

Stromerzeugung -Atomenergie bis Windturbine-

Vorlesung SS 2009
KC Uni- Mainz

Clemens Walther*

* INE
Forschungszentrum Karlsruhe
76021 Karlsruhe
walther@ine.fzk.de

Inhaltsverzeichnis

Umrechnungstabellen	VII
0 Vorwort	1
1 Historischer Überblick	2
2 Energiesituation	5
2.1 Allgemeine Definitionen und Begriffe	5
2.2 Energieträger	10
2.3 Verbrauch und Vorräte	16
3 Stromerzeugung	28
3.1 Grundlagen	28
3.2 Gleich- und Wechselstrom-Generatoren	29
3.3 Drehstrom	34
4 Fossile Energieträger	45

4.1	Thermodynamische Grundgleichungen	45
4.2	Wärmekraftmaschinen	48
4.2.1	Der Carnot Prozeß	50
4.2.2	Der Clausius-Rankine Prozeß	53
4.2.3	Der Joule Prozeß	55
4.3	Funktionsweise eines Kohlekraftwerks	58
4.4	Emissionen bei der Nutzung fossiler Brennstoffe	63
5	Energiegewinnung durch Kernspaltung	68
5.1	Historische Einleitung	68
5.2	Grundlagen der Kernspaltung	75
5.3	Neutronenerzeugung und -reaktionen	81
5.4	Neutronenmanipulation verschiedener Reaktortypen	90
5.4.1	Thermischer Reaktor, Abbremsung von Neutronen	91
5.4.2	Schneller Brutreaktor	93
5.5	Neutronenbilanz und Reaktorkinetik	96
5.5.1	Die Vier-Faktoren Formel	96
5.5.2	Der Blasenkoeffizient	100
5.5.3	Geometrische Anordnung und Brennstoffanreicherung	101
5.5.4	Die kritische Masse	102
5.5.5	Reaktorkinetik	105

5.5.6	Inhärente Sicherheit	107
5.6	Reaktortypen - technische Grundlagen	110
5.6.1	Der Druckwasserreaktor	110
5.6.2	Der Siedewasserreaktor	117
5.6.3	Der Schwerwasserreaktor	119
5.6.4	Der Hochtemperaturreaktor	120
5.6.5	Der schnelle Brutreaktor	124
5.6.6	Gesamtüberblick	128
5.7	Der Naturreaktor in Oklo	136
5.8	Einiges zu Strahlung	141
5.9	Unfälle in der Kerntechnik	145
5.9.1	Tokaimura	145
5.9.2	Der Reaktorunfall in Harrisburg	147
5.9.3	Chernobyl	150
5.10	Reaktorsicherheit	155
5.10.1	Sicherheitseinrichtungen	155
5.10.2	Reaktoren der Zukunft	156
5.11	Der Kernbrennstoff-Kreislauf	159
5.11.1	Uran-Gewinnung	159
5.11.2	Isotopentrennung und Anreicherung	159
5.12	Entsorgung,Transport und Endlagerung	162

5.13	Transmutation - Beschleuniger gestützte Systeme	165
6	Kontrollierte Kernfusion	173
6.1	Fusion in einem heißen Plasma	176
6.1.1	Der magnetische Einschluß	182
6.1.2	Der Trägheitseinschluß	193
6.2	Myon-induzierte Fusion	196
7	Windenergie	199
7.1	Geschichte	199
7.2	Leistung von Windrädern	204
7.3	Der aerodynamische Windkonverter	207
7.4	Vertikalmaschinen	212
7.5	Windgeschwindigkeiten und Ausnutzungsgrad	213
7.6	Wirtschaftliche Aspekte	215
7.7	Derzeitiger Stand des Ausbaus	218
8	Solartechnik	220
8.1	Solarthermische Nutzung	223
8.1.1	Emission von Strahlung	223
8.1.2	Das Plancksche Strahlungsgesetz	225
8.1.3	Solkraftwerke	232

8.2	Photovoltaik	238
8.2.1	Funktion eines Halbleiters	238
8.2.2	Wirkungsgrad einer Solarzelle	245
8.2.3	Aufbau von Solarzellen	247
8.2.4	Andere Halbleitermaterialien in der Solartechnik	250
8.3	Photochemische Zellen	253
8.4	Entwicklung des Solarstrom- und Photovoltaikmarktes	256
8.4.1	Zukunftsvisionen	257
9	Wasserkraft	259
10	Wasserstofftechnologie	262
11	Umweltaspekte und Nachhaltigkeit	266
11.1	Der Treibhauseffekt	267
11.2	Kosten und Schadstoffemissionen bei der Stromerzeugung	274
11.2.1	Primärenergieaufwand	274
11.2.2	Rohstoffaufwand	275
11.2.3	Emissionen	276
11.2.4	Externe Kosten	277
11.3	Derzeitiger Stand und Ziele	280
11.4	Ausblick	284

VI

INHALTSVERZEICHNIS

12 Anhang	287
Literaturverzeichnis	294
Verzeichnis der Abbildungen	298
Verzeichnis der Tabellen	308
Index	311

Tabelle 1: Umrechnungstabelle für Energieeinheiten. Beispiel: 1 cal= 4.1855 J

Energie		J	cal	eV	kWh	TWh	kgSKE
Joule	J	1	0.239	$0.624 \cdot 10^{19}$	$2.78 \cdot 10^{-7}$	$2.78 \cdot 10^{-16}$	$3.4 \cdot 10^{-8}$
Kalorie	cal	4.1855	1	$2.63 \cdot 10^{19}$	$1.16 \cdot 10^{-6}$	$1.16 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$
Elektronenvolt	eV	$1.6 \cdot 10^{-19}$	$3.83 \cdot 10^{-20}$	1	$4.45 \cdot 10^{-26}$	$4.45 \cdot 10^{-35}$	$5.6 \cdot 10^{-27}$
Kilowattstunde	kWh	$3.6 \cdot 10^6$	$0.86 \cdot 10^6$	$2.25 \cdot 10^{25}$	1	10^{-9}	0.122
Terawattstunde	TWh	$3.6 \cdot 10^{15}$	$0.86 \cdot 10^{15}$	$2.25 \cdot 10^{34}$	10^9	1	$1.22 \cdot 10^8$
kg Steinkohle	kgSKE	$2.93 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^{26}$	8.14	$8.14 \cdot 10^{-9}$	1

Tabelle 2: Umrechnungstabelle für Größeneinheiten

atto	$\cdot 10^{-18}$	(a)	Exa	$\cdot 10^{18}$	(E)
femto	$\cdot 10^{-15}$	(f)	Peta	$\cdot 10^{15}$	(P)
pico	$\cdot 10^{-12}$	(p)	Tera	$\cdot 10^{12}$	(T)
nano	$\cdot 10^{-9}$	(n)	Giga	$\cdot 10^9$	(G)
mikro	$\cdot 10^{-6}$	(μ)	Mega	$\cdot 10^6$	(M)
mille	$\cdot 10^{-3}$	(m)	Kilo	$\cdot 10^3$	(k)
centi	$\cdot 10^{-2}$	(c)	Hekto	$\cdot 10^2$	(H)
dezi	$\cdot 10^{-1}$	(d)	Deka	$\cdot 10^1$	(D)

Tabelle 3: Energie und Stromverbrauch 2000 in der Welt und in der BRD in verschiedenen gängigen Einheiten [1]

		kWh	J	t SKE
Welt	gesamt	$1.1 \cdot 10^{14}$ (= 110 PWh)	$3.9 \cdot 10^{20}$ (= 390 EJ)	$13.5 \cdot 10^9$
	Strom	$1.4 \cdot 10^{13}$ (= 13.5 PWh)	$5.0 \cdot 10^{19}$ (= 50 EJ)	$1.73 \cdot 10^9$
BRD	gesamt	$3.9 \cdot 10^{12}$ (= 3.9 PWh)	$1.4 \cdot 10^{19}$ (= 11 EJ)	$483 \cdot 10^6$
	Strom	$4.9 \cdot 10^{11}$ (= 489 TWh)	$1.7 \cdot 10^{18}$ (= 2 EJ)	$60 \cdot 10^6$

0 Vorwort

WER EINEN DRUCKFEHLER FINDET, DARF
IHN BEHALTEN !

NEIN, IM ERNST, ICH BIN FÜR JEDEN HIN-
WEIS AUF FEHLER ODER UNKLARHEITEN
DANKBAR.

Dieses Skript ist eine *Kurz*fassung des Vorlesungsstoffs. Es kann auf gar keinen Fall das Studium entsprechender Lehrbücher ersetzen, auf die an den entsprechenden Stellen verwiesen wird. Die Abbildungen wurden zum größten Teil Drittquellen entnommen, die in der Legende aufgeschlüsselt sind. Da allerdings nur in einigen Ausnahmen Genehmigungen der Eigentümer eingeholt wurden, ist dieses Skript sowohl in seiner Gesamtheit als auch in Teilen nur zum privaten Gebrauch und nicht zur Weiterverbreitung, weder in gedruckter noch in elektronischer Form bestimmt. Für den Inhalt kann ich keinerlei Gewähr übernehmen.

