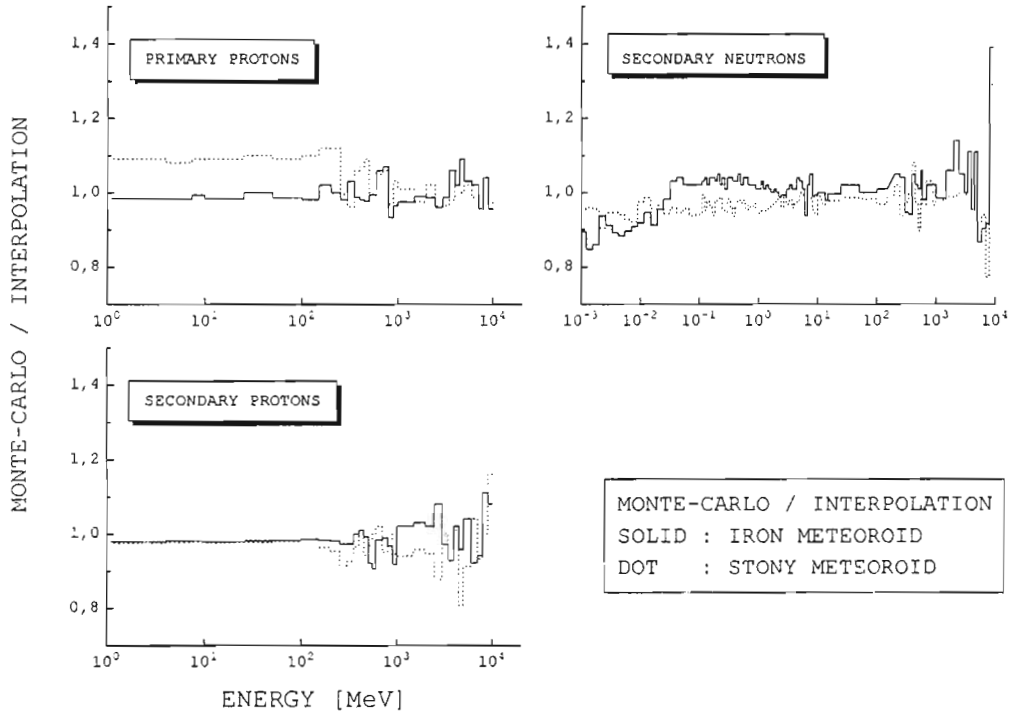


Abb. 6.59 : Verhältnisse der differentiellen Flußdichten der Monte-Carlo-Rechnungen mit den Interpolationsergebnissen

Wird die Diskussion auf Teilchenenergien oberhalb von etwa 10 MeV beschränkt, was ein vernünftiges unteres Limit für die Schwellenenergien der meisten Kernreaktionen darstellt, wird deutlich, daß die Verhältnisse nur sehr wenig von 1 verschieden sind. So liegen die Mittelwerte für die primären Protonen in dem Steinmeteoroiden bei 1,03, in der Eisenmatrix sogar exakt bei 1,0. Für die sekundären Protonen betragen sie 0,99 (Eisen) beziehungsweise 0,97 (Stein). Diese Abweichungen werden auch bei den Neutronen nicht größer. In diesem Fall liegen sie bei dem Eisenmeteoroiden bei 1,02 und für die Steinmatrix bei 0,99. Da diese

Abweichungen zum einen sehr gering sind - die bisher oftmals zu beobachtenden statistischen Schwankungen der Monte-Carlo-Ergebnisse waren größer - und sie keine Systematiken aufweisen, ist gesichert, daß zwischen den Teilchenspektren linear interpoliert werden darf. Es ist also möglich mit Hilfe der HERMES-Resultate als Stützstellen, die differentiellen Flußdichten bei etwaigen Zwischengrößen zu ermitteln. Die dabei in Kauf zu nehmenden Fehler sind vergleichbar mit denen der Monte-Carlo-Ergebnisse für die Stützstellen und somit vernachlässigbar.

Das eigentliche Problem bei nicht-sphärischen Meteoroiden ist, daß Monte-Carlo-Rechnungen für Ellipsoide nicht ohne weiteres möglich sind, da das von Lange verwendete Set-Up nur bei exakt kugelförmigen Körpern zu einer Isotropie der Bestrahlung führt [Lan94].
Die differentiellen Flußdichten in ellipsoiden Meteoroiden sollten sich aus Mischungen dreier Spektren für exakt sphärische Körper ergeben, wobei deren Radien gerade den drei Halbachsen des Ellipsoiden entsprechen. Daraus folgt, daß der Meteoroid durch eine Kugel mit geeignetem Radius approximiert werden kann, wobei ein volumenequivalenter Körper die sinnvollste Alternative darstellt. Der effektive Radius R_{eff} läßt sich aus den drei Halbachsen des Ellipsoiden a,b und c wie folgt berechnen:

$$R_{eff} = \sqrt[3]{a\ b\ c} \qquad \textbf{(6.20)}$$

Die Qualität einer solchen Vorgehensweise hängt jedoch davon ab, wie groß die Exzentrizität des Ellipsoiden ist. Nur bei kleinen Abweichungen von der angenommenen Kugelgestalt sind die zu mischenden Spektren vergleichbar und lassen sich ohne große Fehler durch ihren Mittelwert beschreiben. Ein weiteres Problem ist, daß die Tiefen unter der Oberfläche keine wohldefinierten Größen mehr sind. So liegen einige Bereiche des nicht-sphärischen Meteoroiden außerhalb der effektiven Kugel und lassen sich dementsprechend nicht diskutieren. Diese Schwierigkeiten werden jedoch in der überwiegenden Zahl der Fälle von der Natur selbst gelöst. Ein Meteoroid verliert bei seinem Durchgang durch die Erdatmosphäre üblicherweise zwischen 27% und 99,9% [Bha80A] seiner ursprünglichen Masse, so daß der Meteorit in der Regel kleiner ist als die angenommene Kugel. Ob dem jedoch im Einzelfall tatsächlich so ist, hängt wieder von der Exzentrizität ab. So ergibt sich zum Beispiel für

einen Ellipsoiden mit den Halbachsen 33 cm, 31 cm und 30 cm (ein solcher Meteoroid ist mit Keyes bekannt [Gra88]) ein effektiver Radius von etwa 31 cm. Sein maximaler post-atmosphärischer Durchmesser beträgt in diesem speziellen Fall jedoch etwa 66 cm [Gra88], so daß einige Tiefen der oberflächennahen Proben nicht definiert sind. Zur Diskussion sollten in solchen Fällen deshalb vor allem tieferliegende Bereiche herangezogen werden. Das ist auch schon deshalb von Vorteilen, weil sich in diesen Regionen die Abweichungen von der Kugelgestalt am wenigsten bemerkbar machen, die Spektrenmischungen also am ehesten den sphärischen Verhältnissen entsprechen.

6.5.3 Matrixeffekte in realen Meteoroiden

Den Abschluß des vorliegenden Kapitels bildet die Diskussion des Matrixeffektes der primären und sekundären Protonen sowie der sekundären Neutronen in realen Meteoroiden, wobei das Wort real auch in diesem Zusammenhang lediglich meint, daß die Primärteilchen gemäß Gleichung (1.1) spektral verteilt sind. Die unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen der extraterrestrischen Stein- und Eisenkörper, wie sie für die Modellrechnungen Verwendung fanden, sind in der Tab. 6.3 gegenübergestellt.

Element	H-Chondrit	Eisen-Meteoroid
O	35,70	
Na	0,57	
Mg	14,20	
Al	1,01	
Si	17,10	
Ca	1,19	
Ti	0,06	
Fe	27,61	89,70
Co	0,08	
Ni	1,70	10,30

Element	H-Chondrit	Eisen-Meteoroid
A_{mean}	31,30	56,14
Z_{mean}	15,76	26,20

Tab. 6.3 : Chemische Zusammensetzung [10^{-2} g/g] der beiden unterschiedlichen Matrixmaterialien

Bei den Diskussionen wird sich immer wieder zeigen, daß viele der zu beobachtenden Effekte bereits im Verlauf von Kap. 6.5.1 ausführlich behandelt wurden, so daß, wann immer es möglich und sinnvoll ist, auf die entsprechenden Abschnitte verwiesen wird.

6.5.3.1 Der Matrixeffekt für primäre Protonen

In Abb. 6.60 sind die differentiellen Projektilflußdichten in Stein- und Eisenmeteoroiden vergleichend aufgetragen. Der Modulationsparameter ist $M = 650$ MeV und sämtliche Daten sind auf ein $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1} normiert. In allen vier Fällen handelt es sich um die Flußdichten im Zentrum.

Die linke Seite der Abbildung zeigt die Spektren im Zentrum eines 15 cm-Eisen und eines 25 cm-Steinmeteoroiden. Diese beiden Radien sind in Einheiten der Reaktionstiefe nahezu identisch (die Unterschiede betragen weniger als 10%), so daß die Absorptionsverluste während des Weges von der Kugeloberfläche zum Mittelpunkt in beiden Fällen ähnlich sind. Oberhalb einiger 100 MeV spielt die Bremsung der geladenen Projektile sowohl in der Stein- als auch in der Eisenkugel nur noch eine sehr untergeordnete Rolle. Wegen der speziellen Wahl der Radien sind deshalb die Absolutwerte und die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten in diesem Energiebereich unabhängig von der Matrix.
Unterhalb einiger 100 MeV liegen die differentiellen Flußdichten innerhalb der Eisenkugel systematisch um bis zu 30% über denen in der Steinmatrix. Das liegt an dem Bremsvermögen, das in diesem Bereich sowohl die Formen als auch die Absolutwerte der Spektren merklich beeinflußt. Wegen der vergleichbaren Ladungs- zu Massenzahlverhältnisse der beiden Matrixmaterialien kommt es in beiden Fällen auf gleichen Wegstücken in Einheiten

der Massenbelegung zu vergleichbar effektiven Bremsvorgängen. Die primären Protonen legen jedoch in einem 15 cm-Eisenmeteoroiden bei ihrem Weg von der Oberfläche zum Zentrum eine Massenbelegung von etwa 120 g/cm^2, in einer 25 cm-Steinkugel dagegen nur etwa 88 g/cm^2 zurück. Wegen der speziellen Spektrenformen mit ihren Übergangsmaxima bei etwa 400 MeV führt dies dazu, daß die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten in dem entsprechenden Energieintervall in der Eisenkugel über denen in dem Steinmeteoroiden liegen (siehe dazu auch Diskussion in Kap. 6.5.2.1, es werden anteilig mehr hochenergetische Protonen zu niedrigen Energien hin gebremst, als solche mit niedrigen Energien total gestoppt werden).

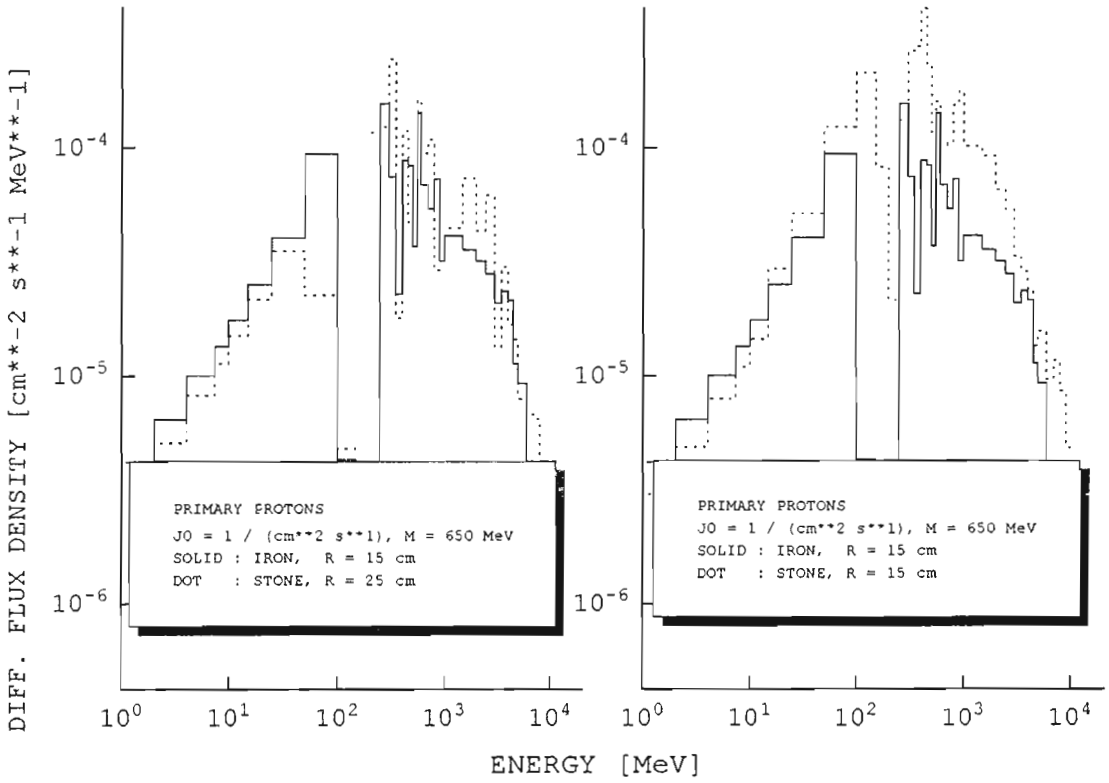


Abb. 6.60 : Differentielle Flußdichten primärer Protonen in Stein- und Eisenmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Auf der rechten Seite der Abb. 6.60 sind die differentiellen Flußdichten des Zentrums in einem 15 cm-Stein- und einem 15 cm-Eisenmeteoroiden dargestellt. Bei hohen Teilchenenergien sind zwar die Formen der Spektren in beiden Fällen ähnlich, sowohl bezüglich der Energieabhängigkeiten bei niedrigeren Energien als auch in bezug auf die Absolutwerte sind jedoch systematische Effekte zu beobachten. Diese Unterschiede haben ihre Ursachen

sowohl in den Matrixabhängigkeiten der Absorptionseigenschaften als auch in den unterschiedlichen Bremsvermögen. Für ihre Diskussion sei auf Kap. 6.5.1 und Kap. 6.5.2 verwiesen.

Durch eine Diskussion der Flußdichten primärer Protonen lassen sich deren matrixabhängige Verluste abschätzen. Dazu wurde der arcosh der geeignet normierten Zentrumsflußdichten (mit stets dem gleichen Faktor multipliziert) über den mit dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt multiplizierten Radien aufgetragen (siehe Abb. 6.61). Wie schon bei Abb. 6.42 und Abb. 6.54, ist auch hier die Reaktionstiefe kein wirklich gutes Maß für die Teilchenverluste. Die Abzisseneinteilung müßte vielmehr um einen Anteil erweitert werden, der die Verluste infolge einer vollständigen Bremsung beschreibt. Da dieser Beitrag jedoch nicht direkt zugänglich ist und er, wie im weiteren Verlauf der Diskussion deutlich wird, nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt, ist die gewählte Auftragungsart trotzdem physikalisch sinnvoll.

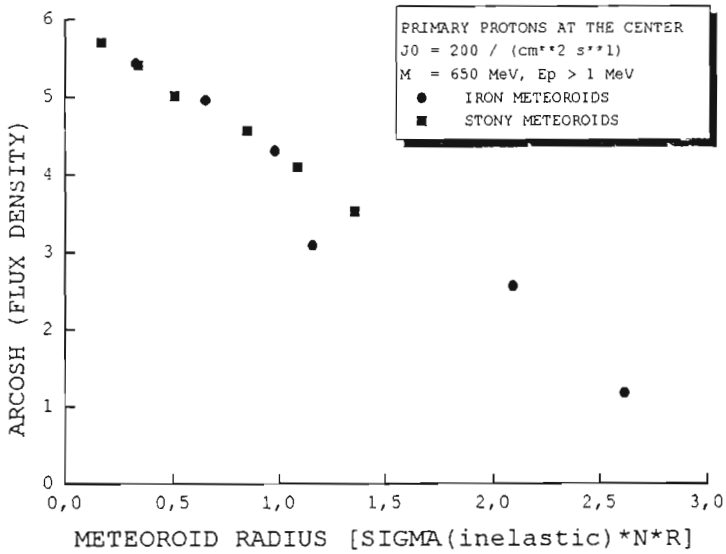


Abb. 6.61 : Flußdichten primärer Protonen im Zentrum unterschiedlich großer Stein- und Eisenmeteoroide

Wie schon in Kap. 6.5.2.1 und Kap. 6.5.2.2 ist der Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen, zumindest für die hier in die Untersuchung einbezogenen Radien, linear. Der von der allgemeinen Systematik abweichende Datenpunkt wurde aus einem 25 cm-Eisenmeteo-

roiden ermittelt. In diesem Fall waren die statistischen Fehler in den Monte-Carlo-Resultaten besonders hoch, so daß die Diskrepanzen dadurch erklärt werden können. Die Abbildung zeigt jedoch zusätzlich, daß die funktionelle Abhängigkeit unabhängig von dem Matrixmaterial ist. Daraus folgt, daß die Verluste infolge der Bremsung zumindest für den Radiusbereich von 5 cm bis 40 cm in beiden Matrixmaterialien nur eine sehr untergeordnete Rolle spielen. Nur wenn auch diese entsprechenden Verlustanteile gemäß einer cosh-Funktion mit dem Radius in Einheiten der Reaktionstiefe korrelieren würden, bliebe der lineare Zusammenhang zwischen dem arcosh der Zentrumsflußdichte und dem Radius unverändert, da die Superposition zweier cosh-Funktionen bei gleichen Argumenten wieder gemäß einer cosh-Funktion variiert. Für eine solche Abhängigkeit gibt es jedoch gerade bei der speziellen Spektrenform der primären Protonen keine physikalische Begründung. Deutliche Verluste infolge einer vollständigen Bremsung der Primärteilchen in der Matrix würden also gerade bei größeren Radien zu Abweichungen von der geforderten Linearität führen.
Ein weiterer Beweis für die Vernachlässigbarkeit der Bremsverluste ist die für beide Matrixmaterialien identische Abhängigkeit zwischen der Flußdichte und der Reaktionstiefe. Aufgrund der deutlich unterschiedlichen Bremsvermögen nehmen die Verluste durch eine vollständige Bremsung in beiden Fällen deutlich unterschiedliche relative Ausmaße an. Die Tatsache, daß ein einziger funktioneller Zusammenhang beide Abhängigkeiten beschreibt, kann nur darauf zurückgeführt werden, daß die unterschiedlichen Effekte durch die Bremsung tatsächlich nur kleine Größen gegenüber der Absorption darstellen.
Es läßt sich also zusammenfassen, daß die Abnahme der Primärflußdichte im Zentrum mit anwachsendem Meteoroidendurchmesser vorwiegend durch die Absorptionen der Teilchen bestimmt wird. Verluste infolge einer vollständigen Bremsung spielen dagegen zumindest im Radiusbereich von 5 cm bis 40 cm nur eine sehr untergeordnete Rolle.

Aus der Beobachtung, daß die Abnahme der Primärflußdichten matrixunabhängig ist, und einzig von der jeweiligen Reaktionstiefe abhängt darf jedoch nicht geschlossen werden, daß sich die Verhältnisse, die sich in Steinmeteoroiden ausbilden, auf solche in Eisenkörpern übertragen lassen. Das geht auch dann nicht, wenn die Tiefen bzw. die Radien in Einheiten des Produktes aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe beziehungsweise dem Radius in Zentimetern diskutiert werden. Durch die unterschiedlichen

Bremsvermögen auch bei gleichen Reaktionstiefen zeigen zwar die integralen Spektren ähnliche Verhalten, ihre Formen werden jedoch abhängig vom Targetmaterial, wie auch in der linken Seite von Abb. 6.60 deutlich wurde. Mit diesen matrixabhängigen Spektrenformen sind auch bei gleichen Flußdichten Matrixabhängigkeiten bezüglich der Restkernproduktion zu erwarten (siehe Kap. 11) und eine Übertrag von Stein- auf Eisenmeteoroide oder umgekehrt ist nicht möglich.

6.5.3.2 Der Matrixeffekt für sekundäre Protonen

In Abb. 6.62 sind die differentiellen Flußdichten der sekundären Protonen in Stein- und Eisenmeteoroiden vergleichend aufgetragen. Als Modulationsparameter des eingestrahlten Primärspektrums wurde in allen Fällen $M = 650$ MeV gewählt. Sämtliche Daten sind auf eine Primärflußdichte von $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1} normiert.

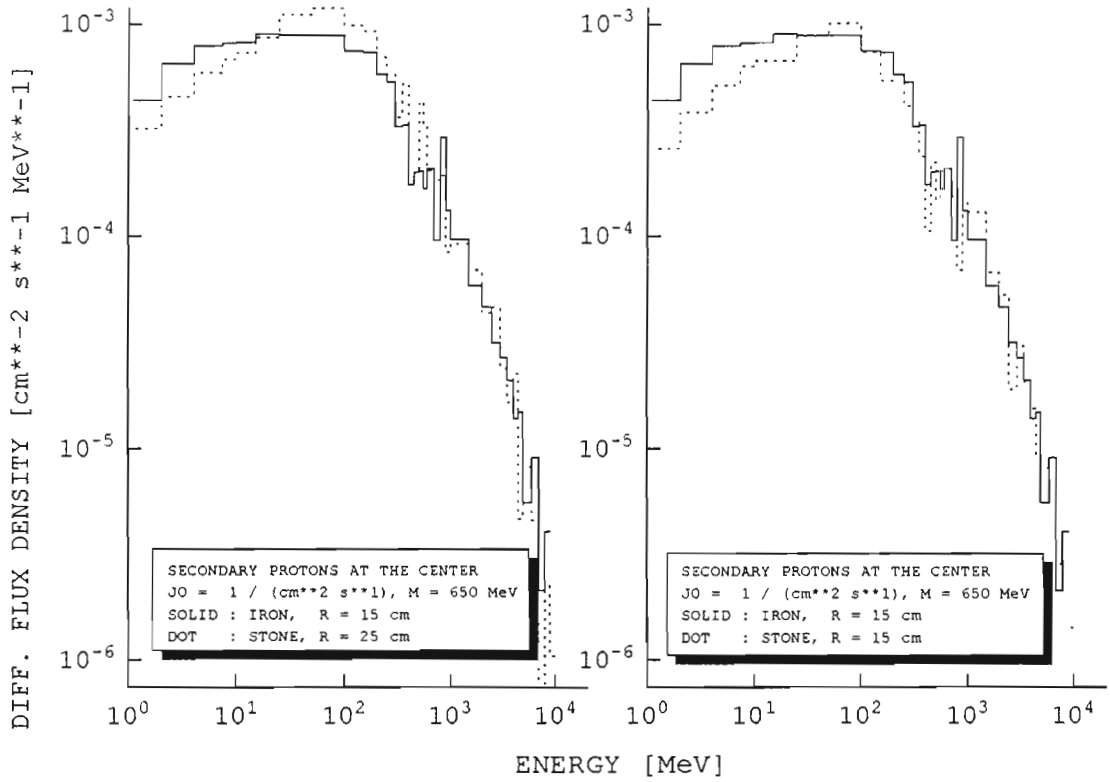


Abb. 6.62 : Spektren sekundärer Protonen in Stein- und Eisenmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Auf der linken Seite sind die Spektren im Zentrum eines 25 cm-Stein- und eines 15 cm-Eisenmeteoroiden dargestellt. Diese Radiuskombination führt wieder zu vergleichbaren Absorptionsverlusten primärer Protonen bei ihrem Weg von der Oberfläche zum Kugelmittelpunkt. Auf der rechten Seite werden differentielle Zentrumsflußdichten sekundärer Protonen in Meteoroiden mit gleichen Radien (jeweils 15 cm) gegenübergestellt.
In allen hier dargestellten Fällen sind oberhalb einiger 100 MeV sowohl die Formen als auch die Absolutwerte der Spektren nahezu identisch. Während sich dieses Verhalten im Falle der gleichen Radien in Einheiten der Reaktionstiefe (linke Seite) aus den vorangegangenen Diskussionen ergibt, verlangt es im anderen Fall (gleiche geometrische Radien) nach einer physikalischen Deutung. Dazu wurden die Multiplizitäten des Zentrums für Stein- und für Eisenmeteoroide berechnet und über den Radien in Zentimetern aufgetragen (siehe Abb. 6.63). Als unteres Energielimit sowohl für die primären als auch für die sekundären Protonen wurde in allen Fällen 400 MeV gewählt.

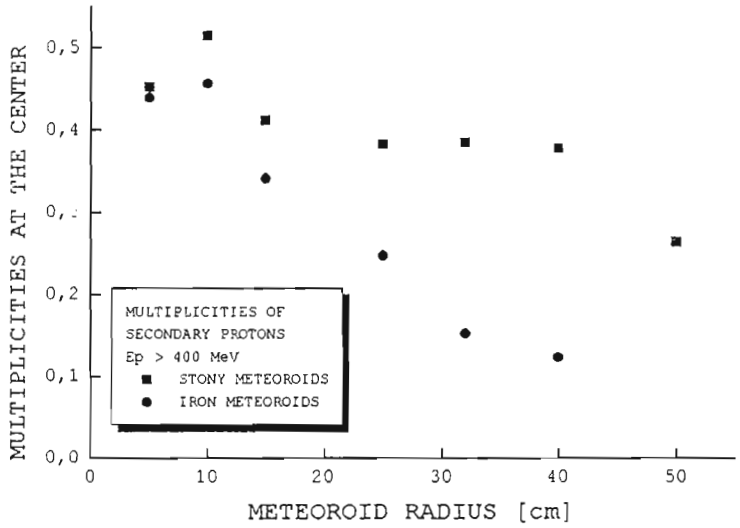


Abb. 6.63 : Multiplizitäten sekundärer Protonen in den Zentren verschieden großer Stein- und Eisenmeteoroide

Es zeigt sich, daß für jeweils gleiche Radien die Multiplizitäten hochenergetischer sekundärer Protonen in der Stein- teilweise wesentlich größer sind als in der Eisenmatrix. Betragen diese Unterschiede bei kleinen Meteoroiden nur wenige Prozente (3% bei den 5 cm Kugeln) steigen sie bei größeren Durchmessern um mehrere Faktoren an (mehr als ein Faktor 3 bei einem Radius von 40 cm). Für diese Matrixabhängigkeiten der Multiplizitäten können

mehrere unterschiedliche, sich überlagernde Effekte verantwortlich sein:

Zum einen werden die Multiplizitäten durch die unterschiedlichen Bremsvermögen der beiden Matrixmaterialien beeinflußt. Aufgrund der um mehr als einen Faktor 2,2 größeren Massenbelegung pro gleichem Wegstück von Eisen gegenüber Stein, werden die Projektile bei ihrem Weg von der Kugeloberfläche zum jeweiligen Mittelpunkt in Eisenmeteoroiden effektiver gebremst als in Steinkugeln. Mit dieser Verminderung der mittleren Energie des Projektilspektrums verbunden ist die Abnahme der mittleren Multiplizitäten pro Kernreaktion. Gerade im Energiebereich des Maximums des Primärspektrums - zwischen etwa 500 MeV und einigen GeV - ist die Anzahl der Ejektile pro Kernreaktion proportional zur Projektilenergie [Arm81], so daß deren Verminderung zwangsläufig Auswirkungen auf die Multiplizitäten hat (siehe dazu auch die Diskussion in Kap. 6.5.2.1).

Ein weiterer Punkt ist die bereits angesprochene Matrixabhängigkeit der Emissionsspektren. Mit Hilfe der Gleichung (6.10) läßt sich die Anzahl der Stöße, die ein einfallendes Proton bei seinem Weg durch den Kern initiiert rein empirisch berechnen [Fes92]:

$$\nu = \frac{A \cdot \sigma_{iel}(p + nucleon)}{\sigma_{iel}(p + nucleus)} \approx 0{,}7 \cdot A^{0{,}31} \qquad \textbf{(6.21) = (6.10)}$$

Damit ergibt als mittlere Stoßanzahl für Targetkerne mit einem A von 56,14 ein Wert von etwa 2,5. Im Falle der wesentlich nukleonenärmeren Kerne der Steinmeteoroide initiiert jedes einfallende Projektil nur noch etwa 2 Stöße. Während der INC gibt es also in jedem Eisenkern ungefähr 25% mehr Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen als in den leichteren Kernen der Steinmatrix. Da bei jedem Stoß im Mittel etwa die Hälfte der Energie übertragen wird, muß die relative Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Ejektile mit zunehmender Massenzahl geringer werden. Daraus folgt, daß die relativen Multiplizitäten höherenergetischer sekundärer Protonen in der Eisen- geringer sind als in der Steinmatrix.

Auch die Berechnung der Multiplizitäten selbst ist für die beobachteten Unterschiede verantwortlich. Die Matrixabhängigkeiten des Bremsvermögens beeinflussen die Werte nicht nur über die bereits erwähnte Energieverschiebung der Primärspektren, sie verändern auch den Transport der Ejektile. So werden durch die in Eisenmeteoroiden im vergleich zu Steinmeteoroiden auf gleichen Wegstrecken um mehr als einen Faktor 2 größeren Massenbelegungen in ersteren anteilig mehr sekundäre Protonen in den Energiebereich unterhalb von

400 MeV gebremst. Diese Teilchen werden bei der Berechnung der Flußdichten jedoch nicht weiter berücksichtigt und führen so zu einer Reduzierung der Multiplizitäten.

Damit lassen sich nun die Beobachtungen aus Abb. 6.62 erklären. Die nahezu identischen Formen der differentiellen Flußdichten oberhalb einiger 100 MeV sind darauf zurückführen, daß in diesem Bereich die vorangegangen diskutierten Matrixabhängigkeiten der Emissionsspektrenformen nur sehr gering ausgeprägt sind. Vielmehr variieren die differentiellen Ejektilflußdichten nur sehr wenig mit der Projektilenergie, dem Streuwinkel und mit der Massenzahl der Targetkerne [Pea87]. Auch durch den Teilchentransport findet keine Änderung der Spektrenformen statt. So spielt zum einen die Bremsung nur eine sehr untergeordnete Rolle, und zum anderen ist der makroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich für alle Targetmaterialien praktisch unabhängig von der Energie. Durch die Absorptionen wird also einzig die Höhe der Spektren als Ganzes, nicht aber deren Form verändert. Da in dem hier untersuchten Energiebereich die Energieabhängigkeiten der differentiellen Flußdichten nach dem Transport im wesentlichen denen der reinen Emission entsprechen, müssen sie in weiten Bereichen unabhängig vom Matrixmaterial sein.

Neben den Energieabhängigkeiten sind in den drei hier dargestellten Fällen auch die Absolutwerte der Spektren ähnlich. Das liegt an der Matrixabhängigkeit sowohl der Absorptionen als auch der Multiplizitäten. Im Fall eines 15 cm-Eisen- und eines 25 cm-Steinmeteoroiden werden vergleichbar viele Projektile auf dem Weg vom Rand zum Zentrum hin absorbiert, und somit auch vergleichbar viele Kernreaktionen initiiert. Aus Abb. 6.63 wird deutlich, daß sich auch die Multiplizitäten für diese beiden Radien nur sehr wenig voneinander unterscheiden. So werden in den jeweiligen Kugelmittelpunkten pro absorbiertem Primärteilchen in der Steinmatrix 0,38 und in der Eisenkugel 0,34 sekundäre Protonen mit Energien oberhalb von 400 MeV produziert. Damit müssen die Absolutwerte der Teilchenspektren in dem entsprechenden Energiebereich nahezu identisch sein.

In einem 15 cm-Stein- und einem 15cm-Eisenmeteoroiden gleichen sich die Matrixabhängigkeiten der Absorption und der Produktion gerade aus. So erreichen in der Steinkugel noch etwa 33% der Projektile den Bereich des Zentrums. In der Eisenmatrix verringert sich dieser

Anteil auf nur noch etwa 17%. Wird nun noch die Matrixabhängigkeit der Multiplizitäten berücksichtigt, daß nämlich pro Projektil in Eisen 0,34 in Stein dagegen 0,41 sekundäre Protonen mit Energien oberhalb von 400 MeV im Bereich des Zentrums produziert werden, sind auch die vergleichbaren Absolutwerte der differentiellen Flußdichten in diesem speziellen Fall verständlich.

Die unterschiedlichen Radiusabhängigkeiten der Absolutwerte der differentiellen Zentrumsflußdichten der sekundären Protonen mit Energien oberhalb von etwa 400 MeV lassen sich am besten verdeutlichen, wenn die Verhältnisse der integralen Größen diskutiert werden. Dazu wurden in Abb. 6.64 die Flußdichten des Zentrums in den Eisenkugeln durch solche in Steinmeteoroiden dividiert und über den jeweiligen Radien in Zentimentern aufgetragen.

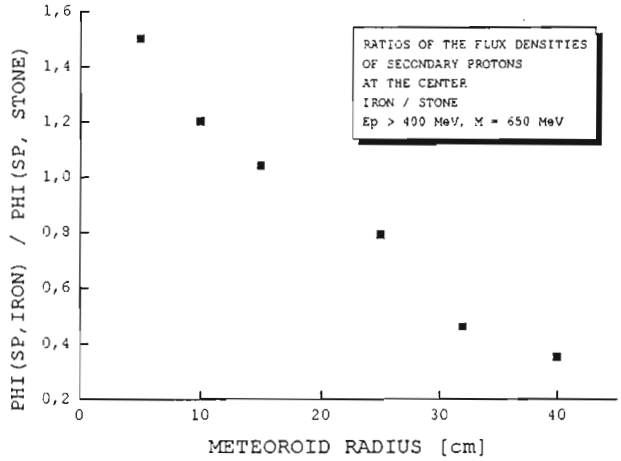


Abb. 6.64 : Verhältnisse der Zentrumsflußdichten von Eisen- und Steinmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Der Zusammenhang ist zumindest für alle hier diskutierten Radien (bis 80 cm) linear. Bei kleinen Kugelgrößen sind die Flußdichten infolge der größeren Absorption primärer Protonen bei vergleichbaren Multiplizitäten in den Eisen- um bis zu einen Faktor 1,5 größer als in den Steinmeteoroiden. Bei größeren Objekten kippen die Verhältnisse und durch die erheblich größeren Multiplizitäten werden die Flußdichten in der Steinmatrix um bis zu einen Faktor 2,9 größer als in den Eisenkugeln. Daraus resultieren die unterschiedlichen Absolutwerte der Teilchenspektren in dem Energiebereich oberhalb von 400 MeV.

In Abb. 6.62 wird deutlich, daß sich die Spektren für Teilchenenergien unterhalb einiger 100 MeV sowohl bezüglich ihrer Form als auch in Bezug auf ihre Absolutwerte voneinander unterscheiden. Beide Effekte sind auf die bereits mehrfach angesprochenen Matrixabhängig-

keiten zum einen der Emissionsspektren und zum anderen des Bremsvermögens zurückzuführen. Die reinen Emissionsspektren weisen ein lokales Maximum bei etwa 50 MeV auf, wobei dessen Lage weitgehend unabhängig sowohl von der Projektilenergie als auch von der Massenzahl der bestrahlten Targetkerne ist [Pea87, Fil84]. Während diese Strukturen in den differentiellen Flußdichten der Steinmeteoroide noch deutlich ausgeprägt sind, flacht sich das Maximum infolge der effektiveren Bremsung in den Eisentargets und der Matrixabhängigkeit der Formen der Emissionspektren ab, um bei großen Meteoroiden endgültig zu verschwinden.

Wegen der speziellen Spektrenformen werden anzahlig mehr sekundäre Protonen vom Mittel- in den Niederenergiebereich gebremst, als solche von hohen zu niedrigen Energien überführt werden. Überlagert wird dieser Effekt noch dadurch, daß in der Eisenmatrix von den relativen Anzahlen mehr sekundäre Protonen mit niedrigeren Energien produziert werden als in den Steinmeteoroiden (siehe Kap. 6.5.1.2).

6.5.3.3 Der Matrixeffekt für sekundäre Neutronen

In Abb. 6.65 sind die differentiellen Flußdichten der sekundären Neutronen in Stein- und Eisenmeteoroiden dargestellt. Als Modulationsparameter des eingestrahlten Primärspektrums wurde in allen Fällen $M = 650$ MeV gewählt und sämtliche Daten sind auf einen einfallenden Fluß von $J_0 = 1$ cm^{-2} s^{-1} normiert. Auf der linken Seite der Abbildung sind die Spektren im Zentrum eines 25 cm- Stein und eines 15 cm-Eisenmeteoroiden aufgetragen. Wie schon mehrfach erwähnt, führt diese spezielle Radiuskombination zu vergleichbaren Absorptionsverlusten der Projektile bei ihrem Weg vom Kugelrand zum jeweiligen Mittelpunkt. Auf der rechten Seite finden sich die differentiellen Zentrumsflußdichten sekundärer Neutronen in Meteoroiden gleicher Radien (jeweils 15 cm).

Es wird deutlich, daß sich die Neutronenspektren des Zentrums für alle Energien oberhalb von etwa 1 MeV durch einen Potenzansatz in E beschreiben lassen (siehe dazu auch Gleichung (6.8)). Unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Kap. 6.5.2.1 und Kap. 6.5.2.2 - die prinzipiellen Spektrenformen sind unabhängig von der Meteoroidengröße und von der Tiefe unter der Oberfläche - kann diese Aussage auf alle denkbaren Tiefenbereiche, Meteoroiden-

radien und Targetmaterialien erweitert werden. Entsprechend läßt sich der Matrixeffekt der sekundären Neutronen für Energien oberhalb von 1 MeV am anschaulichsten mit Hilfe der beiden freien Parameter A und α diskutieren.

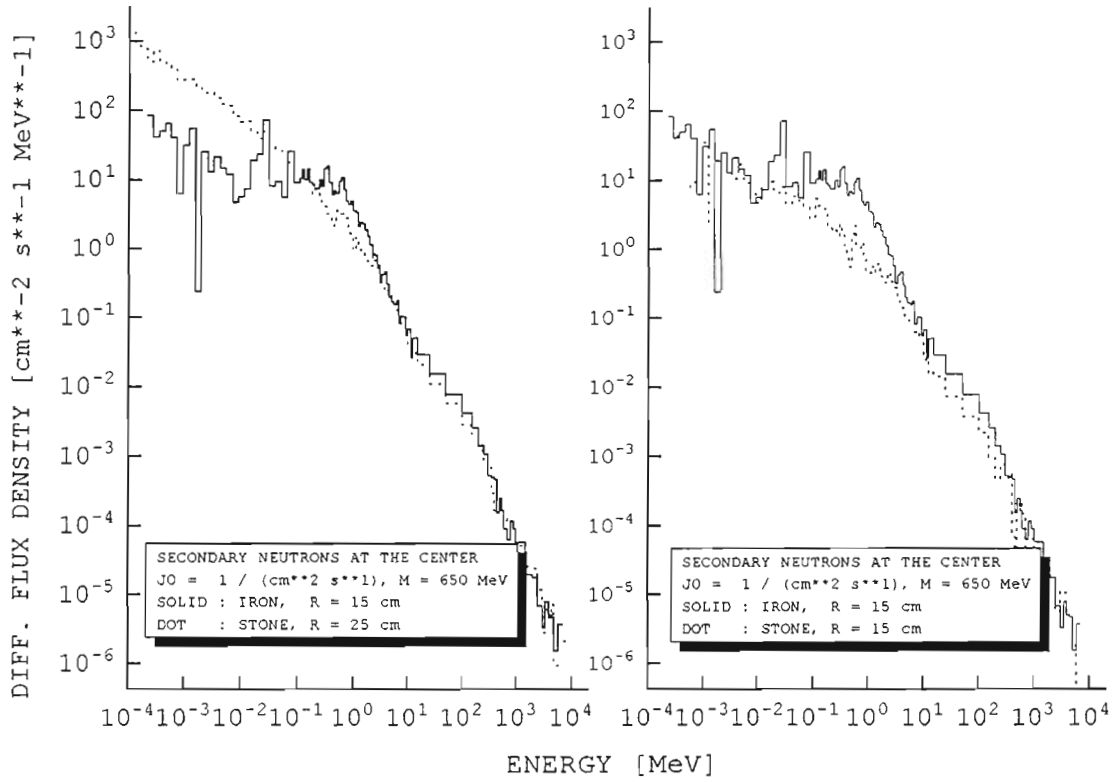


Abb. 6.65 : Spektren sekundärer Neutronen in Stein- und Eisenmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Daher wurde sowohl für Stein- als auch für Eisenmeteoroide mit Radien von 5 cm bis 65 cm der Ausdruck in Gleichung (6.8) mittels Least-Squares-Methoden an die Monte-Carlo-Ergebnisse angepaßt und die so erhaltenen Ergebnisse in Abb. 6.66 dargestellt.

In der oberen Zeile ist für Radien von 5 cm bis 65 cm der Parameter A für Stein- (linke Seite) und Eisenmeteoroide (rechte Seite) über den jeweiligen Tiefen aufgetragen. Die Werte nehmen sowohl mit der Tiefe unter der Oberfläche als auch mit dem Radius zu und sind in den Eisenmeteoroiden in allen Fällen größer als in den Steinkugeln. So liegen die entsprechenden Eisendaten an der Oberfläche eines 5 cm-Körpers um einen Faktor 4,2, bei einer 15 cm-Kugel um einen Faktor 3,3 und bei einem 40 cm-Meteoroiden um einen Faktor 2,9 über denen der korrespondierenden Steintargets. Im Bereich der jeweiligen Zentren verändern sich die Werte auf 3,6 (5 cm), 2,9 (15 cm) und 2,1 (40 cm). Diese Unterschiede resultieren aus einer Überlagerung verschiedener Effekte.

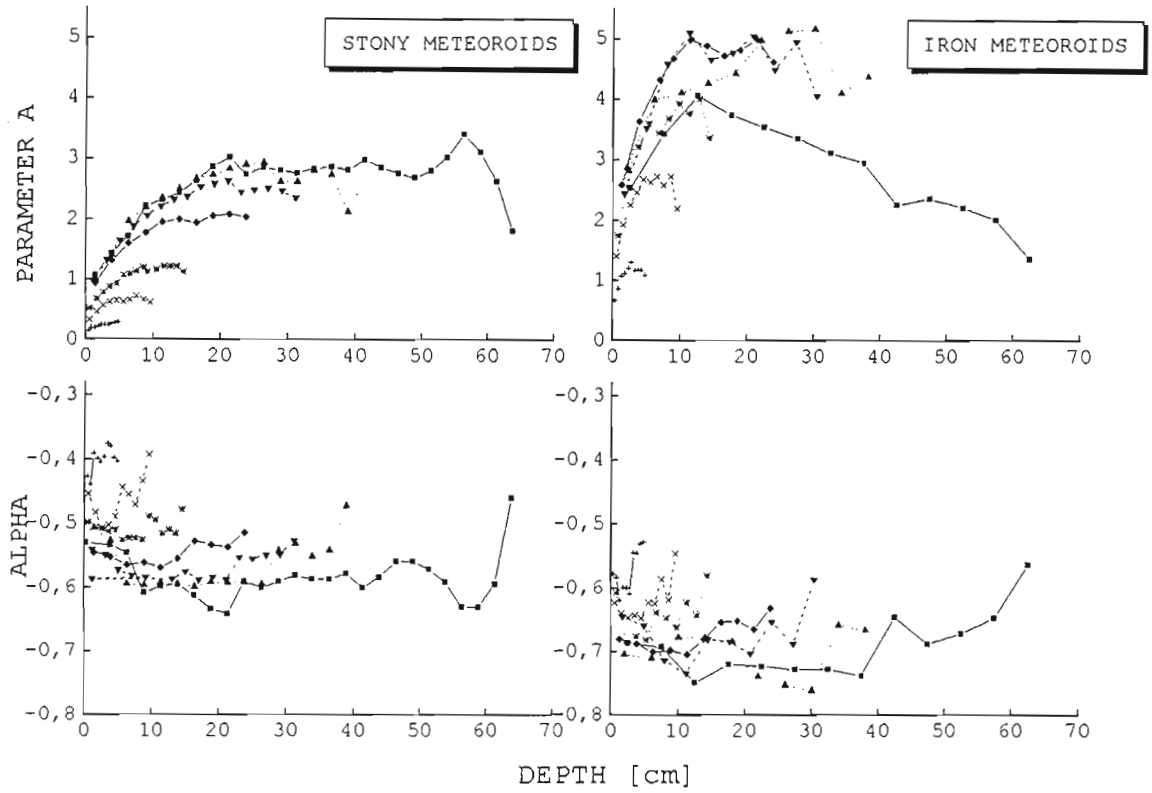


Abb. 6.66 : Tiefen- und Radiusabhängigkeiten der zur analytischen Bescheibung der sekundären Neutronenspektren notwendigen Parameter A und α

Die Sekundärteilchenproduktion nimmt mit steigender Massenzahl [Car77, Clo89, Fil87, Koc89, Pea87] zu, was zu höheren Neutronenflußdichten in den Eisenmeteoroiden führt. Im Gegensatz dazu sind in den Eisenkugeln aufgrund des geringeren Bremsvermögens dieses Matrixmateriales, bei Radiusgleichheit mit den Steintargets, größere geometrische Verluste zu erwarten (siehe auch Kap. 6.5.1.3). Diese Verlustmechanismen sind zwar merklich, dominieren das Geschehen jedoch für die hier diskutierten Neutronenenergien von etwa 1 MeV nicht. Eine Proportionalität der Sekundärteilchenproduktion zur Massenzahl müßte im Falle der speziellen Radiuskombination 15 cm-Eisen- und 25 cm-Steinkugel zu einem Verhältnis der *A*-Werte von etwa 1,9 führen. Aus den ermittelten analytischen Daten läßt sich für den Bereich der Zentren ein Wert von 1,7 und für die Oberflächen ein Wert von 1,8 angeben. Die Abweichungen vom theoretischen Befund sind also gering und geben einen Hinweis auf die Vernachlässigbarkeit etwaiger Verluste für den niederenergetischen Spektrenbereich. Für Teilchen mit höheren Energien sind dagegen, wie später noch deutlich gemacht werden wird, durchaus geometrische Verluste zu erwarten.

Die untere Zeile zeigt die Abhängigkeiten des Parameter α von der Tiefe unter der Oberfläche. Auf den ersten Blick läßt sich für die jeweiligen Meteoroidentypen keine allgemeine Systematik beobachten. Es scheint jedoch so, daß die Werte mit zunehmenden Radien kleiner werden, dabei insgesamt jedoch nahezu unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche sind. Das würde heißen, daß je nach Matrixmaterial die Steigung der Neutronenspektren im Energiebereich oberhalb von 1 MeV nur von der Meteoroidengröße, nicht aber von der Position der Probe ihn ihm abhängt. Bei jeweils gleichen Radien nehmen die α's in den Stein- größere Werte als in den Eisenkugeln an, die differentiellen Neutronenflußdichten fallen in letzteren also schneller zu hohen Energien hin ab. Das liegt daran, daß zwischen den Parametern A und α ein Zusammenhang besteht, sie also nicht unabhängig voneinander sind (siehe Diskussion in Kap. 6.2.3). Eine Erhöhung der Spektrenabsolutwerte bei 1 MeV führt zu einer größeren Steigung. Durch die Tiefenunabhängigkeit von α wird es möglich, mittlere Werte zu diskutieren. Eine entsprechende graphische Darstellung findet sich in Abb. 6.67.

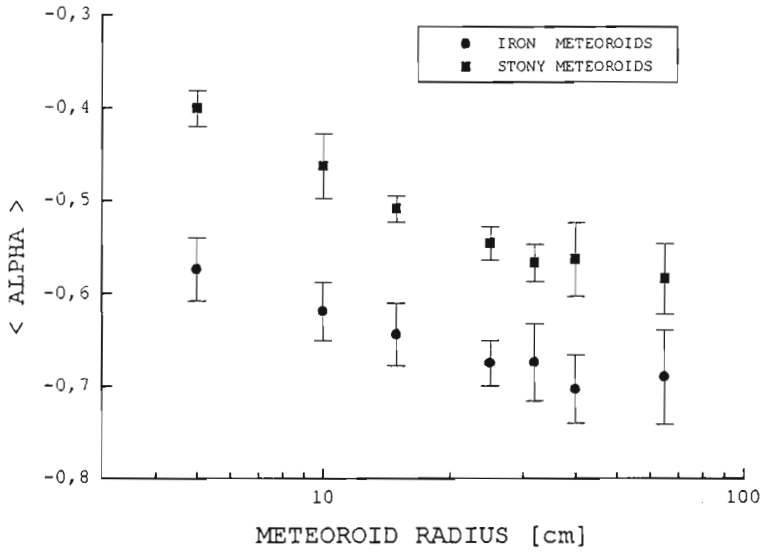


Abb. 6.67 : Mittlere Spektrensteigung in Abhängigkeit vom Radius für Stein- und Eisenmeteoroide

Sowohl für Stein- als auch für Eisenmeteoroide nehmen die mittleren Spektrensteigungen annähernd exponentiell mit anwachsendem Radius zu. Dabei ist zwar der funktionelle Zusammenhang in beiden Fällen vergleichbar, die Werte für α liegen bei gleicher Kugelgröße in den Eisentargets im Mittel jedoch um etwa einen Faktor 1,3 unter denen der Stein-

meteoroide, die Spektren fallen in den Eisentargets also schneller zu hohen Energien hin ab. Da die Ursachen im bisherigen Verlauf dieser Arbeit bereits diskutiert wurden und sie bei der nachfolgenden Erläuterung der Multiplizitäten nochmals aufgegriffen werden, reicht es an dieser Stelle aus, sie kurz stichpunktartig aufzuzählen.

Da die beiden Parameter A und α nicht unabhängig voneinander sind, muß eine Erhöhung der Absolutwerte der differentiellen Flußdichten bei 1 MeV eine Vergrößerung der Spektrensteigungen bewirken. Auch durch die Abhängigkeit der Ejektilspektrenform vom Matrixmaterial vor allem im Mittel und Niederenergiebereich wird α beeinflußt. Desweiteren verändern die geringeren mittleren Energien der differentiellen Primärflußdichten in Eisen- gegenüber Steinmeteoroiden die Spektrenformen der sekundären Neutronen. Als letztes sind noch die geometrischen Verluste zu nennen, die sich vorwiegend bei hochenergetischen Ejektilen und zwar hauptsächlich bei schlecht moderierenden Targetmaterialen bemerkbar machen.

Die vorangegangene Diskussion bezüglich der Energieabhängigkeiten der differentiellen Neutronenflußdichten für Energien oberhalb von etwa 1 MeV läßt sich wie folgt zusammenfassen:
Gleich sind in Stein- und Eisenmeteoroiden die Abhängigkeiten der jeweiligen Spektrenformen von dem Meteoroidenradius und der Tiefe unter der Oberfläche. So nehmen die Absolutwerte bei 1 MeV unabhängig vom Matrixmaterial sowohl mit zunehmender Tiefe als auch mit anwachsender Größe zu. Der Abfall der Werte zu hohen Energien wächst in beiden Fällen exponentiell mit dem Radius an, wobei die Steigung dabei stets als unabhängig von der Abschirmtiefe anzusehen ist. Trotz dieser vielen Ähnlichkeiten lassen sich für diesen Energiebereich auch einige matrixabhängige Effekte beobachten. So sind bei gleichen Radien die Absolutwerte der differentiellen Flußdichten aufgrund der Massenzahlabhängigkeiten der Sekundärteilchenproduktionen in den Eisenmeteoroiden im Mittel zwischen einem Faktor 1,5 und 2 größer als in den Steinkugeln. Daraus folgt, daß der Abfall der Werte zur Maximalenergie in den Eisentargets größer ist als in den Steintargets. Dieser Effekt wird dadurch verstärkt, daß aufgrund des unterschiedlichen Bremsvermögens in den Eisenkugeln größere geometrische Verluste vor allem hochenergetischer Teilchen zu erwarten sind, was

die Spektrensteigung ebenso beeinflußt, wie die Matrixabhängigkeiten der Ejektilspektren. Das sind jedoch nicht die einzigen matrixabhängigen Effekte. Wesentliche Unterschiede lassen sich im epithermischen und thermischen Energiebereich beobachten. Eine physikalisch fundierte Diskussion muß wieder über die Multiplizitäten erfolgen.

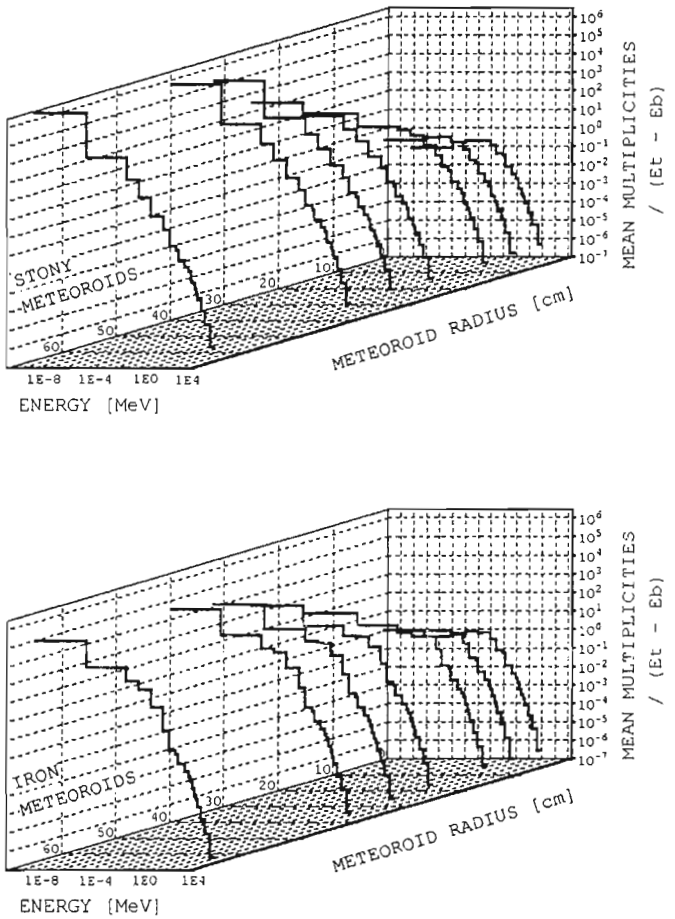


Abb. 6.68 : Mittlere Multiplizitäten sekundären Neutronen in Stein- und Eisenmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Wie schon bei den Simulationsexperimenten (Kap. 6.5.1) und den sekundären Protonen in realen Meteoroiden (Kap. 6.5.3.1) sind auch im vorliegenden Fall die Multiplizitäten nahezu unabhängig von der Tiefen unter der Oberfläche, so daß zur Diskussion wieder ihre ge-

mittelten Werte herangezogen werden können. In Abb. 6.68 sind die entsprechenden Daten sowohl für Stein- als auch für Eisenmeteoroide für jeweils 20 Energiebereiche und für Radien von 5 cm bis zu 65 cm dargestellt.

Die prinzipiellen Strukturen sind für alle Tiefenbereiche und für die beiden unterschiedlichen Matrixmaterialien vergleichbar. Die Werte steigen von der Maximalenergie her kommend monoton zu niedrigen Energien hin an, um bei Werten unterhalb von etwa 1 keV in einen plateauähnlichen Bereich überzugehen. Die dabei angenommen Absolutwerte sind sowohl abhängig vom Meteoroidenradius als auch vom Matrixmaterial. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Verhältnisse der Multiplizitäten von Stein- und Eisenmeteoroiden für Radien von 10 cm, 25 cm und 40 cm berechnet und über der Energie aufgetragen (siehe Abb. 6.69). Bei einer Diskussion der Daten müssen mindestens drei Energiebereiche ($E > 100$ MeV, 10 keV $< E <$ 100 MeV und $E <$ 10 keV) unterschieden werden.

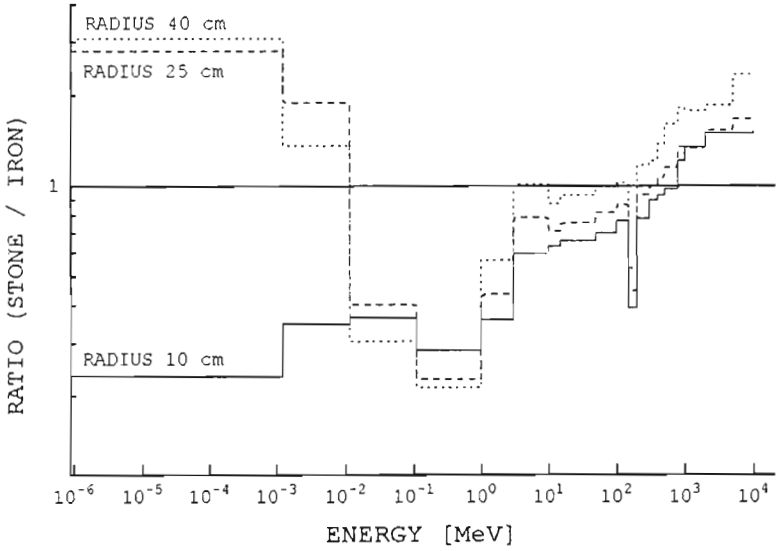


Abb. 6.69 : Verhältnisse der mittleren Multiplizitäten von Stein- und Eisenmeteoroiden unterschiedlicher Radien

Für Energien oberhalb von 100 MeV sind die mittleren Multiplizitäten in den Stein- zum Teil deutlich größer als in den Eisenmeteoroiden. Die Ratios liegen zwischen 1 bei 100 MeV und maximal 3 bei der Maximalenergie (in den vorliegenden drei Beispielen wird maximal ein Wert von 2,3 angenommen), wobei die Höchstwerte mit anwachsendem Meteoroidenradius zunehmen. So betragen sie bei den 5 cm-Kugeln maximal 1,7 und steigen bei den 65

cm-Körpern auf nahezu 3 an. Für diese Beobachtungen sind mehrere Effekte verantwortlich. Wie bereits im Verlauf dieses Kapitels mehrfach erwähnt, unterscheidet sich für die beiden Targetmaterialien die Massenbelegung pro Wegstück um mehr als einen Faktor 2,2 voneinander. Wegen der in beiden Fällen vergleichbaren Ladungs- zu Massenzahlverhältnisse und der damit verbundenen vergleichbaren Bremsvermögen auf gleichen Wegstücken in Einheiten der Massenbelegung, werden die geladenen Projektile in den Eisenkugeln effektiver gebremst als in den Steintargets. Mit dieser Verminderung der mittleren Primärenergie sind mehrere Effekte verbunden, die sich überlagern und so zu den beobachteten Matrixabhängigkeiten in diesem Energiebereich führen. Zum einen führen Projektile mit geringen Energien zu geringen Multiplizitäten pro Kernreaktion und zum anderen können sie nur niederenergetische Ejektile produzieren (siehe vorangegangene Diskussion). Durch die Bremsung werden also die gesamten Spektren der Sekundärteilchen zu niedrigen Energien hin verschoben.

Durch die Unterschiede in den Bremsvermögen der sekundären Neutronen, sind in Eisenmeteoroiden größere geometrische Verluste zu erwarten. Dieser spezielle Effekte wird sich vor allem bei den hochenergetischen sekundären Neutronen bemerkbar machen (Kap. 6.5.1.3). Diese beiden hier angesprochenen Effekte - Bremsung der Projektile und Verluste der Neutronen - überwiegen für Energien oberhalb von etwa 100 MeV, so daß die mittleren Multiplizitäten in den Steinmeteoroiden trotz ihrer kleineren Massenzahlen höher sind als in den Eisentargets.

Im Energiebereich zwischen 10 keV und 100 MeV sind die Multiplizitäten in den Eisenkugeln zum Teil deutlich größer als in den Steinmeteoroiden. Liegen die Ratios oberhalb von etwa 50 MeV noch nahe bei 1, fallen sie für kleinere Energien auf Werte zwischen 0,2 und 0,3 ab, was heißt, daß die Multiplizitäten in den Eisenmeteoroiden in diesem speziellen Energieintervall um bis zu einen Faktor 3 bis 5 über denen in den Steinkugeln liegen. Auch in diesem Fall überlagern sich mehrere Effekte.

Die Sekundärteilchenproduktion ist abhängig von der Massenzahl. Nehmen die geometrischen Verluste ab - was für sekundäre Teilchen solcher Energien zu erwarten ist - sollten die Multiplizitäten in den Eisentargets um etwa einen Faktor 1,9 größer sein als in den Steinkugeln. Beobachten lassen sich jedoch Faktoren von mehr als 3. Es muß also noch

weitere Effekte geben, die in die gleiche Richtung wirken. Dabei handelt es sich zum einen um die Matrixabhängigkeiten der Ejektilspektren und zum anderen um die in Eisenmeteoroiden stärkere Bremsung der Projektile und die daraus resultierenden niederenergetischeren Ejektile. Die Überlagerung dieser drei Effekte führt schließlich dazu, daß die Multiplizitäten in den Eisen- größer als in den Steinmeteoroiden sind und die Verhältnisse dabei Werte annehmen, die sich nicht mit den reinen Massenzahlabhängigkeiten erklären lassen.

Im Energiebereich unterhalb von 10 keV sind die Multiplizitäten zumindest für Radien größer als 15 cm in den Steinmeteoroiden deutlich größer als in den Eisentargets. Es werden je nach Probenkörpergröße Ratios bis zu einem Faktor 4 angenommen. Die Ursachen liegen vor allem in den unterschiedlichen Bremsvermögen und Einfangquerschnitten. Es wurde schon bei der Diskussion des Matrixeffektes der beiden Simulationsexperimente erwähnt, daß die Fermi-Alter in den Eisenmeteoroiden etwa 3 bis 4 mal größer als in den Steinkugeln sind. In den Eisentargets ist es also wahrscheinlicher, daß die Neutronen den Körper verlassen, bevor sie epithermische oder thermische Energien erreichen. Auch sind die Einfangquerschnitte für thermische Neutronen in den beiden Matrixmaterialien sehr unterschiedlich. Während sie in den Eisenmeteoroiden Werte bis zu 2,8 barn annehmen, erreichen sie in den Steinkugeln nur Werte von etwa 0,7 barn. In den Eisenmeteoroiden werden also sehr viel mehr sekundäre Neutronen mit niedrigen Energien eingefangen und aus dem Spektrum entfernt als in den Steintargets.
Abweichungen von dieser allgemeinen Systematik lassen sich für kleine Meteoroide beobachten. Hier nehmen die Ratios Werte kleiner als 1 an (siehe Abb. 6.69), was auf die untergeordnete Rolle der Moderation zurückzuführen ist. Sowohl für Stein- als auch für Eisenmeteoroide ist die mittlere freie Weglänge der niederenergetischen sekundären Neutronen groß gegenüber den Radien, so daß die Teilchen innerhalb der Kugeln nur wenig wechselwirken. Da die Moderation in diesem Fall also nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt, verlieren auch die Einfangprozesse ihren Einfluß, und die Ratios der Multiplizitäten werden überwiegend durch die Verhältnisse der Massenzahlen determiniert. Das führt natürlich dazu, daß pro reagierendem Projektil in den Eisen- mehr sekundären Neutronen produziert werden als in den Steinkugeln.

7 Experimentelle Ergebnisse der Bestimmung der Flußdichten primärer Protonen

Wie in Kap. 4.3 angesprochen, lassen sich in Bestrahlungsexperimenten die Flußdichten der primären Teilchen prinzipiell auf zwei unterschiedlichen Wegen ermitteln. Zum einen ist eine Absolutbestimmung mit einem Faraday-Cup möglich, und zum anderen lassen sich die Flußdichten relativ zu einer Standardreaktion angeben. Bei dem Experiment dieser Arbeit stand kein Faraday-Cup zur Verfügung, was auch damit zusammenhängt, daß eine korrekte Anwendung und Auswertung bei hohen Energien aufgrund der produzierten sekundären Teilchen schwierig ist. Daher wurden die Flußdichten aller Experimentaufbauten relativ zu einer Standardreaktion, der sogenannten „Monitorreaktion", bestimmt. Verwendet wurde dabei, soweit nicht anders erläutert, die Reaktion $^{27}Al(p,3p3n)^{22}Na$. Begründungen, die zur Wahl dieser Reaktion geführt haben und eine Auflistung der benutzten Monitorwirkungsquerschnitte finden sich in Kap. 4.3.

7.1 Die Protonenflußdichten in den First- und Thin-Target-Aufbauten

Die Protonenflußdichten in den First- und Thin-Target-Aufbauten sind sämtlich in bezug auf Beiträge durch sekundäre Teilchen nach dem in Kap. 4 vorgestellten Verfahren korrigiert. Die Größen der Korrekturen waren von der Massenbelegung des gesamten Folienstapels und von der Massenzahl des Targetelementes abhängig und lagen zwischen 0,5% (108 mg/cm^2, Kohlenstoff) und 10,6% (224 mg/cm^2, Blei).

In Abb. 7.1 sind die experimentell bestimmten Protonenflußdichten (in 10^{10} cm^{-2} s^{-1}) der Experimente SACL0A und SACL0B über den Positionen (1 bis 16) des jeweiligen Aufbaus aufgetragen. Die Zusammensetzungen der einzelnen Folienstapel sind in Tab. 3.1 und die numerischen Werte der Flußdichten in Tab. A1 des Anhanges A aufgelistet.

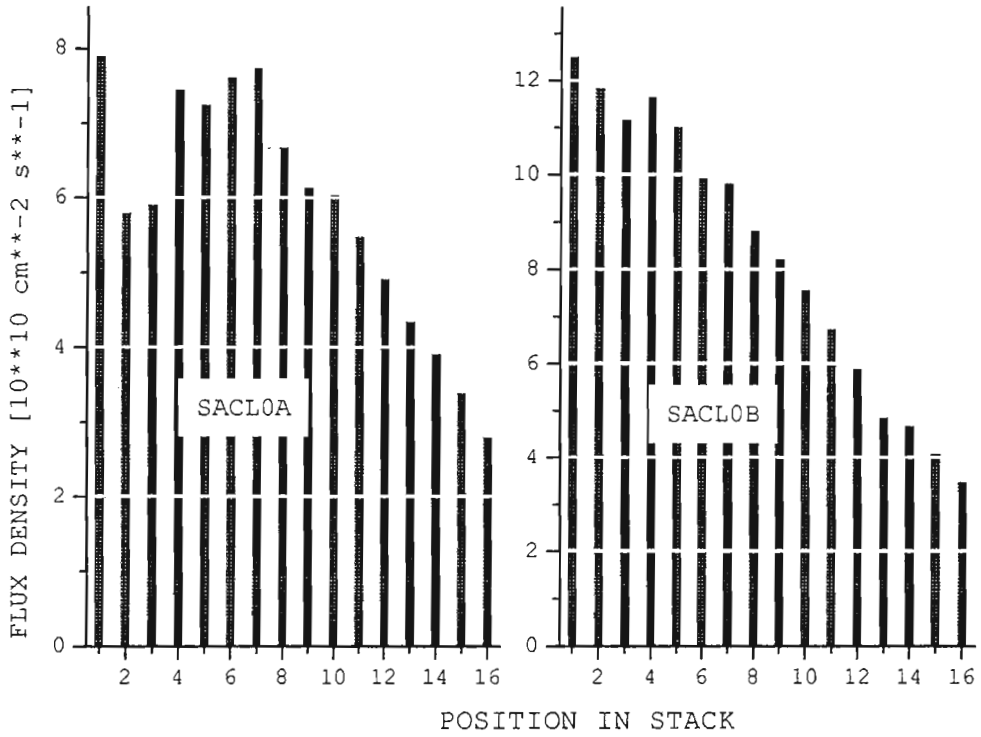


Abb. 7.1 : Experimentell bestimmte Protonenflußdichten (in 10^{10} cm^{-2} s^{-1}) in den Experimentaufbauten SACL0A und SACL0B für die unterschiedlichen Positionen der einzelnen Folienstapel

Die Flußdichten der primären Protonen nehmen in beiden Experimentteilen entlang der Strahlrichtung ab, und zwar nehmen sie um einen Faktor 2,8 (SACL0A) bzw. 3,3 (SACL0B) ab. Die niedrigen Werte der Folienstapel 2 und 3 des Aufbaus SACL0A sind auf eine nicht korrekte Justierung zurückzuführen. Während sich die totale Abnahme der Flußdichten wegen der nicht direkt zugänglichen elastischen und inelastischen Streuung der primären Protonen an den Luftmolekülen der Zwischenräume einer Quantifizierung entzieht, läßt sich die unterschiedliche Verminderung (die Verluste durch Streuungen an den Luftteilchen sind in beiden Fällen gleich) quantitativ diskutieren. Nach Gleichung (6.3) hängt die Zahl der in den Stacks reagierenden Projektile nur von der Targetdicke und dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt des bestrahlten Materials ab. Im vorliegenden Fall ergibt sich damit ein Verhältnis der Abnahmen zwischen SACL0B und SACL0A von 1,25, was die experimentellen Daten bis auf 6% beschreibt.

Neben den Flußdichten, die über das Produktnuklid ^{22}Na ermittelt wurden, werden auch aus den Ergebnissen, die sich aus den Restkernverteilungen der Nuklide ^{7}Be und ^{24}Na ergaben, Aussagen ermöglicht. Dazu wurden die Verhältnisse der über die ^{7}Be- bzw. ^{24}Na-Aktivitäten bestimmten Flußdichten mit den vorangegangen diskutierten ^{22}Na-Daten gebildet und die Ergebnisse sowohl für SACL0A (weiße Balken) und SACL0B (schwarze Balken) über den Positionen (1 bis 16) des jeweiligen Aufbaus aufgetragen (Abb. 7.2).

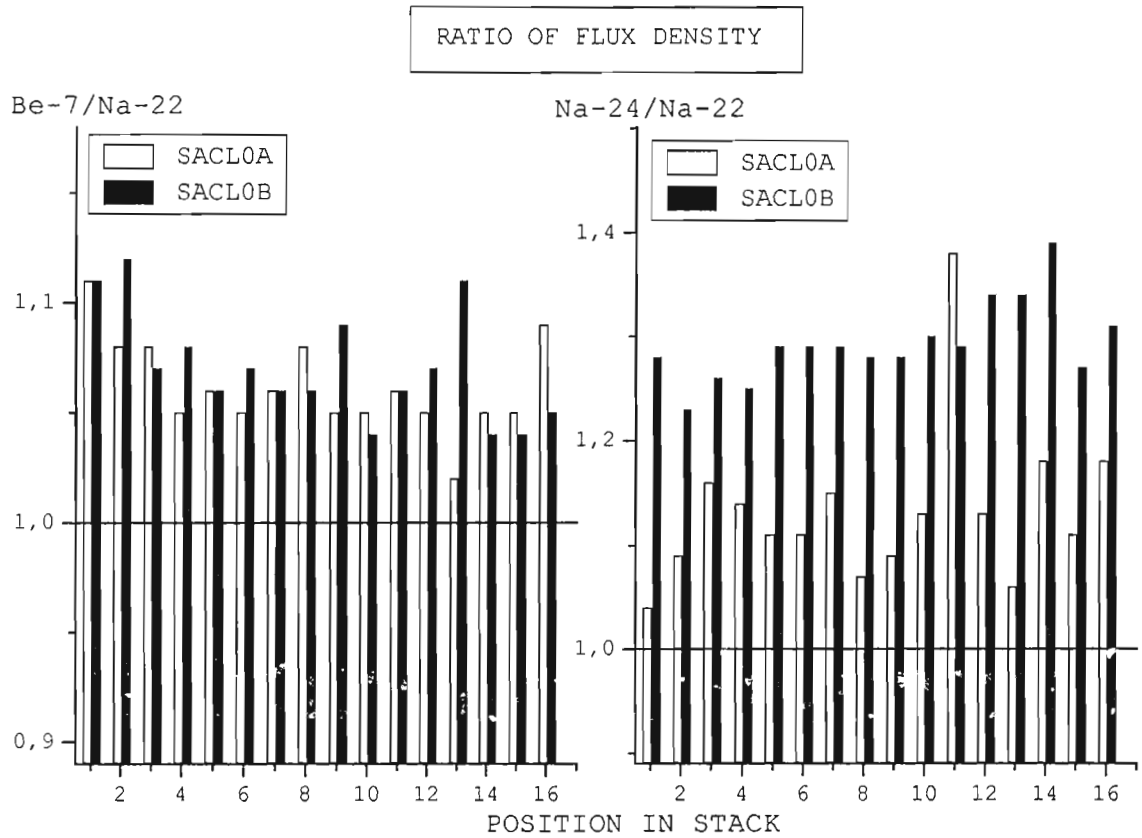


Abb. 7.2 : Verhältnisse der Flußdichten, die mit Hilfe der experimentell ermittelten ^{24}Na- ^{22}Na- und ^{7}Be-Aktivitäten berechnet wurden

Die jeweils verwendeten Monitorwirkungsquerschnitte ergaben sich für ^{22}Na aus den Daten der Tab. 4.1, für ^{24}Na aus den Stützstellen 10,0 mb bei 1,5 GeV bzw. 9,5 mb bei 2,0 GeV und für ^{7}Be aus den Werten 8,6 mb bei 1,5 GeV bzw. 8,8 mb bei 2,0 GeV durch doppeltlogarithmische Interpolation (Kap. 4.3, alle Daten aus [Tob81]).

Wie für sekundärteilchenkorrigierte Werte zu erwarten, streuen die Ratios der ^{7}Be und ^{22}Na-Flußdichten unabhängig von den targetspezifischen Größen makroskopischer inelastischer

Wirkungsquerschnitt und Foliendicke. Auch läßt sich keine Abhängigkeit vom Experimentaufbau beobachten. Der Mittelwert ist mit 1,07 ± 0,02 jedoch signifikant von 1 verschieden. Die Ursache dafür kann nur in einer Inkonsistenz der ^{7}Be- und ^{22}Na-Monitorwirkungsquerschnitte liegen. Es folgt also daraus, daß die von Tobailem et al. [Tob81] angegeben ^{7}Be-Werte relativ zu den ^{22}Na-Daten etwa 5% bis 9% zu niedrig liegen. Diese Diskrepanzen sind jedoch nicht überzubewerten, da von Tobailem et al. [Tob81] für die Monitorwirkungsquerschnitte ein Fehler von etwa 10% angegeben wird, die hier beobachteten Abweichungen also sämtlich innerhalb der entsprechenden 1-σ-Fehlerintervalle liegen.

Auch die ^{24}Na/^{22}Na-Verhältnisse korrelieren nicht mit den charakteristischen Targeteigenschaften. Der erhöhte Wert des Experimentes SACL0A bei der Position 13 hat mit großer Wahrscheinlichkeit seine Ursache in einer nicht exakten Justierung des Folienstapels in Strahlrichtung. Durch eine nicht exakte Ausrichtung wird neben dem eigentlichenTarget zusätzlich ein großer Teil des Aluminiumhalters (siehe dazu auch Abb. 3.3) bestrahlt. Wegen seiner großen Masse und Dicke werden in ihm mehr sekundäre Teilchen produziert als in den eigentlichen Targetfolien. Derartige Beiträge sind in den Monte-Carlo-Rechnungen nicht berücksichtigt, so daß eine Sekundärteilchenkorrektur in einem solchen Fall die tatsächlichen Verhältnisse unterschätzt.

Die Ratios sind jedoch vom Experimentaufbau abhängig. So betragen die mittleren Verhältnisse für die Bestrahlung SACL0A etwa 1,13 ± 0,07 und für SACL0B 1,29 ± 0,04. Diese Unterschiede sind signifikant und fordern daher eine physikalische Erklärung.

Über die Ursachen der beobachteten Abweichungen läßt sich an dieser Stelle jedoch nur spekulieren. Es erscheint jedoch wahrscheinlich, daß die deutlich unterschiedlichen Bestrahlungsdauern und Flußdichten zumindest für einen Teil der Effekte verantwortlich sind. Da in den Eisenfolien der beiden Raum-Monitore R09 und R10 das Produktnuklid ^{54}Mn und in den entsprechenden Nickeltargets ^{58}Co nachgewiesen werden konnte, und beide Reaktionen vorwiegend durch sekundäre Neutronen des gleichen Energiebereiches wie die (n,α)-Beiträge am ^{27}Al beeinflußt werden, lassen sich die überhöhten Flußdichten zumindest zum Teil auf einen allgemeinen Raumuntergrund sekundärer Neutronen zurückführen. Da ein erhöhter primärer Fluß zu einer Erhöhung des Untergrundes führen sollte, müßten dann die Ratios für das Experiment SACL0B tatsächlich über denen aus SACL0A liegen (die Protonenflußdich-

ten unterschieden sich um 63%). Ob dieser Effekt jedoch alleine für Unterschiede verantwortlich ist, oder ob nicht noch andere Mechanismen eine Rolle spielen, kann zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht abschließend geklärt werden. Dazu wären die differentiellen Flußdichten des allgemeinen Raumuntergrundes an den einzelnen Positionen des Stacks in Abhängigkeit von der Primärflußdichte zu berechnen. Eine solche Simulation ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt wegen der Nicht-Verfügbarkeit des HERMES-Systemes zum einen nicht möglich, und würde zum anderen den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

7.2 Protonenflußdichten auf dem Sonnensegel und der Oberfläche des Simulationsmeteoroiden

Nach Kap. 3.4 läßt sich aus der gemessenen Restkernverteilung in dem Sonnensegel nicht nur die Projektilflußdichte bestimmen. Durch eine Unterteilung in einzelne Bereiche ist es vielmehr möglich, über die so erhaltene Ortsauflösung Informationen in bezug auf die Homogenität der Bestrahlung zu erhalten. Nur eine homogene Bestrahlung der Querschnittsfläche führt bei gleichmäßigen Rotationen der Kugel zu einer isotropen Bestrahlungssituation. Aus diesem Grund war auf der gesamten Aluminium-Folie ein Schnittmuster eingeprägt, nach dem sie nach Bestrahlungsende in insgesamt 100 numerierte Quadrate mit jeweiligen Kantenlängen von 20 mm zerteilt wurde (siehe Kap. 3.4). In jedem dieser Stücke wurde die Flußdichte der primären Protonen mit Hilfe der ^{22}Na- und der ^{7}Be-Aktivitäten bestimmt. Das Produktnuklid ^{24}Na konnte wegen seiner kurzen Halbwertszeit (etwa 15 h) nur in einigen ausgewählten Quadraten gemessen werden. Um jedoch auch in diesem Fall Aussagen über die Homogenität zu ermöglichen, wurden speziell die Proben SS005, SS015, SS025, SS035, SS045, SS055, SS065, SS075, SS085, SS095 sowie die Quadrate mit den Nummern SS051 bis SS060 auf ihre ^{24}Na-Aktivitäten gemessen. Eine Darstellung der Probenlagen auf dem Sonnensegel findet sich in Abb. 3.4 in Kap. 3.4.

In Abb. 7.3 sind die mit Hilfe der ^{22}Na-Aktivitäten ermittelten Protonenflußdichten (in 10^8 cm^{-2} s^{-1}) des Sonnensegels dargestellt. Dabei kennzeichnet die X-Y-Ebene die Fläche der

Aluminiumfolie (die zum Verständnis notwendigen Nummern einzelner Quadrate sind eingetragen). Entlang der Z-Achse sind die absoluten Flußdichten aufgetragen.

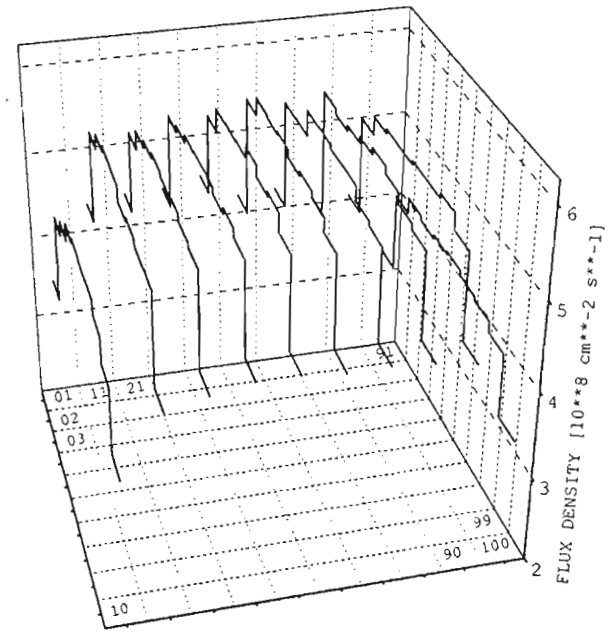


Abb. 7.3 : Ortsaufgelöste Flußdichte primärer Protonen in dem Sonnensegel. Alle Werte wurden auf Grundlage experimentell bestimmter ^{22}Na-Aktivitäten berechnet

Es wird deutlich, daß die Bestrahlung des Sonnensegels nicht homogen war. Während die Werte des Zentrums nur relativ kleine Variationsbreiten aufweisen, sind die Flußdichten des Randbereiches systematisch erniedrigt. Eine Abhängigkeit von einer speziellen Raumrichtung ist nicht zu beobachten. Um diesen Sachverhalt nochmals zu verdeutlichen und vor allem zu quantifizieren, wurden die Flußdichten der Proben SS005, SS015, SS025, SS035, SS045, SS055, SS065, SS075, SS085, SS095 und SS051 bis SS060 separat diskutiert. Eine graphische Darstellung findet sich in Abb. 7.4. Aufgetragen sind die Flußdichten entlang der durch den Mittelpunkt laufenden Horizontalen (SS051 bis SS060) bzw.Vertikalen (SS005 bis SS095). Auch in dieser Graphik zeigt sich, daß die Werte des zentralen Bereiches (SS052 bis SS059 bzw. SS015 bis SS085) nur eine sehr geringe Streuung aufweisen (maximal 8%), die Bestrahlung für sie also nahezu homogen war. Die Randzone wurde dagegen mit einer deutlich verminderten Protonenflußdichte bestrahlt. So liegen die Werte für die hier diskutierten Proben bis zu 30% unter dem Mittelwert des zentralen Bereiches.

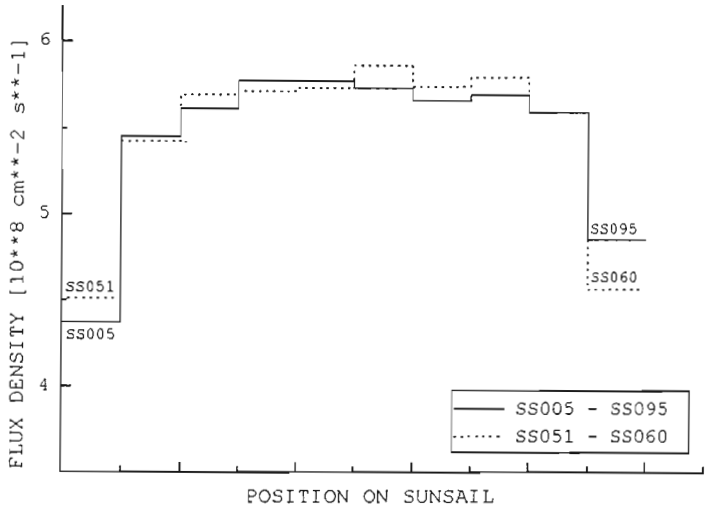


Abb. 7.4 : Protonenflußdichten des Sonnensegels entlang einer durch den Mittelpunkt laufenden Horizontalen (SS051 bis SS060) beziehungsweise einer Vertikalen (SS005 bis SS095)

Damit stellt sich nun die Frage, ob in dem zentralen Bereich und in der Randzone die ^{22}Na-Aktivitäten ihrerseits wirklich gleichverteilt sind, oder ob nicht vielmehr bei einer detaillierten Analyse bzw. bei einer Vergrößerung der Ortsauflösung weitere Strukturen auftreten. Daher wurden die Sonnensegelstücke SS005 und SS095 in horizontaler und die Proben SS041 und SS050 in vertikaler Richtung in jeweils 4 Rechtecke (20 mm × 5 mm) geteilt und die einzelnen Stücke auf ihre ^{22}Na-Restkernverteilung γ-spektrometrisch untersucht. In allen 4 Fällen nimmt die Aktivität zum Rand hin deutlich ab. In Abb. 7.5. sind die gemessenen ^{22}Na-Aktivitäten (in willkürlichen Einheiten und normiert auf gleiche Probenmassen) über den jeweiligen Abständen der einzelnen Rechtecke zum Mittelpunkt des Sonnensegels aufgetragen. Neben dem allgemeinen Trend der Abnahme zum Rand hin zeigt sich jedoch zusätzlich, daß es bezüglich der Größe des Effektes eine Unterscheidung zwischen oben und unten bzw. zwischen rechts und links gibt. So nehmen die Flußdichten in der Probe SS005 (oben) um 36% in dem Teilstück SS095 (unten) dagegen nur um etwa 20% ab. In der Rechts-Links-Richtung unterscheidet sich der Abfall um 20%, wobei er auf der linken Seite (SS041) geringer ist. Da diese Unterschiede jedoch zum einen gering gegenüber dem Ge-

samteffekt sind, und sie zum anderen für die Bestimmung der Flußdichten auf der Kugeloberfläche vernachlässigt werden können (das wird sich im weiteren Verlauf dieses Kapitels zeigen) wird diese Beobachtung hier nicht weiter diskutiert. Es kann also vereinfachend angenommen werden, daß die Aktivitäten in den äußersten Randbereichen unabhängig von einer speziellen Raumrichtung im Mittel um etwa 28% abnehmen. Daraus folgt, daß es nicht möglich ist, die Flußdichten der äußeren 2 cm durch einen Mittelwert zu beschreiben. Es ist vielmehr notwendig, diesen Bereich in 4 Teilregionen (8 cm bis 8,5 cm, 8,5 cm bis 9 cm, 9 cm bis 9,5 cm und 9,5 cm bis 10 cm) zu unterteilen und diese separat zu behandeln.

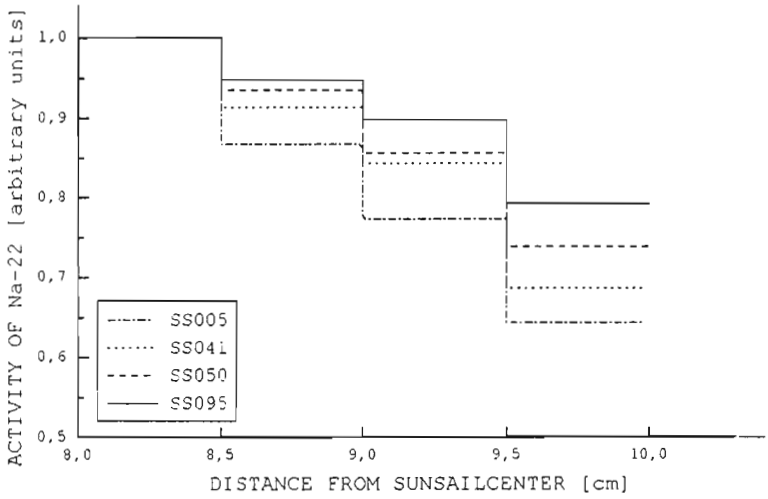


Abb. 7.5 : Abhängigkeiten der ^{22}Na-Aktivitäten in ausgewählten Sonnensegelstücken vom Abstand zum Zentrum des Sonnensegels

Im folgenden wird untersucht, ob sich die vorangegangen diskutierten Ortsabhängigkeiten wirklich nur in der äußersten Randzone, oder nicht vielmehr auch in den direkt benachbarten Quadraten beobachten lassen. Dazu wurde für die Proben SS015, SS049 und SS085 die Ortsauflösung nach dem vorangegangen geschilderten Verfahren erhöht. Die relativen Aktivitätsunterschiede wurden in diesem Fall jedoch mit Hilfe eines Geiger-Müller-Zählrohres bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.6 dargestellt.

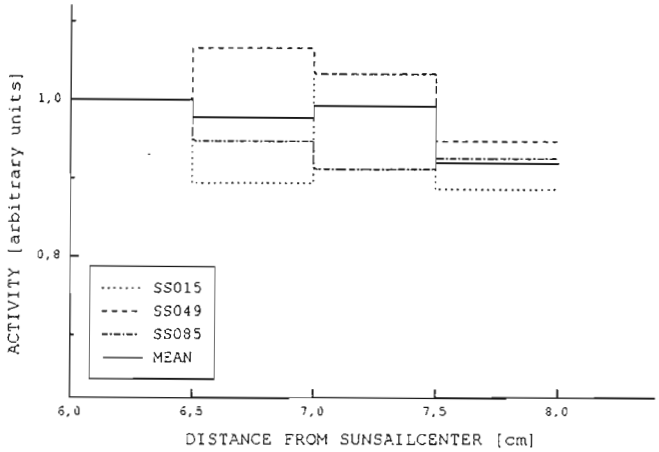


Abb. 7.6 : Abhängigkeiten der Gesamtaktivitäten in ausgewählten Sonnensegelstücken vom Abstand zum Zentrum des Sonnensegels

Aufgetragen sind die Gesamtaktivitäten (^{22}Na und ^{7}Be, willkürliche Einheiten) der einzelnen Rechtecke über deren jeweiligen Abstand zum Zentrum des Sonnensegels. Trotz der teilweise erheblichen Streuung (bis zu 20%) zeigt sich, daß die Werte im Bereich von 6 cm bis 7,5 cm nahezu konstant sind. Im Bereich von 7,5 cm bis 8 cm sind die gemessenen Aktivitäten jedoch gegenüber den zentraler gelegenen drei Rechtecken systematisch bis zu 10% erniedrigt (siehe dazu die durchgezogene Linie des Mittelwertes in Abb. 7.6), so daß auch dieser spezielle Bereich gesondert zu betrachten ist.

Doch auch die inneren 36 Quadrate (SS023 bis SS028, SS033 bis SS038, SS043 bis SS048, SS053 bis SS058, SS063 bis SS068 und SS073 bis SS078) wurden nicht wirklich homogen bestrahlt. So zeigen die 16 Proben, die den Mittelpunkt direkt umgeben (SS034 bis SS037, SS044 bis SS047, SS054 bis SS057 und SS064 bis SS067), maximale Flußdichten. Da die Streuung der einzelnen Werte in dieser Region zum einen gering ist (weniger als 5%) und zum anderen nicht mit der Position auf dem Sonnensegel korreliert, lassen sich die Daten ohne einen zusätzlichen Fehler durch ihren Mittelwert beschreiben. Die sie umgebenden 20 einzelnen Quadrate zeigen ihrerseits ebenfalls vergleichbare Flußdichten. Diese sind jedoch systematisch um etwa 1% bis 2% gegenüber dem Mittelwert des Bereiches 1 erniedrigt.

Zusammenfassend läßt sich das Sonnensegel also in insgesamt acht Bereiche jeweils gleicher Flußdichte unterteilen. So wurden alle Proben mit einem Abstand von weniger als 4 cm zum Zentrum homogen bestrahlt. Auch die sie umgebenden Quadrate in der Region von 4 cm bis 6 cm zeigen ihrerseits untereinander gleiche spezifische Aktivitäten. Die daraus berechneten Flußdichten sind jedoch systematisch 1% bis 2% geringer als für die inneren 16 Proben. Der nächste Bereich umfaßt alle Sonnensegelstücke mit Zentrumsabständen von 6 cm bis 7,5 cm. Eine hohe Ortsauflösung ist für die Beschreibung des Randbereiches notwendig. Die äußeren 2,5 cm lassen sich nur dann vernünftig beschreiben, wenn sie insgesamt in 5 Regionen mit einer jeweiligen Breite von 5 mm unterteilt werden.

Bevor die Flußdichten der primären Protonen in den einzelnen Bereichen quantifiziert werden, ist es notwendig, etwaige Rückstoßeffekte zu diskutieren. Während nämlich die einzelnen Targetgruppen des First- und Thin-Target-Aufbaus jeweils aus drei Aluminiumfolien und einer unterschiedlichen Anzahl von zu untersuchenden Elementproben bestanden, und durch die Auswertung jeweils mittlerer Targets sowohl Kontaminations- als auch Rückstoßeffekte umgangen wurden, sind Rückstoßverluste in dem Sonnensegel zu berücksichtigen. Dazu wurden die einzelnen Stücke (Flächenbelegung 33,74 mg/cm^2) gedanklich in etwa 20 Scheiben mit einer jeweiligen Dicke von etwa 1,7 mg/cm^2 unterteilt. Nach der Arbeit von Poskanzer et al. [Pos63B] läßt sich die Rückstoßreichweite von ^{24}Na-Kernen in protoneninduzierten Reaktionen am Targetelement Aluminium zu maximal etwa 500 μg/cm^2 abschätzen. Dieser Wert wird jedoch nur bei maximalem Impulsübertrag auf den Compound-Kern erreicht - also etwa 70 MeV Projektilenergie - und überschätzt dementsprechend die Verhältnisse in dem Sonnensegel. Unter der Annahme, daß die Rückstoßreichweiten für ^{22}Na und ^{24}Na von vergleichbarer Größe sind, folgt daraus, daß nur die Aktivitäten der beiden Scheiben des Randbereiches Verluste durch Rückstoßeffekte erleiden. Diese lassen sich mit etwa 3,7% [Pos63A] infolge des rückwärtigen und mit etwa 11,2% [Pos63A] infolge des vorwärtsgerichteten Rückstoßes abschätzen. Für die Gesamtanzahl der ^{22}Na-Kerne in dem Sonnensegel ergeben sich somit Rückstoßverluste von etwa 0,7%. Dieser Effekt ist zwar gering, wurde bei der Bestimmung der Flußdichte jedoch aus prinzipiellen Gründen berücksichtigt.

In Abb. 7.7 sind die rückstoßkorrigierten Ergebnisse graphisch dargestellt. Aufgetragen sind die Flußdichten primärer Protonen (basierend auf den gemessenen ^{22}Na-Aktivitäten und in 10^8 cm^{-2} s^{-1}) über den Zentrumsabständen (in Zentimetern).

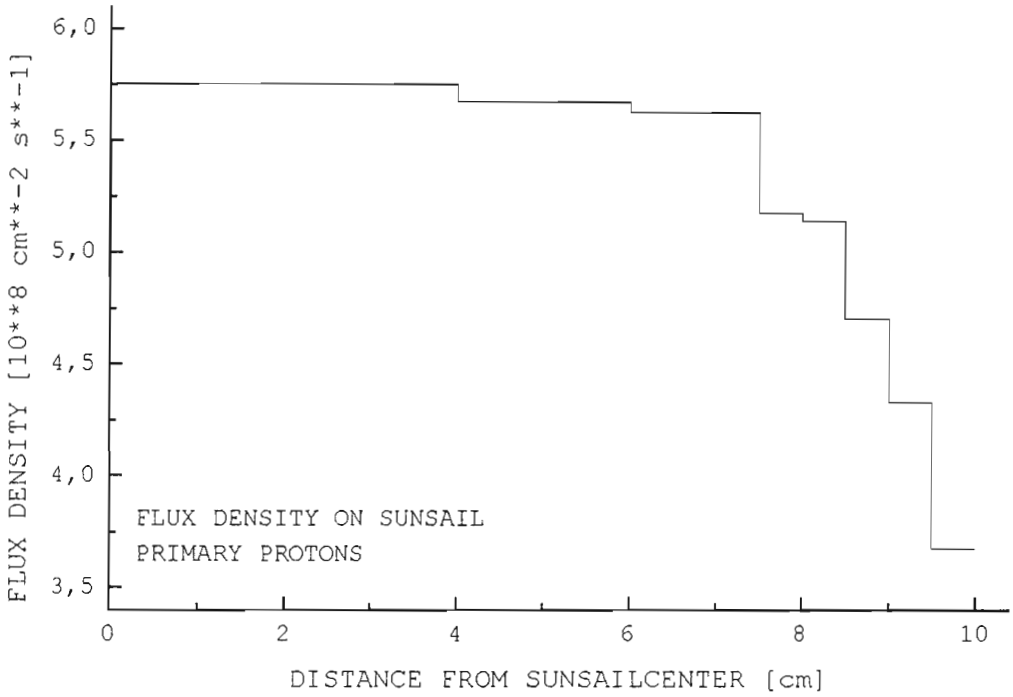


Abb. 7.7 : Abhängigkeit der Flußdichten primärer Protonen von dem Abstand zum Zentrum des Sonnensegels

In der Abbildung wird deutlich, daß die Variationsbreite der insgesamt angenommenen Werte etwa 57% beträgt. Es läßt sich auch beobachten, daß der Abfall zum Rand hin mit jeweils 8% auf 5 mm (8 cm bis 9,5 cm) zunächst sehr gleichmäßig verläuft und erst in dem äußersten Bereich (9,5 cm bis 10 cm) mit fast 18% aus dieser allgemeinen Systematik herausfällt.

Als Erklärung für die beobachteten Effekte ist prinzipiell neben einer nicht exakten Justierung der Umkehrpunkte der horizontalen und vertikalen Translation auch ein sehr gut fokussierter Protonenstrahl möglich. Ersteres läßt sich jedoch aufgrund der Abstandsabhängigkeiten der Flußdichten im zentralen Bereich ausschließen. Nicht vollständig ausgeführte Translationen würden nur den Rand- nicht aber den Mittelbereich des Sonnensegels beein-

flussen. Dagegen haben umfangreiche Simulationsrechnungen gezeigt, daß bei einem Strahlfokus von weniger als 2 cm (volle Breite bei halbem Maximum) auch eine gleichmäßige Überstreichung des Sonnensegels nicht zu gleichverteilten Produktnuklidaktivitäten führt. Daher ist es am wahrscheinlichsten, daß die Ursachen für die beobachteten Abstandsabhängigkeiten der Flußdichten an einem sehr gut fokussierten Primärstrahl liegen. Genauere Angaben in bezug auf die Strahlbreite lassen sich jedoch nicht angeben, da mit den Halbwertsbreiten und der genauen Form des Strahlprofiles sowie den exakten Positionen der Umkehrpunkte zu viele der in die Simulationsrechnungen eingehenden Größen unbestimmt sind.

Die Zahlenwerte der Flußdichten der einzelnen Bereiche sind in Tab. 7.1 aufgelistet.

Abstand vom Zentrum [cm]	Flußdichte [10^8 cm^{-2} s^{-1}]	Abstand vom Zentrum [cm]	Flußdichte [10^8 cm^{-2} s^{-1}]
0,0 - 4,0	5,754	8,0 - 8,5	5,141
4,0 - 6,0	5,674	8,5 - 9,0	4,704
6,0 - 7,5	5,627	9,0 - 9,5	4,328
7,5 - 8,0	5,177	9,5 - 10	3,673

Tab 7.1: Flußdichten primärer Protonen der unterschiedlichen Bereiche des Sonnensegels

Beendet wird dieser Abschnitt mit einer Diskussion von Flußdichteverhältnissen. Dazu wurden analog zum Kap. 7.1 die Ratios der aus den ^{7}Be- bzw. den ^{24}Na-Aktivitäten ermittelten Daten mit denen gebildet, die sich auf Grundlage der ^{22}Na-Restkernverteilungen ergaben. Die neuen Daten bestätigen dabei die Resultate der Catcher-Folien des First- und Thin-Target-Aufbaus. So ergab sich für das ^{7}Be/^{22}Na-Verhältnis mit 1,12 ± 0,02 eine Übereinstimmung mit den Experimenten SACL0A und SACL0B (1,07 ± 0,02). Damit wird die Vermutung der inkonsistenten Monitorwirkungsquerschnitte durch die neuen Ergebnisse bestätigt. Da die γ-spektrometrisch bestimmte ^{24}Na-Aktivität ausschließlich im zweiten Bestrahlungsintervall produziert wurde, muß das mittlere ^{24}Na/^{22}Na-Ratio der Sonnensegeldaten mit dem entsprechenden Verhältnis des Experimentes SACL0B übereinstimmen. Und tatsächlich ist der Wert des Sonnensegels mit 1,22 ± 0,05 innerhalb des 1-σ-Fehlerintervalles

identisch mit dem vorangegangen bestimmten Ratio von 1,29 ± 0,04 für das Experiment SACL0B. So wird auch in diesem Fall die Annahme gestützt, daß die überhöhte ^{24}Na-Produktion ihre Ursache in einem allgemeinen Raumuntergrund sekundärer Neutronen hat. Von besonderer Bedeutung ist dabei, daß die ^{24}Na/^{22}Na-Ratios des Sonnensegels keine Ortsabhängigkeiten aufweisen. Aus einem konstantes Verhältnis über die gesamte Querschnittsfläche, und damit für unterschiedliche Abstände von dem Simulationsmeteoroiden folgt, daß es keine direkte Beeinflussung der Restkernproduktion in dem Sonnensegel durch sekundäre Teilchen aus der massiven Eisenkugel gibt.