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Herrn Prof. J.V. Kratz bedanken, der mir ermöglichte, diese Vorlesung im Institut für Kernchemie der Universität Mainz zu halten. Herrn Prof. H. Geckeis gebührt mein Dank für die stete Unterstützung und die Freistellung von meiner Tätigkeit im INE während der Vorlesungsstunden. Herrn Prof. K. Lützenkirchen danke ich für die Überlassung seiner persönlichen Aufzeichnungen zur Vorlesung *Methoden und Perspektiven der Energieerzeugung*, die mir in vielen Kapiteln eine wertvolle Hilfe darstellte. Herrn Prof. J.O. Denschlag danke ich für die Erlaubnis, Teile seiner Vorlesung *Kernspaltung, Grundlagen und Anwendungen* aus dem SS 1994 benutzen zu dürfen. Herrn M. Fuß und Herrn Dr. W. Bernotat danke ich für die kritische Durchsicht des Skripts. Herrn Michael Steppert danke ich für die Erstellung der vorliegenden überarbeiteten Fassung. Last but not least danke ich meiner Frau Petra und meinen Kindern Daniel, Julia und Annika, die mich viel zu viele Abende und Wochenenden hauptsächlich vor dem Rechner beobachten mußten.

Nach diesem Vorwort bleibt mir nur noch, viel Spaß bei der Lektüre zu wünschen.

Karlsruhe im SS 2009, C.W.

1 Historischer Überblick

Stromerzeugung im eigentlichen Sinne gibt es erst seit dem 19. Jahrhundert. Vorangegangen war die Erforschung elektrischer Effekte, wie die der schon seit Jahrtausenden bekannten statischen Aufladung natürlicher Substanzen (z.B. Katzenfell, Bernstein). Dieses Kapitel soll einen kurzen geschichtlichen Abriß geben von den Anfängen gezielter Untersuchungen im 17. Jahrhundert bis zur technischen Nutzbarmachung elektrischer Energie im Zeitalter der Industrialisierung. Sowohl grundlegende experimentelle Entdeckungen als auch die eng damit verwobenen Fortschritte im Verständnis physikalischer Grundlagen werden in tabellarischer Form aufgelistet.

1600	W. GILBERT (*1544, † 1603), Arzt, Untersuchungen über ‘corpora electrica’ und ‘vis electrica’: Stoffe wie Bernstein, die statisch aufgeladen werden und nach Reibung andere Körper anziehen.
1646	T. BROWNE : Erstmalige Verwendung des Substantivs ‘electricity’ für obige Erscheinungen
1730	S.GRAY, C.F. DUFAY Lehre der Reibungselektrizität
um 1750	Weiterentwicklung durch u.a. B. FRANKLIN (auch: Blitzableiter), E.G. V. KLEIST, J.H. WINCKLER, F.U.T. ÄPINIUS, A. VOLTA, C.A. COULOMB u.a.
1789	L. GALVANI ‘Tierische Elektrizität’ (E’ in Tiergeweben: De Viribus Electricitatis in Motu Musculari Commentarius)
1799	A. VOLTA Voltasche Säule (siehe Batterie, S.4)
um 1800	J.W.RITTER, J.J.BERZELIUS: Elektrochemie, dualistische elektrochemische Theorie: Materie besteht aus (mind.) zwei Konstituenten entgegengesetzter Ladung.
1820	H. ØRSTEDT Elektromagnetismus: Einfluß des Stromes in einem metallischen Leiter auf Permanentmagnete.
1821	A.M. AMPÈRE Elektrodynamik: Das Ampère’sche Gesetz beschreibt die Kraft zwischen zwei stromdurchflossenen Leitern.

- 1821 T.J. SEEBECK Thermoelektrizität: Spannungsaufbau in einer Leiterschleife, die aus zwei verschiedenen Materialien besteht, deren Kontaktstellen auf unterschiedlicher Temperatur gehalten werden. →Temperaturmessung
- 1826 G.S. OHM Ohm'sches Gesetz: ('Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet')
- 1831 M. FARADAY Induktion eines Stroms in einer Sekundärschleife, hervorgerufen durch das Magnetfeld einer Primärschleife. (beschrieben und entdeckt in Analogie zu akustischer Induktion).
- 1837 M. FARADAY Durchgang der 'Elektrizität' durch Gase. (dielektrischer Zusammenbruch, Überschlag)
- 1859 J. PLÜCKER Kathodenstrahlen (Elektronenemission im Vakuum und deren Ablenkung im Magnetfeld).
- 1859 E. GOLDSTEIN Kanalstrahlen (positive Ionen, die auf eine Kathode hin beschleunigt werden)
- bis ca.1850 F. NEUMANN, W. WEBER Fernwirkungstheorien
- ab ca.1850 J.C. MAXWELL, FARADAY elektromagnetisches Feld
- 1887 H. HERTZ, O. LODGE Ausbreitung elektromagnetischer Wellen (pro / contra Äther)
- 1895 H.A. LORENTZ Elektronentheorie: Atomistik. Erklärt die Materialkonstanten der Maxwellgleichungen mikroskopisch.
- 1905 A. EINSTEIN Relativistische Elektrodynamik bewegter Körper. (Dualismus elektrischer und magnetischer Felder)

Obwohl elektrischer Strom seit der Erfindung der ersten galvanische Zelle durch A. VOLTA (um 1800) zur Verfügung stand, setzte eine gezielte Nutzbarmachung erst mit der Erfindung des Generators 1832 durch den Franzosen H. PICHÉ ein. Seit der Nutzbarmachung des dynamoelektrischen Prinzips setzte sich die Entwicklung geradezu stürmisch fort.

- um 1800 A. VOLTA Batterie bestehend aus Ag und Zn Platten in Salzlösung (Galvanische Zelle, aufbauend auf Erkenntnissen L. GALVANIS).
- 1825 M. FARADAY primitiver Elektromotor
- 1832 H. PICHÉ (franz.) Handgetriebene Induktionsmaschine
- 1834-36 M.H. JACOBI u. J.P. WAGNER Verbesserter Elektromotor
- 1836 J. DANIELL Elektrische Zelle (Cu und Zn in Schwefelsäure), stabiler und höhere Kapazität als G.Z.
- 1854 H. GOEBEL Glühlampe
- 1866 W.v. SIEMENS Dynamoelektrisches Prinzip: Selbsterregung von Gleichstromgeneratoren durch remanente Magnetisierung in Pol und Joch und nachfolgendes 'Aufschaukeln' des Arbeitsfeldes bis zum Erreichen der Nennleistung
- 1869 Z.T. GRAMME (belg.) DC Generator (z.T. heute noch üblich)
- 1873 Z.T. GRAMME Umkehrung des Dynamos zum ersten kommerziell erhältlichen Elektromotor
- 1879 W.v. SIEMENS erste strombetriebene Lokomotive und erster Aufzug
- 1882 T.A. EDISON (1093 Patente) erstes E'Kraftwerk
- 1885 erste Gleichstromanlagen für Industrie
- ab 1885 G. FERRARIS, N.TESLA u.a. Drehstromprinzip
- 1891 erste Drehstromübertragung (ca. 150kW) vom Neckar nach Frankfurt/Main (178km)

Die leichte Transformierbarkeit verhalf letztlich dem Drehstrom zum Durchbruch. Im Jahr 2006 wurden weltweit ca. 18930 Mrd. kWh Strom p.a. produziert. Der wirtschaftliche Umfang der elektrotechnischen Industrie wird auf jährlich 1300 Mrd. € geschätzt.

2 Energiesituation

2.1 Allgemeine Definitionen und Begriffe

Energie (vom griechischen $\epsilon\nu - \epsilon\rho\gamma\omicron\nu$ [en-ergon] = innere Arbeit) ist eine fundamentale physikalische Grundgröße. Dennoch tun wir uns schwer, den Energiebegriff anschaulich zu definieren. Im Gegensatz zu *Länge* oder *Gewicht* haben wir zur Energie keinen direkten Zugang aus der Alltagserfahrung heraus. Dagegen kennen wir viele Formen der Umwandlung von Energie. Einer schweren Last wird beim Anheben potentielle Energie zugeführt, ein bewegter Gegenstand hat kinetische Energie inne, die wir aufbringen mußten um ihn zu beschleunigen, bei der Verbrennung wird chemische Energie frei und in Wärme, also thermische Energie umgesetzt. Diese Erfahrungswerte führen schließlich dazu, die Energie als ein Maß für die *Arbeitsfähigkeit* eines Systems zu definieren. Energie ist also alles, was sich in Arbeit umwandeln läßt, wobei die Umwandlung i.A. mit Verlusten behaftet und nicht vollständig ist oder sogar aus physikalischen Gründen nicht sein kann (2. Hauptsatz der Thermodynamik, siehe Kap. 4). Dies führt zur Definition des *Wirkungsgrades*:

$$\text{Wirkungsgrad } \eta = \frac{\text{geleistete Arbeit}}{\text{Energiezufuhr}} \quad (2.1)$$

Ein System nimmt im allgemeinen mehr Energie auf, als es an (z.B. mechanischer) Arbeit wieder abgibt. Der Rest wird in eine nicht verwertete Form (z.B. Abwärme) umgesetzt.

Eine wichtige Rolle spielt auch die Art der Energie-Umwandlung. In einem Wasserkraftwerk trägt ein kg Wasser, das eine Gefällstrecke von 100 m hinabgestürzt, ist eine Energie von $E = mgh = 1 \text{ kJ}$. Das ist vergleichsweise wenig. Die Verbrennung einer Substanz (chemische Oxidation) führt zu einer Energiefreisetzung in Form von Wärme in der Größenordnung von 10^7 J/kg ¹. Der Energieinhalt eines Kilogramms Steinkohle liegt bei 29.3 MJ/kg und dient in der Energietechnik als Basiseinheit:

$$1 \text{ SKE} = \text{Energieinhalt v. 1 kg Steinkohle} = 29.3 \text{ MJ/kg}$$

¹pro Molekül ca. $10 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ J}$ Oxidationsenergie, $6 \cdot 10^{23}$ Moleküle/mol, ca. 10 mol/kg

$$1 \text{ tSKE} = 1000 \text{ SKE} = 29.3 \text{ GJ}$$

Der Brennwert von Heizöl liegt etwas höher, $1 \text{ kg Öl} \cong 1.44 \text{ kg SK}$

$$1 \text{ TOE} = 41.8 \text{ GJ}$$

Die in nuklearen Umwandlungsprozessen gewinnbare Energie hingegen ist ca. 6 Größenordnungen höher: Pro kg ^{235}U also $8 \cdot 10^{13} \text{ J}$ ². Auch hier hat man noch bei weitem nicht die gesamte inherente Energie freigesetzt (nur einen Teil der Bindungsenergie der Nukleonen im Kern). Könnte man gemäß der Einsteinschen Beziehung

$$E = mc^2 \tag{2.2}$$

1 kg Kohle komplett in Strahlung umwandeln, hätte man $9 \cdot 10^{16} \text{ J}$ freigesetzt und damit den Energiebedarf Deutschlands für mehr als 2 Tage gedeckt! Es ist also sehr wichtig, neben der Form des Energieträgers die Methode der Energieumwandlung zu definieren.

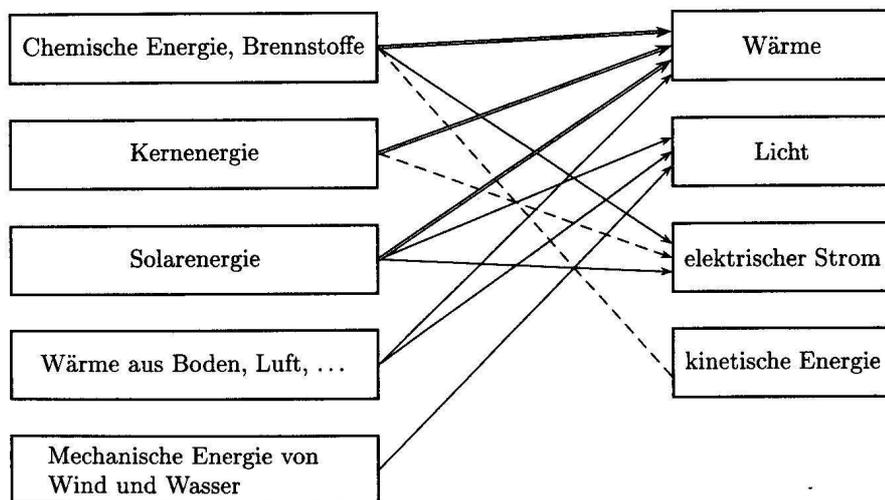


Abbildung 2.1: Schema der Energieumformung [2]

²pro Kern ca. $200 \text{ MeV} = 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ J}$, $3 \cdot 10^{24} \text{ Kerne/kg}$

Normalerweise ist die Primärenergieform nicht geeignet zur direkten Nutzbarmachung. Zwar kann man durch Verbrennung fossiler Energieträger direkt Wärme erzeugen, nicht jedoch eine Glühbirne zum Leuchten bringen. Die chemische Energie muß erst in Wärme und dann in elektrische Energie umgesetzt werden. Abbildung 2.1 zeigt die üblichen *direkten* Umwandlungswege. Je dicker der Pfeil, desto größer die praktische Relevanz des Prozesses. Die Energieformen der rechten Spalte werden zum Teil erneut umgewandelt (indirekte Prozesse). Die aus Kernenergie gewonnene Wärme zum Beispiel wird mittels Turbinen und Generatoren in einem zweiten Schritt in elektrischen Strom umgesetzt. Der gestrichelte Pfeil bezieht sich auf, z.B. in Satelliten eingesetzte, Radionuklidbatterien. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über

Tabelle 2.1: Energieumwandlungen [2]

Technik	Wirkungsgrad η %	typische Leistung pro Funktionseinheit	Verfügbarkeit	Umwandlung von \rightarrow nach
Verbrennungsöfen	60 bis 95	1 kW bis 1 MW	voll	chem. Energie \rightarrow Wärme
Wärmekraftmaschine ^{a)}	20 bis 50	1 kW bis 1 GW	voll	chem. Energie \rightarrow kin. Energie
Brennstoffzelle	50 bis 60	1 W bis 100 kW	teilweise	chem. Energie \rightarrow Strom
Gaslaterne	ca. 10	10 W bis 1 kW	historisch	chem. Energie \rightarrow Licht
Generator	99	1 W bis 1 GW	voll	kin. Energie \rightarrow Strom
Elektromotor	60 bis 99	1 W bis 1 MW	voll	Strom \rightarrow kin. Energie
Kernreaktor	94 ^{b)}	MW bis GW	voll/in Entwicklung	nukleare Energie \rightarrow Wärme
Fusionsreaktor		GW bis 10 GW	zukünftig	nukleare Energie \rightarrow Wärme
Radionuklidbatterie	10 bis 20	mW	weitgehend	nukleare Energie \rightarrow Strom
Solarzellen	5 bis 25	einige W	teilweise/in Entw.	Licht \rightarrow Strom
Solar(flach)kollektoren	60 bis 70	100 bis 700 W/m ² ^{d)}	weitgehend	Licht \rightarrow Wärme
Solar(fokus.)kollektoren	80 bis 90	kW bis GW	$\left\{ \begin{array}{l} \text{kW: weitgehend} \\ \text{GW: in Entw.} \end{array} \right.$	Licht \rightarrow Wärme

Wirkungsgrade und typische Leistungen verschiedener Umwandlungstechniken. In den letzten Spalten sind technischer Entwicklungsstand sowie Ausgangs- und Zielform der Energieumwandlung aufgelistet. Lediglich Elektrogeneratoren und -motoren, sowie Kernreaktoren erreichen Wirkungsgrade nahe der 100% Marke, dicht gefolgt von Solarkollektoren. Klassische Verbrennungsprozesse liegen in der Regel bei 60%, Automotoren i.A. sogar nur bei der Hälfte. Optimierte Mittelleistungsöfen können 95% erreichen (erste Zeile). Die historische Gaslaterne ist zum Vergleich aufgeführt, aber man sollte nicht vergessen, daß die Glühbirne einen vergleichbar schlechten Wirkungsgrad besitzt. Fast 90% Ihrer Leistung wird in (unsichtbare) Infrarotstrahlung umgesetzt. Solarzellen sind noch in der Entwicklung begriffen, ihr Wirkungsgrad wird aber mit bisherigen Techniken die 20% Marke nicht übersteigen können. (Neue

Verfahren, z.B. bei der Mehrelektronenanregung ließen sich bisher nicht in großtechnischem Maßstab verwirklichen).