Die gute Übereinstimmung der ^{7}Be/^{22}Na- und der ^{24}Na/^{22}Na-Ratios zwischen den First- und Thin-Targets und dem Sonnensegel geben einen deutlichen Hinweis auf die gute Qualität der durchgeführten Sekundärteilchenkorrektur in den Catcher-Folien.

Die Abstandsabhängigkeiten der Flußdichten des Sonnensegels sind nun auf den Modellmeteoroiden zu übertragen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Kugel rotierte, ihre einzelnen Bereiche also zeitabhängig mit unterschiedlichen Intensitäten bestrahlt wurden. Da die Rotationen schnell gegenüber den Translationen waren, ergeben sich die Verhältnisse auf der Kugel durch eine gewichtete Mittelung über die unterschiedlichen Daten des Sonnensegels. Als Gewichte finden dabei die relativen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der einzelnen Kugelbereiche in den unterschiedlich intensiv bestrahlten Regionen des Sonnensegels Verwendung. So bleibt zum Beispiel ein Oberflächenelement des Simulationsmeteoroiden nur während einer recht kleinen Zeitspanne im Randbereich der Bestrahlung (geringe Intensität). Den überwiegenden Teil der Zeit wird es sich dagegen in einem mittleren Bereich aufhalten, so daß sich die Flußdichte dieses speziellen Elementes aus einer physikalisch sinnvollen Mittelung aller Werte des Sonnensegels ergibt. Die einzelnen Gewichte ergeben sich mit Hilfe rein geometrischer Überlegungen aus den gemeinsamen Flächen einzelner Kugelschalen mit den jeweiligen Sonnensegelbereichen. Die Einteilung der Kugel erfolgte dabei analog zu der Unterteilung des Sonnensegels, das heißt, es gab auch hier insgesamt acht Bereiche. Der erste reichte vom Mittelpunkt bis zu Abständen von 4 cm zum Zentrum, der zweite von 4 cm bis 6 cm, der dritte von 6 cm bis 7,5 cm und alle weiteren hatte eine jeweilige Breite von 0,5 cm. Für die radiusabhängigen Flußdichten und Dosen auf der

Kugeloberfläche lassen sich damit die folgenden Werte angeben:

Abstand vom Zentrum [cm]	Flußdichte [10^8 cm^{-2} s^{-1}]	Dosis [10^{14} cm^{-2}]
0,0 - 4,0	5,754	2,604
4,0 - 6,0	5,719	2,589
6,0 - 7,5	5,694	2,577
7,5 - 8,0	5,668	2,566
8,0 - 8,5	5,636	2,551
8,5 - 9,0	5,585	2,528
9,0 - 9,5	5,516	2,497
9,5 - 10	5,421	2,454

Tab 7.2 : Radiusabhängige Flußdichten und Teilchendosen primärer Protonen auf der Oberfläche des Modellmeteoroiden

Eine graphische Darstellung des Zusammenhanges findet sich in Abb. 7.8. Aufgetragen sind die Flußdichten der primären Protonen (basierend auf den abstandsabhängigen Daten des Sonnensegels und unter Berücksichtigung der Kugelrotationen) über dem Abstand vom Zentrum des Modellmeteoroiden.

Es wird deutlich, daß die Mittelung sehr wirksam ist, die Rotationen etwaige Inhomogenitäten während der Bestrahlung also effektiv ausgleichen. Während zum Beispiel die gesamte Variationsbreite der Daten auf dem Sonnensegel noch etwa 57% betrug, weichen auf der Kugeloberfläche die maximalen Flußdichten des Zentrums nur noch etwa 6% von den minimalen Werten des Randes ab. Zwar wurden die Schwierigkeiten infolge der Inhomogenität durch die Kugelrotationen und die damit verbundenen Mittelungen deutlich verringert, die Bestrahlung war dennoch nicht wirklich isotrop. Es war daher für eine möglichst exakte Bestimmung der Tiefenprofile (siehe dazu auch Kap. 9) unumgänglich, jeder Elementfolie eine ganz bestimmte Flußdichte zuzuordnen (Abstandsabhängigkeit nach Tab. 7.2). Die Angabe nur eines Mittelwertes würde zwangsläufig zu unrealistischen Tiefenabhängigkeiten der experimentell bestimmten Produktionsraten und somit zu fehlerhaften Modellrechnungen für reale Meteoroide (siehe Kap. 11) führen.

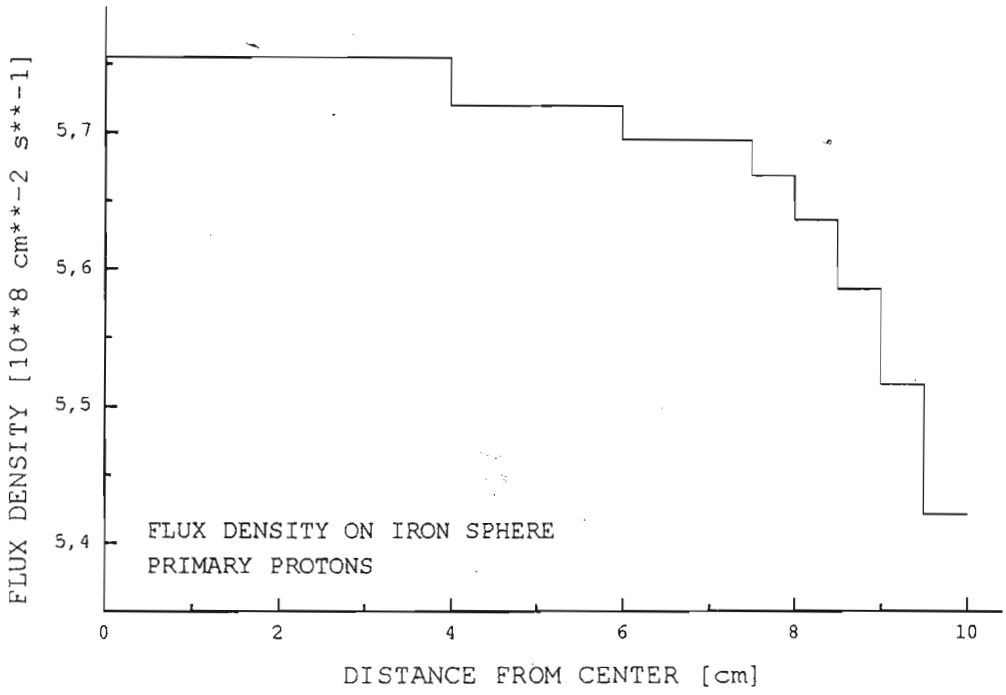


Abb. 7.8 : Radiusabhängigkeiten der Primärflußdichten auf der Kugeloberfläche

7.3 Die Protonenflußdichten im Shadow-Target-Aufbau

Anders als die bisher diskutieren First- und Thin-Target-Aufbauten oder auch das Sonnensegel wurde das Shadow-Target nicht mit monoenergetischen Projektilen bestrahlt. Durch die ortsfeste Lage hinter dem Kugelzentrum (siehe dazu auch Kap. 3.7) aktivierten sowohl vorwärtsgerichtete sekundären Teilchen des Modellmeteoroiden als auch deutlich abgebremste primäre Protonen die Targets.

Für eine Analyse der Flußdichten ist es notwendig zu wissen, ob die Restkernverteilung in der Monitorfolie (36 μm Aluminium, siehe Abb. 3.10 und Abb. 3.11) etwaigen Gesetzmäßigkeiten gehorcht. Dabei interessieren vor allem die Beiträge durch sekundäre Teilchen. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{27}Al(p,3p3n)^{22}Na$ variieren im Energiebereich von 1,36

GeV (maximale Bremsung der Projektile bei Durchgang durch das Kugelzentrum) bis 1,46 GeV (minimale Bremsung bei Durchgang durch die Kugel in einem Abstand von 8 cm vom Zentrum) um weniger als 4%. Daher sind etwaige Effekte, die auf die Energieabhängigkeiten der Monitorwirkungsquerschnitte zurückzuführen sind, bei einer Analyse der ^{22}Na-Restkernverteilung in der Monitorfolie zu vernachlässigen. Einen erheblichen Einfluß haben hingegen die Absorptionsverluste. So werden auf der vollen Wegstrecke von 20 cm etwa 80% der primären Projektile absorbiert. Nur noch etwa 60% Verluste sind dagegen zu erwarten, wenn die Protonen in einem Zentrumsabstand von 8 cm durch die Kugel laufen (die Weglänge ist in diesem Fall etwa 12 cm). Eine Bestrahlung ohne Beeinflussung durch sekundäre Teilchen würde also dazu führen, daß die spezifischen ^{22}Na-Aktivitäten im Randbereich des Shadow-Targets (Probennummern 11, 12 und 13 beziehungsweise 61, 62 und 63) etwa 20% höher liegen als in der zentralen Region (Proben mit den Nummern 31, 32 und 33). Der experimentelle Befund ist jedoch ein anderer. In Abb. 7.9 sind die spezifischen Aktivitäten für ^{22}Na bei Bestrahlungsende (Bq/kg) über dem mittleren Abstand des jeweiligen Folienstückes zum Mittelpunkt (kürzester Abstand zum Kugelzentrum) der Monitorfolie (in cm) aufgetragen.

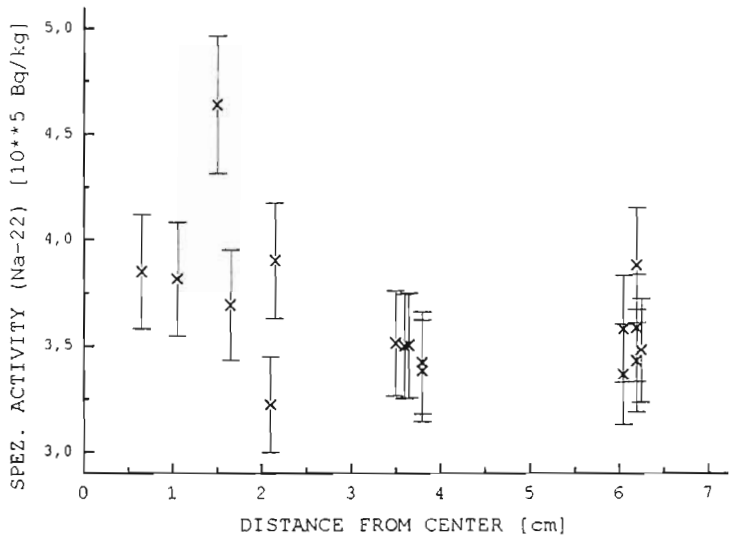


Abb. 7.9 : Spezifische ^{22}Na-Aktivitäten in den einzelnen Stücken der Monitorfolie des Shadow-Targets über dem mittleren Abstand zum Mittelpunkt (kürzester Abstand zum Kugelzentrum) der Folie

Aus der Gleichverteilung der ^{22}Na-Aktivitäten über dem Shadow-Target läßt sich folgern, daß im zentralen Bereich die Beiträge zur Restkernproduktion durch die vorwärtsgerichteten sekundären Teilchen gerade die erhöhten Absorptionsverluste der Projektile ausgleichen. Wesentlich fundierter werden die Aussagen, wenn die spezifischen Aktivitäten bezüglich der Absorptionsverluste primärer Protonen normiert werden (siehe Abb. 7.10). In einem solchen Fall wären, bei ausschließlicher Restkernproduktion durch die Primärteilchen, gleichverteilte Aktivitäten zu erwarten. Abweichungen von einem solchen Verhalten deuten also direkt auf Beiträge durch sekundäre Teilchen hin.

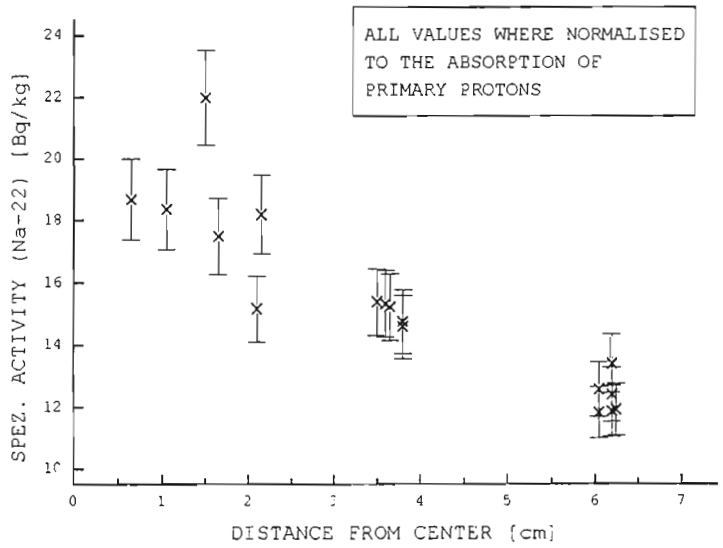


Abb. 7.10 : Auf gleiche Absorptionsverluste primärer Teilchen normierte spezifische ^{22}Na-Aktivitäten in den einzelnen Stücken der Aluminiumfolie über dem mittleren Abstand zum Mittelpunkt (kürzester Abstand zum Kugelzentrum) der Folie

Der Zusammenhang zwischen den normierten spezifischen ^{22}Na-Aktivitäten und dem Abstand zum Mittelpunkt der Monitorfolie ist linear. Daraus folgt, daß es eine Beeinflussung der Restkernproduktion durch Sekundärteilchen gibt, und daß diese Beiträge umso größer werden, je geringer der Abstand zwischen der Eisenkugel und dem Targetaufbau wird. Diese Beobachtung läßt sich mit Hilfe der Ergebnisse des Sonnensegels auch quantifizieren. Dazu wurden die spezifischen ^{22}Na-Aktivitäten des Sonnensegels berechnet und unter Berücksichtigung der Absorption auf die Verhältnisse strahlseitig hinter der Kugel übertragen. Die so erhaltenen Werte entsprechen also den spezifischen ^{22}Na-Aktiväten in Aluminium - bei einer

Bestrahlung nur mit primären Protonen - auf der Schattenseite des Modellmeteoroiden. Durch einen Vergleich dieser Daten mit spezifischen Aktivitäten räumlich korrespondierender Stücke der Aluminiumfolie des Schattentargets läßt sich die Beeinflussung der ^{22}Na-Gesamtproduktion durch sekundäre Teilchen abschätzen. Eine graphische Darstellung dieses Zusammenhanges zeigt Abb. 7.11. Aufgetragen sind die Verhältnisse der experimentell bestimmten Aktivitäten zu den erwarteten Werten über dem mittleren Abstand des jeweiligen Folienstückes vom Mittelpunkt der Monitorfolie.

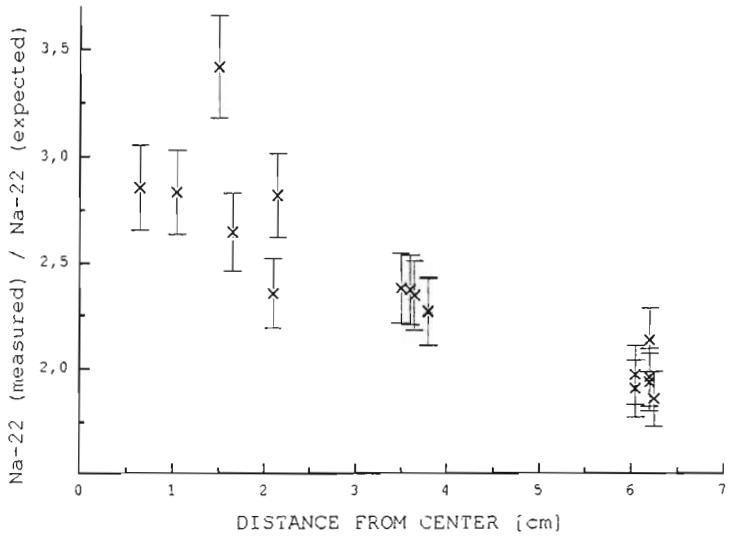


Abb. 7.11 : Verhältnisse der experimentell bestimmten zu den erwarteten spezifischen ^{22}Na-Sättigungsaktivitäten in der Aluminiumfolien des Shadow-Targetaufbaus in Abhängigkeit von dem Abstand der einzelnen Stücke vom Mittelpunkt der Monitorfolie

Die Ratios sind in allen Raumbereichen größer als 1, die ^{22}Na-Produktion wird also auf der gesamten Querschnittsfläche durch sekundäre Teilchen beeinflußt. Die Größe des Effektes hängt jedoch vom Abstand der einzelnen Stücke zum Mittelpunkt der Monitorfolie ab (siehe auch Abb. 7.10). So sind die gemessenen ^{22}Na-Aktivitäten am Rand etwa doppelt so hoch, wie bei einer Bestrahlung nur mit primären Protonen zu erwarten wäre. Im zentralen Bereich werden die Aktivitäten durch die zusätzlichen Kernreaktionen von sekundären Neutronen und Protonen um fast einen Faktor 3 erhöht.

Da die Sekundärteilchenspektren des Last-Targets nicht berechnet wurden [Lan94], die experimentell bestimmten Werte dementsprechend also nicht korrigiert werden konnten, ist es zum gegenwärtigen Zeitpunkt unmöglich, physikalisch fundierte Aussagen bezüglich der Flußdichten in dem Shadow-Target anzugeben. Mit Hilfe einiger Approximationen und Annahmen lassen sich jedoch durchaus die Größenordnungen der Flußdichten primärer Protonen sowie sekundärer Protonen und Neutronen abschätzen.

Die entsprechenden Werte für die Projektile ergeben sich dabei auf Grundlage der Sonnensegelergebnisse unter Berücksichtigung der Absorptionsverluste. Die so ermittelten Ergebnisse stellt Abb. 7.12 dar. Aufgetragen sind die Flußdichten primärer Protonen in der Aluminiumfolie des Shadow-Target-Aufbaus über dem Abstand zum Mittelpunkt der Folie.

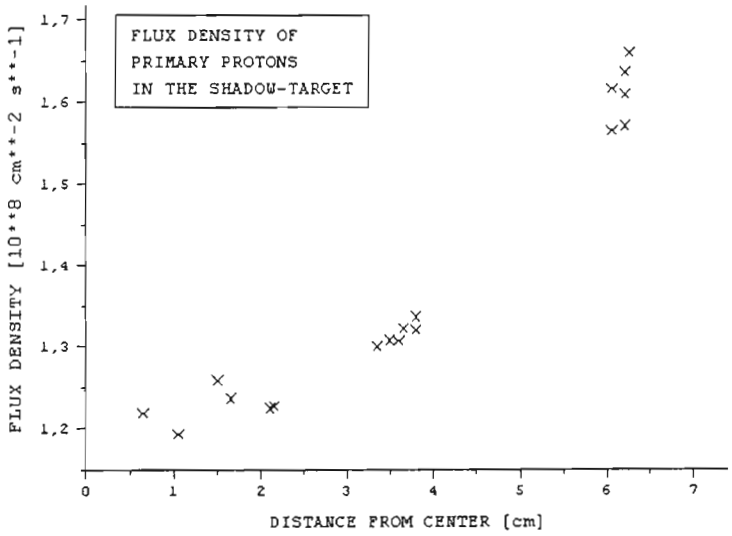


Abb. 7.12 : Flußdichten primärer Protonen in der Monitorfolien des Shadow-Target-aufbaus in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentrum

Wie zu erwarten, steigen die Werte vom Mittelpunkt - große Weglänge durch die Kugel und dementsprechend große Verluste durch Absorption - zum Rand hin - geringere Weglängen durch den Modellmeteoroiden und dementsprechend geringere Absorptionsverluste - monoton an.

Schwieriger ist die Bestimmung der Flußdichten sekundärer Teilchen. Wie bereits erwähnt, wurden für sie keine Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, so daß die spektralen Vertei-

lungen der sekundären Protonen und Neutronen mit Hilfe bekannter Verhältnisse in der Eisenkugel abgeschätzt werden mußten. Dabei wurde angenommen, daß sowohl die Energieabhängigkeiten der Sekundärteilchenspektren als auch die Verhältnisse der integralen Flußdichten in den Monitorfolien des Shadow-Target-Aufbaus denen an der Oberfläche des Modellmeteoroiden entsprechen. Diese Annahme ist sicher nur sehr bedingt gültig, wird aber durch die Beobachtungen aus Kap. 6 gestützt, daß nämlich die Sekundärteilchenflußdichten an der Kugeloberfläche vorwiegend durch die Wechselwirkungen in eben diesem Randbereich bestimmt werden. Eine Darstellung der angenommenen spektralen Verteilungen findet sich in Abb. 7.13. Aufgetragen sind die Teilchenspektren sekundärer Protonen und Neutronen (in willkürlichen Einheiten) über der Teilchenenergie. Für eine umfassende Diskussion der Daten sei auf Kap. 6 verwiesen.

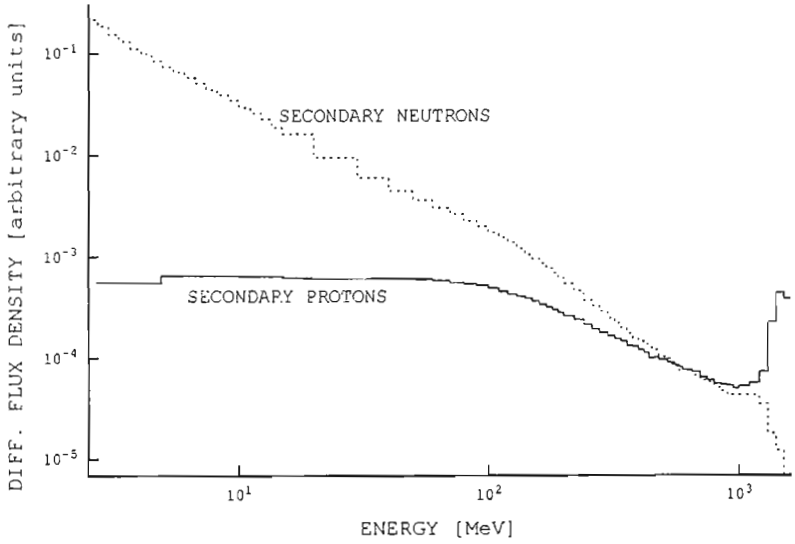


Abb. 7.13 : Angenommene differentielle Flußdichten sekundärer Protonen und Neutronen in der Monitorfolie des Shadow-Targetaufbaus

Mit diesen Sekundärteilchenspektren, sowie zurückgreifend auf die vorangegangen bestimmten Flußdichten primärer Protonen (siehe Abb. 7.12), lassen sich aus den γ-spektrometrisch bestimmten spezifischen ^{22}Na-Aktivitäten die integralen Sekundärteilchenflußdichten ermitteln. Eine Darstellung der Ergebnisse zeigt Abb. 7.14. Aufgetragen sind sowohl für die sekundären Protonen (untere Einteilung) als auch für die Neutronen (oberer Bereich) die integralen Werte der Spektren über dem Abstand zum Mittelpunkt der Monitorfolie.

Die Flußdichten der sekundären Teilchen steigen monoton vom Rand zum Zentrum hin an (siehe Abb. 7.11). Dabei zeigen Protonen und Neutronen identische Abhängigkeiten. Bemerkenswert ist vor allem, daß die Flußdichte der Gesamtheit aller sekundären Teilchen im Mittel mehr als einen Faktor 4 über dem entsprechenden Wert für die primären Protonen liegt. Dabei machen die Neutronen mit Werten von $4 \cdot 10^8$ cm^{-2} s^{-1} bis $8 \cdot 10^8$ cm^{-2} s^{-1} den Hauptbeitrag aus.

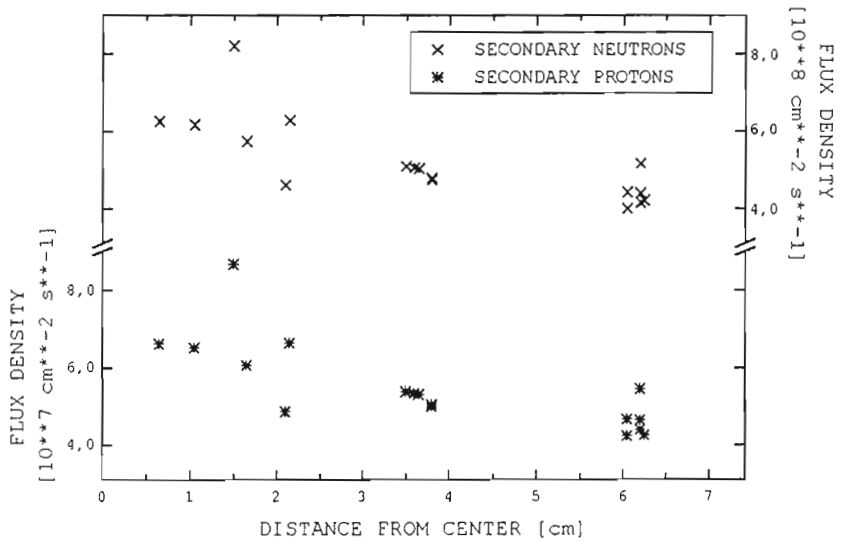


Abb. 7.14 : Abhängigkeiten der Sekundärflußdichten vom Abstand der jeweiligen Folienstücke zum Mittelpunkt der Monitorfolie

Es muß jedoch deutlich gemacht werden, daß die hier vorgestellten Werte und Ergebnisse lediglich als eine grobe Abschätzung der tatsächlichen Verhältnisse anzusehen sind. Wegen der bisher nicht zu kontrollierenden Annahmen und Approximationen in bezug auf die Sekundärteilchenspektren und Absorptionsverluste sollen die berechneten Flußdichten lediglich ein Gefühl für die Größenordnung vermitteln. Daher wurde auf eine Fehlerrechnung verzichtet (siehe Abb. 7.13 und Abb. 7.14).

Eine Übersicht der Ergebnisse dieses Kapitels findet sich in Tab. 7.3. Zusammengefaßt sind die Flußdichten der primären und sekundären Protonen sowie der sekundären Neutronen für die insgesamt 6 Probenpositionen des Shadow-Target-Aufbaus (siehe auch Kap. 3.7). Die aufgelisteten Daten ergaben sich dabei aus einer ungewichteten Mittelung der Flußdichten

der einzelnen Folienstücke, also zum Beispiel die Werte für die Probe OST01 aus einer Mittelwertbildung der Proben 11, 12 und 13. Ein solches Vorgehen ist sinnvoll und gerechtfertigt, weil die ortsabhängigen Variationen der zusammengehörigen Einzelproben (zum Beispiel 11, 12 und 13 oder auch 31, 32 und 33) gering sind, eine Mittelwertbildung also ohne große zusätzliche Fehler möglich ist.

	Flußdichte [10^8 cm^{-2} s^{-1}]		
Probe	Primäre Protonen	Sekundäre Protonen	Sekundäre Neutronen
OST01	1,64	0,45	4,28
OST02	1,31	0,43	5,04
OST03	1,24	0,71	6,74
OST04	1,21	0,60	5,69
OST05	1,32	0,51	4,87
OST06	1,58	0,47	4,45

Tab. 7.3 : Flußdichten primärer und sekundärer Teilchen in der Monitorfolie des Shadow-Targets

7.4 Protonenflußdichen im Last-Target-Aufbau

Für die Proben des Last-Target-Aufbaus war es nicht möglich, die Flußdichten über die Monitorreaktion $^{27}Al(p,3p3n)^{22}Na$ zu bestimmen. Dazu wäre es notwendig gewesen, Aluminiumfolien entweder vor jedem individuellen Target oder aber zumindest vor dem gesamten Stackaufbau anzubringen. Eine derartige Anordnung gab es bei der Bestrahlung jedoch nicht. Daher wurden die Flußdichten mit Hilfe der Eisendöschen (in sie waren die eigentlichen Targets eingebracht, siehe Kap 3.8) bestimmt. Dazu wurde die Restkernverteilung γ-spektrometrisch gemessen und die Flußdichten mit Hilfe der mittlerweile gut bekannten Wirkungsquerschnitte für das Targetelement Eisen berechnet. Für diese Bestimmungen standen die sieben langen Eisendöschen der Proben mit den Bezeichnungen OTLT07 (5/I), OTLT08 (0.2-0.3), OTLT09 (0.3-0.5), OTLT10 (0.5-0.8), OTLT11 (0.8-1.5), OTLT12 (1.5-3.0) und

OTLT13 (5/II) zur Verfügung. In jedem dieser Behälter konnten die Produktnuklide ^{7}Be, ^{22}Na, ^{46}Sc, ^{51}Cr, ^{54}Mn und ^{56}Co nachgewiesen werden. Mit diesen gemessenen Nuklidkonzentrationen und unter Verwendung ausgewählter Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden Kernreaktionen (siehe Tab. 7.4), konnten sowohl die Flußdichten der primärer Protonen als auch die Sekundärteilchenbeiträge abgeschätzt werden.

Reaktionsprodukt	σ [mb]
^{56}Co	0,4
^{54}Mn	33,9
^{51}Cr	34,1
^{46}Sc	8,5
^{22}Na	2,4
^{7}Be	7,6

Tab. 7.4 : Verwendete Monitorwirkungsquerschnitte für die Restkernproduktion in den Eisendöschen des Last-Targetaufbaus

Für die Flußdichten ergeben sich damit folgende Werte:

Probe	Flußdichte [10^8 cm^{-2} s^{-1}]					
	^{56}Co	^{54}Mn	^{51}Cr	^{46}Sc	^{22}Na	^{7}Be
OTLT07	29,83	2,24	2,90	2,76	2,39	2,04
OTLT08	25,19	1,90	2,50	2,34	2,06	1,80
OTLT09	41,10	3,16	4,15	3,93	3,63	3,14
OTLT10	25,41	1,94	2,46	2,38	2,08	1,76
OTLT11	38,89	2,95	3,39	3,64	3,34	2,91
OTLT12	43,53	3,29	4,34	4,14	3,84	3,35
OTLT13	20,33	1,62	2,15	1,98	1,78	1,59

Tab 7.5 : Mit Hilfe unterschiedlicher Produktnuklide berechnete Flußdichten in den Eisendöschen des Last-Targetaufbaus

Aus Tab. 7.5 wird deutlich, daß die Ergebnisse für die unterschiedlichen Stackpositionen erheblich streuen. So liegen die Flußdichten der Probe OTLT12 um mehr als einen Faktor 2 über den entsprechenden Werten des Eisencontainers OTLT13. Eine Abhängigkeit von der Wahl des Monitorwirkungsquerschnittes läßt sich dabei nicht beobachten. Zur graphischen Verdeutlichung, wurden in Abb. 7.15 die mit Hilfe der insgesamt 6 unterschiedlichen Produktnuklide bestimmten Flußdichten auf den jeweiligen Wert der Probe OTLT07 normiert und über der Position im Stackaufbau aufgetragen.

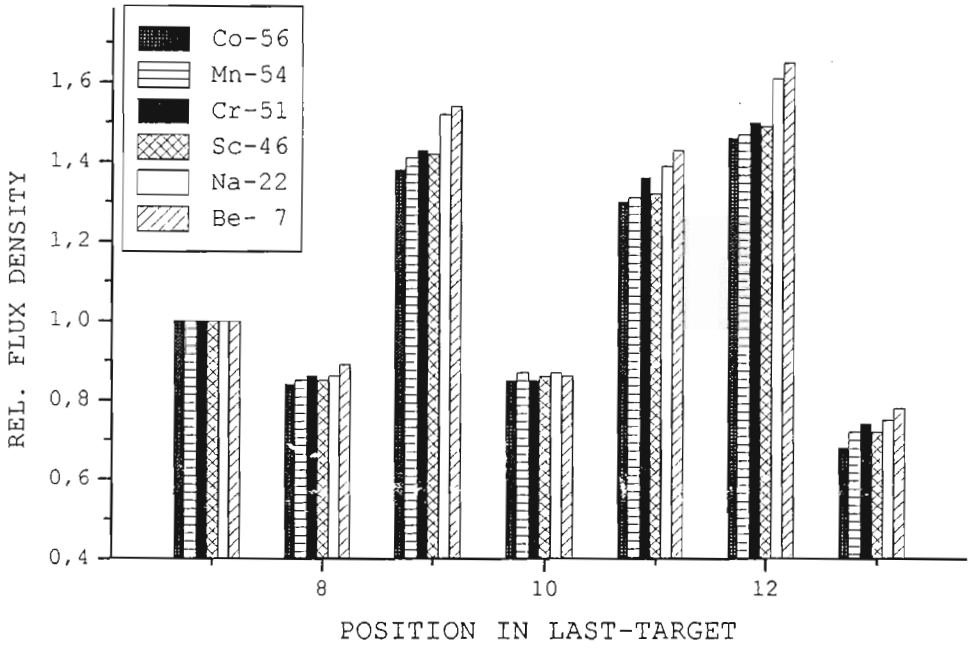


Abb. 7.15 : Auf die jeweiligen Werte der Probe OTLT07 normiere Flußdichen in den langen Eisendöschen des Experimentaufbaus Last-Target in Abhängigkeit von der Position im Stack

Die unsystematischen Variationen der Flußdichten und der Ratios entlang des Stackaufbaus deuten auf Schwierigkeiten bei der Justierung hin. So läßt sich der beobachtete Effekt durch unterschiedliche Lagen der Proben im Protonenstrahl deuten. Ist ein Eisendöschen zum Beispiel gut justiert, was heißt, daß sowohl der Mittelpunkt des Bodens als auch des Deckels in der Beamline liegt, werden vorwiegend diese beiden Bereiche aktiviert. Die Mantelfläche wird in einem solchen Fall lediglich mit einer deutlich verminderten Protonenflußdichte - der

Strahl wird als gaußförmig angenommen - bestrahlt. Bei einem nicht exakt justierten Döschen liegt dagegen ein Teil des Zylindermantels im Strahl. Wegen des deutlich größeren Massenanteiles dieses Bereiches, führt ein solcher Fall selbst bei gleicher Protonenflußdichte zu einer gegenüber dem vorangegangen Beispiel deutlich erhöhten Aktivität bei Bestrahlungsende. Dieser Sachverhalt soll an einem konkreten Fall noch einmal verdeutlicht werden: Angenommen wird ein Zylinder mit einem Innendurchmesser von etwa 16 mm. Seine Höhe betrage 50 mm und seine Manteldicke sei ebenso wie die Dicke des Bodens und des Deckels 2 mm. Die Breite des Protonenstrahles sei klein gegenüber der Querschnittsfläche. Im Falle einer exakten Justierung, also einer Bestrahlung der Rotationsachse, ergibt sich eine bestrahlte Targetmasse von etwa 3,4 g. Eine Bestrahlung von etwa 25% des Zylindermantels (90°-Ausschnitt) führt hingegen zu einer insgesamt verfügbaren Masse von mehr als 15 g. Daraus folgt, daß bei gleicher Protonenflußdichte im zweiten Fall mehr als 4 mal so viel Aktivität in dem Eisendöschen produziert wird, wie bei exakter Justierung. Umgekehrt führt die Berechnung der Flußdichten auf Grundlage der gemessenen Aktivitäten im zweiten Fall natürlich zu Werten, die gegenüber denen bei einer exakten Justierung um einen Faktor 4 zu hoch liegen. Eine leicht veränderte Lage der Eisendöschen relativ zur Strahlachse führt also zu erheblichen Effekten in bezug auf die Restkernverteilung. Daher sind die beobachteten Variationen von mehr als einem Faktor 2 für die unterschiedlichen Stackpositionen durchaus verständlich. Bei den Bestimmungen der Werte in Tabelle 7.5 wurden in allen Fällen die Gesamtmassen der Eisendöschen als verfügbares Targetmaterial angenommen.

In Abb. 7.15 zeigt sich auch, daß der vorangegangen diskutierte Effekt unabhängig von dem jeweils betrachteten Produktnuklid ist. Die Variationen der auf Grundlage der unterschiedlichen Monitorwirkungsquerschnitte berechneten Ratios einer Probe erreichen maximal 10% und liegen somit im Bereich des allgemeinen Fehlers. Das heißt, daß der Transport sekundärer Teilchen zwischen den einzelnen Targets vernachlässigt werden kann. Im anderen Fall müßten die Ratios der Niederenergie- relativ zu den Hochenergieprodukten entlang des Targetaufbaus ansteigen. Eine solche Systematik läßt sich jedoch nicht beobachten. Die systematisch erhöhten Flußdichten, die auf Grundlage der ^{56}Co- und ^{54}Mn-Aktivitäten berechnet wurden, sind also vorwiegend auf Beiträge solcher sekundären Teilchen zurückzuführen, die in der jeweiligen Probe selbst produziert wurden.

8 Experimentelle Ergebnisse der Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte

Durch die Auswertung der First- und Thin-Targetdaten konnten im Rahmen dieser Arbeit für mehr als 420 Target-Produkt-Kombinationen integrale Wirkungsquerschnitte bei einer Protonenenergie von 1,6 GeV angegeben werden. Die dabei untersuchten Targetelemente reichten vom Kohlenstoff bis zum Blei.

Während der Diskussion der differentiellen Flußdichten in Kap. 6 hat sich gezeigt, daß auch in einer Mini-Stackanordnung die Beiträge zur Restkernproduktion durch sekundäre Teilchen zu berücksichtigen sind. Für ihre Korrektur muß jedoch für jede Target-Produkt-Kombination zumindest der niederenergetische Bereich der protonen- und der gesamte Verlauf der neutronen-induzierten Anregungsfunktion bekannt sein (siehe Gleichung (4.16) in Kap. 4.2.2 und [Lue93]). Durch experimentelle Bestimmungen unserer Arbeitsgruppe über Jahre hinweg lassen sich für protonen-induzierte Reaktionen mittlerweile konsistente Anregungsfunktionen von den jeweiligen Schwellenenergien bis hin zu 400 MeV angegeben [Bod93A, Bod93B, Sch96A]. Die energieabhängigen integralen Wirkungsquerschnitte für die neutronen-induzierten Reaktionen wurden in dieser Arbeit auf Grundlage experimentell bestimmter Produktionsraten verschiedener Dicktargetsimulationsexperimente ermittelt (siehe Kap. 10). Wegen der Langwierigkeit des Verfahrens und aufgrund der Tatsache, daß sich diese Arbeit vorwiegend mit den kosmochemisch relevanten Targetelementen beschäftigt, wurden die neutronen-induzierten Anregungsfunktionen bisher nur für Elemente mit $Z \leq 29$ bestimmt. Eine Diskussion aller Dicktargetproben mit höheren Massenzahlen erfolgt in der Dissertation von S. Neumann [Neu98]. Daher werden in diesem Kapitel ausschließlich die Ergebnissen der Elemente C, N, O, Mg, Al, Si, S, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni und Cu diskutiert, da gegenwärtig nur für sie physikalisch sinnvolle Sekundärteilchenkorrekturen möglich sind. Alle Daten, sowohl die korrigierten der leichten Elemente als auch die unkorrigierten der schweren, sind in Anhang B aufgelistet. Dabei fehlen die Targetelemente Gold und Blei. Während Gold in einer späteren Diplomarbeit ausgewertet wird, ist die γ-spektrometrische Restkernbestimmung im Targetelement Blei Teil der Dissertation von M. Gloris [Glo97].

Vor der Diskussion einzelner Daten soll mit Hilfe von Abb. 8.1 ein Überblick über die Größen der durchgeführten Sekundärteilchenkorrekturen gegeben werden. Dargestellt ist das Verhältnis aus den korrigierten zu den unkorrigierten Wirkungsquerschnitten über den relativen Target-Produkt-Massendifferenzen ($1 - A_{Produkt}/A_{Target}$).

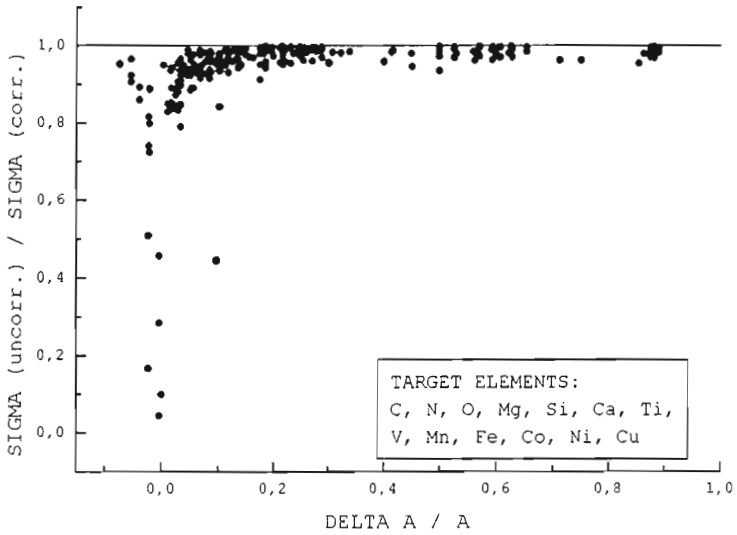


Abb. 8.1 : Verhältnisse der korrigierten zu den unkorrigierten Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der relativen Target-Produkt-Massendifferenz

Im Bereich von $0{,}1 \leq \Delta A/A \leq 1$ sind die Ratios relativ konstant und liegen nahe bei 1. Der Mittelwert beträgt 0,978. Die Erhöhung der integralen Wirkungsquerschnitte durch Beiträge sekundärer Teilchen läßt sich für den Produktnuklidbereich bis maximal 90 % der Targetmasse für die hier verwendeten Mini-Stackaufbauten und bei den hier diskutierten Targetelementen zu weniger als 2,5% abschätzen. Das verdeutlicht den Vorteil des neuen Bestrahlungsaufbaus. Während bei den bisher üblichen Stacked-Foil-Bestrahlungen im Produktmassenbereich $\Delta A/A \geq 0{,}25$ die Korrekturen im Mittel etwa 8% betrugen [Lue93], überschreiten sie im neuen Aufbau nicht 2,5%. Noch deutlicher werden die Unterschiede im Massenbereich von $0{,}1 \leq \Delta A/A \leq 0{,}25$. Hier beliefen sich die Sekundärteilchenkorrekturen bei einer Stacked-Foil-Bestrahlung im Mittel auf 10% bis 20% [Lue93], wohingegen sie bei den Mini-Stacks weiter mit maximal 2,5% abgeschätzt werden können.

Schon diese ersten Vergleiche verdeutlichen, daß durch die räumliche Separation der einzelnen Folienstapel die Sekundärteilchenkorrekturen zwar nicht ganz umgangen, ihre Ausmaße jedoch deutlich reduziert und die Qualität der Daten damit gesteigert werden kann. Daher stellt die neue Mini-Stack-Anordnung eine wirkliche Verbesserung bei der experimentellen Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte dar.

Während die Korrektur im Produktmassenbereich von $0{,}1 \leq \Delta A/A \leq 1$ mit maximal etwa 2,5% sehr moderat ausfällt, übersteigen die Beiträge sekundärer Teilchen bei Kernreaktionen mit nur sehr wenigen Ejektilen die Primäranteile deutlich. In diesen Fällen sind Sekundärteilchenkorrekturen von bis zu einem Faktor 3 keine Seltenheit. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Reaktion $^{51}V(p,n)^{51}Cr$. In diesem speziellen Fall ergab der Korrekturalgorithmus einen negativen 1,6 GeV-Wirkungsquerschnitt. Das heißt, daß in diesem Fall die zur Korrektur verwendete Anregungsfunktion zu hoch liegt und dadurch die Beiträge sekundärer Protonen überschätzt werden. Daraus folgt jedoch, daß auch die Bestrahlungsexperimente, die zur Bestimmung dieser niederenergetischen Wirkungsquerschnitte geführt haben, durch sekundäre Teilchen beeinflußt wurden. Die bisher stets gemachte Aussage, daß Sekundärteilchenkorrekturen bei Projektilenergien von weniger als 200 MeV vernachlässigt werden dürfen [Bod93A, Bod93B], ist also zumindest für einige spezielle Reaktionstypen unhaltbar und neu zu überdenken.

Eine Qualitätskontrolle der durchgeführten Sekundärteilchenkorrekturen wird ermöglicht durch Vergleiche von Wirkungsquerschnitten aus gleichen Targetelementen, deren Folienstapel jedoch an unterschiedlichen Positionen der Mini-Stackanordnung und in unterschiedlichen Dicken bestrahlt wurden. Eine Korrektur kann nur dann als erfolgreich bezeichnet werden, wenn die Wirkungsquerschnitte in allen Fällen innerhalb ihrer Fehler identisch sind. Für diese Analyse bieten sich sowohl Eisen und Kobalt als auch Nickel und Kupfer an. Diese Elemente wurden in dem Experiment sowohl als sogenannte First-Targets (Eisen und Kobalt in der Bestrahlung SACL0A sowie Nickel und Kupfer im Aufbau SACL0B) als auch zusätzlich auf mindestens einer weiteren Position der Thin-Target-Anordnung bestrahlt. Die Ergebnisse der Untersuchung für das Targetelement Kobalt sind in Abb. 8.2 dargestellt.

Aufgetragen sind die Verhältnisse der korrigierten Wirkungsquerschnitte, die in den unterschiedlichen Folienstapeln bestimmt wurden, über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz. Die individuellen Fehler ergaben sich dabei alleine aus den statistischen Unbestimmtheiten der γ-Spektrometrie und den angenommenen Fehlern des Korrekturverfahrens (siehe dazu [Lue93]). Da die zu den systematischen Fehlern führenden Effekte (siehe Kap. 4) bei gleichen Produktnukliden gleiche Ausmaße annehmen, fallen sie bei einer Diskussion der Verhältnisse weg.

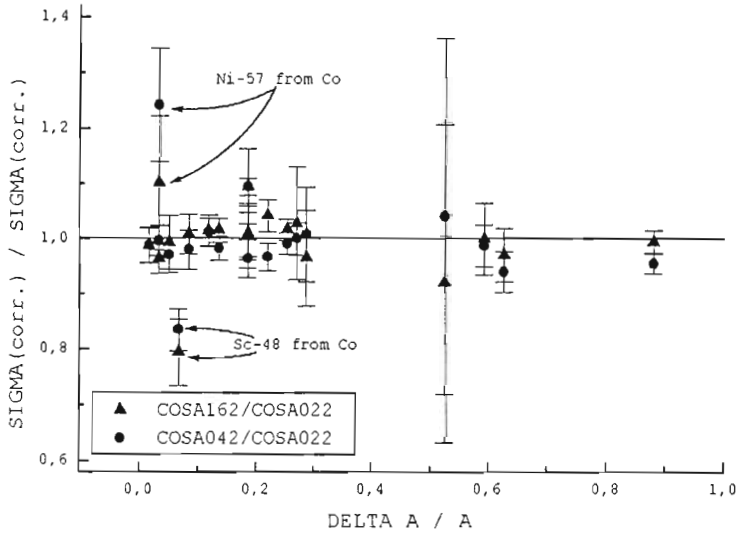


Abb. 8.2 : Verhältnisse der korrigierten Wirkungsquerschnitte, die in unterschiedlichen Folienstapeln des Experimentes SACL0A bestimmt wurden

Die Ratios sind in nahezu allen Fällen mit 1 verträglich. Die Abweichungen betragen nur wenige Prozent und liegen somit im Bereich der jeweiligen 1-σ-Standardabweichungen der experimentellen Daten. Aus dieser allgemeinen Systematik fallen nur die beiden Produktnuklide ^{48}Sc und ^{57}Ni heraus. Die Ursachen dafür sind unterschiedlich.

Die Produktnuklidanzahlen von ^{48}Sc sind wegen der γ-spektrometrischen Interferenzen mit ^{48}V nur sehr schwer zu quantifizieren. Da die ^{48}V-Aktivitäten um mehrere Größenordnungen über den entsprechenden ^{48}Sc-Werten liegen ist eine Entschlüsselung der einzelnen Beiträge nur bedingt möglich. Fehler bei der Interferenzkorrektur von etwa 20% sind in diesem Fall denkbar und als Ursache für die beobachteten Diskrepanzen wahrscheinlich.

Die Abweichungen bei dem Produktnuklid ^{57}Ni sind tatsächlich auf fehlerhafte Sekundärteilchenkorrekturen zurückzuführen. Die Bildung von ^{57}Ni-Restkernen aus Kobalt ist wegen der speziellen Form der protonen-induzierten Anregungsfunktion sehr empfindlich auf Beiträge sekundärer Protonen. So setzt die Produktion bei etwa 25 MeV ein. Die Wirkungsquerschnitte steigen daraufhin monoton bis zu etwa 40 MeV an, wo sie mit etwa 16 mb ihre maximalen Werte erreichen. Zu höheren Energien fallen die Daten dann monoton ab, um zum Beispiel bei 1,6 GeV nur noch Werte von etwa 0,15 mb anzunehmen. Aufgrund der Tatsache, daß niederenergetische Protonen um bis zu einen Faktor 100 größere Wirkungsquerschnitte für die ^{57}Ni-Produktion besitzen als die primären Teilchen, reicht schon eine geringe Sekundärteilchenflußdichte aus, um große Effekte in bezug auf die Restkernproduktion zu bewirken. Daß diese Diskrepanzen auch nach der Sekundärteilchenkorrektur noch zu beobachten sind, hat seine Ursache in dem speziellen Design der unterschiedlichen Folienstapel. Während die First-Targets nur durch Fäden zusammengehalten und in der Beamline justiert wurden (siehe Kap. 3.2), waren die Thin-Targetfolien in Aluminiumbehälter eingekapselt (siehe Kap. 3.3). Eine nicht exakte Justierung oder aber auch ein breiter Protonenstrahl hat bei den First-Targets keine Folgen. Bei den Thin-Targets wird dadurch jedoch zumindest ein Teil des Aluminiumdöschens mitbestrahlt. Wegen seiner großen Masse gegenüber den eigentlichen Targetfolien werden in ihm vermehrt sekundäre Teilchen produziert. Durch Transportprozesse gelangen sie in Folien und erhöhen dort die Restkernproduktion. Da die Monte-Carlo-Simulationen solche Beiträge nicht berücksichtigten [Lan94], wird eine Sekundärteilchenkorrektur in diesen Fällen unterschätzt.
Prinzipiell sind solche Effekte für jedes Produktnuklid denkbar. Da die Größe dieser zusätzlichen Beiträge jedoch ausschließlich von der Form der Anregungsfunktion abhängt, kann er bei einer allgemeinen Diskussion meist vernachlässigt werden. Bei einer physikalisch fundierten Analyse gerade der extrem niederenergetischen Produktnuklide ist diese Möglichkeit jedoch stets zu berücksichtigen.

Zusammenfassend gilt, daß die in dieser Arbeit durchgeführten Sekundärteilchenkorrekturen in allen Fällen erfolgreich waren. Wirkungsquerschnitte gleicher Targetelemente, die in unterschiedlich positionierten und unterschiedlich dicken Folienstapeln ermittelt wurden, sind innerhalb der 1-σ-Standardabweichungen identisch. Etwaige Systematiken bezüglich

der relativen Target-Produkt-Massendifferenz oder der Massenbelegung der einzelnen Targets wurden in keinem Fall beobachtet.

8.1 Vergleiche der neuen Ergebnisse mit Literaturwerten

Ein Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte mit denen anderer Experimentatoren kann wegen der Fülle der Daten nur exemplarisch erfolgen. Dabei wird vor allem auf die Dissertation von M. Lüpke [Lue93] zurückgegriffen. Er untersuchte mit Hilfe der Stacked-Foil-Bestrahlungstechnik im Energiebereich von 800 MeV bis 2,6 GeV im wesentlichen die gleichen Targetelemente. Wegen der großen Massenbelegung der von ihm verwendeten Folienstapel waren jedoch oftmals erhebliche Sekundärteilchenkorrekturen notwendig [Lue93], so daß eine Kontrolle der Daten mit Hilfe des verbesserten Aufbaus dieser Arbeit notwendig war.

Da sowohl in der Dissertation von Lüpke [Lue93] als auch in einer darauf basierenden Veröffentlichung [Mic96] detailliert auf einzelne Daten eingegangen wird und sie dort mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen werden, reicht es an dieser Stelle aus, die neuen Wirkungsquerschnitte mit denen dieser Arbeiten [Lue93, Mic96] zu vergleichen und nur dabei auftretende Diskrepanzen eingehender zu diskutieren.
Daher wurden in Abb. 8.3 für die Targetelemente C, N, O, Mg, Si, Ca, Ti, Mn, Fe, Ni und Cu die Verhältnisse der Mini-Stack- zu den Stacked-Foil-Daten (Primärenergie 1,6 GeV) über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz aufgetragen. Deutlich von 1 abweichende Ratios sind in bezug auf ihre speziellen Target-Produkt-Kombinationen einzeln aufgeschlüsselt.
In der überwiegenden Zahl der Fälle sind die Wirkungsquerschnitte gleicher Target-Produkt-Kombinationen in den beiden unterschiedlichen Bestrahlungsaufbauten innerhalb ihrer 1-σ-Standardabweichungen identisch. So gibt es nur in etwa 40% alle Fälle Abweichungen größer als 10% und nur bei etwa 20% der Target-Produkt-Kombinationen gibt es Dis-

krepanzen von mehr als 20%. Der Mittelwert über alle Ratios beträgt 1,057. Die Wirkungsquerschnitte sind im Mittel also in beiden Fällen vergleichbar. In Abb. 8.3 treten jedoch auch sehr große und sehr kleine Ratios auf. So weichen zum Beispiel die Wirkungsquerschnitte der Produktion von ^{48}V aus Ti, ^{56}Co, ^{57}Co und ^{58}Co aus Fe, ^{60}Co aus Ni, sowie ^{28}Mg, ^{47}Sc und ^{65}Zn aus Cu deutlich voneinander ab (siehe dazu die besonders gekennzeichneten Ratios in Abb 8.3). Im folgenden werden nun exemplarisch für einige dieser speziellen Target-Produkt-Kombinationen die Ursachen für die beobachteten Diskrepanzen erläutert.

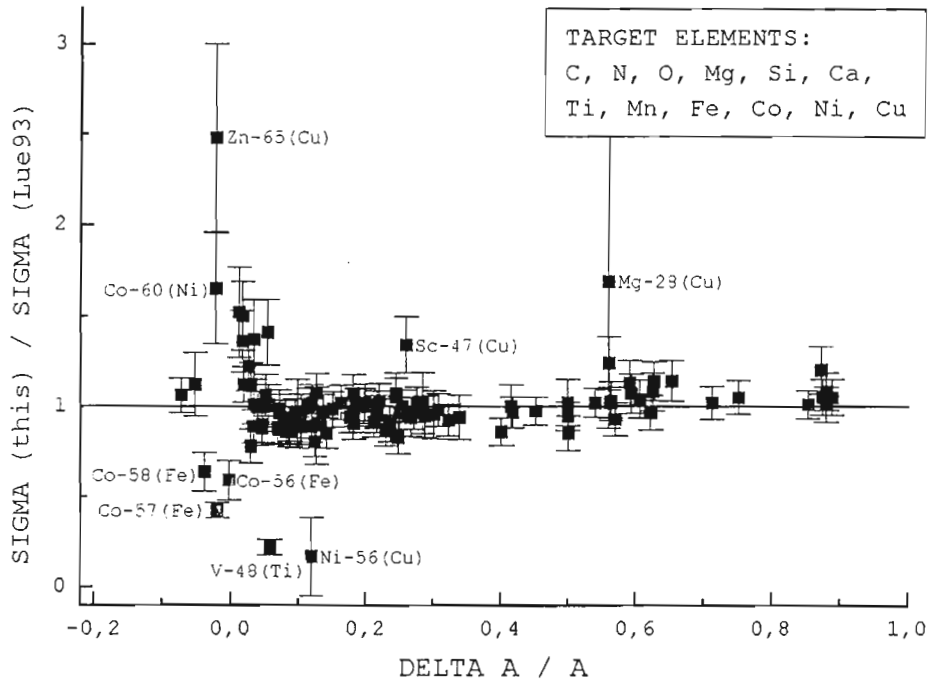


Abb. 8.3 : Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte, die in einer Mini-Stackanordnung und in einem Stacked-Foil-Bestrahlungsaufbau [Lue93] ermittelt wurden

Die großen Abweichungen (Ratio etwa 0,8) zwischen den Wirkungsquerschnitten für die Reaktion Ti(p,4pxn)^{42}K sind auf Probleme bei der γ-spektrometrischen Restkernbestimmung zurückzuführen. Wegen der kurzen Halbwertszeit dieses Produktnuklides von nur 12,36 Stunden ist eine Halbwertszeitkontrolle nicht immer möglich, so daß fehlerhafte Identifizierungen oder nicht aufgelöste spektrometrische Interferenzen möglich sind. In Abb. 8.4 ist diese Anregungsfunktion dargestellt. Während der 1,6 GeV-Wirkungsquerschnitt von Lüpke

[Lue93] gegenüber der allgemeinen Struktur der Anregungsfunktion deutlich erhöht liegt und dadurch ein unphysikalisches lokales Maximum bewirkt, fügt sich das Ergebnis dieser Arbeit im Rahmen der Fehler in die allgemeine Systematik ein und führt somit zu einem konsistenten Verlauf der Anregungsfunktion.

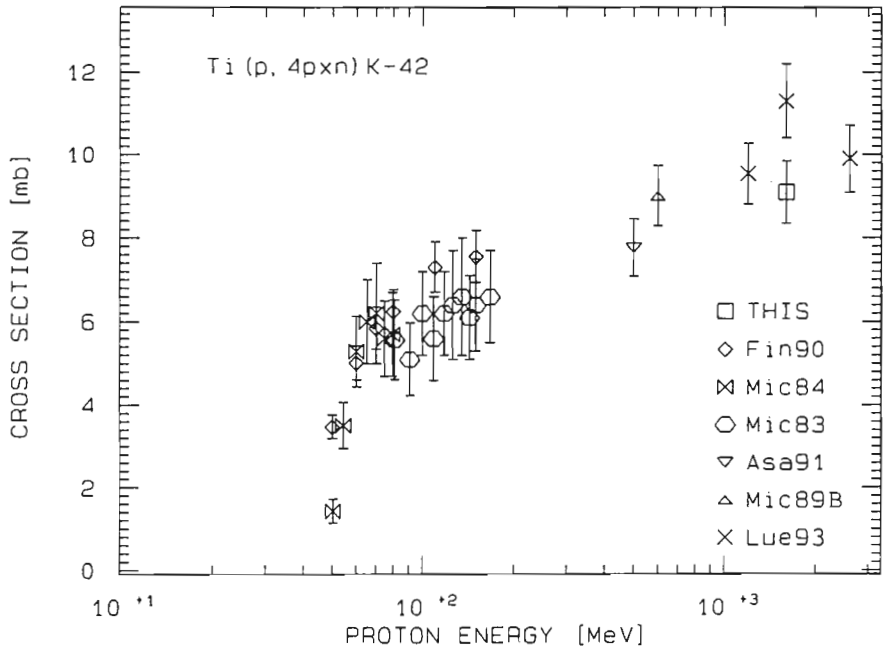


Abb. 8.4 : Anregungsfunktion der Reaktion Ti(p, 4pxn)^{48}Sc

Vergleichbare Erklärungen lassen sich auch für die Reaktionen Cu(p,18pxn)^{28}Mg, Ti(p,2pxn)^{48}Sc, und Co(p,7p5n)^{48}Sc finden. Dabei ist vor allem für die Produktion von ^{48}Sc anzumerken, daß physikalisch sinnvolle Interferenzkorrekturen (siehe Kap. 4.4.1) in dieser Arbeit erstmalig durchgeführt wurden. Ältere Daten unserer Arbeitsgruppe [Bod93A, Bod93B, Lue93, Mic96, Sch96A] sind aus diesem Grund immer im Hinblick auf eine mögliche ^{48}V-Überlagerung zu diskutieren.

Ein Teil der Diskrepanzen lassen sich auch auf die von Lüpke nicht korrekt behandelten Mutter-Tochter-Verhältnisse zurückführen [Lue93]. Während die entsprechenden Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit alle auf Grundlage der vollständigen Gleichung (4.28) korrigiert wurden, fand bei Lüpke ihre vereinfachte Form Verwendung. Der Zerfall des Mutternuklides zur Tochter während der Bestrahlung fand dabei keine Berücksichtigung [Bod93A, Bod93B, Lue93]. Diese Vereinfachung führt jedoch bei langen Bestrahlungen und Produkten mit

kurzen Halbwertszeiten zu erheblichen Fehlern. In Abb. 8.5 wird deutlich, daß die Ergebnisse dieser Arbeit zu konsistenteren Anregungsfunktionen führen. In diesem Fall ist bei einer Wirkungsquerschnittsbestimmung für die Reaktion Cu(p,9pxn)^{47}Sc der Zerfall des Mutternuklides ^{47}Ca zur Tochter ^{47}Sc zu berücksichtigen. Der neue Datenpunkt wird dadurch bestätigt, daß der von ihm angedeutete obere Verlauf der Anregungsfunktion durch ein neues unabhängiges Experiment (bisher nicht publiziert) bestätigt wurde.

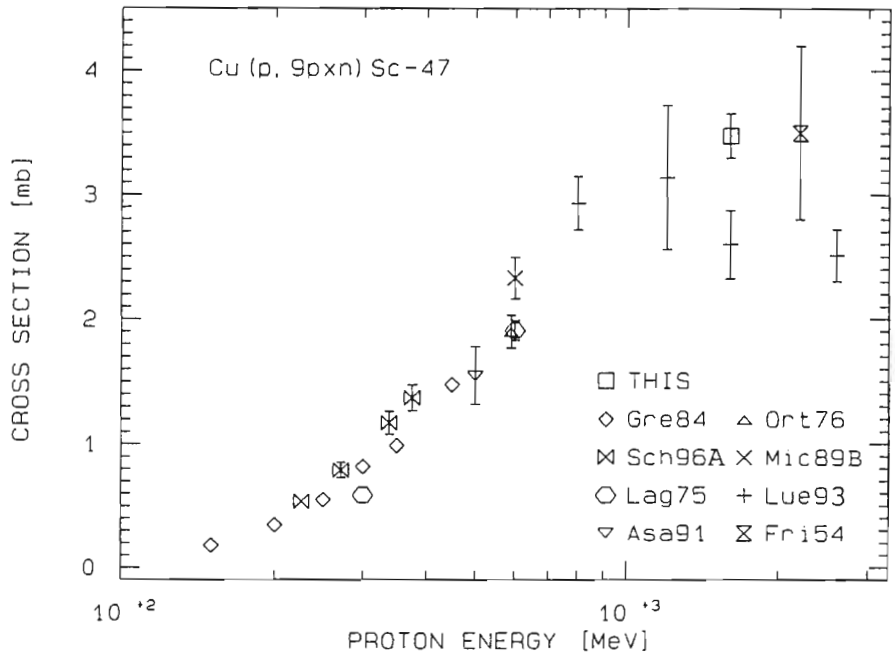


Abb. 8.5 : Anregungsfunktion der Reaktion Cu(p, 9pxn)^{47}Sc

Neben den vorangegangen diskutierten rein auswertetechnischen Problemen sind vor allem die Sekundärteilchenkorrekturen für die Diskrepanzen verantwortlich. In Kap. 10 wird gezeigt werden, daß die von Lüpke verwendeten Neutronenanregungsfunktionen nicht immer physikalisch sinnvoll sind, so daß bei einer Korrektur die Beiträge sekundärer Neutronen sowohl unter- als auch überschätzt werden können. Daraus resultieren zwangsläufig zu große oder zu kleine Protonenwirkungsquerschnitte. Ein Beispiel zeigt Abb. 8.6. Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte der Kernreaktion Ni(p,2pxn)^{58}Co über der Protonenenergie.

Bei Bestrahlungsexperimenten, und da vor allem bei den Stacked-Foil-Aufbauten, wird die protonen-induzierte Produktion von ^{58}Co aus Ni in hohem Maße durch die Reaktion ^{58}Ni(n,p)^{58}Co überlagert, so daß die Neutronenbeiträge die Anteile der primären Protonen oft übertreffen. So mußten die Daten von Lüpke um fast 90% abgesenkt werden [Lue93].

Weniger als 50% machten die Korrekturen dagegen in der Mini-Stack-Anordnung aus. Aus den geringeren Sekundärteilchenbeiträgen resultieren zwangsläufig bessere Qualitäten der Protonenwirkungsquerschnitte. Während die Anregungsfunktion der Reaktion Ni(p,2pxp)^{58}Co im Energiebereich oberhalb von 200 MeV einen konstanten bis leicht monoton fallenden Verlauf ohne jegliche Strukturen andeutet, streuen die Wirkungsquerschnitte von Lüpke bei 800 MeV, 1,2 GeV und 1,6 GeV [Lue93] um mehr als 50 %, wobei vor allem sein 1,6 GeV-Wert erniedrigt liegt. Sehr viel konsistenter wird der Bereich dagegen mit dem neuen Ergebnis dieser Arbeit beschrieben. Der neue Datenpunkt fügt sich gut in die allgemeine Systematik ein und bestätigt damit den leicht monotonen aber strukturlosen Verlauf der Anregungsfunktion.

Besonders hinzuweisen ist auf den 600 MeV-Wirkungsquerschnitt von Michel et al. [Mic89B]. Auch er wurde mit Hilfe der Stacked-Foil-Bestrahlungstechnik ermittelt, aber nicht bezüglich der Beiträge sekundärer Teilchen korrigiert. Das hat zur Folge, daß er etwa einen Faktor 2 gegenüber der allgemeinen Systematik der Anregungsfunktion erhöht liegt, was einen Hinweis auf die Bedeutung der Neutronenanteile gerade für diese Reaktionen gibt.

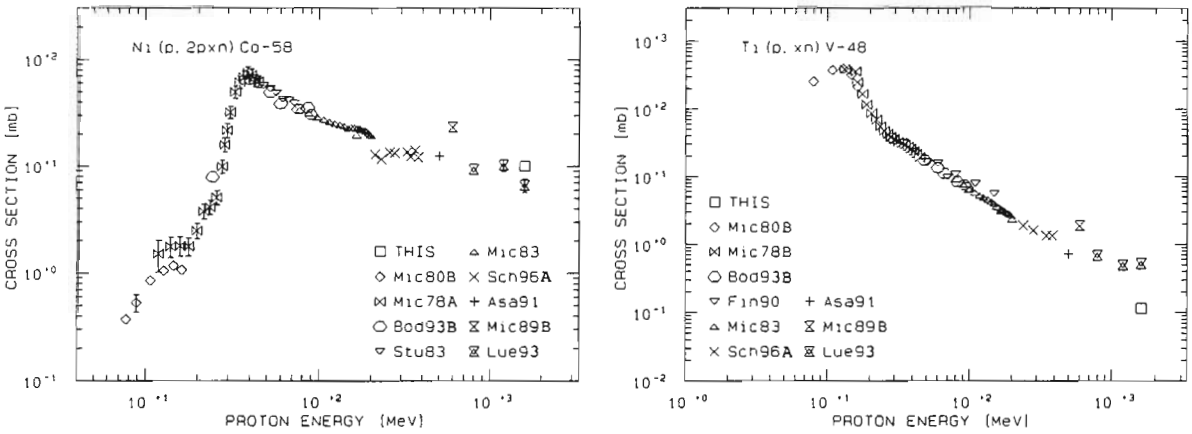


Abb. 8.6 : Anregungsfunktionen der Reaktionen Ni(p, 2pxn)^{58}Co und Ti(p, xn)^{48}V

Während Lüpke [Lue93] im vorangegangenen Beispiel die Korrekturen überschätzte, lassen sich auch viele Fälle finden, bei denen die Sekundärteilchenbeiträge als zu klein angenommen wurden, die angegebenen Protonenwirkungsquerschnitte also unphysikalisch groß sind. Ein typisches Beispiel dafür ist die Reaktion Ti(p,xn)^{48}V (Abb. 8.6 rechte Seite). Sowohl im Stacked-Foil- als auch im Mini-Stack-Aufbau wurden durch den Algorithmus die Beiträge durch sekundäre Protonen zu etwa 90% abgeschätzt, wobei die Korrekturen nur für die Daten

dieser Arbeit wirklich ausreichend sind. So führen die Wirkungsquerschnitte von Lüpke bei 800 MeV, 1,2 GeV und 1,6 GeV [Lue93] zu einem Wendepunkt in der Anregungsfunktion bei etwa 500 MeV bis 600 MeV mit einem sich daran anschließenden nahezu konstanten Verlauf. Derartige Strukturen sind vom physikalischen Standpunkt aus jedoch zumindest in diesem Energiebereich - so etwas wird für wesentlich höhere Projektilenergien erwartet, ist gegenwärtig allerdings noch nicht hinreichend untersucht - nicht zu erwarten. Sehr viel besser wird der Verlauf dagegen mit dem neuen Datenpunkt dieser Arbeit beschrieben. Er bestätigt die Annahme monoton fallender Werte und fügt sich somit hervorragend in die allgemeine Systematik ein.

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:
In der überwiegenden Zahl der Fälle stimmen die neuen, in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den von Lüpke angegebenen Werten [Lue93] innerhalb ihres jeweiligen 1-σ-Fehlerintervalles überein. Die wenigen größere Abweichungen lassen sich auf bislang nicht korrekt behandelte spektroskopische Interferenzen, fehlerhaft diskutierte Mutter-Tochter-Verhältnisse und vor allem auf Schwierigkeiten bei den Sekundärteilchenkorrekturen zurückführen. In allen diesen Fällen werden die Verläufe der Anregungsfunktion durch die neuen Ergebnisse wesentlich konsistenter und vor allem physikalisch sinnvoller beschrieben.

8.2 Diskussion spezieller Reaktionsmechanismen

8.2.1 Systematiken für Spallationsprodukte

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Wirkungsquerschnitte für die Bildung eines bestimmten Produktnuklides stets über der Projektilenergie aufgetragen. Einen grundlegenderen Zugang zur Beschreibung von Kernreaktionen bieten jedoch Isobarenausbeutekurven. Dabei wird für eine Projektilenergie die Summe der Wirkungsquerschnitte auf einer Isobaren als Funktion der Produktmassenzahl diskutiert. Solche Darstellungen geben Hinweise auf die

Wahrscheinlichkeiten, eine bestimmte Anzahl von Nukleonen bei fester Anregungsenergie aus dem Kern zu entfernen oder aber auch Fragmente einer bestimmten Masse zu bilden. Damit lassen sich die unterschiedlichen Reaktionsmechanismen, die zur Bildung der Restkerne führen, zumindest qualitativ beschreiben. Die Abb. 8.7 zeigt dies am Beispiel des Niobs. Dabei muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß die Daten nicht sekundärteilchenkorrigiert sind. Da jedoch die Diskussion der leichten Elemente gezeigt hat, daß die Beiträge sekundärer Teilchen in der überwiegenden Zahl der Fälle nur geringe Effekte ausmachen und deshalb zu erwarten ist, daß diese klein gegenüber den hier vorzustellenden Systematiken sind, erscheinen die Wirkungsquerschnitte für eine qualitative Diskussion durchaus geeignet.

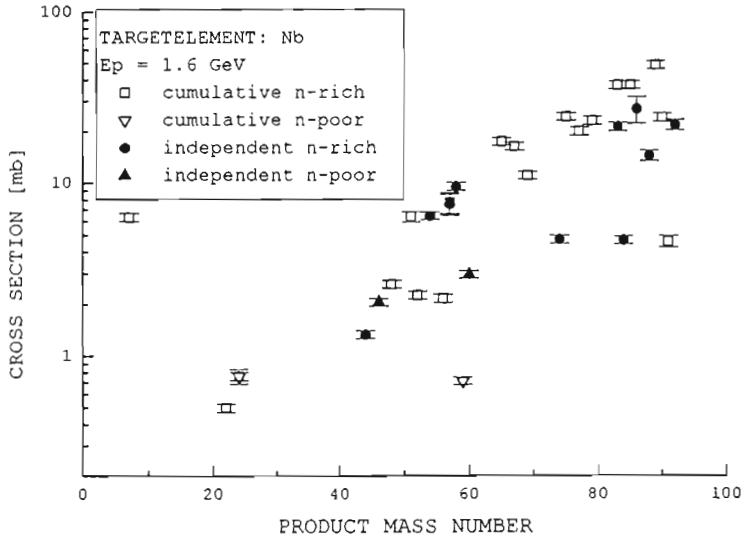


Abb. 8.7 : Isobarenausbeute am Targetelement Niob für 1,6 GeV Protonen

Wie für Spallationsreaktionen zu erwarten (siehe Kap. 1.3 und [Ser47]), fallen die Ausbeuten monoton mit zunehmender Massendifferenz zwischen der Isobaren und dem Target ab. Aus Abb. 8.7 ist abzulesen, daß der Wirkungsquerschnitt mit steigender Massendifferenz zwischen Target und Isobare exponentiell abfällt. Dieser Befund deckt sich zum einen mit den Angaben anderer Experimentatoren [Bod93B, Kau76, Kau80] und ist zum anderen vom physikalischen Standpunkt aus gesichert und die Grundlage eines semiempirischen Modells zur quantitativen Beschreibung von Spallationsreaktionen [Rud66].

Neben dem exponentiellen Abfall der Ausbeuten mit zunehmender Massendifferenz zwischen Target und Isobare läßt sich bei sehr leichten Produkten (im vorliegenden Beispiel vor allem bei ^{7}Be) ein Anstieg der Wirkungsquerschnitte beobachten. Diese erhöhte Produktion ist auf die Emissionen komplexer Teilchen zurückzuführen und wird als Fragmentation bezeichnet (siehe Kap. 1.3).

8.2.2 Systematiken für Fragmentationsprodukte

Nach den Überlegungen in Kap.1.3 führen hohe Projektilenergien (Energien größer einige GeV) während der intranuklearen Kaskade zu einer starken Erhitzung des Kernes. Da dieser infolge der vorangegangenen und noch andauernden schnellen Teilchenemissionen eine verringerte Kerndichte hat, er also eher als Gas denn als Flüssigkeit anzusehen ist, existieren die einzelnen Nukleonen in dem System als quasifreie Teilchen. Diese bilden aus energetischen Gründen mehr oder weniger stabile Cluster, die selbst nahezu kein Bindung an den restlichen Kernverband haben und infolge des Fehlens der attraktiven Kernkräfte bei gleichzeitiger Coulombabstoßung das System verlassen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Fragmentationsprozesse findet sich neben Hinweisen auf Referenzen in Kap. 1.3.

Die Wirkungsquerschnitte für Fragmentationsprodukte ($\sigma_{Fragments}(E)$) lassen sich auf Grundlage des geschilderten Mechanismus wie folgt faktorisieren:

$$\sigma_{Fragments}(E) = \sigma_{Reac}(A_P, A_T, E) \cdot P_B(A_T, E) \cdot P_E(A_T, E) \qquad \textbf{(8.1)}$$

Dabei wird die Wahrscheinlichkeit, daß überhaupt eine Reaktion stattfindet, durch den Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{Reac}(A_P,A_T,E)$ beschrieben. Die Größen $P_B(A_P,A_T)$ und $P_E(A_T,E)$ kennzeichnen die Wahrscheinlichkeiten für die Bildung des Clusters im erhitzten Kernverband bzw. seine Emission aus diesem System. Da in dieser Arbeit Wirkungsquerschnitte nur bei 1,6 GeV ermittelt wurden, etwaige Energieabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von Fragmentationsprodukten also nicht direkt zugänglich sind, werden die einzelnen Größen der Gleichung (8.1) nur in bezug auf ihre Massenzahlabhängigkeiten diskutiert.

Für eine gegebene Energie läßt sich die Abhängigkeit des Reaktionswirkungsquerschnittes von der Massenzahl des Targets proportional zu $A^{0,7}$ angeben [Let83].
Die Clusterbildungswahrscheinlichkeit $P_B(A_P,A_T)$ wird vor allem von der Kerndichte nach der intranuklearen Kaskade abhängen. Die Dichten unangeregter Kerne variieren in erster grober Näherung gemäß $A^{-1/3}$ mit der Massenzahl [Mey84, Seg64]. Wird davon ausgegangen, daß die Anzahl der während der intranuklearen Kaskade emittierten Teilchen sehr viel kleiner ist als die ursprüngliche Massenzahl des Targets, sollten auch die hochangeregten Kerne, zumindest im zentralen Bereich, vergleichbare Abhängigkeiten der Kerndichten aufweisen. Daraus würde dann folgern, daß auch $P_B(A_P, A_T)$ gemäß $A^{-1/3}$ variiert.
Die Emissionwahrscheinlichkeit $P_E(A_T, E)$ wird umso größer sein, je kürzer der Weg ist, den der Cluster bis zum Kernrand, also bis zu seiner Emission zurücklegen muß. Wird davon ausgegangen, daß es in dem erhitzten System weder eine bevorzugte Bildungsregion noch eine Emissionsvorzugsrichtung gibt, läßt sich der mittlere Weg durch den Kernradius, also proportional zu $A^{1/3}$ abschätzen Damit wird $P_E(A_T, E)$ zwangläufig gemäß $A^{-1/3}$ mit der Massenzahl des Targets variieren.

Werden diese Ergebnisse gemäß Gleichung (8.1) miteinander kombiniert, ergeben sich Wirkungsquerschnitte für Fragmentationsprodukte, die nahezu unabhängig von der Massenzahl des bestrahlten Targets sind. Gestützt werden diese Überlegungen durch die experimentell bestimmten Daten dieser Arbeit. In Abb. 8.8 sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von ^{7}Be, ^{22}Na und ^{46}Sc über der Massenzahl der Targetatome aufgetragen. Dabei wurden die einzelnen Daten nur aus Gründen einer besseren Übersicht mit Linien verbunden. Es zeigt sich, daß bei der hier verwendeten Projektilenergie von 1,6 GeV die Restkerne von ^{7}Be ab einer Massenzahl des Targets von etwa 50 und die von ^{22}Na ab etwa $A > 90$ überwiegend in den Fragmentationsphasen der Kernreaktionen gebildet werden. Die Wirkungsquerschnitte variieren ab der entsprechenden Masse nur noch um wenige Prozent und gehorchen nicht weiter den Abhängigkeiten wie sie für Spallationsprodukte üblich sind (exponentielle Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Differenz zwischen Target und Produkt). Da der Zusammenschluß von 4 Protonen und 3 Neutronen zu einem ^{7}Be-Cluster schon aus kombinatorischen Gründen wahrscheinlicher ist, als von jeweils 11 Protonen und Neutronen zu einem ^{22}Na-Kern, sind die ^{7}Be-Wirkungsquerschnitte größer als die ent-

sprechenden ^{22}Na-Daten.

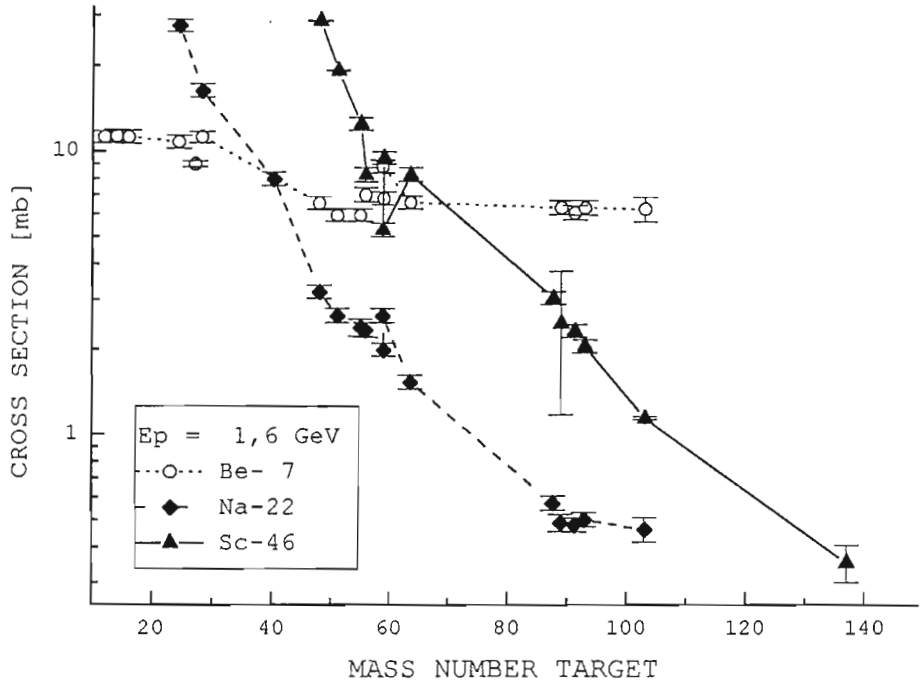


Abb. 8.8 : Wirkungsquerschnitte für die Produktion von ^{7}Be, ^{22}Na und ^{46}Sc in Abhängigkeit von der Massenzahl der Targetatome

Von Bedeutung ist auch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für ^{46}Sc von der Massenzahl der Targetatome. In dem hier untersuchten Bereich (1,6 GeV, Targetelemente bis zum Ba) lassen sich keine Hinweise darauf finden, daß die ^{46}Sc-Kerne als Fragmente in den Kernreaktionen auftreten. Es stellt sich jedoch die Frage, ob die ^{46}Sc-Wirkungsquerschnitte zu schwereren Kernen weiter monoton fallen, oder ob nicht, wie die Graphik zumindest andeutet, irgendwann ein konstanter Verlauf auftritt. Dieses Problem kann mit den bisher existierenden Daten jedoch nicht abschließend geklärt werden. Die Fragestellung, wie schwere Fragmente bei Kernreaktionen überhaupt auftreten können, vor allem in Hinblick auf die Projektilenergie und die Massenzahl des Targets, erscheint jedoch ein interessanter Punkt für zukünftige Untersuchungen zu sein.

9 Experimentelle Ergebnisse der Produktionsratenbestimmung

Von den insgesamt mehr als 870 Proben der 28 unterschiedlichen Targetelemente, die sich während der Bestrahlung in dem Modellmeteoroiden befanden, wurden in dieser Arbeit mehr als 350 γ-spektrometrisch untersucht. Damit war es möglich, Tiefenprofile für mehr als 350 unterschiedliche Target-Produkt-Kombinationen anzugeben. Alle in dieser Arbeit bestimmten Produktionsraten sind mit Hilfe der Ergebnisse aus Kap. 7 auf eine eingestrahlte Flußdichte primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert und finden sich in Anhang C aufgelistet. Da eine Diskussion aller Tiefenprofile zum einen den Rahmen dieser Arbeit sprengen und zum anderen keinen Informationsgewinn bedeuten würde, werden im folgenden nur einige exemplarische Beispiele ausführlich behandelt.

9.1 Allgemeine Bemerkungen zu den experimentell bestimmten Tiefenprofilen

In Abb. 9.1 sind drei experimentell bestimmte Tiefenprofile (Produktionsraten in Abhängigkeit von der Abschirmtiefe unter der Oberfläche) dargestellt. Dabei wurden die Target-Produkt-Kombinationen ^{54}Mn aus Co, ^{7}Be aus Si und ^{46}Sc aus Zr bewußt ausgewählt, da sich in diesen drei Fällen nicht nur die Absolutwerte der Produktionsraten deutlich voneinander unterscheiden, sondern diese vor allem die drei prinzipiell möglichen Strukturen der Tiefenprofile in dem Modellmeteoroiden wiedergeben.

Mit einer Schwellenenergie von etwa 25 MeV und maximalen Wirkungsquerschnitten bei etwa 40 MeV für die protoneninduzierte und bei etwa 90 MeV bis 100 MeV für die neutronen-induzierte Anregungsfunktion wird ^{54}Mn aus Co vorwiegend durch sekundäre Teilchen produziert. Bei der Diskussion der Teilchenspektren in Kap. 6.5.1.2 und Kap. 6.5.1.3 zeigte sich, daß die integralen Flußdichten der sekundären Neutronen und Protonen

mit zunehmender Abschirmtiefe unter der Oberfläche ansteigen. Daher müssen auch die Produktionsraten solcher Nuklide, deren Bildung vorwiegend durch sekundäre Teilchen dominiert wird, vom Rand des Modellmeteoroiden zu seinem Zentrum hin zunehmen. Bei der hier diskutierten Target-Produkt-Kombination ^{54}Mn aus Co beträgt dieser Anstieg etwa 25% (Abb. 9.1).

Anders verhält sich das Tiefenprofil für ^{46}Sc aus Zr (Abb. 9.1). Hier fallen die Produktionsraten von der Kugeloberfläche zum Zentrum um mehr als 30% ab. Das liegt an dem speziellen Reaktionstyp. Die Bildung von ^{46}Sc setzt für dieses Targetelement erst bei einer Projektilenergie oberhalb von 500 MeV ein, was ^{46}Sc eindeutig zu einem sogenannten „Hochenergieprodukt" macht. Signifikante Wirkungsquerschnitte (≈ 3 mb) werden sogar erst bei Projektilenergien oberhalb einiger GeV angenommen. Innerhalb des Modellmeteoroiden wird dieses Produkt also vorwiegend durch primäre und elastisch gestreute Projektile aus den Zirkonium-Kernen produziert. Beiträge durch sekundäre Teilchen können nahezu vernachlässigt werden. Wegen der speziellen Abhängigkeit der Projektilflußdichte von der Tiefe unter der Oberfläche (cosh-Zusammenhang, siehe auch Kap. 6.5.1.1) muß auch das Tiefenprofil für ^{46}Sc aus Zr, und müssen generell alle Produktionsraten von Hochenergieprodukten, mit zunehmender Abschirmtiefe abnehmen.

Wieder eine andere Struktur zeigt das Tiefenprofil für ^{7}Be aus Silizium (Abb. 9.1). Hier sind die Produktionsraten innerhalb ihrer experimentellen Fehler konstant, zeigen also keine Tiefenabhängigkeit. Dieses Verhalten wird dadurch erklärt, daß die Abnahme der primären Teilchen vom Rand zum Zentrum, und die damit verbundenen abnehmenden Beiträge zu den Gesamtproduktionsraten, gerade durch einen entsprechenden Anstieg der sekundären Teilchen und ihren Anteilen zu den Produktionsraten kompensiert werden.

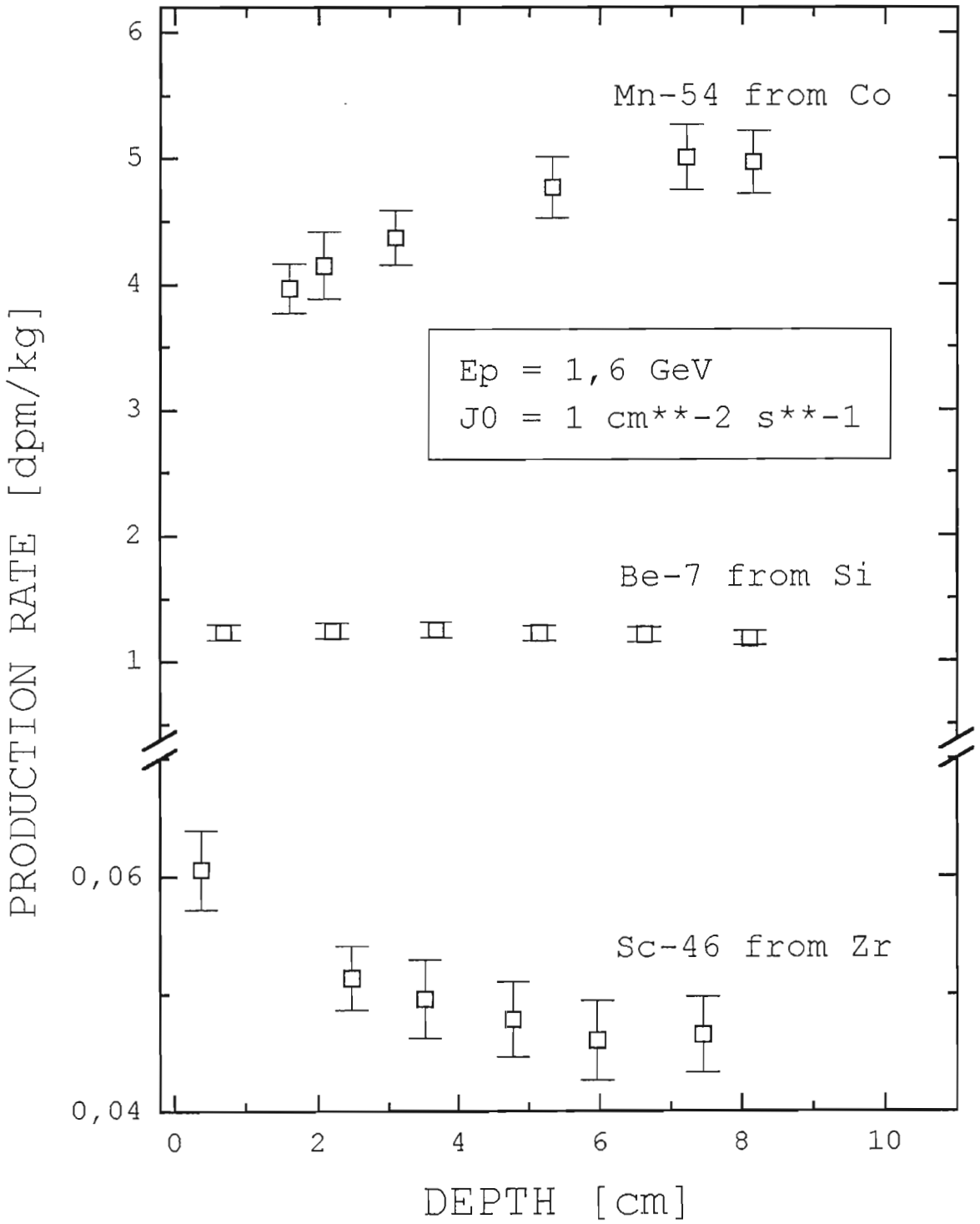


Abb. 9.1 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für ^{54}Mn aus Co, ^{7}Be aus Si und ^{46}Sc aus Zr.

Einen generellen Überblick über die Abhängigkeit der Struktur der Tiefenprofile von der relativen Target-Produkt-Massendifferenz ($\Delta A/A$) zeigt Abb. 9.2. Aufgetragen sind für alle γ-spektrometrisch bestimmten Produktnuklide der Targetelemente C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Ni und Cu die Verhältnisse der Zentrumsproduktionsraten zu den entsprechenden Daten an der Kugeloberfläche über den jeweiligen Werten für $\Delta A/A$.

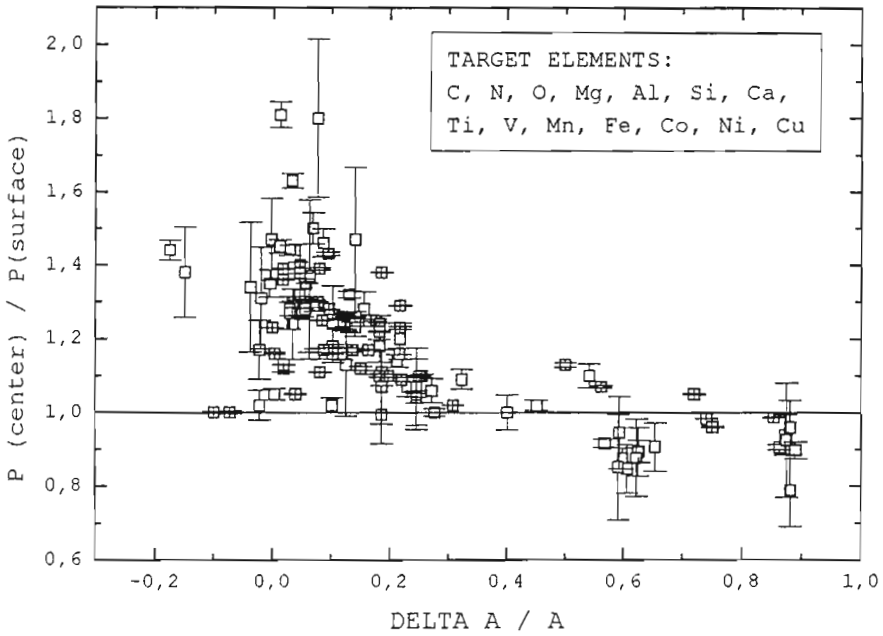


Abb. 9.2 : Verhältnisse der Zentrums- zu den Oberflächenproduktionsraten in der Eisenkugel über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz

Trotz der erheblichen reaktionsabhängigen Streuung der Daten im Bereich $\Delta A/A < 0{,}2$ läßt sich ein allgemeiner Trend beobachten. Die Ratios sind für targetnahe Produkte, die nahezu ausschließlich durch Niederenergiekernreaktionen produziert werden, größer als 1, was heißt, daß in diesen Fällen die Tiefenprofile von der Oberfläche zum Zentrum hin ansteigen. Die große Streuung der Daten ist auf die jeweiligen dominierenden Reaktionstypen (z.B. (n,α)- oder (p,xn)-Reaktionen) zurückzuführen.

Für Produkte mit etwa 60% der Targetmasse ($\Delta A/A \approx 0{,}4$) liegen die Verhältnisse von Zentrums- zu Oberflächenproduktionsraten nahe bei 1. Die Tiefenprofile zeigen in diesen Fällen einen konstanten Verlauf. Dies wurde in der vorangegangen Diskussion auch für die Target-Produkt-Kombination ^{7}Be aus Si beobachtet und dadurch erklärt, daß die Abnahme der primären Teilchen vom Rand zum Zentrum und die damit verbundenen abnehmenden

Beiträge zu den Gesamtproduktionsraten gerade durch einen Anstieg der sekundären Teilchen und ihrer Anteile zu den Produktionsraten kompensiert werden.

Wird die relative Target-Produkt-Massendifferenz größer als 0,4, nehmen die Ratios Werte aus dem Bereich kleiner 1 an, fallen die Tiefenprofile von der Oberfläche zum Zentrum ab. Das entspricht dem Verhalten, daß für die Produktion von ^{46}Sc aus Zirkonium beobachtet wurde (Ab. 9.1), so daß hier auf die entsprechende Diskussion verwiesen sei.

9.2 Test der Isotropie der Bestrahlung

Während der Diskussion der Sonnensegeldaten in Kap. 7.3 zeigte sich, daß eine vollständig homogene Bestrahlung nicht erreicht wurde. Die daraus resultierenden Probleme ließen sich jedoch durch die Einführung radiusabhängiger Primärflußdichten ausräumen, wobei die Kugelrotationen explizit berücksichtigt wurden. Mit den experimentell bestimmten Produktionsraten in dem Modellmeteoroiden lassen sich selbst auch direkt Aussagen über die Isotropie der Bestrahlung gewinnen. Als Targetelement für derartige Untersuchungen bietet sich vor allem Eisen an, da sich entsprechende Reinelementfolien in allen fünf Bohrungen befanden (siehe dazu auch Abb. 3.5 in Kap. 3.5). So ist eine Kontrolle aller drei Raumrichtungen möglich.

Im ersten Schritt werden die Produktionsraten für ^{7}Be, ^{46}Sc, ^{52}Mn und ^{56}Co in Core 1 diskutiert. Diese Bohrung war durchgehend und verlief durch das Kugelzentrum (siehe Abb. 3.5), so daß durch eine Analyse der entsprechenden Tiefenprofile Aussagen über eine Raumrichtung möglich sind. Da die Größe etwaiger anisotroper Effekte von speziellen Reaktionstypen abhängen können, wurden sowohl Hoch-, Mittel- als auch Niederenergieprodukte in der Diskussion berücksichtigt.

In Abb. 9.3 sind die experimentell bestimmten Produktionsraten für ^{7}Be, ^{46}Sc, ^{52}Mn und ^{56}Co aus Eisen über der Abschirmtiefe aufgetragen. Alle berücksichtigten Targetfolien befanden

sich während der Bestrahlung in Core 1. Die Meßwerte sind auf einen einfallenden Fluß primärer Teilchen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert. Der Index „left" bzw. „right" kennzeichnet die Lage der Eisenfolie relativ zum Mittelpunkt.

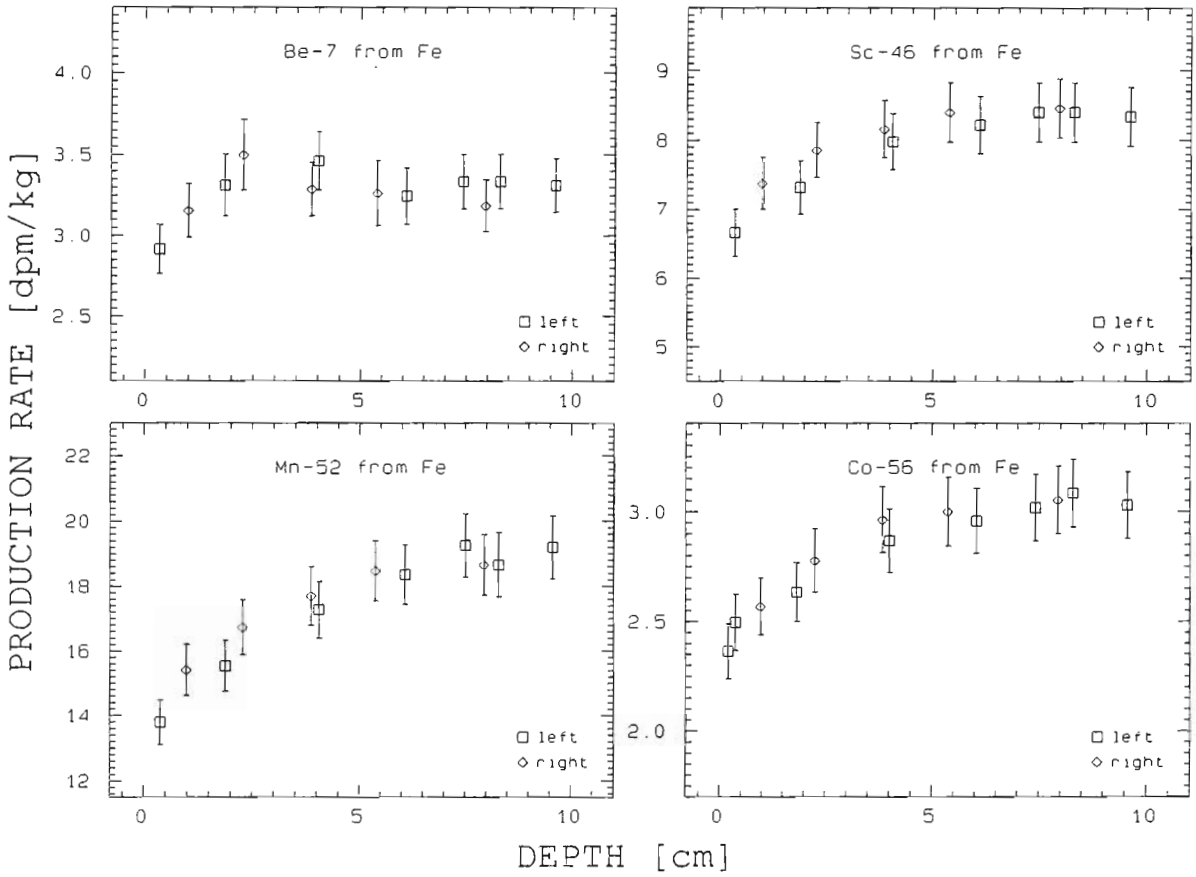


Abb. 9.3 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für ^{7}Be, ^{46}Sc, ^{52}Mn und ^{56}Co aus Fe in den Reinelementfolien aus Core 1 des Modellmeteoroiden. Alle Daten sind auf eine Flußdichte primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Es gibt keine Hinweise auf eine Rechts-Links-Unterscheidung. Etwaige Abweichungen liegen in allen Fällen innerhalb der 1-σ- Fehler (Zählstatistik und Systematik). Zum Zentrum des Modellmeteoroiden symmetrische Tiefenprofile lassen sich nicht nur für diese vier Fälle finden, sie zeigen sich vielmehr für alle Target-Produkt-Kombinationen aus Core 1 (C 1). Bevor daraus jedoch auf eine isotrope Bestrahlung geschlossen werden kann, sind noch die Produktionsraten aus Core 2 bis Core 5 (C 2 bis C 5) in die Untersuchungen einzubeziehen (Abb.9.2).

Für jedes der vier Produktnuklide sind die Tiefenprofile aus den Cores 2 bis 5 nahezu identisch. Etwaige Abweichungen übersteigen in keinem Fall die 1-σ-Fehler. Abweichungen

von dieser allgemeinen Systematik gibt es jedoch bei den Daten des Core 1. In tieferliegenden Regionen (Abschirmtiefe größer als etwa 2 cm) fügen sie sich sehr gut in den allgemeinen Verlauf ein, weichen aber im Randbereich (äußere 2 cm, gekennzeichnet durch ausgefüllte Symbole) sowohl für ^{7}Be- als auch für ^{52}Mn- und ^{56}Co signifikant von der allgemeinen Systematik ab. Ob die Daten aus Core 1 unter- oder oberhalb denen aus Core2 bis Core5 liegen, scheint ebenso wie die Größe des Effektes von der jeweiligen Kernreaktion abzuhängen. Allgemein zeigt sich, daß im Randbereich die Produktionsraten der Hochenergieprodukte aus Core 1 gegenüber dem allgemeinen Verlauf erniedrigt und die der targetnahen Restkerne überhöht sind.

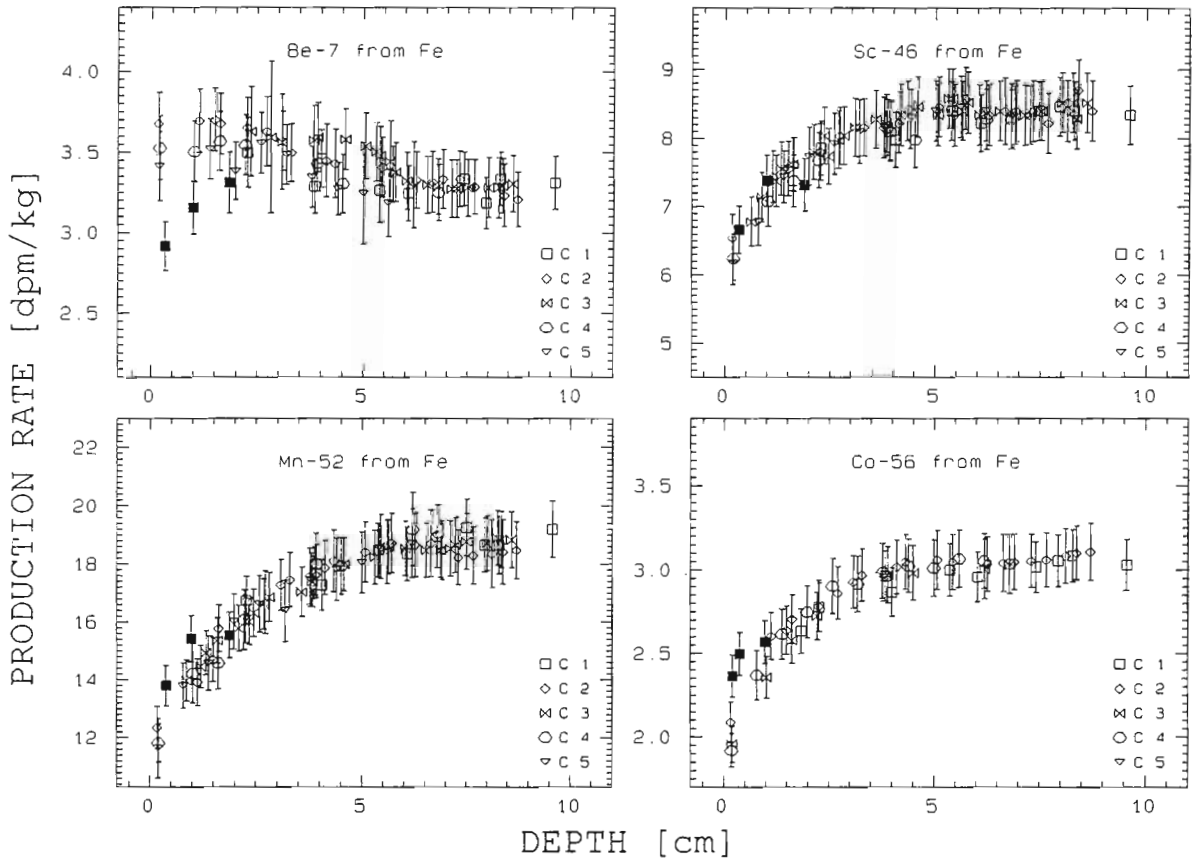


Abb. 9.4 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für ^{7}Be, ^{46}Sc ^{52}Mn und ^{56}Co aus Fe in den Reinelementfolien der Cores 1 bis 5 (C 1 bis C 5). Alle Daten sind auf eine Flußdichte primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Die Ursache hierfür liegt nicht in einer allgemeinen Anisotropie der Bestrahlung, da zum einen mit den Cores 2 bis 5 immerhin zwei der drei Raumrichtungen identische Tiefenprofile zeigen, und zum anderen nur einige spezielle Produktnuklide aus Core 1 ein davon abweichendes Verhalten aufweisen. So lassen sich zum Beispiel für das Mittelenergieprodukt ^{46}Sc

keine Diskrepanzen beobachten (siehe Abb. 9.4) Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, muß vielmehr der Experimentaufbau, und da vor allem speziell die Aufhängung der Eisenkugel, als Ursache für diese Effekte angesehen werden.

9.2.1 Effekte durch Achsen und Lager

Eine sehr vereinfachte schematische Darstellung der Kugelaufhängung in der Bestrahlungsapparatur zeigt Abb. 9.5. Dabei wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Eintragung der Cores 4 und 5 verzichtet. Da der Aufbau symmetrisch in bezug auf die Cores 2 und 3 bzw. 4 und 5 war, ist dies ohne Informationsverlust möglich.

Während sich die Proben des Randbereiches aus den Cores 2 bis 5 tatsächlich an der Kugeloberfläche befanden, also nur durch Kugelmaterial abgeschirmt wurden, lagen die entsprechenden Folien aus dem Core 1 zwar auch im Bereich der Oberfläche des eigentlichen Modellmeteoroiden, wurden jedoch zusätzlich zum Matrixmaterial durch die massiven zylinderförmigen Eisenbeschläge (Abb. 9.5, Durchmesser etwa 30 mm, Höhe etwa 25 mm) und die massive Eisenachse (Abb. 9.5, Durchmesser 25 mm) abgeschirmt.

Nach Kap. 6 werden die oberflächennahen Teilchenspektren vorwiegend durch die Wechselwirkungen primärer und sekundärer Teilchen im Randbereich der Kugel bestimmt. Entsprechendes muß dann auch für die experimentell bestimmten Produktionsraten gelten. Eine Targetfolie des Randbereiches aus einem der Cores 2 bis 5 wurde dementsprechend vorwiegend durch solche Projektile aktiviert, die entweder primär waren, oder aber in den oberen Kugelschichten als Sekundärteilchen produziert wurden. Die Abschirmtiefe - nach Kap. 6 bestimmt sie die Abnahme der Primär- und die Zunahme der Sekundärteilchenflußdichten - war dabei durch den tatsächlichen Abstand der Folie von der Oberfläche des Modellmeteoroiden gegeben. Analoge Proben aus Core 1 befanden sich zwar auch nahe der Kugeloberfläche, wurden jedoch durch die Rotationsachse und vor allem durch den massiven Beschlag der Aufhängung abgeschirmt. So betrug beispielsweise der Raumwinkel, unter dem Projektile direkt, also nur unter Wechselwirkung mit der eigentlichen Kugel, eine Targetfolie dieses

Cores in einer Tiefe von 10 mm aktivierten, nur etwa 10° bis 15°. In mehr als 90% aller Fälle legten die primären Protonen dagegen vor dem Erreichen dieses Kugelbereiches einen Teil ihres Weges durch den Beschlag und in vielen Fällen sogar noch durch einen Teil der massiven Eisenachse zurück. Dadurch wurden zum einen primäre Teilchen gebremst und absorbiert (erniedrigte Primärflußdichte) und zum anderen wurden in der zusätzlichen Materie sekundäre Teilchen produziert (erhöhte Sekundärteilchenflußdichte). Das führt zu erniedrigten Produktionsraten von Hochenergieprodukten und erhöhten Restkernproduktionen der targetnahen Restkerne in den oberflächennahen Proben aus Core 1 gegenüber denen der Cores 2 bis 5.

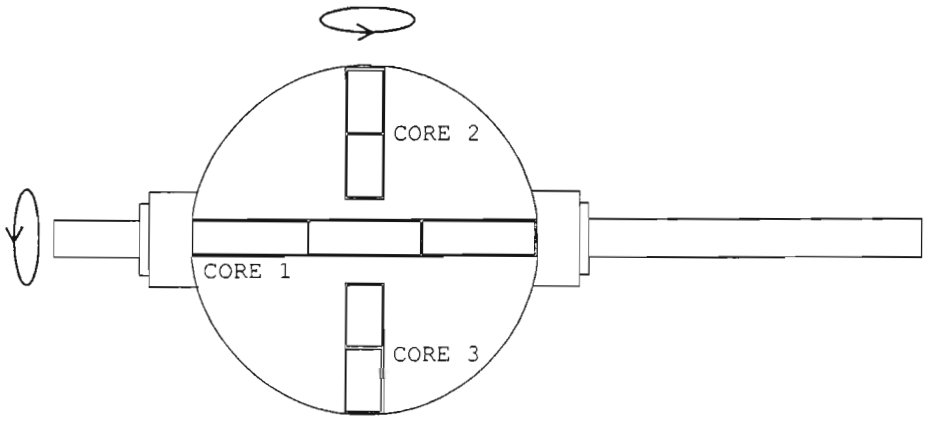


Abb. 9.5 : Schematische Darstellung der Eisenkugel und ihrer Aufhängung im Experimentaufbau LNS172A

Eine Quantifizierung dieses Effekts ist jedoch nicht möglich, da sich die spezielle Asymmetrie des Aufbaues bisher nicht in Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigen ließ. Eine Korrektur ist jedoch unbedingt notwendig, da die Abweichungen für einige speziellen Produkte des Eisen - hier sind Angaben durch Vergleiche mit Daten aus den Cores 2 bis 5 möglich - bis zu 23% betragen (^{7}Be und ^{22}Na) und Effekte vergleichbarer Größenordnung auch für die sonstigen Targetelemente des Core 1 denkbar sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Korrekturen auf der Grundlage allgemeiner Systematiken der reaktionsabhängigen Strukturen der Tiefenprofile durchgeführt. Dazu wurden für das Targetelement Eisen die Verhältnisse der Produktionsraten aus den Cores 2 bis 5 mit entsprechenden Daten aus Core 1 gebildet und in Abhängigkeit von der relativen Target-Produkt-Massendifferenz diskutiert. Damit ließen sich die meßbaren Effekte in den Eisenfolien auch auf andere Targetelemente anwenden und die entsprechenden Produktionsraten bezüglich der Beeinflussung durch den

Beschlag und die Achse konnten korrigiert werden. Durch systematische Untersuchungen ungestörter Daten ließ sich außerdem ein grober Zusammenhang zwischen der Struktur des Tiefenprofils und der relativen Target-Produkt-Massendifferenz erkennen. Damit wurde eine Kontrolle der jeweils durchgeführten Korrekturen ermöglicht.

Insgesamt mußten nur die Produktionsraten der Proben des direkten Randbereiches (Tiefe unter der Oberfläche weniger als 2 cm) korrigiert werden. In den Meßwerten tieferliegender Eisenfolien ließen sich keine Effekte beobachten. Deshalb wurde in diesem Bereich generell auf eine Modifikation der Daten verzichtet. Die mittlere Korrektur aller Proben dieses Bereiches und aller Target-Produkt-Kombinationen betrug etwa 3,3%. Für einige spezielle Reaktionstypen (Hochenergiereaktionen und (p,xn)- bzw. (n,p)- und (n,α)-Reaktionen) lagen sie im Mittel jedoch bei etwa 10%, waren also durchaus signifikant. Bei den im Anhang C aufgelisteten Produktionsraten und auch bei denen in den Abbildungen des Kap. 10 wurde die jeweilige Größe der Korrektur quadratisch zu dem allgemeinen Fehler (Zählstatistik und Systematik, siehe Kap. 4.4.2) addiert. Damit wird die Gesamtunsicherheit zwar überschätzt, da das Korrekturverfahren jedoch rein phänomenologisch ist, erscheint eine Überschätzung sinnvoll.

9.2.2 Effekte durch lokale Inhomogenitäten

Die im vorigen diskutierten Abweichungen der Produktionsraten aus den Cores 2 bis 5 zu denen aus Core 1 sind jedoch nicht die einzigen beobachteten Effekte. Eine Analyse der Tiefenprofile aus Core 2 und 3 ergibt, daß sich dabei für wenige, spezielle Produktnuklide systematische Diskrepanzen zeigen. Die in Core 2 (C 2) und Core 3 (C 3) experimentell bestimmten Tiefenprofile für ^{54}Mn aus Eisen sind in Abb. 9.2 dargestellt. Die Wahl des Produktnuklides wurde dabei bewußt getroffen, da sich die Unterschiede in diesem Fall besonders deutlich zeigen. Die eingezeichneten Fehler geben lediglich die statistischen Unsicherheiten des Mittelungsprozesses wieder (Kap. 4.4.2).

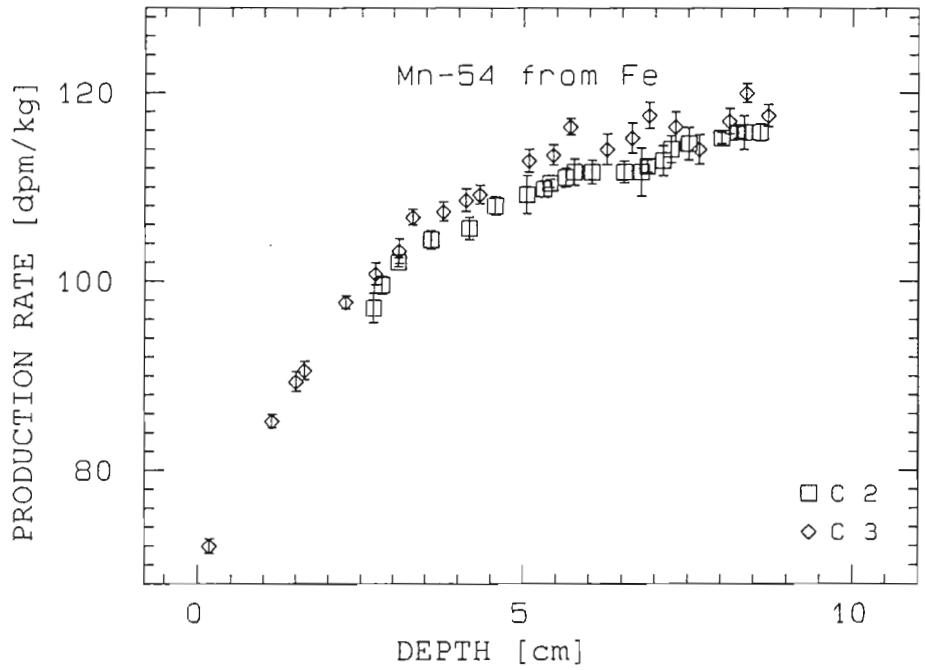


Abb. 9.6 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für ^{54}Mn aus Eisen in Eisenfolien aus Core 2 und Core 3 des Experimentes LNS172A. Alle Daten sind auf eine einfallende Flußdichte primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Die Produktionsraten aus Core 3 sind signifikant größer als die entsprechenden Daten aus Core 2. Dabei sind die Abweichungen nahezu unabhängig von der Tiefe unter der Oberfläche und betragen im Mittel 2,6%. Die Ursache dafür liegt in den deutlich unterschiedlichen Probenbestückungen der jeweiligen Container. Während sich in Core 2 die leichten Elemente C, N, O, Mg, Al, Si und Fe befanden, war Core 3 überwiegend mit den schwereren Elementen V, Fe, Sr, Y, Zr, Nb, Rh, Te, Ba, La und Au bestückt. Die mittlere Massenzahl aller Targets betrug in Core 2 etwa 40, in Core 3 war sie mit etwa 70 um fast 75% größer. Unter der Annahme, daß die in den Modellmeteoroiden eingebrachten Targetfolien die Flußdichten der sekundären Teilchen zumindest lokal beeinflussen, werden die beobachteten Abweichungen durchaus verständlich.

In Kap. 6.5.1.2 und Kap. 6.5.1.3 ergab sich für die Dicktargetaufbauten, daß die Multiplizitäten für die Produktion sekundärer Protonen gemäß $A^{0,08}$ bis $A^{0,18}$ und für Neutronen gemäß $A^{0,3}$ bis $A^{0,4}$ mit der Massenzahl des Matrixmaterials variieren. Die Abweichungen von der erwarteten Proportionalität zu A oder zumindest zu $A^{0,7}$ (siehe Kap. 6.1) wurden auf Transport- und Moderationsprozesse zurückgeführt. Es werden also lokal begrenzt in Core

3 etwa 5% bis 10% mehr sekundäre Protonen und etwa 18% bis 25% mehr Neutronen produziert als in Core 2. Berücksichtigt man, daß die Produktionsraten für ^{54}Mn aus Eisen zu 70% (Rand) bis 80% (Zentrum) durch die Beiträge sekundärer Neutronen bestimmt werden, ergibt sich folgende Abschätzung:

Würden die Sekundärteilchenfelder in den einzelnen Cores vollständig durch die Targetfolien in den jeweiligen Containern bestimmt, hätte die umgebende Matrix also keinen Einfluß auf die Multiplizitäten in diesem Bereich (in diesem Fall wären die mittleren freien Weglängen sekundärer Teilchen klein gegenüber den Containerausmaßen), dann sind zwischen Core 3 und Core 2 Verhältnisse der ^{54}Mn-Produktionsraten von etwa 1,13 bis 1,20 zu erwarten. Ein tatsächliches Ratio von 1,026 deutet jedoch darauf hin, daß die Flußdichten der sekundären Teilchen, hier vor allem die der Neutronen, durch die lokal erhöhte mittlere Massenzahl nur um etwa 13% bis 14% erhöht werden. Die Sekundärteilchenflußdichten werden also, wie nach den Überlegungen der Transportprozesse (Kap. 6) zu erwarten und wie für ein sinnvolles Bestrahlungsexperiment zu fordern, überwiegend durch das eigentliche Matrixmaterial bestimmt.

Lokale Inhomogenitäten in den mittleren Massenzahlen der unterschiedlichen Container führen direkt zu einer lokalen Beeinflussung der Sekundärteilchenflußdichten. Doch selbst in dem hier vorgestellten Fall (Erhöhung der mittleren Massenzahl um 75%) werden die experimentell bestimmten Produktionsraten dadurch nur wenig beeinflußt. So läßt sich der Effekt selbst für die sehr empfindliche Target-Produkt-Kombination ^{54}Mn aus Eisen im Mittel zu nur 2,6% abschätzen. Für die überwiegende Zahl der Produktnuklide wurde er dagegen gar nicht beobachtet. Man kann diesen Effekt zwar bei einer detaillierten Analyse aller Daten nachweisen, er ist jedoch gegenüber den allgemeinen Unsicherheiten vernachlässigbar.

9.3 Der Matrixeffekt in den Simulationsexperimenten

Im Rahmen dieses Kapitels soll der Matrixeffekt in den Simulationsexperimenten mit einem künstlichen Stein- LNS172 (LN25, [Lue93]) und mit einem künstlichen Eisenmeteoroiden LNS172A (FE10, diese Arbeit) behandelt werden. Nachdem dieser Effekt in Kap. 6.5.1 auf Grundlage der differentiellen Flußdichten diskutiert wurde, sollen an dieser Stelle die dort ermittelten Resultate vom experimentellen Standpunkt aus bestätigt werden. Beim Vergleich der Tiefenprofile in den zwei unterschiedlichen Aufbauten wird als Abschirmtiefe in allen Fällen das Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der geometrischen Tiefe unter der Oberfläche verwendet (siehe Kap. 6.5.1). Sämtliche Daten des Experimentes LNS172 entstammen der Arbeit von Lüpke [Lue93].

Der Matrixeffekt für die primären Protonen kann anhand der Produktion von ^{46}Sc aus Zirkonium diskutiert werden. In Kap. 9.1 wurde gezeigt, daß sowohl die Struktur des Tiefenprofiles als auch der spezielle Reaktionstyp davon zeugen, daß die ^{46}Sc-Restkerne nahezu ausschließlich durch Kernreaktionen mit primären Teilchen in den Zr-Targetfolien produziert werden. Daher wurden in Abb. 9.7 die entsprechenden experimentell bestimmten Produktionsraten für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LNS172A (FE10, diese Arbeit) über dem Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe unter der Oberfläche aufgetragen.
Wie nach Kap. 6.5.1.1 und Kap. 9.1 zu erwarten, fallen die Tiefenprofile in beiden Fällen vom Rand zum Zentrum hin monoton ab. Wegen der unterschiedlichen Matrixgrößen in Einheiten des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes und der damit verbundenen unterschiedlichen Absorptionsverluste der primärer Protonen bei ihrem Durchgang durch den Modellmeteoroiden liegen die Daten in der Eisenkugel in allen Tiefenbereichen oberhalb derer aus der Steinkugel (siehe Kap. 6.5.1.1).

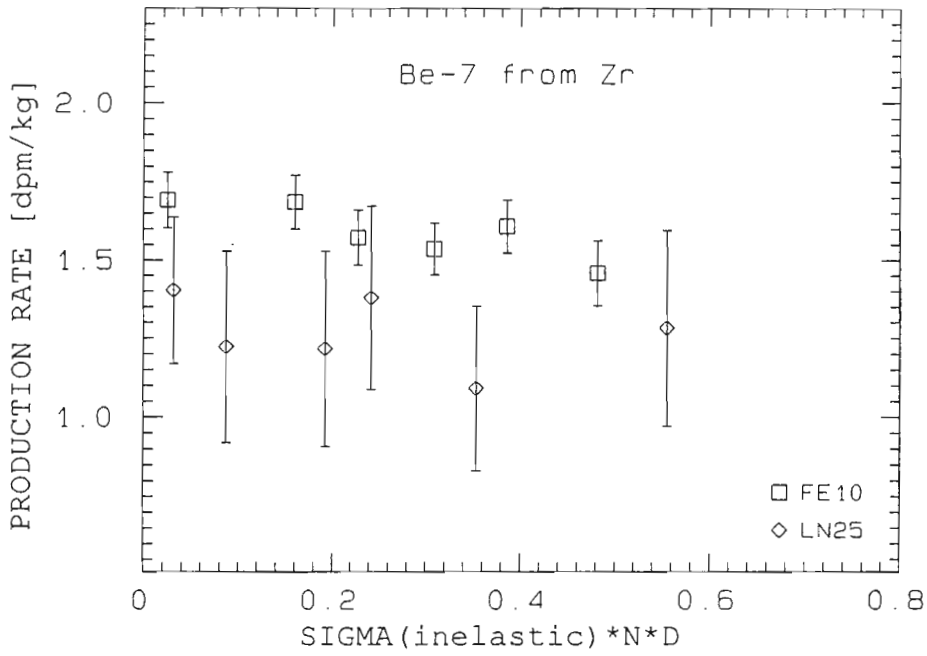


Abb. 9.7 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für die Produktion von ^{46}Sc aus Zr für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LNS172A (Fe10). Alle Daten sind auf einen einfallenden Fluß primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Der Matrixeffekt für niederenergetische sekundäre Protonen läßt sich mit Tiefenprofilen von (p,n)- oder auch (p,xn)-Produkten diskutieren. Die Reaktionen besitzen Schwellenenergien von weniger als 10 MeV und maximale Wirkungsquerschnitte bei etwa 10 MeV bis 20 MeV. Das dabei auftretende Maximum ist mit etwa 10 MeV (FWHM) relativ schmal und die Werte fallen zu hohen Energien hin rasch ab. So sind die Wirkungsquerschnitte bei 1,6 GeV in der Regel schon um mehrere Größenordnungen geringer als die des Maximums. Daher werden die Produktionsraten vorwiegend durch niederenergetische sekundäre Protonen bestimmt. Um bei der Diskussion Beiträge sonstiger sekundärer Teilchen ausschließen zu können - in Kap. 6.5.1.4 wurde gezeigt, daß zum Beispiel ^{57}Co in Eisen überwiegend durch leichte Cluster (z.B. ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He und ^{4}He) produziert wird - werden in Abb. 9.8 die Tiefenprofile der (p,n)-Reaktionen an den monoisotopen oder zumindest quasimonoisotopen Targetelementen ^{89}Y und Cu dargestellt.

Die Produktionsraten in der Eisenkugel sind signifikant größer als die entsprechenden Daten in dem Modellmeteoroiden aus Gabbro. Das liegt daran, daß in der Eisenmatrix insgesamt mehr sekundäre Protonen produziert werden und diese infolge der größeren Anzahl der

Zweiteilchenwechselwirkungen während der intranuklearen Kaskade im Mittel niedrigere Energien besitzen (vgl. Kap. 6.5.1.2 und Abb. 6.33). Da die Verhältnisse der differentiellen Protonenflußdichten zwischen der Eisen- und der Steinkugel umso größer werden, je kleiner die Teilchenenergien sind (Abb. 6.33), betragen die Unterschiede zwischen den Tiefenprofilen der beiden Experimente für ^{65}Zn aus Cu etwa 50% und für ^{89}Zr aus ^{89}Y dagegen nur noch etwa 8%. Während nämlich die Coulombschwelle für die Reaktion ^{65}Cu(p,n)^{65}Zn nur etwa 7 MeV beträgt, liegt sie für die Produktion von ^{89}Zr aus ^{89}Y bei etwa 9 MeV. Je geringer jedoch die Schwellenenergie einer Reaktion ist, desto größere Auswirkungen muß dieser spezielle Matrixeffekt haben.

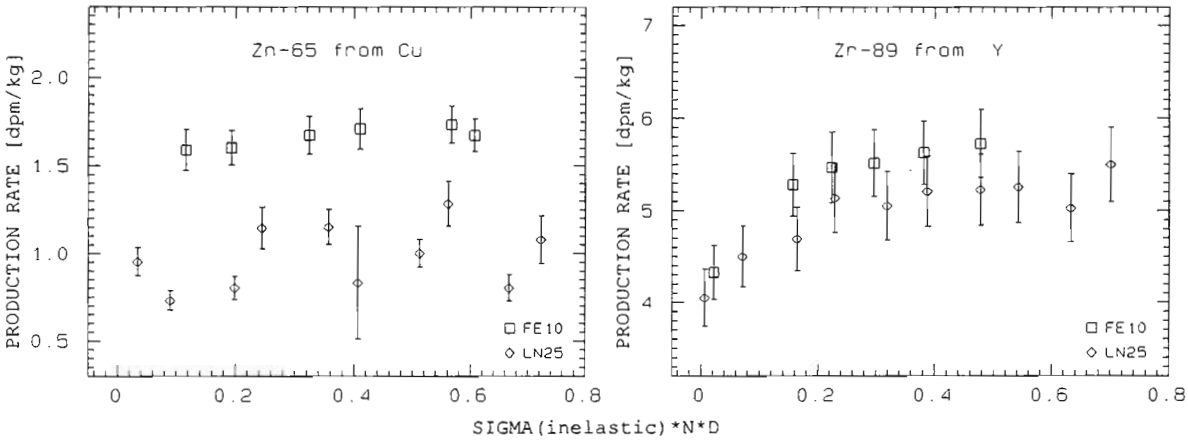


Abb. 9.8 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für die Produktion von ^{65}Zn aus Cu und ^{89}Zr aus Y für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LN172A (FE10). Alle Daten sind auf eine einfallende Flußdichte primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Nach Kap. 6.5.1.2 und Kap. 6.5.1.3 führen die unterschiedlichen Kugelradien in Einheiten des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes zu unterschiedlich großen Verlusten hochenergetischer sekundärer Teilchen. Daher sind die entsprechenden Flußdichten (E > 100 MeV) trotz der erwarteten Proportionalität der Sekundärteilchenproduktion zu A oder zu $A^{0,7}$ (siehe Kap. 6.1) in der Eisenkugel geringer als in dem Modellmeteoroiden aus Stein (siehe auch Abb. 6.33 und Abb. 6.36). Daraus folgt, daß auch die Produktionsraten von Mittelenergieprodukten im Experiment LNS172A geringer sind als im Aufbau LNS172. Dies zeigt Abb. 9.9 am Beispiel der Tiefenprofile für ^{51}Cr aus Fe und ^{75}Se aus Sr. In beiden Fällen liegen die Daten der Steinkugel systematisch und signifikant über den entsprechenden Werten der Eisenmatrix.

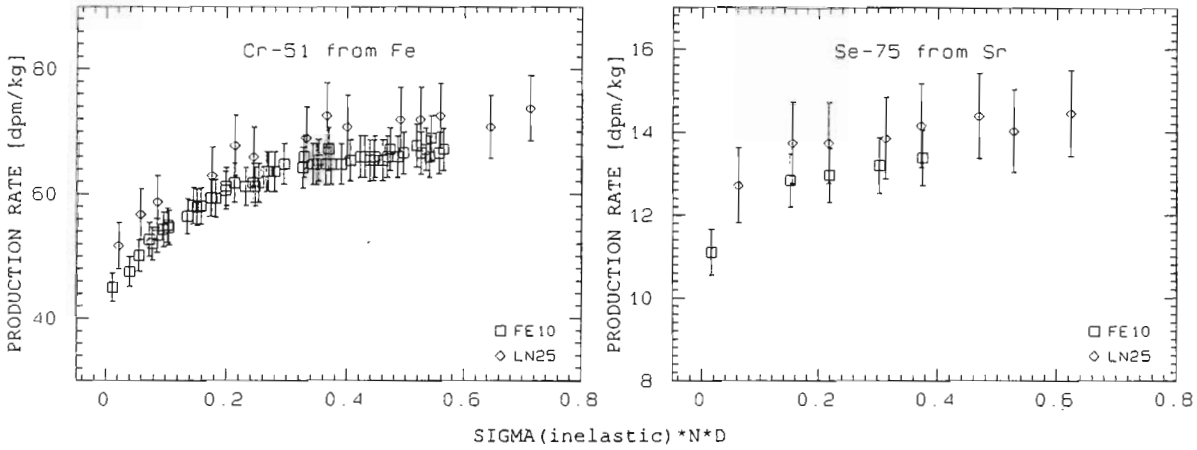


Abb. 9.9 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für die Produktion von ^{51}Cr aus Fe und ^{75}Se aus Sr für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LNS172A (FE10). Alle Daten sind auf einen einfallenden Fluß primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Nach Kap. 6.5.1.3 (siehe da vor allem Abb. 6.36) sind die differentiellen Flußdichten sekundärer Neutronen bei thermischen und epithermischen Energien in der Steinkugel infolge ihrer deutlich besseren Moderationseigenschaften um mehr als einen Faktor 100 größer als in der Eisenmatrix. Im Energiebereich von etwa 2 MeV bis etwa 40 MeV überwiegt dagegen die Abhängigkeit der Sekundärteilchenproduktion von der Massenzahl, so daß in diesem Bereich die Absolutwerte der Neutronenspektren in der Eisenkugel mehr als einen Faktor 2 größer sind als in dem Modellmeteoroiden aus Stein (siehe Kap. 6.5.1.3). Daher müssen die Tiefenprofile solcher Produkte, die vorwiegend durch Neutronen des Energiebereiches 2 MeV bis 40 MeV gebildet werden, in der Eisenkugel größer als in der Steinkugel sein. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 9.10. Aufgetragen sind für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LNS172A (FE10) die experimentell bestimmten Produktionsraten für ^{58}Co aus Ni über dem Produkt aus dem makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Tiefe unter der Oberfläche.

Die Produktion von ^{58}Co aus Ni wird fast ausschließlich durch die (n,p)-Reaktion am ^{58}Ni bestimmt, da dieses Isotop mit fast 70% die weitaus größte Häufigkeit besitzt. Mit einer Coulombschwelle von etwa 7 MeV für die Protonenemission wird durch diese Reaktion auch gerade der hier diskutierte Energiebereich abgedeckt. Das Tiefenprofil aus der Eisenmatrix liegt über den gesamten Durchmesser systematisch und signifikant über den Daten der Steinkugel.

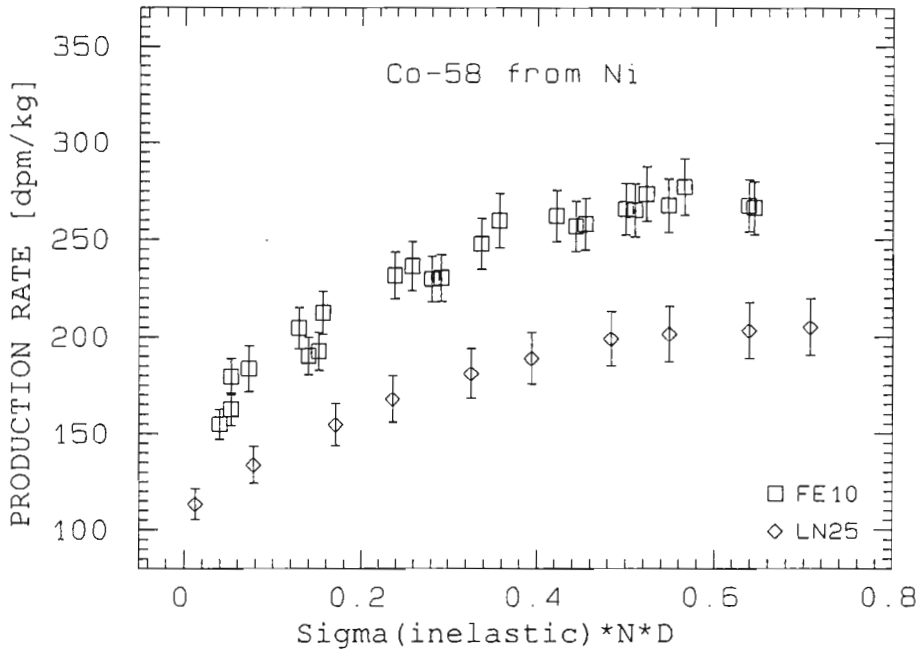


Abb. 9.10 : Experimentell bestimmte Tiefenprofile für Produktion von ^{58}Co aus Ni für die Experimente LNS172 (LN25, [Lue93]) und LNS172A (FE10). Alle Daten sind auf einen einfallende Fluß primärer Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Eine quantitative Diskussion des Matrixeffektes thermischer und epithermischer Neutronen erweist sich von experimenteller Seite aus als zumindest sehr schwierig, wenn nicht gar als unmöglich. Durch den Einsatz der Reinelementfolien in den Modellmeteoroiden und der daraus resultierenden inhomogenen Verteilung der Targetelemente kommt es lokal zu Flußdepressionen an den Resonanzstellen der (n,γ)-Reaktionen. Durch diese Selbstabsorptionen wird das Neutronenspektrum in dem entsprechenden Energiebereich massiv verändert, so daß die experimentell bestimmte Restkernverteilung in der Targetfolie kein sinnvolles Maß für die Produktionsrate mehr ist. Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen, wenn nur so dünne Targetfolien benutzt werden, daß die Approximation der unendlichen Verdünnung der Targetelemente gültig bleibt. Die maximalen Foliendicken lassen sich in diesem Fall folgendermaßen abschätzen [Wir58]:

$$d \ll \frac{1}{\Sigma_a^{max}} \tag{9.1}$$

Dabei ist Σ_a^{max} der makroskopische Absorptionsquerschnitt im Maximum der Resonanzlinie.

Für den speziellen Fall einer Kobaltfolie ($^{59}Co(n,\gamma)^{60}Co$) ergibt sich damit:

$$d \ll 10\mu m \tag{9.2}$$

Solch dünne Folien sind einerseits nur sehr schwer herzustellen und zum anderen sind die in ihnen zu erwartenden Restkernkonzentrationen so gering, daß ihre statistisch gesicherte Bestimmung zumindest deutlich erschwert, wenn nicht in vielen Fällen unmöglich wäre. Daher ist vom experimentellen Standpunkt aus die Verwendung solcher Targetfolien nicht sinnvoll.

Die Auswirkungen der Flußdepressionen lassen sich jedoch auch durch die Einführung eines sogenannten „Selbstabsorptionskoeffizienten" korrigieren [Zwe60]. Dabei werden die experimentell bestimmten, also fehlerhaften, Produktionsraten auf jene Werte zurückgerechnet, die im Idealfall, also bei unendlicher Verdünnung, zu erwarten sind. Für diese Korrekturen ist es notwendig, die Produktionsraten in ihren thermischen und epithermischen Anteil aufzuspalten. Das geschieht am einfachsten mit Hilfe des sogenannten „Cadmiumverhältnisses". Cadmium ist wegen seiner großen Resonanz bei etwa 0,2 eV ($\sigma_{n,\gamma}(0{,}2eV) \approx$ 8000 barn, σ_{th} = 19910 barn, [McL88]) praktisch undurchlässig für Neutronen mit Energien kleiner als 0,4 eV und durchlässig für solche mit Energien größer als 0,4 eV [Wir58]. Durch Vergleiche von Produktionsraten in Cadmiumummantelten und nichtummantelten Reinelementfolien lassen sich also die gewünschten Informationen ermitteln. Das Einbringen von Cadmium in einen Modellmeteoroiden ist jedoch wegen der zu erwartenden Flußdepressionen im thermischen Bereich nicht sinnvoll, so daß sowohl im Experiment LNS172 [Lue93] als auch im Aufbau LNS172A zugunsten der übrigen Folien darauf verzichtet wurde.

Um den Matrixeffekt der thermischen Neutronen trotzdem diskutieren zu können, wurden die Monte-Carlo-Ergebnisse für die differentiellen Flußdichten mit ENDFB-VI Gruppenwirkungsquerschnitten gefaltet. Die so erhaltenen Ergebnisse entsprechen den Produktionsraten, die bei unendlicher Verdünnung zu erwarten sind. Abb. 9.11 zeigt dies am Beispiel der Produktion von ^{60}Co aus Co. Wie nach Kap. 6.5.1.3 zu erwarten, liegt das Tiefenprofil in der Steinkugel um etwa einen Faktor 20 über den entsprechenden Daten innerhalb des Modellmeteoroiden aus Eisen und verdeutlicht so die unterschiedlichen Moderationseigenschaften der beiden Matrixmaterialien.

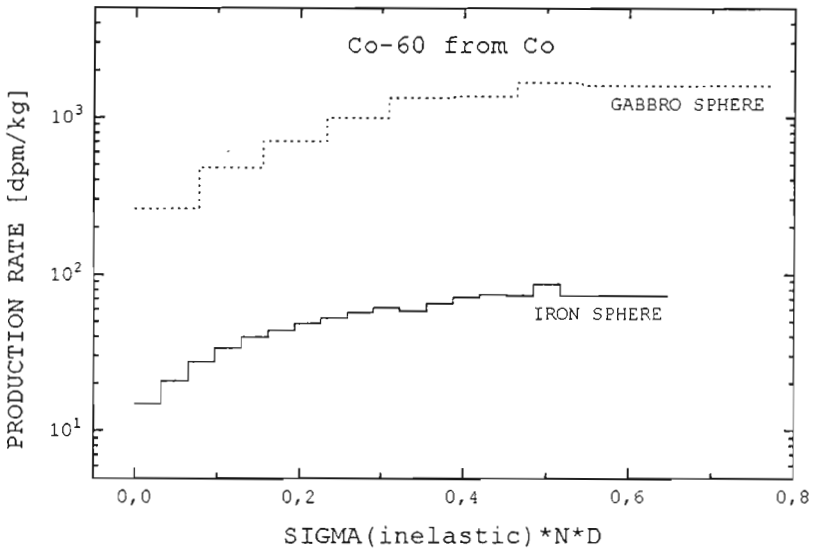


Abb. 9.11 : Modellierte Tiefenprofile für die Produktion von ^{60}Co aus Co für die Experimente LNS172 (GABBRO SPHERE) und LNS172A (IRON SPHERE). Alle Daten sind auf eine einfallende Flußdichte primärer Protonen von 1 $cm^{-2}\,s^{-1}$ normiert

Zusammenfassend kann man feststellen:

Es gibt einen ausgeprägten Matrixeffekt für die Tiefenprofile solcher Restkerne, die entweder vorwiegend durch primäre Teilchen, oder vorwiegend durch niederenergetische sekundäre Protonen und Neutronen produziert werden. In diesen Fällen sind die Produktionsraten, bei gleichen Abschirmtiefen in Einheiten des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes, in der Eisenkugel größer als in dem Modellmeteoroiden aus Stein. Auch für die Mittelenergieprodukte - für sie tragen normalerweise alle drei Projektiltypen zur Produktion bei - sind matrixabhängige Effekte beobachtbar. Diese sorgen für erhöhte Produktionsraten in der Steinkugel gegenüber der Eisenmatrix. Die Unterschiede liegen in der überwiegenden Zahl der Fälle jedoch nur bei wenigen Prozent und sind damit deutlich geringer als die für die Hoch- und Niederenergieprodukte.

10 Modellrechnungen für die isotropen Dicktargetsimulationsexperimente

In diesem Kapitel werden experimentell bestimmte Tiefenprofile mit Ergebnissen von Modellrechnungen verglichen. Nach Kap. 1 läßt sich die Produktion eines Nuklides j in einem Target komplexer Zusammensetzung (Index i für die chemischen Komponenten) und in einem gemischten Nukleonenfeld wie folgt berechnen:

$$P_j(R,\ d) = \sum_i \sum_k \frac{N_{Av}}{A_i} \int_0^\infty \sigma_{j,i,k}(E)\ J_k(E,\ R,\ d)\ dE \qquad \textbf{(10.1) = (1.11)}$$

Dabei ist N_{Av} die Avogadro-Konstante und A_i die Atommasse. Die Größe $\sigma_{j,i,k}(E)$ steht für die Anregungfunktion der jeweils bildenden Kernreaktion (Projektiltyp k) und $J_k(E,\ R,\ d)$ kennzeichnet die differentielle Flußdichte. Da die chemischen Zusammensetzungen der in den Simulationsexperimenten verwendeten Targetfolien bekannt sind, und sich die Teilchenspektren mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden simulieren lassen (Kap. 6), fehlen zur Berechnung der Produktionsraten lediglich die Anregungsfunktionen. Dabei reicht in der überwiegenden Zahl der Fälle die Berücksichtigung von Protonen und Neutronen aus.

Die Situation für die Protonendaten ist gegenwärtig durchaus befriedigend. So existieren mittlerweile für viele Target-Produkt-Kombinationen konsistente Anregungsfunktionen von der jeweiligen Schwellenenergie bis hin zu etwa 2,6 GeV. Wegen der besonderen Bedeutung des Wirkungsquerschnittes bei der Primärenergie von 1,6 GeV - die Dicktargetproduktionsraten werden durch die Anteile primärer Protonen oft bestimmt - fanden für ihn ausnahmslos die Ergebnisse dieser Arbeit Verwendung. Die bezüglich der Beiträge sekundärer Teilchen korrigierten Daten ergaben sich dabei aus einem iterativen Verfahren. So wurde zunächst der unkorrigierte 1,6 GeV-Wirkungsquerschnitt ermittelt und mit ihm die erste Version der Neutronenanregungsfunktion bestimmt (Kap. 10.3.1). Mit ihr erfolgte die erste Sekundärteilchenkorrektur des ursprünglichen Wertes. Basierend auf diesem neuen Datensatz wurde eine zweite Version der Neutronenanregungsfunktion berechnet, die ihrerseits wieder die Grundlage einer erneuten Korrektur darstellte. Dieses Verfahren wurde so oft wiederholt, bis die

durchzuführenden Sekundärteilchenkorrekturen im Rahmen des experimentellen Fehlers lagen. Normalerweise reichten dazu drei Durchläufe aus.
War es mit den gegenwärtig existierenden Daten nicht möglich, vollständige Protonenanregungsfunktionen zu ermitteln, wurden etwaige Lücken entweder auf Grundlage allgemeiner Reaktionsystematiken oder mit Hilfe von Reaktionsmodellen geschlossen. Dabei wurde entweder das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen ([Bla71], Kap. 5) oder eine semiempirische Spallationstheorie (SPALL, [Rou81]) benutzt.

Die Situation für die Neutronenanregungsfunktionen stellt sich wesentlich schlechter dar. Zwar existieren im Energiebereich unterhalb von 20 MeV für einige Target-Produkt-Kombinationen evaluierte Datensätzen (z.B. **E**valuated **N**eutron **D**ata **F**ile/ **B**rookhaven ENDF/B), da jedoch gegenwärtig praktisch keine hoch- und monoenergetischen Neutronen für Bestrahlungsexperimente zur Verfügung stehen, sind die Wirkungsquerschnitte im Energiebereich oberhalb von etwa 20 MeV gänzlich unbekannt. Daher wurden die vollständigen Datensätze im Verlauf dieser Arbeit ermittelt. Die dabei verwendete Methode wird in Kap.10.3 erläutert.

An die Modellrechnungen stellt sich die Anforderung, daß sich mit den gleichen Datensätzen für die Protonen- und die Neutronenanregungsfunktionen und den jeweils aktuellen differentiellen Flußdichten alle Produktionsraten beschreiben lassen. Das Modell muß also unabhängig von einem bestimmten Experimentaufbau sein. Neben der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Bestrahlung (isotrop bestrahlte Eisenkugel, 10 cm Radius, 1,6 GeV Primärenergie) und dem bereits mehrfach zitierten Aufbau LNS172 [Lue93, Mic93, Mic95] (isotrop bestrahlte Steinkugel, 25 cm Radius, 1,6 GeV Primärenergie) wurden von der Arbeitsgruppe um R. Michel in den letzten 10 Jahren drei weitere Dicktargetexperimente durchgeführt [Dra87, Mic86, Mic89A]. Dabei wurden sphärische, oder zumindest nahezu sphärische Steintargets mit massenäquivalenten Radien von 5 cm (SC9605), 15 cm (SC9615) und 25 cm (SC9625) am C.E.R.N isotrop mit 600 MeV Protonen bestrahlt (für den Experimentaufbau siehe vor allem [Dra87]), so daß die Modellrechnungen an insgesamt fünf Dicktargetexperimenten validiert werden konnten.

10.1 Modellrechnungen auf Grundlagen von *a-priori* Neutronenanregungsfunktionen und solchen, die mittels eines 1-Parameterfits angepaßt wurden

Die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen wurden, soweit als möglich, mit dem Computer-Code AREL auf Grundlage des Hybrid-Modells der Präequilibriumreaktionen berechnet. Dabei wurde die Massenberechnungsart verwendet (siehe Kap. 5), die für die entsprechende protonen-induzierte Reaktion die beste Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Werten lieferte. Existierten für spezielle Target-Produkt-Kombinationen zusätzlich Wirkungsquerschnitte aus einer der beiden Datensammlungen ENDF/B- (**E**valuated **N**eutron **D**ata **F**ile/**B**rookhaven) oder auch JENDL (**J**apanese **E**valuated **N**eutron **D**ata **L**ibrary), fanden diese Berücksichtigung. In diesen Fällen wurden die mit AREL berechneten Werte durch die Multiplikation mit einem Faktor so in ihren Absolutwerten verändert, daß der Übergang zwischen den theoretischen und den evaluierten Wirkungsquerschnitten stetig war. Wegen der programmtechnischen Beschränkung auf maximal 9 Protonen und 21 Neutronen im Ausgangskanal einer Kernreaktion (für den neutronen-induzierten Fall) ließen sich für viele Hochenergieprodukte die Wirkungsquerschnitte nicht mit dem AREL-Code berechnen. In solchen Fällen wurden gleiche Anregungsfunktionen für die protonen- und neutronen-induzierten Reaktionen angenommen. Da evaluierte Daten nur für die wenigsten Target-Produkt-Kombinationen existierten, wurden die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen fast immer mit Hilfe des Hybrid-Modells berechnet oder durch die entsprechenden Protonenwerte abgeschätzt.

Im folgenden wird der Weg von der Bestimmung der *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion bis hin zu den Ergebnissen der Modellrechnungen am Beispiel der Produktion von ^{54}Mn aus Eisen erläutert.

Für die integralen Wirkungsquerschnitte der protonen-induzierten Reaktion existiert ein konsistenter Datensatz von der Schwellenenergie (etwa 7 MeV) bis 2,6 GeV. Die jeweiligen Wirkungsquerschnitte sind mit einer Genauigkeit von besser als 10% bekannt und führen

damit zu akzeptablen Unsicherheiten der entsprechenden Anteile modellierter Produktionsraten. Die Neutronenanregungsfunktion ist von der Schwellenenergie bis zu 20 MeV durch die evaluierten Wirkungsquerschnitte des ENDF/B-Datensatzes wohlbestimmt. Bei höheren Energien existieren dagegen keine experimentellen Werte, so daß die Ergebnisse der Hybrid-Modell-Rechnungen verwendet werden mußten. Im Übergangsbereich von etwa 10 MeV bis 20 MeV liegen die AREL-Resultate signifikant niedriger als die evaluierten Werte. Daher mußten die Hybrid-Modell-Resultate mit dem Faktor 1,59 multipliziert werden (Abb. 10.1).

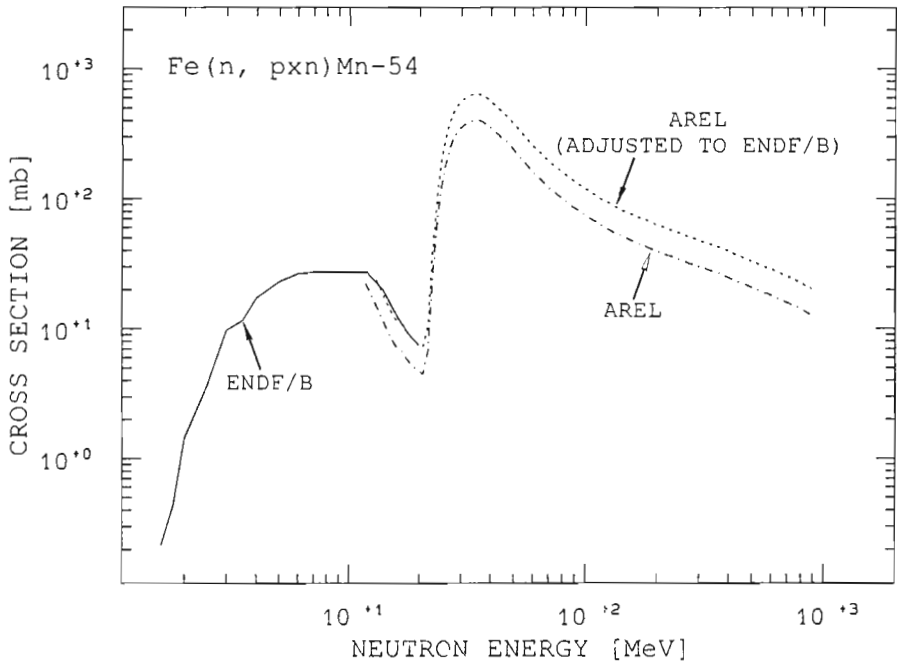


Abb. 10.1 : Neutronenanregungsfunktion für die Produktion von ^{54}Mn aus Eisen. Dargestellt sind sowohl die evaluierten Werte des ENDF/B-Datensatzes als auch die daran angepaßten und unmodifizierten Ergebnisse der Hybrid-Modell-Rechnungen

Mit den experimentellen integralen Protonenwirkungsquerschnitten und der *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion lassen sich mit Gleichung (1.11) und unter Verwendung der simulierten differentiellen Flußdichten die Tiefenprofile für die Produktion von ^{54}Mn aus Eisen in den fünf Dicktargetexperimenten berechnen. Ein Vergleich der modellierten Werte mit den experimentellen Produktionsraten zeigt Abb. 10.2. Da die Ergebnisse des Experimentes SC9605 vorwiegend durch die Beiträge der primären Protonen bestimmt werden, hängt die Qualität der Modellrechnungen in diesem Fall in erster Linie vom 600 MeV-Wirkungsquerschnitt ab. Diskrepanzen oder Übereinstimmungen zwischen den experimentellen und den modellierten Daten geben hier keine Auskunft über die Qualität der Neutronenanregungs-

funktionen. Da diese Fragestellung jedoch die Grundlage der nachfolgenden Diskussionen bildet, wird auf einen Vergleich der experimentell bestimmten und der berechneten Produktionsraten für das Experiment SC9605 verzichtet.

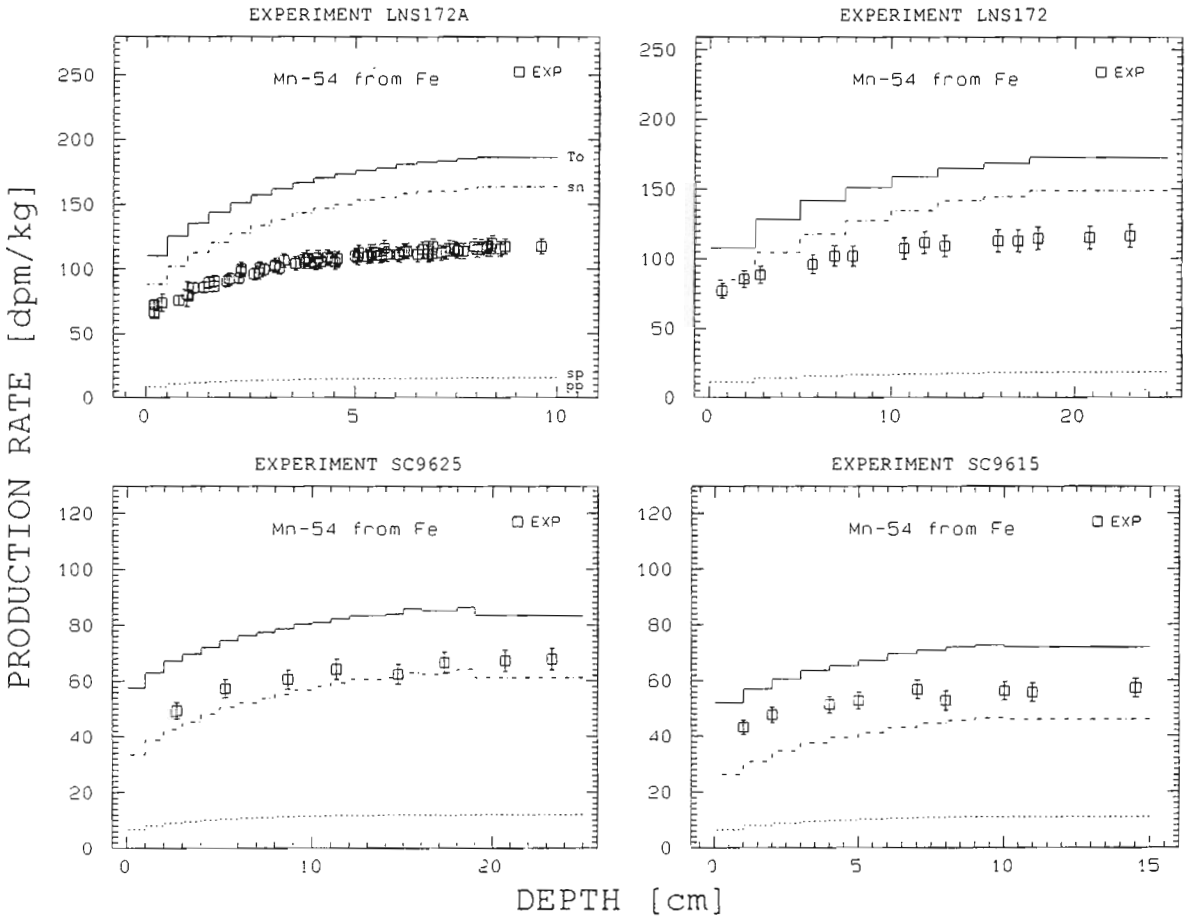


Abb. 10.2 : Experimentelle und modellierte (*a-priori*-Neutronenanregungsfunktion) Tiefenprofile für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe für die Experimente LNS172A, LNS172, SC9615 und SC9625. Alle Produktionsraten sind auf eine Flußdichte prim. Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Bei keinem der vier Experimente stimmen die berechneten und die experimentellen Tiefenprofile überein. Die Absolutwerte werden überschätzt und die Struktur der Tiefenprofile wird fehlerhaft wiedergegeben. Dabei ist dies Beispiel kein Sonderfall, ähnlich unbefriedigende Resultate ergeben sich vielmehr für nahezu alle Target-Produkt-Kombinationen. In Abb. 10.3 wurden für alle fünf Dicktargetexperimente (LNS172A (FE10), LNS172 (LN25), SC9605 (SC05), SC9615 (SC15) und SC9625 (SC25)) und alle Target-Produkt-Kombinationen der Targetelemente C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Mn, Fe, Co und Ni die für alle Tiefen gemittelten Abweichungen zwischen den experimentellen und den modellierten Produktionsraten über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz aufgetragen.

Der Mittelwert aller Daten liegt bei 0,94 (durchgezogene Linie), sein 1-σ-Fehlerintervall läßt sich mit 30% angeben (gestrichelte Linie). Während die berechneten im Mittel nur 6% unter den experimentellen Tiefenprofilen liegen, weist die große Streuung der Daten auf eine unakzeptabel schlechte Qualität der Modellrechnungen hin. So betragen für mehr als 30% aller Target-Produkt-Kombinationen die mittleren Abweichungen mehr als 30% (die Abweichungen sind in guter Näherung normalverteilt). Besonders auffällig sind dabei die vielen Target-Produkt-Kombinationen, bei denen die Ergebnisse der Modellrechnungen um mehr als einen Faktor 2 von den Meßwerten abweichen.

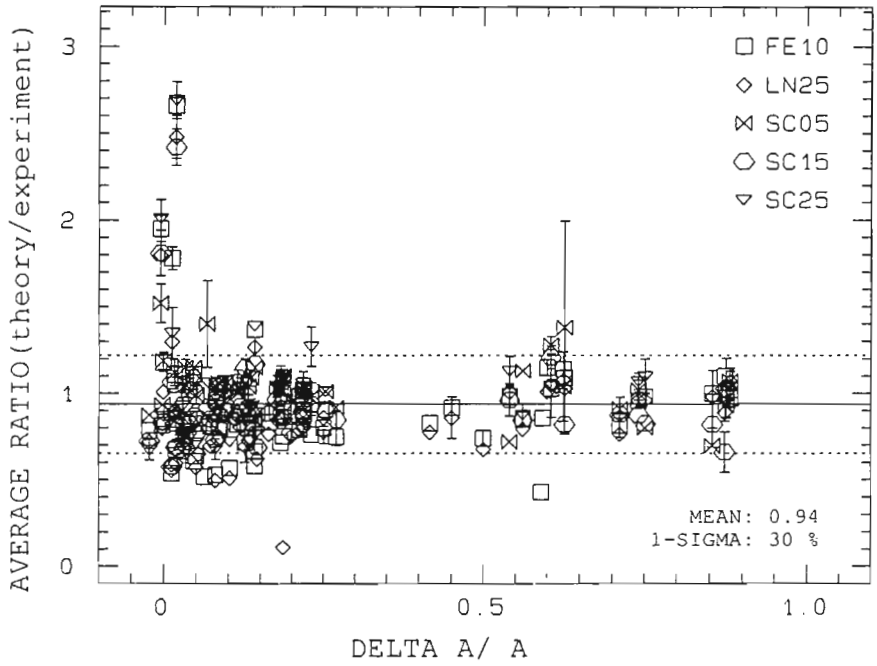


Abb. 10.3 : Über alle Tiefen gemittelte Abweichungen zwischen den theoretischen (*a-priori*-Neutronenanegungsfunktionen) und den experimentell bestimmten Produktionsraten der Experimente LNS172A (FE10), LNS172 (LN25), SC9605 (SC05), SC9615 (SC15) und SC9625 (SC25) über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz

Die Ursache für diese Diskrepanzen liegt in den *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen. Um die Qualität dieser Daten abzuschätzen, wird in Abb. 10.4 die experimentell bestimmte Anregungsfunktion für die protonen-induzierte Produktion von ^{54}Mn aus Fe mit entsprechenden AREL-Resultaten verglichen. Die experimentellen Daten wurden ausschließlich von der Arbeitsgruppe um R. Michel ermittelt. Da sie jedoch bis jetzt nur zum Teil veröffentlicht worden sind, wurde auf eine Kennzeichnung der Daten nach ihren jeweiligen Literaturstellen verzichtet. Fehler wurden nur eingezeichnet, wenn sie größer als die Symbole waren.

Die experimentelle Anregungsfunktion wird durch die Ergebnisse der Hybrid-Modell-Rechnungen nur sehr bedingt wiedergegeben. Die Abweichungen betragen im Energiebereich unterhalb von etwa 100 MeV maximal einen Faktor 2 und erreichen im Energiebereich oberhalb von etwa 600 MeV mehr als einen Faktor 3. Dabei stellt diese Reaktion durchaus keinen Spezialfall dar. Systematische Untersuchungen an den unterschiedlichsten Target-Produkt-Kombinationen protonen-induzierter Reaktionen haben vielmehr gezeigt, daß sich mit dem AREL-Code im Mittel zwar der Energiebereich unterhalb von etwa 100 MeV bis 200 MeV mit einer Genauigkeit von besser als einen Faktor 2 beschreiben läßt, bei höheren Energien verliert das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen jedoch seine Gültigkeit (siehe auch Kap. 5). In diesem Bereich werden die experimentellen Daten systematisch bis zu mehreren Größenordnungen unterschätzt. Zu vergleichbaren Resultaten sind auch andere Experimentatoren gelangt. So bestätigen sowohl die Untersuchungen von Bodemann [Bod93A, Bod93B] mit der nicht-relativistischen Hybrid-Modell-Version als auch die Vergleiche von Schiekel mit dem AREL-Code [Sch96] diese Ergebnisse.

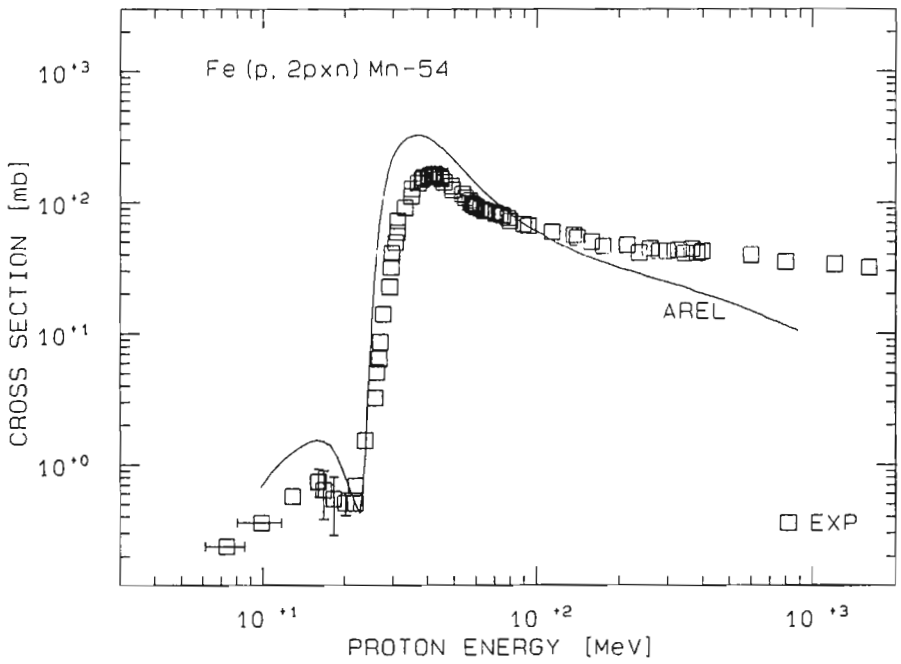


Abb. 10.4 : Experimententell bestimmte und theoretisch berechnete Anregungsfunktion für die protonen-induzierte Produktion von ^{54}Mn aus Fe

Da zu erwarten ist, daß die Qualität der Hybrid-Modell-Rechnungen unabhängig von der Art der Projektile ist, können die Ergebnisse der protonen-induzierten Reaktionen direkt auf die Neutronenanregungsfunktionen übertragen werden. Daher sind die *a-priori*-Daten zu modifi-

zieren, wenn das Modell die Produktionsraten in den Simulationsexperimenten und realen Meteoroiden beschreiben soll.

Ein erster Ansatz zur Verbesserung der Neutronenanregungsfunktionen wurde von Lüpke entwickelt [Lue93]. In seinem 1-Parameterfit werden die *a-priori*-Wirkungsquerschnitte mit einem entsprechenden Faktor multipliziert, so daß die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und den experimentellen Daten für ein ausgewähltes Dicktargetexperiment minimal werden. Die Anpassung der *a-priori*-Wirkungsquerschnitte aus Abb. 10.1 an das gemessene Tiefenprofil des Experimentes LNS172A ergibt einen Multiplikator von 0,58. Die Absolutwerte aller Neutronenwirkungsquerschnitte dieser Anregungsfunktion sind also um mehr als 40% nach unten zu korrigieren, damit das gemessene Tiefenprofile für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe in dem Experiment LNS172A durch das Modell beschrieben wird. Ziel muß es jedoch sein, eine Neutronenanregungsfunktion zu ermitteln, mit der sich nicht nur die experimentellen Daten eines bestimmten, sondern vielmehr die Tiefenprofile aller Simulationsexperimente wiedergeben lassen. Aus Abb. 10.5 wird deutlich, daß die aus dem 1-Parameterfit resultierenden Wirkungsquerschnitte diese Forderung nur sehr bedingt erfüllen.

Während in der Eisenkugel die experimentellen Daten durch die Ergebnisse der Modellrechnungen hervorragend wiedergegeben werden (die Neutronenanregungsfunktion wurde entsprechend bestimmt), liegen die berechneten Tiefenprofile für die anderen drei Experimente systematisch unter den gemessenen Werten. Dabei werden nicht nur die Absolutwerte der Produktionsraten, sondern vor allem auch bei den C.E.R.N.-Bestrahlungen die Strukturen der Tiefenprofile fehlerhaft durch das Modell beschrieben.

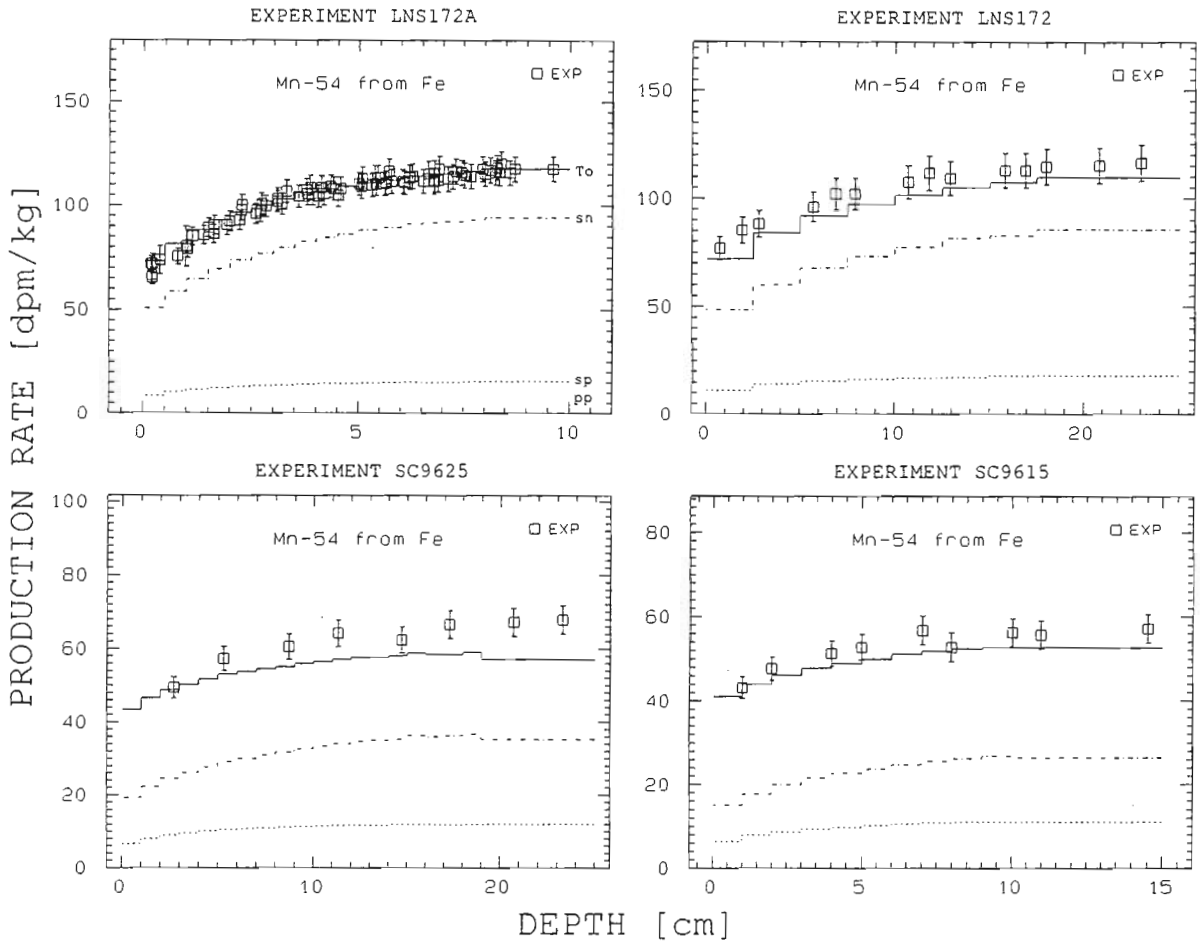


Abb. 10.5 : Experimentelle und modellierte (1-Parameterfit) Tiefenprofile für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe für die Experimente LNS172A, LNS172, SC9615 und SC9625. Alle Produktionsraten sind auf eine Flußdichte prim. Protonen von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert

Unter Verwendung des von Lüpke entwickelten 1-Parameterfits [Lue93] wird die Qualität der Modellierungen gegenüber den *a-priori*-Rechnungen zwar deutlich verbessert, eine exakte Beschreibung aller Tiefenprofile ist jedoch noch nicht möglich. Dies zeigt auch Abb. 10.6. Aufgetragen sind für alle fünf Dicktargetexperimente und alle Target-Produkt-Kombinationen der Targetelemente $Z \leq 28$ die über alle Tiefen gemittelten Abweichungen zwischen den experimentellen und den theoretischen Produktionsraten über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz.

Der Mittelwert aller Daten liegt bei 1,01 (durchgezogene Linie). Sein 1-σ-Fehlerintervall hat sich gegenüber den *a-priori*-Rechnungen mehr als halbiert und läßt sich mit 14% angeben (gestrichelte Linie). Die Modellrechnungen konnten zwar deutlich verbessert werden, mehr als 30% aller Target-Produkt-Kombinationen weisen jedoch immer noch mittlere Abwei-

chungen von mehr als 14% auf (die Verhältnisse sind in guter Näherung normalverteilt).

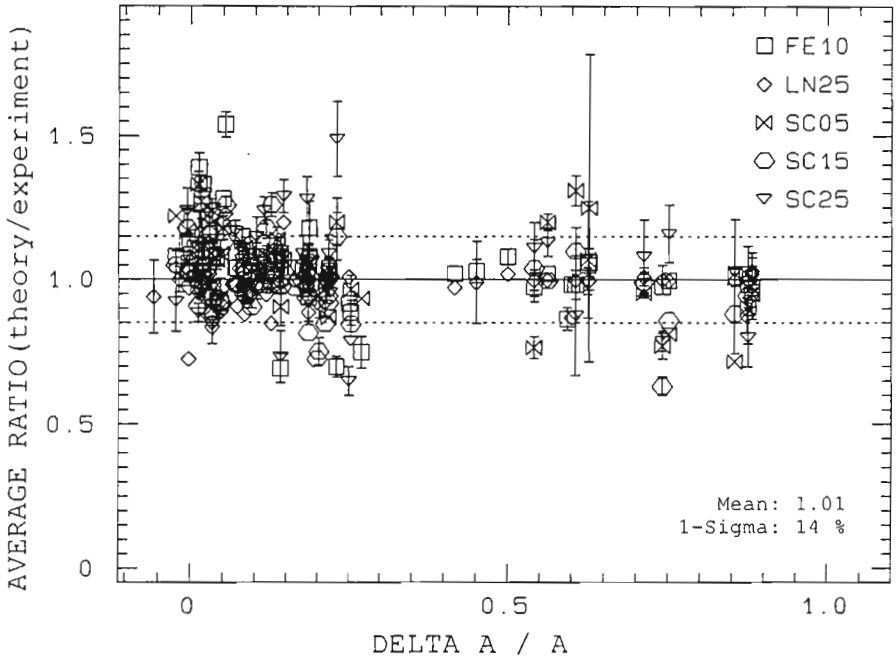


Abb. 10.6 : Über alle Tiefen gemittelten Abweichungen zwischen den theoretisch berechneten (Neutronenanregungsfunktion nach 1-Parameterfit) und den experimentell bestimmten Produktionsraten der Experimente LNS172A (Fe10), LNS172 (LN25), SC9605 (SC05), SC9615 (SC15) und SC9625 (SC25) über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz

Daß nicht alle Tiefenprofile aller Dicktargetexperimente korrekt beschrieben werden, ist jedoch nicht der eigentliche Schwachpunkt dieses Verfahrens. Ein großer Nachteil liegt vielmehr darin, daß in die Berechnung des Fitparameters nur die experimentellen Daten einer vorher ausgewählten Bestrahlung eingehen. Die zusätzlichen Informationen aus den Messwerten der vier anderen Experimente werden nicht berücksichtigt.

Der gravierendeste Nachteil ist allerdings, daß der 1-Parameterfit zwangsläufig zu physikalisch unsinnigen Neutronenwirkungsquerschnitten führt. Dies wird in Abb. 10.7 am Beispiel der Produktion von ^{54}Mn aus Fe deutlich. Dargestellt ist sowohl die *a-priori-* als auch die angepaßte Neutronenanregungsfunktion, wobei sich die zweite durch Multiplikation der ersten mit einem Faktor 0,58 ergibt.

Durch den 1-Parameterfit werden also nur die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte und nicht die Strukturen der Anregungsfunktion geändert. In Abb. 10.4 wurde jedoch deutlich, daß die Qualität der Hybrid-Modell-Ergebnisse energieabhängig ist. Während die Abwei-

chungen zwischen den AREL-Resultaten und den experimentellen Daten im Energiebereich unterhalb von etwa 100 MeV bis 200 MeV in den meisten Fällen geringer als einen Faktor 2 sind, unterschätzen die Hybrid-Modell-Ergebnisse die experimentellen Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien systematisch um mehrere Größenordnungen. Diese Beobachtung wird bei dem 1-Parameterfit jedoch nicht berücksichtigt. Vielmehr werden in dem vorliegenden Beispiel die Ergebnisse bei hohen Energien, die den experimentellen Befund ohnehin schon unterschätzen, zusätzlich noch abgesenkt. Auch verändert dieses Verfahren die ENDF/B-Wirkungsquerschnitte, die mit einer Genauigkeit von besser als 1% bekannt sind, in diesem Beispiel (Abb. 10.7) um mehr als 40%.

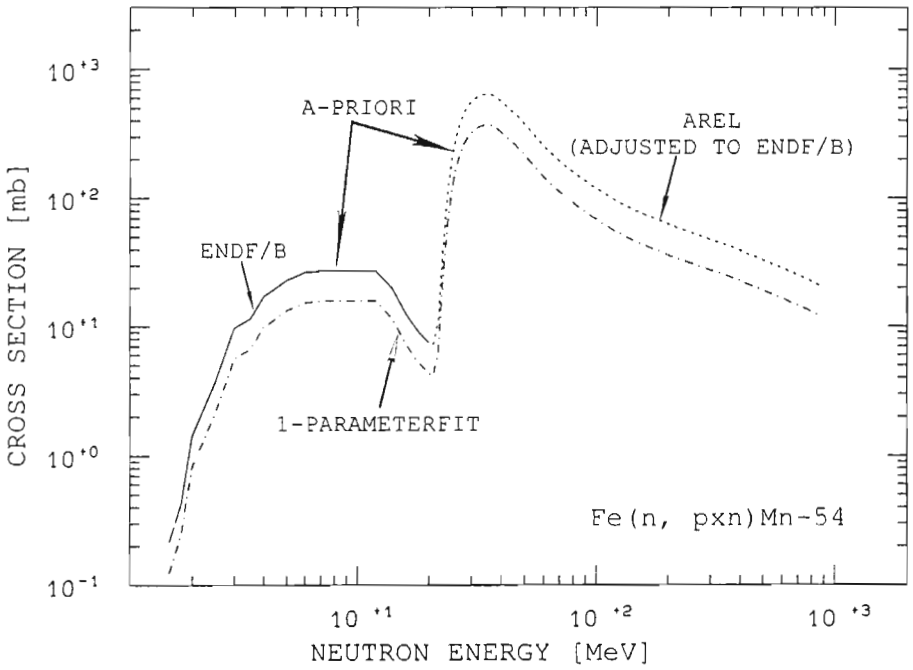


Abb. 10.7 : Neutronenanregungsfunktionen für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe. Dargestellt sind die evaluierten Werte des ENDF/B-Datensatzes, die daran angepaßten AREL-Resultate und die Ergebnisse des 1-Parameterfits

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit den *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen eine korrekte Beschreibung der experimentell bestimmten Tiefenprofile in den Simulationsexperimenten nicht möglich ist. Die mittleren Abweichungen betragen mehr als 30% und sind für die Anwendung unakzeptabel groß. Durch die Einführung eines 1-Parameterfits [Lue93] wird die Qualität der Modellrechnungen zwar deutlich verbessert, eine korrekte Beschreibung aller Tiefenprofile aller Dicktargetexperimente mit einem Neutronen- und Protonendatensatz ist jedoch noch nicht möglich. Auch resultieren aus diesem Verfahren

Neutronenanregungsfunktionen, mit denen sich die experimentellen Daten im Mittel zwar mit einer Genauigkeit von etwa 14% beschreiben lassen, die jedoch vom kernphysikalischen Standpunkt aus unsinnig sind.

Deswegen wurde in dieser Arbeit eine Methode zur Bestimmung von Neutronenwirkungsquerschnitten entwickelt, die auf alle verfügbaren experimentellen Daten zurückgreift und die energieabhängige Qualität der Hybrid-Modell-Ergebnisse und auch die Genauigkeit von etwaigen ENDF/B- oder sonstigen experimentellen Daten explizit berücksichtigt. Das Least-Squares-Adjustment-Verfahren, daß dieses alles leistet, wird im folgenden Kapitel erläutert.

10.2 Die simultane Berücksichtigung aller experimenteller Daten

Soll aus den *a-priori*-Neutronenwirkungsquerschnitten einer speziellen Target-Produkt-Kombination eine Anregungsfunktion gewonnen werden, mit der sich alle Simulationsexperimente beschreiben lassen, sind bei ihrer Erzeugung auch alle verfügbaren experimentellen Daten zu berücksichtigen. Dies führt zwangsläufig zu einem Vektor- und Matrixalgorithmus. Dabei wird die *a-priori*-Anregungsfunktion (im folgenden auch *guess*-Anregungsfunktion genannt) als Vektor aufgefaßt:

$$\sigma_m(guess),\ m = 1,\ldots,M \qquad \textbf{(10.2)}$$

Der Index m läuft über die einzelnen Energiestützstellen E_1 bis E_M. Bekannt sind außerdem die aus den Bestrahlungsexperimenten gewonnenen Produktionsraten, wobei im folgenden nur die Beiträge durch die sekundären Neutronen berücksichtigt werden. Sie lassen sich in Vektorschreibweise wie folgt angeben:

$$A_n(Exp) \doteq \alpha\ P_n(sn,Exp) = \alpha\left(P_n(total,Exp) - P_n(pp,Modell) - P_n(sp,Modell)\right),\ n = 1,\ldots,N \qquad \textbf{(10.3)}$$

Der Proportionalitätsfaktor α stellt den Zusammenhang zwischen den Produktionsraten und

den Sättigungsaktivitäten her und ergibt sich aus der Avogadro-Konstanten und der Atommasse des Targetmateriales (siehe Gleichung (10.1)). N ist die Anzahl der insgesamt experimentell bestimmten Datenpunkte der jeweiligen Target-Produkt-Kombination. Sind zum Beispiel aus den fünf Simulationsexperimenten je sechs Produktionsraten in unterschiedlichen Tiefen bekannt, ergibt sich für N ein Wert von 60. Die aus den Monte-Carlo-Simulationen resultierenden differentiellen Flußdichten der sekundären Neutronen werden zu folgender NxM-Matrix zusammengefaßt:

$$\phi_{nm} \ , \ n = 1,...,N \ , \quad m = 1,...,M \tag{10.4}$$

Dabei ist ϕ_{nm} dem jeweiligen Problem anzupassen. In der n-ten Zeile muß also tatsächlich die differentielle Neutronenflußdichte eingetragen sein, die zu dem entsprechenden Tiefenbereich des entsprechenden Experimentes gehört, in dem der spezielle Wert für $A_n(Exp)$ ermittelt wurde. Im günstigen Fall wird $A_n(Exp)$ durch die *a-priori*-Daten beschrieben:

$$A_n(Exp) \approx \sum_{m=1}^{M} \phi_{nm} \ \sigma_m(guess) \tag{10.5}$$

Werden die experimentellen Produktionsraten durch die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion wiedergegeben, hat sich dieser Datensatz bewährt und bedarf keiner Änderung. Normalerweise beschreiben die Ausgangsdaten den experimentellen Befund jedoch nicht, es gilt vielmehr:

$$A_n(Exp) \neq \sum_{m=1}^{M} \phi_{nm} \ \sigma_m(guess) \tag{10.6}$$

Dann ist ein neuer Parametersatz $\sigma_m(neu)$ zu suchen, mit dem die Meßwerte aller Bestrahlungsexperimente wiedergegeben werden können. Dies führt zu einer Minimierungsaufgabe, die wie folgt lautet:

Suche einen Parametersatz $\sigma_m(neu)$ derart, daß die Abweichungen zwischen $A_n(neu)=\sum\phi_{n,m}\sigma_m(neu)$ und $A_n(Exp)$ minimal werden.

In mathematischer Formulierung heißt das:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(A_i(neu) - A_i(Exp)\right)^T K(A)_{ij}^{-1} \left(A_j(neu) - A_j(Exp)\right) = Minimal \qquad \textbf{(10.7)}$$

Mit:

$$A_n(neu) = \sum_{m=1}^{M} \phi_{nm} \sigma_m(neu) \qquad \textbf{(10.8)}$$

Dabei ist $K(A)_{ij}$ die Kovarianzmatrix der Neutronenanteile der gemessenen Produktionsraten. Da die Kovarianzen bei der Auswertung experimenteller Daten oft nicht berücksichtigt werden, erscheinen einige Bemerkungen zu dieser Größe an dieser Stelle sinnvoll.
Der Vektor $A_n(Exp)$ besteht aus N Datenpunkten. Die einzelnen Werte sind mit Fehlern behaftet. Diese Fehler sind nicht unabhängig voneinander. Stammen die Daten aus einem Experiment, sind die Unsicherheiten über die Bestimmung der Flußdichte, der benutzten Nachweismethode und sonstiger systematischer Effekte miteinander verbunden. Aber auch für Daten aus unterschiedlichen Simulationsaufbauten sind die Fehler über die Monitorwirkungquerschnitte, die Standardpräparate, die benutzten Kerndaten und die Auswertemethode untereinander gekoppelt. Diese Zusammenhänge sind bei einer statistischen Datenanalyse ebenso zu berücksichtigen wie die individuellen Fehler. Dies geschieht über die sogenannte „Kovarianz". Die Kopplung zweier Messwerte a und b ist damit wie folgt definiert:

$$cov(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (a - \langle a \rangle)(b - \langle b \rangle)\, dF(a,b) \qquad \textbf{(10.9)}$$

Dabei kennzeichnet < > die entsprechenden Erwartungswerte. Die Größe F steht für die Wahrscheinlichkeitsverteilung. Wird Normalverteilung angenommen, läßt sich (10.9) vereinfachen [Sac78]:

$$cov(a,b) = \langle a \cdot b \rangle - \langle a \rangle \cdot \langle b \rangle \qquad \textbf{(10.10)}$$

Für den experimentell bestimmten Produktionsratenvektor $A_n(Exp)$ ergibt sich damit die zugehörige Kovarianzmatrix $K(A)_{ij}$:

$$K(A)_{ij} = \begin{pmatrix} cov(A_1,A_1) & cov(A_1,A_2) & cov(A_1,A_3) & \dots & cov(A_1,A_N) \\ cov(A_2,A_1) & cov(A_2,A_2) & cov(A_2,A_3) & \dots & cov(A_2,A_N) \\ . & & & & . \\ . & & & & . \\ cov(A_N,A_1) & \dots & \dots & \dots & cov(A_N,A_N) \end{pmatrix} \tag{10.11}$$

Dabei sind die Varianzen der Daten entlang der Diagonalen eingetragen. Die Nichtdiagonalelemente beschreiben die Korrelationen. Sie verschwinden für voneinander unabhängige Größen.

Damit sind die Matrizen der Kovarianzen der experimentellen Daten ($K(A)_{ij}$) und der Neutronenwirkungsquerschnitte ($K(\sigma)_{ij}$) bekannt. Mit den differentiellen Neutronenflußdichten ϕ_{nm} und den experimentellen Daten $A_n(Exp)$ läßt sich die Extremwertaufgabe (10.7) prinzipiell lösen. Bei den praktischen Anwendungen ergibt sich jedoch ein Problem. Ist M die Anzahl der Energiepunkte der Anregungsfunktion und N die Anzahl der zur Verfügung stehenden Datenpunkte, wird die Lösung der Minimierungsaufgabe nur dann eindeutig, wenn gilt:

$$M < N \tag{10.12}$$

Die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems muß also eine positive Größe sein. In den hier diskutierten Fällen der Anpassung von Neutronenwirkungsquerschnitten gibt es jedoch sehr viel weniger experimentelle Datenpunkte als Energiestützstellen der Anregungsfunktion. Daraus folgt, daß (10.7) vorerst nicht lösbar ist. Es werden daher weitere Informationen benötigt. Dafür eignet sich die *a-priori*- oder *guess*-Anregungsfunktion. Wird sie als Vorabinformation berücksichtigt, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(A_i(neu) - A_i(Exp)\right)^T K(A)_{ij}^{-1} \left(A_j(neu) - A_j(Exp)\right) + \\ & \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} \left(\sigma_k(neu) - \sigma_k(guess)\right)^T K(\sigma)_{kl}^{-1} \left(\sigma_l(neu) - \sigma_l(guess)\right) \\ = & \; Minimal \end{aligned} \tag{10.13}$$

Gleichung (10.13) gilt unter der Nebenbedingung:

$$A_i(neu) = \sum_{j=1}^{M} \phi_{ij}\sigma_j(neu) \qquad i = 1,...,N \tag{10.14}$$

Damit die nachfolgenden Rechnungen übersichtlicher werden, ist die Einführungen einiger Abkürzungen vorteilhaft. Es gelte:

$$\begin{aligned} A_i(neu) &= \sum_{j=1}^{M} \phi_{ij}\sigma_j(neu) \\ A_i(guess) &= \sum_{j=1}^{M} \phi_{ij}\sigma_j(guess) \end{aligned} \qquad A_i(neu) - A_i(guess) = \sum_{j=1}^{M} \phi_{ij} \left(\sigma_j(neu) - \sigma_j(guess)\right) \tag{10.15}$$

Desweiteren sei:

$$\begin{aligned} d\sigma_i &= \sigma_i(neu) - \sigma_i(guess) \quad ; \; i = 1,...,M \\ dA_i &= A_i(neu) - A_i(Exp) \quad ; \; i = 1,...,N \\ dA_i(guess) &= A_i(guess) - A_i(Exp) \quad ; \; i = 1,...,N \end{aligned} \tag{10.16}$$

Damit gilt für die Least-Squares-Bedingung der Gleichung (10.13):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} dA_i^T \; K(A)_{ij}^{-1} \; dA_j + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} d\sigma_k^T \; K(\sigma)_{kl}^{-1} \; d\sigma_l = Minimal \tag{10.17}$$

Aus der Nebenbedingung (10.14) wird mit den Gleichungen (10.15) und (10.16):

$$\sum_{j=1}^{M} \phi_{ij} \; d\sigma_j - dA_i + dA_i(guess) = 0 \tag{10.18}$$

Die Berücksichtigung von etwaigen Nebenbedingungen bei Extremwertproblemen erfolgt über Lagrange-Multiplikatoren. Im vorliegenden Problem erweist sich die folgende Einführung als sinnvoll:

$$Lagrange\text{-}Multiplikator = 2\lambda_i^T \; , \qquad i = 1,...,N$$

Damit folgt für die endgültige Form der Least-Squares-Bedingung:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} dA_i^T \; K(A)_{ij}^{-1} \; dA_j + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} d\sigma_k^T \; K(\sigma)_{kl}^{-1} \; d\sigma_l$$
$$+ \sum_{j=1}^{N} 2\lambda_j^T \left(\sum_{l=1}^{M} \phi_{jl} \; d\sigma_l + dA_j(guess) - dA_j \right) = Minimal \qquad \textbf{(10.20)}$$

χ^2 soll jetzt bezüglich $\sigma_m(neu)$, $m = 1,...,M$ und $A_j(neu)$, $j = 1,...,N$ minimal werden. Die Differentiation liefert:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A_j} = 2 \sum_{i=1}^{N} dA_i^T \; K(A)_{ij}^{-1} - 2 \; \lambda_j^T = 0 \Rightarrow \sum_{i=1}^{N} dA_i^T \; K(A)_{ij}^{-1} = \lambda_j^T \qquad \textbf{(10.21)}$$

und:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \sigma_l} = 2 \sum_{k=1}^{M} d\sigma_k^T \; K(\sigma)_{kl}^{-1} + 2 \sum_{j=1}^{N} \lambda_j^T \; \phi_{jl} = 0 \Rightarrow \sum_{k=1}^{M} d\sigma_k^T \; K(\sigma)_{kl}^{-1} = - \sum_{j=1}^{N} \lambda_j^T \; \phi_{jl} \qquad \textbf{(10.22)}$$

Wird (10.21) umgeformt, ergibt sich:

$$dA_i = \sum_{j=1}^{N} K(A)_{ij}^T \; \lambda_j \qquad \textbf{(10.23)}$$

Entsprechende Manipulationen an Gleichung (10.22) führen zu:

$$d\sigma_k = - \sum_{l=1}^{M} \sum_{j=1}^{N} K(\sigma)_{kl}^T \; \phi_{jl}^T \; \lambda_j \qquad \textbf{(10.24)}$$

Mit Hilfe von (10.24) und unter Berücksichtigung der Gleichungen (10.15) und (10.16) läßt sich der Lagrange Multiplikator explizit berechnen. Es gilt:

$$\lambda_j = \sum_{i=1}^{N} dA_i(guess) \cdot \left(K(A)_{ij}^T + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} \phi_{ik} \; K(\sigma)_{kl}^T \; \phi_{jl}^T \right)^{-1} \qquad \textbf{(10.25)}$$

Dieses Resultat in (10.23) eingesetzt, führt zu:

$$dA_i = \sum_{j=1}^{M} K(A)_{ij} \; dA_i(guess) \cdot \left(K(A)_{ij}^T + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} \phi_{ik} \; K(\sigma)_{kl}^T \; \phi_{jl}^T \right)^{-1} \qquad \textbf{(10.26)}$$

Einsetzen von (10.25) in (10.24) ergibt:

$$d\sigma_k = - \sum_{l=1}^{N} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} K(\sigma)_{kl}^T \, \phi_{jl}^T \, d(A)_i(guess) \cdot \left(KA_{ij}^T + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=1}^{M} \phi_{ik} \, K(\sigma)_{kl}^T \, \phi_{jl}^T \right)^{-1} \qquad \textbf{(10.27)}$$

Unter Berücksichtigung der Definitionen für $d\sigma_k$ und $dA_i(guess)$ aus (10.16) ergibt sich nach einigen einfachen Umformungen:

$$\sigma_k(neu) = \sigma_k(guess) - \sum_{l=1}^{N} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} K(\sigma)_{kl}^T \, \phi_{jl}^T \left(A_i(guess) - A_i(Exp)\right) \cdot \left(K(A)_{ij}^T + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=M}^{N} \phi_{ik} \, K(\sigma)_{kl}^T \, \phi_{jl}^T \right)^{-1} \qquad \textbf{(10.28)}$$

Die Kovarianzmatrizen KA_{ij} und $K\sigma_{kl}$ sind symmetrisch und reell:

$$\sigma_k(neu) = \sigma_k(guess) - \sum_{l=1}^{N} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} K(\sigma)_{kl} \, \phi_{jl}^T \left(A_i(guess) - A_i(Exp)\right) \cdot \left(K(A)_{ij} + \sum_{k=1}^{M} \sum_{l=M}^{N} \phi_{ik} \, K(\sigma)_{kl} \, \phi_{jl}^T \right)^{-1} \qquad \textbf{(10.29)}$$

Mit (10.29) steht nun eine Gleichung zur Verfügung, mit der sich unter Verwendung aller experimentellen Daten ($A_i(Exp)$) und bei voller Berücksichtigung der Kovarianzen, aus der *a-priori*-Annahme für die Wirkungsquerschnitte ($\sigma_k(guess)$) eine neue, beste Neutronen-anregungsfunktion ($\sigma_k(neu)$) berechnen läßt. Der Computer-Code STAY´SL, in dem dieses Verfahren ausprogrammiert ist, wird in Kap. 10.2.1 vorgestellt. Auf die Wahl der Eingabe-daten bei der praktischen Durchführung der Entfaltung wird in Kap. 10.3.2 eingegangen.

10.2.1 Der modifizierte STAY´SL-Code

Das Programm STAY´SL wurde 1977 von F.G. Perey [Per77] erstmals vorgestellt und war in dieser ersten Version nur auf die Entfaltung differentieller Neutronenflüsse ausgelegt. STAY´SL ist ein Code, der die volle Statistik der Daten berücksichtigt. Da der gesamte Algorithmus symmetrisch ist, lassen sich umgekehrt bei bekannten Neutronenspektren auch die Anregungsfunktionen an die experimentellen Messwerte anpassen, die grundlegenden Least-Squares-Adjustment-Methoden bleiben dabei ungeändert. Die dazu notwendigen, rein

programmtechnischen Modifikationen wurden 1990 von M. Matzke [Mat90] implementiert. In dem von ihm zur Verfügung gestellten Code MSITER [Mat90] mußten in dieser Arbeit die Datenformate und einige Speicherbelegungen geändert werden, so daß die endgültige Version STAYSL94 auf das spezielle Problem der Bestimmung von Neutronenanregungsfunktionen aus Dicktargetsimulationsexperimenten hin optimiert ist.

Die prinzipielle Vorgehensweise, nach der die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion einer Target-Produkt-Kombination mit Hilfe des Programms STAYSL94 an alle verfügbaren experimentellen Daten angepaßt wird, zeigt Abb. 10.8.

Gestartet wird mit der *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion, den experimentellen Protonenwirkungsquerschnitten und den Monte-Carlo-Resultaten für die differentiellen Teilchenflußdichten. Mit diesem Datensatz und unter Verwendung von Gleichung (1.11) werden mit dem Programm MODNEU die Produktionsraten in den unterschiedlichen Simulationsexperimenten berechnet. Neben der Faltung von Anregungsfunktionen und Teilchenspektren führt das Programm eine Fehlerrechnung für die Protonenanteile der Produktionsraten durch. Dabei werden für die Monte-Carlo-Resultate angenommene Unsicherheiten und für die Wirkungsquerschnitte experimentelle Fehler berücksichtigt (siehe Kap 10.3.2).

Mit den MODNEU-Ausgabedateien und den experimentellen Produktionsraten aller Experimente werden im Programm NPR2STAY die jeweiligen Neutronenanteile berechnet. Dabei werden die Unsicherheiten der Modellrechnungen und die Fehler der experimentellen Daten explizit berücksichtigt. Aus diesem Code resultieren zwei Ausgabedateien. Die erste Datei (Zwei Zeichen für den Elementnamen und Index RUN) enthält die Neutronenanteile der Produktionsraten im STAYSL94-Format, wobei die einzelnen Daten bezüglich ihrer Herkunft (Experiment und Tiefe unter der Oberfläche) gekennzeichnet sind. In der zweiten Datei (TODO mit zwei Zeichen für den Elementnamen als Index) ist die aktuelle Reaktion eingetragen.

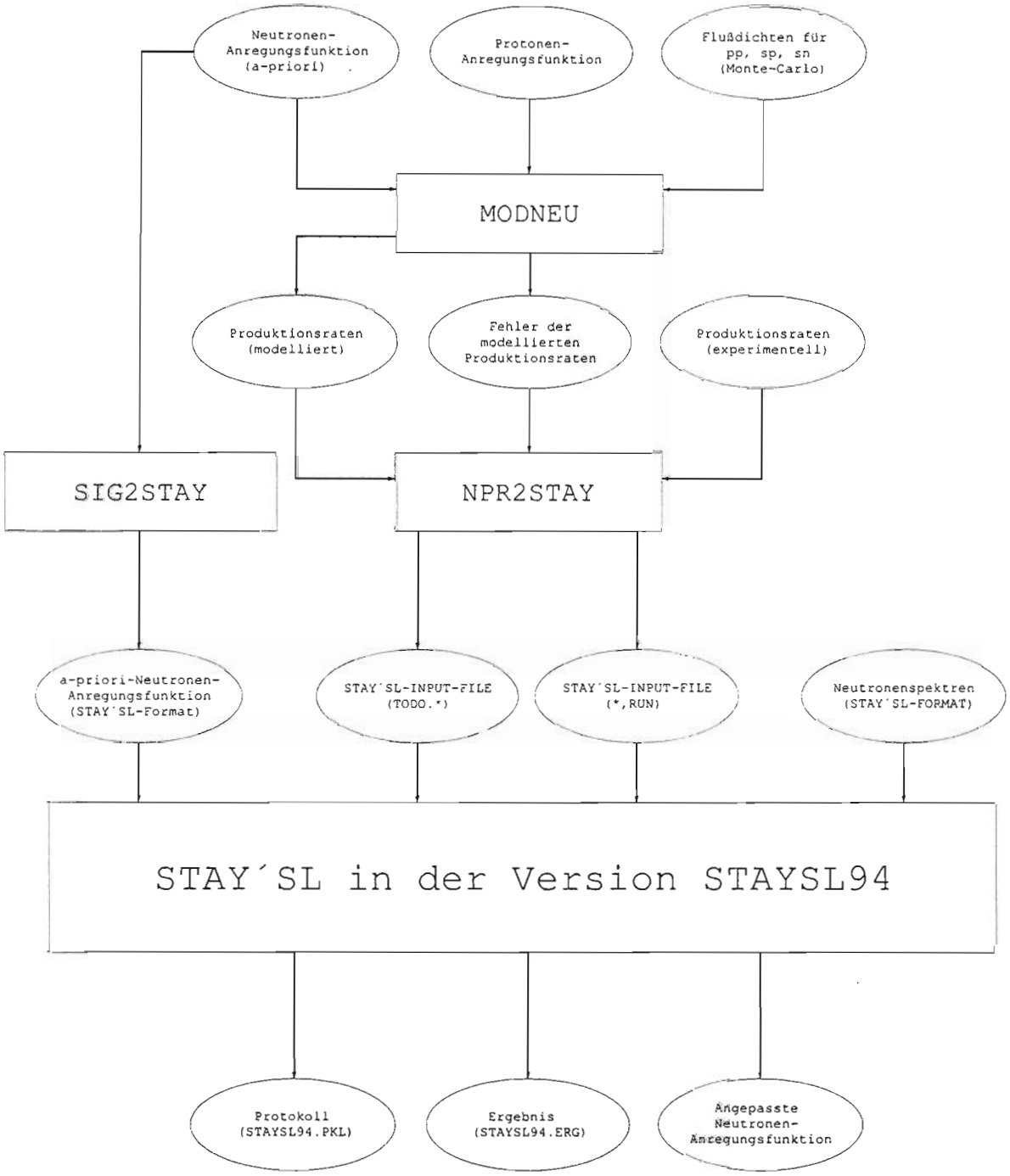


Abb. 10.8 : Flußdiagramm zur Bestimmung angepaßter Neutronenanregungsfunktionen aus *a-priori*-Daten mit Hilfe des Programms STAYSL94. Ellipsen: Dateien, Rechtecke: Programme

Das Programm STAYSL94 verlangt noch zwei weitere Eingabedateien. Bei der einen handelt es sich um die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion, die aus dem ursprünglichen Format mit Hilfe des Computer-Codes SIG2STAY in ein spezielles STAYSLS94-Eingabeformat umzuschreiben ist. Die Neutronenspektren finden sich nach Experiment und Tiefenbereich gekennzeichnet im File FLUX.ALL. Diese Daten wurden aus den Monte-Carlo-Resultaten gewonnen und sind nicht weiter zu modifizieren.