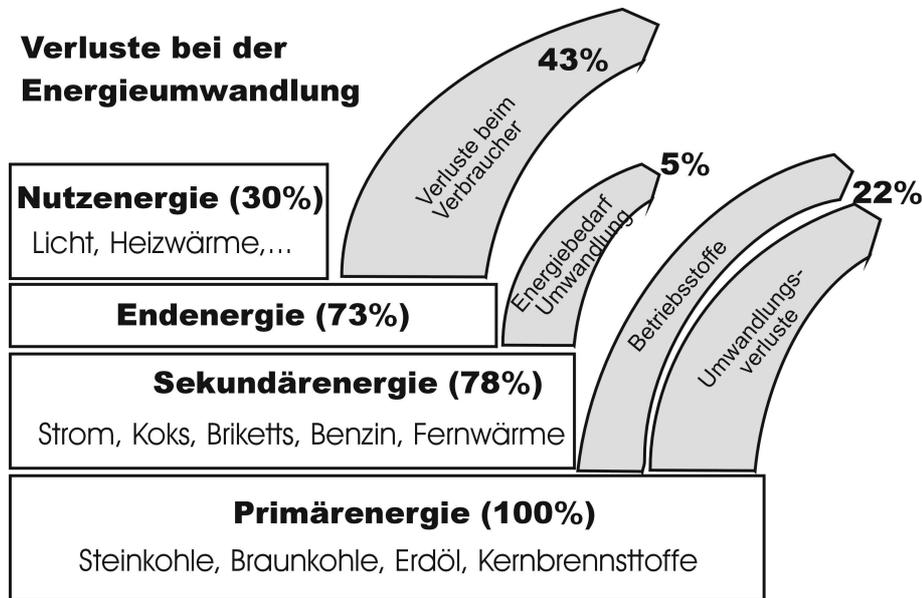


Abbildung 2.2: Verluste bei der Umformung von Primärenergie bis zur letztendlichen Nutzung durch den Endverbraucher. Weltweit ca. 390 Exajoule p.a. ($390 \cdot 10^{18}$ J) primär, wovon nur ca. 30% tatsächlich genutzt werden. [3, 1]

In der Energietechnik hat sich eine Begriffsbestimmung durchgesetzt, die versucht, die Energieträger entsprechend ihrer Verfeinerung durch Umwandlung zu kategorisieren. Anhand von Abb. 2.2 sollen die vier Schritte der Umwandlung erläutert werden:

- *Primärenergie* ist die von der Natur zur Verfügung gestellte Energie vor der Umwandlung durch den Menschen. Beispiele sind die chemische Energie des fossilen Brennstoffs, die nukleare Energie des Kernbrennstoffs oder das Solarenergiedargebot.
- *Sekundärenergie* bezeichnet die Primärenergie nach der durch den jeweiligen Verbraucher geforderten Umwandlung. Dies sind z.B. die chem. Energie des Benzins nach Refinement oder die elektrische Energie nach der Verstromung. Die Umwandlung bringt Verluste mit sich und erfordert Betriebsstoffe, die den Energiegehalt der Sekundärenergie gegenüber der Primärenergie um ca. 22% reduzieren.

- *Endenergie* ist der von der Sekundärenergie an den Verbraucher weitergegebene Anteil. Also ohne den Energiebedarf der Umwandlung.
- *Nutzenergie* wird schließlich die tatsächlich verrichtete Arbeit genannt, also z.B. der zur Fortbewegung eines Fahrzeugs genutzte Teil der chemischen Energie des Benzins oder der tatsächlich in Raumwärme umgesetzte Teil des Heizöls.

Die Summe der Verluste beträgt zur Zeit im Mittel ca. 70%. Nur ein Drittel der Primärenergie wird also dem gewünschten Zweck zugeführt. Einige dieser Verluste sind unvermeidlich (z.B. endlicher Wirkungsgrad von Wärmekraftmaschinen), trotzdem liegt hier noch ein enormes Einsparpotential. Da die Nutzenergie im Einzelfall schwer quantifizierbar ist (obwohl in summa recht gut bekannt), wird meistens die Primärenergie als Maß für den Energieverbrauch herangezogen. Auch hinsichtlich des Ressourcenverbrauchs ist sie das geeignetste Maß.

2.2 Energieträger

Die fossilen Brennstoffe Erdöl, Erdgas sowie Braun- und Steinkohle dominieren deutlich unseren Energiemix. Zwar gibt es zum Beispiel in der Stromerzeugung erhebliche regionale Unterschiede (siehe Kap.2.3), andere Bereiche jedoch wie Transport und Verkehr (Öl) oder Raumheizung (Gas/Öl/Kohle) stützen sich weltweit auf dieselben Rohstoffe. Global ergibt sich das in Abbildung 2.3 (schwarze Balken) dargestellte Bild: Erdöl trägt mit einem Anteil von 34.3%

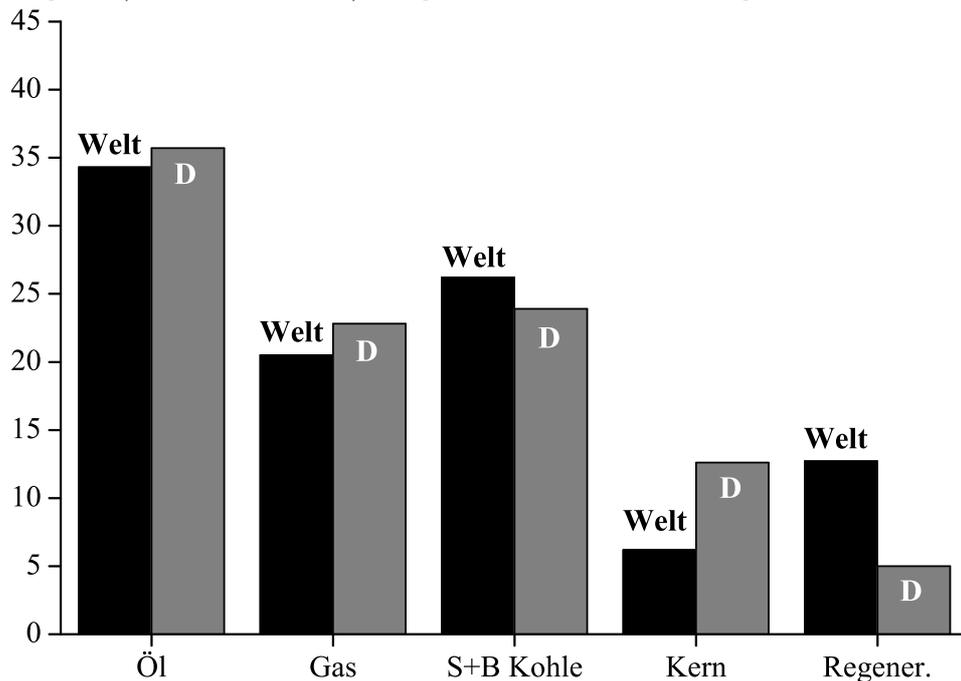


Abbildung 2.3: Relative Anteile der verschiedenen Energieträger an der Gesamtenergieproduktion. Schwarze Balken beziehen sich auf die Weltproduktion, graue auf die entsprechenden Werte der BRD (2006) [www.bmu.de]

den größten Einzelanteil bei, Gas und Kohle folgen mit 20.5% und 26.6%. Die Kernenergie, da fast ausschließlich zur Stromerzeugung eingesetzt und nicht in allen Ländern vertreten, besitzt 6.2%, regenerative Energien ca. 12.7%. Die Verteilung in Deutschland (graue Balken) folgt im großen und ganzen dem globalen Trend mit einer etwas stärkeren Gewichtung von Öl und Kernenergie, zu Lasten von Gas und Kohle. Regenerative Energien besitzen in der Summe zur Zeit in Deutschland keinen höheren Anteil als im Weltmittel, was zum Teil auf die geographische Benachteiligung Deutschlands in Bezug auf Wasserkraft zurückzuführen ist.

Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über den Stellenwert der verschiedenen Energieträger (heute

und in Zukunft) sowie den jeweiligen Energieinhalt, der ja auch in Kap.2.1 schon kurz angerissen wurde. Während alle fossilen Energieträger Brennwerte in der Größenordnung von 5-10 kWh/kg besitzen, ist die Energiedichte regenerativer Träger (mit Ausnahme der Biomasse) sehr viel geringer. Fließwasser hat 10^{-5} kWh/(kgm) und ist deshalb nur in Großanlagen (Staustufen, Speicherseen) mit entsprechend hohem Investitions-Aufwand sinnvoll nutzbar. Die Nutzbarkeit der Windenergie skaliert mit der dritten Potenz der Windstärke,

Tabelle 2.2: Aufzählung denkbarer Energiequellen, deren Gehalte. ('!' steht für die heutige, '(!)' für zukünftige Bedeutung) [2]

Quelle	gespeichert in	als	Energieinhalt	Stellenwert	
				heute	zukünftig
Fossile Energien	Kohle	Steinkohle	8.1 kWh/kg	!!!	(!!!)
		Braunkohle	2 bis 6 kWh/kg	!!!	(!!!)
	Öl		12 kWh/kg	!!!!	(!!!!)
	Gas		9 kWh/m ³	!!!!	(!!!!)
Sonnenenergie	Biomasse	flüssige Treibstoffe	≈11 kWh/kg	!!	(!!!)
		feste Brennstoffe	4 kWh/kg	!	(!!!)
	Solarzellen: Strom		100 kWh/m ² ·a ^{a)}	!	(!!)
	Flachkollektoren: Heizwärme		1000 kWh/m ² ·a	!!	(!!!)
	Sonnenteiche				(!!)
	Aufwindkraftwerke: Strom		≈50 kWh/m ² ·a		(!)
Müll			2 bis 3 kWh/kg	!!	(!!!)
Wärme	aus Wasser/Boden/Luft		0.0012 kWh/kg	!	(!!)
	(Wärmepumpen)			!	(!!)
	natürliche Dampfquellen			!	(!)
	natürliche Konvektion (tropische Meere)			!	(!)
	aus tiefer Erdkruste			!	(!)
Wind	$v_w = 5$ m/s		707 kWh/m ² ·a	!!	(!!!)
	$v_w = 10$ m/s		5600 kWh/m ² ·a	!!	(!!!)
Wasser	Laufw. (Gefälle)		0.0000027 kWh/kg·m	!!	(!!)
	Gezeiten			!	(!)
	Meereswellen				
	Meeresströmungen				
	Schmelzwasserreservoirs				
Kernspaltung	(für Uran 235)		$22 \cdot 10^6$ kWh/kg	!!!	(!!!)
Kernfusion	(für Wasserstoff als Brennstoff)		$172 \cdot 10^6$ kWh/kg		(??)
Methan aus tiefer Erdkruste (nichtfossilen Ursprungs)					(??)
Methanhydrat					(??)

^{a)} Werte für geographische Lage Deutschlands; Faktor 2.5 für Sahara. Stromwerte für $\eta_{\text{Solarzelle}} = 10\%$

d.h. in unseren Breiten mit den hier typischen Verhältnissen sind Werte um 1000 kWh/(m²a) realistisch. Sonnenkollektoren zur Warmwasserbereitung bieten eine vergleichbare Ausbeute, direkte Stromerzeugung aus Sonnenlicht mittels Photovoltaik ist um den Wirkungsgrad der Solarzellen (zur Zeit 10-15% Gesamteffizienz) niedriger, liegt also bei ca. 100 kWh/(m²a). Entsprechend sind die technischen Herausforderungen und auch der finanzielle Aufwand sehr viel höher als bei konventionellen Energieträgern. Die Haupt-Entwicklungsarbeit findet in den Industrienationen der westlichen Welt statt, auch wenn zur Zeit die so gewonnene

Energie auf dem Strommarkt noch massiv subventioniert werden muß. Der Einsatz speziell der Solartechnik wäre in vielen Entwicklungs- und Schwellenländer sogar günstiger (mehr Sonnenstunden in südlicher Lage). Ein viel diskutierter Weg ist die ‘Erzeugung’ der Energie in Äquator-nahen Regionen und Transport zum Verbraucher in die Industrieländer. Daher soll kurz auf Speicher und Transportmöglichkeiten eingegangen werden. Tabelle 2.2 faßt zur Verfügung stehende und in Entwicklung begriffene Techniken zusammen. Die mögliche Speicher-Kapazität soll anhand einiger Beispiele erläutert werden.

Tabelle 2.3: Speichermöglichkeiten von Energie [2]

Endenergie	Speicherart	Menge	Entwicklung	
Wärme	Kurzzeit: Thermosbehälter	b)	voll	
	Dampf- und Luftdruckspeicher	10 ⁶ kWh	voll	
	Langzeit: direkt	Speicherseen	b)	in Entw.
	indirekt	Latentwärme	b)	in Entw.
		thermochemisch Synthesegas	b) b)	in Entw. in Entw.
Strom	Kurzzeit: Schwungradspeicher	100 Wh/kg	voll	
	Supraleitende Spulen	10 kWh/m ³	in Entw.	
	Langzeit: Pumpwasserspeicher	b)	voll	
	Wasserstoff	b)	voll ^{a)}	
	Batterien	30 bis 100 Wh/kg	voll ^{a)}	
Treibstoffe	Kohlenwasserstoffe in Tanks	b)	voll	
	Wasserstoff (flüssig/Metallhydr.)	b)	voll ^{a)}	

a) Verbesserung f. Teilbereiche, b) siehe Tab.2.2, Energiemenge je nach Speichergröße beliebig

Wärme:

- *Latentwärmespeicher* nutzen aus, daß bei Verflüssigung eines Feststoffes Wärme ohne Temperaturänderung aufgenommen wird. Bei der Erstarrung wird diese ‘Schmelzwärme’ wieder frei. Auf diese Art kann direkt Wärme gespeichert werden. Wesentlich neben einer hohen Wärmekapazität ist ein niedriger Schmelzpunkt, um Wärmeverluste bzw. kostenintensive Isolierungen zu vermeiden. Geeignete Materialeien sind z.B. eutektische Mischungen (Mischung aus NaF, LiF, KF, MgF₂). Speicherkapazitäten bis 10¹⁴ J erscheinen bei moderaten Abmessungen (70 x 70 x 2) m³ realistisch. Dies ist äquivalent zu der Speicherung der Energie, die ein 1 GW Kraftwerk während eines halben Tages erzeugt!

- *Thermochemisch* Unter diesem Oberbegriff versteht man die Umkehrung von ‘Verbrennungen’, also die Umkehrung von Reaktionen, die freiwillig nur in der Gegenrichtung (exotherm) ablaufen. Beispiele sind



Der zweite Prozess wird im Rahmen der Wasserstofftechnologie und der Brennstoffzelle (Kap.10) ausführlich diskutiert. Die Kapazität ist nur von den Speichermöglichkeiten der Produkte begrenzt. Insbesondere die großtechnische Wasserstoffspeicherung in Gasform birgt natürlich erhebliches Gefahrenpotential.

Strom

- Der *Bleiakkumulator* ist vor allem in der Fahrzeugtechnik weit verbreitet wegen seiner hohen Kapazität von 50 Wh/kg. Auf der anderen Seite sind die maximalen Ströme auf 10 A/kg und die Anzahl der Wiederaufladungszyklen (~ 1000) Begrenzungsfaktoren. *NiFe Akkumulatoren in Kalilauge*, die in der Schifffahrt und Eisenbahntechnik Verwendung finden, bieten einige 100 A/kg Maximalstrom und eine vierfach höhere Zyklenzahl, allerdings zu einem achtfach höheren Preis.
- *Kapazitive und Induktive Speicher*, obwohl technisch ausgereift, sind aufgrund der zwanzigfach niedrigeren spezifischen Kapazität Exoten geblieben.

Öl

- kann in Tanks in beliebigen Mengen gespeichert werden. In Deutschland wird in der Regel eine Reserve von ca. 10^7 m^3 gehalten entsprechend dem Bedarf von ungefähr einem Monat.

Mechanische Energie - Universell

- *Pumpwasserspeicher* in welchen zu Niedriglastzeiten Wasser in ein hochgelegenes Speicherbecken gepumpt und zu Spitzenzeiten entnommen werden kann bieten einen hohen Rückwandlungs-Wirkungsgrad (90%) bei allerdings großem Platzbedarf. Ein Speicher für 40 MWh (10^{11} J) benötigt bei 200 m Höhendifferenz schon ein Becken von $(200 \times 200 \times 2) \text{ m}^3$.

- *Schwungradspeicher* speichern Energie in einer rotierenden Masse, deren maximale Rotationsgeschwindigkeit von der Festigkeit des Materials begrenzt wird (bei Stahl $\sigma \sim 5 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$). Sie dienen dem Abfangen von kurzzeitigen Spitzenlasten. Kapazitäten von 100 Wh/kg sind gängig, am MPI für Plasmaforschung in München arbeitet ein Schwungrad mit der dreifache Kapazität, das über 10 s 140 MW abgibt.
- *Druckluftspeicher* speichern Energie in Form komprimierter Gase. Unterirdische Anlagen mit Volumina um $5 \cdot 10^5 \text{ m}^3$ speichern bei 70 bar Druck $> 1 \text{ GWh}$. Verluste durch Undichtigkeit und Wärmetransport beschränken dieses Verfahren allerdings auf kurze Speicherzeiträume.