Im Programmablauf werden von STAYSL94 diese vier Eingabedateien eingelesen, die Entfaltung unter Berücksichtigung der Kovarianzen durchgeführt und die Ergebnisse in die Ausgabefiles STAYSL94.PKL, STAYSL94.ERG und in eine weitere Datei (üblicher Name STAYSL94.SIG) geschrieben. Die PKL-Datei enthält ein Protokoll der gesamten Least-Squares-Adjustment-Prozedur. Im ERG-File findet sich die angepaßte Neutronenanregungsfunktion mit ihren zugehörigen Kovarianzen im STAYSL94-Format und die dritte Datei enthält die neuen Neutronenwirkungsquerschnitte mit ihren Varianzen in dem gleichen Format, wie die ursprüngliche *a-priori*-Anregungsfunktion, so daß eine Weiterverarbeitung problemlos möglich ist.

10.2.2 Die Wahl der Eingabedaten und ihrer Fehler

Das Programm NPR2STAY benötigt neben den gemessenen Tiefenprofilen aller Bestrahlungsexperimente auch die Ergebnisse der Modellrechnungen und die Unsicherheiten ihrer Protonenanteile. Letztere ergeben sich aus den Fehlern der verwendeten Anregungsfunktionen und der Protonenflußdichten.

Für die Unsicherheiten der Protonenwirkungsquerschnitte wurden ihre jeweiligen 1-σ-Standardabweichungen benutzt. Die einzelnen Daten wurden dabei als unabhängig voneinander angenommen, die Nichtdiagonalelemente der Kovarianzmatrix also mit Null abgeschätzt. Das ist zwar nicht korrekt, da die Wirkungsquerschnitte fast ausschließlich aus der Arbeitsgruppe von R. Michel stammen und somit nicht unabhängig voneinander sind, beeinflußt das Endergebnis der Entfaltung jedoch nicht.

Die Unsicherheiten in den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulationen sind nicht direkt zugänglich und können nur abgeschätzt werden. In einem Benchmarktest [Lan94], wurden die differentiellen Teilchenflußdichten in einem H-Chondriten (M = 480 MeV, 40 cm Radius und 10 GeV Maximalenergie) berechnet. Dabei ergaben sich zwischen den Resultaten der beiden Monte-Carlo-Systeme LAHET/MCNP [Pra89, Bri93] und HET/MORSE [Clo88, Fil92] maximale Abweichungen von etwa 5%. Da beide Computer-Codes auf gleichen physikalischen Grundlagen basieren, muß diese Abweichung auf programminterne Unterschiede zurückzuführen sein, so daß 5% eine sinnvolle Fehlerabschätzung ist. In einigen Experimenten und da vor allem in bestimmten Bereichen ist der Fehler allerdings wegen der nicht direkten Vergleichbarkeit von Monte-Carlo-Simulation und Experiment größer. In Kap. 9.2.1 wurde die Beeinflussung der Sekundärteilchenflußdichten durch die Achsen und Lager der Aufhängung diskutiert. Um die Randbereiche bei der Entfaltung geringer zu wichten, wurde der Fehler in den äußeren 2 cm der Experimente LNS172A und LNS172 mit 10% angenommen. Bei den Targets der C.E.R.N.-Bestrahlungen (SC9615 und SC9625) mußte eine exakte Kugelgestalt durch eine Anordnung von vier- und achteckigen Scheiben approximiert werden [Dra87]. Ein Problem stellen dabei die unterschiedlichen Oberflächen dar. So hat das Dicktarget des Experimenten SC9625 eine um mehr als 33% größere Oberfläche als die für die Monte-Carlo-Simulation angenommene massenäquivalente Kugel. Für den Aufbau SC9615 beträgt der Unterschied 7%. Diese Abweichungen sind in den Fehlern zu berücksichtigen. Daher wurden die Unsicherheiten im zentralen Bereiche des 25 cm-Targets mit 15% und im Bereich der Oberfläche mit 20% abgeschätzt. Für den Aufbau SC9615, der einer exakten Kugel sehr viel näher kommt, wurden 10% und 15% angenommen. Wegen der nicht gesicherten Isotropie der SC9605-Bestrahlung [Mic86] wurde die Unsicherheit in den Monte-Carlo-Resultaten in diesem Fall mit 100% abgeschätzt.

Die Fehler der experimentell bestimmten Produktionsraten ergaben sich aus ihren jeweiligen 1-σ-Standardabweichungen.

Die angenommenen Unsicherheiten für die *a-priori*-Neutronenwirkungsquerschnitte legen gleichzeitig ihre maximal möglichen Modifikationen fest. So wird zum Beispiel ein Datenpunkt, der mit einem Fehler von 100 % angegeben ist, im Verlauf des Least-Squares-

Adjustement-Algorithmus maximal um einen Faktor 2 variieren. In systematischen Vergleichen zwischen experimentellen Protonendaten und Ergebnissen von Hybrid-Modell-Rechnungen ergaben sich für die AREL-Resultate folgende Fehlerbereiche:

Energie [MeV]	Unsicherheit [%]
0 < E < 100	50 %
100 < E < 200	175 %
200 < E < 600	500 %
600 < E	1000 %

Tab. 10.1 : Angenommene Unsicherheiten für die AREL-Resultate der *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen

Für die ENDF/B- oder JENDL-Daten wird ein Fehler von 1% angegeben. Mußte auf Protonenanregungsfunktionen als Ersatz für die Neutronenwirkungsquerschnitte zurückgegriffen werden, wurde pauschal eine Unsicherheit von 100% angenommen. Dieser auf den ersten Blick geringe Fehler wird dadurch gerechtfertigt, daß es sich in diesen Fällen immer um Hochenergiekernreaktionen handelte. Für sie sollte vom physikalischen Standpunkt aus sowohl die Struktur der Anregungsfunktion als auch die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte für Protonen und Neutronen sehr ähnlich sein.

Da es normalerweise keine Informationen über die Korrelationen der einzelnen Neutronenwirkungsquerschnitten und der jeweiligen experimentellen Produktionsraten gibt, lassen sich die Kovarianzmatrizen $K(A)_{ij}$ und $K(\sigma)_{ij}$ nur approximieren. Unter der Annahmen, daß die Berücksichtigung etwaiger Korrelationen im wesentlichen eine Glättung der Daten bewirkt, und daß diese Abhängigkeiten nur kurzreichweitig sind, läßt sich eine sogenannte Korrelationsmatrix definieren. Für sie gelte [Mat79]:

$$C_{ij} = \left(\beta + (1 - \beta) \cdot e^{-\alpha \, | a_i - a_j |}\right) \qquad \textbf{(10.30)}$$

Dabei ist β eine zunächst willkürliche Größe. Der Parameter α beschreibt die Reichweite der Korrelation zwischen den beiden Datenpunkten a_i und a_j. Mit Hilfe der Matrix C_{ij} lassen sich

bei Kenntnis der Varianzen die Kovarianzmatrizen berechnen [Mat79].

Standen für die Anpassung der Neutronenanregungsfunktion nur die experimentellen Daten einer Bestrahlung zur Verfügung, wurde für sie α zu 0,05 gewählt, was einer Korrelation von 5% entspricht und durch die Ergebnisse aus Kap. 4.4.2 bestätigt wird. Konnte auf die Resultate mehrerer Simulationsexperimente zurückgegriffen werden, wurden die Produktionsraten sämtlich als unabhängig voneinander angenommen, die Nichtdiagonalelemente der Kovarinazmatrix also identisch Null gesetzt.

Für die optimale Korrelationsreichweite der Neutronenwirkungsquerschnitte läßt sich kein allgemeingültiger Wert angeben. Ein zu kleiner Wert für α führt zu unphysikalischen Schwankungen in den angepaßten Wirkungsquerschnitten. Wird die Reichweite dagegen zu groß gewählt, ergibt sich zwar ein glatter Verlauf der Anregungsfunktion, wegen der großen Glättung und der damit verbundenen geringen Variationsbreite für die *a-priori*-Daten erreicht χ^2 jedoch oft nur ein lokales und nicht das absolute Minimum. Daher sind für jede Target-Produkt-Kombination mehrere Werte für α zu testen, um so die jeweils optimale Reichweite zu ermitteln. Die typischen Werte für α liegen im Bereich von 1 bis 3.

Während des STAYSL94-Programmablaufes gibt es die Möglichkeit, die *a-priori*-Neutronenanregungsfunktion vor der Entfaltung mit Hilfe eines programmintern berechneten Normalisierungsfaktors an die experimentellen Daten anzupassen. Dadurch werden bei dem Least-Squares-Adjustment vor allem die Absolutwerte, nicht aber die Strukturen der Anregungsfunktion verändert. Da diese Option vom Prinzip her dem 1-Parameterfit entspricht, fand sie keine Verwendung. Der Normalisierungsfaktor wurde in fast allen Fällen zu 1 gewählt. Einzige Ausnahmen waren einige Hochenergiereaktionen, bei denen die *a-priori*-Daten durch die Protonenwirkungsquerschnitte abgeschätzt werden mußten.

10.3 Vergleich der neuen Ergebnissen der Modellrechnungen mit experimentellen Resultaten

Mit den Neutronenanregungsfunktionen, die auf der Grundlage des Least-Squares-Adjustment-Verfahrens aus allen verfügbaren experimentellen Daten gewonnen wurden, lassen sich umgekehrt auch alle gemessenen Tiefenprofile mit hoher Genauigkeit wiedergeben. Dies zeigt Abb. 10.9 für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe in den vier Experimenten LNS172A, LNS172, SC9625 und SC9615.

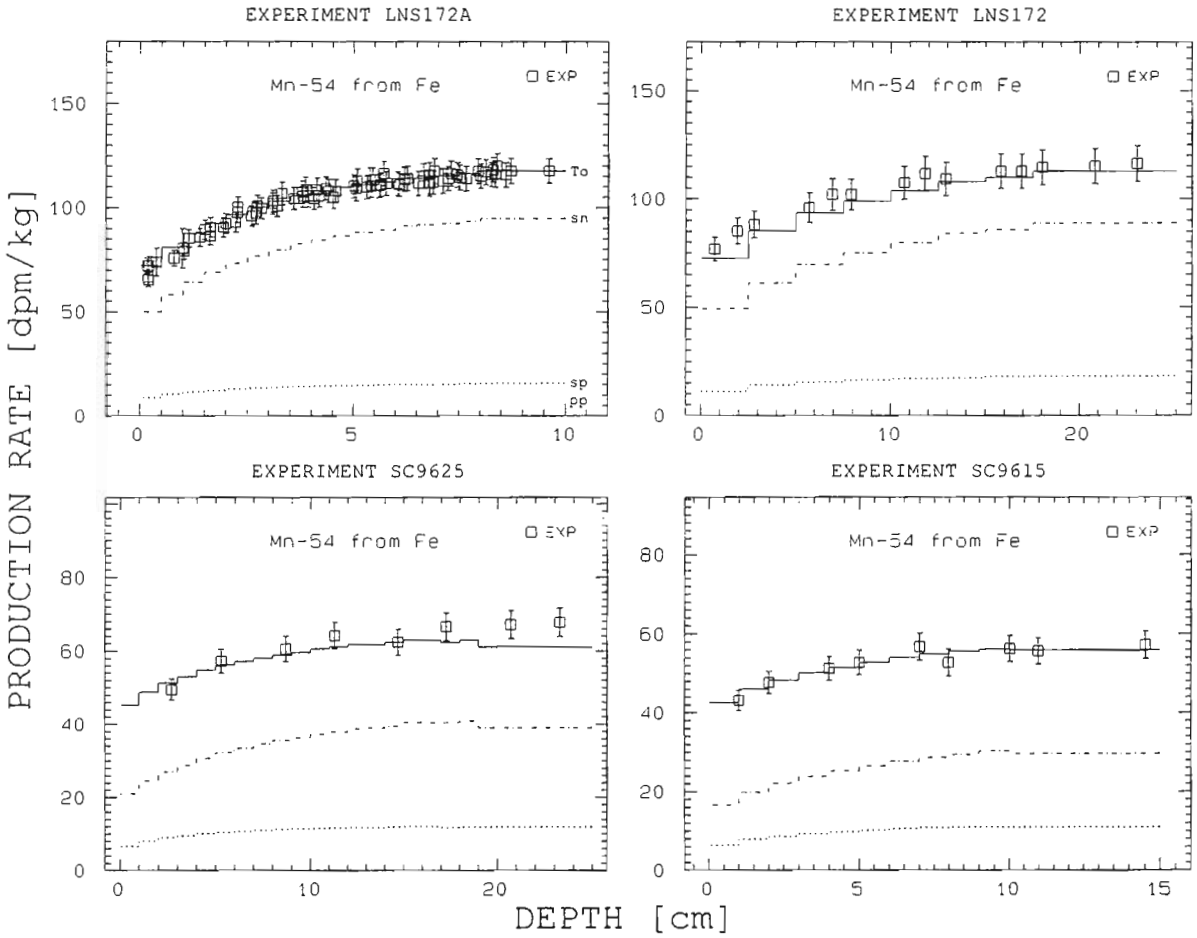


Abb. 10.9 : Experimentelle und modellierte (Least-Squares-Adjustment) Tiefenprofile für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe für die Experimente LNS172A, LNS172, SC9625 und SC9615. Alle Produktionsraten sind auf eine Flußdichte prim. Protonen von 1 $cm^{-2}\ s^{-1}$ normiert

Die experimentellen Produktionsraten werden in fast allen Fällen sehr gut durch die Modellrechnungen wiedergeben. Die Abweichungen überschreiten nur für die zwei zentral gelegenen Datenpunkte des Experimentes SC9625 die 1-σ-Standardabweichungen der Messwerte.

Hier unterschätzen die modellierten Werte die experimentellen Daten um etwa 10%, was jedoch unter Berücksichtigung der angenommenen Unsicherheiten für die differentiellen Teilchenflußdichten von 15% (Kap.10.2.2) nicht signifikant ist. In allen anderen Fällen werden sowohl die Absolutwerte als auch die Strukturen der Tiefenprofile sehr gut durch die Modellrechnungen wiedergegeben. Dabei weist auch die Neutronenanregungsfunktion eine halbwegs physikalisch gesicherte Struktur auf. In Abb. 10.10. sind die *a-priori*- und die aus dem Least-Squares-Algorithmus (mit oberer und unterer Grenze) resultierenden Wirkungsquerschnitte über der Neutronenenergie aufgetragen.

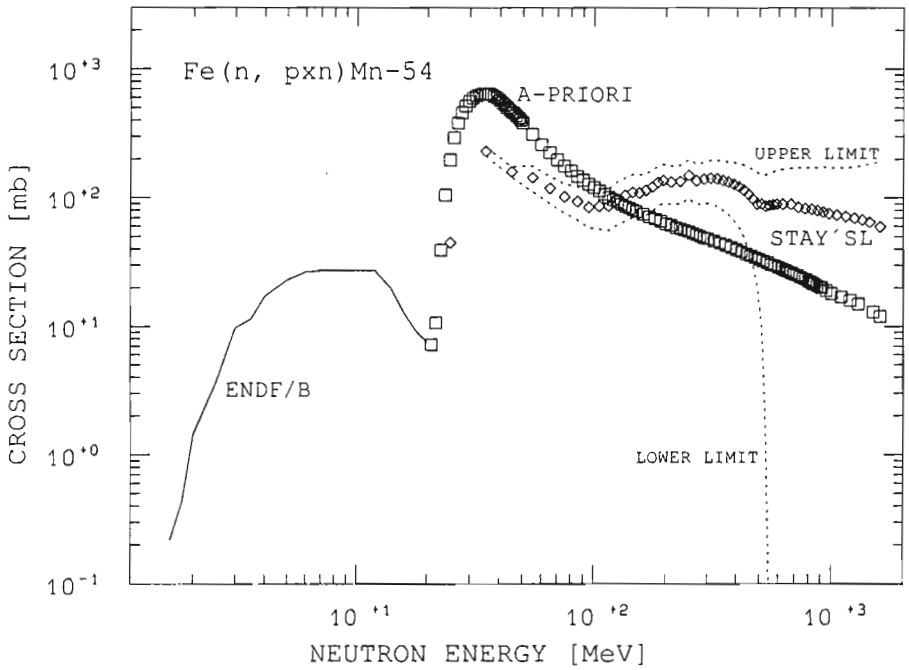


Abb. 10.10 : Neutronenanregungsfunktion für die Produktion von ^{54}Mn aus Eisen. Dargestellt sind sowohl die evaluierten Werte des ENDF/B-Datensatzes und die daran angepaßten Hybrid-Modell-Ergebnisse als auch die aus dem Least-Squares-Algorithmus resultierenden Wirkungsquerschnitte

Wie aufgrund der Genauigkeit der Daten zu verlangen, blieben die ENDF/B-Wirkungsquerschnitte im Verlauf der Entfaltung unverändert. Modifikationen der *a-priori*-Anregungsfunktion ergaben sich nur für Energien oberhalb von 20 MeV. Dabei wurden die Wirkungsquerschnitte im Bereich von etwa 25 MeV bis 100 MeV abgesenkt, und oberhalb von 100 MeV angehoben. Wird Abb. 10.4 berücksichtigt - hier wurden die experimentellen Daten der Reaktion Fe(p,2pxn)^{54}Mn mit Hybrid-Modell-Ergebnissen verglichen - zeigt sich, daß die von STAYSL94 durchgeführten Modifikationen auch für die Protonenanregungsfunktion zu einer deutlich besseren Übereinstimmung zwischen den AREL-Resultaten und den experi-

mentellen Werten führen würde. Unter der Annahme, daß die Schwierigkeiten des Hybrid-Modells unabhängig vom Projektiltyp sind, wird das Least-Squares-Adjustment-Verfahren dadurch bestätigt. Allgemein werden durch die Anpassung vor allem die *a-priori*-Wirkungsquerschnitte für Energien oberhalb von etwa 200 MeV modifiziert, wobei die Daten fast immer nach oben korrigiert werden. Solche Veränderungen sind nach den systematischen Untersuchungen der protonen-induzierten Reaktionen - hier unterschätzen die AREL-Resultate die experimentellen Werte dieses Energiebereiches deutlich - sinnvoll und notwendig.

Die Abb. 10.10 zeigt auch, daß die angepaßte Neutronenanregungsfunktion für Energien oberhalb von etwa 500 MeV unphysikalische Strukturen aufweist und mit großen Fehlern behaftet ist. Die Wirkungsquerschnitte dieses Bereiches sind also nicht wohlbestimmt. Die Ursache dafür liegt in den speziellen Energieabhängigkeiten der differentiellen Neutronenflußdichten und läßt sich für die hier diskutierten Experimente nicht umgehen. Dies verdeutlicht Abb. 10.11. Dargestellt ist das Least-Squares-Adjustment-Ergebnis zusammen mit einem willkürlich ausgewählten und skalierten Neutronenspektrum.

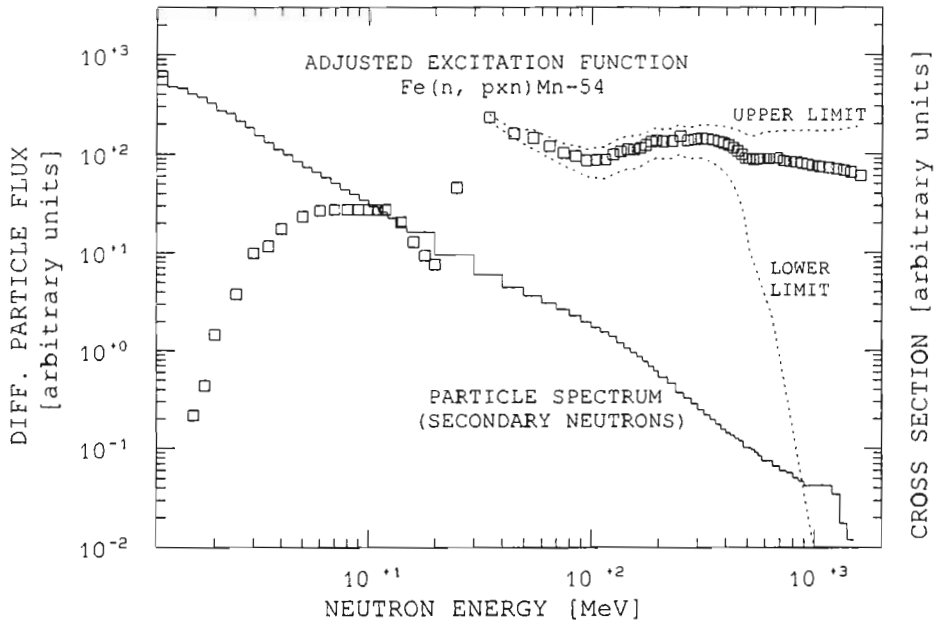


Abb. 10.11 : Angepaßte Neutronenanregungsfunktion für die Produktion von ^{54}Mn aus Fe und ein willkürlich skaliertes Neutronenspektrum

Von den sekundären Neutronen haben 95% Energien zwischen 1 MeV und 300 MeV. Nur etwa 4% der Teilchen sind höherenergetisch. Damit sind fast ausschließlich nieder- und

mittelenergetische Neutronen für den entsprechenden Anteil an der Gesamtproduktionsrate verantwortlich. Daraus folgt, daß die Anregungsfunktionen bei hohen Energien große Unsicherheiten aufweisen muß, da etwaige Modifikationen der Wirkungsquerschnitte dieses Bereiches die Ergebnisse für die modellierten Produktionsraten praktisch nicht ändern. Die großen Standardabweichungen der hochenergetischen Neutronenwirkungsquerschnitte resultieren also zwangsläufig aus dem 1/E-Verhalten der Neutronenspektren und sind umso größer, je geringer die Schwellenenergie der Kernreaktion ist.

Daß die Qualität der Modellrechnungen bei Verwendung der Least-Squares-Resultate nicht nur in dem hier diskutierten Beispiel, sondern für nahezu alle Target-Produkt-Kombinationen deutlich besser ist, als wenn mit *a-priori-* oder auch 1-Parameterfit-Daten gerechnet wird, zeigt Abb. 10.12. Aufgetragen sind für alle fünf Dicktargetexperimente und alle Target-Produkt-Kombinationen der Targetelemente C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Mn, Fe, Co und Ni die über alle Tiefen gemittelten Abweichungen zwischen den experimentellen und den theoretischen Produktionsraten über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz.
Der Mittelwert aller Daten liegt bei 1,01 (durchgezogene Linie) und sein 1-σ-Fehlerintervall (gestrichelte Linie) beträgt 9%. Damit betragen in etwa 68% aller Fälle (die Abweichungen sind in guter Näherung normalverteilt) die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und den experimentellen Daten weniger als 10% und somit liegen sie im Bereich des experimentellen Fehlers (Standardabweichungen der Produktionsraten und der Protonenwirkungsquerschnitte). Die wenigen Ratios mit Werten größer als 1,15 oder kleiner als 0,85 gehören entweder zu Hochenergiereaktionen (Produktion von ^{7}Be und ^{22}Na aus Ti, Mn, Fe, Co und Ni in den C.E.R.N.-Experimenten) und deuten eher auf fehlerhafte 600 MeV-Protonenwirkungsquerschnitte als auf nicht korrekte Neutronenanregungsfunktionen hin, oder sie resultieren aus Problemen bei der γ-Spektrometrie (zum Beispiel ^{44m}Sc, hier wurden von den unterschiedlichen Experimentatoren bis zu 10% unterschiedliche Entkommwahrscheinlichkeiten verwandt).

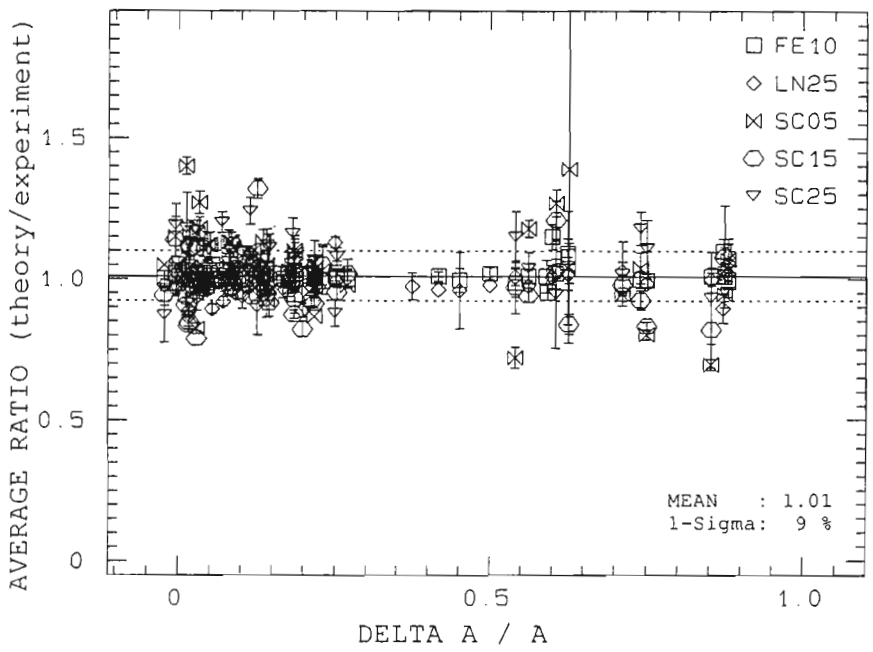


Abb. 10.12 : Über alle Tiefen gemittelten Abweichungen zwischen den theoretisch berechneten (Neutronenanregungsfunktion nach Least-Squares-Adjustment) und den experimentell bestimmten Produktionsraten der Experimente LNS172A (FE10), LNS172 (LN25), SC9605 (SC05), SC9615 (SC15) und SC9625 (SC25) über der relativen Target-Produkt-Massendifferenz

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich mit den Neutronenanregungsfunktionen, die unter Verwendung moderner Least-Squares-Methoden an alle verfügbaren Messwerte angepaßt wurden, die gemessenen Tiefenprofile aller Dicktargetbestrahlungen innerhalb des experimentellen Fehlers beschreiben lassen. Dabei führt die Entfaltung zu Wirkungsquerschnitten, die physikalisch realistisch sind. Durch die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse ist es erstmals möglich, unterschiedliche Simulationsexperimente mit nur einem Datensatz für die Protonen- und die Neutronenanregungsfunktionen mit hoher Genauigkeit zu beschreiben. Da die Energieabhängigkeiten der Neutronenspektren in den Bestrahlungsexperimenten und in realen Meteoroiden vergleichbar sind (Kap. 6), führen die großen Fehler der Neutronendaten bei hohen Projektilenergien nicht zu einer zusätzlichen Unsicherheit, so daß sich höchstwahrscheinlich mit diesem Modell auch die tiefenabhängigen Produktionsraten in realen Meteoroiden mit hoher Genauigkeit beschreiben lassen.

11 Modellrechnungen für reale Meteoroide

In Kap. 10 wurde deutlich, daß durch die Verwendung der neuen Datensätze für die Protonen- und vor allem für die Neutronenwirkungsquerschnitte die experimentellen Tiefenprofile in den fünf Simulationsexperimenten durch die Modellrechnungen mit hoher Genauigkeit beschrieben werden. Zwar sind die Neutronenanregungsfunktionen gerade bei Energien oberhalb einiger 100 MeV mit großen Fehlern behaftet, die Qualität der Modellrechnungen sollte jedoch für reale Meteoroide vergleichbar der für die terrestrischen Simulationsexperimente sein. Das liegt daran, daß nur die Neutronenanteile eine gewisse Unbestimmtheit aufweisen - die Protonenanteile sind wegen der guten Qualität der experimentellen Wirkungsquerschnitte hinreichend gut bekannt - und sie damit ausschlaggebend für die Qualität werden. Durch die fast identischen Spektrenformen der Neutronen in den Meteoroiden und den Simulationen (Kap. 6) ist es nicht einmal notwendig, daß die Neutronenanregungsfunktionen physikalisch gesichert sind. Können durch sie die Restkernproduktionen in den Dicktargetexperimenten beschrieben werden, müssen sie auch die Anteile in den Meteoroiden mit vergleichbarer Qualität wiedergeben. Die einzige zusätzliche Fehlerquelle ist dabei, daß kleine Unbestimmtheiten in den Simulationen in den realen Objekten zu größeren Effekten werden, da die Neutronenanteile in den Meteoroiden oft wesentlich größer sind.

Nach Gleichung (1.12) lassen sich die Produktionsraten einer komplexen Targetzusammensetzung aus der Summation der Elementarproduktionsraten angeben, wobei die einzelnen Summenglieder mit den jeweiligen Anteilen zu wichten sind. Es ist daher für eine Beschreibung der Tiefen-, Radius- und Matrixabhängigkeiten der Produktionsraten notwendig, die chemische Zusammensetzung des Targetmaterials zu kennen. Eine Kompilation solcher Daten findet sich z.B. bei [Jar90, Mas79, Wae73].

In dieser Arbeit wurden die tiefenabhängigen Produktionsraten für Stein- und Eisenmeteoroide unterschiedlicher Radien berechnet. Für die extraterrestrischen Steinkörper wurde die Modellierung auf H-, L- und LL-Chondrite beschränkt, da diese drei Typen fast 70% aller bisher gefundenen oder beim Fall beobachteten Steinmeteorite ausmachen. Mit den neuen

Ergebnissen läßt sich also die Mehrzahl der experimentell ermittelten Nuklidkonzentrationen diskutieren. In Tab. 11.1 sind die bei den Rechnungen benutzten Targetzusammensetzungen zusammengestellt. Wurden davon abweichende Werte benutzt, wird an entsprechender Stelle explizit darauf hingewiesen.

Element	H-Chondrit	L-Chondrit	LL-Chondrit	Eisen-Meteorit
C	0,1	0,09	0,12	
O	35,98	39,44	41,14	
Na	0,64	0,704	0,705	
Mg	14,03	14,91	15,20	
Al	1,13	1,19	1,185	
Si	17,1	18,57	18,90	
Cl	0,008	0,0076	0,0126	
K	0,075	0,091	0,083	
Ca	1,24	1,32	1,37	
Ti	0,0719	0,07	0,078	
Mn	0,24	0,26	0,27	
Fe	27,45	21,93	19,63	89,70
Co	0,08	0,06	0,05	
Ni	1,74	1,24	1,07	10,30

Tab. 11.1 : Für die Modellrechnungen herangezogenen chemischen Zusammensetzungen [10^{-2} g/g]. Daten von Jarosewich [Jar90], Mason [Mas79]

Die Modellrechnungen für Steinmeteoroide werden in Kap. 11.1 vorgestellt. In Kap.11.2 findet sich die Diskussion der modellieren Produktionsraten für Eisenmeteoroide.

11.1 Modellrechnungen für Steinmeteoroide

Im vorliegenden Kapitel wird die Restkernproduktion in Steinmeteoroiden diskutiert. Die dabei untersuchten kosmogenen Nuklide reichen von den kurzlebigen Produkten ^{22}Na, ^{54}Mn und ^{60}Co über die langlebigen Radionuklide ^{10}Be, ^{14}C, ^{26}Al, ^{36}Cl und ^{53}Mn bis hin zu den stabilen Edelgasen ^{3c}He, ^{20}Ne, ^{21}Ne, ^{22c}Ne und ^{36c}Ar.
Da oft nur einzelne kleine Bruchstücke des Meteoriten gefunden werden, müssen aus nur einem einzigen Stück möglichst viele Informationen über seine präatmosphärische Größe, seine Bestrahlungsgeschichte und sein terrestrisches Alter gewonnen werden. Um dies zu gewährleisten, erfolgt die Interpretation der Modellierungen vor allem im Hinblick darauf, etwaige Systematiken zwischen den einzelnen Nukliden aufzuzeigen, um somit eine breitere Diskussionsgrundlage zu schaffen.

11.1.1 Das mittlere galaktische Teilchenspektrum der letzten Millionen Jahre in den Meteoroidenorbits

Bevor die Ergebnisse der Modellrechnungen mit experimentellen Produktionsraten in realen Meteoriten verglichen werden, sollen zunächst einige Fragen geklärt werden.

Der erste Punkt ist die Einbeziehung galaktischer α-Teilchen in die Rechnungen. Die einzige physikalisch sinnvolle Möglichkeit ist eine explizite Berücksichtigung. Dagegen spricht jedoch, daß zum gegenwärtigen Zeitpunkt praktisch keine Anregungsfunktionen geeigneter Qualität für α-induzierte Kernreaktionen existieren, und zum anderen liefern die Monte-Carlo-Rechnungen für geladene Nukleonencluster nur unbefriedigende Ergebnisse [Lan94]. Daher lassen sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt die Restkernproduktionen durch galaktische ^{4}He-Kerne nur auf Grundlage von Approximationen in die Modellrechnungen einbeziehen.

Die GCR besteht zu 87% aus Protonen und zu 12% aus α-Teilchen. Die Formen der Primärspektren in Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon sind in beiden Fällen nahezu iden-

tisch [Sim83] (siehe Kap. 1). Wird angenommen, daß jeder He-Kern bei der ersten inelastischen Wechselwirkung in seine vier Nukleonen aufbricht, entsprechen jedem primären Proton 1,552 Nukleonen. Weiter wird davon ausgegangen, daß die Gesamtenergie bei dem Aufbrechen der α-Teilchen im Mittel auf die vier Nukleonen gleichverteilt wird, die Bruchstücke also eine vergleichbare Energieverteilung aufweisen wie die primären Protonen. Unter der Annahme, daß die Formen und Absolutwerte der Ejektilspektren zumindest in weiten Bereichen unabhängig davon sind, ob es sich bei den Projektilen um Protonen oder Neutronen handelt, und daß die Restkernproduktion für diese beiden unterschiedlichen Teilchentypen zumindest ähnlich sind, lassen sich die Beiträge der ^{4}He-Kerne durch den skalierenden Faktor 1,552 berücksichtigen. Eine solche Approximation ist jedoch nicht ganz korrekt. Das Bremsvermögen ist für α-Teilchen um etwa einen Faktor 4 größer als für Protonen. Deshalb sind sowohl Unterschiede bezüglich der Abnahmen der Primärflußdichten von der Oberfläche zum Zentrum als auch in bezug auf die Formen der entsprechenden Teilchenspektren in tieferliegenden Regionen zu erwarten. Während sich erstere wegen der cosh-Abhängigkeiten vor allem bei kleinen Meteoroiden bemerkbar machen - es wechselwirken mehr α-Teilchen als Protonen in der Matrix - sind die Effekte der unterschiedlichen Spektrenformen für größere Körper am deutlichsten. In Kap. 10 wurde auch deutlich, daß die Wirkungsquerschnitte für die Restkernproduktion gerade bei niedrigen Energien zum Teil deutliche Abhängigkeiten vom Projektiltyp zeigen. Auch dieser Effekt wirkt sich vorwiegend bei kleinen Meteoroiden aus, da nur bei diesen die Nuklidproduktion durch die primären Teilchen dominiert wird. Werden die Radien größer, übernehmen die sekundären Teilchen, und da vor allem die Neutronen, eine dominierende Rolle, so daß die Fehler reduziert werden. Auch ist fraglich, ob die α-Teilchen tatsächlich bei der ersten inelastischen Wechselwirkung vollständig in vier einzelne Nukleonen aufbrechen. Von Michel et al. [Mic80A] durchgeführte Untersuchungen von ^{4}He-induzierten Kernreaktionen am Targetelement Kobalt ergaben die Möglichkeit, daß ein ^{3}He als Spectator und ein Neutron entstehen, wobei der Cluster mit großer Wahrscheinlichkeit den Kernverband verläßt. Dieses nicht vollständige Aufbrechen der He-Kerne beeinflußt die Qualität der Approximation nur dann nicht, wenn das emittierte ^{3}He noch innerhalb der Matrix in seine drei Bestandteile aufbricht. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt mit zunehmendem Radius an, so daß sich auch dieser Effekt vorwiegend bei kleinen Meteoroiden auswirken wird. Trotz dieser Unregelmäßigkeiten zeigt

sich, daß die Berücksichtigung der galaktischen α-Teilchen durch den skalierenden Faktor 1,552 zu guten Übereinstimmungen zwischen der Theorie und dem Experiment führt. Somit wird die Approximation nachträglich gerechtfertigt. Bei einer Diskussion sehr kleiner Meteoroide ist jedoch stets zu berücksichtigen, daß die Modellrechnungen unter Umständen nur noch eingeschränkt gültig sind.

Als nächstes ist die galaktische Teilchenflußdichte in den Meteoroidenorbits zu bestimmen. Sowohl die Modellrechnungen als auch die experimentellen Ergebnisse der Simulationen sind auf ein ein J_0 von 1 cm^{-2} s^{-1} normiert. Das entspricht jedoch nicht der Situation, wie sie sich für Meteoroide darstellt. In der Literatur finden sich für die galaktische Protonenflußdichte $J_{0,pp}$-Werte von 3,0 cm^{-2} s^{-1} [Ree94] und 3,71 cm^{-2} s^{-1} [Mic91]. Da diese Daten in beiden Fällen von den jeweiligen Modellparametern abhängen, war es an dieser Stelle notwendig, den Modulationsparameter und davon abhängig J_0 für die Modellrechnungen dieser Arbeit neu zu bestimmen. Dabei wurde wie folgt verfahren:
Für einen L-Chondriten mit einem Radius von 40 cm wurden die Zentrumsproduktionsraten für ^{10}Be und ^{26}Al für die GCR-Modulationsparameter M = 300 MeV, 450 MeV, 620 MeV und 650 MeV berechnet. Da jeder solaren Modulation eine spezielle galaktische Protonenflußdichte entspricht (siehe Gleichung (1.3)), wurden die Ergebnisse der Modellrechnungen sowohl mit dem aktuellen Wert für $J_{0,pp}$ als auch mit dem α-Faktor 1,552 multipliziert und über dem korrespondierenden $J_{0,pp}$ aufgetragen (Abb. 11.1).

Es ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der solaren Modulation und den Produktionsraten. Die entsprechende Beziehung läßt sich für die beiden hier diskutierten Produktnuklide durch ein Polynom 2. Grades beschreiben. Ein großer Modulationsparameter verändert die Teilchenspektren vorwiegend im Energiebereich unterhalb von etwa 1 GeV (siehe dazu auch Abb. 1.1). Das führt dazu, daß sowohl die Teilchenzahlen (Gleichung (1.3)) als auch die Produktionsraten abnehmen. Eine Verminderung der solaren Aktivität (kleiner Modulationsparameter) sorgt jedoch dafür, daß mehr niederenergetische Projektile im Spektrum enthalten sind. Da diese jedoch geringe Multiplizitäten haben, muß der Anstieg der Produktionsraten mit geringer werdendem Modulationsparameter flacher als linear sein.

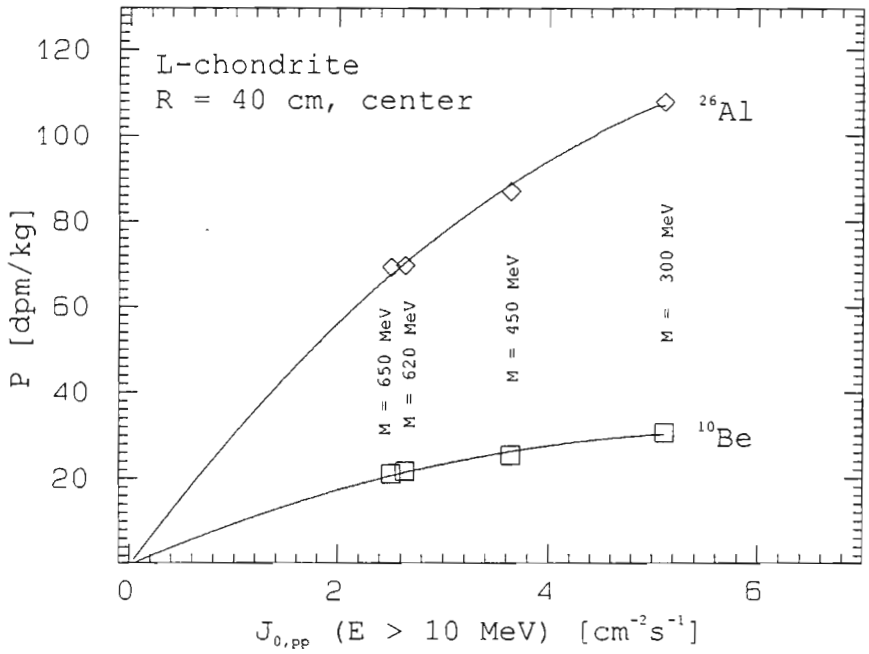


Abb. 11.1 : Abhängigkeit der Produktionsraten für ^{10}Be und ^{26}Al von der solaren Modulation im Zentrum eines L-Chondriten mit Radius 40 cm. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse von Ausgleichsrechnungen mittes Polynomen 2. Grades

Diese Ergebnisse müssen mit Zentrumsproduktionsraten in realen Meteoroiden, in diesem Fall L-Chondriten mit Radien von etwa 40 cm, verglichen werden, um so den bestmöglichen Satz der Parameter M und J_0 zu ermitteln. Ein möglicher experimenteller Standard könnte der L-Chondrit Knyahinya sein. Bei einem präatmosphärischen Radius von etwa 45 cm [Gra90A] beeinflussen Unsicherheiten in der Meteoroidengröße die Daten des Zentrums nur sehr wenig. Da Knyahinya 1866 beim Fall beobachtet wurde, ist sein terrestrisches Alter bekannt. Auch existieren für ihn mittlerweile eine ganze Reihe von Tiefenprofilen für die unterschiedlichen kosmogenen Nuklide. Ein Bestrahlungsalter von etwa 40 Ma garantiert auch, daß alle Radionuklide in Sättigung sind, die bestimmten Aktivitäten also tatsächlich Produktionsraten entsprechen. Seine Zentrumsproduktionsraten für ^{10}Be und ^{26}Al sind 25,6 dpm/kg und 73,2 dpm/kq. Mit den Daten aus Abb. 11.1 ergibt sich damit ein Modulationsparameter von etwa 620 MeV (^{26}Al) bzw. 450 MeV (^{10}Be). Dies führt zu Protonenflußdichten von etwa 2,8 cm^{-2} s^{-1} (^{26}Al) bzw. 3,6 cm^{-2} s^{-1} (^{10}Be). Da sich im Verlauf des Kapitels zeigt, daß die ^{10}Be-Daten in Knyahinya stets zu hoch liegen, werden sie hier nicht weiter zur Bestimmung des J_0-Wertes herangezogen. Allein die ^{26}Al-Produktionsraten führen zu einer

Modulation von 620 MeV mit einer Protonenflußdichte von etwa 2,8 cm^{-2} s^{-1}. Da in der Dissertation von Lange [Lan94] fast ausschließlich differentielle Flußdichten in Steinmeteoroiden für einen Modulationsparameter von $M = 650$ MeV berechnet wurden, und aufgrund der Tatsache, daß Knyahinya einen präatmosphärischen Radius von 45 cm hatte, müssen die Werte leicht modifiziert werden, was wegen der Linearität zwischen den Zentrumsproduktionsraten und $J_{0,pp}$ in diesem speziellen Bereich ohne Probleme möglich ist. Daher wurden die tiefenabhängigen Produktionsraten für ^{26}Al in einem 45 cm Meteoroiden und für eine solare Modulation von $M = 650$ MeV berechnet und die Ergebnisse an die experimentellen Daten mittels Least-Squares-Methoden angepaßt, wobei vor allem die Zentrumswerte berücksichtigt wurden, da diese gegenüber den oberflächennahen Produktionsraten weniger anfällig gegenüber Unsicherheiten in der Meteoroidengröße sind. Die Ergebnisse lauten:

$$\begin{aligned} J_{0,pp} &= 2{,}62 cm^{-2}\ s^{-1}\ ,\ M = 620\ MeV \\ J_{0,GCR} &= J_{0,pp} \cdot 1{,}552 = 4{,}06\ cm^{-2}\ s^{-1} \end{aligned} \qquad \textbf{(11.1)}$$

In Abb. 11.2 werden die Ergebnisse der Modellrechnungen mit den experimentellen Produktionsraten für ^{26}Al und ^{10}Be in den gut untersuchten Meteoriten Knyahinya (L-Chondrit, Radius = 45 cm) und Keyes (L-Chondrit, Radius = 31 cm) verglichen.

In den meisten Fällen werden die tiefenabhängigen Produktionsraten der Nuklide ^{10}Be und ^{26}Al in den Meteoriten Keyes und Knyahinya durch die Modellrechnungen genau beschrieben. Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und den experimentellen Daten sind nur bei Knyahinya für das Produktnuklid ^{10}Be zu beobachten. In diesem speziellen Fall unterschätzen die Modellrechnungen die Meßwerte im Mittel um etwa 20%. Ein Teil dieser Unterschiede ist auf die bei den Messungen benutzten ^{10}Be-Standards zurückzuführen. Während Graf [Gra90A] bei der Bestimmung der Produktionsraten in Knyahinya den ^{10}Be-Standard „11a" verwendete, basieren alle in die Modellrechnungen eingehenden ^{10}Be-Wirkungsquerschnitte auf dem Standard „S433" [Mic95]. Von Hofmann wurde gezeigt, daß zwischen den Werten, die mit diesen beiden Standards ermittelt wurden, ein systematischer Unterschied von 6,3% existiert, wobei die „11a"-Werte höher liegen [Hof87]. Selbst unter Berücksichtigung dieses Effektes unterschätzen die Modellrechnungen das experimentelle Tiefenprofil im Mittel um etwa 15%, was sich mit den Resultaten von Bhandari et al. [Bha93] und Michel et al. [Mic95] für die vorangegangene Generation von

Wirkungsquerschnitten deckt. Dieser Effekt ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt vor allem im Hinblick auf die guten Ergebnisse, die bei den Modellierungen der Produktionsraten in den Reinelementfolien und im Matrixmaterial der Simulationsexperimente erzielt wurden, nicht verständlich. Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß hierfür allein die Modellrechnungen verantwortlich sind.

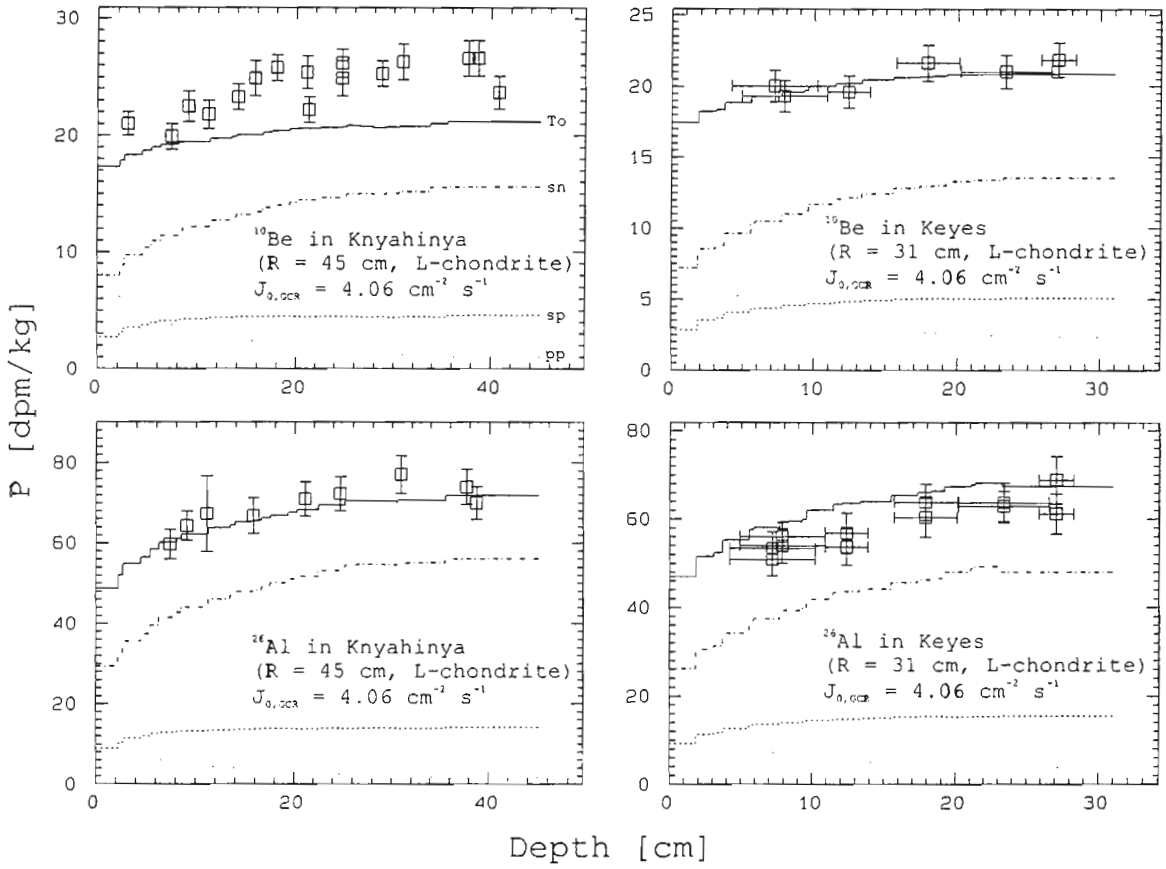


Abb. 11.2 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{10}Be und ^{26}Al für die L-Chondrite Knyahinya und Keyes. Experimentelle Daten aus Graf et al. [Gra90A], Vogt [Vog88], Vogt [Vog91] und Cressy [Cre75].

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß ein Wert von 4,06 cm^{-2} s^{-1} für die galaktische Teilchenflußdichte bei einem Modulationsparameter von 650 MeV in fast allen Fällen zu Übereinstimmungen innerhalb der Fehler zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und den experimentellen Daten führt. Daher wurden alle nachfolgenden Modellierungen für diese Modulation durchgeführt und die Ergebnisse mit dem Faktor 4,06 multipliziert.

11.1.2 Modellierung langlebiger kosmogener Nuklide: ^{10}Be, ^{14}C, ^{26}Al, ^{36}Cl und ^{53}Mn

Begonnen wird mit einer Diskussion des Produktnuklides ^{10}Be. Für dieses Nuklid existieren für alle relevanten Targetelemente experimentell gesicherte Protonenwirkungsquerschnitte und an die verschiedenen Simulationsexperimente angepaßte Neutronenanregungsfunktionen. In Abb. 11.3 sind die ^{10}Be-Produktionsraten in H-, L- und LL-Chondriten als Funktion der Meteoroidengröße und der Tiefe dargestellt.

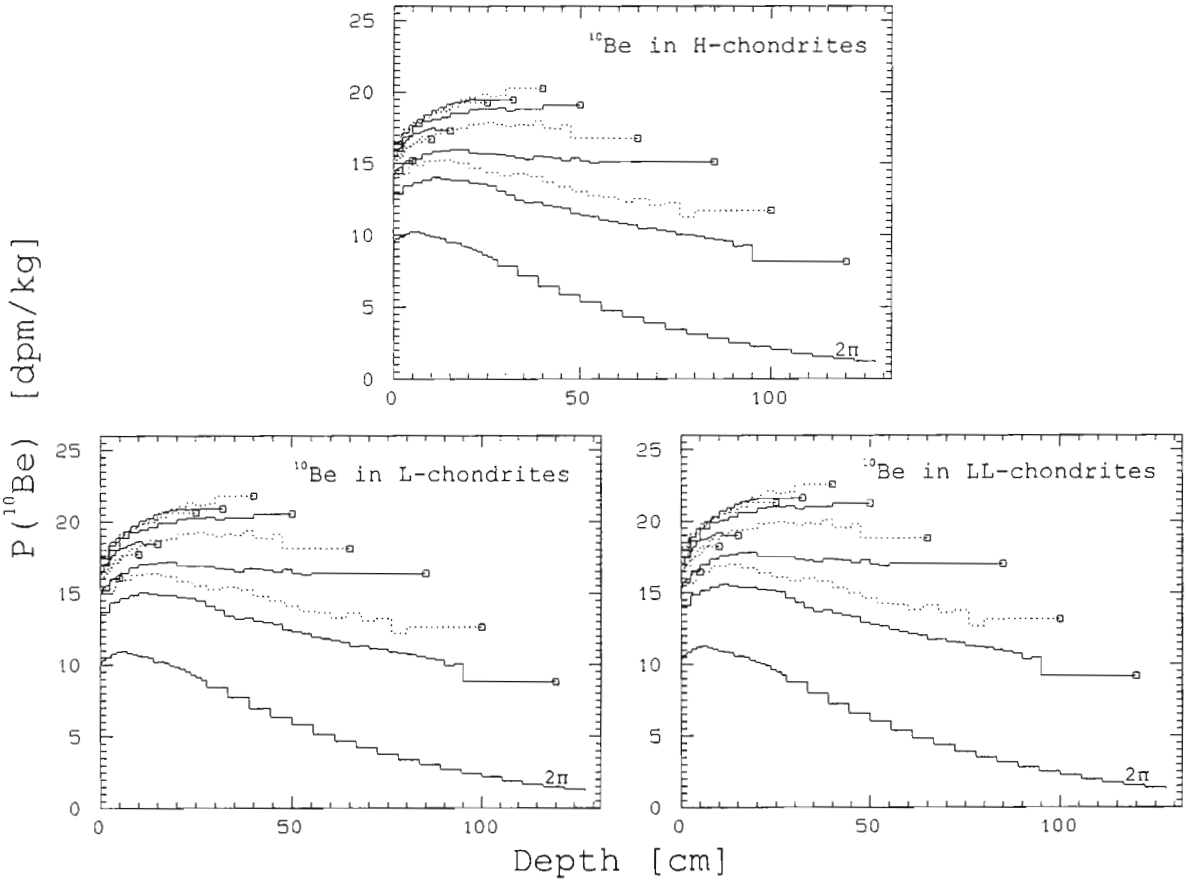


Abb. 11.3 : GCR-Produktionsraten für ^{10}Be in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm sowie für eine 2π-Bestrahlungssituation

Bei Radien bis zu etwa 50 cm steigen die Produktionsraten monoton mit der Tiefe an. Bei größeren Meteoroiden bildet sich ein Übergangsmaximum aus, dessen Lage mit anwachsendem Durchmesser sich der Oberfläche annähert. Die Werte des Zentrums steigen bis hin zu Radien von etwa 40 cm mit zunehmender Objektgröße an, um danach bei größeren Körpern

abzufallen. Eine Darstellung dieses speziellen Zusammenhanges zeigt Abb. 11.4. Dargestellt sind für H-, L- und LL-Chondrite die Zentrumsproduktionsraten für ^{10}Be in Abhängigkeit vom Radius des Meteoroiden. Neben den Resultaten der Modellrechnungen sind in der Abbildung zusätzlich einige experimentelle Datenpunkte eingetragen. Bei ihnen handelt es sich ausschließlich um solche Meteorite deren präatmosphärische Radien und damit die Abschirmtiefen der jeweils gemessenen Proben bekannt sind.

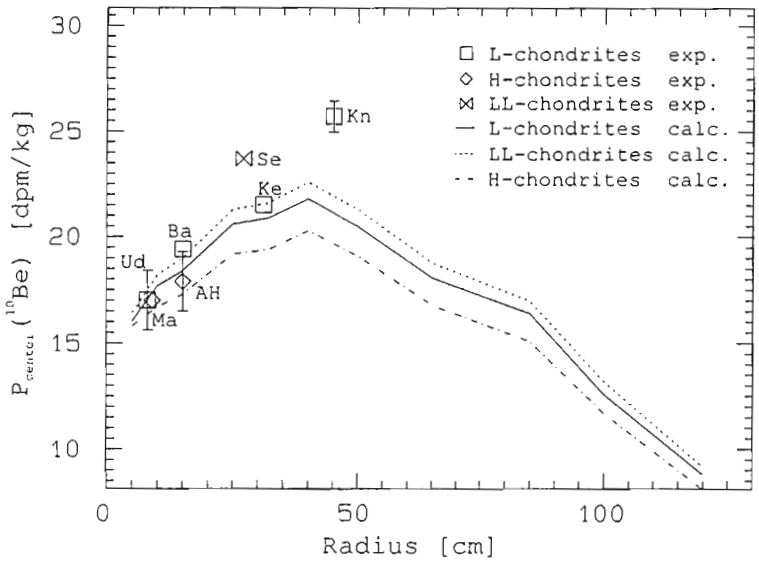


Abb. 11.4 : Zentrumsproduktionsraten für ^{10}Be in Chondriten als Funktion des Meteoroidenradius. Experimentelle Daten aus Graf et al. [Gra90A] für Knyahinya (Kn), Vogt et al. [Vog91] für Keyes (Ke), Vogt et al. [Vog91] und Tuniz et al. [Tun84] für St.Severin (Se), Sarafin et al. [Sar85] und Moniot et al. [Mon82] für ALH78084 (AH) und Bhandari et al. [Bha93] für Madhipura (Ma), Udaipur (Ud) und Bansur (Ba)

Die Übereinstimmung zwischen den Modellrechnungen und den experimentellen Daten ist zumindest bis zu Meteoroidenradien von 30 cm zufriedenstellend. Eine Systematik läßt sich in diesem Bereich nicht beobachten. Große Abweichungen zwischen Theorie und Experiment gibt es bei Knyahinya (R = 45 cm) und St.Severin (R_{eff} = 27 cm). Während die Effekte für den ersten bereits erläutert wurden, sind Bemerkungen zu den St.Severin-Daten notwendig. Bei diesem LL-Chondriten handelt es sich nach den Untersuchungen von Graf [Gra88] um einen Ellipsoiden mit den drei Halbachsen 40 cm, 25 cm und 20 cm, der in den Modellrechnungen durch eine Kugel mit einem effektiven Radius von 27 cm approximiert wurde. Ein solches Vorgehen wird durch die Überlegungen aus Kap. 6 zwar gerechtfertigt, es wurde jedoch darauf hingewiesen, daß sich die Qualität einer solchen Näherung mit zunehmender Exzentrizität des Ellipsoides verschlechtert. Daher ist zumindest für einen Teil der beobachteten Diskrepanzen die spezielle präatmosphärische Form des Meteoriten verantwortlich. Tatsächlich verringern sich die Unterschiede bei Vergrößerung des effektiven Radius, um bei einem R_{eff} von etwa 40 cm (maximale Ausdehnung des Ellipsoiden) fast ganz zu verschwinden. In

Abb. 11.3 und Abb. 11.4 zeigt sich auch, daß bei jeweils gleichen Radien und Abschirmtiefen die Produktionsraten für ^{10}Be vom Meteoroidentyp abhängen. Sie sind in LL-Chondriten am höchsten und in H-Chondriten am niedrigsten. Dabei hängen die Unterschiede weder von der speziellen Größe des Objektes noch von der betrachteten Tiefe unter der Oberfläche ab. So liegen die Verhältnisse für LL- und L-Chondrite bei etwa 1,035, für L- und H-Chondrite bei etwa 1,075 und für LL- und H-Chondrite bei etwa 1,11. Zurückführen lassen sich diese Unterschiede auf den jeweiligen Sauerstoffgehalt der Meteoroidentypen. Während in LL-Chondriten im Mittel etwa 41,14% der Matrix aus Sauerstoff besteht (siehe dazu auch Tab. 11.1), fällt dieser Anteil über 39,44% für L-Chondrite auf nur noch 35,98% bei den H-Chondriten ab. Da aber Sauerstoff das Haupttargetelement für die Produktion von ^{10}Be darstellt, müssen sich diese unterschiedlichen Matrixzusammensetzungen auf die Produktionsraten auswirken. Daher verschwinden diese Abweichungen praktisch vollständig (Verhältnisse < 2%), wenn die Daten auf den aktuellen Sauerstoffgehalt normiert werden.

Im vorliegenden Abschnitt wird das Produktnuklid ^{14}C in Steinmeteoroiden behandelt. Bevor die Daten jedoch diskutiert werden, werden zunächst einige Bemerkungen über die Qualität der Modellrechnungen für dieses Nuklid angebracht. Gegenwärtig existieren nur für die Targetelemente Sauerstoff, Silizium, Eisen und Nickel halbwegs konsistente Datensätze für die protonen-induzierten Anregungsfunktionen. Wenige, und zum Teil stark streuende, Wirkungsquerschnitte gibt es für Magnesium und Aluminium. Keine Daten existieren bisher für das Targetelement Kalzium. Die Situation ist auch für die Neutronenwirkungsquerschnitte nicht besser. Mit Ausnahme der Targetelemente Eisen und Nickel war es bislang nicht möglich, experimentelle Tiefenprofile für die kosmochemisch relevanten Targetelemente in den Simulationsexperimenten zu bestimmen [Neu96]. Daher handelt es sich bei den einzig verfügbaren Neutronendaten - einzige Ausnahmen sind wieder Eisen und Nickel - um Ergebnisse der Hybrid-Modell-Rechnungen. Die Modellierung basiert jedoch nicht auf reinen *a-priori*-Anregungsfunktionen. Bei der Auswahl der Daten für das Haupttargetelement Sauerstoff wurde darauf geachtet, das sich die experimentell bestimmten tiefenabhängigen Produktionsraten des L-Chondriten Knyahinya durch die Modellrechnungen wiedergeben lassen. Eine Darstellung der experimentellen Meßwerte und der berechneten Produktionsraten zeigt Abb. 11.5. Bei der Interpretation der Daten ist jedoch darauf zu

achten, daß die gute Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment nur auf die spezielle Wahl der Neutronenanregungsfunktion für das Haupttargetelement Sauerstoff zurückzuführen ist und deshalb nichts über die tatsächliche Qualität der Modellrechnungen aussagt.

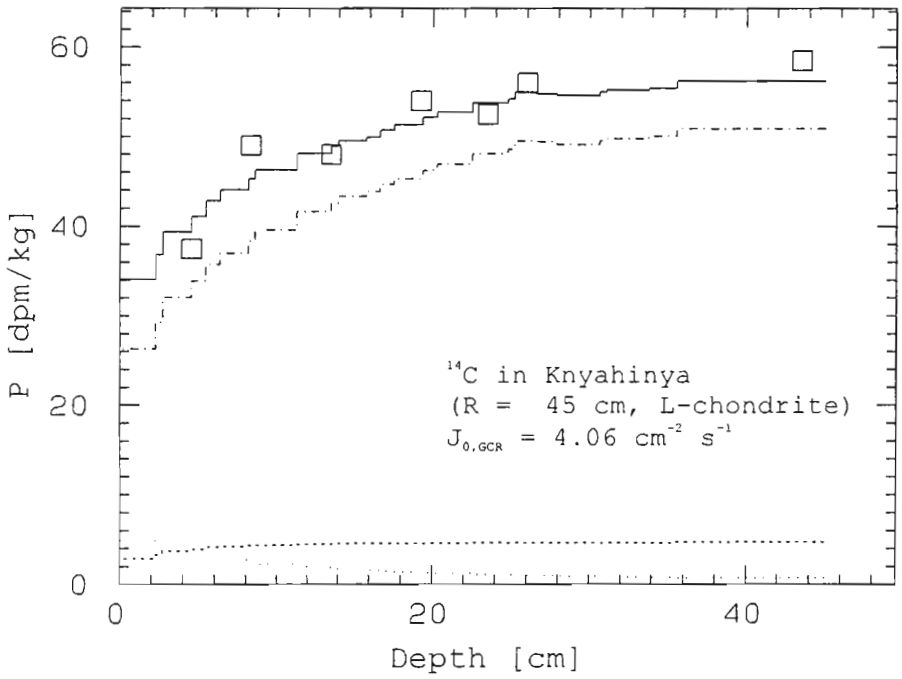


Abb. 11.5 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{14}C für den L-Chondriten Knyahinya. Experimentelle Daten aus Reedy et al. [Ree93]

Einen Hinweis darauf, daß die Rechnungen trotzdem physikalisch sinnvoll und daher auch auf andere Meteoroide anwendbar sind, liefert die Beobachtung, daß durch die Modellierung nicht nur die Absolutwerte, sondern auch die Tiefenabhängigkeit der Meßwerte gut wiedergeben werden. Einen mehr generellen Zusammenhang zeigt Abb. 11.6.

Dargestellt sind die Produktionsraten für ^{14}C in H-, L- und LL-Chondriten als Funktion des Meteoroidenradius und der Abschirmtiefe. Die funktionellen Zusammenhänge unterscheiden sich nur sehr wenig von denen des Produktnuklides ^{10}Be. Auch im vorliegenden Fall steigen die Produktionsraten bis zu Radien von etwa 40 cm monoton mit der Abschirmtiefe an. Bei größeren Objekten bildet sich wieder ein Übergangsmaximum aus, das mit anwachsendem Durchmesser näher an die Oberfläche rückt. Auch für ^{14}C steigen die Zentrumswerte bis zu Radien von etwa 40 cm mit zunehmender Meteoroidengröße an, um bei größeren Objekten wieder abzufallen. Auf eine der Abb. 11.4 analoge Darstellung wird aus Ermangelung experimenteller Daten zu Vergleichszwecken an dieser Stelle verzichtet. Da Sauerstoff auch

das Haupttargetelement für die Produktion von ^{14}C in Chondriten ist, zeigen sich für dieses Produktnuklid ähnliche Effekte bezüglich der unterschiedlichen Meteoroidentypen, wie sie bei ^{10}Be beobachtet wurden. So liegen die Daten für die LL-Chondrite bei gleichen Radien und Abschirmtiefen im Mittel etwa 4% über denen in L- und etwa 13% über denen in H-Chondriten. Diese Unterschiede entsprechen sowohl von ihrer Größenordnung als auch von ihrer Systematik her denen des Produktnuklides ^{10}Be (siehe vorangegangene Diskussion).

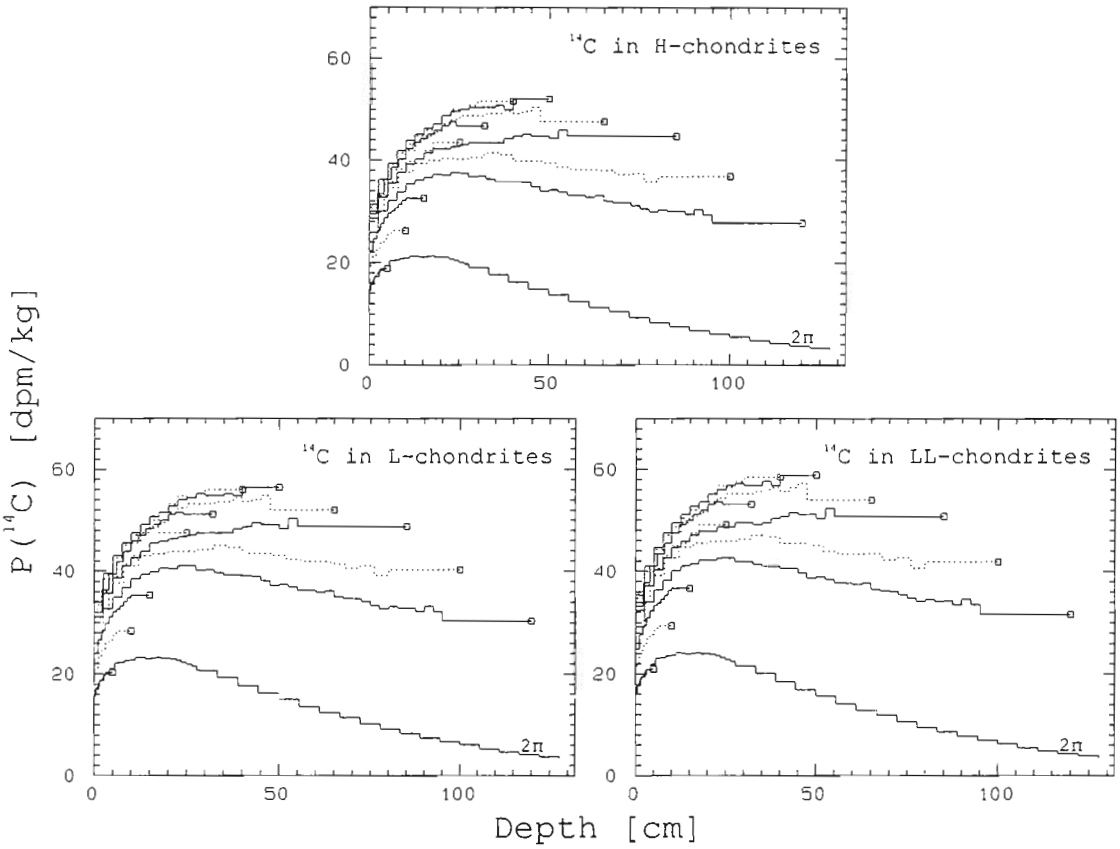


Abb. 11.6 : GCR-Produktionsraten für ^{14}C in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm sowie für eine 2π-Bestrahlungssituation

Für das Produktnuklid ^{26}Al existieren mittlerweile konsistente Datensätze für die protonen-induzierten Anregungsfunktionen. Da auch die Produktionsraten in den Reinelementfolien der verschiedenen Simulationsexperimente gemessen wurden - einzige Ausnahme ist das Experiment dieser Arbeit - konnten die *a-priori*-Neutronendaten für alle relevanten Target-elemente mit dem Verfahren aus Kap. 10 optimiert werden. In Abb. 11.7 sind die Produktionsraten in H-, L- und LL-Chondriten als Funktion der Meteoroidengröße und der Tiefe dargestellt.

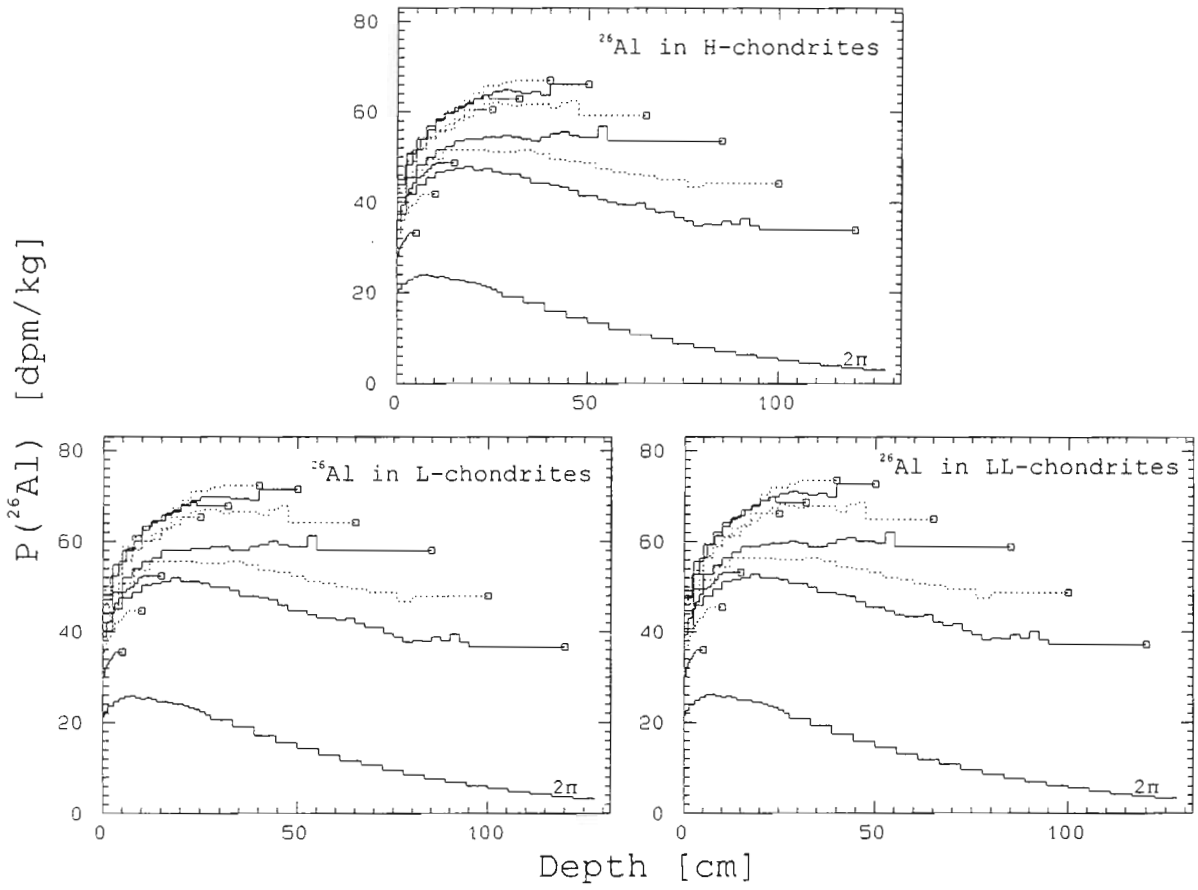


Abb. 11.7 : GCR-Produktionsraten für ^{26}Al in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm sowie für eine 2π-Bestrahlungssituation

Die Abhängigkeiten der Produktionsraten von der Meteoroidengröße und der Abschirmtiefe entsprechen denen, die schon für ^{10}Be und ^{14}C beobachtet wurden. Die Daten steigen bis zu Radien von etwa 40 cm mit zunehmender Abschirmtiefe an, um bei größeren Objekten ein Übergangsmaximum zu durchlaufen, wobei dessen Lage mit ansteigendem Durchmesser näher an die Oberfläche rückt. Werden nur die Daten des Zentrums diskutiert, zeigt sich, daß diese bis zu Meteoroidenradien von etwa 40 cm bis 50 cm monton mit der Größe zunehmen, um bei sehr großen Objekten (Radius > 65 cm) wieder kleiner zu werden. Dies zeigt auch Abb. 11.8. Dargestellt sind für H-, L- und LL-Chondrite die Zentrumsproduktionsraten für ^{26}Al als Funktion des Meteoroidenradius. Neben den Ergebnissen der Modellrechnungen zeigt die Abbildung zusätzlich einige experimentelle Datenpunkte, wobei wieder nur Meteorite mit bekannten präatmosphärischen Radien berücksichtigt wurden. Die Übereinstimmung zwischen den Modellrechnungen und den experimentellen Resultaten ist zumindest für die hier zum Vergleich herangezogenen Radien als gut zu bezeichnen, systematische Effekte

lassen sich nicht beobachten. Einzig für den LL-Chondriten St.Severin (R_{eff} = 27 cm) zeigen sich Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment. Wie schon bei dem Produktnuklid ^{10}Be kann auch hier die spezielle präatmosphärische Form des Meteoriten zumindest für einen Teil der beobachteten Abweichungen verantwortlich gemacht werden.

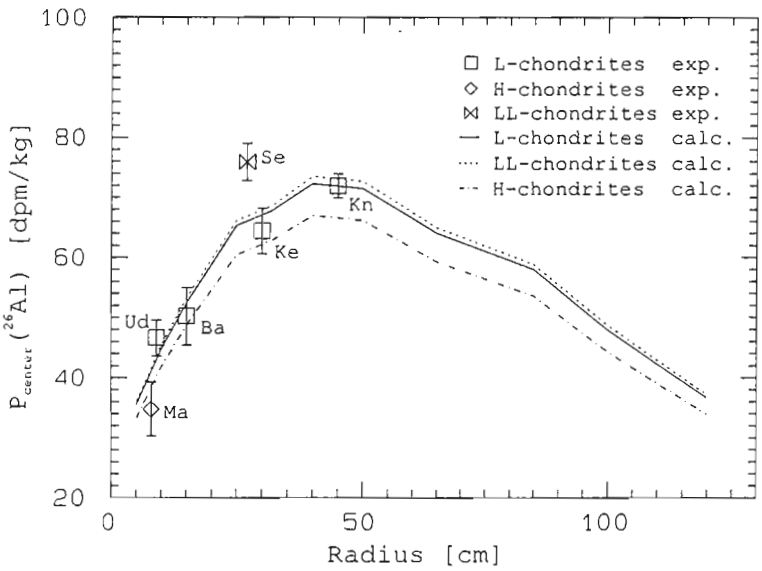


Abb. 11.8 : Zentrumsproduktionsraten für ^{26}Al in Chondriten als Funktion des Meteoroidenradius. Experimentelle Daten aus Vogt [Vog88] für Knyahinya (Kn), Bansur (Ba), Udaipur (Ud) und Madhipura (Ma), aus Vogt et al. [Vog91] für St.Severin (Se), Bhandari et al. [Bha86] für St.Severin (Se) sowie aus Cressy et al. [Cre75] für Keyes (Ke)

Bei jeweils gleichen Radien und Abschirmtiefen sind die Produktionsraten in LL-Chondriten am höchsten und in H-Chondriten am niedrigsten, wobei die Unterschiede im vorliegenden Fall jedoch geringer ausfallen als noch bei ^{10}Be oder ^{14}C. Die Verhältnisse zueinander betragen zwischen LL- und L-Chondriten etwa 1,015, zwischen LL- und H-Chondriten etwa 1,095 und zwischen L- und H-Chondriten etwa 1,08. Die Unterschiede sind darauf zurückzuführen, daß die Konzentrationen der Haupttargetelemente Magnesium, Aluminium und Silizium vom Meteoroidentyp abhängen (H-Chondrit: 32,3% Mg + Al + Si, L-Chondrit: 34,7% Mg + Al + Si und LL-Chondrit: 35,3% Mg + Al + Si). Da sie jedoch in allen drei Typen relativ zueinander ähnlich sind, läßt sich eine vergleichende Normierung durch Angabe der Produktionsraten in dpm/kg(Si) erreichen. Nach einer entsprechenden Normierung der Daten betragen die Unterschiede zwischen den drei hier vorgestellten Meteoroidentypen weniger als 1%, woraus umgekehrt natürlich gefolgert werden kann, daß die Produktion von ^{26}Al sowohl in H-, als auch in L- und LL-Chondriten fast vollständig durch die Targetelemente Magnesium, Aluminium und Silizium bestimmt wird.

Im folgenden werden die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der ^{36}Cl-Produktionsraten in Steinmeteoroiden diskutiert. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt existieren experimentell bestimmte Protonenwirkungsquerschnitte nur für die Targetelemente Kalzium, Titan, Eisen und Nickel. Neutronenanregungsfunktionen konnten bisher nur für Titan, Eisen und Nickel an Tiefenprofile der Simulationsexperimente angepaßt werden. Die Berechnung der (n,γ)-Reaktion am ^{35}Cl basiert auf ENDFB-VI-Gruppenwirkungsquerschnitten. Die Abhängigkeiten der Produktionsraten von der Meteoroidengröße und der Abschirmtiefe für H-, L- und LL-Chondrite zeigt Abb. 11.9.

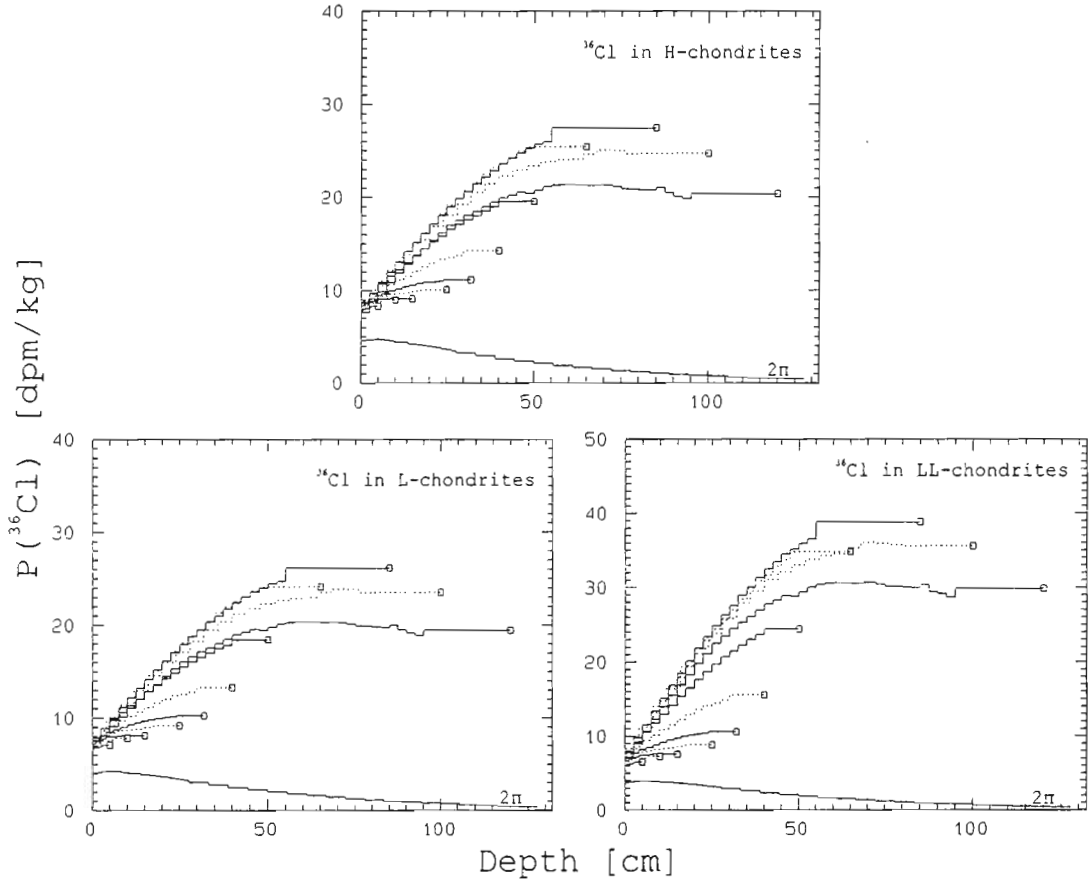


Abb. 11.9 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Cl im Bulkmaterial für H-, L- und LL-Chondriten mit Radien von 5 cm bis 120 cm sowie für eine 2π-Bestrahlungssituation

Die Produktionsraten unterscheiden sich je nach Meteoroidentyp deutlich. So liegen die Werte in den LL-Chondriten je nach Radius und Abschirmtiefe bis zu einem Faktor 1,53 höher als in L- und bis zu einen Faktor 1,45 höher als in H-Chondriten. Das liegt an den unterschiedlichen Konzentrationen der beiden Haupttargetelemente Chlor und Eisen. Dabei beeinflussen vor allem die Chlorgehalte die Produktionsraten, da zwischen 52% (H-Chon-

drit) und 66% (LL-Chondrit) der gebildeten ^{36}Cl-Kerne durch die Reaktion $^{35}Cl(n,\gamma)^{36}Cl$ produziert werden. Eine Variation der Chlorkonzentration von 27 ppm auf 212 ppm - nach Mason [Mas79] die Variationsbreite in normalen L-Chondriten - erhöht die Gesamtproduktionsraten je nach Radius und Abschirmtiefe um bis zu einen Faktor 5. Es ist also für eine vernünftige Modellierung unbedingt notwendig, den Chlorgehalt in dem jeweils aktuell diskutierten Meteoriten, besser noch in jeder spezifischen Probe, mit hoher Genauigkeit zu kennen. Nur unter Einbeziehung solcher Daten kann erwartet werden, daß die Modellrechnungen dem Experiment entsprechen.

Die Produktionsraten für ^{36}Cl in der metallischen Phase von Chondriten sind unabhängig von der speziellen chemischen Zusammensetzung. Daher werden gerade in der neueren Literatur die jeweiligen Eisenphasen der Meteorite zu Messungen herangezogen und die Ergebnisse in Zerfällen pro Minute und Kilogramm Metall angegeben. Die Abb. 11.10 zeigt solche Werte zusammen mit Ergebnissen der Modellrechnungen für den L-Chondriten Knyahinya und St.Severin (LL-Chondrit). Zu den Datensätzen, die in die entsprechenden Rechnungen eingingen, ist anzumerken, daß mittlerweile konsistente Protonenanregungsfunktionen existieren und die Neutronenwirkungsquerschnitte an die experimentell bestimmten Tiefenprofile der Simulationsexperimente angepaßt wurden. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist bei Abweichungen von maximal 9% für St.Severin als gut und für Knyahinya als befriedigend anzusehen. Es sind keine Systematiken bezüglich der Abschirmtiefe oder des Radius erkennbar.

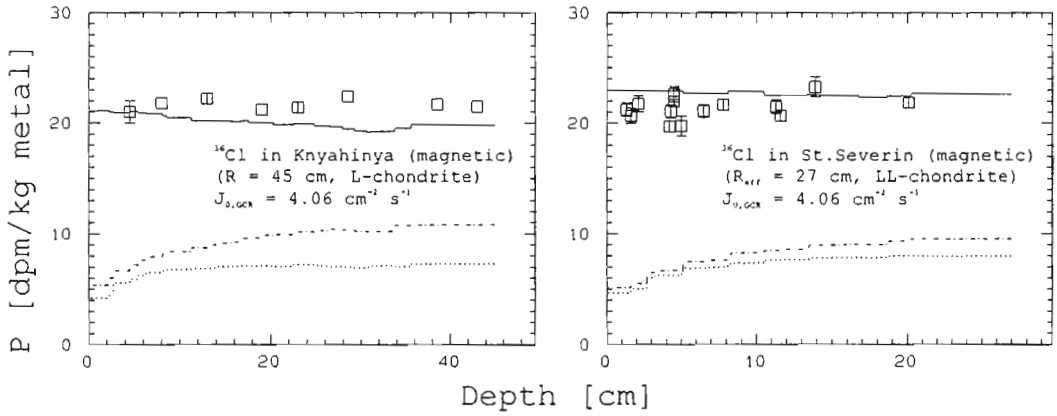


Abb. 11.10 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{36}Cl in der Metallphase des L-Chondriten Knyahinya und des LL-Chondriten St.Severin. Experimentelle Ergebnisse aus Reedy et al. [Ree93] für Knyahinya und Nishiizumi et al. [Nis89] für St. Severin

Einen funktionellen Zusammenhang zwischen den ^{36}Cl-Produktionsraten in den metallischen Phasen gewöhnlicher Chondrite und den Radien und Abschirmtiefen zeigt Abb. 11.11.

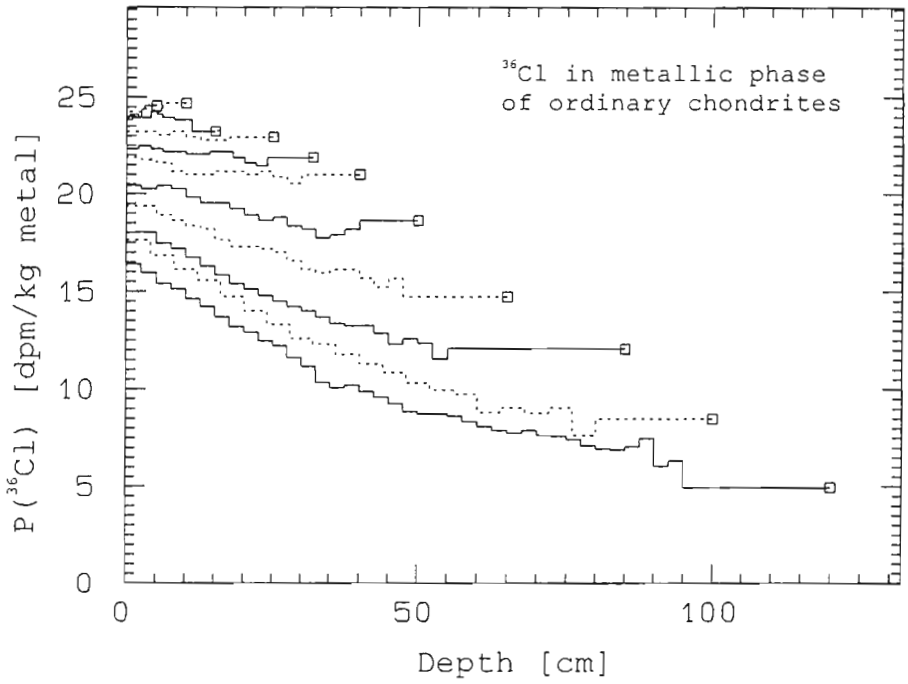


Abb. 11.11 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Cl in der Metallphase gewöhnlicher Chondrite für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm

Die Produktionsraten fallen für Radien größer 15 cm monoton von der Oberfläche zum Zentrum des Meteoroiden hin ab. Das Verhalten unterscheidet sich damit deutlich von dem, daß für die Produktnuklide ^{10}Be, ^{14}C und ^{26}Al beobachtet wurde. Das liegt daran, daß ^{36}Cl ein Hochenergieprodukt des Eisens ist. Die Abnahme resultiert aus Absorption und Bremsung primärer Teilchen. Nach Kap. 6 und Kap. 9 überlagern sich beide Effekte und führen so zu monoton fallenden Tiefenprofilen.

Als letztes werden die Radius- und Tiefenabhängigkeiten des Nuklides ^{53}Mn in H-, L- und LL-Chondriten diskutiert. Da auch hier Eisen das Haupttargetelement ist, werden auch diese Produktionsraten üblicherweise in dpm/kg Metall angegeben. Gegenwärtig existieren nur sehr wenige, und zum Teil sehr widersprüchliche, Wirkungsquerschnitte für die protoneninduzierte Reaktion. Noch unbefriedigender stellt sich die Situation für die Neutronenanregungsfunktion dar. Nachdem die meisten Kernreaktoren, an denen ^{53}Mn mittels Neutronenaktivierungsanalyse bestimmt werden konnte, abgeschaltet wurden, versuchen zur Zeit verschiedene Gruppen die Teilchenzahlen direkt mit Hilfe der Beschleunigermassenspek-

trometrie zu ermitteln. Gegenwärtig befindet man sich jedoch noch in der Experimentier- und Testphase, so daß die Tiefenprofile in den Simulationsexperimenten bisher nicht gemessen und die Neutronendaten daher nicht daran angepaßt werden konnten.

Um trotzdem Aussagen über die ^{53}Mn-Produktion in den Eisenphasen von Steinmeteoroiden machen zu können, wurde die Neutronenanregungsfunktion mit dem Verfahren aus Kap. 10 an die experimentell bestimmten Tiefenprofile in Knyahinya, Keyes und ALH78084 angepaßt. Die jeweiligen Nickelanteile an den Gesamtproduktionsraten wurden abgeschätzt und explizit berücksichtigt. Die Modellrechnungen basieren damit jedoch auf Meßwerten in realen Meteoriten und haben dadurch ihren rein physikalischen Charakter verloren. Eine Darstellung der theoretischen und experimentellen Daten dieser drei Meteorite und des LL-Chondriten St.Severin zeigt Abb. 11.12.

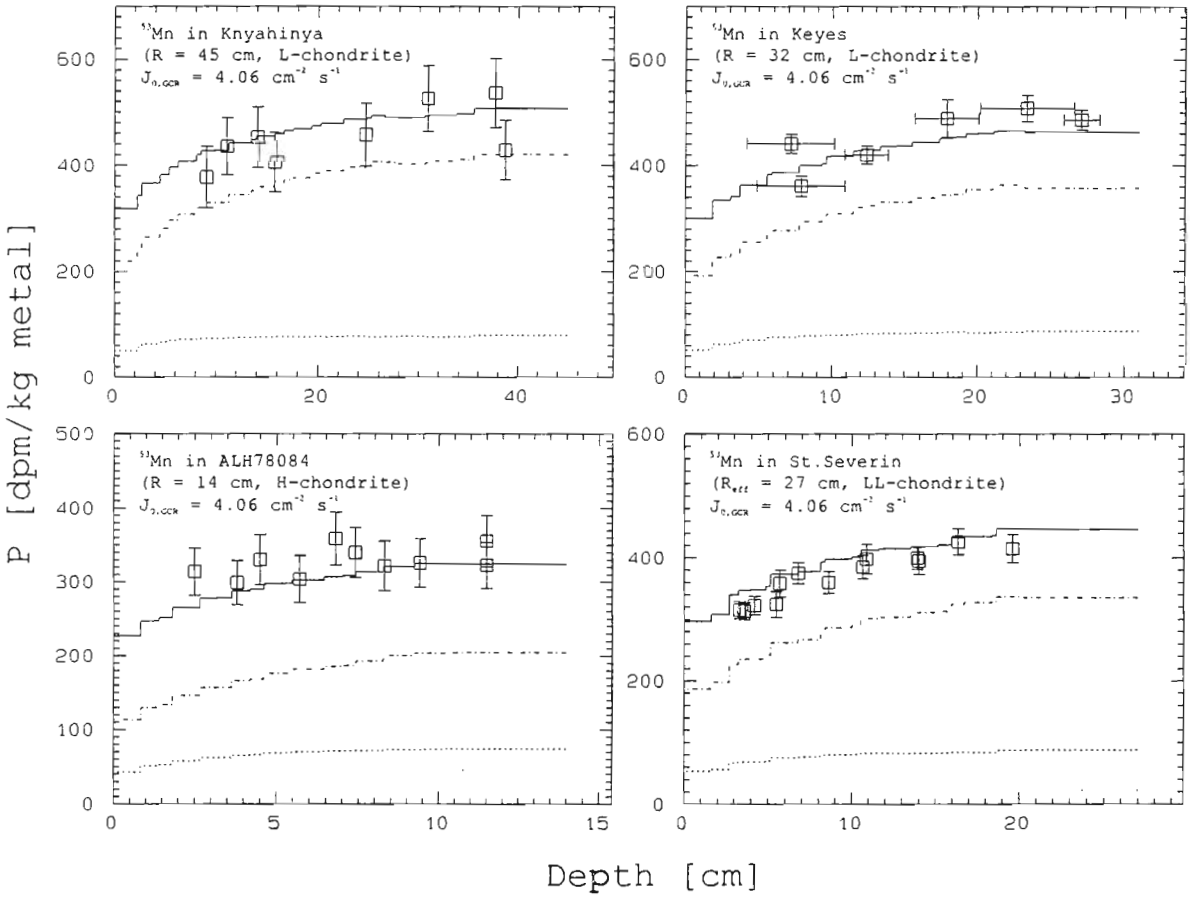


Abb. 11.12 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{53}Mn in den Meteoriten Knyahinya, Keyes, ALH78084 und St.Severin. Experimentelle Daten aus Graf et al. [Gra90A] für Knyahinya, Englert [Eng80A] für Keyes, Sarafin et al. [Sar85] für ALH78084 und aus Englert et al. [Eng80B] für St.Severin

Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Modellrechungen und den Meßwerten ist für die vier hier vorgestellten Fällen gut bis sehr gut. So werden sowohl für Knyahinya als auch für ALH78084 und St.Severin die Meßwerte innerhalb ihrer Fehler durch die Rechnungen wiedergegeben. Nur für den L-Chondriten Keyes werden die experimentellen Daten durch die Modellrechnungen systematisch unterschätzt. Da dieser Effekt jedoch im Mittel nur etwa 4% ausmacht, stellt er keine wirkliche Qualitätsminderung dar.

Die Modellrechnungen für ^{53}Mn sind auch auf andere, nicht bei der Anpassung benutzte Meteorite anwendbar. Dies zeigt Abb. 11.13. Neben den berechneten Zentrumsproduktionsraten als Funktion des Meteoroidenradius (durchgezogene Linie) sind einige experimentelle Datenpunkte eingetragen. Dabei handelt sich ausschließlich um solche Meteorite, deren präatmosphärische Radien und damit die Abschirmtiefen der jeweiligen Proben bekannt sind. Wegen der Normierung auf den jeweiligen Eisenanteil muß im vorliegenden Fall nicht zwischen den Typen H-, L- und LL-Chondrit unterschieden werden. Nur die Beiträge durch das Targetelement Nikkel unterscheiden sich je nach Meteoroidentyp. Da jedoch die Variation der Nickel- relativ zu den Eisenanteilen zwischen den unterschiedlichen Typen gering ist (maximal 15%), die Produktionsraten für ^{53}Mn aus Nickel im Mittel etwa um einen Faktor 2 kleiner sind als für das Targetelement Eisen und die Nickelanteile insgesamt sehr gering sind, beeinflussen ihre Schwankungen die Gesamtproduktionsraten praktisch nicht. Daher reicht es vollständig aus,

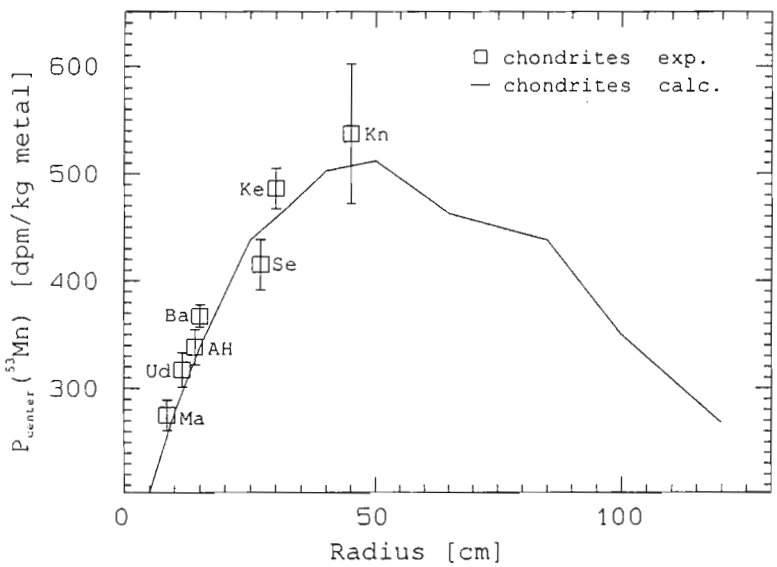


Abb. 11.13 : Zentrumsproduktionsraten für ^{53}Mn in der metallischen Phase von Chondriten. Experimentelle Daten aus Bhattacharya et al. [Bha80] für Bansur (Ba), Madhipura (Ma) und Udaipur (Ud), aus Englert [Eng80A] für Keyes (Ke) und St.Severin (Se), aus Vogt [Vog88] für Knyahinya (Kn) und aus Sarafin et al. [Sar85] für ALH78084 (AH)

für alle drei Typen allgemeingültige Produktionsraten in dpm/kg(Fe) anzugeben. Wie schon in den analogen Darstellungen für das Produktnuklid ^{10}Be (Abb. 11.4) und ^{26}Al (Abb. 11.8) steigen auch hier die Daten zunächst mit zunehmendem Radius an, durchlaufen im Bereich von etwa 40 cm bis 50 cm ein Maximum, um bei größeren Meteoroiden monoton abzufallen. Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und dem experimentellen Befund ist zumindest für die hier in die Untersuchung einbezogenen Chondrite als gut zu bezeichnen. Systematische Effekte lassen sich nicht beobachten.

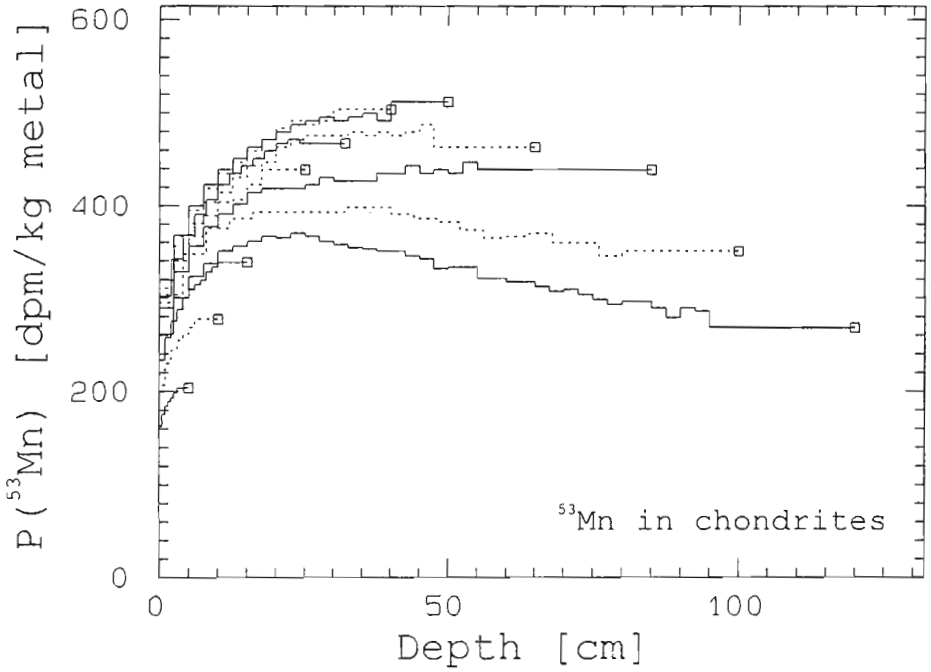


Abb. 11.14 : GCR-Produktionsraten für ^{53}Mn in der Metallphase gewöhnliche Chondrite für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm

Einen generellen Zusammenhang zwischen den ^{53}Mn-Produktionsraten und den Radien und Abschirmtiefen zeigt Abb. 11.14. Dargestellt sind die Tiefenprofile, normiert auf den Eisenanteil, für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm. Wie schon bei den vorangegangen diskutierten Niederenergieprodukten ^{10}Be,^{14}C und ^{26}Al steigen die Produktionsraten für die hier betrachteten Radien von der Oberfläche zum Zentrum an. Während diese Zunahme bis zu Durchmessern von etwa 100 cm monoton ist, entsteht bei größeren Chondriten zunächst im zentralen Bereich ein langgestrecktes Plateau, aus welchem sich bei einer weiteren Objektvergrößerung ein lokales Maximum bildet, die Daten fallen nach seinem Durchlaufen zum Zentrum hin ab. Die Lage dieses Extremums rückt mit zunehmendem Radius näher an die Oberfläche. Maximale Werte werden im Zentrum eines 50 cm-Chondriten angenommen.

11.1.3 Modellierung kurzlebiger kosmogener Nuklide: ^{22}Na, ^{54}Mn und ^{60}Co

In diesem Kapitel werden die Tiefen- und Radiusabhängigkeiten kurzlebiger kosmogener Nuklide in H-, L- und LL-Chondriten diskutiert. Der Begriff „kurzlebig" steht dabei für Halbwertszeiten zwischen 1 Jahr und etwa 5 Jahren. Das umfaßt speziell die Produktnuklide ^{22}Na, ^{54}Mn und ^{60}Co. Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Daten sind nur für solche Meteorite möglich, deren Fall beobachtet und deren Proben sofort gemessen wurden. Ein solcher Meteorit ist der H-Chondrit Jilin. Er fiel am 8. März 1976 gegen 15 Uhr Ortszeit in der chinesischen Provinz Jilin. Geborgen wurden insgesamt etwa 4 Tonnen Material [Per87], was einem minimalen präatmosphärischen Radius von etwa 64 cm entspricht. Aus den gemessenen Konzentrationen der Edelgase und der lang- und kurzlebigen kosmogenen Nuklide sowie aus den Cosmic-Ray-Track-Daten wurde deutlich, daß Jilin eine komplexe Bestrahlungsgeschichte erlebt hat. Das untersuchte Material befand sich etwa 10 Ma oberflächennah in einem sehr großen Mutterkörper (nahezu 2π-Bestrahlungssituation), um in den darauffolgenden 0,4 Ma als fast sphärisches Objekt (Radius etwa 85 cm) durch den Weltraum zu fliegen [Beg85]. Diese Komplexität beeinflußte die Produktionsraten der Edelgase und der langlebigen kosmogenen Nuklide. Daher wurde Jilin bisher nicht zu den Diskussionen herangezogen. Die Aktivitäten der kurzlebigen Produkte geben jedoch nur die zweite, isotrope Bestrahlungssituation wieder, so daß diese Restkerne durch die Modellrechnungen beschrieben werden können.

Vor einem Vergleich von Theorie und Experiment ist jedoch zu klären, ob für den mittleren Fluß galaktischer Nukleonen weiter der Wert 4,06 cm^{-2} s^{-1} gültig ist. In Kap. 11.1.1 ergab sich dieser Wert aus der Anpassung des ^{26}Al-Tiefenprofils an die experimentellen Daten des L-Chondriten Knyahinya. Er erweist sich als vernünftig für die Nuklide ^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl und ^{53}Mn, beschreibt also das mittlere Verhalten des GCR-Spektrums der letzten 10 Ma ausreichend.

Um einen neuen $J_{0,GCR}$-Wert für die letzten 10 bis 20 Jahren zu ermitteln, wurde das berechnete ^{22}Na-Tiefenprofil an die experimentellen Jilin-Daten angepaßt. Die Übereinstim-

mung ist genau dann optimal (minimales χ^2), wenn $J_{0,GCR}$ als 5,0 cm^{-2} s^{-1} angenommen wird. Das entspricht einer solaren Modulation von etwa 510 MeV. Ein Anstieg der Teilchenzahlen von etwa 23% läßt sich auf eine inaktive Sonne in den Jahren vor 1976 zurückführen. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Überlegungen von Heusser et al. [Heu78] und Evans et al. [Eva82], daß nämlich die ^{22}Na-Aktivitäten in Jilin durch das Minimum des solaren Zyklus 20 geprägt wurden, was zu etwa 20% höheren Aktivitäten der kurzlebigen Produktnuklide führen muß. Das GCR-Spektrum in den 10 bis 20 Jahren vor 1976 läßt sich durch den folgenden Parametersatz beschreiben:

$$\begin{aligned} J_{0,pp} &= 3{,}22 cm^{-2}\ s^{-1}\ ,\ M = 510\ MeV \\ J_{0,GCR} &= J_{0,pp} \cdot 1{,}552 = 5{,}00\ cm^{-2}\ s^{-1} \end{aligned} \qquad \textbf{(11.2)}$$

Die Abb. 11.15 zeigt das berechnete und das experimentelle Tiefenprofil für das Produktnuklid ^{22}Na in Jilin. Nachdem die Absolutwerte der experimentellen Daten für die Bestimmung des $J_{0,GCR}$-Faktors in den Jahren von etwa 1967 bis 1976 benutzt wurden, können lediglich Übereinstimmungen in den Tiefenabhängigkeiten der Produktionsraten zu einer Qualitätskontrolle der Modellrechnungen dienen. Wegen der großen Streuung der Meßwerte sind vernünftige Aussagen jedoch nicht möglich.

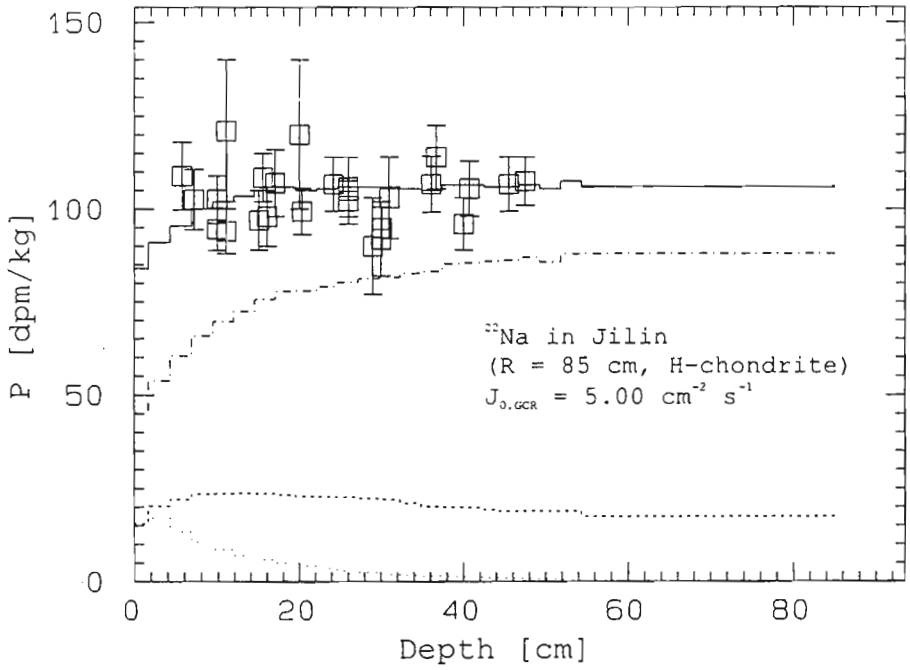


Abb. 11.15 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{22}Na für den H-Chondriten Jilin, experimentelle Daten aus [Heu85]

Einen generellen Zusammenhang zwischen den Abhängigkeiten der ^{22}Na-Produktionsraten von den Abschirmtiefen bei unterschiedlichen Meteoroidenradien zeigt Abb. 11.16. Dargestellt sind die Tiefenprofile in H-, L- und LL-Chondriten als Funktion der Abschirmtiefe für Radien von 5 cm bis 120 cm und für eine 2π-Bestrahlungssituation.

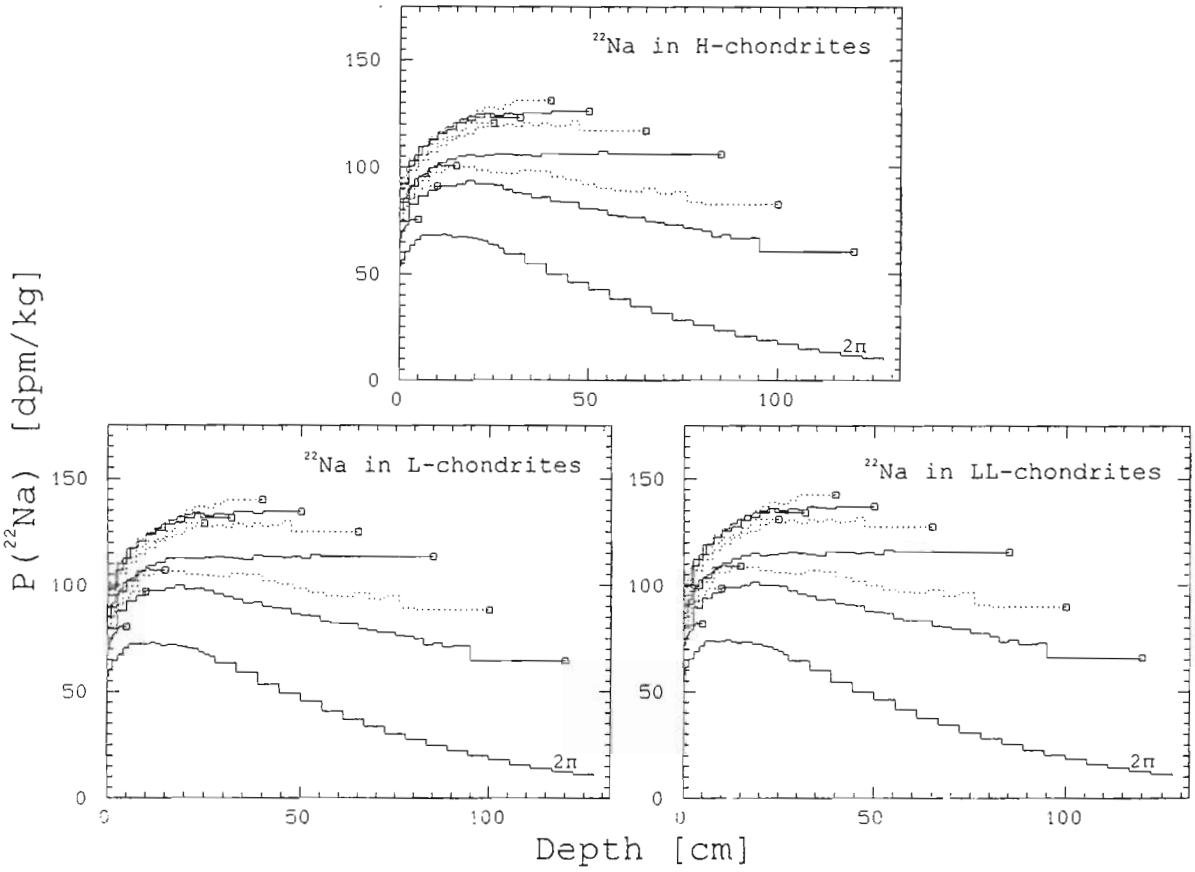


Abb. 11.16 : GCR-Produktionsraten für ^{22}Na in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm und für eine 2π-Bestrahlungssituation

Wie schon für ^{10}Be (Abb. 11.3), ^{14}C (Abb. 11.6), ^{26}Al (Abb. 11.7) und ^{53}Mn (Abb. 11.14) steigen die Daten auch hier bis zu Radien von etwa 40 cm monoton mit der Abschirmtiefe an. Bei größeren Objekten (40 cm < R < 100 cm) bildet sich im zentralen Bereich ein langgestrecktes Plateau aus, das bei großen Durchmessern (R > 100 cm) in ein oberflächennahes Übergangsmaximum mit anschließendem Abfall zum Zentrum übergeht. Auch hier läßt sich eine Abhängigkeit der Absolutwerte der Produktionsraten von dem speziellen Meteoroidentyp beobachten. Bei jeweils gleichen Kombinationen von Abschirmtiefe und Radius sind sie in LL-Chondriten am höchsten und in H-Chondriten am niedrigsten. Die Verhältnisse sind im Mittel etwa 1,09 zwischen LL- und H-, 1,07 zwischen L- und H- und

entsprechend 1,02 zwischen LL- und L-Chondriten. Diese Systematik entspricht auch von der Größenordnung der, die für das Produktnuklid ^{26}Al beobachtet wurde. Sie läßt sich auch in diesem Fall auf die Abhängigkeit der Konzentrationen der Haupttargetelemente Magnesium, Aluminium und Silizium vom Meteoroidentyp zurückführen. Eine Normierung der Werte auf die Einheit dpm/kg(Si) reduziert auch für dieses Produktnuklid die Unterschiede zwischen den drei verschiedenen Typen auf weniger als 2%.

Wie schon für ^{53}Mn werden auch für ^{54}Mn die Produktionsraten in dpm/kg(Fe) angegeben. Eine Darstellung der generellen Radius- und Tiefenabhängigkeiten zeigt Abb. 11.17. Da die prinzipiellen Systematiken denen entsprechen, die für das Nuklid ^{53}Mn beobachtet wurden, kann hier auf eine Diskussion verzichtet werden. Bei gleichen Kombinationen von Radius und Abschirmtiefe liegen die ^{54}Mn-Werte im Mittel etwa 15% über den ^{53}Mn-Werten (bei gleichem Wert von $J_{0,GCR}$).

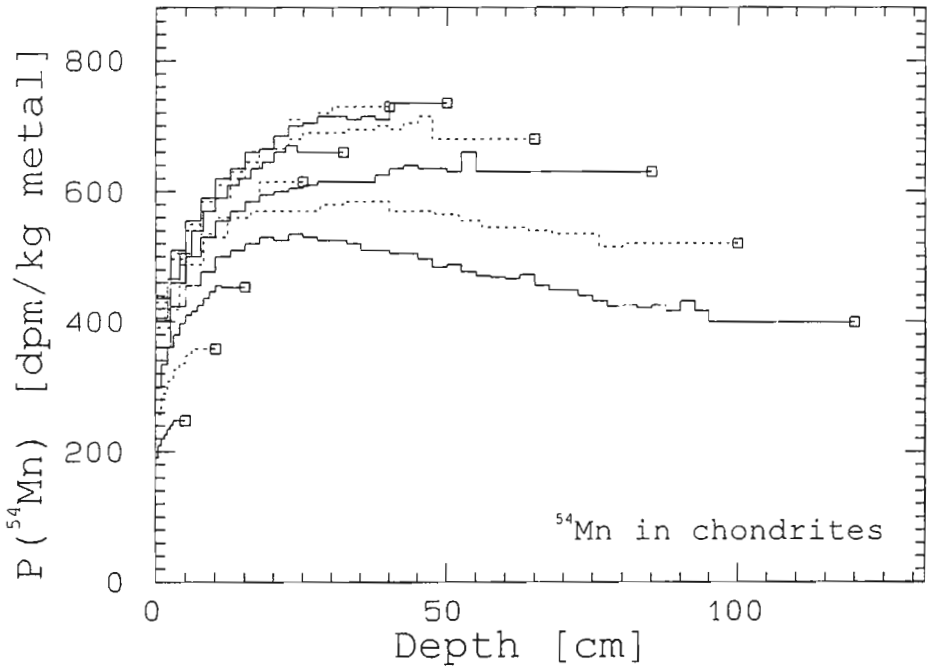


Abb. 11.17 : GCR-Produktionsraten für ^{54}Mn in der Metallphase gewöhnlicher Chondrite für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm

Zum Abschluß dieses Kapitels wird das Produktnuklid ^{60}Co diskutiert. Der in die Rechnungen eingehende Datensatz besteht für das Targetelement Nickel aus experimentellen Protonenwirkungsquerschnitten und einer an alle fünf Simulationsexperimente angepaßten Neutronenanregungsfunktion. Die (n,γ)-Reaktion an den Kobaltanteilen wurde auf der

Grundlage von ENDFB-VI-Gruppenwirkungsquerschnitten berechnet. In Abb. 11.18 sind die experimentellen und die modellierten Daten für den H-Chondriten Jilin dargestellt. Sein präatmosphärischer Radius wurde als 85 cm [Beg85] und sein Kobaltgehalt als 792 ppm [Beg85] angenommen.

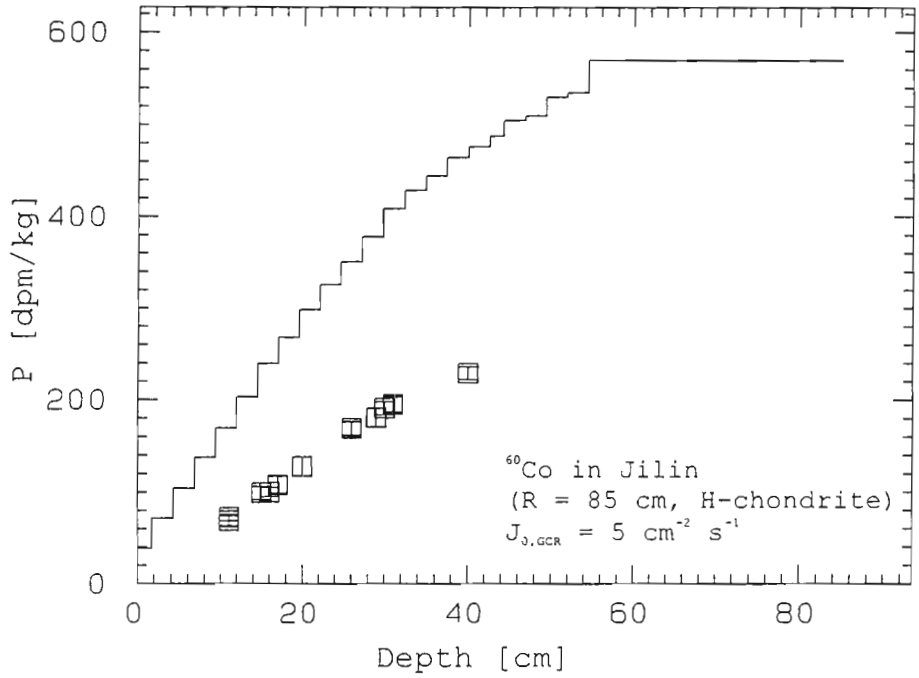


Abb. 11.18 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{60}Co für den H- Chondriten Jilin, experimentelle Daten aus Heusser et al. [Heu85]

Die Meßwerte lassen sich nicht durch die Modellrechnungen darstellen. Ein Problem dabei ist die Tatsache, daß Heusser und Mitarbeiter [Heu85] mit Hilfe dieses ^{60}Co-Tiefenprofiles und unter Verwendung der Theorie von Eberhardt et al. [Ebe63] die präatmosphärische Größe von Jilin in den letzten 0,4 Ma seines Fluges durch das All zu etwa 85 cm bestimmten. Dabei benutzten sie jedoch mittlerweile überholte Kerndaten für die Einfangreaktion. Unter Verwendung der derzeit aktuellsten Werte aus dem ENDFB-VI-Datensatz läßt sich der präatmosphärische Radius entweder zu kleiner als 40 cm oder zu größer als 120 cm abschätzen. Während ersterer zu einer präatmosphärischen Masse von etwa 940 kg führt, was im Widerspruch zu der bisher geborgenen Masse von etwa 4 Tonnen steht, läge die Masse des Meteoroiden bei einem Radius von mehr als 120 cm bei mehr als 25 Tonnen. Dies ist allerdings aus zwei Gründen unwahrscheinlich. Zum einen legen Cosmic-Ray-Track-Untersuchungen einen maximalen Radius von etwa 100 cm nahe [Per87], und zum anderen sollten in diesem Fall bei mittleren Ablationsverlusten mehr als nur 4 Tonnen auf der Erde zu

bergen sein. Wird also ein präatmophärischer Radius von 85 cm angenommen, was durch die Cosmic-Ray-Track-Untersuchungen [Per87] und die ^{22}Na-Tiefenprofile unterstützt wird, stimmen die berechneten und die experimentellen Daten auch dann überein, wenn mit einer Kobaltkonzentration von (359 ± 29) ppm, statt mit den bisher verwendeten 792 ppm gerechnet wird. Ein solcher Wert steht jedoch im Widerspruch zu den Messungen von Heusser et al. [Heu85]. Seine Arbeitsgruppe bestimmte mit Hilfe der Neutronenaktivierungsanalyse die Kobaltkonzentrationen in insgesamt neun Proben des Meteoriten Jilin. Die Ergebnisse lagen alle im Bereich zwischen 701 ppm und 948 ppm [Heu85]. Meßfehler von einem Faktor 2 sind hier unwahrscheinlich.

Mit einem präatmosphärischen Radius von 85 cm läßt sich zwar das ^{22}Na-, nicht aber das ^{60}Co-Tiefenprofil in Jilin modellieren. Die Abweichungen von mehr als einem Faktor 2 können dabei weder auf einen fehlerhaften Radius (bestätigt durch Cosmic-Ray-Track- und ^{22}Na-Daten), noch auf Variationen in den Kobaltkonzentrationen zurückgeführt werden. Solange die Diskrepanzen nicht geklärt sind, ist eine Diskussion der Tiefen- und Radiusabhängigkeiten der ^{60}Co-Produktionsraten nicht sinnvoll. Daher wird auf eine Darstellung der generellen Verhältnisse an dieser Stelle verzichtet.

11.1.4 Modellierung kosmogener Edelgase: ^{3c}He, ^{21}Ne und ^{36}Ar

Im Gegensatz zu den kosmogenen Radionukliden sind bei stabilen Restkernen die Produktionsraten nicht über die Sättigungsaktivitäten definiert. So ist es im speziellen Fall der Edelgase üblich, die Produktionsraten als die Menge des Gases (in cm^3 unter Standardbedingungen) anzugeben, die pro Gramm Material und Millionen Jahren Bestrahlungszeit gebildet wird (für Umrechnungsvorschriften siehe Kap. 1). Daher ist es möglich, aus den gemessenen Edelgaskonzentrationen und den berechneten Produktionsraten über einen einfachen Dreisatz die Bestrahlungsdauer der Meteoroide zu bestimmen.

Im vorliegenden Kapitel werden die Produktionsraten der stabilen kosmogenen Edelgase ^{3c}He, ^{21}Ne und ^{36}Ar bezüglich ihrer Radius- und Tiefenabhängigkeiten diskutiert. Es wurden zwar auch Modellrechnungen für ^{22c}Ne und ^{38}Ar durchgeführt, die ermittelten Daten werden jedoch ausschließlich zum Auffinden etwaiger Korrelationen zwischen den unterschiedlichen Produktnukliden (siehe dazu Kap.11.1.5) benutzt, so daß hier nicht darauf eingegangen wird. Die Interpretation des Edelgases ^{4}He ist in Steinmeteoroiden nicht sinnvoll, da die kosmogene Komponente durch die zusätzliche Bildung von α-Teilchen aus dem Zerfall von Uran und Thorium überdeckt wird. Dieser radiogene Anteil läßt sich bei bekannten Uran- und Thoriumkonzentrationen wie folgt berechnen:

$$cc(^{4}He)\ [cm^{3}STP] = 1{,}207\cdot 10^{-13}\ [\mu g(U)^{-1}a^{-1}] + 2{,}687\cdot 10^{-14}\ [\mu g(Th)^{-1}a^{-1}] \qquad \textbf{(11.3)}$$

Mit den mittleren Konzentrationen von etwa 12 ppb Uran und 43 ppb Thorium [Mas79] ergibt sich pro Ma eine radiogene ^{4}He-Konzentration von etwa $2{,}6\cdot 10^{-9}$ cm^{3} STP g^{-1}. Das liegt in der gleichen Größenordnung wie die kosmogene Komponente.

Die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der ^{3c}He-Tiefenprofile in H-, L- und LL-Chondriten zeigt Abb. 11.19. Die Daten basierend auf der Annahme gleicher Produktionsraten für ^{3}H und ^{3}He. Danach ergeben sich die kumulativen ^{3c}He- durch eine Verdoppelung der unabhängigen ^{3}He-Werte. Es ist außerdem bekannt, daß für ^{3}H Diffusionsverluste zu erwarten sind [Nyq67, Sch67, Eug95]. Über den Zerfall von ^{3}H zu ^{3c}He wirkt sich das auch auf die ^{3c}He-Produktionsraten aus. Auf eine entsprechende Diskussion in Kap. 11.1.5 sei verwiesen.

Wie schon bei ^{10}Be, ^{14}C, ^{26}Al und ^{53}Mn steigen die Produktionsraten auch in diesem Fall bis zu Radien von etwa 40 cm monoton mit der Abschirmtiefe an, um bei größeren Objekten nach dem Durchlaufen eines oberflächennahen Übergangsmaximums zum Zentrum hin abzufallen. Maximale Werte werden im Zentrum eines 40 cm-Meteoroiden angenommen. Im Gegensatz zu den oben erwähnten Nukliden variieren die Daten im vorliegenden Fall weniger mit der Tiefe unter der Oberfläche. So steigt zum Beispiel das Tiefenprofil für ^{26}Al im Falle eines 40 cm H-Chondriten von der Oberfläche zum Zentrum um fast einen Faktor 1,5 an. Für ^{3c}He ist dagegen nur ein Anstieg von etwa 25% zu beobachten. Das liegt daran, daß sowohl ^{3}H als auch ^{3}He vorwiegend in der Fragmentationsphase hochenergetischer

Kernreaktionen entsteht und es dadurch schwierig ist, ein oder das Haupttargetelement anzugeben. In der Vergangenheit wurde nur in wenigen Meteoroiden die tiefenabhängige ^{3c}He-Konzentration gemessen, so daß eine Diskussion der über dieses Produkt bestimmten Expositionszeiten zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht sinnvoll ist.

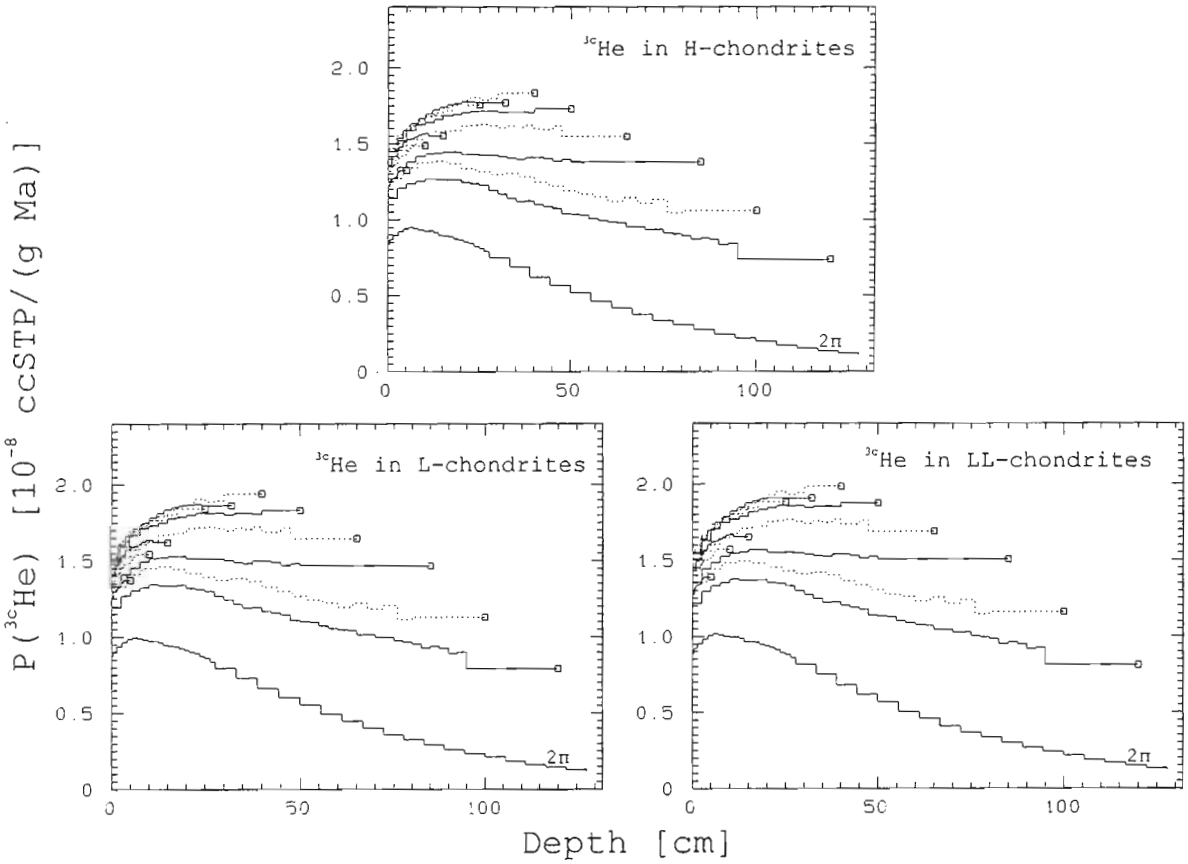


Abb. 11.19 : GCR-Produktionsraten für ^{3c}He in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm und für eine 2π-Bestrahlungssituation

Die Tiefen- und Radiusabhängigkeiten der ^{21}Ne-Produktionsraten in H-, L- und LL-Chondriten stellt Abb. 11.20 dar. Die prinzipiellen Abhängigkeiten sind identisch zu denen, die sich für die im vorigen diskutierten Niederenergieprodukte ergaben. Daher wird auf eine Diskussion an dieser Stelle verzichtet. Wie schon bei ^{26}Al und ^{22}Na sind auch für die Bildung von ^{21}Ne Magnesium, Aluminium und Silizium Haupttargetelemente, so daß die Produktionsraten bei einer Normierung auf die Einheit dpm/kg(Si) unabhängig vom Meteoroidentyp (H-, L- oder LL-Chondrit) werden.

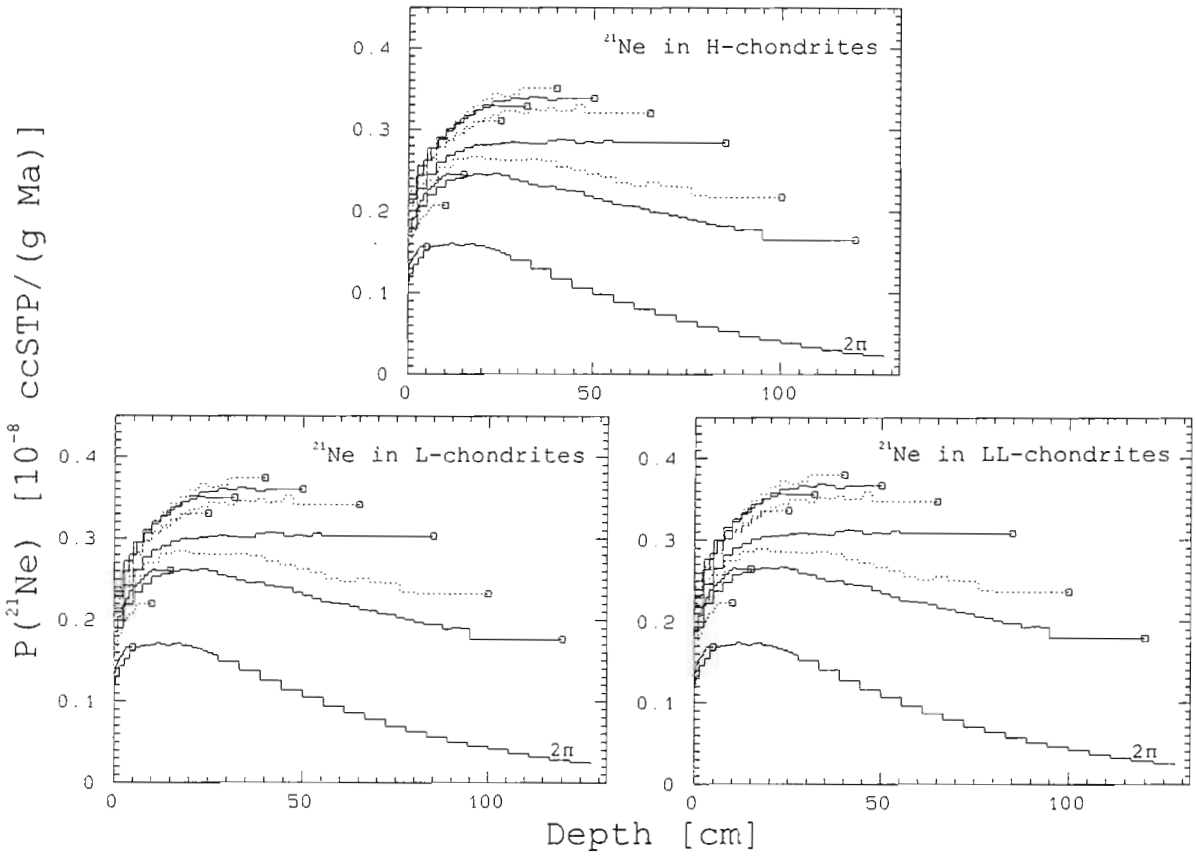


Abb. 11.20 : GCR-Produktionsraten für ^{21}Ne in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm und für eine 2π-Bestrahlungssituation

Mit den Produktionsraten aus Abb. 11.20 und den gemessenen ^{21}Ne-Konzentrationen lassen sich, bei einer eindeutigen Zuordnung der Datenpaare, die Expositionszeiten der Meteoroide berechnen. Eine Auflistung aller bisher diskutierten Objekte (bekannter präatmosphärischer Radius) findet sich in Tab. 11.2. Zu Vergleichszwecken sind neben den Ergebnissen dieser Arbeit (rein physikalisch) Bestrahlungsalter nach Eugster [Eug88] (empirisch), Nishiizumi [Nis80] (empirisch) und nach Graf [Gra90B] (semiempirisch) aufgelistet. Die verwendeten experimentellen Daten stammen für Knyahinya von Graf [Gra88], für Keyes von Cressy [Cre75], für Bansur, Udaipur und Madhipura von Battacharya et al. [Bat80], für ALH78084 von Sarafin et al. [Sar85] und für St.Severin von Wright et al. [Wri73].

Meteorit	R [cm]	T_{exp}[1] (Nishiizumi)	T_{exp}[1] (Eugster)	T_{exp}[2] (Graf)	T_{exp}[1] (diese Arbeit)
Knyahinya	45	40,29 (0,27)	37,65 (0,25)	40,5 (0,2)	40,05 (0,30)
Keyes	31	29,22 (0,26)	27,31 (0,24)	24,6 (0,2)	29,37 (0,41)
Bansur	14	24,20 (0,31)	22,62 (0,29)		26,34 (0,82)
Madhipura	8,5	16,78 (0,37)	15,68 (0,35)		21,78 (1,00)
ALH78084	14	32,75 (0,35)	30,61 (0,33)	28,9 (0,3)	34,90 (0,28)
Udaipur	12	38,57 (0,48)	36,05 (0,45)		40,67 (1,13)
St.Severin[3]	27				16,60 (0,18)

Tab. 11.2 : Vergleich der ^{21}Ne-Bestrahlungsalter [Ma]

1 Fehler enthält die Standardabweichungen der ^{21}Ne-Konzentrationen

2 Daten übernommen aus Graf et al. [Gra90B]

3 angenommener effektiver Radius

Die Ergebnisse dieser Arbeit liegen im Mittel um einen Faktor 1,09 (0,02) über denen von Eugster [Eug88], einen Faktor 1,07 (0,03) über denen von Nishiizumi et al. [Nis80] und einen Faktor 1,04 (0,05) über denen von Graf et al. [Gra90B]. Systematische Effekte bezüglich des Meteoroidenradius oder des Bestrahlungsalters lassen sich nicht beobachten. Daraus folgt, daß sich die Bestrahlungsalter unabhängig von der Methode ihrer Bestimmung im Mittel mit einer Genauigkeit von besser als 10% angeben lassen.

Die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der ^{36}Ar-Produktionsraten zeigt Abb. 11.21. Da gegenwärtig jedoch weder Protonen- noch Neutronenwirkungsquerschnitte für die Targetelemente Kalium und Kalzium zur Verfügung stehen, wird die Diskussion auf die metallische Phase gewöhnlicher Chondrite beschränkt.

Die ^{36}Ar-Produktionsraten fallen für Radien größer als 15 cm monoton von der Oberfläche zum Zentrum und mit zunehmender Meteoroidengröße ab. Dieses für Hochenergieprodukte typische Verhalte wurde schon für ^{36}Cl diskutiert, so daß hier auf Kap. 11.1.2 verwiesen sei.

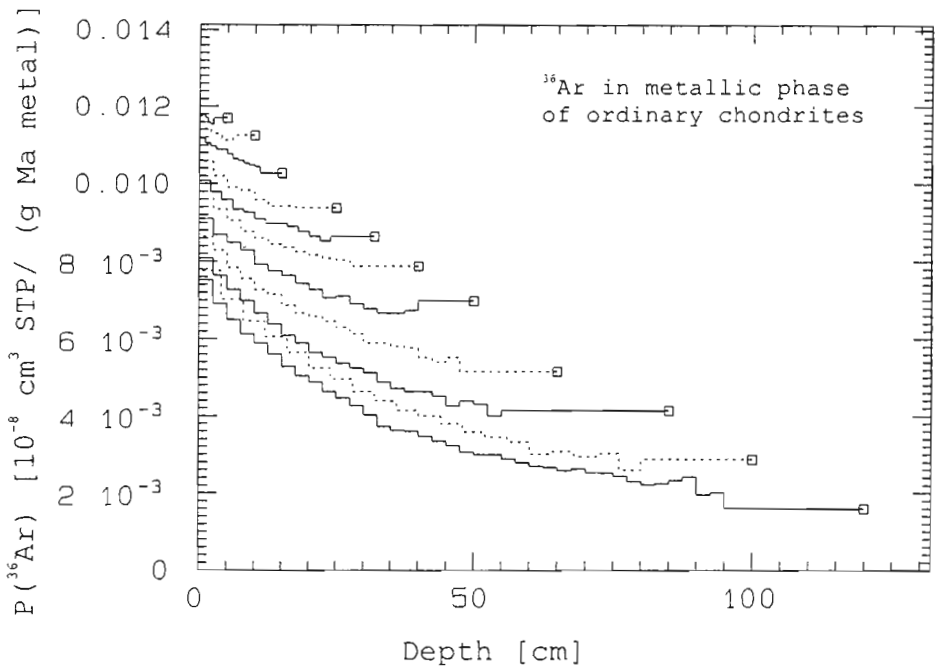


Abb. 11.21 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Ar in der Metallphase gewöhnlicher Chondrite für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm

11.1.5 Korrelationen zwischen den unterschiedlichen kosmogenen Nukliden

Oft werden nur kleine Bruchstücke eines Meteoroiden gefunden. Daraus sollen dann möglichst viele Informationen über die präatmosphärische Größe, die Bestrahlungsgeschichte und das terrestrische Alter gewonnen werden. Um dies alles zu gewährleisten, reichen tiefenabhängige Produktionsraten einzelner kosmogener Nuklide nicht aus. Eine entsprechend breite Diskussionsgrundlage liefern nur Systematiken und Korrelationen zwischen einzelnen Nukliden und Nuklidverhältnissen.

In Abb. 11.22 sind die Produktionsraten für ^{10}Be über den ^{26}Al-Werten für L-Chondrite aufgetragen. Der Zusammenhang ist für Radien von 5 cm bis 40 cm bijektiv. Bei größeren Objekten sind Mehrdeutigkeiten möglich. Gemessene ^{10}Be und ^{26}Al-Nuklidkonzentrationen

die außerhalb des erlaubten Bereiches liegen, geben erste Hinweise entweder auf ein hohes terrestrischen Alter, kurze Expositionszeiten (Aktivitäten sind keine Produktionsraten) oder auf Einflüsse der solaren kosmischen Strahlung.

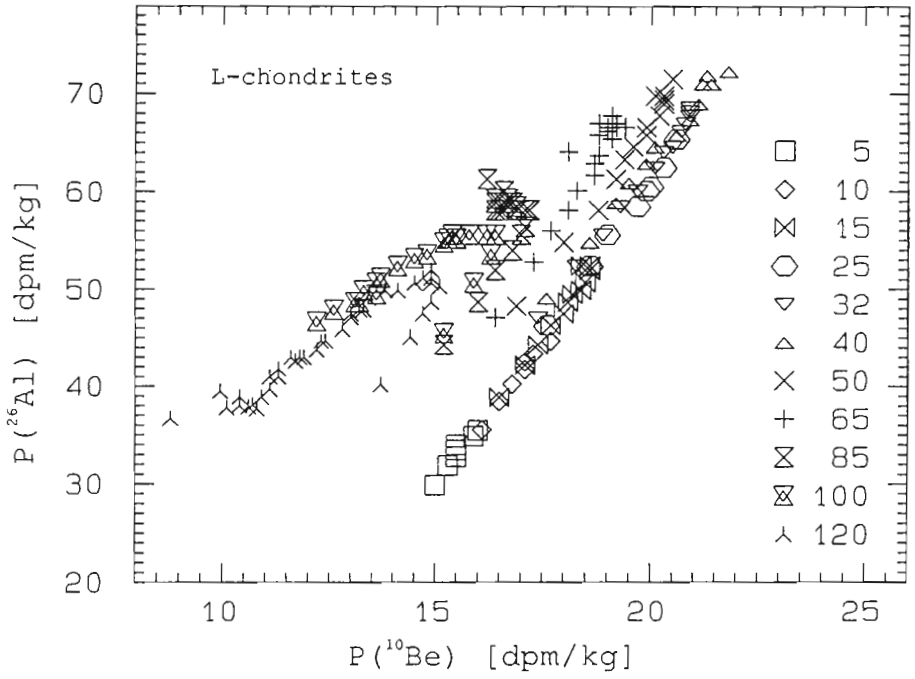


Abb. 11.22 : GCR-Produktionsraten für ^{10}Be gegen solche für ^{26}Al in L-Chondriten für Radien von 5 cm bis 120 cm

Vergleichbare Möglichkeiten wie die Abhängigkeiten zwischen den ^{10}Be-und den ^{26}Al-Produktionsraten bietet eine Auftragung der ^{26}Al- über den ^{53}Mn-Werten. Nach Kap. 11.1.2 werden die Ergebnisse unabhängig vom Meteoritentyp (H-, L- oder LL-Chondrit), wenn die ^{26}Al-Produktionsraten auf die Einheit dpm/kg(Si) und die ^{53}Mn-Daten auf den aktuellen Metallgehalt normiert werden (Abb. 11.23).

Die ^{26}Al-Werte korrelieren bis zu Meteoroidenradien von etwa 65 cm linear mit den ^{53}Mn-Daten. Es gilt:

$$P(^{26}Al)\ [dpm/kg(Si)] = 62{,}6 + 0{,}64 \cdot P(^{53}Mn)\ [dpm/kg(Metall)] \qquad \textbf{(11.4)}$$

Erfüllen die experimentellen Konzentrationen diese Systematik nicht, gibt es zwei mögliche Erklärungen dafür. Zum einen war die Bestrahlungsdauer sehr kurz, so daß es sich bei den Meßwerten selbst zum Zeitpunkt des Meteoritenfalles nicht um Produktionsraten gehandelt haben kann. Wegen der deutlich längeren Halbwertszeit von ^{53}Mn gegenüber ^{26}Al (mehr als einen Faktor 5) macht sich dieser Effekt vor allem für ^{53}Mn bemerkbar, so daß sich das

experimentelle Datenpaar in diesem Fall in der Graphik links von der allgemeinen Systematik gruppiert. Als zweites verändern große terrestrische Alter die Zusammenhänge. Da dieser Effekt wegen der unterschiedlichen Halbwertszeiten hauptsächlich die ^{26}Al-Werte beeinflußt, liegen die experimentell bestimmten Datenpaare in diesem Fall rechts von der linearen Korrelation.

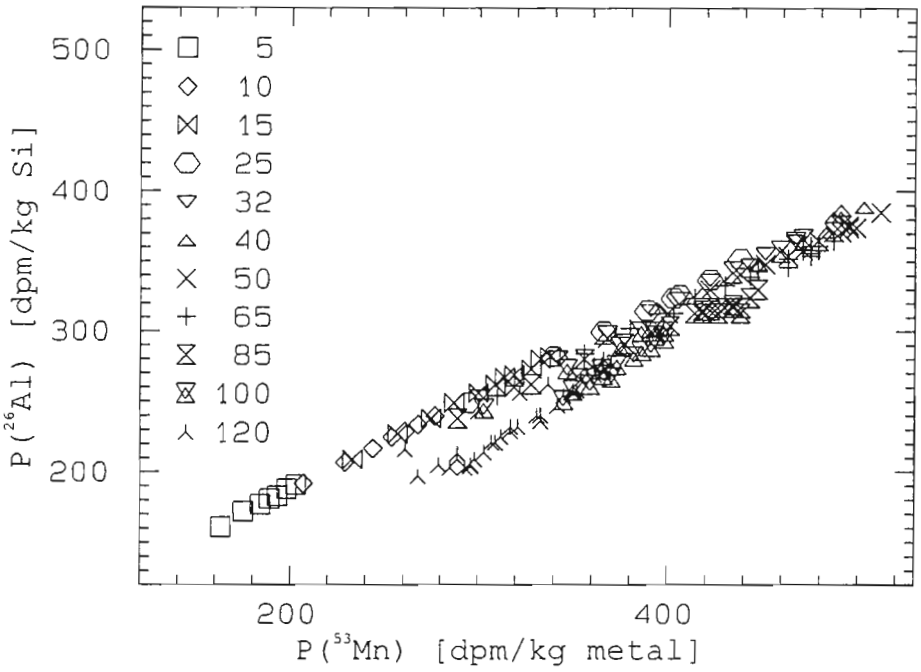


Abb. 11.23 : GCR-Produktionsraten für ^{26}Al gegen solche für ^{53}Mn in gewöhnlichen Chondriten für Radien von 5 cm bis 120 cm

Eine Möglichkeit, den präatmosphärischen Radius und die Abschirmtiefe der aktuellen Probe abzuschätzen, liefert das ^{22c}Ne/^{21}Ne-Verhältnis. Die Modellrechnungen lassen sich jedoch erst nach einigen Abänderungen auf reale Meteoroide anwenden.

Bei einem Vergleich der berechneten mit den experimentellen Ratios für die Meteorite Knyahinya (L-Chondrit, R = 45 cm), Keyes (L-Chondrit, R = 31 cm), ALH78084 (H-Chondrit, R = 14 cm), St.Severin (LL-Chondrit, R_{eff} = 27 cm) und Bansur (L-Chondrit, R = 15 cm) zeigte sich, daß die Modellrechnungen bei größeren Meteoroiden die experimentellen Daten überschätzen. Eine Abhängigkeit von der Abschirmtiefe wurde dabei nicht beobachtet. Da dieser Effekt linear mit dem Meteoroidenradius korreliert, ist eine Korrektur möglich. Für den empirisch gefundenen radiusabhängigen Korrekturfaktor gilt:

$$F = 1{,}00 - 0{,}81 \cdot 10^{-3} \cdot Radius[cm] \qquad \textbf{(11.5)}$$

Verifiziert ist diese Korrektur jedoch nur für Meteoroidenradien von 5 cm bis etwa 50 cm. Eine Bestätigung für die Extrapolation der linearen Beziehung zu großen Meteoroiden erfolgt durch die Beobachtung, daß nach der Korrektur in keinem Fall (Radius kleiner als 120 cm) Ratios von kleiner als 1,035 angenommen werden, was sich mit dem experimentellen Befund für den H-Chondriten Jilin deckt (minimales $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Ratio von 1,06 [Beg85]).

Die $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Ratios zeigten bei größeren Meteoroiden (R > 85 cm) in tieferliegenden Bereichen physikalisch nicht erklärbare Schwankungen und einen Anstieg zum jeweiligen Zentrum hin. Da sich beide Effekte auf statistische Schwankungen in den HERMES-Resultaten zurückführen ließen, wurden die Edelgasverhältnisse in diesen Bereichen so gemittelt, daß sie einen konstanten Verlauf aufwiesen. Die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der so modifizierten $^{22}Ne/^{21}Ne$-Ratios in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm zeigt Abb. 11.24.

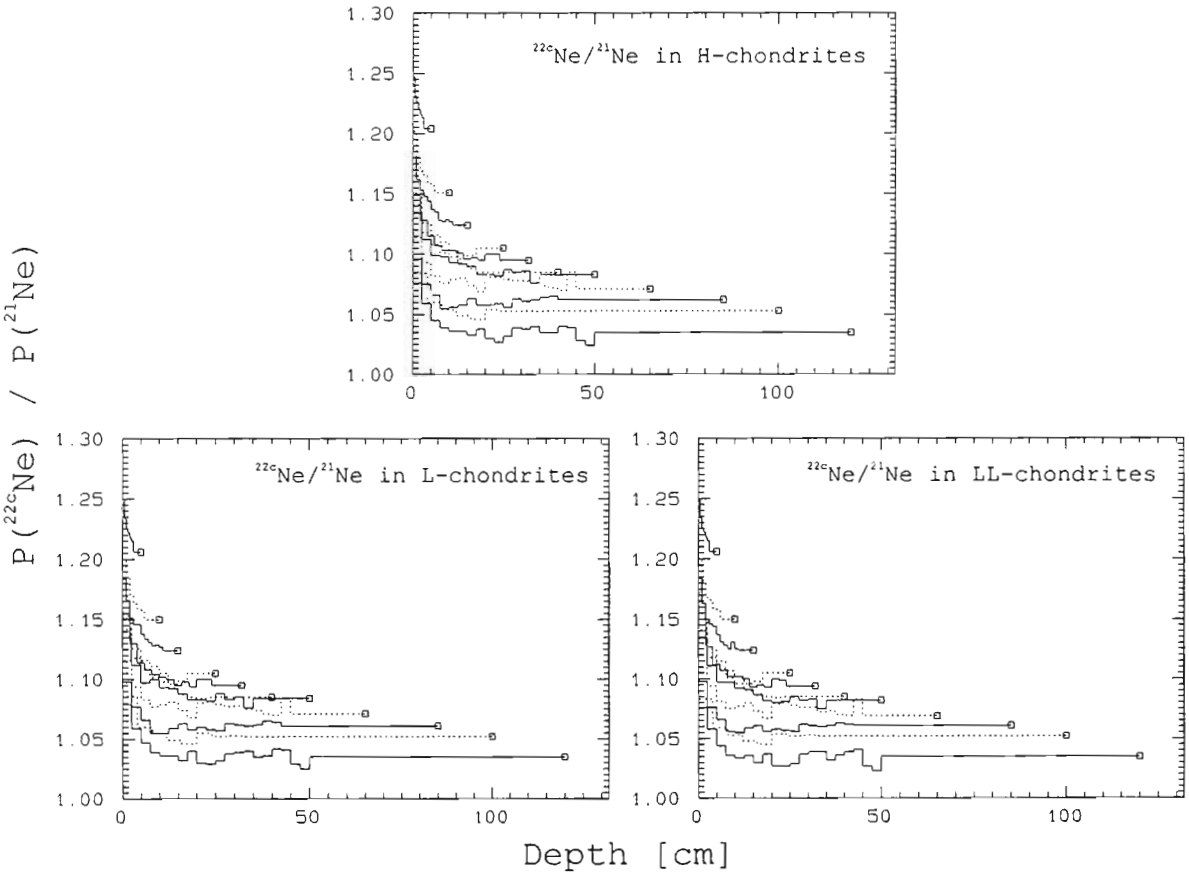


Abb. 11.24 : GCR-Tiefenprofile für die $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnisse in H-, L- und LL-Chondriten für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm

Die $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Ratios nehmen mit zunehmender Abschirmtiefe und anwachsendem Radius des Meteoroiden ab, wobei die Ergebnisse der Modellrechnungen zwischen 1,035 und 1,25 liegen. Die Strukturen der Tiefenprofile ergeben sich aus Überlagerungen entsprechender Protonen- und Neutronenratios der Haupttargetelemente Magnesium, Aluminium und Silizium. Mit Abb. 11.24 lassen sich zwar aus den gemessenen $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Werten erste Abschätzungen über die Abschirmtiefe der Probe und die Größe des Meteoroiden gewinnen. Die Resultate sind jedoch in den meisten Fällen nicht eindeutig. So ist z.B. ein Ratio von 1,10 in einem L-Chondriten sowohl möglich, wenn die Probe aus dem Zentrum eines 25 cm-Meteoroiden oder aus einer Abschirmtiefe von etwa 10 cm in einem 40 cm- bzw. 50 cm-Körper stammt. Auch eine Tiefe unter der Oberfläche von etwa 5 cm in einem 65 cm-Meteoroiden führt zu den gleichen Edelgasverhältnissen. Trotz dieser Mehrdeutigkeiten kann das $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnis in vielen Fällen brauchbare Hinweise zu Probenlage und Radius liefern. Wird z.B. berücksichtigt, daß ein Meteoroid bei seinem Eintritt in die Erdatmosphäre oft einen großen Teil seiner ursprünglichen Masse verliert, reduziert sich die Anzahl der Möglichkeiten deutlich (dabei müssen jedoch Cosmic-Ray-Track-Daten und eventuell beobachtbare SCR-Effekte berücksichtigt werden). So ist in dem vorgeführten Beispiel nur noch eine Probenlage im zentralen Bereich eines 25 cm-Meteoroiden wahrscheinlich. Auf Grund dieser Möglichkeiten nimmt das $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnis als sogenannter „shielding parameter" in der Meteoritenforschung eine zentrale Rolle ein und fast alle Werte werden relativ zu ihm oder in Abhängigkeit von ihm angegeben.

Eine für die Bestimmung der Bestrahlungsaltern grundlegende Darstellung ist die Auftragung der ^{21}Ne-Produktionsraten über den $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnissen (Abb. 11.25). Neben den Ergebnissen der Modellrechnungen für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm zeigt die Abbildung zusätzlich zwei empirische Korrelationen. Dabei handelt es sich um Relationen, wie sie von Eugster [Eug88] und Nishiizumi [Nis80] durch systematische Untersuchungen an den unterschiedlichsten Meteoriten gefunden wurden.
Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und den empirisch gefundenen Zusammenhängen ist zumindest für größere Meteoroide (Radius größer etwa 15 cm) befriedigend. Für die systematischen Abweichungen bei kleineren Objekten sind vor allem Effekte durch die solare kosmische Strahlung verantwortlich. Ob die solare Komponente

jedoch alleine zu einer vollständigen Erklärung der Beobachtungen ausreicht, oder ob nicht vielmehr die empirisch gefundenen Zusammenhänge zweifelhaft sind - in diesem Bereich basieren sie auf nur wenigen Daten, die zum Teil große Fehler aufweisen - wird hier nicht näher diskutiert. Dazu sei auf die Dissertation von S. Neumann [Neu98] verwiesen.

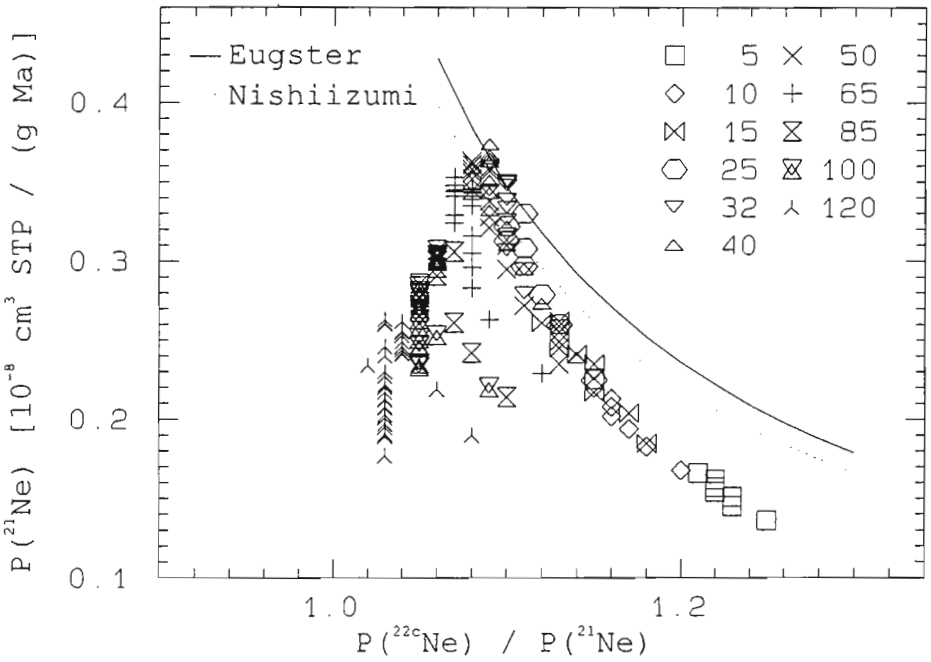


Abb. 11.25 : GCR-Produktionsraten für ^{21}Ne als Funktion des ^{22c}Ne/^{21}Ne-Verhältnisses für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm sowie empirisch gefundene Relationen von Eugster [Eug88] und Nishiizumi [Nis80]

Nach Abb. 11.25 ist eine Bestimmung der ^{21}Ne-Produktionsraten allein aus den experimentellen ^{22c}Ne/^{21}Ne-Werten ohne Kenntnis des Meteoroidenradius und der Probenlage nur für Ratios größer als etwa 1,1 möglich. Nur für sie sind die Zusammenhänge eindeutig. Werden die Verhältnisse kleiner, also die Objekte oder Abschirmtiefen größer, gibt es Mehrdeutigkeiten. So variieren zum Beispiel die ^{21}Ne-Produktionsraten bei einem ^{22c}Ne/^{21}Ne-Wert von 1,08 um mehr als einen Faktor 1,8 voneinander. Die Berechnung der Bestrahlungsalter allein aus den ^{21}Ne-Produktionsraten und den experimentell bestimmten ^{22c}Ne/^{21}Ne-Ratios kann also zu erheblichen Fehlern führen.

Die Zusammenhänge werden robuster, wenn ein weiteres kosmogenes Radionuklid in die Untersuchungen einbezogen wird. Daher wurden die Verhältnisse der ^{10}Be- zu den ^{21}Ne-Produktionsraten (jeweils in g^{-1} s^{-1}) für Meteoroidenradien von 5 cm bis 120 cm berechnet

und über dem $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnis aufgetragen (Abb. 11.26).

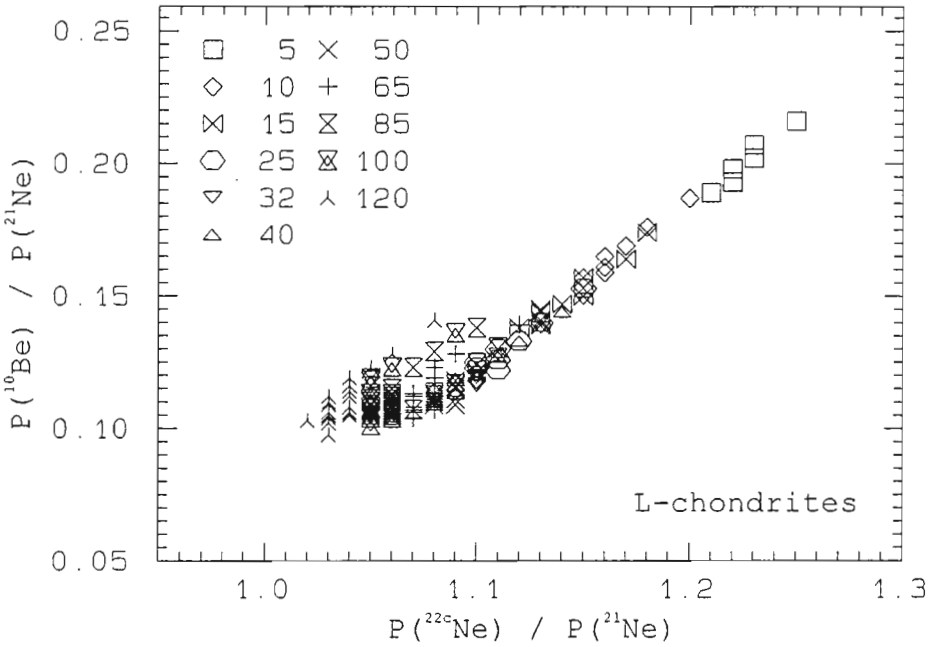


Abb. 11.26 : Korrelation von $^{10}Be/^{21}Ne$ gegen $^{22c}Ne/^{21}Ne$ für L-Chondrite mit Radien von 5 cm bis 120 cm

Die Abhängigkeit der $^{10}Be/^{21}Ne$- von den $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnissen ist bis zu Shielding-Parametern von 1,1 bijektiv. Erst bei größeren Objekten oder Abschirmtiefen treten Mehrdeutigkeiten auf, wobei die Variationsbreite der $^{10}Be/^{21}Ne$-Werte bei gleichen $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnissen geringer ist als bei der Zwei-Isotopen-Korrelation. Variierten zum Beispiel bei einem Shielding-Parameter von 1,08 die ^{21}Ne-Produktionsraten um mehr als einen Faktor 1,8, streut der $^{10}Be/^{21}Ne$-Wert im gleichen Fall nur um einen Faktor 1,3 bis 1,4. Damit lassen sich Bestrahlungsalter mit höherer Genauigkeit angeben. Für den Offset *A* und die Steigung *B* der Ausgleichsgraden gilt (für Radien kleiner als 85 cm):

Meteoritentyp	*A*	*B*
H-Chondrit	-0,585	0,643
L-Chondrit	-0,549	0,611
LL-Chondrit	-0,544	0,609

Tab. 11.3 : Offset und Steigung für unterschiedliche Meteoroidentypen

Die Qualität der linearen Approximation hängt vom jeweiligen $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Ratio ab (siehe Abb. 11.26). In Abb. 11.27 ist die Abweichung zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und dem linearen Zusammenhang über dem Shielding-Parameter aufgetragen. Zusätzlich eingezeichnet sind die Mittelwerte der Abweichungen im $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Bereich oberhalb (1,0) von 1,08 bzw. unterhalb (1,2) von 1,08 (durchgezogene Linie). Während sich also mit Hilfe der linearen Approximation das Bestrahlungalter für alle $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Werte oberhalb von 1,08 mit hoher Genauigkeit berechnen läßt, sind für größere Meteoroide bzw. Abschirmtiefen mittlere Fehler von etwa 20% zu erwarten. Die Expositionszeit berechnet sich gemäß:

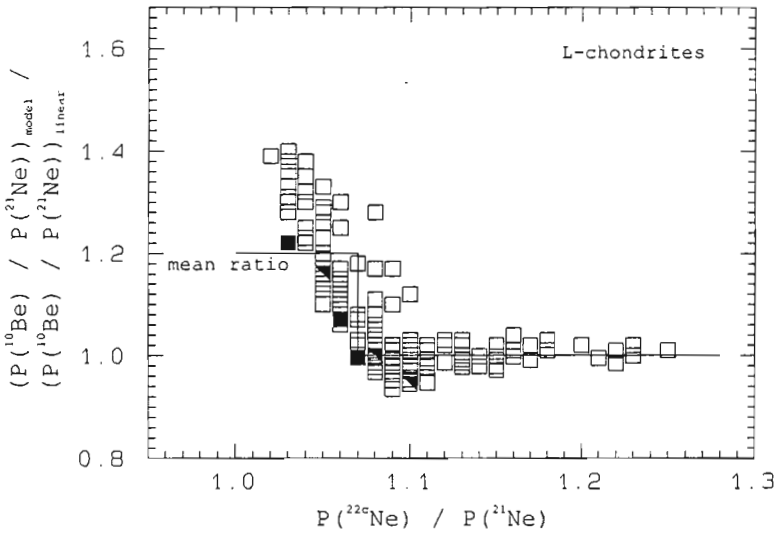


Abb. 11.27 : Abweichungen der modellierten Korrelation von $^{10}Be/^{21}Ne$ über $^{22c}Ne/^{21}Ne$ vom angenommenen linearen Zusammenhang. Die durchgezogene Linie entspricht den Mittelwerten in den jeweiligen Bereichen

$$T_{irr}\ [Ma] = \frac{\left(A + B\cdot(\,^{22}Ne/\,^{21}Ne)\right)\cdot cc(\,^{21}Ne)}{P(\,^{10}Be)}\cdot 511{,}20 \qquad \textbf{(11.6)}$$

Dabei ist T_{irr} die Bestrahlungsdauer in Millionen Jahren, A und B die Parameter der linearen Ausgleichsrechnung (Tab. 11.3), cc(^{21}Ne) die ^{21}Ne-Konzentration in 10^{-8} cm^3 STP g^{-1} Ma^{-1} und $P(^{10}Be)$ die ^{10}Be-Produktionsrate in der Einheit dpm/kg. Der Faktor 511,20 korrigiert die Einheiten. Die mit Gleichung (11.6) berechneten Expositionszeiten stimmen in den meisten Fällen innerhalb der Fehler mit den Daten aus Tab. 11.2 überein.

Da in Gleichung (11.6) die ^{10}Be-Produktionsraten eingehen, ist das Verfahren bisher nur für Expositionszeiten größer als etwa 7 Ma bis 8 Ma gültig. Handelt es sich bei den experimentell bestimmten ^{10}Be-Aktivitäten nicht um Sättigungswerte, erweitert sich der Zusammenhang (11.6) wie folgt:

$$\frac{T_{irr}}{1 - e^{-\lambda T_{irr}}} = \frac{\left(A + B\cdot(^{22}Ne/^{21}Ne)\right)\cdot cc(^{21}Ne)}{A(^{10}Be)} \cdot 511{,}20 \qquad \textbf{(11.7)}$$

Dabei kennzeichnet $A(^{10}Be)$ die gemessene ^{10}Be-Aktivität (wieder in dpm/kg), die mit dem exponentiell ansteigenden Faktor im Nenner der linken Seite der Gleichung (dabei ist λ die Zerfallskonstante von ^{10}Be in Ma^{-1}) auf Produktionsraten umgerechnet wird.

Gerade in der neueren Vergangenheit wurden Bestrahlungsalter oft über die sogenannte ^{36}Ar-^{36}Cl-Methode ermittelt. Sie basiert auf experimentell bestimmten Daten für die ^{36}Ar-Konzentrationen und den ^{36}Cl-Aktivitäten in den metallischen Phasen gewöhnlicher Chondrite sowie auf der Annahme vergleichbarer Produktionsraten. Allgemein gilt für die Bildung der ^{36}Ar-Kerne:

$$cc(^{36}Ar,\ t) = P(^{36}Ar)\cdot t + \int_0^t P(^{36}Cl)\cdot(1 - e^{-\lambda t'})\ dt' \qquad \textbf{(11.8)}$$

Dabei ist $cc(^{36}Ar, t)$ die gemessene Konzentration, λ die Zerfallskonstante von ^{36}Cl und $P(i)$ die Produktionsraten des Nuklides i. Alle Größen sind in den entsprechenden Einheiten anzugeben. Mit der Stammfunktion für das Integral und einigen Umformungen ergibt sich:

$$cc(^{36}Ar) = \left(P(^{36}Ar) + P(^{36}Cl)\right)\cdot t - \frac{P(^{36}Cl)}{\lambda}\cdot\left(1 - e^{-\lambda t}\right) \qquad \textbf{(11.9)}$$

Wird der spezielle Fall der ^{36}Cl-Sättigung diskutiert, läßt sich Gleichung (11.9) wie folgt vereinfachen:

$$cc(^{36}Ar,\ t) = \left(P(^{36}Ar) + P(^{36}Cl)\right)\cdot t \qquad \textbf{(11.10)}$$

Die Expositionszeit T_{irr} folgt daraus gemäß:

$$T_{irr} = \frac{cc(^{36}Ar)}{P(^{36}Ar) + P(^{36}Cl)} \qquad \textbf{(11.11)}$$

Mit dieser Gleichung läßt sich aus den gemessenen ^{36}Ar-Konzentrationen und den ^{36}Cl-Aktivitäten (Sättigung vorausgesetzt) und bei Kenntnis der ^{36}Ar-Produktionsraten das

Bestrahlungsalter des Meteoroiden ermitteln. Die eigentliche Leistungsfähigkeit dieser Methode liegt darin, daß die ^{36}Ar- und ^{36}Cl-Produktionsraten in der metallischen Phase gewöhnlicher Chondrite in einem bijektiven Zusammenhang zueinander stehen (siehe linke Seite in Abb. 11.28). Es gilt folgende Zahlenwertgleichung:

$$P(^{36}Ar) = 2{,}0 \cdot 10^{-4} \cdot P(^{36}Cl)^{1{,}2376} \qquad \textbf{(11.12)}$$

In der rechten Seite der Abb. 11.28 sind die relativen Abweichungen zwischen den modellierten und den mit Gleichung (11.12) ermittelten ^{36}Ar-Produktionsraten über den ^{36}Cl-Werten aufgetragen. Der Mittelwert (1,012) ist durch die durchgezogene-, und die 1-σ-Standardabweichung (6%) durch die Strich-Punkt-Linie gekennzeichnet.

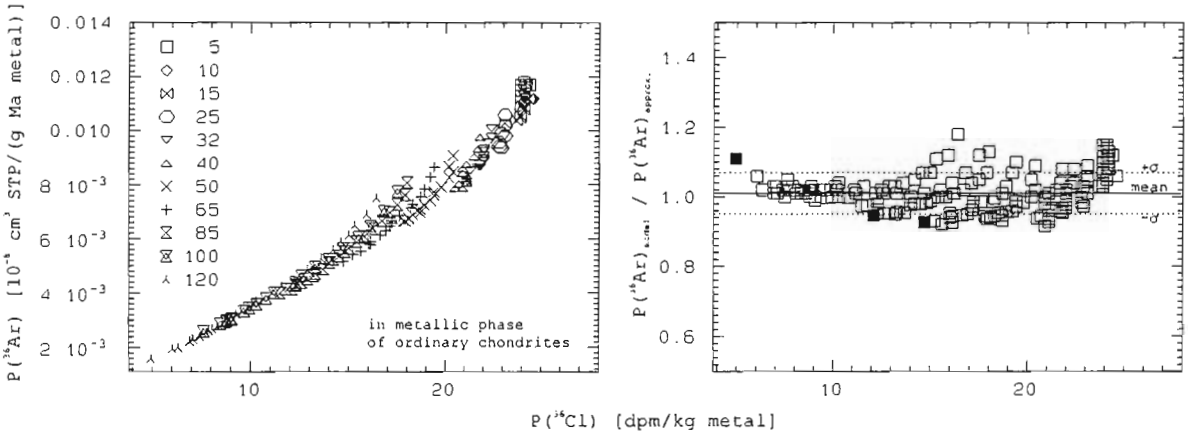


Abb. 11.28 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Ar gegen ^{36}Cl (linke Seite), sowie relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Modellrechnung und der Relation (11.12)

Damit gilt für die Expositionszeit (^{36}Cl in Sättigung):

$$T_{irr}\ [Ma] = \frac{cc(^{36}Ar)}{P(^{36}Cl) \cdot \left(1{,}9562 \cdot 10^{-2} + 2{,}0 \cdot 10^{-4} \cdot P(^{36}Cl)^{0{,}2376}\right)} \qquad \textbf{(11.13)}$$

Dabei ist $cc(^{36}Ar)$ die gemessene ^{36}Ar-Konzentration in der Einheit 10^{-8} cm^3 STP g^{-1} und $P(^{36}Cl)$ die ^{36}Cl-Produktionsrate in dpm/kg(Metall) (bei Sättigung gleich der experimentell bestimmten Aktivität). Die Bestrahlungsdauer ergibt sich damit in Millionen Jahren. Neben den reinen Meßfehlern der experimentellen Bestimmung von $cc(^{36}Ar)$ und $P(^{36}Cl)$, die sich gemäß der Fehlerfortpflanzung quadratisch addieren, ist zusätzlich die 1-σ-Standardabweichung (6%) gemäß Gleichung (11.12) zu berücksichtigen.

Eine weitere für die Bestimmung der Bestrahlungsgeschichte grundlegende Relation ist die Korrelation zwischen den $^{3c}He/^{21}Ne$- und den $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Ratios (Bern-Plot, Abb.11.29). Neben den Ergebnissen der Modellrechnungen zeigt Abb. 11.29 auch einen empirisch gefundenen Zusammenhang, der von Nishiizumi et al. auf der Basis 138 experimenteller Chondritendaten bestimmt wurde [Nis80].

Die modellierten Ratio-Paare liegen für alle $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Werte über dem von Nishiizumi angegebenen Zusammenhang. Für Shielding-Werte oberhalb von etwa 1,08 ist die mittlere Abweichung 20%, wobei weder eine Abhängigkeit von der Meteoroidengröße noch von der Abschirmtiefe zu beobachten ist. Als mögliche Ursachen für diese Diskrepanzen sind sowohl fehlerhafte Annahmen in den Modellrechnungen, als auch prinzipielle Schwierigkeiten bei der Ermittlung des empirischen Zusammenhanges [Nis80] denkbar. Wie bereits erwähnt, basieren die Modellrechnungen für ^{3c}He (der Index c meint in diesem Zusammenhang kumulativ, also mit Zerfall von ^{3}H) auf der Annahme gleicher Produktionsraten und Wirkungsquerschnitte für ^{3}He (unabhängig) und ^{3}H. Diese Approximation scheint zwar plausibel, da es sich in beiden Fällen um Hochenergieprodukte handelt, die vorwiegend in der Fragmentationsphase der Kernreaktion gebildet werden, ihr Beweis steht jedoch noch aus. Um diese Annahme entweder zu bestätigen, oder aber zu widerlegen, wird gegenwärtig mit ersten Messungen zur Bestimmung integraler Wirkungsquerschnitte für die Produktion von ^{3}H in unterschiedlichen Targetelementen begonnen. Da auch die Messungen tiefenabhängiger ^{3}H-Produktionsraten Gegenstand dieser neuen Untersuchungen sein werden, sollten in der nächsten Zukunft endgültige Aussagen möglich sein.

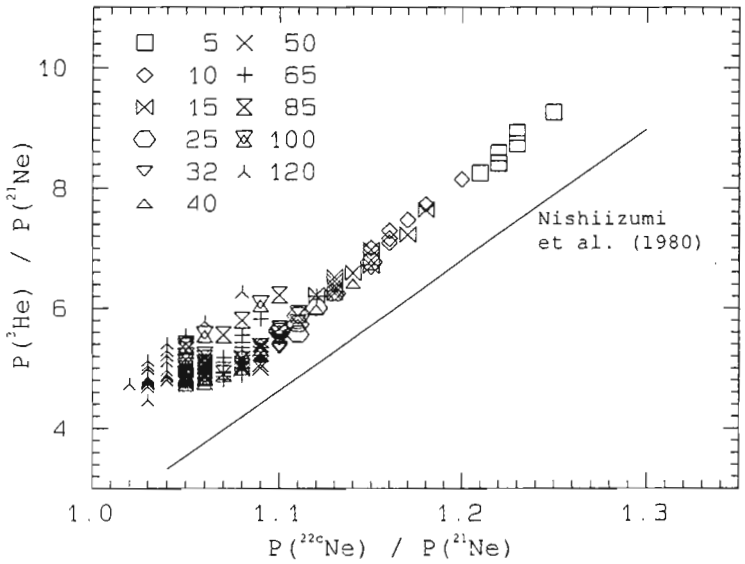


Abb. 11.29 : Bern-Plot der GCR-Ratios $^{3c}He/^{21}Ne$ gegen $^{22c}Ne/^{21}Ne$ für L-Chondrite mit Radien von 5 cm bis 120 cm sowie der empirisch gefundene Zusammenhang von Nishiizumi et al. [Nis80]

Vermutlich ist jedoch auch der empirische Zusammenhang verfälscht. So beeinflußt die Diffusion von Tritium vor allem die experimentell bestimmten Meteoritendaten, während dieser sehr langsam ablaufende Prozeß bei den Simulationen zu vernachlässigen ist. Die ^{3}H- und damit auch ^{3c}He-Diffusionsverluste waren und sind immer wieder Gegenstand vieler Überlegungen und Spekulationen [Nyq67, Sch67, Eug95], ihre Quantifizierung steht bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt jedoch aus.

Bekannt ist, daß Feldspäte in Eukriten etwa 80% bis 90% ihrer ^{3c}He-Konzentration durch Diffusion verlieren [Eug95]. Ähnliche Effekte beobachteten Nyquist und Mitarbeiter [Nyq67] für Eisenmeteoroide. Sie geben an, daß die Eisen-Nickel-Phase der Meteoroide bis zu 90% ihres Tritiums durch Diffusion verliert. Werden diese zwei Aussagen kombiniert, wobei davon ausgegangen wird, daß sich Feldspäte in gewöhnlichen Chondriten und Eukriten bezüglich der Diffusion gleich verhalten, und die Temperaturen in Steinmeteoroiden ähnlich denen in den Eisenkörpern sind - was zweifelhaft ist, da Steinmeteoroide optisch dunkler und damit zumindest oberflächennah wärmer sind, sie aber eine geringere Wärmeleitfähigkeit aufweisen - lassen sich die zu erwartenden Diffusionsverluste in gewöhnlichen Chondriten wie folgt abschätzen:

Da die ^{3c}He-Produktionsraten in Feldspat (im Normalfall Plagioklas) etwa um einen Faktor 1,4 höher sind als in Olivin und Pyroxen (die überwiegenden Bestandteile der silikatischen Matrix) und etwa um einen Faktor 3 über denen in der metallischen Phase liegen, führen die zu erwartenden ^{3c}He-Verluste von 80% bis 90% zu einer Verminderung der Gesamtkonzentration von minimal etwa 6% bis maximal etwa 14%. Um die zusätzlichen Diskrepanzen zwischen den Modellrechnungen und dem empirischen Befund von 6% bis 14% zu erklären, müssen ^{3c}He-Diffusionsverluste in der metallischen Phase gewöhnlicher Chondrite im Bereich von 40% bis 100% gefordert werden. Während totale ^{3c}He-Verluste undenkbar sind - ^{3c}He ist zum einen in Eisenmeteoriten meßbar und zum anderen widerspricht ein totaler Verlust dem physikalischen Grundprinzip der Diffusion - sind ^{3c}He-Zurückhaltungen (Retentionen) von nur 60% durchaus möglich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß zumindest für einen Teil der beobachteten Diskrepanzen zwischen den berechneten und den experimentellen Daten ^{3c}He-Diffusionsverluste verantwortlich sind. Ob jedoch dieser Prozeß alleine zur vollständigen Erklärung ausreicht, oder ob nicht vielmehr auch die Modellrechnungen für dieses Produktnuklid nach dem

hoffentlich für die Zukunft zu erwartenden erweiterten Kenntnisstand für die ^{3}H-Produktion einer erneuten Validierung unterzogen werden müssen, kann zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht vollständig geklärt werden. Sicher ist jedoch, daß generell ein ^{3c}He-Verlust zu erwarten ist, der sich allerdings mit Hilfe empirisch gefundener Relationen niemals nachweisen läßt.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten Parametersätze für die Protonen- und vor allem für die Neutronenwirkungsquerschnitte lassen sich die tiefenabhängigen Produktionsraten nahezu aller bisher meßbaren kosmogenen Nuklide mit hoher Genauigkeit wiedergeben. Eine ähnlich gute Qualität der Rechenergebnisse ergibt sich für die meisten Nuklidkorrelationen. In diesem Fall beschreiben die Modellrechnungen empirisch gefundene Relationen innerhalb der jeweiligen Fehler. Der große Vorteil unabhängiger Rechnungen besteht jedoch nicht in einer Bestätigung schon bekannter Zusammenhänge, ihre eigentliche Leistungsfähigkeit liegt in der Aufdeckung neuer, bisher nicht beobachtbarer Effekte, wie z.B. dem hier diskutierten ^{3c}He-Diffusionsverlust oder der Beeinflussung der ^{21}Ne-Produktionsraten in kleinen Meteoroiden (Radius kleiner als 15 cm) durch die solare kosmische Strahlung, die beide in dieser Form niemals mittels rein empirischer Überlegungen zugänglich geworden wären.

11.2 Modellrechnungen für Eisenmeteoroide

Ein erstes Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung galaktischer kosmischer Teilchenstrahlung mit Eisenmeteoroiden wurde bereits 1957 von K.H. Ebert und H. Wänke aufgestellt [Ebe57]. Durch vereinfachende Annahmen bezüglich des Primärspektrums und Approximationen sogenannter Erzeugungsquerschnitte für He und Ne war es ihnen möglich, Edelgasverhältnisse analytisch zu berechnen und mit experimentell bestimmten Werten zu vergleichen. Die Übereinstimmung war in vielen Fällen jedoch nicht besser als einen Faktor 4 bis 6. Daher war eine Verbesserung des Modells notwendig.

Diesen Schritt vollzogen P. Signer und A.O. Nier [Sig60]. Im Jahre 1960 stellten sie ein semiempirisches Modell vor, das im wesentlichen auf den Grundannahmen von Ebert und

Wänke basierte. Durch zusätzliche Überlegungen und Approximationen konnten sie tiefenabhängige Produktionsraten für ^{3c}He, ^{4}He, ^{21}Ne und ^{38}Ar angeben. Normiert wurden die vorerst noch in ihren Absolutwerten willkürlichen Daten an experimentellen Edelgaskonzentrationen in dem Eisenmeteoriten Grant. Das präatmosphärische Zentrum bestimmten sie zu etwa 125 mm links der Referenzlinie auf BAR F (normalisierter Radius in Abb. 11.30). Diese Annahme basierte auf Meßwerten aus BAR F, BAR J, BAR N und BAR R und anschließenden Analysen mittels sogenannter Contour-Linien (Linien gleicher Konzentrationen). Die Qualität des Modells hängt von der Lage des Zentrums ab. So führt eine falsche Position des Nullpunktes zu fehlerhaften, weil zu kleinen Produktionsraten, und somit insgesamt zu falschen Ergebnissen.

Erst viele Jahre später wurde das Modell erneut modifiziert. Ende der 80er Jahre begann H. Voshage in einer Reihe von Veröffentlichungen zusätzliche Informationen - wie neue Ergebnisse der Altersbestimmung über die ^{41}K/^{40}K-^{4}Ne/^{21}Ne-Methode - zu berücksichtigen [Vos78A, Vos78B, Vos79, Vos84]. Sein Modell ist dabei auf Nuklidkorrelationen optimiert, mit denen eine Analyse der Bestrahlungsgeschichte, des präatmosphärischen Durchmessers und der Probenlagen möglich sein sollte. Seine Überlegungen basieren jedoch ebenso wie bei Signer und Nier [Sig60] auf der Annahme, daß sich das Zentrum auf BAR F etwa 125 mm links von der Referenzlinie befindet. Daher hängt auch in diesem Fall die Qualität des gesamten Modells von der korrekten Bestimmung des Nullpunktes ab.

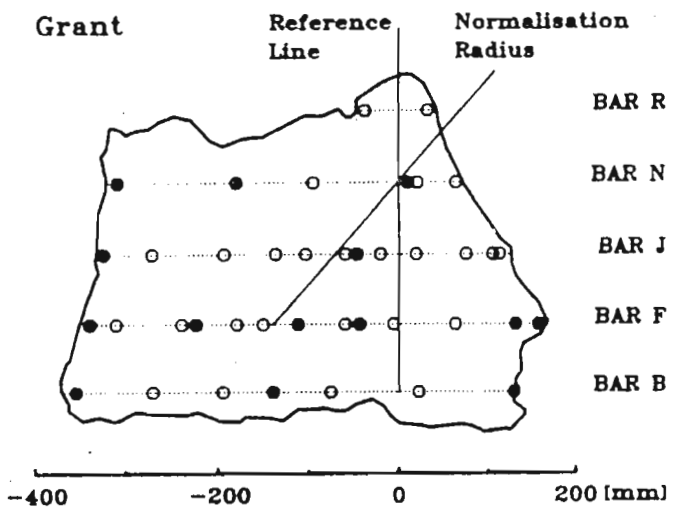


Abb. 11.30 : Querschnitt des Eisenmeteoriten Grant. Die eingezeichneten Symbole kennzeichnen die Lagen der von Graf et al. [Gra87] genommenen Proben. Sie haben für diese Arbeit keine Bedeutung. Die Abbildung ist übernommen aus [Gra87].

Im folgenden wird gezeigt, daß die von Signer und Nier [Sig60] angegebene Lage des präatmosphärischen Zentrums nicht korrekt ist. Daher führt sowohl ihr Modell, als auch die später von H. Voshage modifizierte Form [Vos78A, Vos78B, Vos79, Vos84] zu Produktionsraten und Nuklidverhältnissen, die nicht der Realität entsprechen. Beide Ansätze eignen sich deshalb nicht zur Beschreibung der Produktionsraten kosmogener Nuklide in Eisenmeteoroiden.

11.2.1 Modellrechnungen für den Eisenmeteoriten Grant

11.2.1.1 Die Bestimmung des präatmosphärischen Zentrums und des präatmosphärischen Radius von Grant

Signer und Nier bestimmten die Zentrumslage des Eisenmeteoriten Grant aus experimentellen Edelgaskonzentrationen aus BAR F, BAR J, BAR N und BAR R. Die Bohrung BAR B wurde bei ihrer Analyse nicht berücksichtigt. Erst viel später wurden daraus Proben entnommen und bezüglich der Restkernproduktion untersucht [Gra87]. Diese zusätzlichen Werte zeigen, daß das Zentrum nicht in BAR F liegen kann. Vielmehr ergeben die Contour-Linien bei Berücksichtigung aller verfügbaren Daten, daß die Lage des Nullpunktes entweder auf BAR B oder tiefer - außerhalb des terrestrisch verfügbaren Querschnittes - wahrscheinlich ist. Daher ist eine Neubestimmung des präatmosphärischen Zentrums notwendig. Das dazu benutzte Verfahren wurde in der Dissertation von Thomas Graf vorgestellt [Gra88] und basiert auf Symmetrie- und Konsistenzüberlegungen experimenteller Edelgaskonzentrationen und Nuklidverhältnisse. Es wurde in dieser Arbeit weiterentwickelt, damit die Varianzen und Kovarianzen der Meßwerte explizit berücksichtigt werden können (für die mathematischen Grundlagen siehe [Gra88]). Dabei ergibt sich für jedes Produkt oder jedes Nuklidverhältnis ein Zentrumsvektor mit Fehlerellipse (jeweils 1-σ-Fehler). Um die Konvergenz des iterativen Verfahrens nachzuweisen, wurden die Startwerte innerhalb vernünftiger Grenzen variiert und die einzelnen Ergebnisse miteinander verglichen. Die Abb. 11.31 zeigt dies für das Produktnuklid ^{3c}He. Hier fanden als Initialwerte einmal X_0 = -130 mm (Minus bezieht sich auf links

von der Referenzline) und Y_0 = -30 mm (Abstand unterhalb von Bar B) sowie X_0 = 0 und Y_0= 0 Verwendung. Die Endergebnisse sind in beiden Fällen nahezu identisch. Das Verfahren konvergiert also unabhängig vom Startwert gegen den gleichen Grenzwert. Alle zur Bestimmung des Nullpunktes verwendete Daten stammen aus Signer et al. [Sig60, Sig62] und Graf et al. [Gra87].

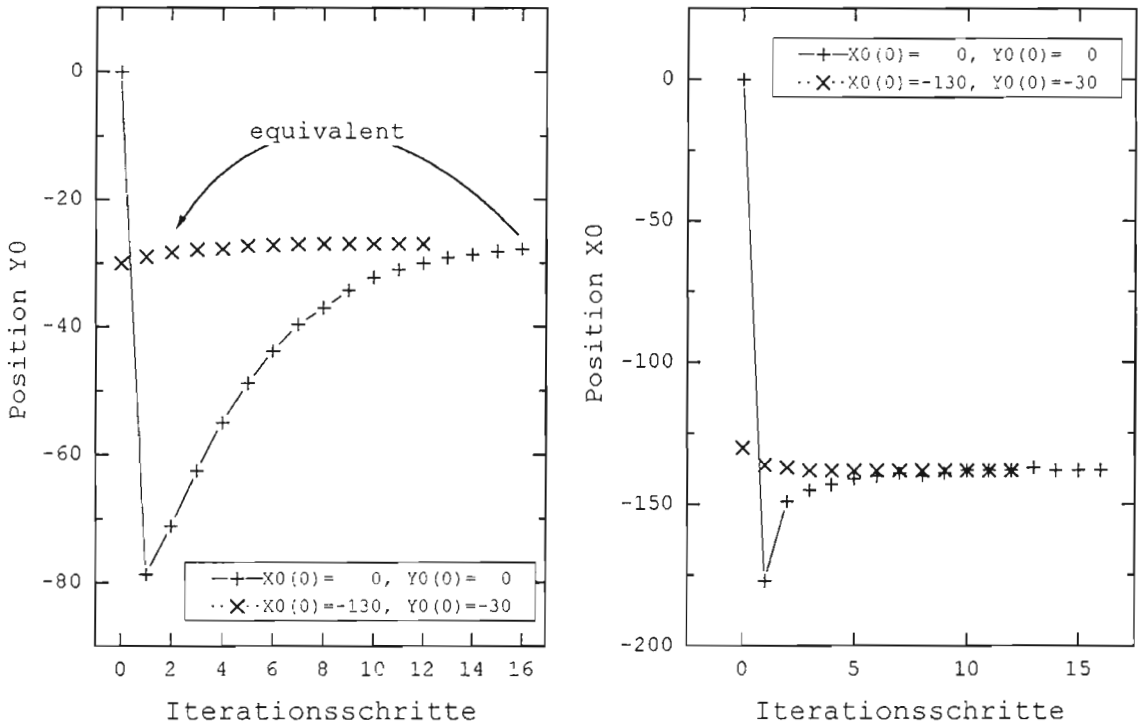


Abb. 11.31 : Nachweis der Konvergenz des in dieser Arbeit benutzten iterativen Fitverfahrens zur Bestimmung des Zentrums von Grant

Nachdem der Konvergenznachweis erbracht ist, kann das Verfahren auf unterschiedliche Nuklidkonzentrationen und Edelgasverhältnisse angewendet werden, um so die jeweils optimale Zentrumslage zu bestimmen. Eine Darstellung der Ergebnisse zeigt Abb. 11.32. Neben den Nullpunkten mit ihren Fehlerellipsen sind für eine bessere Orientierung zusätzlich die Positionen von Bar B und Bar F eingezeichnet (siehe auch Abb. 11.30). Die Kreuze kennzeichnen die Lage des von Signer und Nier angenommenen präatmosphärischen Zentrums und seine in dieser Arbeit bestimmte Position.

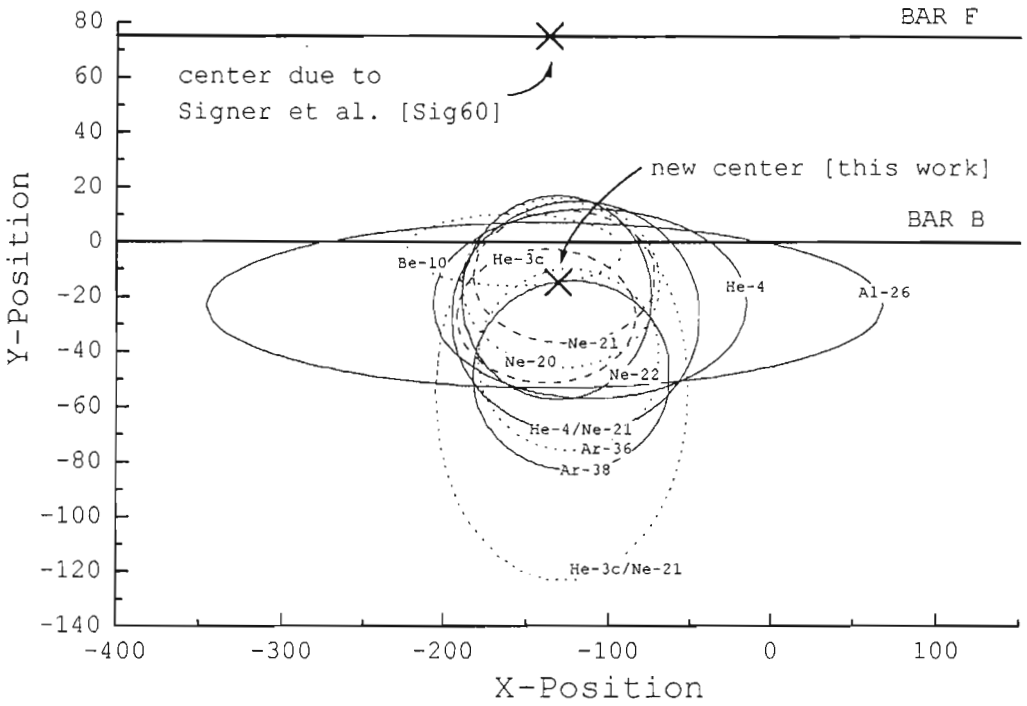


Abb. 11.32 : Lage der Zentrumsvektoren und deren Fehlerellipsen in der Schnittfläche des Eisenmeteoriten Grant. Eingezeichnet sind zusätzlich die Positionen der Bohrlöcher Bar B und Bar F sowie die Lage des Zentrums nach Signer und Nier [Sig60] und das Ergebnis dieser Arbeit

Da die mit den ^{10}Be- und ^{26}Al-Daten berechneten Zentren innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit denen sind, die mit Hilfe der Edelgase ermittelt wurden, läßt sich eine komplexe Bestrahlungsgeschichte für Grant nicht nachweisen. Eine mehrstufige Bestrahlung würde sich in einer Inkonsistenz der Tiefenprofile und somit auch der Lage der Zentren zwischen radioaktiven und stabilen Produktnukliden äußern. Während erstere die Wirkung der kosmogenen Teilchenstrahlung nur über wenige Halbwertszeiten integrieren und sich damit sowohl die Tiefenprofile als auch die Lage der Zentren den jeweils aktuellen Verhältnissen anpassen, spiegeln stabile Produkte die Bedingungen während der gesamten Bestrahlungszeit wieder.

Mit den Ergebnissen aus Abb. 11.32 gilt für die Lage des Zentrums:

$$\begin{aligned} x_0 &= -131\,mm \\ y_0 &= -\ 15\,mm \end{aligned} \qquad \textbf{(11.14)}$$

Dieses Wertepaar liegt in den 1-σ-Intervallen aller Nullpunktsvektoren und gibt die bestmögliche Lage des Zentrums auf der Schnittfläche des Eisenmeteoriten Grant wieder. Die Unsicherheit dieses Punktes muß mit etwa 50 mm in jeder Richtung angenommen werden. Damit ist der Nullpunkt auf der Querschnittsfläche mit ausreichender Genauigkeit bestimmt. Er legt jedoch die Symmetrie nur in 2 Dimensionen, nämlich nur auf der Schnittebene, fest. Das Wertepaar aus Gleichung (11.14) entspricht deshalb nicht zwangsläufig dem tatsächlichen präatmosphärischen Zentrum des Meteoriten. Seine Lage ist vielmehr auch senkrecht zur Schnittebene denkbar. Allerdings ergaben Messungen von Hoffman und Mitarbeiter [Hof58], daß das Zentrum ungefähr in dieser Schnittfläche liegt. Da auch die Arbeitsgruppe von B. Lavielle den tatsächlichen Mittelpunkt zumindest in unmittelbarer Nähe der Schnittfläche vermutet [Lav96], und zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine Möglichkeiten existieren, diesen Sachverhalt endgültig zu klären, wird im folgenden davon ausgegangen, daß sich das präatmosphärische Zentrum entweder direkt auf der Schnittebene oder zumindest in ihrer unmittelbaren Nähe (Abstand nur wenige Zentimeter) befindet.

In Abb. 11.33 sind die ^{21}Ne-Konzentrationen (obere Zeile) und die ^{4}He/^{21}Ne-Ratios (untere Zeile) in Abhängigkeit von der Abschirmtiefe (eine zunächst noch willkürliche Größe) für die zwei unterschiedlichen Zentrumspositionen dargestellt. Dabei entspricht die rechte Spalte dem von Signer et al. [Sig60] angegebenen Wert und die linke Spalte dem Ergebnis dieser Arbeit. Die experimentellen Daten stammen aus Graf et al. [Gra87] und Signer et al. [Sig60, Sig62]. Die Qualität der Bestimmung des präatmosphärischen Zentrums läßt sich direkt aus der Konsistenz der Tiefenprofile ablesen. Die Streuung der Daten ist im Falle des in dieser Arbeit bestimmten Zentrums geringer, als unter Verwendung des Wertes von Signer et al. [Sig60]. Während der neu bestimmte Mittelpunkt zu mittleren Abweichungen von etwa 6% zwischen Proben gleichen oder nahezu gleichen Abstandes führt, sind bei einer Lage des Zentrums nach Signer Streuungen bis zu 20% und mehr keine Seltenheit. Obwohl die neu bestimmte Lage des Zentrums die Realität damit besser beschreibt, könnten die Variationen

einzelner Daten immer noch darauf hinweisen, daß die Zentrumsposition nicht exakt ist. Für einen Teil der internen Streuungen sind jedoch rein meßtechnische Schwierigkeiten verantwortlich. So variieren zum Beispiel die einzelnen Werte einer Doppelbestimmung der Probe F+63 in ihren ^{21}Ne-Konzentrationen um etwa 3%, in der Probe F-153 um etwa 4%, in F-311 um nahezu 6% und in J+104 und J+106, zwei direkt benachbarten Bohrproben, um mehr als 20% voneinander. In den gleichen Messungen variierten die ^{4}He/^{21}Ne-Ratios um mehr als 9% (F+63, F-311) bzw. um mehr als 3% (F+153).

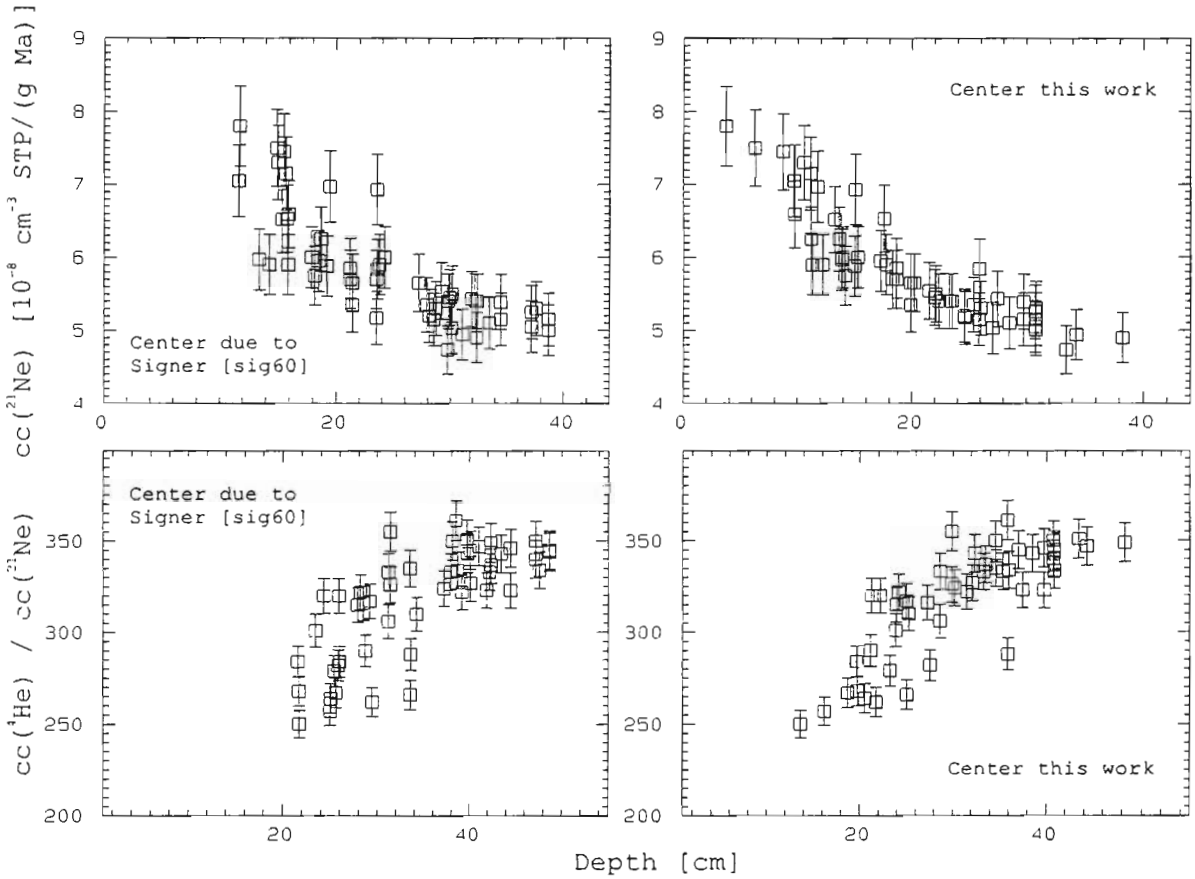


Abb. 11.33 : Tiefenabhängigkeiten der ^{21}Ne-Konzentrationen sowie der ^{4}He/^{21}Ne-Verhältnisse für eine Zentrumslage, wie sie von Signer und Nier angegeben wurde [Sig60], sowie für die in dieser Arbeit ermittelte Position (rechte Spalte)

Vergleichbar große Streuungen in den ^{21}Ne-Konzentrationen gibt es in Proben mit gleichen ^{4}He/^{21}Ne-Ratios. So variieren in den Proben J+104, J-47, J-330 und F-44 die ^{4}He/^{21}Ne-Ratios um weniger als 1%. Die ^{21}Ne-Konzentrationen zeigen in diesen Proben eine Variationsbreite von mehr als 7%. Dabei sind die hier vorgestellten Werte kein Sonderfall, sie stellen vielmehr die allgemeine Systematik dar. Diese rein meßtechnischen Probleme werden an späterer Stelle ausführlich erörtet.