Eng verknüpft mit obiger Problematik ist die Frage des Transports von Energie (Tabelle 2.2). Direkter Wärmetransport ist mit geringen Betriebsverlusten möglich, wie zum Beispiel in Fernwärmanlagen realisiert, erfordert allerdings hohe Investitionskosten. Eingesetzt wird diese Technik nur über Distanzen bis einige 10 Kilometer. Öl und Gas wird mit Tankschiffen, LKW, Zügen oder in Pipelines über den gesamten Globus transportiert. Verluste liegen in den Antrieben der Fahrzeuge ($0.1-1\% / (100 \text{ km} \cdot \text{t Nutzlast}) \hat{=} 0.1-1\% / (100 \text{ km})$) bzw. in den nötigen Pumpleistungen (Verlust 0.3% auf 1000 km) begründet. Rechnet man Anlagen- und Wartungskosten mit ein, so entstehen für den Transport von z.B. Heizöl bis zum Endverbraucher Kosten in Höhe von ca. 1.5-2.5 ¢ pro kWh thermischer Energie.

Elektrische Energie wird überwiegend in Form von Wechselspannung (50/60 Hz) über Frei-

Tabelle 2.4: Übersicht über Transportmöglichkeiten von Energie [2]

Energieart und Transportmittel	Reichweite
fossile Brennstoffe in Pipeline/Tank	beliebig
Wasserstoff in Pipeline/Kryotank	beliebig
Wärme in Fernleitungen	ca. 40 km
Wärme über Synthesegas	beliebig
Strom über Freileitungen	$\geq 1000 \text{ km}$
Strom über Erdkabel	$\leq 1000 \text{ bis } 2000 \text{ km}$
Strom über supraleitende Kabel	$\leq 1 \text{ km}$ (Kosten)

oder Erdleitungen transportiert. Zur Minimierung Ohmscher Verluste wählt man hohe Spannungen. Eine Obergrenze bildet die Gefahr dielektrischer Durchbrüche. Bei trockener Luft

z.B. erfolgen Überschläge ab 30 kVcm^{-1} , Feuchtigkeit senkt diese Schwelle erheblich. In der Praxis werden Freileitungen mit bis zu 1000 kV betrieben (bewohnte Gebiete 380 kV). Übertragene Leistungen liegen im 1-5 GW Bereich, Leitungsverluste bei ca. 1 MW/km. Die Durchleitungskosten betragen rund $0.05 \text{ ¢ / (kWh} \cdot 100 \text{ km)}$. Erdleitungen transportieren bei ähnlichen Spannungen 0.5-2 GW, mit Verlusten von 100-300 kW/km und Gesamtkosten von $0.25 \text{ ¢ / (kWh} \cdot 100 \text{ km)}$. Ein großer Nachteil aller Wechselstromleitungen ist die Blindleistung, bedingt durch die Kapazität zwischen Leiter und Erde. Sie ist bei Erdleitungen höher als bei Freileitungen gleicher Länge. Auswege bieten Gleichstromleitungen (z.B. in Norwegen, 600 kV, $\sim 1 \text{ GW}$), die gleichzeitig die Nachteile der Geräuschentwicklung (bis zu 60 dB in 15 m Abstand) und der Streufelder (Elektromogdiskussion) von Wechselstromleitungen umgehen. Zusätzlich können Übertragungen zwischen Netzen unterschiedlicher Frequenz oder Phasenanpassung erfolgen. Es entstehen allerdings Verluste bei der Umrichtung ($\text{AC} \rightarrow \text{DC} \rightarrow \text{AC}$) in Höhe von 0.8%.

2.3 Verbrauch und Vorräte

In den letzten 100 Jahren stieg die Weltbevölkerung von 1.5 Mrd. Menschen (1900) auf mehr als das vierfache (6.8 Mrd. heute). Für die nächsten 50 Jahre erwartet man nochmals den gleichen Zuwachs (~ 9 Mrd 2050). Der größte Anteil hiervon geht von den heutigen Entwicklungs-

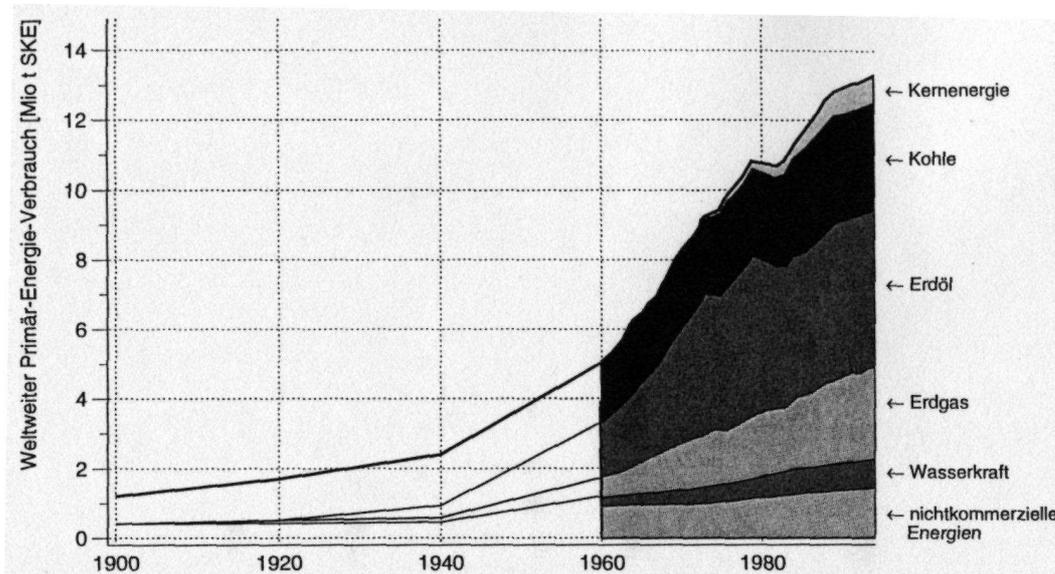


Abbildung 2.4: Weltweiter Primärenergie-Verbrauch seit 1900 in **Mrd.** tSKE [3]

und Schwellenländern aus (für Indien allein erwartet man einen Zuwachs um 500 Mio Menschen). Bedingt durch die zunehmende Industrialisierung und damit verknüpftem hohen Energiebedarf stieg der Verbrauch an Primärenergie sogar um mehr als eine Größenordnung von 1 Mrd. tSKE 1900 auf 17 Mrd. tSKE im Jahr 2006 (Abb. 2.4). Die Verteilung auf die einzelnen Energieträger (siehe auch Abb. 2.3) verschiebt sich zur Zeit weg vom Öl (47% 1980 \rightarrow 34.3% 2006) und Gas (21% 1980 \rightarrow 20.5% 2006), Kohle (30% 1980 \rightarrow 26.2% 2006) und Kernenergie (1.2% 1980 \rightarrow 6.2% 2006). Die regenerativen Energien verzeichnen zuletzt große Zuwächse durch die Energieerzeugung durch Biomasse (2.3% 1980 \rightarrow 12.2% 2006).

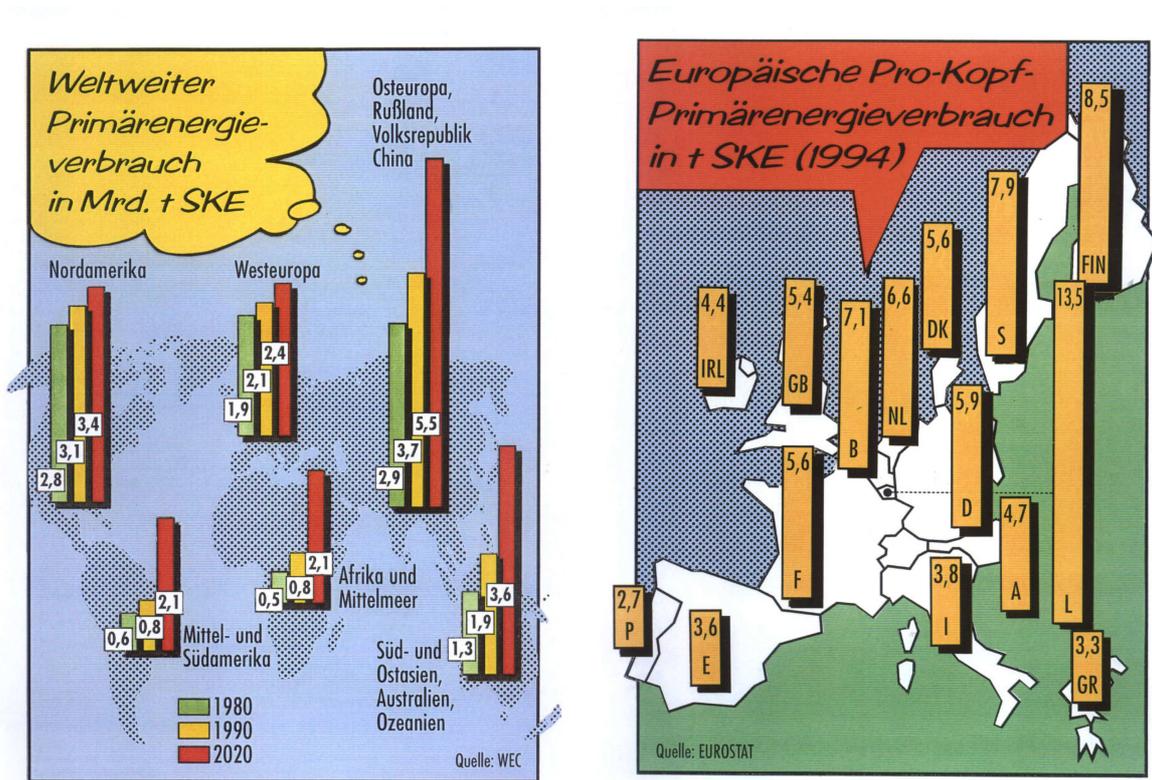


Abbildung 2.5: Entwicklung des weltweiten Bedarfs an Primärenergie nach Regionen (links) und Pro Kopf Verbrauch an Primärenergie in tSKE pro Kopf. [www.strom.de]

Eine Esso Prognose von 1990 geht von einer Steigerung des Gesamtenergiebedarfs auf 20 Mrd. tSKE (Abb. 2.6), eine Shell Prognose von 2000 sogar auf 30 Mrd. tSKE in den nächsten 50 Jahren aus. Global beträgt der Verbrauch im Mittel seit 20 Jahren ca. 2 tSKE pro Kopf und Jahr, allerdings verbrauchen 17 % Bevölkerung in den Industrieländern 60 % der Energie (Abb. 2.5 links). So liegt der Verbrauch am höchsten in Luxemburg (13.5 tSKE p.a.) den USA und Kanada (11.5 tSKE p.a), während China (1 tSKE p.a) oder gar afrikanische Staaten wie der Tschad (0.007 tSKE p.a) weit zurückliegen. Die europäischen Staaten verbrauchen zwischen 4 und 8 tSKE p.a, Deutschland knapp 6 tSKE p.a. (Abb. 2.5 rechts). In den Industrieländern wird eine Stagnation oder ein leichter Rückgang des Energiebedarfs erwartet (Bevölkerungsstagnation und Einsparung von Energie durch moderne Technologie) der Be-

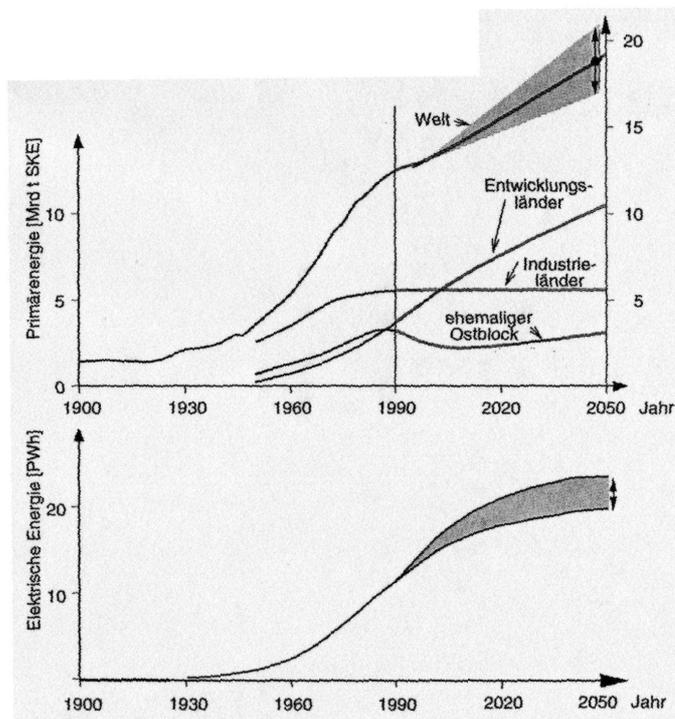


Abbildung 2.6: Entwicklung des weltweiten Bedarfs an Primärenergie (oben) und an elektrischer Energie (unten) [3]

darf der dritten Welt wächst dagegen überproportional (Abb. 2.5 rechts). Wie im unteren Teil von Abb. 2.6 erkennbar, verlaufen die Prognosen für den Bedarf elektrischer Energie analog (2 PWh 1960, 13.5 PWh 2000).

Würde der Gesamtenergiebedarf (17 Mrd. tSKE) der Welt durch Kohle gedeckt, entspräche

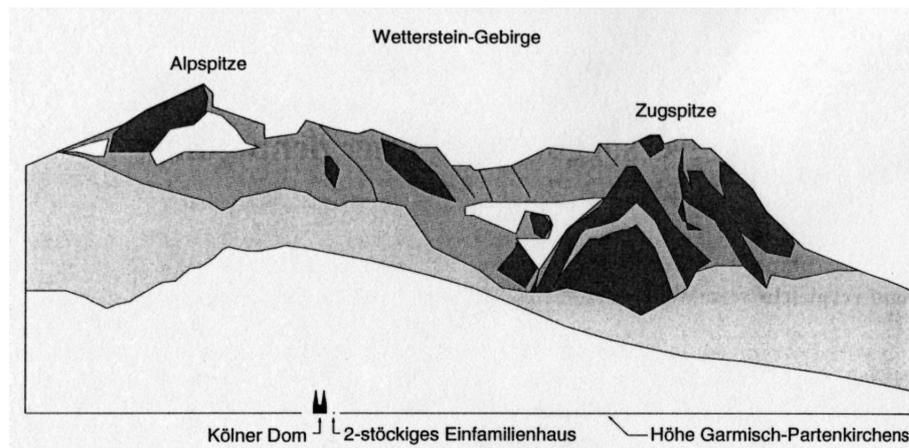


Abbildung 2.7: Wollte man den Weltjahresbedarf an Energie durch Kohleverfeuerung decken, wäre eine Halde von der Größe des Wettersteingebirges nötig. [3]

dies dem jährlichen Abbau und der Verfeuerung einer Kohlehalde von der Größe des Wettersteingebirges (Abb. 2.7)! Dies macht unmittelbar zwei Probleme der fossilen Energieträger deutlich. Zum einen ist dies die gewaltige Menge an CO_2 -Freisetzung (zur Zeit 24 Mrd. t p.a.). Abbildung 2.8 zeigt den Verbrauch von 1995. Auch wenn die Energieumsetzung (Verhältnis Nutzenergie zu Primärenergie -Kap.2.1 -) nach besten technischen Möglichkeiten optimiert würde, könnte man damit die CO_2 Emission nur um 40% senken. Nach Meinung vieler Umweltexperten zu wenig um der globalen Erwärmung (Treibhauseffekt) zu begegnen. Statt dessen steht leider sogar eine deutliche Erhöhung (rechter Teil der Graphik) bis 2050 zu erwarten. Vor allem die aktuelle (2002) Weigerung der USA zur Ratifizierung des Kyoto Protokolls läßt Bedenken aufkommen. Dieses kann nur in Kraft treten, falls so viele Staaten ratifizieren, daß 55% der globalen CO_2 -Emissionen vertreten sind. Bisher wurde das Protokoll von 96 Staaten ratifiziert. Eine Ratifikation Rußlands ist für diesen Nov. (2002) vorgesehen und könnte das Erreichen der 55% Schwelle bedeuten. Eine ausführlichere Diskussion dieser Aspekte folgt in Kapitel 11.

Der zweite Aspekt obiger Problematik besteht in der Verfügbarkeit der Ressourcen. Zwar haben sich die pessimistischen Voraussagen des 'Club of Rome' von 1970 über rasch schwindende Vorräte und explodierende Preise nicht bestätigt. Rohstoffe sind gemessen an der Kaufkraft billiger als noch vor 20 Jahren (vor Steuer!) und zur Zeit wächst die Menge an ausbeutungswürdigen Vorkommen noch schneller als der Abbau – die Ressourcen nehmen also scheinbar zu und es herrscht auf fast allen Sektoren ein Überangebot (bei Uran besteht zur Zeit ein Vorrat des sechsfachen Weltjahresbedarfs). Dies ist bedingt zum einen durch neue Erkundungen zum anderen aber auch durch verbesserte technische Möglichkeiten, die es erlauben, Bodenschätze rentabel abzubauen, die vor einigen Jahrzehnten noch nicht hätten genutzt werden können. Statistiken hierzu sind mit Vorsicht zu interpretieren, da viele dieser Vorkommen nur geschätzt werden. Abweichungen von bis zu einem Faktor fünf zwischen verschiedenen Quellen sind keine Seltenheit. Einen Überblick gibt Abb. 2.9 mit Tabellen.

Selbst nach pessimistischen Schätzungen reichen bei gleichbleibendem Verbrauch Öl und Gas noch ca. 50 Jahre, Kohle und Uran 200-300 Jahre. Von daher wird auch die Umschichtung weg von Öl auf Kohle und Uran verständlich. Könnte man Energie durch Fusion von Deuterium-Kernen gewinnen, würden die Vorräte für einige Milliarden Jahre ausreichen!