Im folgenden wird also davon ausgegangen, daß die Tiefenprofile bei Verwendung der in dieser Arbeit bestimmten Zentrumsposition physikalisch sinnvoll und die Schwankungen nicht auf seine fehlerhafte Lage zurückzuführen sind.

Als nächstes ist der präatmosphärische Radius von Grant zu bestimmen. Dazu muß jedoch zunächst geklärt werden, welche kosmogenen Nuklide zu diesem Zweck herangezogen werden können, und ob der für Steinmeteoroide gültige $J_{0,GCR}$-Wert von 4,06 cm^{-2} s^{-1} auch für extraterrestrische Eisenkörper gilt.

Bezüglich eines optimalen $J_{0,GCR}$-Wertes wird aus Konsistenzgründen gefordert, daß sich die Produktionsraten der langlebigen und stabilen kosmogenen Nuklide in Eisenmeteoroiden durch den $J_{0,pp}$-Wert der Steinmeteoroide beschreiben lassen. Das ist notwendig, da gegenwärtig keine Hinweise dazu vorliegen, daß unterschiedliche Meteoroidentypen deutlich unterschiedliche Orbits in unserem Sonnensystem durchlaufen. Allerdings muß der α-Faktor und damit die integrale Anzahl der primären GCR-Nukleonen verändert werden. In Kap. 11.1.1 wurden die prinzipiellen Überlegungen, die zu der Approximation primärer galaktischer α-Teilchen mittels eines einfachen Faktors führten, dargestellt und begründet. Für Eisenmeteoroide gelten im wesentlichen zwar die gleichen Annahmen, die Verhältnisse der totalen Reaktionswahrscheinlichkeiten zwischen protonen- und α-induzierten Reaktionen hängen jedoch vom Targetmaterial ab. So ist der makroskopische inelastische Wirkungsquerschnitt in einer Steinmatrix für He-Projektile etwa um einen Faktor 1,3 größer als für Protonen. Im Falle eines Eisenmeteoroiden läßt sich das Ratio mit etwa 1,26 angeben. Relativ zu den Protonen reagieren die α-Teilchen in einem Eisentarget also mit einer um 3,5% geringeren Wahrscheinlichkeit als in Stein. Dieser Unterschied ist zwar gering, wird aus prinzipiellen Gründen jedoch berücksichtigt. Für Eisenmeteoroide ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} J_{0,pp} &= 2{,}62 cm^{-2}\ s^{-1}\ ,\ M = 620\ MeV \\ J_{0,GCR} &= J_{0,pp} \cdot 1{,}498 = 3{,}92\ cm^{-2}\ s^{-1} \end{aligned} \qquad \textbf{(11.15)}$$

Somit läßt sich der präatmosphärische Radius von Grant bestimmen. Signer und Nier gaben für ihn einen Wert von etwa 40 cm an. [Sig60]. Diese Annahme wurde, ebenso wie ihr Ergebnis für die Zentrumsposition, über viele Jahre hinweg nicht hinterfragt und bei etwai-

gen Modifikationen und Erweiterungen des ursprünglichen Modells immer wieder als Tatsache vorausgesetzt. Im Laufe dieser Arbeit hat sich jedoch gezeigt, daß ein Meteoroidenradius von etwa 40 cm für Grant unmöglich ist.

Sämtliche nachfolgenden Überlegungen über die präatmosphärische Größe des Meteoriten beschränken sich auf die Produktnuklide ^{53}Mn und ^{38}Ar. Sie sind die einzigen, die nicht durch Einschlüsse von Troilit (FeS), Schreibersit ($(Fe,Ni)_3P$), Daubreelit ($FeCr_2S_4$) oder Chromit ($FeCr_2O_4$) beeinflußt werden. Wie später deutlich wird, zeigen alle sonstigen in Grant gemessenen kosmogenen Produktnuklide Beeinflussungen durch Beiträge solcher Mineraleinschlüsse.
Eine quantitative Diskussion des ^{38}Ar-Tiefenprofils ist nur bei Kenntnis der Bestrahlungsdauer möglich. Zwar existieren für Grant mittlerweile entsprechende Informationen, um jedoch den physikalischen Charakter und vor allem die Unabhängigkeit des Modells beizubehalten, fanden nicht die Absolutwerte, sondern nur die tiefenabhängigen Strukturen der entsprechenden Daten Verwendung.

Eine optimale Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den modellierten Daten ergibt sich für einen präatmosphärischen Radius von etwa 52 cm. In Abb. 11.34 sind die Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{53}Mn zusammen mit den experimentell bestimmten Produktionsraten [Ima80] in Abhängigkeit von der Abschirmtiefe aufgetragen.

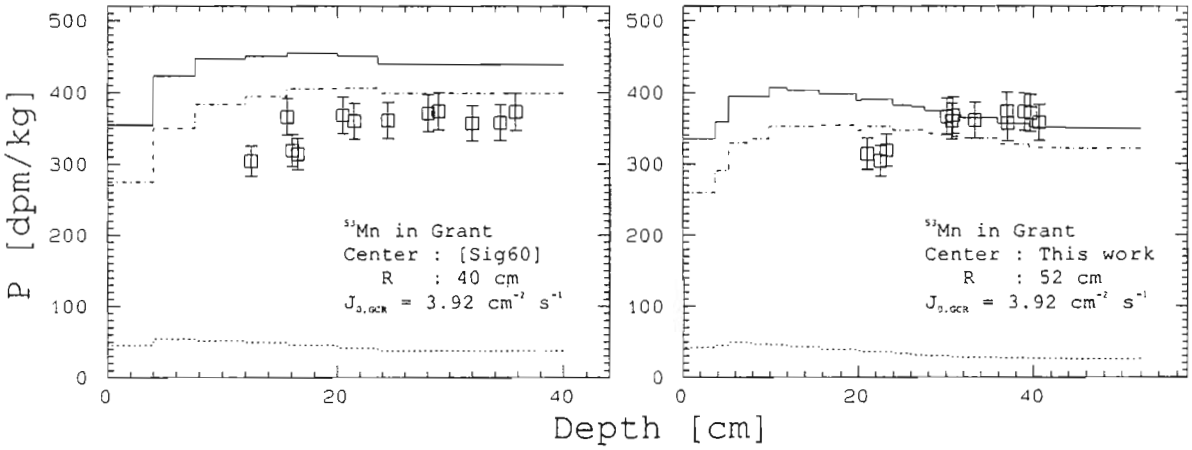


Abb. 11.34 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{53}Mn in Grant. Die Daten auf der linken Seite basieren auf den Annahmen von Signer et al. [Sig60] bezüglich des Zentrums und des Radius. Die Werte auf der rechten Seite haben als Grundlage die entsprechend neuen Bestimmungen dieser Arbeit. Die experimentellen Daten stammen aus Imamura et al. [Ima80]

Die Daten auf der linken Seiten basieren auf den Annahmen von Signer et al. [Sig60] bezüglich des Radius und der Zentrumsposition. Die experimentellen Werte werden über den gesamten Tiefenbereich um mehr als 20% überschätzt. Alle Daten auf der rechten Seite von Abb. 11.34 basieren auf der neuen Position des Zentrums und einem präatmosphärischen Radius von 52 cm. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist im zentralen Bereich des Meteoriten gut. Nur drei Datenpunkte bei einer Abschirmtiefe von etwa 20 cm fallen aus der allgemeinen Systematik heraus. Da dies ein Hinweis darauf sein könnte, daß die Lage des Nullpunktes eventuell doch in einem gewissen Abstand senkrecht von der Schnittfläche liegt, wurde eine solche Möglichkeit mit diesen drei speziellen Daten untersucht. Es ist jedoch nicht möglich, die Zentrumslage so zu verändern, daß die ^{53}Mn-Produktionsraten einen physikalisch sinnvollen und von den Modellrechnungen verifizierbaren Verlauf aufweisen. Daher kann diese Ursache nicht zur Erklärung der Abweichungen herangezogen werden.

11.2.1.2 Modellrechnungen für langlebige kosmogene Nuklide

Mit der Lage des Zentrums und des präatmosphärischen Radius sind alle Parameter bekannt, die für eine vollständige Beschreibung tiefenabhängiger Produktionsraten benötigt werden. Um unabhängig vom Bestrahlungsalter zu bleiben, werden vorerst nur die langlebigen radioaktiven Nuklide ^{10}Be und ^{26}Al diskutiert. Da gegenwärtig keine experimentellen Tiefenprofile für ^{36}Cl existieren, wird auf eine Diskussion dieses Nuklides verzichtet.

In Abb. 11.35 werden die berechneten Produktionsraten - als Targetelemente wurden nur Eisen und Nickel berücksichtigt - für ^{10}Be und ^{26}Al mit experimentell bestimmten Nuklidkonzentrationen [Gra87] verglichen. Die Ergebnisse der Beschleuniger-Massenspektrometrie basieren dabei auf der Annahme, daß es sich um Sättigungaktivitäten, also um Produktionsraten handelt. Zwar gibt es erste Hinweise auf ein terrestrisches Alter von 50 ka bis etwa 100 ka [Lav96], was zu einer Korrektur von 2% bis 4% für ^{10}Be bzw. von 5% bis 9% für ^{26}Al führen würde, die dabei benutzen semiempirischen Annahmen wurden jedoch noch nicht bestätigt, so daß eine Korrektur zum gegenwärtigen Zeitpunkt verfrüht ist.

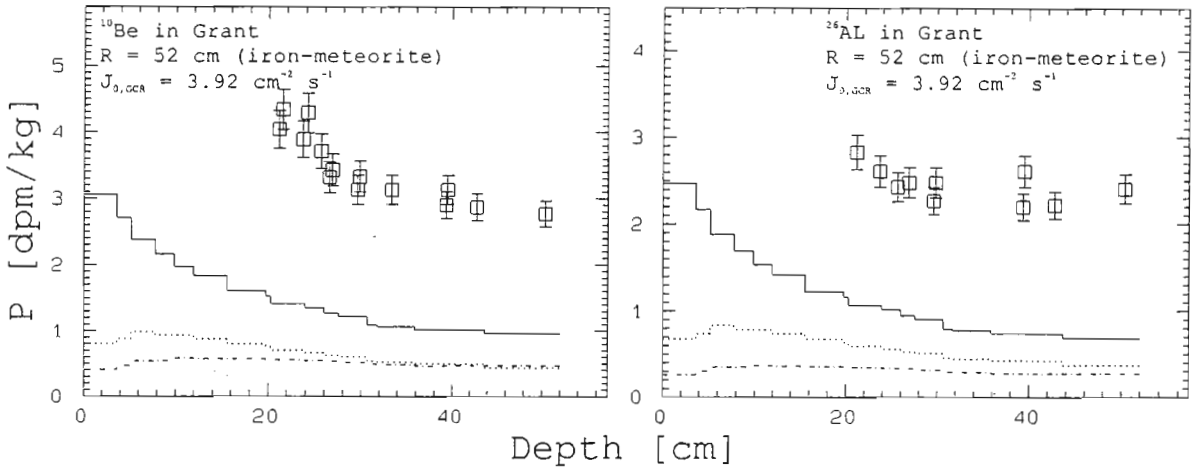


Abb. 11.35 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{10}Be und ^{26}Al für den Eisenmeteoroiden Grant. Als Targetelemente fanden in den Rechnungen einzig Eisen und Nickel Berücksichtigung. Die experimentellen Resultate stammen aus Graf et al. [Gra87] und sind nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert

Die experimentellen Daten werden in beiden Fällen um fast einen Faktor 3 durch die Modellrechnungen unterschätzt. Das kann weder am terrestrischen Alter des Meteoriten noch an fehlerhaften Wirkungsquerschnitten liegen. So führt eine lange Verweildauer auf der Erde über den Zerfall der kosmogenen Nuklide zu geringeren Konzentrationen und damit zu einem Absenken des Tiefenprofiles. Ein Vergleich mit berechneten Produktionsraten würde in einem solchen Fall zu einer Überschätzung der experimentellen Daten führen. Auch fehlerhafte Anregungsfunktionen für die Produktion von ^{10}Be und ^{26}Al aus Eisen und Nickel erscheinen unmöglich, da mit diesen Wirkungsquerschnitten die experimentellen Produktionsraten in den unterschiedlichen Simulationsexperimenten innerhalb der Fehler beschrieben werden. Nur die Extrapolation der Anregungsfunktionen zu Energien oberhalb von 2,6 GeV - bei beiden Nukliden handelt es sich um Hochenergieprodukte - könnte eine mögliche Fehlerquelle sein. Da oberhalb dieser Energie keine experimentellen Wirkungsquerschnitte für diese Produktnuklide existieren, wurde für beide Anregungsfunktionen ein energieunabhängiger Verlauf angenommen. Um die Qualität einer solchen Extrapolation abzuschätzen, wurden die angenommenen Wirkungsquerschnitte bei 10 GeV (maximal berücksichtigte Energie) um einen Faktor 2 variiert. Die Produktionsraten wurden dadurch nur um maximal 10% beeinflußt. Diese Schwankungen liegen im Rahmen des allgemeinen Fehlers und können deshalb nicht zur Erklärung der beobachteten Diskrepanzen von fast einem Faktor 3 herangezogen werden.

Als mögliche Erklärung bieten sich kohlenstoff-, sauerstoff-, schwefel- und phosphorhaltige Einschlüsse an. Seit längerem ist bekannt [Buc75], daß sich in Eisenmeteoriten neben den Elementen Eisen und Nickel immer auch Einschlüsse von Troilit (FeS) und Schreibersit ($(Fe,Ni)_3P$) finden lassen. So liefert der Phosphorgehalt wichtige Hinweise bezüglich des Abkühlungsverhaltens von Eisenmeteoroiden, da zum Beispiel hohe Gehalte von einer langsamen Abkühlung zeugen [Sco73]. Damit korreliert ist auch das Taenit-Kamazit-Gleichgewicht und der Nickelgehalt des Meteoriten [Sco73]. Gao und Mitarbeiter haben in Mineraluntersuchungen am Meteoriten Grant beobachtet, daß Phosphor fast ausschließlich in Form von Schreibersit vorkommt [Gao86]. Die Verteilung und Korngröße dieses Minerals in Grant wurde sowohl von Chen et al. [Che83] als auch von Teshima et al. [Tes86] untersucht. Danach bilden die einzelnen Schreibersitkristalle Platten und Lamellen mit einer Breite von 0,1 mm bis etwa 2 mm. Ihre individuelle Korngröße beträgt dabei etwa 100 µm bis 200 µm. Schon daraus wird deutlich, daß es unmöglich sein wird, eine phosphorfreie Probe aus dem Meteoriten zu entnehmen. Daher ist es notwendig, dieses Targetelement in den Modellrechnungen explizit zu berücksichtigen. Für Grant wird von Buchwald ein mittlerer Phosphorgehalt von etwa 0,8% angegeben [Buc75].

In Abb. 11.36 sind die modellierten und experimentellen Tiefenprofile für ^{10}Be und ^{26}Al für den Eisenmeteoriten Grant dargestellt. Zusätzlich zu Eisen und Nickel wurde in diesem Fall auch Phosphor als Targetelement berücksichtigt. Da gegenwärtig keine experimentellen Wirkungsquerschnitte für die protonen- und neutronen-induzierten Anregungsfunktionen dieser Target-Produkt-Kombinationen existieren, mußten die Daten mit dem Hybrid-Modell ermittelt und mit Hilfe der bekannten Werte für das Targetelement Silizium auf Konsistenz geprüft werden. Die experimentellen Nuklidkonzentrationen für ^{10}Be und ^{26}Al [Gra87] wurden auch in diesem Fall nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert.
Trotz dieser Erweiterung werden die Meßwerte weiter durch die Modellrechnungen unterschätzt. So betragen die Diskrepanzen für ^{10}Be weiterhin fast einen Faktor 3. Auf etwa 45% belaufen sich die Unterschiede für ^{26}Al. Die Spuren von Phosphor beeinflussen also gerade die ^{26}Al-Daten. Sie alleine reichen jedoch nicht zur Erklärung der Unterschiede aus.

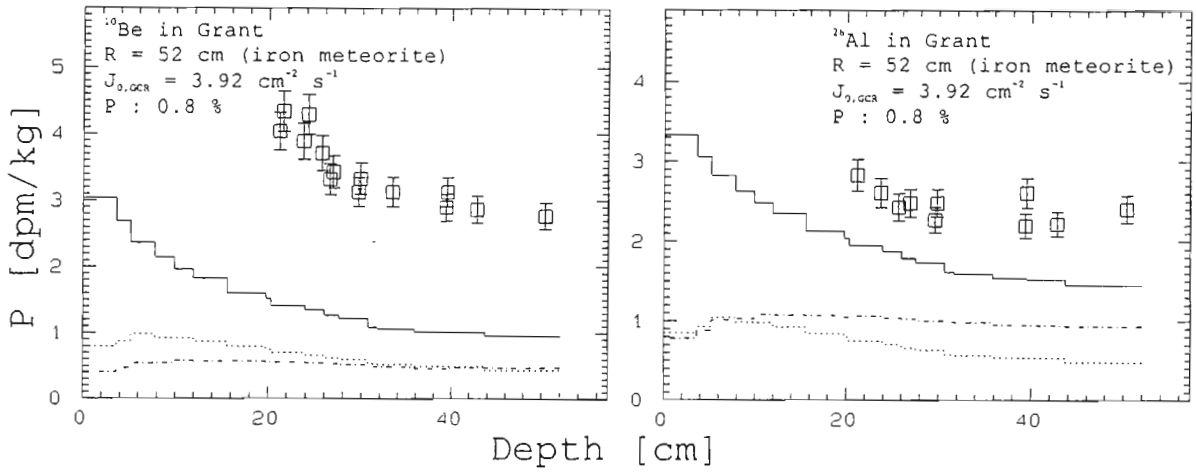


Abb. 11.36 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{10}Be und ^{26}Al für den Eisenmeteoriten Grant. Als Targetelemente fanden in den Rechnungen Eisen, Nickel und Phosphor Berücksichtigung. Die experimentellen Resultate stammen aus Graf et al. [Gra87] und sind nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert

Eisenmeteorite enthalten immer Spuren von Schwefel. Dieses Element ist in metallischem Eisen so gut wie unlöslich [Buc96]. Daher ist der gesamte Gehalt fast ausschließlich in Form von Troilit- und Daubreeliteinschlüssen über den Meteoriten verteilt [Sco73]. Die FeS-Einschlüsse machen dabei den Hauptanteil aus. Sie bestehen aus einem oder mehreren Mineralen, sind grobkörnig und erreichen Durchmesser bis zu einigen Zentimetern [Tes80]. Sie haben einen scharfen Kontakt zur metallischen Phase und sind durch die sie umgebenden Schreibersit- und Kamazit-Hüllen von der metallischen Phase chemisch isoliert. Der Schwefelgehalt in Grant wurde von Buchwald mit etwa 0,6% angegeben [Buc75]. Dieser Wert beinhaltet jedoch nur die Einschlüsse, die noch mit dem Mikroskop nachzuweisen sind [Buc96]. Wird davon ausgegangen, daß sichtbare Einschlüsse bei der Probennahme vermieden werden, haben diese 0,6% keinen wirklichen Bezug zu der hier diskutierten Fragestellung.

Um den Troilitgehalt, durch den die Messungen wirklich beeinflußt werden, abzuschätzen, wurde der Schwefelgehalt so variiert, daß die Modellrechnungen die experimentellen ^{26}Al-Konzentrationen innerhalb ihrer Fehler beschreiben. Da gegenwärtig jedoch auch für diese Target-Produkt-Kombinationen keine Wirkungsquerschnitte für die protonen- oder neutronen-induzierten Anregungsfunktionen existieren, mußten die Daten mit Hilfe des Hybrid-Modells ermittelt und über die bekannten Silizium-Werte auf ihre Konsistenz hin

geprüft werden. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Resultaten wird genau dann am besten, wenn ein Schwefelgehalt von etwa 0,6% bis 0,7% angenommen wird. Die Berücksichtigung möglicher Fehler durch die nicht korrekte Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zu hohen Energien schätzt die untere Grenze des Schwefelgehaltes zu etwa 0,4% ab. Die Ergebnisse für ^{10}Be und ^{26}Al zeigt Abb. 11.37. Dabei wurden neben den Targetelementen Eisen und Nickel auch die Spuren von Phosphor (0,8%) und Schwefel (0,6%) berücksichtigt. Wie schon in Abb. 11.35 und Abb. 11.36 wurden auch hier die Meßwerte [Gra87] nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert.

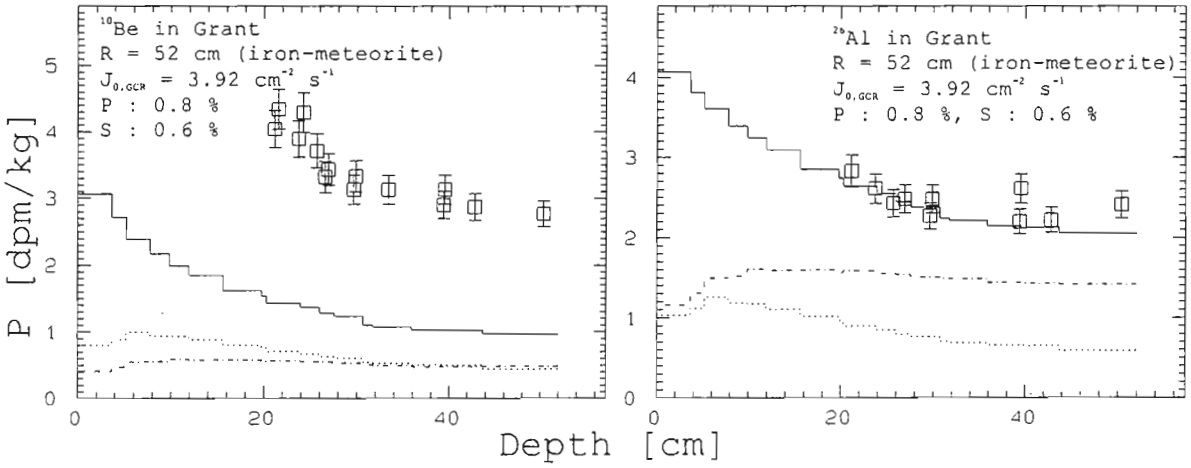


Abb. 11.37 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{10}Be und ^{26}Al für den Eisenmeteoriten Grant. Als Targetelemente fanden in den Rechnungen sowohl Eisen und Nickel als auch Phosphor und Schwefel Berücksichtigung. Die experimentellen Daten stammen aus Graf et al. [Gra87] und sind nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert

Nach Abb. 11.37 muß der Phosphor- und Schwefelgehalt maximal etwa 1,4% betragen, um die in Grant gemessenen ^{26}Al-Konzentrationen zu erklären. Dabei wird vorausgesetzt, daß die mikroskopischen Einschlüsse - nur solche scheinen bei einer vernünftigen Probennahme in Betracht zu kommen - nahezu homogen über den Meteoriten verteilt sind. Zwar legen die experimentellen Daten die Variationsbreite des heterogen verteilten Schwefels zwischen 0,4% und 0,9% fest, die Angabe eines Mittelwertes von 0,6% führt jedoch für alle Proben zu vernünftigen Ergebnissen. Ein solcher Schwefelgehalt läßt sich nicht alleine durch in der Metallmatrix gelösten Schwefel erklären, da die entsprechenden Sättigungskonzentrationen im Bereich von etwa 0,1% liegen [Sco73]. Daher läßt sich das in dieser Arbeit ermittelte Ergebnis nur dann verstehen, wenn der Schwefel in Form von mikroskopischen Troilit- oder auch Daubreelit-Einschlüssen nahezu homogen über den Meteoriten verteilt ist. Mit dem

gegenwärtigen Kenntnisstand läßt sich diese Annahme weder bestätigen noch widerlegen. Für eine endgültige Klärung ist es unbedingt notwendig, mit Hilfe einer Mikrosonde an verschiedenen Positionen des Meteoriten Elementanalysen durchzuführen.

Mit einem Phosphorgehalt von etwa 0,8% und einer Schwefelkonzentration von etwa 0,6% lassen sich zwar die experimentellen ^{26}Al-, nicht aber die ^{10}Be-Tiefenprofile modellieren (siehe Abb. 11.37). Die ^{10}Be-Daten sind nahezu unabhängig von Troilit-, Schreibersit- und Daubreeliteinschlüssen, so daß die Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment weiterhin fast einen Faktor 3 ausmachen. Als mögliche Erklärung für die Unterschiede bieten sich Spuren von Kohlenstoff und Sauerstoff an.

Basierend auf Elementanalysen einiger Eisenmeteorite haben Scott und Mitarbeiter im Jahre 1973 beobachtet, daß in fast allen Vertretern diese Meteoritenklasse Kohlenstoff nachweisbar ist [Sco73]. Bereits viele Jahre früher hat Oversby Kohlenstoff in Troiliteinschlüssen nachgewiesen [Ove69]. Begemann hat gezeigt, daß die Troilit- und Schreibersiteinschlüsse in den meisten Fällen von einer Graphitschicht umgeben sind [Beg65].

Der Sauerstoff in Eisenmeteoriten liegt nach Scott et al. [Sco73] vorwiegend in Form von Chromiteinschlüssen vor. Die bei Untersuchungen immer nachzuweisende Verbindung FeO und das in letzter Zeit diskutierte Mineral Hibbingite ($Fe_2(OH)_3Cl$) [Buc95, Sai94] rühren von der terrestrischen Verwitterung her und kommen deshalb nicht als Targetelemente für die Modellrechnungen in Betracht [Buc95, Sai94].

Im nächsten Schritt der Modellrechnungen wurden Kohlenstoff- und Sauerstoffbeiträge explizit berücksichtigt. Der jeweilige Gehalt wurden dabei so variiert, daß die Abweichungen zwischen den modellierten und den gemessenen Daten minimal wurden. Dabei wurde berücksichtigt, daß die ^{10}Be-Messungen in Grant auf dem Standard „11a" [Gra87], die Bestimmungen der verwendeten Wirkungsquerschnitte jedoch alle auf dem Standard „S433" basieren (siehe Kap. 11.1.1). Die Übereinstimmung ist genau dann am besten, wenn ein Kohlenstoffgehalt von etwa 1,6% oder eine Sauerstoffkonzentration von etwa 6,5% angenommen wird. Eine Berücksichtigung eventueller Unbestimmtheiten der Tiefenprofile

durch eine nicht korrekte Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zu hohen Energien hin schätzt die unteren Grenzen zu etwa 1,3% bzw. 5,2% ab. Die Ergebnisse zeigt Abb. 11.38. Bei den Modellrechnungen wurde neben den Targetelementen Eisen, Nickel, Phosphor (0,8%) und Schwefel (0,6%) zusätzlich entweder Kohlenstoff (1,6%, linke Seite), oder Sauerstoff (6,5%, rechte Seite) berücksichtigt. Eine Korrektur bezüglich des terrestrischen Alters wurde auch hier nicht durchgeführt. Wegen der besseren Vergleichbarkeit wurden die ^{10}Be-Konzentrationen in Grant auf den Standard „S433" umnormiert.

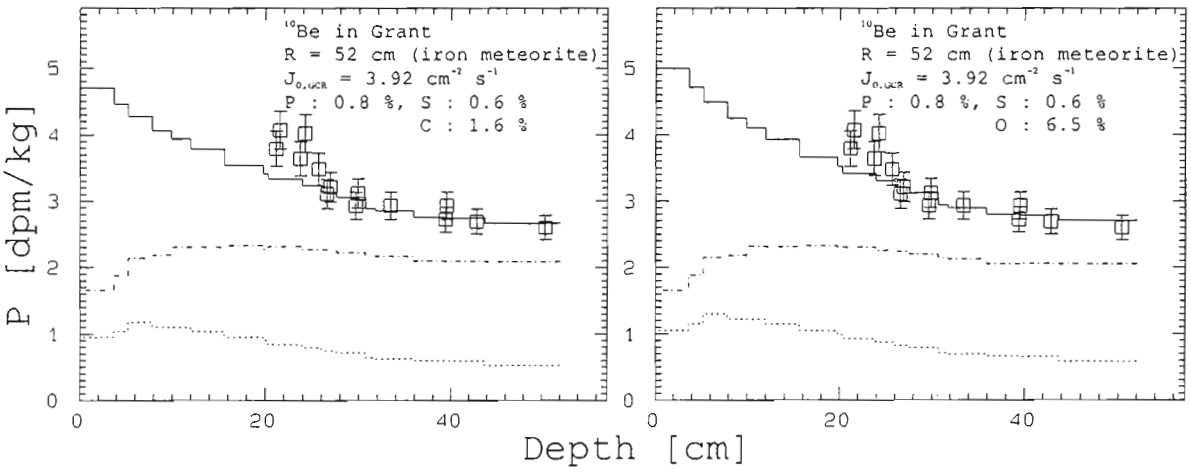


Abb. 11.38 : Ergebnisse der Modellrechnungen für ^{10}Be für den Eisenmeteoriten Grant. Als Targetelemente fanden zum einen Eisen, Nickel, Phosphor, Schwefel und Kohlenstoff (linke Spalte) und zum anderen Eisen, Nickel, Phosphor, Schwefel und Sauerstoff (rechte Spalte) Berücksichtigung. Die experimentellen Daten stammen aus Graf et al. [Gra87]. Sie sind nicht bezüglich eines terrestrischen Alters korrigiert, jedoch auf den Standard „S433" umnormiert

Die experimentellen Tiefenprofile werden in beiden Fällen nur bedingt durch die Modellrechnungen beschrieben. Zwar gibt es im zentrumsnahen Bereich eine gute Übereinstimmung, nahe der Oberfläche ist der Anstieg der Tiefenprofile jedoch unterschiedlich. Die berechneten Werte steigen langsamer als die experimentellen zum Rand hin an. Die Ursachen dafür können weder ein fehlerhafter Radius noch eine nicht korrekte Position des präatmosphärischen Zentrums sein.

Eine mögliche Erklärung sind Variationen in den Konzentrationen der Spurenelemente. Die beiden aus der allgemeinen Systematik herausfallenden Proben wurden eng benachbart aus BAR F genommen (130 mm bzw. 162 mm rechts der Referenzlinie). Eine der beiden Proben (BAR F, +130 mm) lieferte bei den AMS-Messungen eine so hohe ^{26}Al-Konzentration, daß der Datenpunkt von Thomas Graf verworfen wurden [Gra87]. Der Verdacht auf eine erhöhte

Spurenelementkonzentration wird auch dadurch unterstützt, daß zwei Proben (BAR F, +158 sowie BAR F, +159) aus dem selben Raumbereich des Meteoriten überhöhte ^{21}Ne und ^{22c}Ne-Konzentrationen zeigen [Sig60].

Die in Grant gemessenen ^{10}Be-Konzentrationen lassen sich nur dann durch die Modellrechnungen beschreiben, wenn neben Eisen, Nickel, Phosphor und Schwefel zusätzlich Kohlenstoff und/oder Sauerstoff als Targetelemente berücksichtigt werden. Dabei ist es jedoch undenkbar, daß entweder Kohlenstoff oder Sauerstoff allein die Beiträge liefern. Da sich beide Elemente in Eisenmeteoriten nachweisen lassen, sollte bei einer Modellierung eine Mischung beider verwendet werden. Dazu ist es jedoch notwendig, den jeweiligen Gehalt im optimalen Fall in jeder Probe, zumindest aber im Meteoritenmittel zu kennen. Für Grant existieren zur Zeit jedoch keine entsprechenden Daten. Zwar wird von Buchwald ein Kohlenstoffgehalt zwischen 20 ppm und 100 ppm angegeben, Aussagen über Sauerstoff- oder aber Chromitgehalte fehlen an dieser Stelle [Buc75]. Da diese fehlenden Daten gegenwärtig keine endgültigen Aussagen zu diesem Thema gestatten, ein Kohlenstoffgehalt von etwa 1,6% jedoch sehr viel wahrscheinlicher ist als eine Sauerstoffkonzentration von mehr als 6%, wird im weiteren Verlauf der Diskussion des Meteoriten Grant davon ausgegangen, daß die Diskrepanzen zwischen den Modellrechnungen und den ^{10}Be-Meßwerten nur auf Beiträge des Kohlenstoffs zurückzuführen sind. Sauerstoff in Form von Chromiteinschlüssen findet keine Berücksichtigung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die experimentellen Nuklidkonzentrationen für ^{10}Be, ^{26}Al und ^{53}Mn nur dann konsistent durch die Modellrechnungen wiedergegeben werden, wenn neben den Targetelementen Eisen und Nickel zusätzlich die Spurenelemente Phosphor, Schwefel sowie Kohlenstoff und/oder Sauerstoff berücksichtigt werden. Dabei liegen die Gehalte von Schwefel und Phosphor mit 0,6% bzw. 0,8% im Bereich der experimentell nachgewiesenen oder zumindest denkbaren Konzentrationen [Buc75]. Nur für Kohlenstoff und Sauerstoff scheint es Diskrepanzen zwischen den Daten dieser Arbeit und den in der Literatur angegebenen Werten zu geben [Buc75]. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist eine endgültige Klärung jedoch nicht möglich.

Messungen der Nuklidkonzentrationen alleine ermöglichen nur bedingt Aussagen über die Größe des Meteoroiden und die Abschirmtiefe der Probe. Vernünftige Informationen lassen sich erst dann ermitteln, wenn die Spurenelementgehalte im optimalen Fall in jeder Probe, zumindest aber im Meteoritenmittel bekannt sind. Daher ist es für zukünftige Messungen unumgänglich, neben den reinen AMS- oder MS-Resultaten immer auch die Ergebnisse einer chemischen Analyse oder einer Mikrosondenuntersuchung mit anzugeben.

11.2.1.3 Modellierung stabiler kosmogener Nuklide und Bestimmung der Bestrahlungsalter unter Berücksichtigung der space-erosion

Bei den Modellrechnungen für Steinmeteoroide und für die langlebigen kosmogenen Nuklide in extraterrestrischen Eisenkörpern wurde immer von einem zeitlich konstanten Radius des bestrahlten Objektes ausgegangen. Einzige Ausnahmen waren die nur kurz erwähnten Körper mit komplexer Bestrahlungsgeschichte. Die Grundannahme eines selbst über die gesamte Ein-Stufen-Bestrahlung (nicht komplex) konstanten Radius ist jedoch für stabile Produkte in Eisenmeteoroiden unhaltbar. Wegen der oft langen Bestrahlungszeiten (bis zu Milliarden Jahren) machen sich Erosionvorgänge („space erosion") - Abtragung von Materie durch Kollisionen mit Mikrometeoroiden - trotz der insgesamt geringen Abtragungsraten bemerkbar. Bei einer realistische Modellierung sind solche Effekte deshalb zu berücksichtigen.

Erste Erosionsraten für Eisenmeteoroide wurden von Whipple und Fireman [Whi59] zu kleiner als $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm/a abgeschätzt. Exaktere Werte wurden von Comerford angeben [Com67]. In einem Simulationsexperiment, in dem SiC-Teilchen (Durchmesser etwa 6 µm) mit einer Geschwindigkeit von 2,6 km/s auf die Meteorite Indarch (Stein) und Hoba (Eisen) geschossen wurden, zeigte sich, daß die Erosionsraten von Eisenmeteoriten etwa 2 Größenordnungen geringer sind als von Steinmeteoriten. Ein vergleichbares Experiment am Eisenmeteoriten Canon Diablo ergab Unterschiede im Rahmen eines Faktor 10. Absolute Abtragungsraten wurden von Fechtig et al. [Fec77] für die Mondoberfläche zu einigen 10^{-8} cm/a bestimmt. Unter der Annahme, daß Steinmeteoroide ein ähnliches Erosionsverhalten wie Mondsteine aufweisen, läßt sich die Erosionsrate für Eisenmeteoroide zu maximal 10^{-9} cm/a

abschätzen. Die Berücksichtigung der space-erosion führt zu einer linearen Beziehung zwischen der kumulativen Abtragung und der Bestrahlungsdauer, wobei die Steigung der Gerade durch die Erosionsrate gegeben ist.

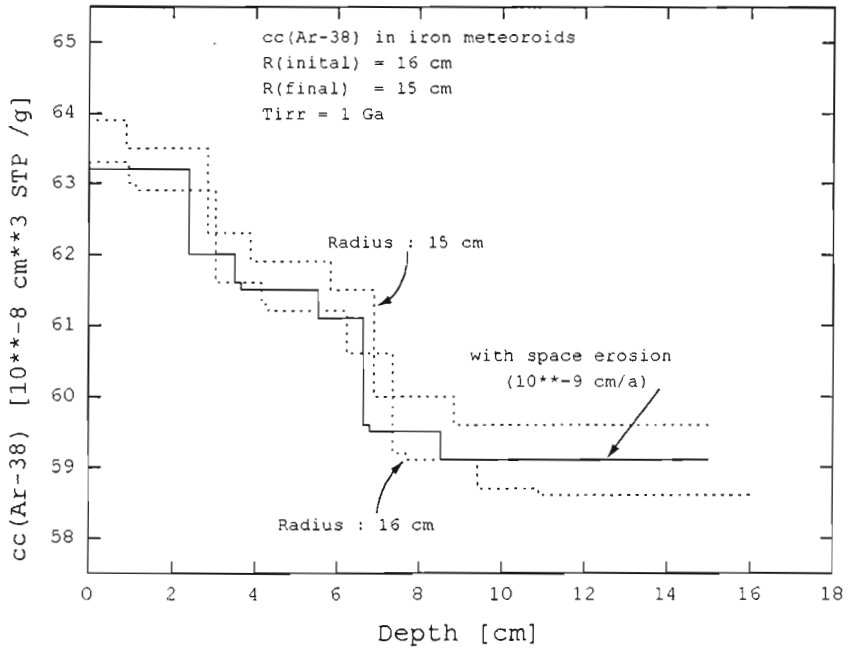


Abb. 11.39 : Drei Tiefenprofile für ^{38}Ar in einem Eisenmeteoriten mit einem Bestrahlungsalter von 1 Ga und einem Anfangsradius von 16 cm und einem Endradius von 15 cm. Dargestellt sind die Ergebnisse der Modellrechnungen für R = 15 cm ohne space erosion, R = 16 cm ohne space erosion und die realistische Beschreibung mit Berücksichtigung der space erosion.

Der Einfluß der space-erosion soll am folgenden Beispiel verdeutlicht werden:
Ein Eisenmeteoroid werde mit einem Radius von 16 cm aus dem Mutterkörper herausgeschlagen. Infolge einer ständigen Bombardierung mit Mikrometeoroiden (die jeweilige Größe beträgt einige µm) verkleinere sich sein Radius permanent. Würde er nach etwa 1 Ga vom Schwerefeld der Erde eingefangen, betrüge sein Durchmesser nur noch 30 cm. Modellrechnungen müssen diese Radiusänderungen berücksichtigen. So sind im geschilderten Fall weder Ergebnisse für 15 cm- noch für 16 cm-Meteoroidenradien realistisch. Daher wurde das Modell dahingehend erweitert, daß lineare Radiusänderungen durch iterative Berechnungen zusätzlich in Betracht gezogen werden können (siehe Abb. 11.39).

Das Bestrahlungsalter läßt sich wie schon bei Steinmeteoroiden durch Anpassung theoretischer Tiefenprofile stabiler Nuklide an experimentelle Konzentrationen bestimmen. Speziell für Grant bieten sich dazu die stabilen Edelgase ^{3c}He, ^{4}He, ^{21}Ne, ^{36c}Ar sowie ^{38}Ar an.
Mit dem gegenwärtigen Kenntnisstand ist eine Altersbestimmung über ^{4}He jedoch unmöglich, da momentan weder Protonen- noch Neutronenwirkungsquerschnitte für die Produktion von ^{4}He aus Kohlenstoff und Sauerstoff existieren. Auch werden die ^{4}He-Produktionsraten empfindlich davon abhängen, inwieweit galaktische α-Teilchen in den Modellrechnungen berücksichtigt werden. Für ihre detaillierte Beschreibung reicht die Approximation mit einem einfachen Faktor nicht aus. Daher bleibt das Produktnuklid ^{4}He im weiteren Verlauf der Diskussion unberücksichtigt.
Auch für die Produktion von ^{3c}He aus Kohlenstoff fehlen zur Zeit jegliche Informationen über die integralen Wirkungsquerschnitte. Daher mußten diese Daten durch die bekannten Verhältnisse für das Targetelement Sauerstoff abgeschätzt werden.
Die Beiträge von Phosphor und Schwefel zur Produktion von ^{21}Ne wurden auf Basis von Hybrid-Modell-Rechnungen abgeschätzt und mit Hilfe des Targetelementes Silizium auf Konsistenz geprüft.
Bei den ^{36}Ar-Daten wurde ihr kumulativer Charakter berücksichtigt, indem die Beiträge des radioaktiven Progenitors ^{36}Cl in die Modellrechnungen einbezogen wurden.

Für das Bestrahlungsalter ergeben sich damit die folgenden Werte:

Nuklid	T_{irr} [Ma]
^{3C}He	1287 ± 46
^{21}Ne	1023 ± 50
^{36c}Ar	1046 ± 54
^{38}Ar	1107 ± 58

Tab. 11.4 : Bestrahlungsalter des Metoriten Grant

Die mit Hilfe der Edelgase ^{21}Ne, ^{36c}Ar und ^{38}Ar bestimmten Bestrahlungsalter sind konsistent. Die maximale Abweichung beträgt etwa 8% und liegt in allen Fällen in den jeweiligen 2-σ-Fehlerintervallen. Einzig das etwa 20% höhere ^{3c}He-Alter fällt aus der allgemeinen

Systematik heraus. Da die entsprechenden Modellrechnungen auf der groben Abschätzung über den Kohlenstoffgehalt und auf der Annahme gleicher Produktionsraten für ^{3c}He aus Kohlenstoff und Sauerstoff basieren, haben die beobachteten Diskrepanzen keinen wesentlichen Einfluß. Wird davon ausgegangen, daß sowohl die entsprechenden Protonen- als auch die Neutronenwirkungsquerschnitte für das Targetelement Kohlenstoff unter Umständen höher sind als für Sauerstoff, müssen die berechneten Produktionsraten nach oben, und die daraus ermittelten Alter dementsprechend nach unten korrigiert werden. Wegen der zur Zeit nicht vollständigen Datenbasis, war es jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, diesen Sachverhalt abschließend zu klären.

Werden die mit Hilfe der Edelgase ^{21}Ne, ^{36c}Ar und ^{38}Ar bestimmten Alter fehlergewichtet gemittelt, ergibt sich für Grant ein Bestrahlungsalter von 1054 ± 24 Ma. Dieser Wert basiert auf den experimentell bestimmten Edelgaskonzentrationen [Gra87, Sig60, Sig62], den Modellrechnungen dieser Arbeit - welche sich für die Steinmeteorite bewährt haben - und den vorgestellten Annahmen über die Spurenelementkonzentrationen (nur für ^{3c}He und ^{21}Ne) sowie über den präatmosphärischen Radius. Das Alter läßt sich mit den Modellrechnungen zwar konsistent beschreiben, das Ergebnis weicht jedoch deutlich von den bisher für Grant bestimmten Expositionszeiten ab. So gab Lipschutz et al. [Lip65], basierend auf ^{21}Ne/^{26}Al-Ratios und normiert auf ein Norfolk-Alter von 600 Ma, einen Wert von (590 ± 50) Ma an. Mit Hilfe der ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne-Methode bestimmte Voshage et al. [Vos64] die Expositionszeit zu (695 ± 55) Ma. Zurückgreifend auf das radioaktiv-stabile-Nuklidpaar ^{26}Mg-^{26}Al wird von Xue et al. [Xue95] ein Alter von (735 ± 240 Ma) angegeben. In neueren Arbeiten ermittelten Lavielle und Mitarbeiter, basierend auf dem Nuklidverhältnis ^{36}Cl/^{36}Ar, für Grant eine Expositionszeit von unter 500 Ma [Lav96]. Um die Diskrepanzen zu verstehen und eventuell auszuräumen, werden im folgenden Kapitel die Grundannahmen der unterschiedlichen Altersbestimmungen mit den Ergebnissen der Modellrechnungen überprüft.

11.2.2 Bestimmung der Bestrahlungsalter mittels der Nuklidpaare $^{21}Ne/^{26}Al$, $^{36}Cl/^{36c}Ar$ und $^{41}K/^{40}K$-$^{4}He/^{21}Ne$

Die $^{21}Ne/^{26}Al$-Bestrahlungsalter werden wie folgt berechnet (siehe dazu auch [Ham79]):

$$T\ [Ma] = 511 \cdot R \cdot \frac{cc(^{21}Ne)}{P(^{26}Al)} \qquad \textbf{(11.16)}$$

Dabei ist T die Bestrahlungszeit in Millionen Jahren, $cc(^{21}Ne)$ der kosmogene ^{21}Ne-Gehalt in der Probe (in $10^{-8}\,cm^3$ STP pro g) und $P(^{26}Al)$ die experimentell bestimmte Sättigungskonzentration in Zerfällen pro Minute und Kilogramm. Der Faktor 511 korrigiert die Einheiten und R kennzeichnet das atomare Verhältnis der ^{26}Al- und ^{21}Ne-Produktionsraten. Während die Konzentrationen von ^{21}Ne und ^{26}Al direkt meßbar sind, muß für R ein physikalisch sinnvoller Wert ermittelt werden. Ein großer Vorteil dieses speziellen Produktnuklidpaares ist, daß R nur sehr wenig mit der Abschirmtiefe und dem Radius des Meteoroiden variiert. Es besteht also prinzipiell die Möglichkeit, einmal einen R-Wert zu ermitteln, und ihn dann auf alle Meteorite anzuwenden [Ham79]. Dazu sind zwei unterschiedliche Ansätze denkbar.

Erstens läßt sich ein $^{26}Al/^{21}Ne$-Wert durch Kalibration an einen Meteoriten mit bekanntem Bestrahlungsalter und unter der Annahme der Unabhängigkeit gegenüber Größe und Abschirmtiefe ermitteln [Lip65]. Die so ermittelten Expositionszeiten sind jedoch sämtlich abhängig von dem zur Kalibration verwendeten Alter und liefern deshalb keine neuen Informationen. Zurückgreifend auf die geschilderte Vorgehensweise und abhängig vom Meteoriten Norfolk (T_{irr} = 600 Ma) bestimmte Lipschutz et al. für R einen Wert von 0,35 [Lip65].

Eine wesentlich leistungsfähigere Methode ist die Bestimmung desVerhältnisses auf Grundlage von Modellrechnungen. Erste Überlegungen wurden von Hampel et al. [Ham79] durchgeführt. Basierend auf experimentellen und semiempirischen Wirkungsquerschnitten und auf Annahmen über die differentiellen Flußdichten wurde für R ein Wert von 0,38 angegeben. Als Targetelement wurde neben Eisen und Nickel auch Phosphor berücksichtigt.

Ein großer Nachteil dieser Methode ist jedoch, daß zum einen nur mit primären Protonen gerechnet wurde, und zum anderen, daß die differentiellen Teilchenspektren des Reedy-Arnold-Modells [Arn61, Ree72] für den Mond benutzt wurden. Deshalb erfolgte mit den deutlich verbesserten Datensätzen dieser Arbeit eine Neubestimmung des *R*-Wertes. Dabei wurde vor allem die Unabhängigkeit gegenüber Radius und Abschirmtiefe und der Zusammenhang mit phospor- und schwefelhaltigen Einschlüssen kontrolliert. In Abb. 11.40 ist das atomare Ratio $^{26}Al/^{21}Ne$ für Eisenmeteoroide von 5 cm bis 85 cm Radius in Abhängigkeit von der Abschirmtiefe aufgetragen. Für die chemische Zusammensetzung wurden die Gehalte von Grant angenommen (Fe: 88,7%, Ni: 9,3%, P: 0,8%, S: 0,6%).

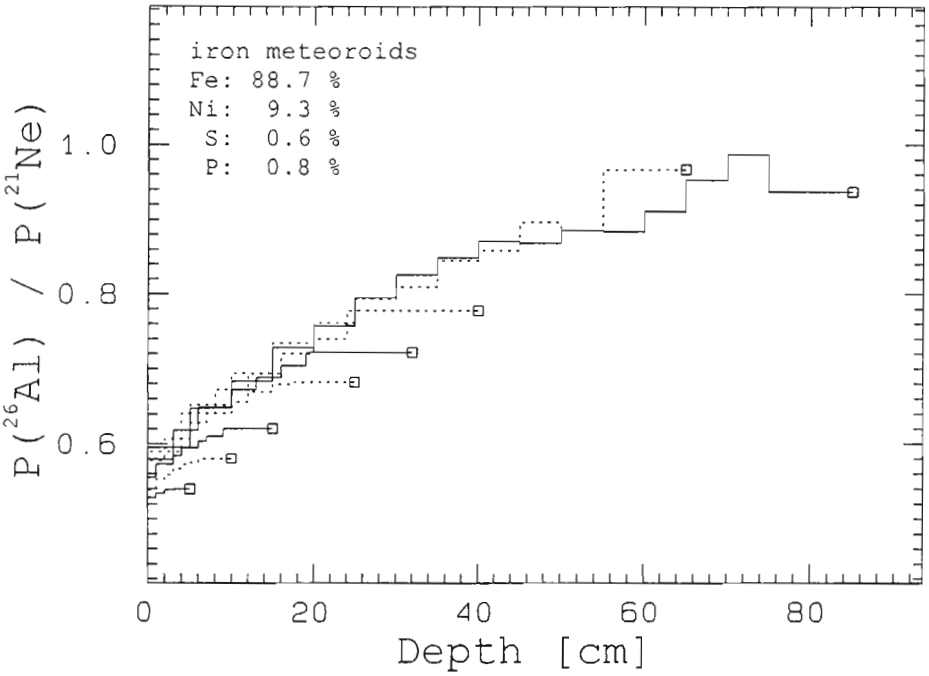


Abb. 11.40 : Radius- und Tiefenabhängigkeiten der $^{26}Al/^{21}Ne$-Ratios in Eisenmeteoroiden mit Elementkonzentrationen wie in Grant bestimmt

Es zeigt sich, daß es sehr problematisch ist, mit einem einzigen *R*-Wert die Verhältnisse in allen Meteoroiden beschreiben zu wollen. Während sich die Ratios für Meteoroiden eines Radius noch ohne großen Fehler durch einen Mittelwert beschreiben lassen, variieren die so bestimmten Werte für unterschiedliche Radien bis zu einen Faktor 1,6 voneinander.

Es ist jedoch noch ein zweiter wichtiger Punkt bezüglich der $^{21}Ne/^{26}Al$-Altersbestimmung zu klären, ob nämlich die Ratios durch die phosphor- und schwefelhaltigen Einschlüsse verändert werden, ob also der *R*-Wert und damit die Altersbestimmung vom jeweiligen Spurenelementgehalt abhängig ist. Um dies zu zeigen, wurden die Schwefel- und Phosphorkonzen-

trationen gleichgesetzt, ihr Gesamtgehalt von 0% bis 2% variiert und die über die Abschirmtiefen gemittelten Ratios für Meteoroidenradien von 5 cm, 25 cm, 40 cm und 85 cm berechnet. Eine Darstellung der Ergebnisse zeigt Abb. 11.41.

Die *R*-Werte steigen für einen gegebenen Radius mit anwachsendem Spurenelementgehalt monoton an. Die Zunahme hängt dabei von der Größe des Meteoroiden ab. Während sie für kleine Objekte (Radius 5 cm) nur 27% (von 0% bis 2% Spurenelementgehalt) beträgt, erreicht sie bei Meteoroidenradien von 85 cm einen Faktor 2. Das läßt sich darauf zurückführen, daß die Produktionsraten für ^{26}Al sehr viel mehr als die für ^{21}Ne durch phosphor- und schwefelhaltige Einschlüsse beeinflußt werden. Während zum Beispiel die Protonenwirkungsquerschnitte für die Bildung von ^{26}Al aus Schwefel oder Phosphor mehr als einen Faktor 6 (bei 1,6 GeV) über denen von Eisen liegen, betragen die Unterschiede für die Produktion von ^{21}Ne aus diesen Targetelementen nur einen Faktor 3 bis 4 (bei 1,6 GeV). Die Abhängigkeit des *R*-Wertes vom Meteoroidenradius bei gleichen Spurenelementgehalten läßt sich nach Kap. 6 auf die Korrelation zwischen den Sekundärteilchenflußdichten und dem Durchmesser der bestrahlten Objekte zurückführen. Da es sich bei der Produktion von ^{21}Ne und ^{26}Al aus Schwefel und Phosphor um Niederenergiereaktionen handelt, müssen die Produktionsraten mit der Größe der Meteoroide zunehmen.

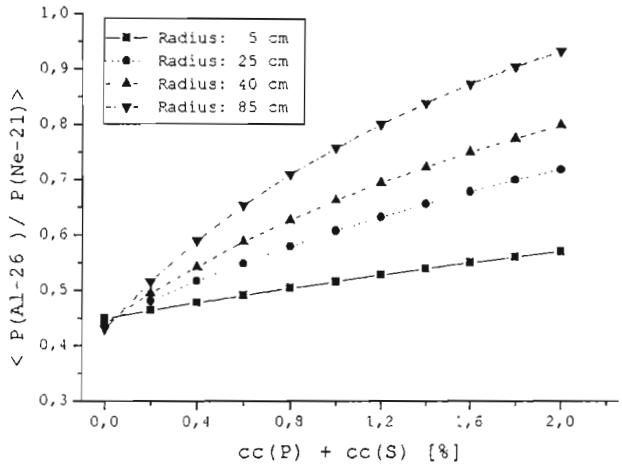


Abb. 11.41 : Abhängigkeit des ^{26}Al/^{21}Ne-Ratios von dem Radius des Meteoroiden und dem Gesamtgehalt von Phosphor und Schwefel

Selbst bei Vernachlässigung der Troilit- und Schreibersiteinschlüsse können die in der Literatur angegeben *R*-Werte nicht bestätigt werden. So liegt das Ergebnis dieser Arbeit mit

0,44 um mehr als 17% über dem von Hampel et al. [Ham79] und mehr als 26% über dem von Lipschutz et al. [Lip65] angegebenen Wert.

Zusammenfassend kann man sagen, daß sich das Nuklidpaar ^{21}Ne-^{26}Al nicht zur Bestimmung der Bestahlungsalter nach Gleichung (11.16) eignet. So führt zum einen die Angabe eines mittleren Ratios wegen der Tiefen- und Radiusabhängigkeiten (siehe dazu Abb. 11.40) zu unakzeptabel großen Abweichungen. Zum anderen ist mit dem *R*-Wert die grundlegende Größe von der chemischen Zusammensetzung des Meteoriten abhängig. Aus diesen Gründen ist die Angabe eines mittleren Ratios, der für alle Eisenmeteorite, alle Radien und alle Probenlagen gültig ist, nicht möglich und sinnvoll.

Die prinzipielle Vorgehensweise bei der Bestimmung von $^{36c}Ar/^{36}Cl$-Bestrahlungsaltern unterscheidet sich praktisch nicht von der $^{21}Ne/^{26}Al$-Methode. Es gilt folgende analog strukturierte Gleichung:

$$T\ [Ma] = 511 \cdot R \cdot \frac{cc(^{36c}Ar)}{P(^{36}Cl)} \qquad \textbf{(11.17)}$$

Dabei ist *T* die Bestrahlungszeit in Millionen Jahren, $cc(^{36c}Ar)$ der kumulative kosmogene ^{36}Ar-Gehalt in der Probe (in 10^{-8} cm^3 STP g^{-1}) und $P(^{36}Cl)$ die experimentell bestimmte Sättigungskonzentration von ^{36}Cl in dpm/kg. Die unterschiedlichen Einheiten werden durch den Faktor 511 korrigiert. Die Größe *R* kennzeichnet das atomare Verhältnis der ^{36}Cl- und ^{36c}Ar-Produktionsraten. Während sich die Konzentrationen von ^{36}Cl und ^{36c}Ar wieder direkt durch AMS- und MS-Messungen für jede Probe bestimmen lassen, wird *R* unabhängig von Meteoroidenabmessungen und Abschirmtiefe mit 0,82 angegeben [Ham79]. Dieser Wert basiert jedoch, ebenso wie das vorangegang diskutierte $^{26}Al/^{21}Ne$-Ratio, auf den zweifelhaften Annahmen gleicher Teilchenspektren für Mond und Eisenmeteoroide. Da sich die Überlegungen wieder nur auf primäre Protonen beschränken, ist eine Neubestimmung des *R*-Wertes mit den neuen Datensätzen dieser Arbeit unbedingt notwendig. In Abb. 11.42 ist das atomare Ratio $^{36}Cl/^{36C}Ar$ für Eisenmeteoroide mit Radien von 5 cm bis 85 cm Radius über der Abschirmtiefe aufgetragen. Als Elementkonzentrationen fanden die Gehalte des Meteoriten Grant Verwendung (Fe: 88,7%, Ni: 9,3%).

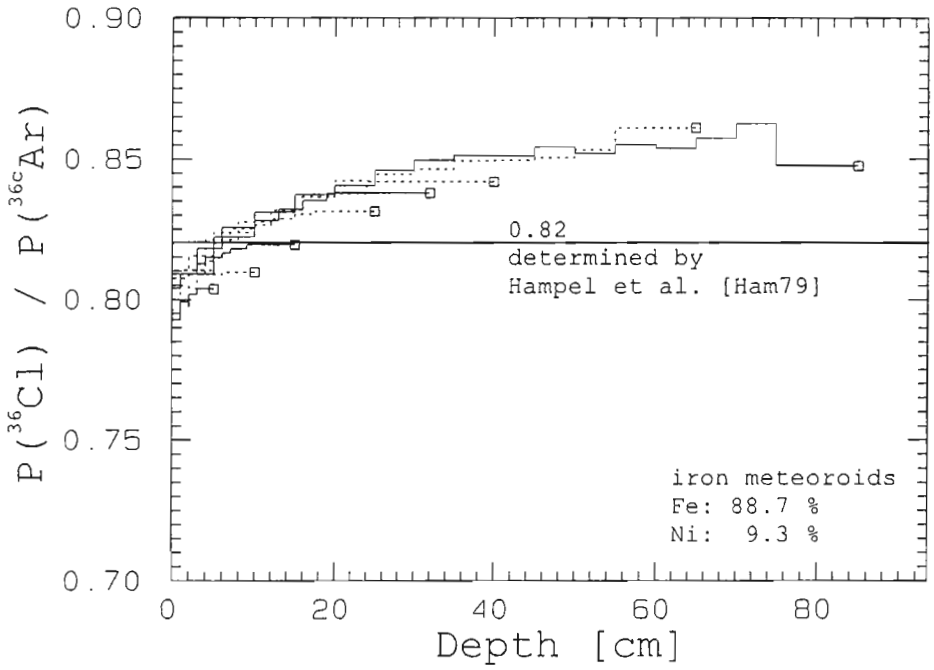


Abb. 11.42 : Radius- und Tiefenabhängigkeiten der $^{36}Cl/^{36c}Ar$-Ratios in Eisenmeteoroiden mit Eisen- und Nickelkonzentrationen wie in Grant

Der *R*-Wert ist tatsächlich nahezu unabhängig von der Meteoroidengröße und der Abschirmtiefe. So unterscheiden sich die tiefengemittelten Ratios von einem 5 cm- und einem 85 cm-Meteoroiden nur um etwa 6% voneinander. Auch kann ein mittleres Verhältnis von 0,82 [Ham79] mit den neuen Daten bestätigt werden. Erstaunlich ist, daß zwar die grundlegenden Annahmen zur Berechnung der $^{36c}Ar/^{36}Cl$-Bestrahlungsalter mit den Modellrechnungen dieser Arbeit verifiziert werden können, die über dieser Methode bestimmte Expositionszeit von Grant [Lav96] jedoch um mehr als einen Faktor 2 von den Ergebnissen dieser Arbeit abweicht.

Da die Anpassung der modellierten Produktionsraten an die experimentellen ^{36c}Ar-Konzentrationen zu einem Bestrahlungsalter von mehr als 1 Ga führt , das Produktionsratenverhältnis $^{36}Cl/^{36c}Ar$ mit 0,82 bestätigt wurde, müssen die ^{36}Cl-Daten für die Diskrepanzen verantwortlich sein. Eine direkte Kontrolle ist jedoch sehr schwierig, da die Werte bisher nicht veröffentlicht wurden. Daher mußten die ^{36}Cl-Produktionsraten mit Hilfe der bekannten ^{36c}Ar-Konzentrationen und dem von Lavielle angegebenen Alter von etwa 450 Ma [Lav96] auf Grundlage der Gleichung (11.17) ermittelt werden. Als Ausgangsdaten fanden nur die ^{36c}Ar-Ergebnisse von Graf et al. [Gra87] Verwendung. Der Fehler der ^{36c}Ar- und der ^{36}Cl-

Produktionsraten wurden zu 7% abgeschätzt. Das führt zwar zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Unbestimmtheiten, beeinflußt die prinzipiellen Überlegungen jedoch nicht. Eine Darstellung der so ermittelten Ergebnisse und der modellierten Produktionsraten zeigt Abb. 11.43.

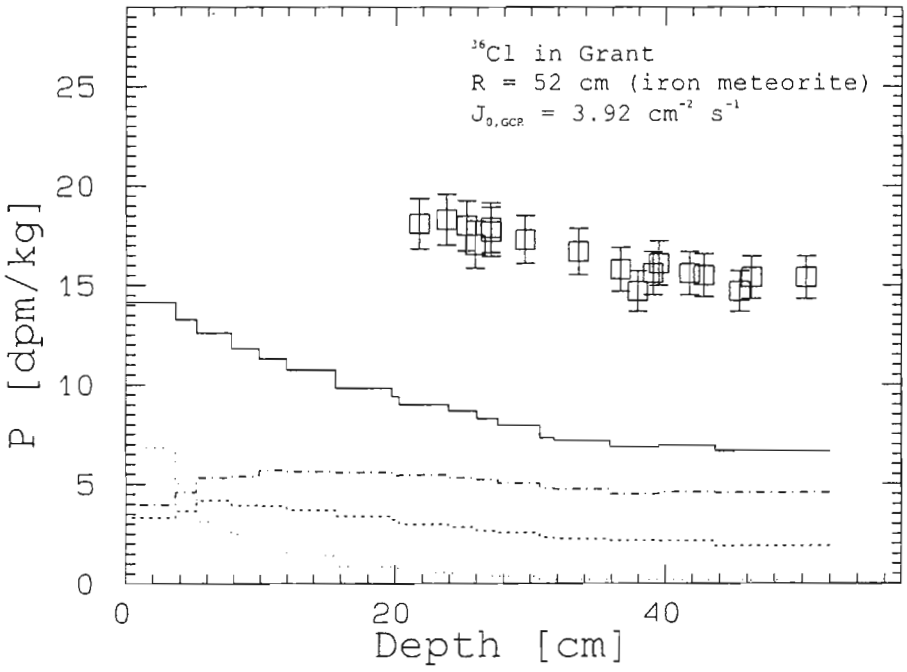


Abb. 11.43 : Produktionsraten für ^{36}Cl im Eisenmeteoriten Grant. Die experimentellen Daten wurde mit Hilfe der ^{36c}Ar-Konzentrationen und dem von Lavielle [Lav96] ermittelten $^{36c}Ar/^{36}Cl$-Bestrahlungsalter ermittelt

Die experimentellen Daten werden durch die Modellrechnungen systematisch um mehr als einen Faktor 2 unterschätzt. Das ist schon aus dem Grund erstaunlich, da sich dieses Produktnuklid in der metallischen Phase gewöhnlicher Chondrite gut durch das Modell beschreiben läßt (siehe Abb. 11.10 in Kap. 11.1.2). Wegen des geringen Matrixeffektes für primäre und sekundäre Teilchen mit Energien oberhalb von etwa 100 MeV (Schwellenenergie für die Produktion von ^{36}Cl aus Eisen, für den Matrixeffekt siehe Kap. 6) können deshalb nicht Fehler in den integralen Wirkungsquerschnitten - sie sind außerdem für protonen-induzierte Reaktionen gut bekannt - für die beobachteten Schwierigkeiten verantwortlich sein. Da auch die in Eisenmeteoriten vorkommenden Troiliteinschlüsse oder etwaige Spuren von primärem Chlor [Ska96] die Produktionsraten von ^{36}Cl nicht beeinflussen - das in dieser Arbeit bestimmte ^{36c}Ar-Alter ist konsistent zu dem, das auf Grundlage von ^{21}Ne- und ^{38}Ar-Konzentrationen ermittelt wurden - sind die Modellrechnungen auf Konsistenz zu prüfen.

Nach Kap. 6 werden die Absolutwerte und die Energieabhängigkeiten der differentiellen Teilchenspektren matrixunabhängig, wenn sowohl die Radien der Meteoroide als auch die Abschirmtiefen in Einheiten des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes diskutiert werden. Das heißt, daß sich zum Beispiel im Zentrum eines 25 cm-Steinmeteoroiden ähnliche Teilchenspektren und damit auch ähnliche Produktionsraten ausbilden wie im Mittelpunkt eines 40 cm-Eisenobjektes. Da sich die experimentellen ^{36}Cl-Daten in der metallischen Phase von Knyahinya und St.Severin gut durch die Modellrechnungen beschreiben lassen (siehe Abbildung 11.10), wird damit ein direkter Test der Eisenergebnisse möglich. Dazu werden die berechneten Produktionsraten im Zentrum und an der Oberfläche von jeweils miteinander korrespondierenden Eisen- und Steinmeteoroiden (metallische Phase) verglichen. Die Ergebnisse zeigt Tab. 11.5.

R [cm] Eisen-Meteoroide	R [cm] Stein-Meteoroide	P(Eisen)/P(Stein) Zentrum	P(Eisen)/P(Stein) Oberfläche
5	15	0,91	0,89
10	25	0,89	0,90
25	40	0,72	0,83
32	85	1,04	0,94
40	100	1,13	0,84

Tab. 11.5 : Vergleich der ^{36}Cl-Produktionsraten in Stein- und Eisenmeteoroiden gleicher Radien (in Einheiten der Reaktionstiefe)

Bei gleichen Radien in Einheiten der Reaktionstiefe (Kap. 6) sind die Produktionsraten praktisch matrixunabhängig. Die Unterschiede betragen in den fünf hier untersuchten Fällen im Mittel nur 10%. Die ^{36}Cl-Modellrechnungen sind für Eisenmeteoroide also von gleich guter Qualität wie für Steinmeteoroide.

Eine weitere Möglichkeit ist ein falsch angenommener Meteoroidenradius für Grant. Allein aus geometrischen Überlegungen ist der minimal mögliche präatmosphärische Radius für Grant mit 40 cm anzunehmen. Mit einer solchen Meteoroidengröße ergeben sich zwar halbwegs konsistente Bestrahlungsalter für ^{36c}Ar (730 Ma) und ^{38}Ar (790 Ma), die ^{36}Cl-Produktionsraten werden jedoch um etwa 60% unter- und die ^{53}Mn-Daten um mehr als 20% überschätzt. Eine konsistente Beschreibung aller experimentellen Daten ist also auch in

diesem Fall nicht möglich. Es erscheint außerdem unwahrscheinlich, daß ein Meteoroid ohne merkliche Ablation (zumindest auf einer Seite) auf die Erde fällt. So wird zum Beispiel von Lovering et al. [Lov60], basierend auf Studien von thermalen Gradienten in Eisenmeteoriten, ein mittlerer Ablationsverlust von etwa 27% für große und etwa 60% für kleine Objekte angegeben.

Da zur Zeit überhaupt nur sehr wenige experimentell bestimmte ^{36}Cl-Produktionsraten existieren, und für diese Daten weder die individuellen Probenlagen, noch die jeweiligen Meteoroidenradien bekannt sind, gibt es gegenwärtig keine Möglichkeit, die beobachteten Diskrepanzen abschließend zu klären. Es ist deshalb unbedingt notwendig, das ^{36}Cl-Tiefenprofil in Grant zu bestimmen und dabei gleichzeitig die ^{53}Mn-Daten von Imamura [Ima80] zu überprüfen. Nur mit einer solchen Datenbasis sind endgültige Aussagen bezüglich dieses Meteoriten und vor allem in bezug auf die Diskrepanzen zwischen den Bestrahlungsaltern dieser Arbeit und den auf der ^{36c}Ar/^{36}Cl-Methode basierenden möglich.

Zum Abschluß dieses Kapitels werden die ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne-Bestrahlungsalter diskutiert. Diese spezielle Methode wurde in den 60er Jahren von H. Voshage entwickelt und über viele Jahre hinweg auf die unterschiedlichsten Eisenmeteorite angewandt [Vos61, Vos62, Vos64, Vos67, Vos78A, Vos78B, Vos79, Vos80]. Als ihr großer Vorteil gilt allgemein, daß die Expositionszeiten unabhängig von der Intensität der galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung sind. Wird dagegen das Bestrahlungsalter mit Hilfe eines radioaktiven (in Sättigung) und eines stabilen Produktes ermittelt, führen Änderungen in den GCR-Intensitäten zu Änderungen der berechneten Alter. Dies sei am folgenden Beispiel verdeutlicht:
Ein Eisenmeteoroid werde zum Zeitpunkt Null aus seinem Mutterkörper herausgeschlagen. Durch die Wechselwirkungen der galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung mit dem Matrixmaterial werden ab jetzt sowohl radioaktive als auch stabile Restkerne produziert. Im vorliegenden Fall soll jedoch eine Betrachtung der Nuklide ^{21}Ne und ^{26}Al ausreichen. Das Ratio ^{26}Al/^{21}Ne sei 0,62 (siehe dazu vorangegangene Diskussion), wobei dieser Wert unabhängig von der Intensität des GCR-Spektrums sei. Es werden also pro Zeit- und Masseneinheit 40% mehr ^{21}Ne- als ^{26}Al-Kerne produziert. Bleibt die Sonne, und damit das GCR-Spektrum, konstant über die gesamte Bestrahlungszeit, ist das über dies Nuklidpaar be-

stimmte Alter realistisch. Das ändert sich jedoch, wenn sich im Verlauf der Bestrahlung die Sonnenintensität ändert. Als spezielles Beispiel sei angenommen, daß sich nach einer Bestrahlung von etwa 500 Ma die GCR-Intensität halbiert, sich das Nuklidratio dabei jedoch nicht ändert - eine fragliche Annahme, da eine Intensitätsveränderung immer auch zu einer Änderung der spektralen Verteilung führen wird - und der Meteoroid nach weiteren 500 Ma auf die Erde fällt. Während die experimentell bestimmten ^{26}Al-Sättigungsaktivitäten nur die Verhältnisse der letzten paar Millionen Jahre wiederspiegeln (also mit halbierter Intensität), mitteln die ^{21}Ne-Konzentrationen über die gesamte Bestrahlungszeit. Daher sind die jeweiligen Zähler und Nenner der Gleichungen (11.16) und (11.17) eigentlich nicht mehr miteinander vergleichbar und die Bestrahlungszeiten nicht korrekt. So wird im vorliegenden Fall mit einer um einen Faktor 2 erniedrigten ^{26}Al-Produktionsrate ein 50% zu hohes Bestrahlungsalter errechnet.

Diese Schwierigkeiten lassen sich vermeiden, wenn die verwendeten radioaktive Nuklide keine Sättigung mehr erreichen, ihre Halbwertszeiten also entweder länger oder aber zumindest ähnlich der üblichen Bestrahlungszeiten sind. Darin liegt der Vorteil der ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne-Methode. Neben den stabilen K-Isotopen und den zwei Edelgasnukliden ^{4}He und ^{21}Ne findet nur noch ^{40}K Verwendung. Da die Expositionszeiten der Eisenmeteoroide in den meisten Fällen wenige Ga nicht übersteigen [Vos61, Vos62, Vos64, Vos68, Vos78B, Vos79], erfüllt die ^{40}K-Halbwertszeit von $1{,}8 \cdot 10^{9}$ Jahren [See81] die an sie gestellte Anforderung. Wegen der überragenden Bedeutung, die dieser Methode zukommt, wird im folgenden näher auf sie eingegangen. Dabei sind insbesondere die darin eingehenden Annahmen und Approximationen auf Grundlage des mittlerweile erweiterten Kenntnisstandes zu prüfen. Umfassende Erläuterungen vor allem in Hinblick auf meßtechnische Fragestellungen finden sich in den Orginalartikeln von Voshage [Vos61, Vos62, Vos64, Vos67, Vos78A, Vos78B, Vos79, Vos80].

Die zeitliche Entwicklung der kosmogenen Kaliumisotope (Index k) ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} cc(^{39}K)_k &= P_{39} \cdot T \\ cc(^{40}K)_k &= \frac{P_{40}}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T}) \\ cc(^{41}K)_k &= P_{41} \cdot T \end{aligned} \qquad \textbf{(11.18)}$$

Dabei ist $cc(^{i}K)$ die Konzentration und P_i die Produktionsrate des Kaliumisotopes i. T ist die Bestrahlungszeit und λ die ^{40}K-Zerfallskonstante. Die mit Hilfe der Festkörpermassenspektrometrie ermittelten Gehalte geben jedoch nicht allein den kosmogenen Anteil wieder. Vielmehr ist sowohl zusätzlich primordiales als auch terrestrisches Kalium (infolge nicht zu vermeidender Kontamination) in den Proben zu erwarten. Beide Beiträge - es wird terrestrische Isotopenzusammensetzung angenommen - lassen sich in den Massenspektren wie folgt berücksichtigen:

$$\begin{aligned} cc(^{39}K) &= cc(^{39}K)_k + cc(^{39}K)_g \\ cc(^{40}K) &= cc(^{40}K)_k \\ cc(^{41}K) &= cc(^{41}K)_k + cc(^{41}K)_g \end{aligned} \qquad \textbf{(11.19)}$$

Dabei kennzeichnet der Index g gewöhnliches, also primordiales und durch Kontamination zugetragenes Kalium mit terrestrischer Isotopenstruktur. Wegen der geringen Häufigkeit des Isotopes 40 (0,0117 %, [See81]) können die g-Beiträge in diesem Fall gegenüber der kosmogenen Komponente vernachlässigt werden. Durch geschicktes Umformen der Gleichungen (11.18) und (11.19) ergibt sich folgender Ausdruck für das Bestrahlungsalter:

$$\frac{\lambda \cdot T}{1 - e^{-\lambda \cdot T}} = \frac{M}{N} \qquad \textbf{(11.20)}$$

Dabei enthält M reine Meßresultate. Es gilt:

$$\begin{aligned} a &= \frac{cc(^{41}K)_g}{cc(^{39}K)_g} \\ M &= \frac{cc(^{41}K)}{cc(^{40}K)} - a \cdot \frac{cc(^{39}K)}{cc(^{40}K)} \end{aligned} \qquad \textbf{(11.21)}$$

Für N gilt:

$$N = \frac{P_{41}}{P_{40}} - a \cdot \frac{P_{39}}{P_{40}} \tag{11.22}$$

Von besonderem Vorteil erweist sich, daß der M-Wert, also das eigentliche Ergebnis einer Kaliumanalyse, unabhängig davon ist, in welchem Verhältnis die kosmogene und die gewöhnliche Komponente zum Massenspektrum beitragen [Vos80]. Mit Kenntnis des Korrekturfaktors a - für ihn wird von Voshage ein Wert von 0,07424 angegeben [Vos67], neuere Daten führen dagegen zu 0,072167 [See81] - läßt sich der M-Faktor alleine aus den Massenspektren ermitteln, so daß nur der N-Wert zur endgültigen Bestimmung des Bestrahlungsalters fehlt. Da bis zum heutigen Zeitpunkt keine Informationen über die protonen- oder neutronen-induzierte Restkernproduktion von Kaliumisotopen in den Targetelementen Eisen und Nickel existieren, kann der N-Wert bisher nur approximativ angegeben werden. Nach Voshage [Vos80] hängen die Ratios von Produktionsraten einzig von der effektiven Bestrahlungshärte, also von der Form der primären und sekundären Teilchenspektren in der jeweiligen Probe ab. Ein geeignetes Maß dafür ist das Edelgasverhältnis He/Ne. Nach Arnold et al. [Arn61] gilt zwischen dem N-Faktor und dem He/Ne-Ratio folgender linearer Zusammenhang:

$$N = 1{,}330 + 0{,}00135 \cdot \frac{cc(He)}{cc(Ne)} \tag{11.23}$$

Dabei kennzeichnen $cc(He)$ und $cc(Ne)$ die in der jeweiligen Probe bestimmten Konzentrationen von kosmogenem Helium und Neon. Diese Korrelation ist zwar einfach, mit großer Wahrscheinlichkeit aber nicht korrekt. So wurden die von Arnold et al. [Arn61] benutzen Sekundärteilchenspektren aus Analogien zu Folienstapeln, in denen die Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre untersucht wurde, entwickelt. In seinem Modell sind die Spektren nur abhängig von der Abschirmtiefe, nicht von dem Meteoroidenradius. Wie jedoch in Kap. 6 gezeigt wurde, beeinflußt gerade der Radius die Sekundärteilchenflußdichten wesentlich. Desweiteren findet bei Arnold et al. [Arn61] keine Unterscheidung zwischen Stein- und Eisenmeteoroiden statt, die gesamte Tiefenabhängigkeit wird matrixunabhängig in Einheiten der Massenbelegung diskutiert. Eine solche Vereinfachung

ist jedoch nur für Teilchenenergien oberhalb einiger 100 MeV akzeptabel, bei niedrigen Energien machen sich sowohl bei den primären als auch bei den sekundären Teilchen Matrixeffekte bemerkbar (siehe dazu wieder Kap. 6).

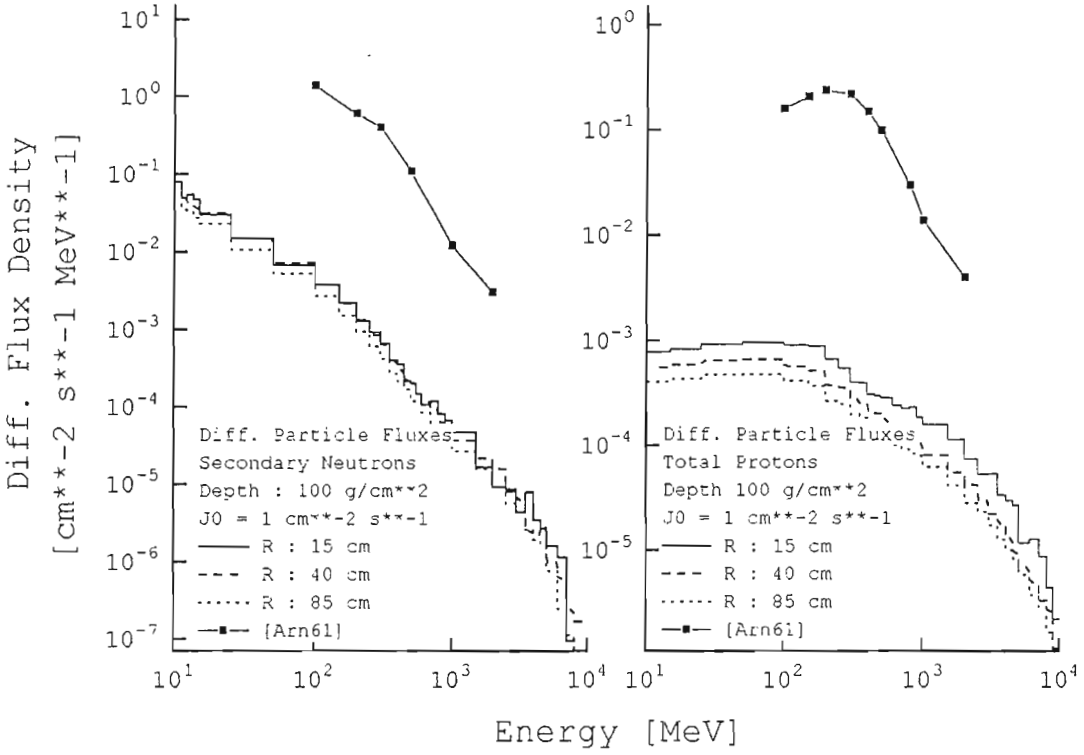


Abb. 11.44 : Vergleich der mittels Monte-Carlo-Methode berechneten Spektren mit den von Arnold et al. [Arn61] mit Hilfe von semiempirischen Überlegungen angegebenen differentiellen Flußdichten. Die Abschirmtiefe beträgt in allen dargestellten Fällen 100 g/cm²

In Abb. 11.44 wurden die von Arnold et al. [Arn61] mit Hilfe semiempirischer Überlegungen bestimmten differentiellen Flußdichten für die sekundären Neutronen (linke Seite) und die totalen Protonen (rechte Seite) den Monte-Carlo-Ergebnissen aus dieser Arbeit verglichen. Bei letzteren wurde zusätzlich, bei jeweils gleichen Abschirmtiefen von 100 g/cm², zwischen drei Radien unterschieden (15 cm, 40 cm und 85 cm), um so Aussagen über Abhängigkeiten der Spektrenformen und Absolutwerte von der Meteoroidengröße zu ermöglichen.

Weder die Absolutwerte, noch die Energieabhängigkeiten der von Arnold et al. [Arn61] angegebenen Spektren stimmen mit den Daten dieser Arbeit überein. Sowohl für die sekundären Neutronen als auch für die Gesamtheit der Protonen betragen die Diskrepanzen fast einen Faktor 100. Da die Monte-Carlo-Rechnungen mit Hilfe experimenteller Daten validiert

wurden [Clo89], müssen die Abweichungen auf Fehler in den semiempirischen Spektren zurückgeführt werden. Dabei sind noch nicht einmal die fehlerhaften Absolutwerte das eigentliche Problem (es werden nur Nuklidratios diskutiert). Durch die nicht korrekte Beschreibung der Spektrenformen und eine Vernachlässigung der Radiusabhängigkeit ergeben sich jedoch auch Nuklidverhältnisse, die nicht der Realität entsprechen können. Hinzu kommt, daß die in die Rechnungen einbezogenen Wirkungsquerschnitte auf der Grundlage semiempirischer Spallationstheorien ermittelt wurden [Arn61]. Werden die damals verwandten Daten mit heutigen, allgemein akzeptierten Werten verglichen, lassen sich unsystematische Diskrepanzen von 15% (^{4}He) und 30% (^{36}Cl) bis hin zu einem Faktor 3 (^{21}Ne) beobachten.

Aufgrund dieser offensichtlichen Fehler ist zu bezweifeln, daß die Relation (11.23) korrekt ist. Daher ist es unbedingt notwendig, den *N*-Wert mit Hilfe der deutlich verbesserten Modellrechnungen neu zu ermitteln. Dazu ist es jedoch notwendig, zunächst die protonen- und neutronen-induzierten Anregungsfunktionen und die Produktionsraten in den Simulationsexperimenten experimentell zu bestimmen.

Trotz dieser Fehler wird zunächst weiter von der Richtigkeit der Beziehung (11.23) ausgegangen. Um etwaige Einflüsse der gerade bei Eisenmeteoroiden zu beobachtenden ^{3}H-Diffusionsverluste zu umgehen und unter Berücksichtigung, daß von den Neonisotopen vorwiegend die Massenzahl 21 analysiert wird, findet bei Voshage nicht das He/Ne, sondern das ^{4}He/^{21}Ne-Ratio als Maß für die effektive Bestrahlungshärte Verwendung. Die entsprechende Umformung basiert auf den folgenden zwei Annahmen:

$$\frac{cc(^{3c}Hec)}{cc(^{4}Hec)} = 0.148 + 37 \cdot \frac{cc(^{21}Nec)}{cc(^{4}Hec)} \qquad \textbf{(11.24)}$$

$$cc(Nec) = 3 \cdot cc(^{21}Nec)$$

Die erste Relation wurde von Schultz und Hinterberger rein empirisch gefunden (siehe [Vos67]), Im zweiten Fall handelt es sich um eine von Voshage nicht näher diskutierte Annahme [Vos67]. Ist diese Approximation für die Targetelemente Eisen und Nickel wegen der großen Massendifferenz zwischen Target und Produkt noch möglich, erweist sie sich für

die schwefel- und phosphorhaltigen Einschlüsse - durch welche die Neon-Produktionsraten beeinflußt werden - als unhaltbar. Aus der zweiten Gleichung von (11.24) folgt:

$$\frac{cc(^{20}Nec)}{cc(^{21}Nec)} = 2 - \frac{cc(^{22}Nec)}{cc(^{21}Nec)} \qquad \textbf{(11.25)}$$

Zwischen den $^{20}Ne/^{21}Ne$-Ratios und den $^{22c}Ne/^{21}Ne$-Verhältnissen ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit Offset 2 und Steigung -1. Es zeigt sich aber für das Targetelement Silizium - als Abschätzung für die Schwefel- und Phosphorbeiträge - eine ganz andere Korrelation (siehe Abb. 11.45).

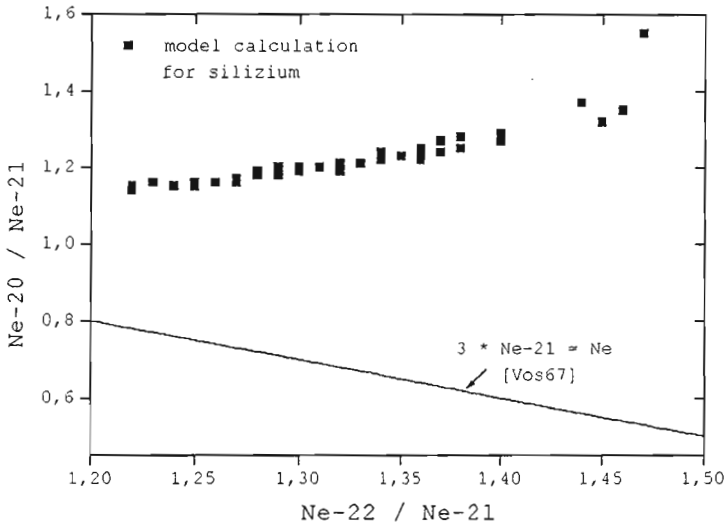


Abb. 11.45 : Nach Voshage [Vos67] erwartete und mittels Modellrechnungen bestimmte Korrelation zwischen den Nukliden ^{20}Ne, ^{21}Ne und ^{22c}Ne für das Targetelement Silizium

So liefern die Modellrechnungen auf der einen Seite einen wesentlich größeren Offset und zum anderen statt der erwarteten negativen eine positive Steigung. Die Annahme, daß sich die gesamte Neonkonzentration einfach durch Verdreifachung der ^{21}Ne-Meßwerte ergibt, ist für die schwefel- und phosphorhaltigen Einschlüsse nicht korrekt.

Wird immer noch von der Richtigkeit der Gleichungen (11.23) und (11.24) ausgegangen, ergibt sich zwischen dem N-Wert und dem $^{4}He/^{21}Ne$-Verhältnis als Maß für die effektive Bestrahlungshärte folgende Relation [Vos80]:

$$N = 1{,}346 + 0{,}515 \cdot 10^{-3} \frac{cc(^{4}Hec)}{cc(^{21}Nec)} \qquad \textbf{(11.26)}$$

Mit Hilfe des experimentell bestimmten M-Wert und des approximierten N-Wertes läßt sich aus den Kalium-, ^{21}Ne- und ^{4}He-Konzentrationen für prinzipiell jeden Eisenmeteoriten das

Bestrahlungsalter angeben. Umfangreiche Sammlungen entsprechender Daten finden sich in [Vos61, Vos62, Vos64, Vos67, Vos78A, Vos78B, Vos79, Vos80]. Im Laufe der Diskussion hat sich jedoch gezeigt, daß gerade der *N*-Wert nicht wirklich wohlbestimmt ist, da nahezu alle in seine Berechnung eingehenden Grundannahmen auf fragwürdigen, teilweise sogar auf falschen Annahmen basieren. Daher ist eine Neubestimmung des *N*-Werte auf Grundlage der in dieser Arbeit vorgestellten Modellrechnungen unbedingt notwendig. Erst nach einer derartigenVerbesserung sind endgültige Aussagen bezüglich der zeitlichen Konstanz der galaktischen kosmischen Strahlung als physikalisch fundiert anzusehen. Gegenwärtig sind die $^{41}K/^{40}K$-$^{4}He/^{21}Ne$-Bestrahlungsalter für eine diesbezügliche Diskussion zu unbestimmt.

11.2.3 Allgemeine Bemerkungen zu den Modellrechnungen für Eisenmeteoroide

In diesem letzten Kapitel werden noch einmal kurz die Ergebnisse der Modellrechnungen für die Eisenmeteoroide zusammengefaßt. Es untergliedert sich dabei zum einen in spezielle Bemerkungen zum Meteoriten Grant und zum anderen in Hinweise und Anregungen bezüglich der Modellrechnungen für die extraterrestrischen Eisenkörper im allgemeinen.

11.2.3.1 Spezielle Bemerkungen zum Eisenmeteoriten Grant

Im Verlauf der Diskussion zeigte sich, daß weder die bisher angenommene Lage des Zentrums noch die präatmosphärische Größe des Meteoriten Grant korrekt ist. Daher sind alle bisher verwendeten Modelle zur Beschreibung tiefenabhängiger Produktionsraten [Sig60, Vos84] in Eisenmeteoroiden fragwürdig geworden. Durch die Neubestimmung der präatmosphärischen Zentrumsposition wurde zum einen der Beweis erbracht, daß Grant eine Ein-Stufen-Bestrahlungsgeschichte erlebt hat, und zum anderen konnten aus den vielen mittlerweile existierenden Daten erstmals konsistente Tiefenprofile für radioaktive und stabile kosmogene Nuklide angegeben werden.

Allein aus rein geometrischen Gesichtspunkten wurde der Meteoroidenradius zu größer als 40 cm abgeschätzt. Eine Anpassung berechneter an experimentelle ^{53}Mn-Produktionsraten [Ima80] zeigte, daß ein präatmosphärischer Radius von etwa 52 cm am wahrscheinlichsten ist. Mit diesen Daten für die Zentrumsposition und die Größe war es jedoch unmöglich, die experimentell bestimmten ^{10}Be- und ^{26}Al-Konzentrationen [Gra87] zu beschreiben. Eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment konnte hergestellt werden, indem Spurenelementgehalte von 0,8% Phosphor, 0,6% bis 0,7 % Schwefel und etwa 1,6% Kohlenstoff oder 6,4% Sauerstoff in die Rechnungen einbezogen wurden.

Phosphor tritt vorwiegend in Form von Schreibersit auf. Die einzelnen Kristalle (Korngröße 100 µm bis 200 µm) bilden dabei Platten und Lamellen mit einer Breite von 0,1 mm bis etwa 2 mm [Che83, Tes86]. Derartige Einschlüsse sind zu klein, um sie bei einer Probennahme zu berücksichtigen, so daß der von Buchwald [Buc75] angegebene Phosphorgehalt von etwa 0,8% für das hier diskutierte Problem realistisch erschien.

Schwefel kommt in Eisenmeteoroiten vorwiegend in Troilit- oder Daubreeliteinschlüssen vor. Von Buchwald wird für Grant eine Schwefelkonzentration von etwa 0,6% angegeben, wobei nur makroskopische Einschlüsse bei der Untersuchung berücksichtigt wurden [Buc96]. Falls derartige sichtbare Mineraleinschlüsse bei einer vernünftigen Probennahme vermieden wurden, haben diese 0,6% keinen Bezug zur hier diskutierten Fragestellung. Entsprechend wurde der Schwefelgehalt, durch den die Messungen tatsächlich beeinflußt wurden, durch Anpassung der berechneten an die experimentell bestimmten ^{26}Al-Produktionsraten ermittelt. Eine Konzentration von 0,6% bis 0,7% scheint am plausibelsten zu sein.

Jedoch selbst mit diesen Schwefel- und Phosphorgehalten war es nicht möglich, die experimentellen ^{10}Be-Produktionsraten mit Hilfe der Modellrechnungen zu beschreiben. Eine befriedigende Übereinstimmung ergab sich erst dann, wenn neben Schwefel und Phosphor zusätzlich Kohlenstoff (1,6%) oder Sauerstoff (6,4%) als Targetelemente berücksichtigt wurden. Eine experimentelle Bestätigung derartiger Gehalte steht zum gegenwärtigen Zeitpunkt jedoch noch aus.

Basierend auf den ^{3c}He-, ^{21}Ne-, ^{36c}Ar- und ^{38}Ar-Konzentrationen ließ sich für das Bestrahlungsalter ein Wert zwischen 1023 ± 50 Ma und 1287 ± 46 Ma angeben, wobei ein Alter von 1054 ± 24 Ma am wahrscheinlichsten war. Die mit Hilfe der unterschiedlichen Produktnuklide bestimmten Alter waren konsistent. So betrugen die maximalen Abweichungen 26%. Blieb ^{3c}He wegen teilweise unbestimmter Anregungsfunktionen unberücksichtigt, beliefen sich die maximalen Abweichungen auf nur noch 8% und lagen damit in den 2-σ-Fehlerintervallen. Mit dieser Expositionszeit lassen sich zwar alle in Grant gemessenen Edelgaskonzentrationen konsistent beschreiben, sie steht jedoch im krassen Widerspruch zu sämtlichen bisher bestimmten Bestrahlungsaltern [Vos64, Lip65, Lav96]. Durch eine Neubestimmung der ^{21}Ne/^{26}Al-Methode konnten jedoch für einen Teil der Daten die Diskrepanzen ausgeräumt werden. Die Abweichungen zu den ^{36c}Ar/^{36}Cl-Bestrahlungsaltern machen jedoch deutlich, daß es bisher ungeklärte Schwierigkeiten bei der Modellierung von ^{36}Cl in Eisenmeteoroiden gibt. Das erstaunt umso mehr, da dieses Produktnuklid in der metallischen Phase gewöhnlicher Chondrite gut durch die Rechnungen beschrieben wird. Auch würden die Meßwerte darauf hindeuten, daß in Eisenmeteoroiden sehr viel mehr ^{36}Cl produziert wird als in den metallischen Phasen von Chondriten, eine Beobachtung, die nach der Diskussion des Matrixeffektes in dieser Größenordnung undenkbar ist.

Bei einer Analyse der ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne-Bestrahlungsalter hat sich gezeigt, daß ein großer Teil der darin eingehenden Annahmen und Approximationen zumindest zweifelhaft, in vielen Fällen sogar falsch ist. Daher erscheint eine Diskussion über die Konstanz der galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung zum gegenwärtigen Zeitpunkt als nicht sinnvoll.

Um die Annahmen über die Spurenelementgehalte entweder zu bestätigen oder aber zu widerlegen, ist es unbedingt notwendig, die Elementkonzentrationen in Grant detailliert zu bestimmen. Dabei müssen die Messungen stichpunktartig über die gesamte Querschnittsfläche erfolgen, damit Aussagen über die Heterogenität der Verteilung möglich sind.

Mit dem Ziel, die Diskrepanzen für das Produktnuklid ^{36}Cl und damit für die ^{36c}Ar/^{36}Cl-Altersbestimmung endgültig zu beseitigen, ist es notwendig, ein ^{36}Cl-Tiefenprofil zu bestimmen. Sollte sich die Abweichung zwischen Theorie und Experiment dabei bestätigen,

erscheint es sinnvoll, die ^{53}Mn-Daten von Imamura [Ima80] zu kontrollieren. Da die ^{53}Mn-vollständig und ^{36}Cl-Produktionsraten nahezu unabhängig gegenüber etwaigen Troilit-, Daubreelit- und Schreibersiteinschlüssen sind, sollte im optimalen Fall eine Bestimmung sowohl der Probenlage als auch der Meteoroidengröße über diese zwei Nuklide möglich sein.

11.2.3.2 Allgemeine Bemerkungen

Die Diskussion der Modellrechnungen für den Eisenmeteoriten Grant macht deutlich, daß für die Produktnuklide ^{10}Be und ^{26}Al sowie für die Helium- und Neonisotope keine generellen Aussagen über die radius- und tiefenabhängigen Produktionsraten möglich sind. Entspechende Untersuchungen sind nur mit Kenntnis der probenspezifischen (im optimalen Fall) oder zumindest der mittleren Spurenelementgehalte sinnvoll. Um dies nochmals zu verdeutlichen, wurden in Abb. 11.46 die Zentrumsproduktionsraten für ^{26}Al (linke Seite) und ^{21}Ne (rechte Seite) über dem Verhältnis der metallischen zur Gesamtkonzentration aufgetragen ((Fe+Ni)/(Fe+Ni+P+S)). Dabei wurden die Phosphor- und Schwefelgehalte jeweils als gleich angenommen und ihre Gesamtkonzentration von 0% bis 2% variiert.

Die ^{26}Al- und ^{21}Ne-Zentrumsproduktionsraten steigen für alle Radien mit anwachsendem Phosphor- und Schwefelgehalt, also fallendem (Fe+Ni)/(Fe+Ni+P+S)-Faktor, an. Die Zunahme beträgt für ^{26}Al etwa 65% für einen 5 cm-, einen Faktor 3,3 für einen 40 cm- und fast einen Faktor 5 für einen 85 cm-Meteoroiden. Für das Produktnuklid ^{21}Ne steigen die entsprechenden Werte um 27% (5 cm), 72% (40 cm) bzw. 86% (85 cm) an.

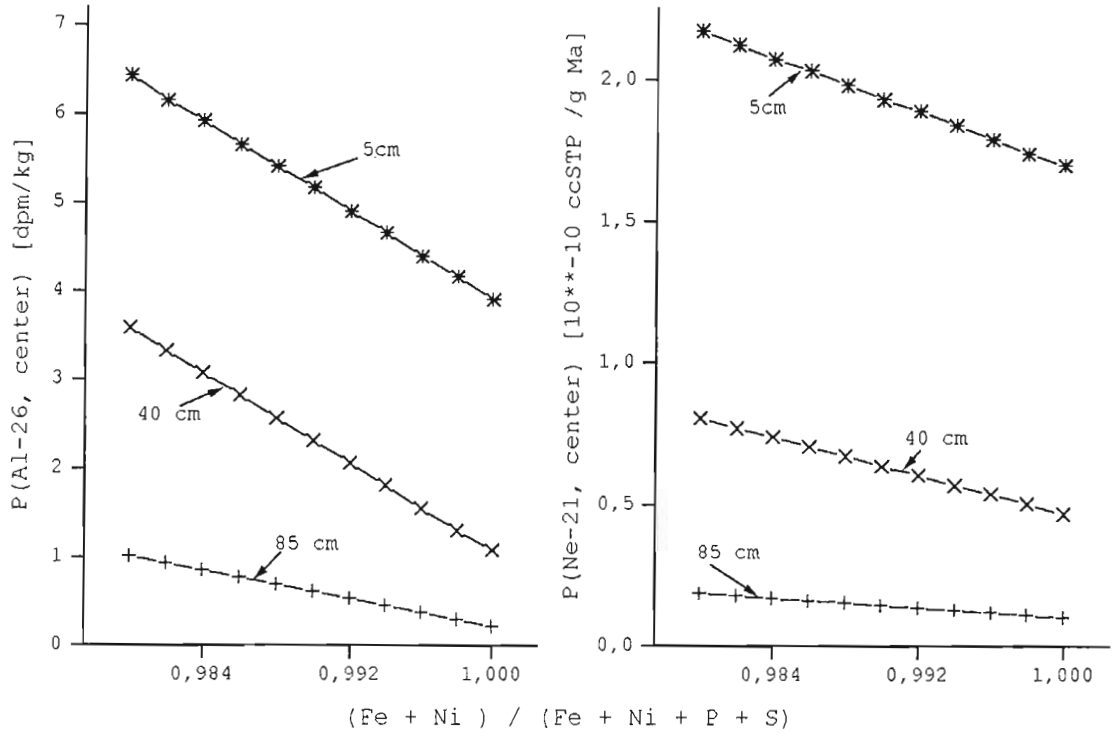


Abb. 11.46 : Abhängigkeiten der ^{26}Al- und ^{21}Ne-Produktionsraten für Meteoroide mit Radien 5 cm, 40 cm und 85 cm vom Phosphor- und Schwefelgehalt

Die natürlicheVariationsbreite des Phosphorgehaltes in Eisenmeteoriten reicht von wenigen ‰ bis zu etwa 1% (gruppiert) bzw. 2% (ungruppiert). Die Variationen der bisher gemessenen Schwefelkonzentrationen ist noch größer. So sind auf der einen Seite troilitfreie (Nedagolla, Tuscon [Buc75]) und auf der anderen Seite extrem schwefelreiche Meteorite (Mundrabilla, 8% und Soroti, 12% [Mas79]) bekannt. Wegen der großen Empfindlichkeit der Produktionsraten gegenüber solchen Einschlüssen bei der gleichzeitig großen Spannbreite der Konzentrationen ist es unumgänglich, jeden Eisenmeteoriten vor allem in Hinblick auf seine exakte Elementzusammensetzung separat zu diskutieren.

Ähnliche Überlegungen gelten auch für das Produktnuklid ^{10}Be und die Heliumisotope. Zwar sind die Produktionsraten in diesem Fall nahezu unabhängig von phosphor- und schwefelhaltigen Einschlüssen, die Werte zeigen dafür jedoch eine Beeinflussung durch Spuren von Kohlenstoff und Sauerstoff. Da die prinzipiellen Überlegungen die gleichen sind wie für die ^{26}Al und die Neonisotope, gelten die gleichen Schlußfolgerungen auch in diesem Fall.

In zahlreichen Elementanalysen der metallischen Matrix von Eisenmeteoriten konnte der Urangehalt im Mittel zu einigen pg Uran pro g Metall abgeschätzt werden [Mas79]. Solche Konzentrationen sind zu gering, um die Produktionsraten von ^{4}He durch radiogene Anteile merklich zu verändern. So ergibt sich zum Beipiel für den Eisenmeteoriten Grant eine Erhöhung der Konzentration durch radiogenes ^{4}He von weniger als 1%. Ein anderes Ergebnis zeigt sich, wenn nur die Troiliteinschlüsse diskutiert werden. In Untersuchungen konnten Chen und Mitarbeiter [Che83] Urankonzentrationen von einige ng Uran pro g Troilit nachweisen. Solch hohe Gehalte führen zu radiogenen ^{4}He-Konzentrationen, die in der gleichen Größenordnung wie die kosmogene Komponente liegen. Das bedeutet, daß durch das radiogene ^{4}He die Gesamtheliumkonzentration in den Troiliteinschlüssen deutlich erhöht wird. Dementsprechend wird die Diskussion der Bestrahlungsalter in solchen Fällen erschwert. Für die überwiegende Zahl der Meteorite (Schwefelgehalt deutliche kleiner als 0,5%) kann die Beeinflussung der Bulkmeßwerte durch diese radiogenen Anteile - selbst unter Berücksichtigung der ^{4}He-Diffusion - jedoch vernachlässigt werden. Nur bei den sehr schwefelreichen Eisenmeteoriten (Konzentration bis zu 12% [Mas79]) ist eine separate Diskussion dieser Problemstellung bei Analysen von ^{4}He-Gehalten angebracht.

Einfacher werden die Zusammenhänge für die Produktnuklide ^{36}Cl und ^{53}Mn. Zwar ist prinzipiell eine Beeinflussung der ^{36}Cl-Produktionsraten durch die Troiliteinschlüsse infolge der (p,n)-Reaktion am ^{36}S denkbar, wegen der geringen Häufigkeit dieses Isotopes (0,02%) ist sie jedoch gegenüber den Eisen- und Nickelbeiträgen zu vernachlässigen. Einen generellen Überblick über die Radius- und Tiefenabhängigkeiten gibt Abb. 11.47. Dargestellt sind die ^{36}Cl-Produktionsraten in Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 85 cm in Abhängigkeit von der Abschirmtiefe.

Die Produktionsraten fallen monoton sowohl mit zunehmender Tiefe als auch mit anwachsender Größe des Meteoroiden ab. Einge Ausnahmen gilt für die Tiefenabhängigkeiten in einem 5 cm- und 10 cm-Eisenkörper. In diesem speziellen Fall gleicht sich die Absorption der primären gerade mit der Produktion der sekundären Teilchen aus, so daß die Produktionsraten über den gesamte Kugelquerschnitt einen konstanten Verlauf haben. Die hier dargestellten Abhängigkeiten gleichen im wesentlichen denen, die sich für die entsprechenden Tiefenprofile in den metallischen Phasen gewöhnlicher Chondrite ergeben (Abb. 11.11).

Ein direkter Vergleich ist jedoch nur dann möglich, wenn sowohl Abschirmtiefen als auch Radien in Einheiten des makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnittes diskutiert werden (siehe dazu auch Kap. 6). Entsprechende Überlegungen (siehe Kap. 11.2.2) quantifizieren den Matrixeffekt für dieses Produktnuklid mit maximal 10%.

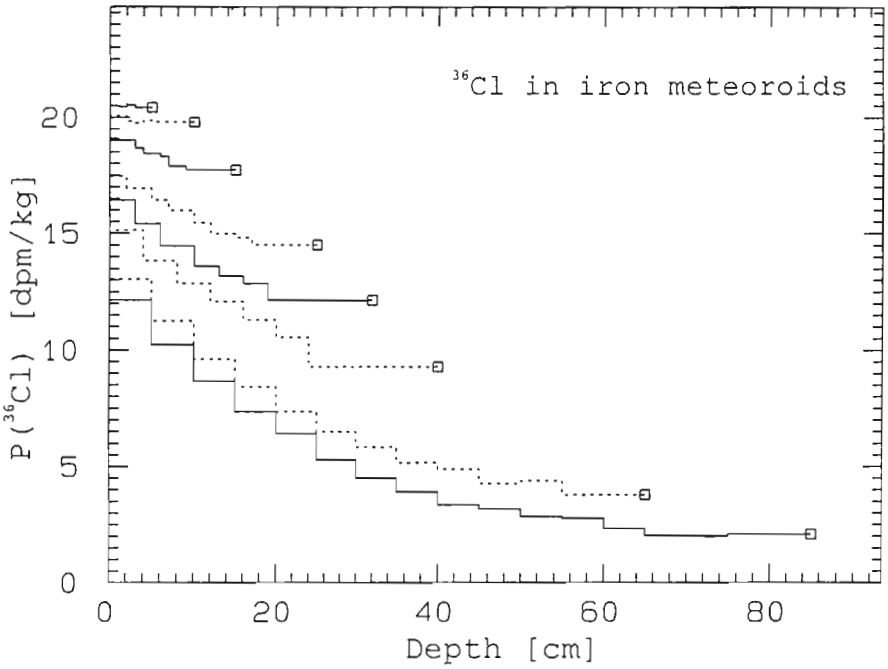


Abb. 11.47 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Cl in Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 85 cm

Die Abbildung 11.48 zeigt die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der ^{53}Mn-Produktionsraten in Eisenmeteoroiden. Analog zu den Beobachtungen für die Steinmeteoroide steigen auch hier die Produktionsraten für kleine Meteoroide ($R \leq 15$ cm) monoton mit zunehmender Abschirmtiefe an. Bei etwas größeren Objekten (15 cm < R < 40 cm) bildet sich im zentralen Bereich zunächst ein langgestrecktes Plateau aus, das bei großen Meteoroiden (R > 40 cm) in ein oberflächennahes lokales Maximum mit anschließendem Abfall zum Zentrum hin übergeht. Basierend auf Radien und Abschirmtiefen, mit dem jeweiligen makroskopischen inelastischen Wirkungsquerschnitt skaliert, läßt sich der Matrixeffekt auch in diesem Fall im Mittel zu weniger als 10% abschätzen.

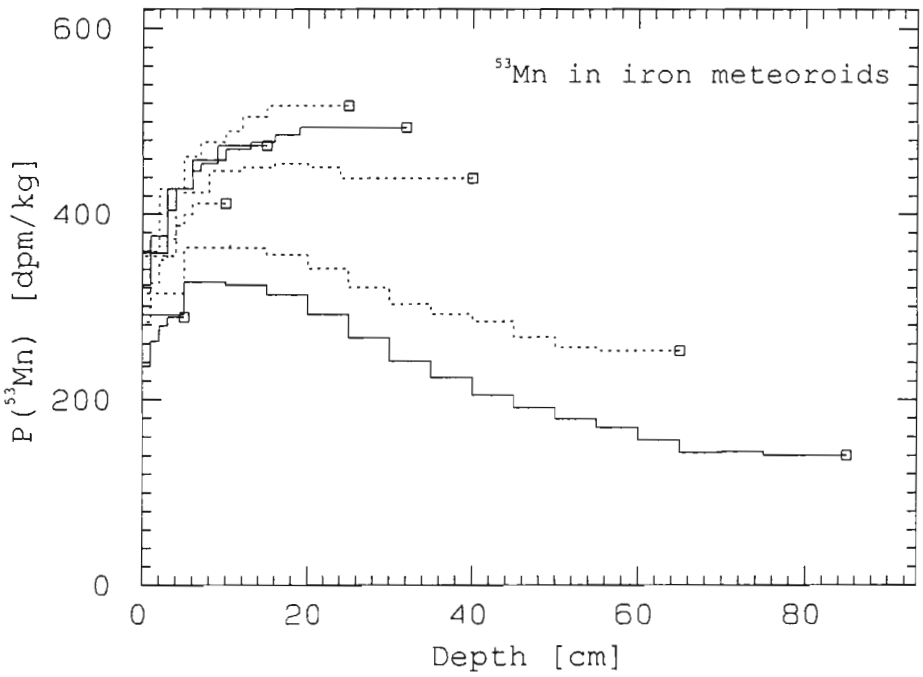


Abb. 11.48 : GCR-Produktionsraten für ^{53}Mn in Eisenmeteoroiden mit Radien von 5 cm bis 85 cm

Die Unabhängigkeiten der ^{36}Cl- und ^{53}Mn-Produktionsraten gegenüber kohlenstoff-, sauerstoff, schwefel- und phosphorhaltigen Einschlüssen ermöglichen auch ohne genaue Kenntnis der meteoritenspezifischen Elementkonzentrationen erste Aussagen bezüglich Probenlage, präatmosphärischer Größe und terrestrischem Alter. Um dies zu verdeutlichen, wurden für Meteoroidenradien von 5 cm bis 85 cm die ^{36}Cl-Produktionsraten über den entsprechenden ^{53}Mn-Daten aufgetragen (Abb. 12.49).

Es gibt einen erlaubten Bereich. In dieses Feld müssen sich die Paare von Produktionsraten aller Eisenmeteorite mit präatmosphärischen Radien von 5 cm bis 85 cm gruppieren. Etwaige Ausreißer deuten zum einen auf einen sehr großen (die Daten gruppieren unten links) oder sehr kleinen Meteoroiden (die Meßwerte liegen sämtlich im oberen Bereich) hin. Zum anderen geben sie erste Hinweise auf ein hohes terrestrisches Alter (scheinbar zu niedrige ^{36}Cl-Meßwerte). Läßt sich eine lange Verweildauer auf der Erde ausschließen (z.B. bei Fällen), ermöglichen die Daten aus Abb. 11.49 eine ungefähre Bestimmung der präatmosphärischen Größe und der Probenlage.

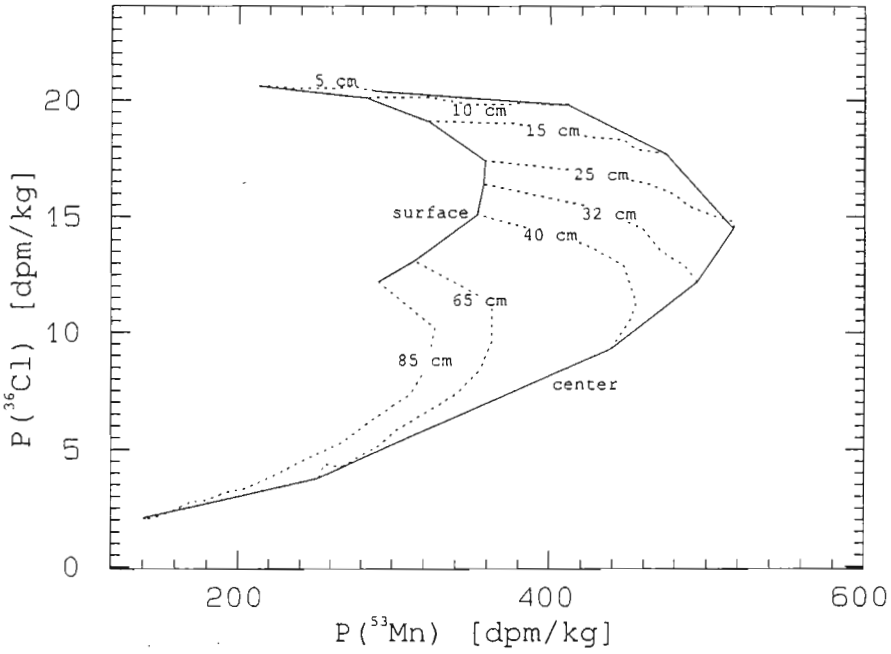


Abb. 11.49 : GCR-Produktionsraten für ^{36}Cl in Abhängigkeit von entsprechenden ^{53}Mn-Daten für Eisenmeteoroide mit Radien von 5 cm bis 85 cm

In Abb. 11.50 sind die Radius- und Tiefenabhängigkeiten der ^{36c}Ar- und ^{38}Ar-Produktionsraten für Eisenmeteoroide von 5 cm bis 85 cm Radius dargestellt.

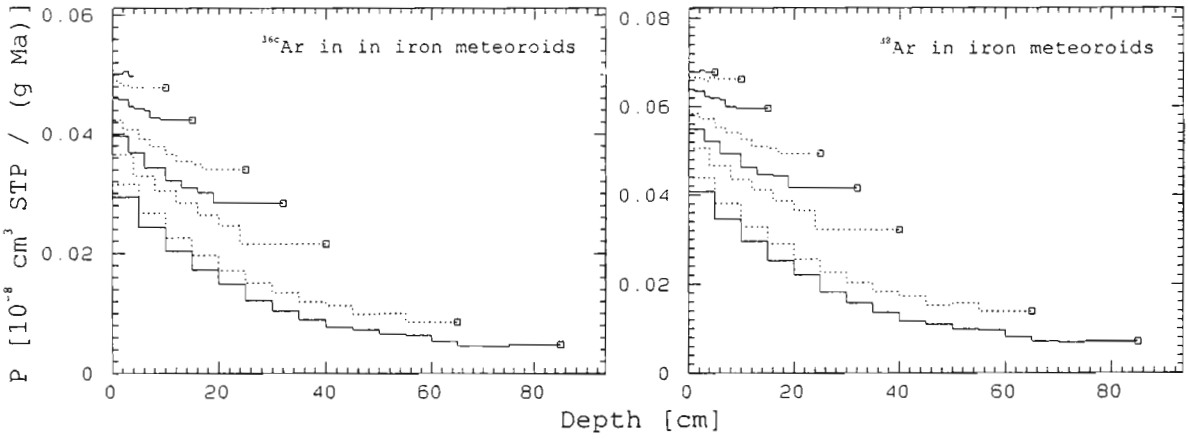


Abb. 11.50 : GCR-Produktionsraten für ^{36c}Ar (linke Seite) und ^{38}Ar (rechte Seite) für Eisenmeteoroide mit Radien von 5 cm bis 85 cm

Es zeigen sich wieder die für Hochenergieprodukte typischen Abhängigkeiten. So fallen die Profile von der Oberfläche zum Zentrum - einzig ausgenommen sind Meteoroide mit Radien kleiner als 10 cm - und mit ansteigendem Durchmesser ab. Auch hier beträgt der Matrixeffekt zwischen Stein- (metallische Phase) und Eisenmeteoroiden etwa 10%.

Aus den fast identischen Tiefen- und Radiusabhängigkeiten der ^{36c}Ar- und ^{38}Ar-Produktionsraten in Eisenmeteoroiden läßt sich folgern, daß die ^{36c}Ar/^{38}Ar-Verhältnisse einen radius- und tiefenunabhängigen Wert annehmen. Dies zeigt auch Abb. 11.51. Aufgetragen sind für Meteoroidenradien von 5 cm bis 85 cm die ^{36c}Ar/^{38}Ar-Ratios in Abhängigkeit von der Tiefe unter der Oberfläche.

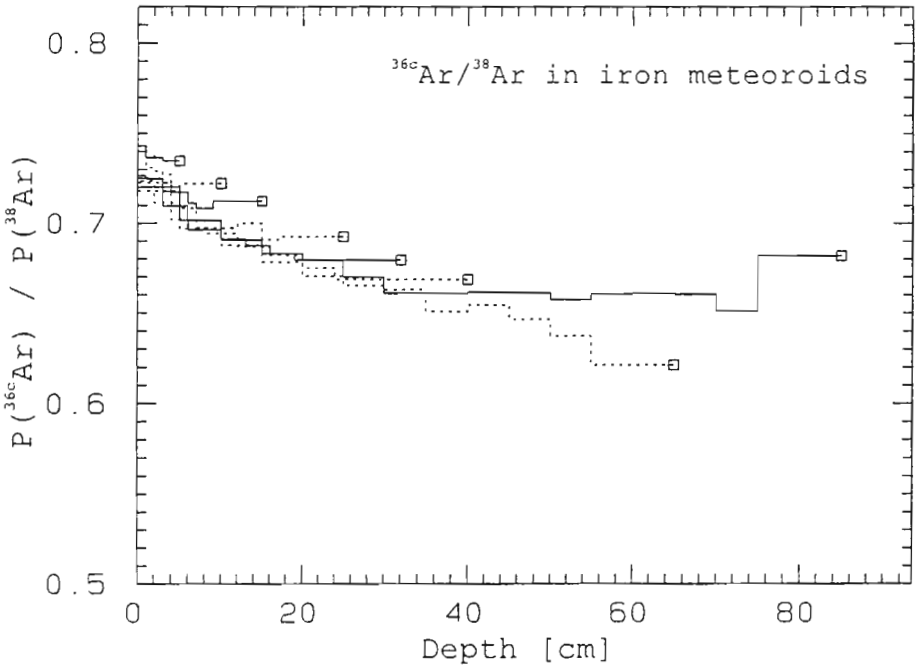


Abb. 11.51 : GCR-Produktionsratenratios ^{36c}Ar/^{38}Ar für Eisenmeteoroide mit Radien von 5 cm bis 85 cm

Die maximale Variationsbreite der Daten beträgt etwa 20%. Wird zusätzlich berücksichtigt, daß die oberflächennahen Schichten der Meteoroide durch Ablation verlorengehen, läßt sich die maximal mögliche Spannbreite zu weniger als 18% angeben. Dabei deckt sich das auf Grundlage der Modellrechnungen ermittelte Intervall von 0,62 bis 0,74 hervorragend mit experimentell gefundenen Ratios. So gibt Munk, basierend auf massenspektrometrischen Ergebnisse des Eisenmeteoriten Costilla Peak, einen Mittelwert von 0,641 ± 0,015 an [Mun67]. Signer et al. [Sig60] bestimmten für Grant Ratios zwischen 0,615 und 0,640. Statistisch gesicherte Aussagen ergaben systematische Untersuchungen an 23 Eisenmeteoriten. Dabei ergaben sich ^{36c}Ar/^{38}Ar-Ratios von minimal 0,610 bis maximal 0,660 [Sig62].

In den vorangegangenen Diskussionen wurde nur von den Schwierigkeiten gesprochen, die sich durch die Schreibersit-, Daubreelit- und Troiliteinschlüsse für die Modellrechnungen

ergeben. Aber gerade durch die leicht aus der Metallmatrix zu separierenden FeS-Minerale eröffnen sich neue Möglichkeiten der Interpretation. In Abb. 11.52 sind die ^{26}Al-Produktionsraten in Troiliteinschlüssen über den ^{53}Mn- (linke Seite) bzw. ^{36}Cl- (rechte Seite) Sättigungskonzentrationen in der metallischen Matrix aufgetragen.

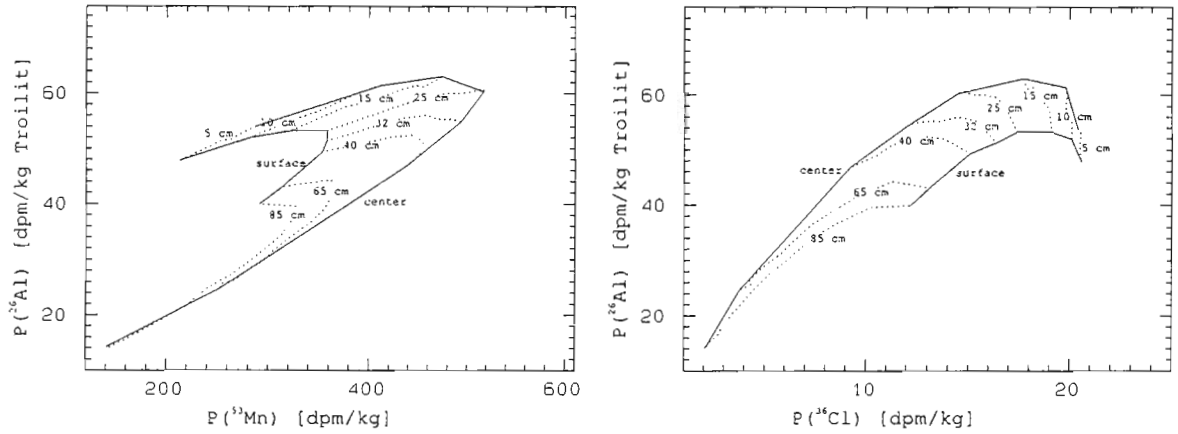


Abb. 11.52 : GCR-Sättigungskonzentrationen für ^{26}Al in Troilit in Abhängigkeit von ^{53}Mn- bzw. ^{36}Cl-Produktionsraten in der metallischen Matrix

Es ergeben sich auch hier erlaubte Bereiche, in welche die experimentell bestimmten Meßwerte hineinpassen müssen. Etwaige Abweichungen deuten entweder auf sehr große oder sehr kleine Meteoroide hin. Auch hohe terrestrische Alter führen zu Ausreißern. Lassen sich derartige Probleme jedoch ausschließen, ermöglichen die Daten aus Abb.11.52 eine ungefähre Bestimmung sowohl der präatmosphärischen Größe als auch der Probenlage.

12. Zusammenfassung

In einer internationalen Zusammenarbeit von 9 europäischen Instituten wurde Ende November/Anfang Dezember 1992 am Laboratoire National Saturne im CEN Saclay bei Paris ein Dicktargetexperiment durchgeführt. Durch die isotrope Bestrahlung einer Eisenkugel mit einem Radius von 10 cm wurde dabei die Wechselwirkung der galaktischen kosmischen Protonen mit Eisenmeteoroiden simuliert.

In dem Modellmeteoroiden waren fünf Bohrungen eingebracht, in denen sich mehr als 870 individuelle Proben an definierten Positionen befanden. Die Targetelemente umspannten dabei den Massenbereich von Kohlenstoff bis Gold. Zusätzlich zu den Reinelementfolien und Verbindungen wurde entgastes meteoritisches Material untersucht. In dieser Arbeit wurden mehr als 350 Proben von 28 unterschiedlichen Targetelementen γ-spektrometrisch ausgewertet. Über einen Zeitraum von fast 2 Jahren wurde jede Probe bis zu 15 mal gemessen. Für die Auswertung der γ-Spektren mußte das bisher existierende Auswerteverfahren erweitert werden. Dabei wurden Computer-Programme zur Korrektur spektroskopischer Interferenzen und Mutter-Tochter-Verhältnisse entwickelt. Damit war es möglich, Tiefenprofile für mehr als 350 Target-Produkt-Kombinationen anzugeben.

In einer Analyse der Tiefenprofile konnte erstmals die Beeinflussung der Produktionsraten durch die Aufhängung der Kugel in der Bestrahlungsapparatur nachgewiesen werden. Dieser auf den äußersten Randbereich beschränkte Effekt beträgt für alle Target-Produkt-Kombinationen im mittel etwa 3,3%. Da er für spezielle Reaktionstypen jedoch bis zu 23% ausmacht, war eine Korrektur notwendig und wurde auf Grundlage von Tiefenprofilsystematiken durchgeführt. Auch Veränderungen der Produktionsraten durch lokal erhöhte Massenzahlen wurden in dieser Arbeit zum ersten Mal beobachtet und quantifiziert. Bei einer maximalen Beeinflussung von 2,6% wurde jedoch auf eine Korrektur verzichtet.

In einem Vergleich mit den Ergebnissen früherer Dicktargetbestrahlungen [Lue93] wurde der Matrixeffekt zwischen Stein- und Eisentargets für die Simulationsexperimente erstmals quantitativ diskutiert. Die Produktionsraten sind für Produkte die durch hoch- und niederenergetische Protonen bestimmt werden in der Eisenkugel größer als in dem Modellmeteoroiden aus Gabbro. Die Produktionsraten von Kernen, die durch mittelenergetische sekundäre Teilchen oder durch niederenergetische Neutronen dominiert werden, sind in der Steinmatrix größer als in der Eisenkugel. Diese Beobachtungen konnten auf Grundlage der Monte-Carlo-Ergebnisse für die Teilchenspektren auf die Massenzahlabhängigkeit der Sekundärteilchenproduktion, die unterschiedlichen Kugelgrößen und die verschiedenen Moderationseigenschaften der Matrixmaterialien zurückgeführt werden.

Zu allen Tiefenprofilen der Targetelemente $Z \leq 29$ wurden Modellrechnungen durchgeführt. Dazu waren experimentelle Protonenwirkungsquerschnitte und theoretische Neutronenanregungsfunktionen mit simulierten differentiellen Flußdichten primärer und sekundärer Protonen sowie sekundärer Neutronen zu falten. Die Teilchenspektren wurden mit Monte-Carlo-Methoden berechnet.

Auf *a-priori*-Neutronenanregungsfunktionen basierende Modellrechnungen führten mit mittleren Abweichungen von 30% zu einer unakzeptabel schlechten Qualität. Die Übereinstimmung zwischen modellierten und experimentellen Daten wurde durch die Einführung eines sogenannten 1-Paramterfits [Lue93] zwar verbessert (mittlere Abweichung 14%) eine exakte Beschreibung aller verfügbarer Simulationsexperimentergebnisse war jedoch nicht möglich. Ein Nachteil des 1-Parameterfits ist auch, daß die resultierenden Neutronenanregungsfunktionen physikalisch unsinnig sind. Deswegen wurde in dieser Arbeit ein Least-Squares-Adjustment-Verfahren zur Bestimmung von Neutronenwirkungsquerschnitten entwickelt, das auf alle verfügbaren experimentellen Daten zurückgreift, die Struktur der Anregungsfunktion energieabhängig ändert und so zu physikalisch sinnvollen Datensätzen führt. Mit diesen neuen Ergebnissen lassen sich die Produktionsraten aller Target-Produkt-Kombinationen aller verfügbaren Simulationsexperimente mit einer Genauigkeit von besser als 9% beschreiben.

Mit diesen deutlich verbesserten Datensätzen wurden Tiefenprofile kosmogener Nuklide in Stein- und Eisenmeteorodien berechnet. Mit Hilfe der neuen Neutronenanregungsfunktionen und verbesserter Protonenwirkungsquerschnitte lassen sich die Produktionsraten aller kosmogenen Nuklide in Steinmeteoroiden und in der Mondoberfläche konsistent beschreiben. Dabei wurden die früheren Ergebnisse unserer Arbeitsgruppe im wesentlichen bestätigt [Mic95A] und das Modell auf die Berechnung weiterer Nuklide ausgeweitet.

Es wurden erstmals Modellrechnungen für Eisenmeteoroide durchgeführt. Dabei ergaben sich wesentlich neue Erkenntnisse. Wie Analysen aller experimentell verfügbarer Daten für den Eisenmeteoriten Grant zeigten, sind die bisherigen Annahmen über die Lage des Zentrums und seine präatmosphärische Größe unhaltbar. Daher waren die auf diesen fehlerhaften Annahmen basierenden semiempirischen Modelle zur Beschreibung von Produktionsraten in Eisenmeteoroiden zu verwerfen [Sig60, Vos84]. Durch Symmetrieüberlegungen wurde die Lage des präatmosphärischen Zentrums für Grant neu bestimmt. Das Resultat wurde mittlerweile von anderer Seite auf experimentellem Wege bestätigt [Lav96]. Der präatmosphärische Radius ergab sich durch die Anpassung modellierter ^{53}Mn-Produktionsraten an experimentelle Werte zu etwa 52 cm, was deutlich größer ist als die bisher angenommenen 40 cm. Mit dieser neuen Zentrumslage und Größe wurden für Grant die Tiefenprofile aller kosmogener Nuklide berechnet. Dabei zeigte sich, daß eine gleichzeitige Beschreibung der experimentellen ^{10}Be-, ^{26}Al-, ^{21}Ne-, ^{53}Mn-, ^{36c}Ar- und ^{38}Ar-Daten nicht möglich ist, wenn, wie bisher angenommen, nur Eisen und Nickel als Targetelemente berücksichtigt werden. Das Modell wurde konsistent, als die in Eisenmeteoroiden vorkommenden Spurenelemente Kohlenstoff, Sauerstoff, Schwefel und Phosphor in die Rechnungen einbezogen wurden, wobei die angenommenen Konzentrationen im Bereich der natürlich vorkommenden Gehalte lagen. Die auf Grundlage des Modells bestimmte Expositionszeit ist mit 1054 ± 24 Ma deutlich größer als die auf der Grundlage von Nuklidverhältnissen (^{21}Ne/^{26}Al, ^{26}Mg/^{26}Al, ^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne und ^{36}Cl/^{36}Ar) ermittelte Bestrahlungsdauer. Mit Hilfe der neuen Modellrechnungen konnten die Diskrepanzen teilweise ausgeräumt (^{21}Ne/^{26}Al, ^{26}Mg/^{26}Al) oder zumindest auf falsche Annahmen (^{41}K/^{40}K-^{4}He/^{21}Ne) zurückgeführt werden. Nur für das ^{36}Cl/^{36}Ar-Alter läßt sich bisher keine Erklärung angeben, da die experimentellen Werte noch nicht veröffentlicht wurden.

Durch diese Arbeit ist es erstmals möglich, Stein- und Eisenmeteoroide mit dem gleichen physikalischen Modell konsistent zu beschreiben.

Für die Targetelemente C, N, O, Mg, Al, Si, S, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Rh und Ba wurden mehr als 420 integrale Protonenwirkungsquerschnitte bei 1,6 GeV bestimmt. Die Sekundärteilchenkorrekturen betrugen für Produktnuklide mit weniger als 90% der Targetmasse weniger als 2,5% und waren damit geringer als in einem vergleichbaren Stacked-Foil-Aufbau (bis zu 20%). Durch die räumliche Separation der einzelnen Folien konnte für viele Target-Produkt-Kombinationen also erstmals ein Dünntargetansatz erreicht werden.

13 Literaturverzeichnis

[And77] Anderson, H., et al.
Hydrogen stopping power and ranges in all elements
Pergamon Press, New York (1977)

[Arm81] Armstrong, T.W., et al.
Theoretical target physics studies for the SNQ spallation neutron source
Jül - Spez - 120 (1981)

[Arn61] Arnold, J.R., et al.
Record of cosmic-ray-intensity in the meteorites
J. Geophys. Res. Vol. 66, 3519 (1961)

[Asa91] Asano, Y., et al.
Nuclear reactions of Ti, Fe, Co, Ni, Cu, and Zn by 500-MeV-protons
J. Phys. Sco. Jap. Vol. 60, 107 (1991)

[Bec69] Becchetti, F.D. et al.
Nucleon-nucleus optical-model parameters, A > 40, E < 50 MeV
Phys. Rev. Vol. 182 1190 (1969)

[Beg65] Begemann, F.
Edelgasmessungen an Eisenmeteoriten und deren Einschlüssen
Z. Naturforschg. Vol. 20A, 950 (1965)

[Beg85] Begemann, F., et al.
Jilin consortium study I
Earth and Planet. Sci. Lett. Vol. 72, 246 (1985)

[Beg94] Begemann, F.
Zusammensetzung des Natrium-Germanats
priv. comm. to R. Michel (1994)

[Ber63] Bertini, H.W.
Monte Carlo calculations on intranuclear cascades
Oak Ridge National Laboratory ORNL-3383

[Ber69] Bertini, H.W.
Intranuclear-cacade calculation of the secondary neutron spectra from nucleon-nucleus interactions in the energy range 340-2900 MeV and comparisons with experiment
Phys. Rev. Vol. 188, 1711 (1969)

[Ber73] Bertrand, F.E., et al.
Complete Hydrogen and Helium spectra from 30- to 60-MeV proton bombardement of nuclei with A = 12 To 209 and comparison with the intranuclear cascade model
Phys. Rev. Vol. C8, No. 3, 1045 (1973)

[Ber74] Bertini, H.W., et al.
Comparisons of predictions from two intranuclear-cascade models with measured secondary proton spectra at several angles from 62- and 39 MeV-protons of various elements
Phys. Rev. Vol. 10C, 2472 (1974)

[Bet30] Bethe, H.
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie
Ann. d. Phys. Vol. 5, 325 (1930)

[Bet32] Bethe, H.
Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit
Z. Phys. Vol. 76, 293 (1932)

[Bha80A] Bhandari, N. et al.
Atmospheric ablation in meteorites: A study based on cosmic ray tracks and Neon isotopes
Nucl. Tracks Vol. 4, No. 4, 213 (1980)

[Bha80B] Battacharya, S.K., et al.
Depth and size dependence of 53Mn activity in chondrites
Earth Planet.Sci. Lett. Vol. 51, 45 (1980)

[Bha86] Bhandari, N.
Cosmogenic isotope and tracks records in meteorites and their implications to cosmic ray fluxes
Proc. Ind. Acad. Sci. (Earth Planet. Sci) Vol. 95, 183 (1986)

[Bha93] Bhandari, N., et al.
Depth and size dependence of cosmogenic nuclide production rates in stony meteoroids
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 57, 2361 (1993)

[Bla71] Blann, M.
Hybrid Model for preequilibrium decay in nuclear reactions
Phys. Rev. Lett. Vol. 27, 245 (1971)

[Bla72] Blann, M. et al.
Pre-equilibrium decay at moderate excitations and the Hybrid Model
Nucl. Phys. Vol. A186, 245 (1972)

[Bla73] Blann, M.
A priori pre-equilibrium decay models
Nucl. Phys. Vol. A213, 570 (1973)

[Bla82] Blann, M. et al.
Computercode ALICE LIVERMORE 82
UCID-19614 (1982)

[Blo33A] Bloch, F.
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie
Ann. d. Phys. Vol. 16, 285 (1933)

[Blo33B] Bloch, F.
Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen
Z. Phys. Vol. 81, 363 (1933)

[Bod93A] Bodemann, R., et al.
Production of residual nuclei by proton-induced reactions on C, N, O, Mg, Al, and Si
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B82, 9 (1993)

[Bod93B] Bodemann, R.
Zur Wechselwirkung der solaren kosmischen Strahlung mit extraterrestrischer Materie - Messung von Wirkungsquerschnitten und Modellrechnungen
Thesis, Univ. Hannover (1994)

[Boh36] Bohr, N.
Neutron capture and nuclear consitution
Nature Vol. 137, 344 (1936)

[Bot87] Botvina, A.S. et al.
Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei
Nucl. Phys. Vol. A475, 663 (1987)

[Bot90] Botvina, A.S. et al.
Multifragment break-up of nuclei by intermediate-energy protons
Nucl. Phys. Vol. A507, 649 (1990)

[Bot92] Botvina, A.S. et al.
Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions
Phys. Lett. Vol. B294, 23 (1992)

[Bot93] Botvina, A.S. et al.
Mechanisms of fragment production in heavy-ion reactions at intermediate energies
Z. Phys. Vol. A345, 297 (1993)

[Bri93] Briesmeister, J.F.
LANL Rept. LA-7396-MS (1993)

[Bry92] Bryant, D.A. et al.
The origin of high-energy cosmic rays
Nature Vol. 356, 582 (1992)

[Buc75] Buchwald, V.F.
Handbook of iron meteorites
Univ. California Press, Berkeley (1975)

[Buc95] Buchwald, V.F.
Hibbingite (β-$Fe_2(OH)_3Cl$), a chlorine-rich corrosion product in meteorites and ancient iron objects
Meteoritics Vol. 30, No. 5, 493 (1995)

[Buc96] Buchwald, V.F
priv. comm. to I. Leya

[Büh88] Bühler, R.W.
Meteorite, Urmaterie aus dem interplanetaren Raum
Birkhäuser (1988)

[Cam70] Cameron, A.G.W.
Abundances of the elements in the solar system
Space Science Rev. Vol. 15, 121 (1970)

[Car77] Carpenter, J.M.
Pulsed spallation neutron sources for slow neutron scattering
Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. Vol. 145, 91 (1977)

[Cas80] Castagnoli, G. et al.
Solar modulation effects in terrestrial production of Carbon-14
Radiocarbon Vol. 22, 133 (1980)

[Cer95] Cosmic ray riddle solved ?
CERN Courier, 23 (1995)

[Che83] Chen, J.H., et al.
The isotopic composition of Silver and Lead in two iron meteorites: Cape York and Grant
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 47, 1725 (1983)

[Clo88] Cloth, P., et al.
HERMES users guide
Jül.2203 (1988)

[Clo89] Cloth, P., et al.
Intranuclear cascade evaporation model predictions of double differential A(p,xn) neutron cross sections and comparison with experiments at 318 MeV and 800 MeV proton energy
Jül-2295 (1989)

[Col60] Colgate, S. et al.
Hydrodynamic origin of cosmic rays
Phys. Rev. Lett. Vol. 5, No. 6, 235 (1960)

[Col66] Colgate, S. et al.
The hydrodynamic behavior of supernovae explosions
Astrophys. J. Vol. 143, 626 (1966)

[Com67] Comerford, M.F.
Comparative erosion rates of stone and iron meteorites under small-particle bombardement
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 31, 1457 (1967)

[Cre75] Cressy, P.J.
Al26 in cores of the Keyes chondrite
J. Geophys. Res. Vol. 80, 1551 (1975)

[Cum63] Cumming, J.B.
Monitor reaction for high energy proton beams
in: Ann. Rev. Nucl. Phys. Vol. 13, 261 (1963)

[Deb88] Debertin, K., et al.
Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors
North-Holland (1988)

[Dit89] Dittrich, B. et al.
Production of cosmogenic nuclides in meteoroids: Simulation experiments and modelling
Analyst Vol. 114, 295 (1989)

[Dos58] Dostrovsky, I., et al.
Monte Carlo calculations of high-energy nuclear interactions. I. Systematics of nuclear evaporation
Phys. Rev. Vol. 111, 1659 (1958)

[Dra87] Dragovitsch, P.
Über die Produktion kosmogener Nuklide in Meteoroiden, Simulationsexperimente und Modellrechnungen
Thesis, Univ. zu Köln (1987)

[Ebe57] Ebert, K.H., et al.
Über die Einwirkung der Höhenstrahlung auf Eisenmeteorite
Z. Naturforschg. Vol. 12A, 766 (1957)

[Ebe63] Eberhardt, P., et al.
Neutrons in meteorites
in: Earth science and meteorites, edited by J. Geiss, E.D. Goldstein (1963)

[Edg69] Edge, R.D., et al.
Deuteron production in nuclei by protons from 1 to 3-BeV
Phys. Rev. Vol. 184, No. 4, 1034 (1969)

[Eng80A] Englert, P.
Production rates for ^{53}Mn in the L-chondrite Keyes
Priv. comm. to K. Nishiizumi (1980)

[Eng80B] Englert, P., et al.
On the depth-dependent production of long-lived spallogenic Mn-53 in the St.Severin chondrite
Earth and Planet. Sci. Lett. Vol. 47, 361 (1980)

[Eug88] Eugster, O.
Cosmic-ray production rates for ^{3}He, ^{21}Ne, ^{38}Ar, ^{83}Kr, And ^{126}Xe in chondrites based on 81Kr-Kr ages
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 52, 1649 (1988)

[Eug95] Eugster, O., et al.
Common asteroid break-up events of eucrites, diogenites, and howardites and cosmic-ray production rates for noble gases in achondrites
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 59, No. 1, 177 (1995)

[Eva82] Evans, J.H., et al.
Comogenic nuclides in recently fallen meteorites: Evidence for galactic cosmic ray variations during the period 1967-1978
J. Geophys. Res. Vol. 87, 5577 (1982)

[Fan63] Fano, U.
Penetration of protons, alpha particles and mesons
Ann. Rev. Nucl. Science Vol. 13, 1 (1963)

[Fec77] Fechtig, H., et al.
Microcrater on lunar samples
Sov. Am. Conf. on cosmochemistry on the moon and the planets, NASA SP-370, 585 (1977)

[Fer49] Fermi, E.
On the origin of cosmic radiation
Phys. Rev. Vol. 75, No. 8, 1169 (1949)

[Fes92] Feshbach, H.
Theoretical nuclear physics, nuclear reactions
John Wiley & Sons, INC. (1992)

[Fil84] Filges, D., et al.
Validation of ohe intra-nuclear-cascade-evaporation model for particle production
Jül - 1960, KfK - 3779 (1984)

[Fil87] Filges, D., et al.
Systematics of angular-dependent neutron production by 585 MeV protons on targets with $12 \leq A \leq 238$: Validation of intranuclear cascade-evaporation model calculations
Phys. Rev. Vol. C36, No. 5, 1988 (1987)

[Fil92A] Filges, D., et al.
Improvements and perspectives of INC-Models in the medium- and high-energy range
in : International symposium on nuclear data evaluation methodology
edited by C. Dunford (1992)

[Fil92B] Filges, D.
Habilitationsschrift
IKP/KFA-Jülich (1992)

[Fin90] Fink, D., et al.
Production of 41Ca and K, Sc And V short lived isotopes by the irradiation of Ti with 35 MeV to 150 MeV protons
In: Applications to solar cosmic studies, AMS5, Paris (1990)

[Fin93] Finkel, R.C, et al.
AMS in earth science, technique and applications
Advances in geochemistry Vol. 1, 1 (1993)

[Fri54] Friedlander, G., et al.
Nuclear reactions of copper with 2.2 BeV protons
Phys. Rev. Vol. 94, 727 (1954)

[Fun80] Funk, H.
Helium, Neon und Argon in Bestandteilen verschiedener Mondproben: Messung, Auswertung und Möglichkeiten der Interpretation
Thesis, ETH-Zürich (1980)

[Gao93] Gao, X., et al.
Systematic study of sulfur isotopic composition in iron meteorites and the occurence of excess ^{33}S and ^{36}S
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 55, 2671 (1991)

[Gho50] Ghoshal, S.N.
An experimental verification of the theory of compound nucleus
Phys. Rev. Vol. 80, No. 6, 939 (1950)

[Glo97] Gloris, M.
Thesis, Univ. Hannover (1997), in Vorbereitung

[Gra87] Graf, T., et al.
Depth dependence of ^{10}Be and ^{26}Al production rates in the iron meteorite Grant
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B29, 262 (1987)

[Gra88] Graf, T.
Produktion kosmogener Nuklide in Meteoriten
Thesis, ETH-Zürich (1988)

[Gra90A] Graf, T., et al.
Cosmogenic nuclides and nuclear tracks in the chondrite Knyahinya
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 54, 2511 (1990)

[Gre84] Greenwood, L.R., et al.
Measurements of Cu-spallation cross sections at IPNS
In: Damage analysis and fundamental sudies quarterly progress report
DOE/ER-0046/18.Aug.1984

[Gri66] Griffin, J.J.
Statistical model of intermediate structure
Phys. Rev. Let. Vol. 17, No. 9, 478 (1966)

[Ham79] Hampel, W., et al.
^{26}Al in meteorites and the constancy of cosmic ray intensity in the past
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 42, 348 (1979)

[Har68] Harp, G.D. et al
Attainment of statistical equilibrium in excited nuclei
Phys. Rev. Vol. 165, No. 4, 1166 (1968)

[Heu78] Heusser, G., et al.
Cosmogenic isotopes in recently fallen meteorites
Meteoritics Vol. 13, 492 (1978)

[Heu85] Heusser, G., et al.
Conditions of cosmic ray exposure of the Jilin chondrite
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 72, 263 (1985)

[Hof58] Hoffman, J.H., et al.
Production of Helium in iron meteorites by the action of cosmic rays
Phys. Rev. Vol. 112, 2112 (1958)

[Hof87] Hofmann, H.J., et al.
^{10}Be: Half-Life and AMS standards
Nucl. Instr. Meth. Vol. B29, 32 (1987)

[Hon62] Honda, M.
Spallation products distributed in a thick iron target bombarded by 3-BeV protons
J. Geophys. Res. Vol. 67, No. 12 4847 (1962)

[Ima80] Imamura, M., et al.
Radial distribution of spallogenic K, Ca, Ti, V and Mn isotopes in iron meteorites
Z. Naturforschg. Vol. 35A, 267 (1980)

[Jan82] Janni, J.F.
Proton-range-energy-tables
At. Data Nucl. Data Tables Vol. 27, 147 (1982)

[Jar90] Jarosewich, E.
Chemical analyses of meteorites: A compilation of stony and iron meteorite analyses
Meteoritics Vol. 25, 323 (1990)

[Kau76] Kaufman, S.B., et al.
Nuclear reactions on ^{197}Au with 11.5 and 300 GeV protons
Phys. Rev. Vol. C14, 1172 (1976)

[Kau80] Kaufman, S.B., et al.
Cross-section measurements of nuclides formed by the reaction of 2.20 - 6.0 GeV protons with ^{197}Au
Phys. Rev. Vol. C22, 167 (1980)

[Kin79] Kinsey, R.
ENDF-102, Data formats and procedures for the evaluated nuclear data File ENDF, (1979)

[Kna91] Knauer, M.
Analyse der kosmogenen Radionuklide ^{10}Be, ^{14}C, ^{26}Al in Steinmeteoriten mittels Beschleunigermassenspektrometrie
Thesis, Universität Hannover (1994)

[Kno79] Knoll, G.F.
Radiation detection and mesurement
John Wiley & Sons (1979)

[Koc89] Koch, K.M,
Experimente zur Messung von doppelt-differentiellen Produktionsquerschnitten für geladene Teilchen zur Absicherung von Rechenmodellen für die Beschreibung von Wechselwirkungen hochenergetischer Protonen mit Materie
Jül-2296 (1989)

[Koh67] Kohman, T.P., et al.
Nuclide production by cosmic rays in meteorites and on the moon
In: High-energy nuclear reactions in astrophysics, edited by B.S.P. Shen, W.A. Benjamin Inc., 169 (1967)

[Koy95] Koyama, K., et al.
Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006
Nature Vol. 378, 255 (1995)

[Lag75] Lagarde-Simonoff, M., et al.
Spallation cross sections in high energy nuclear reaktions with medium mass targets $21 \leq Z \leq 29$ and 0.15, 0,3 and 0.6 GeV protons
J. Inorg. Nucl. Chem. Vol. 37, 627 (1975)

[Lan94] Lange, H.J.
Über die Wechselwirkung der galaktischen kosmischen Strahlung mit extraterrestrischer Materie, Bestimmung von Dünntargetwirkungsquerschnitten und Modellrechnungen
Thesis, Univ. Hannover (1994)

[Lav96] Lavielle, B.
Remarks on Grant, priv. comm. to I. Leya (1996)

[Let83] Letaw, J.R., et al.
Ap. J. Suppl. Vol. 51, 271 (1983)

[Lip65] Lipschutz, M.E., et al.
Cosmic ray exposure ages on iron meteorites by the Ne^{21}/Al^{26}-method
J. Geophys. Res. Vol. 70, No. 6, 1473 (1965)

[Lov60] Lovering, J.F., et al.
Temperatures and mass losses in iron meteorites during ablation in the earth´s atmosphere
Geochim. Cosmocim. Acta Vol. 19, 156 (1960)

[Lue93] Lüpke, M.
Untersuchung der Wechselwirkung galaktischer Protonen mit Meteoroide, Dicktarget-Simulationsexperiment und Messung von Dünntarget-Wirkungsquerschnitten
Thesis, Univ. Hannover (1993)

[Mas79] Mason, B.
Cosmochemistry, Part I. Meteorites
in: Fleischer (Ed.) Data of geochemistry, United States Government Printing Office, Washington (1979)

[Mas93] Masarik, J., et al.
Effects of bulk composition on nuclide production processes in meteorites
LA-UR-93-4269 (1993)

[Mat90] Matzke, M.
PTB/Braunschweig MSITER(Computer-Code)
priv. comm. to R. Michel (1990)

[May84] Mayer-Kuckuk, T.
Kernphysik
Teubner Studienbücher (1984)

[McL88] McLane, V., et al.
Neutron cross sections
National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, Academic Press, Inc. (1988)

[Met58] Metropolis, N., et al.
Monte Carlo calculations on intranuclear cacades. I. Low-energy studies
Phys. Rev. Vol. 110, 185 (1958)

[Mic78A] Michel, R., et al.
Proton-induced reactions on nickel with energies between 12 and 45 MeV
Z. Phys. Vol. A286, 393 (1978)

[Mic78B] Michel, R., et al.
Measurement and Hybrid-Model analysis of proton-induced reactions with V, Fe and Co
Nucl. Phys. Vol. A322, 40 (1979)

[Mic80A] Michel, R., et al.
Alpha-induced reactions on cobalt
Nucl. Phys. Vol. A338, 167 (1980)

[Mic80B] Michel, R., et al.
On the depth-dependend production of radionuclides (44 ≤ A ≤ 59) by solar protons in extraterrestrial matter
J. Radioanal. Chem. Vol. 54, 467 (1980)

[Mic83] Michel, R., et al.
On the production of cosmogenic nuclides in meteorites by primary galactic particles: Cross sections and model calculations
J. Geophys. Res. Vol. B89, 673 (1984)

[Mic84] Michel, R.,et al
Measurement and Hybrid-Model-analysis of integral excitation functions for p-induced reactions up to 200 MeV
In : Progress report on nuclear data research in the Federal Republik of Germany for the period April 1. 1983 To March 31. 1984

[Mic86] Michel, R., et al.
On the depth dependence of spallation reactions in a spherical thick diorite target homogeneously irradiated by 600 MeV protons
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B16, 61 (1986)

[Mic89A] Michel, R., et al.
Production of stable and radioaktiv nuclides in thick stony targets (R=15 and 25 cm) isotropically irradiated with 600 MeV protons and simulation of the production of cosmogenic nuclides in meteorites
Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. Vol. B42, 76 (1989)

[Mic89B] Michel, R., et al.
Proton-induced-spallation at 600 MeV
Analyst Vol. 111, 295 (1989)

[Mic91] Michel. R.
On the production of cosmogenic nuclides in meteoroids by galactic protons
Meteoritics Vol. 26, 221 (1991)

[Mic93] Michel, R. et al.
Simulation of the interaction of galactic cosmic ray protons by irradiation of a thick stony target with 1.6 GeV protons
J. Radioanal. Nucl. Chem. Vol. 169, No. 1, 13 (1993)

[Mic95A] Michel, R. et al.
Simulation and modelling of the interaction of galactic protons with stony meteoroids
Planet. Space Sci. Vol. 43, 557 (1995)

[Mic95B] Michel, R., et al.
Nuclide production by proton-induced reactions on elements (6≤Z≤29) in the energy range from 800 MeV to 2600 MeV
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B 103, 183 (1995)

[Mic96] Michel, R., et al.
Production Of cosmogenic nuclides in meteoroids: Accelerator experimentes and model calculations to decipher the cosmic ray record in extraterrestrial matter
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B113, 434 (1996)

[Mon82] Moniot K., et al.
High-energy mass spectrometry pf ^{10}Be using a tandem Van De Graaf accelerator
Nucl. Instr. Meth. Vol. 203, 495 (1982)

[Mun67] Munk, M.N.
Spallation Neon, Argon, Krypton, and Xenon in an iron meteorite
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 2, 301 (1967)

[Mye66] Myers, W.D. et al.
Nuclear masses and deformations
Nucl. Phys. Vol. 81 1 (1966)

[Neu96] Neupert, U.
Langlebige kosmogene Radionuklide in Meteoriten aus heißen aus kalten Wüsten - Messung von natürlichen Vorkommen, Dünntargetwirkungsquerschnitten und Dicktargetproduktionsraten zur Rekonstruktion von Bestrahlungsgeschichten
Thesis, Universität Hannover (1996)

[Neu98] Neumann, S.
Thesis, Universität Hannover (1998), in Vorbereitung

[Nis80] Nishiizumi, K., et al.
Cosmic ray exposure ages of chondrites, pre-irradiation and constancy of cosmic ray flux in the past
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 50, 156 (1980)

[Nis89] Nishiizumi, K., et al.
Cosmogenic ^{36}Cl production rates in meteorites and the lunar surface
Proc. 19th LPS 305 (1989)

[Nyg67] Nyquist, I.E., et al.
Spallogenic rare gases in the El Taco meteorite
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 2, 241 (1967)

[Ort76] Orth, C.J., et al.
Interlaboratory comparison of spallation reaction cross section for iron and copper with 590 MeV protons
J. Inorg. Nucl. Chem. Vol. 38, 13 (1976)

[Ove69] Oversby, V.M.
The isotopic composition of Lead in iron meteorites
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 35, 65 (1969)

[Pea87] Pearlstein, S.
Systematics of neutron emission spectra from high-energy proton bombardement
Nucl. Science and Engin. Vol. 95, 116 (1987)

[Per77] Perey, F.G.
Least-Squares dosimetry unfolding: The program STAY´SL
ORNL/TM-6062, ENDF-254, NEA Data Bank, Gif-sur-Yvette Cedex (Frankreich) (1977)

[Per87] Perron, G., et al.
Cosmic ray track study of Jilin near-surface samples
Paper sent to G. Heusser on December 1987

[Pos63A] Poskanzer, A.M., et al.
Recoil study of the reaction $Al^{27}(p,3pn)Na^{24}$
Phys. Rev. Vol. 129, No. 1, 374 (1963)

[Pos63B] Poskanzer, A.M.
Range of 1-3 MeV Ne^{22} ions in Al and the analysis of some Na^{24} recoil data
Phys. Rev. Vol. 129, No. 1, 385 (1963)

[Pra89] Prael, R.E., et al.
LANL Rept. LA-UR-89-3014 (1989)

[Pri73] Price, P.B.
A cosmochemical view of cosmic rays and solar particles
Space Science Rev. Vol. 15, 69 (1973)

[Que84] Quenby, J.J.
The theory of cosmic-ray modulation
Space Science Rev. Vol. 37, 201 (1984)

[Ram72] Ramadurai, S., et al.
The Fermi mechanism and the source spectrum of cosmic ray nuclei
Astrophys. and Space Science Vol. 17, 467 (1972)

[Ree72] Reedy, R.C., et al.
Interaction of solar and galactic cosmic-ray particles with the moon
J. Geophys. Res. Vol. 77, 537 (1972)

[Ree93] Reedy, R.C., et al
Cosmogenic-radionuclide profiles in Knyahinya: New measurements and models
Workshop on the occasion of J. Arnolds 70th birthday, La Jolla (1993)

[Ree94] Reedy, R.C., et al.
Production profiles of nuclides by GCR particles in small meteorites
Workshop on meteorites in hot and cold deserts, Nördlingen (1994)

[Rey95] Reynolds, S.P.
Knee-deep in cosmic rays
Nature Vol. 378, 232 (1995)

[Roe95] Rösel, R.
Langlebige kosmogene Radionuklide in Meteoriten: Produktion, Simulation und radiochemische Bestimmung
Thesis, Universität zu Köln (1995)

[Rou81] Routti, J.T., et al.
Fortran program Spall for computing spallation reaction cross sections
Comp. Phys. Com. Vol. 23, 411 (1981)

[Rud66] Rudstam, G., et al.
Fission and spallation yields in the iodine region
J. Inorg. Nucl. Chem. Vol. 28, 771 (1966)

[Sac78] Sachs, L.
Angewandte Statistik
Springer Verlag (1978)

[Sai94] Saini-Eidukat, B., et al.
Hibbingite, γ-$Fe_2(OH)_3Cl$, a new mineal from the Duluth complex, Minnesota, with implications for the oxidation of Fe-bearing compounds and the transport of metals
Americ. Mineral. Vol. 79, 555 (1994)

[Sar85] Sarafin, R., et al.
Cosmic ray effects in the antartic metorite Allan Hills 78084
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 73, 171 (1985)

[Sch67] Schultz, L.
Tritium loss in iron meteoroids
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 2, 87 (1967)

[Sch93] Schultz, L.,
Planetologie, Eine Einführung
Birkhäuser (1993)

[Sch96A] Schiekel, T., et al.
Nuclide production by proton-induced reactions on elements ($6 \leq Z \leq 29$) in the energy range from 200 MeV to 400 MeV
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B114, 91 (1996)

[Sch96B] Schiekel, T., et al.
On the production of ^{36}Cl by high energy protons in thin and thick targets
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Vol. B113, 484 (1996)

[Sco73] Scott, E.R.D., et al.
The chemical classification of iron meteorites, VII. A reinvestigation of irons with Ge concentrations between 25 ppm and 80 ppm
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 37, 1957 (1973)

[See81] Seelmann-Eggebert, W., et al.
Karlsruher Nuklidkarte (1981)

[Seg64] Segre, E.
Nuclei and particles
W.A. Benjamin, Inc. (1964)

[Ser47] Serber, R.
Nuclear reactions at high energies
Phys. Rev. Vol. 27, 1114 (1947)

[Sig60] Signer, P., et al.
The distribution of cosmic-ray-produced rare gases in iron meteorites
J. Geophys. Res. Vol. 65, No. 9, 2947 (1960)

[Sig62] Signer, P., et al.
The measurement and interpretation of rare gas concentrations in iron meteorites
In: Researches on meteorites, Editor: C.B. Moore (1962)

[Sig77] Signer, P., et al.
Helium, Neon, and Argon records of lunar soil evolution
Proc. Lun. Sci. Conf. 8th, 3657 (1977)

[Sim83] Simpson, J.A.
Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays
Ann. Rev. Part. Science Vol. 33, 323 (1983)

[Ska96] Skala, R., et al.
Primary chlorine-bearing inclusions in meteoritic iron?
Meteoritical Society Meeting, Berlin (1996)

[Ste61] Sternheimer, R.M., et al.
Extension of the isobaric nucleon model for pion production in pion-nucleon, nucleon-nucleon, and antinucleon-nucleon interactions
Phys. Rev. Vol. 123 (1961)

[Sto70] Storm, E., et al.
Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 To Z=100
Nucl. Data Tables Vol. A7, 565 (1970)

[Stu83] Stück, R.
Protonen-induzierte Reaktionen an Ti, V, Mn, Fe, co und Ni, Messung und Hybrid Modell Analyse integralter Anregungsfunktionen und ihre Anwendung in Modell-rechnungen zur Produktion kosmogener Nuklide
Thesis, Universität zu Köln (1983)

[Sug71] Suga, K. et al
Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy $4*10^{21}$ eV
Phys. Rev. Lett. Vol. 27, No. 23, 1604 (1971) + errata Phys. Rev. Lett. Vol. 28, No. 24 (1971)

[Tes86] Teshima. J., et al.
A comparative petrologic study of iron meteorites with $^{107}Ag^{*}$ anomalies
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 50, 2073 (1986)

[Tob81] Tobailem, J., et al.
Sections Efficaces Des Reactions Nucleaire Induite Par Protons, Deutons, Particules Alpha. V- Silucium
CEA-N-1466 (5) (1981)

[Tri73] Tivedi, B.M.P., et al.
Nuclide production rates in stone meteorites and lunar samples by galactic cosmic radiation
J. Geophy. Res. Vol. 78, 4885 (1973)

[Tun84] Tuniz, C., et al.
Beryllium-10 contents of core samples from the St.Severin meteorite
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 48, 1867 (1984)

[Urc72] Urch, I.H. et al.
Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970
Astrophys and Space Science Vol. 17, 426 (1972)

[Vog88] Vogt, S.
Untersuchungen zur tiefenabhängigen Produktion langlebiger kosmogener Nuklide in Meteoriten
Thesis, Universität zu Köln (1988)

[Vog91] Vogt, S., et al.
Cosmogenic nuclides in extraterrestrial materials
Rev. Geophysics Vol. 28, 253 (1991)

[Vos61] Voshage, H., et al.
Massenspektrometrische Isotopenhäufigkeitsmessungen an Kalium aus Eisenmeteoriten und das Problem der Bestimmung der ^{41}K-^{40}K-Bestrahlungsalter
Z. Naturforschg. Vol. 16A, 1042 (1962)

[Vos62] Voshage, H.
Eisenmeteorite als Raumsonden für die Untersuchung des Intensitätsverlaufes der kosmischen Strahlung während der letzten Milliarden Jahre
Z. Naturfoschg. Vol. 17A, 422 (1962)

[Vos64] Voshage, H., et al.
Strahlungsalter einiger Eisenmeteorite
Z. Naturforschg. Vol. 19A, 341 (1964)

[Vos67] Voshage. H.
Bestrahlungsalter und Herkunft der Eisenmeteorite
Z. Naturforschg. Vol. 22A, 477 (1967)

[Vos78A] Voshage, H., et al.
Investigations on cosmic-ray-produced nuclides in iron meteorites, 1. The measurement and interpretation of rare gas concentrations
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 39, 25 (1978)

[Vos78B] Voshage, H.
Investigations on cosmic-ray-produced nuclides in iron meteorites, 2. New results on $^{41}K/^{40}K$-$^{4}He/^{21}Ne$ exposure ages and the interpretation of the age distributions
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 40, 83 (1978)

[Vos79] Voshage, H.
Investigations on cosmic-ray-produced nuclides in iron meteorites, 3. Exposure ages, meteoroid sizes and sample depths determined by mass spectrometric analyses of Potassium and rare gases
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 45, 293 (1979)

[Vos80] Voshage, H., et al.
Das Bestrahlungsalter und die präatmosphärische Größe des Eisenmeteoriten Unter-Mässing
Z. Naturfoschg. Vol. 35A, 50 (1980)

[Vos84] Voshage, H.
Investigations of cosmic-ray-produced nuclides in iron meteorites, 6. The Signer-Nier-model and the history of the cosmic radiation
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 71, 181 (1984)

[Vuk88] Vukulov, V.A., et al.
38. Conf. Nucl. Spectroscopy Nucl. Structure, Baku, Vol 41 (1988)

[Wae73] Wänke, H., et al.
Multielement analyses of Apollo 15, 16 and 17 samples and the bulk composition of the moon
Geochim. Cosmochim. Acta Vol. 4, 1461 (1973)

[Wap85] Wapstra, A.H. et al.
The 1985 atomic mass evaluation
Nucl. Phys. Vol. A383 1 (1985)

[Was74] Wasson, J.T.
Meteorites
Springer Verlag (1974)

[Wei37] Weisskopf, V.
Statistics and nuclear reactions
Phys, Rev. Vol. 52, 295 (1937)

[Wei40] Weisskopf, V.F. et al
On the yield of nuclear reactions with heavy elements
Phys. Rev. Vol. 57, 472 (1940)

[Whi59] Whipple, F.L., et al.
Calculation of erosion rate in space from cosmic-ray exposure ages of meteorites
Nature, Vol. 183, 315 (1959)

[Wir58] Wirtz, K. et al.
Elementare Neutronenphysik
Springer Verlag (1958)

[Wol54] Wolfgang, R., et al.
Momentum transfer in high-energy nuclear interactions in Aluminium
Phys. Rev. Vol. 94, 775 (1954)

[Wol88] Wolff, G.
Analyse Nr. 352/88
Zentralabteilung für chemische Analysen der KFA Jülich (1988)

[Wri73] Wright, R.J., et al.
Depth variation of cosmogenic noble gases in the 120 kg Keyes chondrite
J. Geophys. Res. Vol. 78, 1308 (1973)

[Xue95] Xue, S., et al.
Stable Magnesium isotopes ^{26}Al, ^{10}Be, And ^{26}Mg/^{26}Al exposure ages of iron meteorites
Earth Planet. Sci. Lett. Vol. 136, 397 (1995)

[Zan92] Zanda, G.
A boost for high flyers
Nature Vol. 356, 564 (1992)

[Zwe60] Zweifel, P.F.
Neutron self-shielding
Nucleonics Vol. 18, No. 11, 174 (1960)

Anhang A

Experimentell bestimmte und sekundärteilchenkorrigierte Flußdichten primärer Protonen in den First- und Thin-Target-Aufbauten der Experimente SACL0A und SACL0B

	Flußdichte primärer Protonen [10^{10} cm^{-2} s^{-1}]			
Position	SACL0A		SACL0B	
1	7.92	(0.07)	12.5	(0.07)
2	4.58	(0.05)	11.9	(0.09)
3	5.93	(0.06)	11.2	(0.05)
4	7.48	(0.07)	11.7	(0.06)
5	7.27	(0.07)	11.1	(0.07)
6	7.64	(0.06)	9.95	(0.09)
7	7.77	(0.07)	9.86	(0.08)
8	6.70	(0.07)	8.85	(0.07)
9	6.16	(0.07)	8.26	(0.08)
10	6.05	(0.06)	7.60	(0.09)
11	5.51	(0.07)	6.76	(0.08)
12	4.94	(0.05)	5.93	(0.07)
13	4.37	(0.05)	4.90	(0.07)
14	3.94	(0.05)	4.72	(0.03)
15	3.42	(0.04)	4.12	(0.04)
16	2.82	(0.03)	3.52	(0.03)

Tab. A.1 : Flußdichten primärer Protonen in den First und Thin-Target-Aufbauten

Anhang B

Experimentell bestimmte integrale Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in den Targetelementen C, N, O, Mg, Al, Si, S, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Rh und Ba bei 1,6 GeV.

Die Wirkungsquerschnitte aller Targetelemente mit $Z \leq 29$ sind, soweit nicht anders gekennzeichnet, bezüglich der Beiträge sekundärer Teilchen korrigiert. Bei den Targetelementen Sr, Y, Zr, Nb, Rh und Ba wurde keine Sekundärteilchenkorrektur durchgeführt.

Der Index „c" neben den Produktnuklid kennzeichnet kumulative Daten, der Index „i" steht für unabhängige Wirkungsquerschnitte.

Tab. B.1 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in C, N und O

		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV		
Produkt		C	N	O
^{7}Be	c	11.2 (0.6)	11.3 (0.6)	11.2 (0.6)

Tab. B.2 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Mg, Al und Si

		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV		
Produkt		Mg	Al	Si
^{7}Be	c	10.8 (0.6)	9.20 (0.46)	11.2 (0.6)
^{22}Na	c	27.6 (1.4)		16.3 (0.8) (Si)
^{22}Na	c			16.9 (0.9) (Si_3N_4)
^{22}Na	c			16.9 (0.9) (SiO_2)

Tab. B.3 : Wirkungsquerschnitt für die protonen-induzierte Restkernproduktion in S

		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV	
Produkt		S	
^{22}Na	c	27.6 (1.6)	(nicht Sekundärteilchenkorrigiert)

Tab. B.4 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Ca und Ti

		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV				
Produkt		Ca		Ti		
^{7}Be	c			SACL0B	6.56	(0.34)
^{22}Na	c	7.98	(0.46)	SACL0B	3.19	(0.17)
^{24}Na	c			SACL0A	5.36	(0.34)
^{24}Na	c	4.04	(0.26)	SACL0B		
^{28}Mg	c			SACL0A	0.704	(0.073)
^{28}Mg	c	0.162	(0.016)	SACL0B		
^{42}K	c			SACL0A	9.09	(0.74)
^{43}K	c			SACL0A	4.14	(0.22)
^{43}K	c	0.762	(0.043)	SACL0B		
^{47}Ca	c	0.142	(0.009)	SACL0B		
^{44m}Sc	c			SACL0A	5.51	(0.29)
^{44m}Sc	c	0.00476	(0.00051)	SACL0B		
^{46}Sc	i			SACL0A	29.0	(2.2)
^{46}Sc	i			SACL0B	28.8	(1.5)
^{47}Sc	i			SACL0A	28.1	(1.5)
^{47}Sc	i	0.0132	(0.0058)	SACL0B		
^{48}Sc	i			SACL0A	2.85	(0.18)
^{48}V	c			SACL0B	0.116	(0.016)

Tab. B.5 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in V und Mn

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV V				Mn			
^{7}Be	c	5.95	(	0.31	)	SACL0A	7.02	(	0.45)
^{22}Na	c	2.63	(	0.15	)	SACL0A	2.39	(	0.17)
^{24}Na	c	5.02	(	0.28	)	SACL0A	3.94	(	0.25)
^{28}Mg	c	0.760	(	0.058	)	SACL0A			
^{42}K	c	9.54	(	0.71	)	SACL0A	6.61	(	0.45)
^{43}K	c	4.47	(	0.23	)	SACL0A	2.63	(	0.15)
^{47}Ca	c	0.529	(	0.034	)	SACL0A			
^{44m}Sc	c	6.79	(	0.35	)	SACL0A	7.80	(	0.46)
^{46}Sc	i	19.4	(	1.1	)	SACL0A	12.5	(	0.7)
^{47}Sc	i	13.0	(	0.7	)	SACL0A			
^{48}Sc	i	5.46	(	0.30	)	SACL0A			
^{48}V	c	9.65	(	0.56	)	SACL0A	13.8	(	0.8)
^{48}V	i					SACL0A	13.6	(	0.8)
^{48}Cr	c					SACL0A	0.279	(	0.051)
^{51}Cr	c					SACL0A	31.1	(	1.8)
^{52}Mn	c					SACL0A	4.88	(	0.35)
^{54}Mn	i					SACL0A	46.0	(	2.7)

Tab. B.6 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Fe und Co

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Fe					Co				
^{7}Be	c	7.55	(	0.41	)	fea012	6.82	(	0.36	)	coa022
^{7}Be	c	7.45	(	0.39	)	fea032	6.51	(	0.34	)	coa042
^{7}Be	c	7.67	(	0.40	)	fea152	6.78	(	0.35	)	coa192
^{22}Na	c	2.34	(	0.14	)	fea012	1.99	(	0.11	)	coa022
^{22}Na	c	2.34	(	0.15	)	fea032	1.87	(	0.11	)	coa042
^{22}Na	c	2.43	(	0.18	)	fea152	1.93	(	0.13	)	coa162
^{24}Na	c	3.19	(	0.20	)	fea012	3.13	(	0.20	)	coa022
^{24}Na	c	3.24	(	0.21	)	fea032	3.09	(	0.18	)	coa042
^{24}Na	c	3.29	(	0.22	)	fea152	3.11	(	0.23	)	coa162
^{28}Mg	c	0.332	(	0.031	)	fea012	0.364	(	0.021	)	coa022
^{28}Mg	c	0.327	(	0.030	)	fea032	0.379	(	0.040	)	coa042
^{28}Mg	c	0.334	(	0.031	)	fea152	0.335	(	0.041	)	coa162
^{42}K	c	4.35	(	0.31	)	fea012	5.11	(	0.46	)	coa022
^{42}K	c	4.56	(	0.30	)	fea032	5.15	(	0.34	)	coa042
^{42}K	c	4.53	(	0.52	)	fea152	4.93	(	0.45	)	coa162
^{43}K	c	1.37	(	0.07	)	fea012	1.79	(	0.10	)	coa022
^{43}K	c	1.41	(	0.07	)	fea032	1.79	(	0.09	)	coa042
^{43}K	c	1.39	(	0.08	)	fea152	1.84	(	0.11	)	coa162
^{44m}Sc	c	7.74	(	0.40	)	fea012	7.72	(	0.40	)	coa022
^{44m}Sc	c	8.06	(	0.42	)	fea032	7.65	(	0.40	)	coa042
^{44m}Sc	c	7.98	(	0.42	)	fea152	7.84	(	0.41	)	coa162
^{46}Sc	i	8.29	(	0.46	)	fea012	9.51	(	0.49	)	coa022
^{46}Sc	i	8.61	(	0.44	)	fea032	9.19	(	0.51	)	coa042
^{46}Sc	i	8.64	(	0.49	)	fea152	9.55	(	0.55	)	coa162

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Fe				Co			
^{46}Sc	i	8.39	(0.45)	fsb091					
^{48}Sc	i	0.532	(0.032)	fea012		0.941	(0.047)	coa022	
^{48}Sc	i	0.573	(0.040)	fea032		1.03	(0.06)	coa042	
^{48}Sc	i	0.568	(0.042)	fea152		1.03	(0.05)	coa162	
^{48}V	c	16.8	(1.0)	fea012		14.1	(0.8)	coa022	
^{48}V	c	17.2	(1.0)	fea032		13.5	(0.7)	coa042	
^{48}V	c	17.3	(1.0)	fea152		14.2	(0.8)	coa162	
^{48}V	i	16.4	(1.0)	fea012		13.8	(0.8)	coa022	
^{48}V	i	16.8	(0.9)	fea032		13.3	(0.7)	coa042	
^{48}V	i	16.9	(1.0)	fea152		13.9	(0.8)	coa162	
^{48}Cr	c	0.712	(0.039)	fea012		0.417	(0.026)	coa022	
^{48}Cr	c	0.762	(0.042)	fea032		0.419	(0.028)	coa042	
^{48}Cr	c	0.728	(0.041)	fea152		0.421	(0.025)	coa162	
^{51}Cr	c	32.2	(1.7)	fea012		27.6	(1.5)	coa022	
^{51}Cr	c	35.3	(1.8)	fea032		27.1	(1.4)	coa042	
^{51}Cr	c	34.8	(1.8)	fea152		28.0	(1.5)	coa162	
^{52}Mn	c	7.80	(0.42)	fea012		8.16	(0.44)	coa022	
^{52}Mn	c	9.11	(0.49)	fea032		8.26	(0.43)	coa042	
^{52}Mn	c	8.70	(0.48)	fea152		8.27	(0.45)	coa162	
^{52}Mn	i	7.68	(0.42)	fea012					
^{52}Mn	i	8.97	(0.48)	fea032					
^{54}Mn	i	31.9	(1.7)	fea012		24.8	(1.4)	coa022	
^{54}Mn	i	35.5	(1.8)	fea032		24.3	(1.4)	coa042	
^{54}Mn	i	34.4	(2.0)	fea152		25.0	(1.4)	coa162	
^{54}Mn	i	36.4	(2.0)	fsb091					
^{52}Fe	c	0.384	(0.025)	fea012					
^{52}Fe	c	0.421	(0.042)	fea032					
^{55}Co	c					1.15	(0.07)	coa022	
^{55}Co	c					0.960	(0.128)	coa042	
^{55}Co	c					0.913	(0.157)	coa162	
^{56}Co	c	0.199	(0.024)	fea012		6.31	(0.37)	coa022	
^{56}Co	c	0.641	(0.057)	fea032		6.12	(0.32)	coa042	
^{56}Co	c	0.00081	(0.00012)	fea152		6.26	(0.36)	coa162	
^{56}Co	c	0.00455	(0.00075)	fsb091					
^{57}Co	c	0.238	(0.013)	fea012		24.9	(1.3)	coa022	
^{57}Co	c	0.397	(0.022)	fea032		24.9	(1.4)	coa042	
^{57}Co	c	0.316	(0.020)	fea152		24.0	(1.3)	coa162	
^{57}Co	c	0.386	(0.025)	fsb091					
^{57}Co	i					24.8	(1.3)	coa022	
^{57}Co	i					24.7	(1.3)	coa042	
^{57}Co	i					23.9	(1.3)	coa162	
^{58}Co	i	0.0719	(0.0070)	fea012		49.2	(2.6)	coa022	
^{58}Co	i	0.0857	(0.0078)	fea032		48.6	(2.7)	coa042	
^{58}Co	i					48.6	(2.8)	coa162	
^{57}Ni	c					0.149	(0.012)	coa022	
^{57}Ni	c					0.185	(0.013)	coa042	
^{57}Ni	c					0.164	(0.017)	coa162	

Tab. B.7 : Wirkungsquerschnitte für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Ni und Cu

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Ni				Cu			
^{7}Be	c	8.86	(	0.46	)	SACL0A	6.68	(	0.34)
^{7}Be	c	9.50	(	0.48	)	SACL0B	6.61	(	0.35)
^{22}Na	c	2.63	(	0.15	)	SACL0A	1.55	(	0.08)
^{22}Na	c	2.70	(	0.16	)	SACL0B	1.53	(	0.09)
^{24}Na	c	2.81	(	0.18	)	SACL0A	2.47	(	0.15)
^{28}Mg	c					SACL0A	0.559	(	0.256)
^{42}K	c	2.73	(	0.33	)	SACL0A	4.34	(	0.36)
^{43}K	c	0.734	(	0.048	)	SACL0A	1.59	(	0.09)
^{44m}Sc	c	8.35	(	0.43	)	SACL0A	6.75	(	0.34)
^{46}Sc	i	5.29	(	0.29	)	SACL0A	8.09	(	0.43)
^{46}Sc	i	5.64	(	0.29	)	SACL0B	8.29	(	0.45)
^{47}Sc	i					SACL0A	3.48	(	0.18)
^{48}Sc[1]	i	0.242	(	0.013	)	SACL0A	0.808	(	0.052)
^{48}V	c	19.7	(	1.1	)	SACL0A	12.6	(	0.7)
^{48}V	c	21.0	(	1.1	)	SACL0B	12.9	(	0.7)
^{48}V	i	18.7	(	1.0	)	SACL0A	12.4	(	0.7)
^{48}Cr	c	1.54	(	0.08	)	SACL0A	0.432	(	0.027)
^{51}Cr	c	31.4	(	1.6	)	SACL0A	24.4	(	1.3)
^{51}Cr	c	32.9	(	1.7	)	SACL0B	23.9	(	1.2)
^{52}Mn	c	12.7	(	0.7	)	SACL0A	8.07	(	0.42)
^{52}Mn	c	13.5	(	0.7	)	SACL0B	8.10	(	0.42)
^{52}Mn	i	12.3	(	0.7	)	SACL0A			
^{54}Mn	i	12.9	(	0.7	)	SACL0A	19.0	(	1.1)
^{54}Mn	i	13.6	(	0.7	)	SACL0B	18.5	(	1.0)
^{52}Fe	c	1.14	(	0.09	)	SACL0A			
^{59}Fe	c	0.300	(	0.023	)	SACL0A	1.74	(	0.10)
^{59}Fe	c	0.299	(	0.022	)	SACL0B	1.76	(	0.10)
^{55}Co	c	10.4	(	0.8	)	SACL0A	1.22	(	0.11)
^{56}Co	c	29.7	(	1.7	)	SACL0A	6.73	(	0.34)
^{56}Co	c	31.8	(	1.7	)	SACL0B	7.31	(	0.40)
^{56}Co	i	27.7	(	1.6	)	SACL0A	6.66	(	0.35)[1]
^{56}Co	i					SACL0B	7.15	(	0.39)
^{57}Co	c	58.5	(	3.4	)	SACL0A	21.2	(	1.1)
^{57}Co	c	65.3	(	3.4	)	SACL0B	21.1	(	1.1)
^{57}Co	i	43.0	(	2.8	)	SACL0A	20.7	(	1.1)
^{58}Co	i	10.1	(	0.8	)	SACL0A	25.5	(	1.4)
^{58}Co	i	13.3	(	0.8	)	SACL0B	25.5	(	1.4)
^{60}Co	c	1.82	(	0.24	)	SACL0A	9.40	(	0.51)
^{60}Co	c					SACL0B	10.4	(	0.6)
^{56}Ni	c	2.01	(	0.11	)	SACL0A	0.0700	(	0.0867)[1]
^{56}Ni	c	2.29	(	0.15	)	SACL0B	0.173	(	0.020)
^{57}Ni	c	22.5	(	1.3	)	SACL0A	0.798	(	0.051)
^{65}Zn	c					SACL0A	0.742	(	0.111)
^{65}Zn	c					SACL0B	0.243	(	0.048)

1: die Wirkungsquerschnitte sind nicht Sekundärteilchenkorrigiert

Tab. B.8 : Wirkungsquerschnitte[1] für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Sr und Y

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Sr				Y			
^{7}Be	c					SACL0A	6.35	(	0.37)
^{22}Na	c	0.573	(	0.034	)	SACL0A	0.488	(	0.034)
^{24}Na	c	1.14	(	0.12	)	SACL0A	1.21	(	0.17)
^{47}Ca	c	0.0134	(	0.0086	)	SACL0A			
^{44m}Sc	c	1.59	(	0.08	)	SACL0A	1.71	(	0.09)
^{46}Sc	i	3.04	(	0.16	)	SACL0A	2.47	(	0.13)
^{47}Sc	i	1.48	(	0.09	)	SACL0A			
^{48}Sc	i	0.395	(	0.046	)	SACL0A			
^{48}V	c	3.09	(	0.17	)	SACL0A	3.15	(	0.16)
^{51}Cr	c	7.66	(	0.42	)	SACL0A	7.69	(	0.42)
^{52}Mn	c	2.55	(	0.14	)	SACL0A	2.80	(	0.15)
^{54}Mn	i	8.60	(	0.46	)	SACL0A	7.90	(	0.41)
^{59}Fe	c	1.41	(	0.08	)	SACL0A	1.03	(	0.06)
^{56}Co	c	2.35	(	0.13	)	SACL0A	2.38	(	0.13)
^{57}Co	c	11.8	(	1.4	)	SACL0A	8.96	(	0.91)
^{57}Co	i	11.6	(	1.4	)	SACL0A			
^{58}Co	i	11.6	(	0.6	)	SACL0A	11.0	(	0.6)
^{60}Co	c	4.82	(	0.28	)	SACL0A	3.81	(	0.20)
^{56}Ni	c					SACL0A	0.665	(	0.240)
^{57}Ni	c	0.219	(	0.026	)	SACL0A	0.413	(	0.043)
^{66}Ni	c	5.60	(	0.39	)	SACL0A			
^{65}Zn	c	18.6	(	1.0	)	SACL0A	18.8	(	1.0)
^{67}Ga	c	16.7	(	0.9	)	SACL0A	18.2	(	1.0)
^{68}Ge	c	8.78	(	0.49	)	SACL0A	9.43	(	0.55)
^{69}Ge	c	10.4	(	0.6	)	SACL0A	11.7	(	0.7)
^{71}As	c	12.0	(	0.6	)	SACL0A	14.9	(	0.8)
^{74}As	i	8.82	(	0.48	)	SACL0A	6.84	(	0.36)
^{72}Se	c	4.53	(	0.28	)	SACL0A	6.59	(	0.46)
^{73}Se	c					SACL0A	11.1	(	0.6)
^{75}Se	c	24.9	(	1.3	)	SACL0A	26.1	(	1.4)
^{76}Br	i	23.6	(	1.8	)	SACL0A			
^{77}Br	c	18.3	(	1.0	)	SACL0A	21.4	(	1.2)
^{82}Br	i	1.72	(	0.10	)	SACL0A			
^{76}Kr	c					SACL0A	1.79	(	0.17)
^{79}Kr	c	18.8	(	1.0	)	SACL0A	22.8	(	1.2)
^{83}Rb	c	43.4	(	2.3	)	SACL0A	40.5	(	2.1)
^{83}Rb	i	35.4	(	1.9	)	SACL0A	27.3	(	1.5)
^{84}Rb	i	27.5	(	1.4	)	SACL0A	12.9	(	0.7)
^{86}Rb	i	24.3	(	1.3	)	SACL0A	4.52	(	0.37)
^{82}Sr	c	6.67	(	0.42	)	SACL0A	12.2	(	0.6)
^{83}Sr	c	11.9	(	0.7	)	SACL0A	19.5	(	1.1)
^{85}Sr	c	35.6	(	1.9	)	SACL0A	39.3	(	2.0)
^{86}Y	i	4.24	(	0.27	)	SACL0A	21.9	(	1.4)
^{87}Y	c	5.75	(	0.30	)	SACL0A	43.1	(	2.2)
^{87m}Y	c					SACL0A	18.1	(	1.2)
^{88}Y	i	3.47	(	0.19	)	SACL0A	64.5	(	3.4)
^{86}Zr	c					SACL0A	1.11	(	0.09)
^{88}Zr	c					SACL0A	3.15	(	0.17)
^{89}Zr	c					SACL0A	2.45	(	0.13)

1: die Wirkungsquerschnitte sind nicht Sekundärteilchenkorrigiert

Tab. B.9 : Wirkungsquerschnitte[1] für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Zr und Nb

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Zr				Nb			
^{7}Be	c	6.08	(	0.34	)	SACL0A	6.33	(	0.37)
^{22}Na	c	0.480	(	0.028	)	SACL0A	0.500	(	0.028)
^{24}Na	c	1.14	(	0.20	)	SACL0A	0.761	(	0.075)
^{47}Ca	c	0.104	(	0.015	)	SACL0A			
^{44m}Sc	c	1.43	(	0.07	)	SACL0A	1.33	(	0.07)
^{46}Sc	i	2.32	(	0.12	)	SACL0A	2.05	(	0.11)
^{47}Sc	i	1.10	(	0.07	)	SACL0A			
^{48}Sc	i	0.244	(	0.013	)	SACL0A			
^{48}V	c	2.80	(	0.15	)	SACL0A	2.60	(	0.13)
^{51}Cr	c	6.96	(	0.38	)	SACL0A	6.38	(	0.43)
^{52}Mn	c	2.39	(	0.12	)	SACL0A	2.25	(	0.12)
^{54}Mn	i	7.23	(	0.38	)	SACL0A	6.45	(	0.35)
^{59}Fe	c	0.950	(	0.058	)	SACL0A	0.715	(	0.045)
^{56}Co	c	2.30	(	0.12	)	SACL0A	2.16	(	0.11)
^{57}Co	c	8.56	(	1.09	)	SACL0A	7.70	(	1.07)
^{57}Co	i	8.37	(	1.08	)	SACL0A	7.54	(	1.07)
^{58}Co	i	10.1	(	0.5	)	SACL0A	9.55	(	0.50)
^{60}Co	c	3.44	(	0.19	)	SACL0A	2.96	(	0.16)
^{57}Ni	c	0.285	(	0.029	)	SACL0A	0.238	(	0.033)
^{65}Zn	c	18.0	(	0.9	)	SACL0A	17.5	(	0.9)
^{67}Ga	c	16.6	(	0.9	)	SACL0A	16.4	(	0.8)
^{68}Ge	c	9.84	(	0.52	)	SACL0A	10.5	(	0.5)
^{69}Ge	c	11.2	(	0.6	)	SACL0A	11.1	(	0.6)
^{71}As	c	14.3	(	0.7	)	SACL0A	14.5	(	0.7)
^{74}As	i	5.74	(	0.30	)	SACL0A	4.71	(	0.24)
^{72}Se	c	6.38	(	0.38	)	SACL0A	6.99	(	0.40)
^{75}Se	c	24.1	(	1.2	)	SACL0A	24.4	(	1.3)
^{77}Br	c	19.9	(	1.0	)	SACL0A	20.1	(	1.0)
^{82}Br	i	0.743	(	0.044	)	SACL0A			
^{79}Kr	c	22.3	(	1.2	)	SACL0A	23.1	(	1.2)
^{83}Rb	c	38.7	(	2.0	)	SACL0A	37.1	(	1.9)
^{83}Rb	i	24.1	(	1.3	)	SACL0A	21.3	(	1.2)
^{84}Rb	i	8.12	(	0.42	)	SACL0A	4.66	(	0.25)
^{82}Sr	c	15.4	(	0.8	)	SACL0A	17.4	(	0.9)
^{83}Sr	c	21.6	(	1.1	)	SACL0A	23.5	(	1.2)
^{85}Sr	c	38.5	(	2.0	)	SACL0A	37.3	(	1.9)
^{86}Y	i	15.1	(	1.6	)	SACL0A	27.0	(	4.8)
^{87}Y	c	50.8	(	2.6	)	SACL0A	49.2	(	2.5)
^{87m}Y	c	25.4	(	1.5	)	SACL0A	27.4	(	1.7)
^{88}Y	i	31.1	(	1.7	)	SACL0A	14.5	(	1.0)
^{86}Zr	c	5.06	(	0.38	)	SACL0A	7.34	(	0.39)
^{88}Zr	c	28.9	(	1.5	)	SACL0A	35.4	(	1.8)
^{89}Zr	c	50.8	(	2.6	)	SACL0A	48.8	(	2.5)
^{95}Zr	c	2.97	(	0.15	)	SACL0A			
^{90}Nb	c	1.85	(	0.10	)	SACL0A	24.1	(	1.3)
^{91m}Nb	c	1.84	(	0.25	)	SACL0A	4.58	(	0.36)
^{92m}Nb	i	0.688	(	0.060	)	SACL0A	21.8	(	1.5)
^{95}Nb	i	0.285	(	0.057	)	SACL0A			

1: die Wirkungsquerschnitte sind nicht Sekundärteilchenkorrigiert

Tab. B.10 : Wirkungsquerschnitte[1] für die protonen-induzierte Restkernproduktion in Rh und Ba

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Rh				Ba			
^{7}Be	c	6.28	(	0.36	)	SACL0A			
^{22}Na	c	0.463	(	0.025	)	SACL0A			
^{44m}Sc	c	0.794	(	0.043	)	SACL0A			
^{44m}Sc	c					SACL0B	0.164	(	0.040)
^{46}Sc	i	1.14	(	0.06	)	SACL0A			
^{46}Sc	i					SACL0B	0.519	(	0.030)
^{48}Sc	i	0.143	(	0.011	)	SACL0A			
^{48}V	c	1.32	(	0.07	)	SACL0A			
^{48}V	c					SACL0B	0.282	(	0.032)
^{52}Mn	c	1.09	(	0.06	)	SACL0A			
^{52}Mn	c					SACL0B	0.204	(	0.038)
^{54}Mn	i	3.55	(	0.20	)	SACL0A			
^{54}Mn	i					SACL0B	0.761	(	0.310)
^{59}Fe	c	0.492	(	0.043	)	SACL0A			
^{59}Fe	c					SACL0B	0.220	(	0.023)
^{56}Co	c	1.08	(	0.06	)	SACL0A			
^{56}Co	c					SACL0B	0.128	(	0.009)
^{57}Co	c	3.54	(	0.40	)	SACL0A			
^{58}Co	i	5.32	(	0.28	)	SACL0A			
^{58}Co	i					SACL0B	0.875	(	0.052)
^{60}Co	c	1.81	(	0.10	)	SACL0A			
^{60}Co	c					SACL0B	0.533	(	0.036)
^{65}Zn	c	10.7	(	0.6	)	SACL0A			
^{65}Zn	c					SACL0B	1.37	(	0.08)
^{67}Ga	c	11.4	(	0.6	)	SACL0A			
^{67}Ga	c					SACL0B	1.41	(	0.14)
^{68}Ge	c	6.91	(	0.42	)	SACL0A			
^{68}Ge	c					SACL0B	0.527	(	0.108)
^{69}Ge	c	9.35	(	0.51	)	SACL0A			
^{69}Ge	c					SACL0B	2.72	(	0.72)
^{71}As	c	8.58	(	0.63	)	SACL0A			
^{74}As	i	3.61	(	0.19	)	SACL0A			
^{74}As	i					SACL0B	1.68	(	0.10)
^{72}Se	c	4.01	(	0.41	)	SACL0A			
^{75}Se	c	20.4	(	1.0	)	SACL0A			
^{75}Se	c					SACL0B	2.66	(	0.15)
^{77}Br	c	17.4	(	0.9	)	SACL0A			
^{76}Kr	c					SACL0B	13.4	(	1.4)
^{79}Kr	c	20.0	(	1.0	)	SACL0A			
^{79}Kr	c					SACL0B	2.51	(	0.28)
^{83}Rb	c	30.8	(	1.6	)	SACL0A			
^{83}Rb	c					SACL0B	6.90	(	0.37)
^{83}Rb	i	16.5	(	1.0	)	SACL0A			
^{84}Rb	i	2.80	(	0.15	)	SACL0A			
^{84}Rb	i					SACL0B	1.73	(	0.12)
^{86}Rb	i					SACL0B	0.378	(	0.054)
^{82}Sr	c	15.1	(	0.9	)	SACL0A			
^{82}Sr	c					SACL0B	3.04	(	0.16)
^{83}Sr	c	21.3	(	1.1	)	SACL0A			

Produkt		Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV Rh				Ba			
^{83}Sr	c					SACL0B	3.66	(	0.47)
^{85}Sr	c	29.3	(	1.5	)	SACL0A			
^{85}Sr	c					SACL0B	9.83	(	0.53)
^{86}Y	i	24.5	(	6.5	)	SACL0A			
^{87m}Y	c	22.5	(	1.7	)	SACL0A			
^{87}Y	c	37.1	(	1.9	)	SACL0A			
^{87}Y	c					SACL0B	9.77	(	0.58)
^{88}Y	i	5.62	(	0.68	)	SACL0A			
^{88}Y	i					SACL0B	9.89	(	0.62)
^{86}Zr	c	9.81	(	0.65	)	SACL0A			
^{88}Zr	c	28.0	(	1.5	)	SACL0A			
^{88}Zr	c					SACL0B	2.92	(	0.19)
^{89}Zr	c	32.2	(	1.7	)	SACL0A			
^{89}Zr	c					SACL0B	9.23	(	0.55)
^{95}Zr	c					SACL0B	0.0722	(	0.0082)
^{90}Nb	c					SACL0B	10.6	(	1.3)
^{91m}Nb	c	1.45	(	0.14	)	SACL0A			
^{92m}Nb	i	1.78	(	0.11	)	SACL0A			
^{92m}Nb	i					SACL0B	0.392	(	0.034)
^{95m}Tc	c	2.79	(	0.14	)	SACL0A			
^{95m}Tc	c					SACL0B	0.684	(	0.059)
^{96}Tc	i	17.7	(	0.9	)	SACL0A			
^{96}Tc	i					SACL0B	6.35	(	0.39)
^{97m}Tc	c	259.	(	14.	)	SACL0A			
^{97}Ru	c	25.5	(	1.3	)	SACL0A			
^{97}Ru	c					SACL0B	10.5	(	0.7)
^{103}Ru	c					SACL0B	0.865	(	0.057)
^{99}Rh	c	5.34	(	0.28	)	SACL0A			
^{99}Rh	c					SACL0B	1.69	(	0.14)
^{100}Rh	c	18.0	(	1.4	)	SACL0A			
^{101m}Rh	c	32.4	(	1.7	)	SACL0A			
^{101m}Rh	c					SACL0B	16.3	(	2.3)
^{101}Rh	c	18.3	(	6.9	)	SACL0A			
^{101}Rh	c					SACL0B	3.10	(	0.16)
^{102m}Rh	i	47.5	(	2.5	)	SACL0A			
^{102m}Rh	i					SACL0B	0.605	(	0.168)
^{102}Rh	i	16.1	(	0.8	)	SACL0A			
^{102}Rh	i					SACL0B	4.32	(	0.23)
^{100}Pd	c	2.42	(	0.12	)	SACL0A			
^{100}Pd	c					SACL0B	5.52	(	0.28)
^{105}Ag	c					SACL0B	18.9	(	0.9)
^{106m}Ag	i					SACL0B	7.67	(	0.38)
^{110m}Ag	i					SACL0B	1.39	(	0.07)
^{109}Cd	c					SACL0B	29.7	(	4.0)
^{111}In	c					SACL0B	22.7	(	1.3)
^{114m}In	i					SACL0B	3.72	(	0.38)
^{113}Sn	c					SACL0B	24.4	(	1.6)
^{117m}Sn	c					SACL0B	3.21	(	0.18)
^{120m}Sb	i					SACL0B	3.00	(	0.20)
^{122}Sb	i					SACL0B	1.50	(	0.16)

Wirkungsquerschnitt [mb] bei 1.6 GeV						
Produkt		Rh		Ba		
^{124}Sb	i		SACL0B	0.447	(0.031	)
^{125}Sb	c		SACL0B	0.248	(0.072	)
^{118}Te	c		SACL0B	20.6	(3.1	)
^{119m}Te	c		SACL0B	9.55	(0.48	)
^{121m}Te	c		SACL0B	7.47	(0.39	)
^{123m}Te	c		SACL0B	4.08	(0.22	)
^{127m}Te	c		SACL0B	13.1	(1.0	)
^{124}I	i		SACL0B	11.0	(1.9	)
^{126}I	i		SACL0B	7.09	(0.43	)
^{131}I	c		SACL0B	0.928	(0.062	)
^{125}Xe	c		SACL0B	24.4	(1.7	)
^{127}Xe	c		SACL0B	38.1	(2.0	)
^{129}Cs	c		SACL0B	32.9	(2.0	)
^{134}Cs	i		SACL0B	21.4	(1.2	)
^{136}Cs	i		SACL0B	15.0	(0.9	)
^{137}Cs	c		SACL0B	16.5	(0.9	)
^{128}Ba	c		SACL0B	8.55	(0.67	)
^{131}Ba	c		SACL0B	20.1	(1.1	)
^{133m}Ba	c		SACL0B	15.4	(1.1	)
^{133}Ba	c		SACL0B	36.6	(1.9	)

1: die Wirkungsquerschnitte sind nicht Sekundärteilchenkorrigiert

Anhang C

Experimentell bestimmte Produktionsraten des Experimentes LNS172A. Alle Werte sind auf eine Flußdichte primärer Protonen von $J_{0,pp} = 1\ cm^{-2}\ s^{-1}$ normiert.

Der Index „(i)" neben dem Produktnuklid kennzeichnet unabhängige Produktionsraten. Nicht gekennzeichnete Daten sind in allen Fällen kumulativ.

Tab. C.1 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus C

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus C ^{7}Be	
9.3	8.11	(0.42)
23.9	8.94	(0.45)
38.7	9.32	(0.49)
53.5	9.66	(0.50)
68.3	9.64	(0.51)
83.0	9.55	(0.48)

Tab. C.2 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus N

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus N ^{7}Be	
12.7	6.65	(0.36)
27.6	7.28	(0.38)
57.0	7.50	(0.38)
71.8	7.54	(0.39)

Tab. C.3 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus O

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus O ^{7}Be	
11.4	4.94	(0.25)
26.2	5.15	(0.27)
41.0	5.32	(0.27)
55.7	5.38	(0.27)
70.5	5.29	(0.27)

Tab. C.3 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Mg

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Mg ^{7}Be		^{22}Na		^{24}Na	
2.5			12.1	(0.6)		
2.9	2.42	(0.12)			9.66	(0.68)
17.3			14.7	(0.7)		
17.7	2.57	(0.14)			12.4	(1.0)
32.0			15.6	(0.8)		
32.4	2.62	(0.13)			14.3	(1.1)
42.7	2.58	(0.13)	16.1	(0.9)		
61.3	2.60	(0.23)				
61.6			16.5	(0.8)		
76.4			17.3	(0.9)		
76.6	2.54	(0.13)				
76.8					17.5	(0.9)

Tab. C.4 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Al

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Al					
Tiefe [mm]	^{7}Be			^{22}Na		
4.8	1.79	(	0.09)	4.91	(	0.25)
19.6				5.79	(	0.29)
19.9	1.82	(	0.10)			
34.4	1.83	(	0.09)	6.08	(	0.31)
49.1	1.86	(	0.10)	6.34	(	0.32)
64.0	1.78	(	0.09)	6.40	(	0.32)
78.7	1.76	(	0.09)	6.76	(	0.34)

Tab. C.5 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Si

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Si						
Tiefe [mm]	^{7}Be			^{22}Na			
6.9	2.05	(	0.11)	5.11	(	0.26)	(aus Si)
11.4				5.28	(	0.27)	(aus SiO_2)
12.7				5.39	(	0.32)	(aus Si_3N_4)
22.0	2.07	(	0.11)	5.82	(	0.30)	(aus Si)
26.2				5.95	(	0.32)	(aus SiO_2)
27.6				5.98	(	0.32)	(aus Si_3N_4)
36.8	2.08	(	0.10)	6.27	(	0.32)	(aus Si)
41.0				6.39	(	0.35)	(aus SiO_2)
51.5	2.04	(	0.10)				
51.7				6.52	(	0.33)	(aus Si)
55.7				6.23	(	0.34)	(aus SiO_2)
57.0				6.30	(	0.35)	(aus Si_3N_4)
66.3	2.02	(	0.10)	6.70	(	0.38)	(aus Si)
70.5				6.58	(	0.37)	(aus SiO_2)
71.8				6.46	(	0.57)	(aus Si_3N_4)
81.1	1.97	(	0.10)	6.60	(	0.33)	(aus Si)
85.3				6.48	(	0.34)	(aus SiO_2)

Tab. C.6 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus S

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus S		
Tiefe [mm]	^{22}Na		
13.2	2.67	(	0.14)
23.9	2.99	(	0.15)
50.5	2.89	(	0.15)
66.0	3.11	(	0.16)
94.5	3.07	(	0.16)

Tab. C.7 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Ca

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ca							
Tiefe [mm]	^{22}Na			^{24}Na			^{43}K		
14.1	1.05	(	0.06)	0.620	(	0.052)	0.365	(	0.019)
29.0	1.12	(| 0.06)						
58.4	1.10	(| 0.06)						
73.2	1.01	(| 0.07)						
86.8	1.07	(| 0.06)						

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ca								
Tiefe [mm]	^{47}Ca			^{44m}Sc			^{46}Sc (i)		
14.1	0.103	(	0.006)	0.00541	(	0.00028)	0.00531	(	0.00030)
29.0	0.104	(	0.007)				0.00553	(	0.00045)
58.4							0.00669	(	0.00044)
73.2	0.140	(	0.009)				0.00610	(	0.00038)
86.8	0.148	(	0.011)				0.00734	(	0.00109)

Tab. C.8 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Ti

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ti								
Tiefe [mm]	^{7}Be			^{22}Na			^{43}K		
33.0	0.602	(	0.032)	0.291	(	0.016)			
33.6							1.35	(	0.08)
36.7	0.566	(	0.031)	0.281	(	0.018)	1.30	(	0.07)
42.2							1.23	(	0.07)
42.8	0.595	(	0.031)	0.282	(	0.015)			
55.5				0.286	(	0.015)			
56.2	0.589	(	0.034)						
56.9							1.35	(	0.08)
57.1	0.600	(	0.038)	0.298	(	0.018)	1.40	(	0.07)
63.4	0.587	(	0.029)	0.311	(	0.027)	1.38	(	0.09)

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ti								
Tiefe [mm]	^{47}Ca			^{44m}Sc			^{46}Sc (i)		
33.0							13.2	(	0.7)
33.6	0.153	(	0.008)	2.26	(	0.11)			
36.7	0.151	(	0.009)	2.29	(	0.11)	13.4	(	0.7)
42.2	0.164	(	0.009)	2.42	(	0.12)			
42.8							14.4	(	0.7)
56.2							14.7	(	0.7)
56.9	0.168	(	0.009)	2.46	(	0.12)			
57.1	0.172	(	0.009)	2.49	(	0.13)	15.1	(	0.8)
63.4	0.172	(	0.010)	2.51	(	0.13)	15.1	(	0.8)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ti								
	^{47}Sc (i)			^{48}Sc (i)			^{48}V		
33.0							0.709	(	0.041)
33.6	14.2	(	0.7)	3.60	(	0.19)			
36.7	14.7	(	0.7)	3.54	(	0.18)	0.737	(	0.040)
42.2	15.3	(	0.8)	3.96	(	0.20)			
42.8							0.756	(	0.050)
56.2							0.762	(	0.050)
56.9	15.8	(	0.8)	4.10	(	0.21)			
57.1	16.0	(	0.8)	4.22	(	0.22)	0.771	(	0.039)
63.4	16.0	(	0.8)	4.18	(	0.22)	0.791	(	0.042)

Tab. C.10 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus V

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus V								
	^{7}Be			^{22}Na			^{43}K		
10.6							0.869	(	0.065)
10.8	0.514	(	0.027)	0.215	(	0.013)			
26.4							0.985	(	0.062)
26.7	0.510	(	0.027)	0.219	(	0.018)			
36.9							0.982	(	0.060)
37.2	0.503	(	0.026)	0.215	(	0.013)			
49.8							1.08	(	0.08)
50.1	0.487	(	0.024)	0.200	(	0.013)			
61.7							1.11	(	0.08)
62.0	0.475	(	0.025)	0.197	(	0.014)			
76.0	0.465	(	0.027)	0.197	(	0.011)			
Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus V								
	^{47}Ca			^{44m}Sc			^{46}Sc (i)		
10.7				1.39	(	0.07)	5.10	(	0.26)
10.8	0.0932	(	0.0134)						
26.5				1.56	(	0.08)	5.89	(	0.30)
26.7	0.132	(	0.022)						
37.0				1.61	(	0.08)	6.17	(	0.31)
37.2	0.148	(	0.017)						
49.9				1.72	(	0.09)	6.43	(	0.34)
50.1	0.150	(	0.011)						
61.8				1.66	(	0.08)	6.47	(	0.32)
62.0	0.149	(	0.024)						
75.8							6.52	(	0.33)
76.0	0.168	(	0.021)	1.74	(	0.10)			
Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus V								
	^{47}Sc (i)			^{48}Sc (i)			^{48}V		
10.6				1.92	(	0.11)			
10.7							3.41	(	0.17)
10.8	4.78	(	0.24)						
26.4				2.21	(	0.13)			
26.5							4.03	(	0.21)
26.7	5.62	(	0.28)						
36.9				2.35	(	0.14)			

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus V								
	^{47}Sc (i)			^{48}Sc (i)			^{48}V		
37.0							4.21	(	0.21)
37.2	5.75	(	0.29)						
49.8				2.59	(	0.15)			
49.9							4.45	(	0.22)
50.1	6.04	(	0.30)						
61.7				2.49	(	0.14)			
61.8							4.51	(	0.23)
62.0	5.95	(	0.30)						
75.8							4.59	(	0.23)
76.0	6.23	(	0.31)						

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus V		
	^{51}Cr		
10.8	0.886	(	0.045)
26.7	1.01	(	0.05)
37.2	1.02	(	0.05)
50.1	1.05	(	0.05)
62.0	1.06	(	0.05)
76.0	1.09	(	0.05)

Tab. C.11 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Mn

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Mn								
	^{7}Be			^{22}Na			^{46}Sc (i)		
11.6	0.524	(	0.062)				1.93	(	0.10)
11.7				0.160	(	0.014)			
24.0							2.06	(	0.10)
24.1	0.499	(	0.028)	0.153	(	0.014)			
39.8							2.18	(	0.11)
39.9	0.518	(	0.030)	0.148	(	0.010)			
55.1							2.27	(	0.12)
55.2	0.485	(	0.027)	0.144	(	0.011)			
81.3							2.23	(	0.11)
81.4	0.492	(	0.026)	0.148	(	0.008)			
87.1				0.140	(	0.007)			
87.2							2.25	(	0.11)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Mn								
	^{48}V			^{48}V (i)			^{48}Cr		
11.0				2.44	(	0.15)	0.0409	(	0.0064)
11.4	2.44	(	0.13)						
23.9				2.81	(	0.16)	0.0610	(	0.0134)
24.0	2.70	(	0.14)						
39.7				2.81	(	0.17)	0.0584	(	0.0130)
39.8	2.76	(	0.14)						
55.0				2.86	(	0.16)	0.0525	(	0.0059)
55.1	2.93	(	0.15)						
80.6				3.02	(	0.18)	0.0608	(	0.0125)
81.3	2.96	(	0.15)						
87.4	3.01	(	0.15)						
87.8				3.02	(	0.18)	0.0461	(	0.0053)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Mn								
	^{51}Cr			^{52}Mn			^{54}Mn (i)		
11.1				1.77	(	0.10)			
11.6	7.98	(	0.52)				30.2	(	1.5)
24.0	9.18	(	0.48)	2.04	(	0.10)	33.6	(	1.7)
39.8	9.85	(	0.50)	2.13	(	0.11)	36.9	(	2.1)
55.1	10.2	(	0.6)	2.25	(	0.13)	39.4	(	2.2)
80.7				2.31	(	0.13)			
81.3	10.2	(	0.5)				40.1	(	2.0)
87.2	10.3	(	0.5)				41.2	(	2.1)
87.6				2.42	(	0.13)			

Tab. C.12 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Fe

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe								
	^{7}Be			^{22}Na			^{43}K		
2.1				0.183	(	0.025)			
3.3	0.597	(	0.139)						
3.7							0.168	(	0.012)
4.0				0.182	(	0.045)			
9.7							0.174	(	0.016)
9.8				0.179	(	0.024)			
10.0	0.593	(	0.082)						
17.6				0.178	(	0.012)			
18.4	0.588	(	0.051)						
19.3				0.175	(	0.010)			
19.5							0.179	(	0.014)
22.6							0.186	(	0.015)
22.7	0.583	(	0.036)	0.158	(	0.008)			
38.4							0.195	(	0.015)
38.5	0.548	(	0.028)	0.159	(	0.009)			
39.4				0.177	(	0.012)			
40.1	0.577	(	0.030)						
41.0				0.174	(	0.013)			
41.2							0.185	(	0.011)
53.7							0.184	(	0.013)
53.8				0.157	(	0.008)			
53.9	0.544	(	0.034)						
59.6				0.176	(	0.010)			
60.8	0.541	(	0.029)						
61.3				0.159	(	0.008)			
61.5							0.188	(	0.013)
73.5				0.173	(	0.010)			
74.2	0.556	(	0.028)						
75.1				0.152	(	0.011)			
75.3							0.192	(	0.011)
79.4							0.194	(	0.013)
79.5	0.531	(	0.027)	0.152	(	0.008)			
83.0	0.556	(	0.028)	0.149	(	0.008)			
83.1							0.188	(	0.014)
95.0				0.169	(	0.010)			

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe ^{7}Be		^{22}Na		^{43}K	
96.1	0.552	(0.028)				
96.8			0.155	(0.009)	0.180	(0.011)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe ^{44m}Sc		^{46}Sc (i)		^{48}Sc (i)	
3.3			1.11	(0.06)		
3.7					0.0801	(0.0148)
3.8	0.989	(0.067)				
9.8	1.02	(0.06)	1.23	(0.06)		
10.0					0.0844	(0.0048)
18.8			1.22	(0.06)		
19.2					0.0886	(0.0069)
19.3	1.06	(0.06)				
19.5					0.0953	(0.0093)
22.7	1.07	(0.06)	1.31	(0.07)		
22.8					0.102	(0.016)
38.5	1.11	(0.06)	1.36	(0.07)		
38.7					0.101	(0.011)
40.5			1.33	(0.07)		
40.9					0.101	(0.010)
41.0	1.10	(0.06)				
53.8	1.11	(0.06)	1.40	(0.07)		
53.9					0.105	(0.018)
60.8			1.37	(0.07)		
61.3	1.09	(0.05)				
74.6			1.40	(0.07)		
75.0					0.103	(0.012)
75.1	1.13	(0.06)				
79.5	1.12	(0.06)	1.41	(0.07)		
79.6					0.106	(0.017)
82.9					0.112	(0.008)
83.0	1.12	(0.06)	1.40	(0.07)		
96.1			1.39	(0.07)		
96.5					0.118	(0.010)
96.6	1.13	(0.06)				

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe ^{48}V		^{48}V (i)		^{48}Cr	
3.7					0.114	(0.008)
3.8	2.72	(0.14)	2.69	(0.14)		
9.7					0.125	(0.010)
9.8	2.97	(0.15)	2.93	(0.15)		
19.3	3.05	(0.15)	3.01	(0.15)		
19.5					0.125	(0.007)
22.6					0.130	(0.010)
22.7	3.15	(0.16)	3.11	(0.16)		
38.4					0.141	(0.008)
38.5	3.34	(0.17)	3.30	(0.16)		
40.5	3.19	(0.16)	3.15	(0.16)		
41.2					0.140	(0.009)
53.7					0.143	(0.010)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe								
	^{48}V			^{48}V (i)			^{48}Cr		
53.8	3.40	(	0.17)	3.36	(	0.17)			
61.3	3.44	(	0.17)	3.40	(	0.17)			
61.5							0.138	(	0.009)
74.6	3.42	(	0.18)	3.38	(	0.17)			
75.3							0.138	(	0.008)
79.4							0.146	(	0.010)
79.5	3.43	(	0.17)	3.39	(	0.17)			
83.0	3.46	(	0.17)	3.42	(	0.17)			
83.1							0.146	(	0.009)
96.1	3.42	(	0.17)	3.38	(	0.17)			
96.8							0.140	(	0.008)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe								
	^{51}Cr			^{52}Mn			^{54}Mn (i)		
2.1							12.0	(	0.8)
3.8	7.72	(	0.63)	2.14	(	0.18)	12.3	(	1.1)
9.8	8.33	(	0.74)	2.32	(	0.26)	13.4	(	1.6)
18.8				2.56	(	0.13)			
19.3	9.26	(	0.46)				15.1	(	0.8)
22.7	9.80	(	0.49)				16.7	(	0.8)
22.8				2.79	(	0.14)			
38.5	10.5	(	0.5)				18.1	(	1.0)
38.7				2.95	(	0.15)			
40.5				2.88	(	0.15)	17.4	(	0.9)
41.0	10.3	(	0.5)						
53.8	10.8	(	0.5)	3.08	(	0.15)	18.9	(	0.9)
60.8				3.06	(	0.15)	18.5	(	0.9)
61.3	10.8	(	0.5)						
74.6							19.3	(	1.0)
75.1	11.3	(	0.6)	3.21	(	0.16)			
79.5	11.2	(	0.6)	3.11	(	0.16)	19.6	(	1.0)
83.0	11.3	(	0.6)	3.11	(	0.16)	19.7	(	1.0)
95.7				3.20	(	0.16)			
96.1							19.6	(	1.0)
96.8	11.3	(	0.6)						

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe								
	^{56}Co			^{57}Co			^{58}Co (i)		
2.1	0.344	(	0.047)						
3.8	0.353	(	0.056)						
4.0				0.0660	(	0.0111)			
9.7				0.0708	(	0.0083)			
9.8	0.383	(	0.045)						
10.0							0.0116	(	0.0018)
18.4	0.423	(	0.026)						
19.3				0.0812	(	0.0051)			
19.5							0.0127	(	0.0012)
22.7	0.463	(	0.024)						
22.8				0.0871	(	0.0050)			
38.5	0.494	(	0.025)	0.0871	(	0.0044)			
40.1	0.478	(	0.024)						

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe ^{56}Co		^{57}Co		^{58}Co (i)	
41.0			0.0869	(0.0045)		
53.8	0.500	(0.026)	0.0897	(0.0045)		
60.4	0.493	(0.025)				
61.2					0.0121	(0.0007)
61.3			0.0868	(0.0044)		
74.2	0.503	(0.025)				
75.1			0.0875	(0.0044)		
79.5	0.509	(0.026)	0.0887	(0.0044)		
79.6					0.0155	(0.0020)
83.0	0.514	(0.026)	0.0880	(0.0044)		
95.7	0.505	(0.025)				
96.6			0.0865	(0.0044)		

Tab. C.13 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Fe (Catcher-Folien)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien) ^{7}Be		^{22}Na		^{44m}Sc	
1.7	0.613	(0.032)	0.179	(0.013)		
6.2					1.01	(0.05)
8.7					1.02	(0.05)
11.3	0.616	(0.033)	0.180	(0.018)		
12.1					1.04	(0.05)
13.3					1.06	(0.05)
15.0	0.617	(0.032)	0.179	(0.014)		
16.0					1.07	(0.05)
16.3	0.613	(0.031)	0.177	(0.011)		
21.0					1.08	(0.05)
22.6	0.609	(0.031)	0.173	(0.012)		
23.5	0.605	(0.047)			1.09	(0.05)
24.5					1.10	(0.06)
26.9					1.11	(0.06)
27.2	0.605	(0.036)	0.169	(0.018)		
28.2	0.599	(0.079)	0.168	(0.018)	1.12	(0.06)
30.8	0.594	(0.049)	0.166	(0.020)	1.12	(0.06)
30.9	0.595	(0.031)	0.168	(0.012)		
33.0	0.583	(0.030)	0.168	(0.012)		
35.8					1.12	(0.06)
37.7			0.167	(0.013)		
38.3	0.596	(0.036)			1.13	(0.06)
39.2	0.599	(0.036)			1.13	(0.06)
41.2	0.575	(0.038)	0.165	(0.011)		
41.7					1.14	(0.06)
43.3	0.572	(0.035)				
45.7	0.597	(0.031)	0.165	(0.017)	1.15	(0.06)
50.5	0.590	(0.034)	0.165	(0.024)	1.15	(0.06)
53.1	0.584	(0.030)	0.162	(0.011)	1.15	(0.06)
54.0	0.580	(0.030)	0.157	(0.015)	1.15	(0.06)
54.5	0.568	(0.031)	0.165	(0.020)		
56.4	0.574	(0.042)			1.15	(0.06)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)

Tiefe [mm]	^{7}Be			^{22}Na			^{44m}Sc		
57.1	0.561	(	0.029)	0.166	(	0.017)			
57.7	0.563	(	0.031)				1.15	(	0.06)
60.4	0.554	(	0.030)				1.14	(	0.06)
62.7	0.555	(	0.029)	0.164	(	0.012)			
65.3	0.550	(	0.030)				1.14	(	0.06)
66.5	0.553	(	0.032)	0.161	(	0.030)			
67.9	0.548	(	0.029)				1.13	(	0.06)
68.8							1.13	(	0.06)
69.1	0.556	(	0.031)						
71.2	0.546	(	0.030)				1.14	(	0.06)
72.4	0.546	(	0.030)				1.15	(	0.06)
73.1	0.556	(	0.029)	0.158	(	0.012)			
75.1	0.547	(	0.030)				1.15	(	0.06)
76.7	0.548	(	0.028)	0.159	(	0.009)			
80.1	0.547	(	0.031)	0.154	(	0.015)	1.15	(	0.06)
82.6	0.547	(	0.031)	0.154	(	0.009)	1.15	(	0.06)
83.5	0.549	(	0.028)	0.157	(	0.022)	1.14	(	0.06)
83.9	0.539	(	0.033)	0.162	(	0.011)			
86.0	0.551	(	0.029)				1.14	(	0.06)
87.2	0.535	(	0.028)	0.162	(	0.023)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)

Tiefe [mm]	^{46}Sc (i)			^{47}Sc (i)			^{48}V		
1.7	1.09	(	0.06)				2.55	(	0.13)
6.2	1.13	(	0.06)	0.490	(	0.025)	2.71	(	0.14)
8.7	1.19	(	0.06)	0.499	(	0.025)			
11.3	1.24	(	0.06)				2.95	(	0.15)
12.1	1.23	(	0.06)	0.510	(	0.026)	2.76	(	0.15)
13.3	1.26	(	0.06)	0.522	(	0.026)	2.82	(	0.15)
15.0	1.26	(	0.07)				2.94	(	0.16)
16.0	1.27	(	0.06)	0.533	(	0.027)	2.88	(	0.15)
16.3	1.27	(	0.07)						
21.0	1.30	(	0.07)	0.542	(	0.027)	2.94	(	0.15)
22.6	1.30	(	0.07)				3.05	(	0.16)
23.5	1.34	(	0.07)	0.549	(	0.028)			
24.5	1.29	(	0.07)	0.556	(	0.028)	2.99	(	0.16)
26.9	1.33	(	0.07)	0.562	(	0.028)			
27.2	1.34	(	0.07)						
28.2	1.34	(	0.07)	0.567	(	0.028)	3.06	(	0.16)
30.8	1.36	(	0.07)	0.572	(	0.029)	3.12	(	0.17)
30.9	1.36	(	0.07)						
33.0	1.36	(	0.07)						
35.8	1.38	(	0.07)	0.577	(	0.029)			
37.7	1.36	(	0.07)						
38.3	1.37	(	0.07)	0.581	(	0.029)	3.17	(	0.17)
39.2	1.35	(	0.07)	0.587	(	0.030)	3.21	(	0.16)
41.2	1.37	(	0.07)				3.32	(	0.17)
41.7	1.39	(	0.07)	0.597	(	0.030)	3.26	(	0.17)
43.3	1.40	(	0.07)				3.38	(	0.17)
45.7	1.41	(	0.07)	0.609	(	0.031)	3.33	(	0.18)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)								
Tiefe [mm]	^{46}Sc (i)			^{47}Sc (i)			^{48}V		
50.5	1.39	(0.07	)	0.617	(0.031	)			
50.8	1.41	(0.07	)						
53.1	1.43	(0.07	)	0.620	(0.032	)	3.39	(0.17	)
54.0	1.43	(0.07	)	0.619	(0.032	)			
54.5	1.39	(0.08	)						
56.4	1.40	(0.07	)	0.616	(0.031	)	3.41	(0.17	)
57.1	1.43	(0.08	)				3.52	(0.18	)
57.7	1.42	(0.07	)	0.614	(0.031	)	3.40	(0.18	)
60.4	1.39	(0.07	)	0.614	(0.031	)			
62.7	1.39	(0.07	)						
65.3	1.40	(0.07	)	0.615	(0.031	)			
66.5	1.40	(0.08	)						
67.9	1.38	(0.07	)	0.616	(0.036	)	3.37	(0.18	)
68.8	1.39	(0.07	)	0.619	(0.032	)	3.36	(0.17	)
69.1	1.40	(0.07	)				3.40	(0.18	)
71.2	1.39	(0.07	)	0.622	(0.031	)	3.36	(0.18	)
72.4	1.39	(0.07	)	0.624	(0.033	)	3.38	(0.18	)
73.1	1.40	(0.07	)				3.36	(0.18	)
75.1	1.40	(0.07	)	0.623	(0.031	)	3.42	(0.18	)
76.7	1.37	(0.07	)				3.47	(0.18	)
80.1	1.42	(0.07	)	0.621	(0.031	)	3.45	(0.18	)
81.3	1.40	(0.07	)						
82.6	1.42	(0.07	)	0.620	(0.031	)	3.44	(0.17	)
83.5	1.38	(0.07	)	0.624	(0.031	)	3.40	(0.18	)
83.9	1.45	(0.07	)				3.51	(0.18	)
86.0	1.42	(0.07	)	0.630	(0.035	)	3.38	(0.18	)
87.2	1.40	(0.07	)						

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)									
Tiefe [mm]	^{48}V (i)			^{48}Cr			^{51}Cr		
1.7							7.50	(0.38	)
6.2	2.67	(0.14	)	0.127	(0.007	)	7.92	(0.40	)
8.7				0.130	(0.008	)	8.35	(0.42	)
11.3							8.78	(0.45	)
12.1	2.72	(0.15	)	0.134	(0.007	)	8.67	(0.44	)
13.3	2.78	(0.14	)	0.136	(0.008	)	8.89	(0.45	)
15.0							9.05	(0.46	)
16.0	2.84	(0.15	)	0.138	(0.008	)	9.16	(0.46	)
16.3							9.10	(0.46	)
21.0	2.90	(0.15	)	0.138	(0.007	)	9.40	(0.47	)
22.6							9.69	(0.49	)
23.5				0.139	(0.009	)	9.64	(0.49	)
24.5	2.95	(0.16	)	0.139	(0.011	)	9.68	(0.49	)
26.9				0.141	(0.008	)	9.89	(0.50	)
27.2							9.90	(0.50	)
28.2	3.02	(0.15	)	0.141	(0.009	)	9.88	(0.50	)
30.8							10.1	(0.5	)
30.9							10.2	(0.5	)
33.0							10.3	(0.5	)
35.8				0.142	(0.007	)	10.2	(0.5	)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien) ^{48}V (i)		^{48}Cr		^{51}Cr	
37.7					10.3	(0.5)
38.3	3.13	(0.17)	0.142	(0.010)	10.2	(0.5)
39.2	3.17	(0.16)	0.143	(0.007)	10.3	(0.5)
41.2					10.6	(0.5)
41.7	3.22	(0.17)	0.144	(0.008)	10.6	(0.5)
43.3					10.6	(0.5)
45.7					10.8	(0.5)
50.5					10.7	(0.5)
50.8					11.0	(0.6)
53.1					10.8	(0.5)
54.0					10.8	(0.5)
54.5					10.9	(0.6)
56.4					10.8	(0.5)
57.1					11.2	(0.6)
57.7					10.8	(0.5)
60.4					10.8	(0.5)
62.7					10.9	(0.5)
65.3					11.0	(0.6)
66.5					11.0	(0.6)
67.9					10.9	(0.6)
68.8					10.9	(0.5)
69.1					11.0	(0.6)
71.2					10.9	(0.6)
72.4					11.0	(0.6)
73.1					11.2	(0.6)
75.1					11.0	(0.6)
76.7					11.1	(0.6)
80.1					11.3	(0.6)
81.3					11.1	(0.6)
82.6					11.2	(0.6)
83.5					11.0	(0.6)
83.9					11.5	(0.6)
86.0					11.1	(0.6)
87.2					11.2	(0.6)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien) ^{52}Mn		^{54}Mn (i)		^{56}Co	
8.7	2.33	(0.12)				
11.3	2.32	(0.14)	14.2	(0.7)	0.434	(0.024)
12.1	2.41	(0.12)				
13.3	2.49	(0.13)				
15.0	2.45	(0.13)	14.9	(0.8)	0.440	(0.024)
16.0	2.56	(0.13)				
16.3	2.63	(0.14)	15.1	(0.8)	0.451	(0.024)
21.0	2.63	(0.13)				
22.6	2.70	(0.15)	16.3	(0.8)	0.464	(0.026)
23.5	2.67	(0.13)				
24.5	2.72	(0.14)				
26.9	2.77	(0.15)	16.2	(0.9)		
27.2	2.78	(0.18)	16.8	(0.9)	0.477	(0.026)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)									
Tiefe [mm]	^{52}Mn			^{54}Mn (i)			^{56}Co		
28.2	2.81	(	0.14)	16.6	(	0.8)			
30.8				17.0	(	0.9)			
30.9	2.88	(	0.15)	17.2	(	0.9)	0.488	(	0.026)
33.0	2.91	(	0.15)	17.8	(	0.9)	0.495	(	0.026)
35.8	2.84	(	0.14)	17.4	(	0.9)			
37.7	2.93	(	0.16)	17.9	(	0.9)	0.499	(	0.027)
38.3	2.90	(	0.15)						
39.2	2.96	(	0.15)						
41.2	2.98	(	0.15)	18.1	(	0.9)	0.503	(	0.027)
41.7				17.6	(	0.9)			
43.3	3.02	(	0.18)	18.2	(	0.9)	0.508	(	0.027)
45.7	3.00	(	0.15)	18.0	(	0.9)			
50.5				18.2	(	1.0)			
50.8	3.07	(	0.17)	18.8	(	1.0)	0.510	(	0.029)
53.1	3.04	(	0.15)	18.3	(	0.9)			
54.0	3.08	(	0.16)	18.4	(	0.9)			
54.5	3.10	(	0.18)	18.9	(	1.0)	0.508	(	0.028)
56.4	3.10	(	0.16)	18.5	(	0.9)			
57.1	3.12	(	0.17)	19.4	(	1.0)			
57.7				18.6	(	1.0)			
60.4	3.09	(	0.16)	18.6	(	1.0)			
62.7	3.11	(	0.18)	19.0	(	1.0)	0.506	(	0.027)
65.3	3.08	(	0.16)	18.6	(	0.9)			
66.5	3.12	(	0.19)	19.2	(	1.0)	0.507	(	0.028)
67.9				18.6	(	1.0)			
68.8	3.08	(	0.15)	18.7	(	0.9)			
69.1	3.08	(	0.17)	19.6	(	1.0)	0.508	(	0.028)
71.2	3.09	(	0.16)	18.8	(	1.0)			
72.4	3.11	(	0.16)	19.0	(	1.0)			
73.1	3.04	(	0.16)	19.4	(	1.0)	0.509	(	0.026)
75.1	3.13	(	0.16)	19.1	(	1.0)			
76.7	3.05	(	0.16)	19.0	(	1.0)	0.510	(	0.027)
80.1	3.12	(	0.16)	19.2	(	1.0)			
81.3	3.06	(	0.19)	19.5	(	1.0)	0.514	(	0.027)
82.6	3.15	(	0.16)	19.3	(	1.0)			
83.5	3.14	(	0.16)	19.3	(	1.0)			
83.9	3.07	(	0.18)	20.0	(	1.0)	0.517	(	0.027)
86.0	3.14	(	0.16)	19.3	(	1.0)			
87.2	3.08	(	0.16)	19.6	(	1.0)	0.518	(	0.028)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)						
Tiefe [mm]	^{57}Co			^{58}Co (i)		
1.7	0.0728	(	0.0037)			
11.3	0.0768	(	0.0039)			
15.0	0.0807	(	0.0041)			
16.3	0.0854	(	0.0045)			
27.2	0.0878	(	0.0068)			
30.8				0.0132	(	0.0013)
33.0	0.0893	(	0.0045)			
37.7	0.0922	(	0.0072)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Catcher-Folien)						
Tiefe [mm]	^{57}Co			^{58}Co (i)		
41.2	0.0922	(	0.0048)			
43.3	0.0915	(	0.0055)			
50.8	0.0915	(	0.0053)			
54.5	0.0916	(	0.0046)			
62.7	0.0912	(	0.0050)			
66.5	0.0913	(	0.0048)			
67.9				0.0165	(	0.0024)
72.4				0.0170	(	0.0023)
73.1	0.0910	(	0.0046)	0.0177	(	0.0013)
76.7	0.0902	(	0.0046)			
81.3	0.0891	(	0.0049)			
87.2	0.0880	(	0.0051)			

Tab. C.14 : Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Fe (Monitor-Eisen)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Monitor-Folien)								
Tiefe [mm]	^{7}Be			^{22}Na			^{46}Sc (i)	
1.9	0.569	(	0.036)	0.176	(	0.013)	1.03	(0.05
2.0	0.588	(	0.033)	0.184	(	0.012)	1.04	(0.05
7.9							1.13	(0.06
10.2	0.584	(	0.031)	0.176	(	0.012)	1.18	(0.06
13.9	0.587	(	0.031)	0.184	(	0.012)	1.24	(0.06
16.2	0.595	(	0.030)	0.183	(	0.012)	1.23	(0.06
19.9	0.564	(	0.030)	0.181	(	0.013)	1.29	(0.07
22.2	0.591	(	0.031)	0.175	(	0.012)	1.28	(0.07
25.9	0.593	(	0.031)	0.173	(	0.014)	1.32	(0.07
31.9	0.581	(	0.031)	0.174	(	0.013)	1.35	(0.08
37.9	0.558	(	0.032)	0.169	(	0.010)	1.36	(0.07
39.1	0.572	(	0.029)	0.168	(	0.010)	1.35	(0.07
44.0	0.546	(	0.028)	0.169	(	0.012)	1.38	(0.07
45.1	0.551	(	0.030)	0.163	(	0.010)	1.33	(0.07
50.0	0.541	(	0.053)	0.165	(	0.010)	1.40	(0.07
56.0	0.531	(	0.035)	0.163	(	0.009)	1.41	(0.07
62.0	0.550	(	0.045)	0.161	(	0.010)	1.40	(0.07
62.1				0.154	(	0.011)	1.38	(0.07
68.0	0.542	(	0.029)	0.161	(	0.009)	1.38	(0.07
68.0				0.159	(	0.013)	1.39	(0.08

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Monitor-Folien)								
Tiefe [mm]	^{48}V			^{51}Cr			^{52}Mn	
1.9	2.36	(	0.13)	6.80	(	0.34)	1.94	(0.17
2.0	2.45	(	0.13)	6.92	(	0.35)	1.97	(0.11
7.9	2.70	(	0.14)	7.70	(	0.39)	2.30	(0.13
10.2	2.77	(	0.14)	8.10	(	0.41)	2.37	(0.17
13.9	2.99	(	0.16)	8.68	(	0.44)	2.43	(0.16
16.2	2.87	(	0.15)	8.80	(	0.46)	2.43	(0.15
19.9	3.11	(	0.16)	9.07	(	0.46)	2.67	(0.16
22.2	3.13	(	0.17)	9.25	(	0.47)	2.68	(0.17
25.9	3.17	(	0.16)	9.55	(	0.48)	2.77	(0.16
31.9	3.20	(	0.16)	9.93	(	0.52)	2.73	(0.18

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Monitor-Folien)								
Tiefe [mm]	^{48}V			^{51}Cr			^{52}Mn	
37.9	3.33	(0.17)		10.2	(0.5)		2.91	(0.15
39.1	3.33	(0.18)		10.2	(0.5)		3.00	(0.18
44.0	3.34	(0.18)		10.4	(0.5)		2.97	(0.18
45.1	3.31	(0.17)		10.3	(0.5)		2.99	(0.16
50.0	3.35	(0.17)		10.8	(0.5)		3.01	(0.18
56.0	3.38	(0.17)		10.9	(0.5)		3.07	(0.18
62.0	3.44	(0.18)		10.9	(0.6)		3.12	(0.20
62.1	3.48	(0.18)		10.7	(0.5)		3.20	(0.21
68.0	3.44	(0.18)		10.6	(0.5)		3.16	(0.18
68.0	3.47	(0.18)		11.0	(0.6)		3.16	(0.18

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Monitor-Folien)								
Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)			^{56}Co			^{57}Co	
1.9	11.1	(0.6)		0.320	(0.017)		0.0621	(0.0031
2.0	10.9	(0.6)		0.326	(0.018)		0.0628	(0.0031
7.9	12.6	(0.6)		0.395	(0.025)			
10.2	13.2	(0.7)		0.393	(0.021)		0.0747	(0.0038
13.9	14.3	(0.7)		0.436	(0.025)		0.0796	(0.0041
16.2	14.4	(0.7)		0.430	(0.023)		0.0840	(0.0042
19.9	15.4	(0.8)		0.458	(0.026)		0.0809	(0.0043
22.2	15.5	(0.8)		0.454	(0.024)		0.0829	(0.0043
25.9	16.0	(0.8)		0.484	(0.027)		0.0834	(0.0043
31.9	16.8	(0.8)		0.486	(0.028)		0.0843	(0.0043
37.9	17.6	(0.9)		0.498	(0.029)		0.0840	(0.0044
39.1	17.6	(0.9)		0.495	(0.028)		0.0831	(0.0042
44.0	18.0	(0.9)		0.504	(0.027)		0.0848	(0.0043
45.1	17.5	(0.9)		0.497	(0.027)		0.0838	(0.0042
50.0	18.4	(0.9)		0.502	(0.028)		0.0871	(0.0075
56.0	18.4	(0.9)		0.511	(0.028)		0.0843	(0.0043
62.0	19.0	(1.0)		0.509	(0.027)		0.0840	(0.0042
62.1	18.9	(1.0)		0.501	(0.030)		0.0827	(0.0041
68.0	18.7	(0.9)		0.506	(0.029)		0.0843	(0.0044
68.0	19.3	(1.0)		0.505	(0.028)		0.0876	(0.0044)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Monitor-Folien)		
Tiefe [mm]	^{58}Co (i)	
22.2	0.0162	(0.0010)
25.9	0.0166	(0.0017)
31.9	0.0147	(0.0014)
62.0	0.0149	(0.0009)

Tab. C.15: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Fe (Troilit)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Troilit)								
Tiefe [mm]	^{46}Sc (i)			^{54}Mn (i)			^{56}Co	
13.2	1.15	(0.06)		14.3	(0.7)		0.344	(0.034)
23.9	1.34	(0.08)		15.9	(0.8)		0.404	(0.039)
50.5	1.38	(0.07)		18.1	(1.0)		0.456	(0.031)
66.0	1.39	(0.08)		19.7	(1.0)			
94.5	1.42	(0.08)		19.9	(1.0)		0.497	(0.041)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Fe (Troilit) ^{57}Co	
13.2	0.0736	(0.0053)
23.9	0.0752	(0.0060)
50.5	0.0863	(0.0067)
66.0	0.0821	(0.0068)
94.5	0.0841	(0.0058)

Tab. C.16: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Co

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co ^{7}Be		^{22}Na		^{24}Na	
15.7	0.486	(0.040)	0.114	(0.006)		
16.4					0.237	(0.025)
20.7					0.235	(0.032)
21.0	0.483	(0.037)	0.113	(0.010)		
30.6	0.469	(0.027)				
31.2					0.225	(0.015)
53.0	0.451	(0.023)	0.114	(0.008)		
53.7					0.225	(0.026)
72.2	0.447	(0.023)	0.101	(0.012)		
81.2	0.466	(0.056)	0.102	(0.009)		
82.1					0.224	(0.031)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co ^{43}K		^{44m}Sc		^{46}Sc (i)	
16.0					1.02	(0.06)
16.2			0.764	(0.041)		
16.4	0.178	(0.014)				
20.7	0.184	(0.013)				
20.8			0.780	(0.041)	1.04	(0.05)
30.9			0.798	(0.040)	1.06	(0.05)
31.2	0.195	(0.014)				
53.3					1.09	(0.06)
53.5			0.821	(0.042)		
53.7	0.189	(0.014)				
72.2			0.823	(0.042)	1.10	(0.06)
81.6					1.11	(0.06)
82.1	0.189	(0.012)	0.838	(0.043)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co ^{48}Sc (i)		^{48}V		^{48}V (i)	
16.0			1.72	(0.09)	1.70	(0.09)
16.3	0.102	(0.010)				
20.8	0.103	(0.007)	1.74	(0.09)	1.73	(0.09)
30.9	0.105	(0.008)	1.77	(0.09)	1.75	(0.09)
53.3			1.87	(0.10)	1.85	(0.09)
53.5	0.117	(0.010)				
72.2	0.113	(0.029)	1.88	(0.10)		
81.6			1.90	(0.10)	1.89	(0.09)
82.1	0.109	(0.015)				

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co

Tiefe [mm]	^{48}Cr		^{51}Cr		^{52}Mn	
16.0			4.53	(0.23)		
16.2					1.45	(0.08)
16.4	0.0506	(0.0053)				
20.7	0.0515	(0.0058)				
20.8			4.88	(0.24)	1.51	(0.09)
30.9			4.93	(0.25)	1.59	(0.08)
31.2	0.0572	(0.0056)				
53.3			5.24	(0.27)		
53.5					1.73	(0.09)
53.7	0.0573	(0.0037)				
72.2			5.44	(0.27)	1.81	(0.09)
81.6			5.32	(0.29)		
82.1	0.0503	(0.0053)			1.82	(0.09)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co

Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)		^{59}Fe		^{56}Co	
16.0	6.61	(0.33)	1.97	(0.10)	2.06	(0.13)
20.8	6.91	(0.45)	2.31	(0.12)	2.16	(0.16)
30.9	7.29	(0.36)	2.31	(0.12)	2.26	(0.11)
53.3	7.95	(0.41)	2.69	(0.14)		
53.5					2.52	(0.13)
72.2	8.35	(0.43)	2.88	(0.16)	2.63	(0.15)
81.6	8.28	(0.41)	2.95	(0.15)	2.62	(0.13)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co

Tiefe [mm]	^{57}Co		^{57}Co (i)		^{58}Co (i)	
16.0	10.8	(0.5)	10.8	(0.5)	27.2	(1.4)
20.8	11.4	(0.8)	11.4	(0.8)	30.4	(1.5)
30.9	11.9	(0.6)	11.9	(0.6)	30.4	(1.6)
53.0	13.3	(0.7)	13.3	(0.7)		
53.3					34.6	(1.7)
72.2	14.2	(0.7)			37.0	(1.9)
81.6	14.0	(0.7)	14.0	(0.7)	37.7	(1.9)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Co

Tiefe [mm]	^{60}Co		^{57}Ni	
15.7	4.44	(0.24)		
16.4			0.0755	(0.0074)
20.7			0.0785	(0.0058)
20.8	4.79	(0.26)		
30.9	4.62	(0.24)		
31.2			0.0830	(0.0090)
53.3	4.34	(0.22)		
53.7			0.0882	(0.0109)
72.2	4.75	(0.29)		
81.2	4.53	(0.25)		
82.1			0.0935	(0.0102)

Tab. C.17: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Ni

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{7}Be		^{22}Na		^{24}Na	
6.1			0.167	(0.022)		
7.8	0.851	(0.138)				
8.1			0.166	(0.021)		
19.9	0.674	(0.057)	0.161	(0.015)		
22.5	0.630	(0.051)				
36.8	0.679	(0.071)	0.149	(0.023)		
43.4	0.616	(0.063)	0.151	(0.008)		
51.8					0.358	(0.050)
51.9	0.687	(0.050)				
52.1			0.152	(0.008)		
65.0					0.353	(0.060)
69.4	0.645	(0.033)	0.147	(0.011)		
77.3			0.148	(0.008)		
79.0	0.651	(0.035)				
79.2					0.348	(0.054)
85.0	0.671	(0.069)				
98.7			0.149	(0.008)		
99.4					0.305	(0.059)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{44m}Sc		^{46}Sc (i)		^{48}V	
6.1			0.558	(0.036)	2.33	(0.17)
7.9	0.912	(0.049)	0.564	(0.031)	2.45	(0.14)
7.9	0.912	(0.046)	0.564	(0.30)	2.40	(0.16)
19.7	0.956	(0.052)	0.591	(0.032)	2.40	(0.12)
21.6			0.590	(0.033)	2.67	(0.14)
23.5	0.970	(0.049)	0.597	(0.031)	2.61	(0.13)
36.6	1.00	(0.05)				
36.7					2.75	(0.14)
36.8			0.616	(0.033)		
43.4			0.611	(0.031)	2.82	(0.15)
45.2	1.01	(0.05)	0.619	(0.031)	2.81	(0.14)
51.9	1.03	(0.05)			2.95	(0.15)
52.1			0.630	(0.034)		
65.0	0.992	(0.051)				
65.1					2.92	(0.15)
65.2			0.641	(0.039)		
68.6			0.637	(0.033)	2.93	(0.15)
70.4	1.00	(0.05)	0.628	(0.031)	2.86	(0.15)
77.3			0.637	(0.033)	2.96	(0.16)
79.0	1.01	(0.05)	0.642	(0.032)	2.91	(0.15)
84.8	0.989	(0.049)	0.639	(0.032)	2.86	(0.17)
98.7			0.634	(0.038)	2.97	(0.18)
99.5	1.00	(0.05)	0.650	(0.034)	2.89	(0.15)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{48}V		^{48}Cr		^{51}Cr	
6.1					5.32	(0.30)
7.8	2.34	(0.15)	0.214	(0.022)		
7.8	2.34	(0.16)	0.214	(0.016)		
7.9					5.62	(0.28)
7.9					5.72	(0.29)
19.6	2.55	(0.23)	0.224	(0.021)		
19.7					6.11	(0.34)
21.6					5.87	(0.31)
23.5					6.25	(0.33)
23.6	2.62	(0.16)	0.233	(0.016)		
36.6	2.74	(0.16)	0.226	(0.019)		
36.7					6.42	(0.37)
45.2					6.58	(0.34)
45.4	2.69	(0.19)	0.248	(0.015)		
51.8	2.88	(0.15)	0.225	(0.018)	7.15	(0.37)
65.0	2.79	(0.16)	0.254	(0.016)		
65.2					6.99	(0.42)
68.6					6.81	(0.36)
70.4					6.97	(0.36)
70.5	2.85	(0.16)	0.241	(0.018)		
77.3					6.93	(0.37)
79.0					7.02	(0.35)
79.2	2.89	(0.17)	0.232	(0.017)		
84.8					7.17	(0.36)
85.0	2.85	(0.18)	0.223	(0.013)		
98.7					6.99	(0.38)
99.4	2.85	(0.16)	0.253	(0.019)		
99.5					7.03	(0.37)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{52}Mn		^{54}Mn (i)		^{59}Fe	
6.1			3.63	(0.19)	0.104	(0.009)
7.9	2.61	(0.13)	3.78	(0.19)		
7.9	2.74	(0.16)	3.95	(0.20)		
8.1					0.107	(0.007)
8.1					0.107	(0.015)
19.7	2.97	(0.15)	4.30	(0.22)	0.121	(0.008)
21.6			4.15	(0.21)	0.120	(0.014)
23.4					0.120	(0.008)
23.5	2.93	(0.15)	4.21	(0.21)		
36.7	3.21	(0.16)	4.67	(0.24)	0.140	(0.009)
43.4			4.66	(0.24)	0.131	(0.013)
45.2	3.20	(0.19)	4.61	(0.23)		
45.3					0.133	(0.011)
51.9	3.33	(0.17)	4.95	(0.25)	0.142	(0.008)
65.0	3.30	(0.17)				
65.1			4.98	(0.25)		
68.6			4.98	(0.25)	0.153	(0.012)
70.4	3.38	(0.18)	4.91	(0.25)	0.155	(0.008)
77.3			5.00	(0.26)	0.138	(0.011)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{52}Mn		^{54}Mn (i)		^{59}Fe	
79.0	3.43	(0.19)	5.04	(0.25)	0.143	(0.010)
84.8	3.39	(0.18)	5.05	(0.25)	0.148	(0.009)
98.7			5.04	(0.26)	0.152	(0.010)
99.5	3.41	(0.18)	5.06	(0.25)	0.140	(0.007)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{55}Co		^{56}Co		^{56}Co (i)	
6.1			8.04	(0.45)		
7.8	2.41	(0.19)				
7.9	2.41	(0.45)				
7.9			8.24	(0.47)	7.93	(0.71)
7.9			8.24	(0.73)	7.92	(0.45)
19.7			9.31	(0.59)	9.00	(0.58)
21.6			9.51	(0.48)		
23.5			9.53	(0.48)	9.19	(0.46)
23.6	3.02	(0.26)				
36.7			10.6	(0.5)	10.2	(0.5)
43.4			10.7	(0.5)		
45.2			10.5	(0.5)	10.1	(0.5)
45.4	2.97	(0.22)				
52.1			10.9	(0.6)	10.6	(0.6)
65.0	3.37	(0.26)			11.0	(0.6)
65.1			11.5	(0.6)		
68.6			11.5	(0.6)		
70.4			11.3	(0.6)	10.8	(0.5)
70.5	3.41	(0.30)				
77.3			11.2	(0.6)		
79.0			11.3	(0.6)	10.9	(0.5)
79.2	3.26	(0.25)				
84.8			11.4	(0.6)	11.0	(0.6)
98.7			11.7	(0.6)		
99.4	3.31	(0.40)				
99.5			11.5	(0.6)	11.1	(0.6)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{57}Co		^{57}Co (i)		^{58}Co (i)	
6.1	25.5	(1.5)			25.8	(1.3)
7.9	26.3	(1.6)	24.0	(1.5)		
8.1	26.3	(1.3)	24.0	(1.2)	27.1	(1.4)
8.1					29.9	(1.6)
19.9	29.8	(1.9)	27.3	(1.8)	34.1	(1.8)
21.6					31.7	(1.6)
22.5	29.4	(1.5)				
23.4			27.4	(1.4)	32.1	(1.6)
36.8	34.3	(1.7)	31.4	(1.6)	38.6	(2.0)
43.4					38.3	(1.9)
44.2	33.3	(1.8)				
45.1			31.1	(1.6)	38.4	(2.0)
51.9	36.5	(1.9)	33.6	(1.8)		
52.1					41.3	(2.2)
65.0			34.3	(1.8)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{57}Co		^{57}Co (i)		^{58}Co (i)	
65.1	37.1	(1.9)				
65.2					43.7	(2.2)
68.6	35.9	(1.8)			42.8	(2.2)
70.3					43.0	(2.2)
70.4	37.1	(1.9)	34.0	(1.7)		
77.3	36.8	(1.8)			44.3	(2.2)
78.9					44.2	(2.3)
79.0	37.7	(1.9)	34.6	(1.7)		
84.7					44.6	(2.3)
84.8	38.0	(1.9)	34.9	(1.8)		
98.7	37.1	(1.9)			44.6	(2.3)
99.5	37.6	(1.9)	34.5	(1.7)		
99.6					44.4	(2.3)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ni ^{60}Co		^{56}Ni		^{57}Ni	
6.1	1.51	(0.09)				
7.9			0.369	(0.034)	6.24	(0.39)
7.9			0.369	(0.042)	6.24	(0.36)
8.1	1.56	(0.16)				
8.1	1.56	(0.14)				
19.7			0.417	(0.042)	6.72	(0.37)
19.9	1.81	(0.12)				
21.6	1.79	(0.12)				
23.4	1.86	(0.12)				
23.5			0.431	(0.027)	6.71	(0.34)
36.7			0.486	(0.024)	7.36	(0.37)
36.8	2.15	(0.14)				
43.4	2.04	(0.11)				
45.1	2.10	(0.14)				
45.2			0.474	(0.031)	7.48	(0.42)
51.9			0.473	(0.037)	7.84	(0.39)
52.1	2.21	(0.12)				
65.0			0.516	(0.028)	7.82	(0.44)
65.2	2.28	(0.20)				
68.6	2.39	(0.16)				
70.3	2.43	(0.17)				
70.4			0.507	(0.026)	7.93	(0.40)
77.3	2.27	(0.12)				
78.9	2.39	(0.13)				
79.0			0.514	(0.031)	8.03	(0.41)
84.7	2.41	(0.15)				
84.8			0.496	(0.027)	8.12	(0.44)
98.7	2.34	(0.12)				
99.5			0.510	(0.026)	8.11	(0.42)
99.6	2.44	(0.18)				

Tab. C.17: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Cu

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu								
	^{7}Be			^{22}Na			^{24}Na		
17.8							0.171	(	0.023)
17.9	0.447	(	0.033)						
18.0				0.0863	(	0.0098)			
29.7							0.157	(	0.019)
29.8	0.436	(	0.030)						
29.9				0.0856	(	0.0081)			
50.0							0.171	(	0.019)
50.1	0.424	(	0.022)						
50.2				0.0810	(	0.0048)			
63.1							0.165	(	0.019)
63.2	0.409	(	0.021)						
63.4				0.0785	(	0.0062)			
87.4							0.172	(	0.016)
87.5	0.417	(	0.023)						
87.7				0.0760	(	0.0050)			
93.9				0.0783	(	0.0066)			
94.0	0.401	(	0.024)						
94.1							0.150	(	0.020)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu								
	^{43}K			^{44m}Sc			^{46}Sc (i)		
17.8	0.127	(	0.008)						
17.9				0.565	(	0.028)	0.684	(	0.037)
29.7	0.134	(	0.008)						
29.8				0.581	(	0.031)	0.688	(	0.036)
50.0	0.135	(	0.012)						
50.1				0.572	(	0.029)	0.687	(	0.036)
63.1	0.135	(	0.007)						
63.2				0.579	(	0.029)	0.694	(	0.037)
87.4	0.136	(	0.009)						
87.5				0.574	(	0.029)	0.687	(	0.038)
94.0				0.578	(	0.029)	0.687	(	0.040)
94.1	0.138	(	0.009)						

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu								
	^{48}Sc (i)			^{48}V			^{48}V (i)		
17.8	0.0685	(	0.0084)				1.15	(	0.06)
17.9				1.12	(	0.06)			
29.7	0.0738	(	0.0065)				1.17	(	0.07)
29.8				1.16	(	0.06)			
50.0	0.0738	(	0.0076)				1.20	(	0.07)
50.1				1.18	(	0.06)			
63.1	0.0739	(	0.0066)				1.20	(	0.06)
63.2				1.18	(	0.07)			
87.4	0.0764	(	0.0077)				1.21	(	0.07)
87.5				1.20	(	0.06)			
94.0				1.17	(	0.07)			
94.1	0.0721	(	0.0076)				1.21	(	0.07)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu		
	^{48}Cr	^{51}Cr	^{52}Mn
17.8	0.0430 (0.0060)		
17.9		2.66 (0.14)	0.949 (0.048)
29.7	0.0401 (0.0035)		
29.8		2.76 (0.15)	0.981 (0.049)
50.0	0.0388 (0.0053)		
50.1		2.89 (0.16)	1.01 (0.05)
63.1	0.0463 (0.0072)		
63.2		2.90 (0.15)	1.03 (0.05)
87.4	0.0464 (0.0042)		
87.5		2.93 (0.15)	1.04 (0.05)
94.0		2.92 (0.15)	1.04 (0.06)
94.1	0.0459 (0.0043)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu		
	^{54}Mn (i)	^{59}Fe	^{56}Co
17.9	2.85 (0.15)		1.25 (0.07)
18.0		0.438 (0.025)	
29.8	2.96 (0.16)		1.34 (0.08)
29.9		0.457 (0.025)	
50.1	3.10 (0.16)		1.40 (0.07)
50.2		0.494 (0.028)	
63.2	3.13 (0.16)		1.42 (0.07)
63.4		0.504 (0.027)	
87.5	3.17 (0.16)		1.44 (0.08)
87.7		0.519 (0.027)	
93.9		0.509 (0.029)	
94.0	3.19 (0.16)		1.45 (0.09)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu		
	^{57}Co	^{57}Co (i)	^{58}Co (i)
17.8		4.73 (0.24)	
17.9	4.67 (0.25)		6.64 (0.35)
29.7		4.97 (0.25)	
29.8	4.95 (0.25)		6.95 (0.36)
50.0		5.24 (0.27)	
50.1	5.26 (0.26)		7.49 (0.38)
63.1		5.36 (0.27)	
63.2	5.34 (0.27)		7.60 (0.38)
87.4		5.45 (0.28)	
87.5	5.45 (0.28)		7.74 (0.40)
94.0	5.49 (0.28)		7.80 (0.42)
94.1		5.51 (0.28)	

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cu		
Tiefe [mm]	^{60}Co	^{57}Ni	^{65}Zn
17.8		0.152 (0.021)	
18.0	3.26 (0.24)		0.238 (0.030)
29.7		0.166 (0.013)	
29.9	3.57 (0.21)		0.267 (0.016)
50.0		0.182 (0.012)	
50.2	3.97 (0.23)		0.279 (0.018)
63.1		0.186 (0.015)	
63.4	4.01 (0.24)		0.285 (0.019)
87.4		0.190 (0.012)	
87.7	4.06 (0.26)		0.289 (0.017)
93.9	4.16 (0.24)		0.279 (0.016)
94.1		0.189 (0.013)	

Tab. C.18: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Sr

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr		
Tiefe [mm]	^{22}Na	^{44m}Sc	^{46}Sc (i)
2.5	0.0294 (0.0021)	0.0799 (0.0136)	0.143 (0.008)
23.4	0.0273 (0.0018)		0.133 (0.007)
33.8	0.0282 (0.0037)	0.0778 (0.0169)	0.127 (0.007)
46.8	0.0269 (0.0014)	0.103 (0.021)	0.121 (0.006)
58.0	0.0226 (0.0018)		0.117 (0.006)

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr		
Tiefe [mm]	^{48}V	^{51}Cr	^{52}Mn
2.5	0.145 (0.009)	0.376 (0.027)	0.133 (0.010)
23.4	0.142 (0.008)	0.343 (0.022)	0.127 (0.008)
33.8	0.133 (0.007)	0.354 (0.032)	0.125 (0.009)
46.8	0.128 (0.007)	0.331 (0.028)	0.128 (0.028)
58.0	0.127 (0.007)	0.325 (0.037)	0.109 (0.006)

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr		
Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)	^{59}Fe	^{56}Co
2.5	0.428 (0.022)	0.0707 (0.0049)	0.114 (0.006)
23.4	0.417 (0.022)	0.0682 (0.0051)	0.112 (0.006)
33.8	0.400 (0.022)	0.0659 (0.0048)	0.111 (0.006)
46.8	0.386 (0.020)	0.0661 (0.0046)	0.106 (0.006)
58.0	0.382 (0.020)	0.0647 (0.0051)	0.106 (0.005)

	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr		
Tiefe [mm]	^{56}Co (i)	^{57}Co	^{58}Co (i)
2.5	0.0905 (2640.0000)	0.435 (0.050)	0.593 (0.031)
23.4		0.428 (0.054)	0.582 (0.030)
33.8	0.0884 (2570.0000)	0.430 (0.056)	0.575 (0.030)
46.8		0.419 (0.060)	0.558 (0.029)
58.0	0.0857 (3070.0000)	0.398 (0.054)	0.547 (0.029)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{60}Co		^{56}Ni		^{65}Zn	
2.5	0.240	(0.013)	0.0283	(0.0017)	1.03	(0.05)
23.4	0.249	(0.013)			1.07	(0.06)
33.8	0.238	(0.014)	0.0274	(0.0022)	1.05	(0.06)
46.8	0.232	(0.016)			1.04	(0.06)
58.0	0.221	(0.014)	0.0237	(0.0030)	1.03	(0.06)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{67}Ga		^{68}Ge		^{71}As	
2.5	0.641	(0.038)	0.528	(0.044)	1.01	(0.05)
23.4	0.745	(0.059)	0.588	(0.049)	1.08	(0.06)
33.8	0.832	(0.045)	0.580	(0.043)	1.10	(0.06)
46.8	0.707	(0.054)	0.563	(0.038)	1.12	(0.06)
58.0	0.675	(0.090)	0.621	(0.044)	1.14	(0.06)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{74}As (i)		^{72}Se		^{75}Se	
2.5	0.634	(0.033)	0.273	(0.015)	1.85	(0.09)
23.4	0.703	(0.036)	0.302	(0.017)	2.14	(0.11)
33.8	0.700	(0.036)	0.296	(0.016)	2.16	(0.11)
46.8	0.735	(0.038)	0.312	(0.017)	2.20	(0.11)
58.0	0.735	(0.038)	0.302	(0.017)	2.23	(0.11)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{83}Rb (i)		^{84}Rb (i)		^{86}Rb (i)	
2.5	6.50	(0.33)	4.08	(0.21)	3.83	(0.21)
23.4	8.38	(0.42)	5.21	(0.26)	4.80	(0.26)
33.8	8.83	(0.45)	5.46	(0.28)	5.08	(0.26)
46.8	9.17	(0.46)	5.80	(0.29)	5.46	(0.29)
58.0	9.42	(0.47)	5.86	(0.30)	5.45	(0.28)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{82}Sr		^{85}Sr		^{87}Y	
2.5	0.900	(0.047)	8.35	(0.42)	1.12	(0.06)
23.4	1.17	(0.06)	11.0	(0.6)	1.46	(0.07)
33.8	1.22	(0.06)	11.8	(0.6)	1.52	(0.08)
46.8	1.31	(0.07)	12.5	(0.6)	1.59	(0.08)
58.0	1.33	(0.07)	12.6	(0.6)	1.58	(0.08)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Sr

Tiefe [mm]	^{88}Y (i)	
2.5	0.535	(0.028)
23.4	0.687	(0.037)
33.8	0.716	(0.038)
46.8	0.730	(0.040)
58.0	0.728	(0.039)

Tab. C.19: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Y

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y		
	^{7}Be	^{44m}Sc	^{46}Sc (i)
3.2	0.448 (0.054)		0.125 (0.012)
3.4		0.0625 (0.0120)	0.158 (0.021)
24.1			0.109 (0.016)
24.3			0.167 (0.020)
34.7		0.0408 (0.0093)	0.136 (0.014)
45.7			0.106 (0.011)
45.9		0.0494 (0.0083)	
59.0			0.117 (0.024)
73.9			0.129 (0.013)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y		
	^{48}V	^{51}Cr	^{52}Mn
3.3	0.155 (0.008)		
3.4		0.386 (0.046)	0.139 (0.011)
24.2	0.142 (0.011)		
24.3			0.131 (0.013)
34.6	0.126 (0.014)		
34.7			0.130 (0.011)
45.7	0.122 (0.012)	0.344 (0.040)	
45.9			0.135 (0.012)
58.9	0.130 (0.008)		
59.0			0.131 (0.012)
73.8	0.112 (0.006)		
73.9			0.122 (0.012)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y		
	^{54}Mn (i)	^{56}Co	^{58}Co (i)
3.2	0.357 (0.022)		
3.3		0.113 (0.006)	0.558 (0.035)
24.1	0.376 (0.022)	0.110 (0.011)	
24.2			0.551 (0.028)
34.6	0.347 (0.021)	0.103 (0.008)	0.515 (0.029)
45.7	0.354 (0.021)	0.110 (0.008)	0.521 (0.029)
58.8	0.363 (0.019)		
58.9		0.105 (0.005)	0.523 (0.026)
73.7	0.323 (0.021)		
73.8		0.101 (0.005)	0.498 (0.027)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y		
	^{65}Zn	^{67}Ga	^{69}Ge
3.3	0.945 (0.047)		
3.4		0.825 (0.075)	0.834 (0.071)
24.2	1.04 (0.05)		
24.3		0.759 (0.052)	0.910 (0.099)
34.6	1.00 (0.05)		
34.7		0.804 (0.071)	0.866 (0.127)
45.8	0.976 (0.051)		
45.9		0.842 (0.054)	0.741 (0.085)
58.8	0.945 (0.059)		
59.0		0.835 (0.056)	0.918 (0.066)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y ^{65}Zn		^{67}Ga		^{69}Ge	
73.7	0.936	(0.053)				
73.9			0.687	(0.069)	0.857	(0.073)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y ^{71}As		^{74}As (i)		^{75}Se	
3.2	1.14	(0.08)				
3.3			0.425	(0.031)	1.73	(0.10)
24.1	1.18	(0.09)				
24.2			0.503	(0.028)	2.02	(0.11)
34.6			0.499	(0.026)	1.97	(0.10)
45.7	1.20	(0.14)				
45.8			0.511	(0.028)	2.07	(0.11)
58.8	1.08	(0.08)				
58.9			0.503	(0.025)	2.13	(0.11)
73.7	1.04	(0.05)				
73.8			0.490	(0.034)	2.00	(0.12)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y ^{77}Br		^{79}Kr		^{83}Rb	
3.2	5.64	(0.37)				
3.3					5.57	(0.29)
3.4			2.74	(0.21)		
24.1	6.12	(0.64)				
24.2					7.13	(0.36)
24.3			2.97	(0.20)		
34.6					7.34	(0.37)
34.7			3.07	(0.18)		
45.7	7.54	(0.68)				
45.8					7.64	(0.39)
45.9			2.91	(0.20)		
58.8	6.18	(0.53)				
58.9					7.86	(0.40)
73.7	7.45	(0.72)				
73.8					7.98	(0.41)
73.9			3.83	(0.32)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y ^{83}Rb (i)		^{84}Rb (i)		^{82}Sr	
3.3			1.95	(0.11)	1.41	(0.09)
3.4	4.64	(1830.00)				
24.1					1.76	(0.13)
24.2			2.48	(0.13)		
24.3	6.13	(1920.00)				
34.6			2.65	(0.16)	1.89	(0.12)
34.7	5.79	(3010.00)				
45.8			2.74	(0.15)	1.92	(0.10)
45.9	6.05	(2170.00)				
58.9			2.79	(0.14)	2.02	(0.10)
59.0	6.42	(2400.00)				
73.8			2.82	(0.16)	1.96	(0.10)
73.9	6.53	(1860.00)				

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y								
	^{83}Sr			^{85}Sr			^{87}Y		
3.3				6.99	(	0.35)	13.9	(	0.8)
3.4	2.97	(	0.23)						
24.2				9.69	(	0.57)	18.2	(	1.0)
24.3	3.84	(	0.25)						
34.6				9.86	(	0.58)			
34.7	3.92	(	0.28)				20.0	(	1.0)
45.7				10.2	(	0.5)			
45.8							20.6	(	1.1)
45.9	4.24	(	0.28)						
58.9				10.6	(	0.6)	21.5	(	1.2)
59.0	4.18	(	0.30)						
73.8				10.4	(	0.5)	21.7	(	1.3)
73.9	4.25	(	0.27)						

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Y								
	^{88}Y (i)			^{88}Zr			^{89}Zr		
3.3	19.7	(	1.1)	1.02	(	0.06)			
3.4							0.721	(	0.049)
24.2	26.7	(	1.4)	1.37	(	0.07)			
24.3							0.880	(	0.057)
34.6	29.1	(	1.6)	1.39	(	0.07)			
34.7							0.911	(	0.064)
45.8	30.7	(	1.6)	1.48	(	0.08)			
45.9							0.919	(	0.060)
58.9	32.1	(	1.6)	1.49	(	0.08)			
59.0							0.938	(	0.057)
73.8	32.5	(	1.7)	1.47	(	0.09)			
73.9							0.954	(	0.061)

Tab. C.20: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Zr

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr								
	^{7}Be			^{44m}Sc			^{46}Sc (i)		
3.8	0.282	(	0.015)				0.101	(	0.006)
24.7	0.281	(	0.014)				0.0857	(	0.0046)
35.2	0.262	(	0.015)				0.0826	(	0.0056)
35.5				0.0574	(	0.0087)			
47.8	0.256	(	0.014)				0.0798	(	0.0053)
48.1				0.0549	(	0.0089)			
59.7	0.268	(	0.014)				0.0769	(	0.0057)
74.5	0.243	(	0.017)				0.0776	(	0.0054)
74.9				0.0562	(	0.0095)			

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr								
	^{48}V			^{51}Cr			^{52}Mn		
3.8	0.128	(	0.007)	0.323	(	0.024)			
3.9							0.120	(	0.008)
24.7				0.290	(	0.015)			
24.8	0.114	(	0.006)				0.117	(	0.006)
35.2	0.106	(	0.006)	0.299	(	0.019)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{48}V		^{51}Cr		^{52}Mn	
35.3					0.108	(0.005)
47.8	0.101	(0.005)	0.300	(0.018)		
47.9					0.104	(0.006)
59.8	0.0999	(0.0052)	0.277	(0.015)	0.103	(0.005)
74.5			0.281	(0.017)		
74.7	0.0997	(0.0052)			0.0965	(0.0099)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)		^{59}Fe		^{56}Co	
3.8	0.332	(0.017)	0.0434	(0.0030)		
3.9					0.105	(0.006)
24.7	0.317	(0.017)	0.0406	(0.0027)		
24.8					0.103	(0.005)
35.2	0.306	(0.016)	0.0401	(0.0032)		
35.3					0.0985	(0.0050)
47.8	0.294	(0.016)	0.0407	(0.0023)	0.0943	(0.0051)
59.7	0.295	(0.016)	0.0412	(0.0030)		
59.8					0.0951	(0.0049)
74.5	0.277	(0.014)	0.0400	(0.0026)		
74.7					0.0882	(0.0060)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{57}Co		^{58}Co (i)		^{60}Co	
3.8					0.133	(0.012)
3.9	0.325	(0.043)	0.492	(0.025)		
24.7	0.357	(0.042)			0.155	(0.015)
24.8			0.480	(0.026)		
35.2					0.159	(0.009)
35.3	0.334	(0.019)	0.454	(0.023)		
47.8					0.152	(0.013)
47.9	0.326	(0.061)	0.452	(0.024)		
59.8	0.335	(0.020)	0.444	(0.023)		
74.5					0.163	(0.009)
74.7	0.310	(0.021)	0.426	(0.021)		

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{65}Zn		^{67}Ga		^{68}Ge	
3.8	0.905	(0.048)	1.14	(0.06)	0.566	(0.052)
24.7	0.900	(0.047)	1.14	(0.09)	0.631	(0.041)
35.2	0.889	(0.048)	0.957	(0.050)	0.572	(0.065)
47.8	0.882	(0.048)	0.977	(0.095)	0.577	(0.101)
59.7	0.863	(0.046)	1.05	(0.09)	0.390	(0.057)
74.5	0.833	(0.047)	1.01	(0.10)	0.628	(0.086)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{69}Ge		^{71}As		^{74}As (i)	
3.8			0.986	(0.059)		
3.9					0.367	(0.019)
4.1	0.989	(0.075)				
24.8					0.386	(0.019)
25.0	0.953	(0.073)				
35.2			1.05	(0.06)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr ^{69}Ge	^{71}As	^{74}As (i)
35.3			0.380 (0.019)
35.5	0.942 (0.074)		
47.8		1.02 (0.06)	
47.9			0.387 (0.023)
48.1	0.795 (0.080)		
59.7		1.08 (0.06)	
59.8			0.395 (0.020)
60.0	0.844 (0.106)		
74.5		0.992 (0.054)	
74.7			0.386 (0.020)
74.9	0.916 (0.103)		

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr ^{72}Se	^{75}Se	^{77}Br
3.8	0.330 (0.021)		
3.9		1.61 (0.08)	
4.1			1.56 (0.08)
24.7	0.354 (0.021)		
24.8		1.76 (0.09)	
25.0			1.78 (0.09)
35.2	0.351 (0.020)		
35.3		1.75 (0.09)	
35.5			1.77 (0.09)
47.8	0.345 (0.019)		
47.9		1.78 (0.09)	
48.1			1.78 (0.10)
59.7	0.341 (0.019)		
59.8		1.78 (0.09)	
60.0			1.77 (0.10)
74.5	0.341 (0.020)		
74.7		1.75 (0.09)	
74.9			1.79 (0.10)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr ^{79}Kr	^{83}Rb	^{83}Rb (i)
3.8		4.20 (0.21)	
4.1	2.10 (0.13)		3.22 (6300.00)
24.7		5.07 (0.27)	
25.0	2.40 (0.15)		3.85 (9640.00)
35.3		5.26 (0.26)	
35.5	2.25 (0.15)		3.93 (1330.00)
47.9		5.51 (0.28)	
48.1	2.34 (0.18)		4.19 (8390.00)
59.8		5.58 (0.29)	
60.0	2.50 (0.21)		4.35 (1120.00)
74.7		5.56 (0.28)	
74.9	2.51 (0.16)		4.20 (1240.00)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{84}Rb (i)			^{86}Rb (i)			^{82}Sr		
3.8				0.232	(	0.022)			
3.9	0.887	(	0.045)				1.43	(	0.07)
24.7				0.270	(	0.018)			
24.8	1.07	(	0.06)				1.67	(	0.08)
35.2				0.312	(	0.022)			
35.3	1.12	(	0.06)				1.75	(	0.09)
47.8				0.315	(	0.019)			
47.9	1.17	(	0.06)				1.79	(	0.09)
59.7				0.328	(	0.026)			
59.8	1.19	(	0.07)				1.83	(	0.09)
74.5				0.329	(	0.026)			
74.7	1.22	(	0.06)				1.83	(	0.09)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{83}Sr			^{85}Sr			^{87}Y		
3.9				5.18	(	0.26)	9.56	(	0.62)
4.1	2.85	(	0.15)						
24.7				6.34	(	0.32)			
24.8							12.3	(	0.8)
25.0	3.64	(	0.20)						
35.3				6.67	(	0.34)	12.9	(	0.8)
35.5	3.66	(	0.22)						
47.9				7.01	(	0.35)	13.3	(	1.0)
48.1	3.90	(	0.20)						
59.8				7.19	(	0.36)	14.0	(	0.8)
60.0	3.66	(	0.21)						
74.7				7.12	(	0.36)	13.9	(	0.9)
74.9	3.87	(	0.23)						

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{88}Y (i)			^{88}Zr			^{89}Zr		
3.9	5.06	(	0.31)	6.95	(	0.37)	14.8	(	0.9)
24.8	6.47	(	0.37)	8.87	(	0.49)	19.7	(	1.1)
35.3	6.81	(	0.41)	9.39	(	0.48)	20.8	(	1.1)
47.9	7.15	(	0.47)	10.0	(	0.5)	22.8	(	1.2)
59.8	7.42	(	0.38)	10.4	(	0.6)	23.7	(	1.2)
74.7	7.31	(	0.43)	10.5	(	0.6)	23.8	(	1.4)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Zr

Tiefe [mm]	^{95}Zr			^{91m}Nb			^{92m}Nb (i)		
3.9	0.935	(	0.047)				0.135	(	0.007)
24.7				0.286	(	0.022)			
24.8	1.26	(	0.06)				0.164	(	0.009)
35.2				0.261	(	0.021)			
35.3	1.39	(	0.07)				0.175	(	0.010)
47.8				0.284	(	0.023)			
47.9	1.49	(	0.08)				0.183	(	0.012)
59.7				0.276	(	0.023)			
59.8	1.57	(	0.08)				0.183	(	0.009)
74.5				0.325	(	0.069)			
74.7	1.58	(	0.08)				0.180	(	0.010)

Tab. C.21: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Nb

Tiefe [mm]	^{7}Be	^{44m}Sc	^{46}Sc (i)
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb		
9.7	0.296 (0.016)		0.0876 (0.0062)
10.0		0.0587 (0.0093)	
25.6	0.267 (0.033)		0.0906 (0.0056)
25.9		0.0534 (0.0047)	
36.0			0.0839 (0.0061)
36.3	0.285 (0.022)	0.0502 (0.0062)	
48.8			0.0672 (0.0047)
49.0	0.290 (0.016)	0.0509 (0.0116)	
60.7			0.0546 (0.0058)
80.5			0.0625 (0.0044)
80.7	0.307 (0.041)		

Tiefe [mm]	^{48}V	^{51}Cr	^{52}Mn
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb		
9.8	0.107 (0.008)		
10.0		0.286 (0.054)	0.108 (0.007)
25.6	0.0994 (0.0074)	0.265 (0.020)	
25.7			0.103 (0.005)
36.0	0.0999 (0.0070)	0.189 (0.014)	
36.1			0.1000 (0.0054)
48.8	0.0940 (0.0068)		
48.9			0.101 (0.007)
49.0		0.233 (0.032)	
60.8	0.0912 (0.0046)		
80.6	0.0892 (0.0059)		
80.7			0.0937 (0.0075)

Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)	^{59}Fe	^{56}Co
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb		
9.7	0.286 (0.015)		
9.8		0.0346 (0.0017)	0.0976 (0.0056)
25.6	0.267 (0.014)		0.0894 (0.0066)
25.7		0.0358 (0.0032)	
35.1		0.0314 (0.0021)	
36.0	0.259 (0.014)		
36.1			0.0884 (0.0050)
48.8	0.248 (0.014)		
48.9			0.0846 (0.0078)
60.7	0.245 (0.015)		
60.8			0.0834 (0.0050)
61.0		0.0291 (0.0041)	
80.5	0.242 (0.013)		0.0900 (0.0061)

Tiefe [mm]	^{57}Co	^{58}Co (i)	^{60}Co
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb		
9.7			0.119 (0.013)
9.8		0.446 (0.022)	
10.0	0.309 (0.043)		
25.6	0.285 (0.033)	0.426 (0.023)	
36.0	0.286 (0.027)		0.112 (0.012)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{57}Co			^{58}Co (i)			^{60}Co		
36.1				0.410	(	0.024)			
48.9	0.291	(	0.015)	0.394	(	0.020)			
60.7	0.257	(	0.054)						
60.8				0.385	(	0.021)			
80.6	0.251	(	0.027)	0.381	(	0.019)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{56}Ni			^{65}Zn			^{67}Ga		
9.8				0.858	(	0.045)			
10.0							0.894	(	0.056)
25.7				0.838	(	0.043)			
25.9	0.114	(	0.019)				0.880	(	0.049)
36.1				0.848	(	0.051)			
36.3	0.109	(	0.029)				0.888	(	0.052)
48.9				0.812	(	0.042)			
49.0							0.684	(	0.067)
60.7							0.732	(	0.070)
60.8				0.788	(	0.042)			
80.6				0.778	(	0.048)	0.737	(	0.043)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{68}Ge			^{69}Ge			^{71}As		
9.7	0.401	(	0.052)						
10.0				0.696	(	0.048)	0.919	(	0.047)
25.7							0.995	(	0.057)
25.9				0.699	(	0.053)			
36.0	0.470	(	0.027)						
36.1							1.02	(	0.05)
36.3				0.702	(	0.055)			
48.8							0.939	(	0.058)
49.0				0.696	(	0.059)			
60.7							0.915	(	0.058)
80.6							0.925	(	0.047)
80.7				0.703	(	0.073)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{74}As (i)			^{72}Se			^{75}Se		
9.7				0.355	(	0.053)			
9.8	0.295	(	0.015)				1.60	(	0.08)
25.6				0.338	(	0.022)			
25.7	0.297	(	0.018)				1.62	(	0.08)
36.0				0.346	(	0.022)			
36.1	0.298	(	0.015)				1.63	(	0.08)
48.8				0.343	(	0.022)			
48.9	0.303	(	0.015)				1.63	(	0.08)
60.7				0.340	(	0.021)			
60.8	0.290	(	0.015)				1.64	(	0.08)
80.5				0.342	(	0.026)			
80.6	0.297	(	0.015)				1.62	(	0.08)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{77}Br			^{79}Kr			^{83}Rb		
9.8							3.49	(	0.18)
10.0	1.48	(	0.08)	2.04	(	0.19)			
25.7							3.84	(	0.21)
25.9	1.57	(	0.08)	2.05	(	0.15)			
36.1							4.11	(	0.23)
36.3	1.58	(	0.08)	2.19	(	0.15)			
48.9							4.17	(	0.25)
49.0	1.62	(	0.09)						
60.8							4.25	(	0.22)
80.6							4.14	(	0.23)
80.7	1.56	(	0.08)	2.18	(	0.19)			

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{83}Rb (i)			^{84}Rb (i)			^{82}Sr		
9.8				0.489	(	0.031)	1.36	(	0.08)
10.0	2.61	(9700.00)							
25.7				0.565	(	0.030)	1.48	(	0.09)
25.9	2.85	(7980.00)							
36.1				0.586	(	0.038)	1.64	(	0.09)
36.3	3.07	(8280.00)							
48.9				0.616	(	0.034)	1.67	(	0.09)
49.0	3.12	(1320.00)							
60.8				0.612	(	0.036)	1.62	(	0.09)
80.6				0.625	(	0.037)	1.70	(	0.09)
80.7	3.14	(1320.00)							

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{83}Sr			^{85}Sr			^{87}Y		
9.8				4.25	(	0.24)			
10.0	2.70	(	0.16)				7.98	(	0.40)
25.7				4.87	(	0.25)	8.86	(	0.53)
25.9	3.00	(	0.17)						
36.1				5.12	(	0.26)	9.54	(	0.58)
36.3	3.10	(	0.17)						
48.9				5.30	(	0.27)	10.3	(	0.8)
49.0	3.24	(	0.21)						
60.7							9.29	(	0.47)
60.8				5.35	(	0.27)			
80.6				5.36	(	0.27)	9.90	(	0.51)
80.7	3.11	(	0.20)						

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb

Tiefe [mm]	^{88}Y (i)			^{88}Zr			^{89}Zr		
9.8	2.47	(	0.13)	5.50	(	0.29)			
25.6							11.0	(	0.6)
25.7	2.99	(	0.16)	6.39	(	0.33)			
36.0							11.6	(	0.6)
36.1	3.11	(	0.17)	6.77	(	0.34)			
48.8							12.2	(	0.6)
48.9	3.31	(	0.19)	7.09	(	0.40)			
60.7							12.1	(	0.6)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb								
Tiefe [mm]	^{88}Y (i)			^{88}Zr			^{89}Zr		
60.8	3.43	(0.17)		7.18	(0.41)				
80.5							13.0	(0.7)	
80.6	3.40	(0.20)		7.31	(0.38)				

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Nb								
Tiefe [mm]	^{90}Nb			^{91m}Nb			^{92m}Nb (i)		
9.8				1.06	(0.06)		7.87	(0.47)	
10.0	7.52	(0.42)							
25.7				1.31	(0.10)		9.62	(0.55)	
25.9	9.15	(0.57)							
36.1				1.44	(0.08)		10.4	(0.6)	
36.3	9.65	(0.63)							
48.9				1.75	(0.10)		10.7	(0.6)	
49.0	11.2	(0.7)							
60.7				1.63	(0.28)				
60.8							11.3	(0.7)	
80.6				1.70	(0.10)		11.6	(0.6)	
80.7	10.2	(0.8)							

Tab. C.22: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Rh

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Rh								
Tiefe [mm]	^{54}Mn (i)			^{58}Co (i)			^{60}Co		
7.9	0.156	(0.009)		0.459	(0.105)		0.0847	(0.0076)	
74.5	0.135	(0.008)		0.442	(0.115)		0.0658	(0.0113)	
86.6	0.161	(0.015)		0.399	(0.105)				

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Rh								
Tiefe [mm]	^{75}Se			^{83}Rb			^{88}Y (i)		
7.9	0.889	(0.047)		1.59	(0.10)		0.448	(0.074)	
74.5	0.794	(0.040)		1.63	(0.13)				
86.6	0.801	(0.043)		1.60	(0.10)		0.672	(0.087)	

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Rh								
Tiefe [mm]	^{88}Zr			^{101}Rh			^{102}Rh (i)		
7.9	1.70	(0.09)		3.54	(0.18)		6.66	(0.34)	
74.5	1.94	(0.10)		5.24	(0.26)		10.2	(0.5)	
86.6	1.86	(0.10)		5.27	(0.27)		10.7	(0.5)	

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Rh		
Tiefe [mm]	^{102m}Rh (i)	
7.9	12.5	(0.7)
74.5	18.6	(1.0)
86.6	18.7	(1.0)

Tab. C.23: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Ba

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{46}Sc (i)		^{48}V		^{54}Mn (i)	
13.2	0.0177	(0.0011)	0.0104	(0.0030)	0.0210	(0.0111)
29.0	0.0176	(0.0010)	0.0108	(0.0018)	0.0183	(0.0169)
39.4	0.0161	(0.0008)	0.00966	(0.00199)		
52.7	0.0168	(0.0010)	0.00983	(0.00329)	0.0137	(0.0197)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{59}Fe		^{56}Co		^{58}Co (i)	
13.2	0.00608	(0.00062)	0.00323	(0.00046)	0.0238	(0.0015)
29.0	0.00608	(0.00082)	0.00373	(14.40000)	0.0238	(0.0013)
39.4	0.00471	(0.00043)	0.00441	(0.00057)	0.0236	(0.0014)
52.7	0.00647	(0.00073)	0.00334	(17.00000)	0.0227	(0.0014)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{60}Co		^{65}Zn		^{74}As (i)	
13.2	0.0167	(0.0022)	0.0485	(0.0032)	0.160	(0.011)
29.0	0.0154	(0.0018)	0.0474	(0.0027)	0.190	(0.012)
39.4	0.0138	(0.0020)	0.0446	(0.0030)	0.202	(0.013)
52.7	0.0167	(0.0019)	0.0459	(0.0026)	0.214	(0.013)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{75}Se		^{83}Rb		^{84}Rb (i)	
13.2	0.0755	(0.0038)	0.217	(0.011)	0.0688	(0.0043)
29.0	0.0706	(0.0036)	0.208	(0.011)	0.0697	(0.0064)
39.4	0.0681	(0.0035)	0.201	(0.011)	0.0681	(0.0039)
52.7	0.0666	(0.0034)	0.195	(0.010)	0.0656	(0.0043)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{85}Sr		^{88}Y (i)		^{88}Zr	
13.2	0.295	(0.027)	0.226	(0.015)	0.114	(0.006)
29.0	0.288	(0.023)	0.203	(0.014)	0.116	(0.008)
39.4	0.259	(0.017)	0.214	(0.014)	0.0805	(0.0050)
52.7	0.258	(0.019)	0.200	(0.014)	0.0853	(0.0044)
64.6			0.180	(0.012)	0.0998	(0.0056)
78.6			0.176	(0.013)	0.0916	(0.0051)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{89}Zr		^{96}Tc (i)		^{103}Ru	
13.2	0.320	(0.020)	0.208	(0.013)	0.0312	(0.0024)
29.0	0.302	(0.020)	0.204	(0.013)	0.0283	(0.0034)
39.4	0.297	(0.018)	0.190	(0.013)	0.0283	(0.0020)
52.7	0.280	(0.023)	0.185	(0.013)	0.0219	(0.0021)
64.6	0.260	(0.016)	0.171	(0.012)	0.0254	(0.0022)
78.6	0.269	(0.019)	0.166	(0.014)	0.0224	(0.0020)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{99}Rh		^{101}Rh		^{101m}Rh	
13.2	0.0873	(0.0104)	0.0944	(0.0048)	0.568	(0.029)
29.0	0.0952	(0.0060)	0.0877	(0.0046)	0.542	(0.028)
39.4	0.0948	(0.0092)	0.0807	(0.0057)	0.531	(0.029)
52.7	0.0820	(0.0091)	0.0863	(0.0076)	0.517	(0.026)
64.6	0.0919	(0.0101)	0.0799	(0.0043)	0.489	(0.025)
78.6	0.0940	(0.0096)	0.0780	(0.0048)	0.485	(0.024)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{102}Rh (i)		^{100}Pd		^{105}Ag	
13.2	0.129	(0.007)	0.202	(0.010)	0.629	(0.031)
29.0	0.119	(0.006)	0.183	(0.012)	0.617	(0.031)
39.4	0.121	(0.006)	0.177	(0.012)	0.585	(0.029)
52.7	0.117	(0.006)	0.165	(0.009)	0.593	(0.030)
64.6	0.118	(0.006)	0.164	(0.009)	0.581	(0.029)
78.6	0.109	(0.006)	0.153	(0.008)	0.560	(0.028)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{106m}Ag (i)		^{110m}Ag (i)		^{109}Cd	
13.2	0.273	(0.014)	0.0450	(0.0023)	2.19	(0.78)
29.0	0.265	(0.013)	0.0431	(0.0022)	2.11	(0.16)
39.4	0.271	(0.014)	0.0427	(0.0022)	2.27	(0.14)
52.7	0.262	(0.013)	0.0424	(0.0021)	2.30	(0.15)
64.6	0.256	(0.013)	0.0413	(0.0021)		
78.6	0.260	(0.013)	0.0404	(0.0020)		

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{111}In		^{114m}In (i)		^{113}Sn	
13.2	1.01	(0.06)	0.130	(0.010)	0.917	(0.048)
29.0	0.970	(0.059)	0.141	(0.014)	0.891	(0.049)
39.4	0.970	(0.055)	0.135	(0.014)	0.879	(0.048)
52.7	0.967	(0.058)	0.135	(0.027)	0.869	(0.045)
64.6	0.961	(0.057)	0.139	(0.008)	0.905	(0.055)
78.6	0.916	(0.055)	0.139	(0.014)	0.833	(0.042)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{120m}Sb (i)		^{124}Sb (i)		^{119m}Te	
13.2	0.140	(0.009)	0.0198	(0.0014)	0.486	(0.024)
29.0	0.146	(0.010)	0.0221	(0.0011)	0.502	(0.025)
39.4	0.145	(0.010)	0.0217	(0.0017)	0.517	(0.026)
52.7	0.148	(0.010)	0.0220	(0.0012)	0.512	(0.031)
64.6	0.142	(0.009)	0.0217	(0.0024)	0.504	(0.025)
78.6	0.146	(0.011)	0.0230	(0.0018)	0.512	(0.026)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{121m}Te		^{123m}Te		^{124}I (i)	
13.2	0.312	(0.016)	0.188	(0.009)	0.635	(0.240)
29.0	0.349	(0.018)	0.197	(0.010)	0.604	(0.081)
39.4	0.338	(0.018)	0.202	(0.010)	0.684	(0.101)
52.7	0.344	(0.018)	0.205	(0.010)	0.724	(0.072)
64.6	0.346	(0.018)	0.201	(0.010)	0.608	(0.035)
78.6	0.343	(0.018)	0.203	(0.010)	0.645	(0.046)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba

Tiefe [mm]	^{131}I		^{127}Xe		^{132}Cs	
13.2	0.0682	(0.0045)	2.66	(0.13)	2.00	(0.20)
29.0	0.0777	(0.0046)	2.88	(0.15)	2.01	(0.15)
39.4	0.0784	(0.0049)	2.95	(0.15)	2.11	(0.19)
52.7	0.0818	(0.0061)	3.09	(0.15)	2.54	(0.26)
64.6	0.0795	(0.0054)	3.06	(0.15)	2.41	(0.23)
78.6	0.0836	(0.0043)	3.12	(0.16)	2.67	(0.27)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba								
	^{134}Cs (i)			^{136}Cs (i)			^{137}Cs		
13.2	2.12	(	0.11)	1.57	(	0.08)	1.60	(	0.08)
29.0	2.35	(	0.12)	1.77	(	0.09)	1.77	(	0.09)
39.4	2.47	(	0.13)	1.87	(	0.10)	1.88	(	0.10)
52.7	2.60	(	0.13)	1.95	(	0.10)	1.92	(	0.10)
64.6	2.63	(	0.13)	1.92	(	0.10)	2.00	(	0.11)
78.6	2.65	(	0.14)	1.94	(	0.10)	2.00	(	0.10)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Ba								
	^{131}Ba			^{133}Ba			^{133m}Ba		
13.2	2.73	(	0.14)	5.93	(	0.30)	3.48	(	0.46)
29.0	3.13	(	0.16)	6.88	(	0.48)	4.20	(	0.38)
39.4	3.27	(	0.16)	7.25	(	0.36)	3.68	(	0.31)
52.7	3.41	(	0.17)	7.59	(	0.38)	3.75	(	0.43)
64.6	3.42	(	0.17)	7.73	(	0.39)	3.45	(	0.36)
78.6	3.46	(	0.17)	7.95	(	0.40)	3.45	(	0.31)

Tab. C.24: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus La

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La								
	^{22}Na			^{46}Sc (i)			^{54}Mn (i)		
15.7	0.0133	(	0.0029)	0.0109	(	0.0012)	0.0191	(	0.0023)
31.5	0.0147	(	0.0029)	0.0106	(	0.0013)	0.0170	(	0.0024)
41.8	0.0140	(	0.0033)	0.00998	(	0.00115)	0.0160	(	0.0023)
55.3	0.0147	(	0.0034)	0.0102	(	0.0014)	0.0159	(	0.0019)
67.3	0.0148	(	0.0028)	0.00971	(	0.00096)	0.0153	(	0.0019)
82.1	0.0152	(	0.0030)	0.00894	(	0.00122)	0.0157	(	0.0015)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La								
	^{59}Fe			^{56}Co			^{58}Co (i)		
15.7	0.00593	(	0.00226)	0.00223	(	0.00057)	0.0115	(	0.0014)
31.5	0.00543	(	0.00186)				0.0107	(	0.0015)
41.8	0.00467	(	0.00214)	0.00210	(	0.00064)	0.0105	(	0.0016)
55.3							0.00967	(	0.00136)
67.3	0.00481	(	0.00210)				0.00923	(	0.00178)
82.1	0.00321	(	0.00092)				0.00872	(	0.00138)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La								
	^{60}Co			^{65}Zn			^{75}Se		
15.7	0.0127	(	0.0049)	0.0239	(	0.0033)	0.0501	(	0.0035)
31.5	0.0177	(	0.0047)	0.0201	(	0.0028)	0.0499	(	0.0042)
41.8				0.0196	(	0.0028)	0.0446	(	0.0037)
55.3				0.0195	(	0.0030)	0.0463	(	0.0042)
67.3	0.0115	(	0.0028)	0.0176	(	0.0024)	0.0432	(	0.0039)
82.1				0.0174	(	0.0026)	0.0357	(	0.0028)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{83}Rb		^{84}Rb		^{85}Sr	
15.7	0.151	(0.009)	0.0342	(0.0035)	0.173	(0.009)
31.5	0.142	(0.010)	0.0314	(0.0048)	0.166	(0.009)
41.8	0.133	(0.009)	0.0277	(0.0031)	0.160	(0.009)
55.3	0.128	(0.009)	0.0302	(0.0032)	0.152	(0.008)
67.3	0.126	(0.008)	0.0289	(0.0026)	0.148	(0.008)
82.1	0.118	(0.008)	0.0262	(0.0029)	0.138	(0.008)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{88}Zr		^{89}Zr		^{96}Tc (i)	
15.7	0.185	(0.011)	0.262	(0.036)	0.160	(0.015)
31.5	0.179	(0.010)	0.258	(0.034)	0.181	(0.020)
41.8	0.173	(0.009)	0.237	(0.029)	0.150	(0.020)
55.3	0.165	(0.009)	0.243	(0.035)	0.156	(0.017)
67.3	0.162	(0.009)	0.260	(0.034)	0.137	(0.017)
82.1	0.151	(0.008)	0.223	(0.028)	0.158	(0.017)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{99}Rh		^{101}Rh		^{101m}Rh	
15.7	0.0710	(0.0118)	0.0712	(0.0075)	0.525	(0.039)
31.5	0.0764	(0.0127)	0.0670	(0.0093)	0.524	(0.043)
41.8	0.0638	(0.0130)	0.0626	(0.0076)	0.497	(0.039)
55.3	0.0460	(0.0110)	0.0626	(0.0073)	0.494	(0.041)
67.3	0.0590	(0.0109)	0.0650	(0.0073)	0.470	(0.040)
82.1			0.0630	(0.0081)	0.460	(0.037)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{102}Rh (i)		^{100}Pd		^{105}Ag	
15.7	0.105	(0.011)	0.185	(0.022)	0.612	(0.034)
31.5	0.101	(0.010)	0.181	(0.020)	0.596	(0.035)
41.8	0.101	(0.010)	0.182	(0.024)	0.579	(0.036)
55.3	0.0979	(0.0102)	0.175	(0.019)	0.570	(0.037)
67.3	0.0977	(0.0090)	0.166	(0.029)	0.562	(0.031)
82.1	0.0941	(0.0096)	0.168	(0.028)	0.541	(0.036)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{106m}Ag (i)		^{110m}Ag (i)		^{109}Cd	
15.7	0.233	(0.032)	0.0286	(0.0041)	0.565	(0.067)
31.5	0.240	(0.033)	0.0291	(0.0031)	0.556	(0.058)
41.8	0.227	(0.031)	0.0276	(0.0032)	0.581	(0.054)
55.3	0.212	(0.029)	0.0285	(0.0036)	0.580	(0.060)
67.3	0.227	(0.030)	0.0270	(0.0025)	0.594	(0.059)
82.1	0.203	(0.029)	0.0260	(0.0028)	0.563	(0.069)

Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La

Tiefe [mm]	^{111}In		^{114m}In (i)		^{113}Sn	
15.7	0.903	(0.077)	0.0754	(0.0059)	0.895	(0.087)
31.5	0.929	(0.070)	0.0865	(0.0082)	0.897	(0.077)
41.8	0.926	(0.071)	0.0790	(0.0126)	0.991	(0.100)
55.3	0.865	(0.065)	0.0867	(0.0162)	0.944	(0.125)
67.3	0.946	(0.073)	0.0873	(0.0094)	0.885	(0.104)
82.1	0.937	(0.085)	0.0845	(0.0097)	0.922	(0.094)

Tiefe [mm]	^{120m}Sb (i)		^{124}Sb (i)		^{119m}Te	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La					
15.7	0.0801	(0.0135)	0.00771	(0.00217)	0.416	(0.046)
31.5	0.0840	(0.0129)			0.448	(0.043)
41.8	0.0873	(0.0114)			0.416	(0.039)
55.3	0.0793	(0.0118)			0.384	(0.043)
67.3	0.0780	(0.0113)	0.00851	(0.00199)	0.390	(0.038)
82.1	0.0823	(0.0106)			0.406	(0.043)

Tiefe [mm]	^{121m}Te		^{123m}Te		^{124}I (i)	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La					
15.7	0.208	(0.012)	0.0848	(0.0053)	0.495	(0.100)
31.5	0.220	(0.012)	0.0875	(0.0056)	0.410	(0.074)
41.8	0.216	(0.012)	0.0879	(0.0056)	0.417	(0.096)
55.3	0.226	(0.013)	0.0905	(0.0059)	0.405	(0.080)
67.3	0.214	(0.013)	0.0936	(0.0054)	0.425	(0.110)
82.1	0.212	(0.012)	0.0854	(0.0049)	0.407	(0.142)

Tiefe [mm]	^{127}Xe		^{134}Cs (i)		^{136}Cs (i)	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La					
15.7	2.16	(0.12)	0.501	(0.031)	0.164	(0.013)
31.5	2.32	(0.13)	0.564	(0.035)	0.177	(0.014)
41.8	2.35	(0.13)	0.587	(0.035)	0.177	(0.014)
55.3	2.41	(0.13)	0.609	(0.037)	0.192	(0.014)
67.3	2.47	(0.14)	0.609	(0.034)	0.200	(0.016)
82.1	2.45	(0.13)	0.605	(0.037)	0.205	(0.017)

Tiefe [mm]	^{137}Cs		^{131}Ba		^{133}Ba	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La					
15.7	0.0591	(0.0218)	2.48	(0.14)	5.37	(0.31)
31.5	0.0816	(0.0273)	2.81	(0.16)	6.05	(0.32)
41.8	0.0812	(0.0233)	2.85	(0.18)	6.42	(0.35)
55.3	0.0823	(0.0260)	2.98	(0.16)	6.72	(0.38)
67.3	0.0786	(0.0209)	3.00	(0.18)	6.80	(0.38)
82.1	0.0907	(0.0192)	3.02	(0.19)	6.80	(0.37)

Tiefe [mm]	^{139}Ce	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus La	
15.7	0.218	(0.011)
31.5	0.246	(0.014)
41.8	0.245	(0.013)
55.3	0.253	(0.015)
67.3	0.254	(0.014)
82.1	0.243	(0.013)

Tab. C.25: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Jilin

Tiefe [mm]	^{22}Na		^{46}Sc (i)		^{54}Mn (i)	
	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Jilin					
5.9	3.44	(0.19)	0.149	(0.015)	1.24	(0.07)
18.0	3.90	(0.26)			1.55	(0.08)
35.9	4.74	(0.30)	0.200	(0.031)	1.78	(0.10)
54.0	4.57	(0.26)	0.156	(0.014)	1.98	(0.11)
69.5	4.68	(0.31)	0.171	(0.018)	2.03	(0.12)

Tab. C.26: Experimentell bestimmte Produktionsraten aus Cape York

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cape York								
	^{22}Na			^{46}Sc (i)			^{54}Mn (i)		
13.2	1.51	(	0.08)	0.534	(	0.030)	6.64	(	0.33)
23.9	1.68	(	0.09)	0.622	(	0.036)	7.39	(	0.37)
50.5	1.62	(	0.08)	0.641	(	0.034)	8.42	(	0.47)
66.0	1.74	(	0.09)	0.643	(	0.037)	9.12	(	0.48)
94.5	1.72	(	0.09)	0.661	(	0.037)	9.26	(	0.46)

Tiefe [mm]	Produktionsrate [10^{-4} g^{-1} s^{-1}] aus Cape York					
	^{56}Co			^{57}Co		
13.2	0.160	(	0.016)	0.0342	(	0.0025)
23.9	0.187	(	0.018)	0.0349	(	0.0028)
50.5	0.211	(	0.015)	0.0400	(	0.0031)
66.0				0.0381	(	0.0032)
94.5	0.231	(	0.019)	0.0390	(	0.0027)

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name	Ingo Leya
Anschrift	Bertha von Suttner Platz 21 30173 Hannover Tel. 0511/888869
geboren am	18.09.1967 in Hameln
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

Schulbildung: Grundschule, Orientierungstufe, Realschule, Gymnasium	1974-1987 (Abitur)
Hochschulbildung: Universität Hannover	1987 - 1993, Physik März 1993, Diplom Diplomarbeit an der Zentraleinrichtung für Strahlenschutz der Universität Hannover über das Thema: ,,Messung und Hybridmodell-Analyse integraler Anregungsfunktionen protonen-induzierter Reaktionen'' 1993 - 1996, Dissertation am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover
Beruflicher Werdegang	März 1993 - August 1996 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover

Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. R. Michel für die langjährige gute Zusammenarbeit, während der er durch seine engagierte Diskussionsbereitschaft und die mir eingeräumten Freiräume viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Für die problemlose, kurzfristige Übernahme des Korreferendariats möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. E. Tiemann bedanken.

Für die immerwährende Gesprächsbereitschaft und die unermüdliche Kritik danke ich Andreas Krins.

Ulrik Neupert gebührt mein Dank für die langjährige gute Zusammenarbeit. Ebenso bedanke ich mich bei Sonja Neumann und Martin Gloris für das angenehme Arbeitsklima. Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Jirotka.

Um Entschuldigung bitte ich an dieser Stelle meine Familie und alle meine Freunde, die ich über Jahre hinweg durch Geistesabwesenheit entsetzt und durch Zeitmangel enttäuscht habe.

Den Mitarbeitern der Abteilung Nuklearchemie der Universität zu Köln danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung des Experimentes und für die Unterstützung bei der γ-Spektrometrie.

Bei Henner Busemann und Ferdinand Sudbrock möchte ich mich dafür bedanken, daß sie mir bisher unveröffentlichte Daten zur Verfügung gestellt haben.

Dem Beschleunigerpersonal des Laboratoire National Saturne in Saclay danke ich für das Möglichmachen des Unmöglichen.

Der Firma Wacker Chemitronic Burghausen bin ich für die Überlassung der Silizium-Reinelementfolien zu Dank verpflichtet.