Auch hier ist der Beitrag der regenerativen Energien (Biomasse, Sonne (Kap. 8), Wind

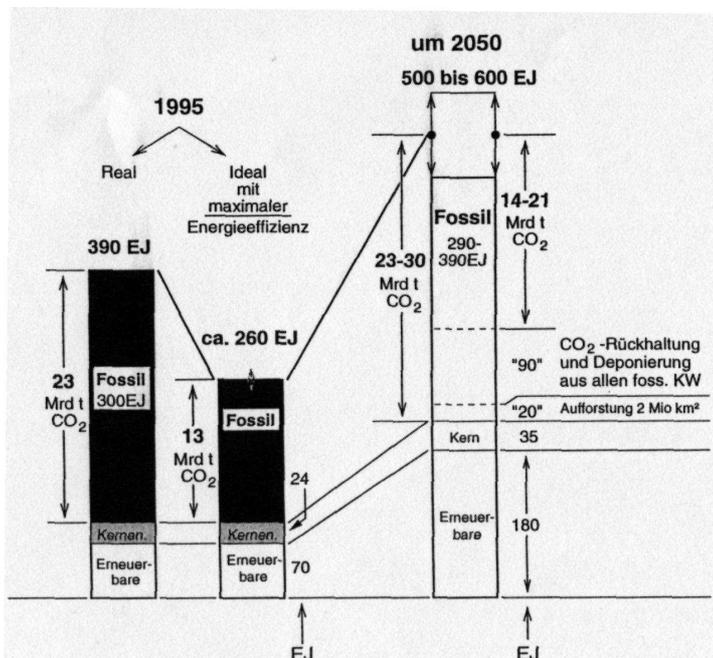


Abbildung 2.8: Weltweiter Bedarf an Primärenergie 1995 und resultierende CO₂ Entwicklung sowie Prognose für 2050 [3]

(Kap. 7), Geothermik, Wasserkraft (Kap. 9), Gezeiten) am schwersten zu quantifizieren. Die geringe Energiedichte bedingt einen hohen technischen und finanziellen Aufwand, und in vielen Fällen ist der Bedarf und die Dauer an Entwicklungsarbeit noch nicht abzuschätzen. Fossile Energieträger sind zur Zeit noch sehr preiswert, daher ist der Anreiz zur Entwicklung nur über staatliche Förderung und Subvention zu erzielen. Problematisch sind auch die zum Teil massiven Eingriffe in Natur (Wasserkraft) und Landschaftsbild (Windkonverter), die auf Akzeptanzprobleme in der Bevölkerung stoßen. Weiterhin eignen sich Tages- und Jahreszeit-abhängige Verfahren wie die Solartechnik oder auch die Windkraft nicht zur Grundlastdeckung. Mittelfristig ist daher noch kein wesentlicher Beitrag dieser Techniken zu erwarten.

In Deutschland mit zur Zeit 82,5 Mio Einwohnern belief sich der Primärenergieverbrauch 2004 auf 491 Mio tSKE (2001: 495 Mio tSKE, 2000: 483 Mio tSKE, 1999: 484 Mio tSKE). Diese Schwankungen sind im Wesentlichen den unterschiedlichen Witterungsbedingungen (Heizung) zuzurechnen. Die Prognosen für 2020 (bei schätzungsweise 79 Mio. Einwohnern) gehen von einer Senkung des Energieverbrauchs auf 250-350 Mio. tSKE aus. Öl ist und bleibt voraussichtlich die nächsten 20 Jahre der wichtigste Energieträger, auch wenn eine Abnahme von derzeit 40% auf 35% prognostiziert wird, vor allem wegen der Bedeutung in Transport und Verkehr. So hat sich der Individualverkehr seit 1950 grob verzwanzigfacht, und auch der Güterverkehr wächst beständig. Kohle bleibt bei 24%, aufgrund der geplanten Umschichtung der Stromerzeugung von Kern auf Kohle (Inbetriebnahme zweier neuer Kraftwerke in den neuen Bundesländern 2001). Gas verzeichnet aus dem gleichen Grund Zuwächse von 21% auf 28%. Die Kernenergie halbiert nach diesem Szenario ihren Anteil von 14% auf 7% und die regenerativen Energien steigen von ca. 3% auf 5.5%. Von diesen Energieträgern werden nur Kohle (fast 100%) und die reg. Energien (ca. 80%) aus heimischem 'Abbau' gedeckt. Uran wird zu 100%, Öl und Gas zu 97% bzw. 76% importiert.

Kategorisiert nach Verbrauchern entfallen auf Verkehr 27%, Industrie 30% und Private Haushalte 43% des Primärenergiebedarfs. Die Privatverbräuche untergliedern sich in Heizung (48%), Auto (36%), Haushalt (8%) und Warmwasser (7%).

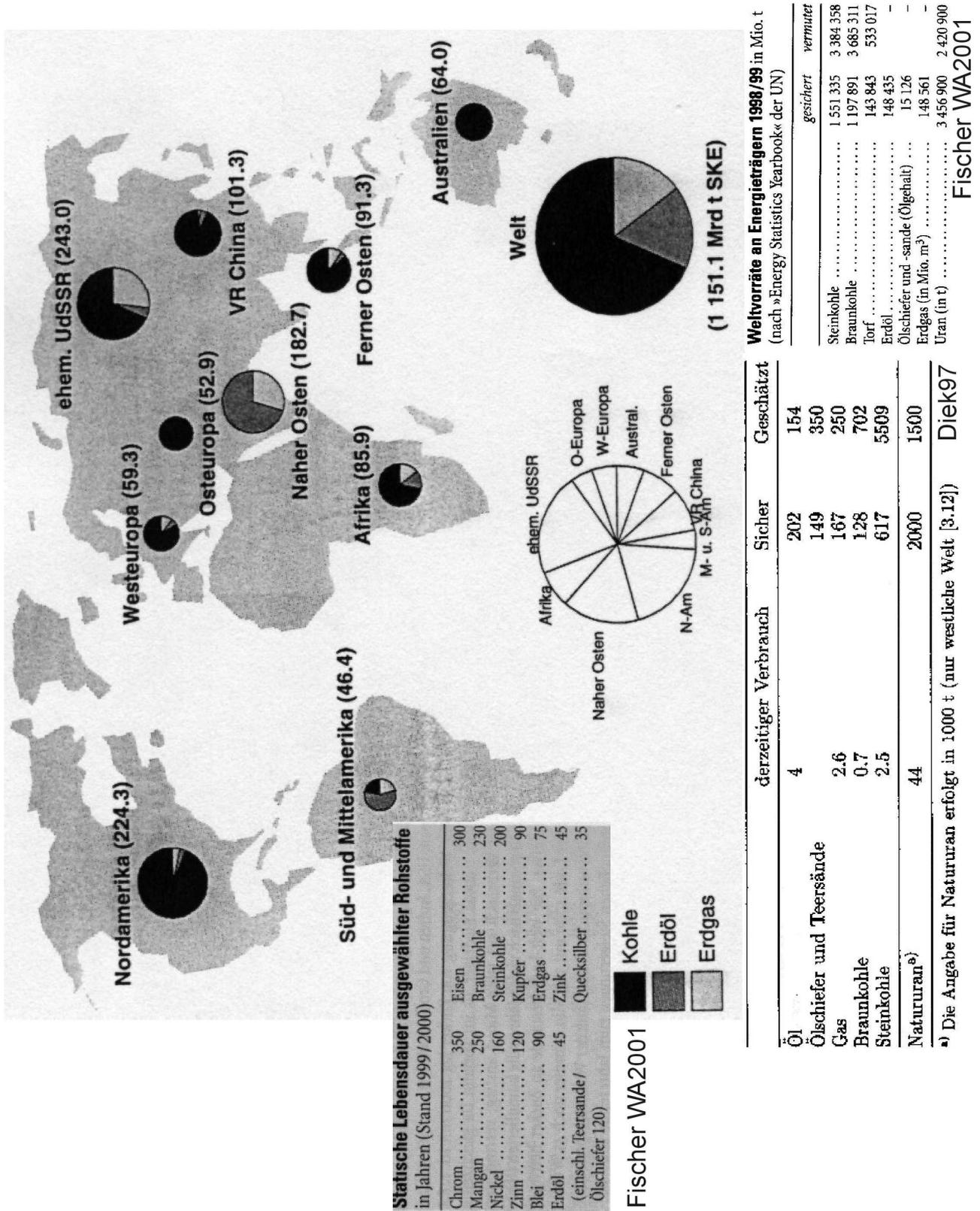


Abbildung 2.9: Weltweit wirtschaftlich gewinnbare Mengen an Primärenergie-Trägern [3, 2, 1]

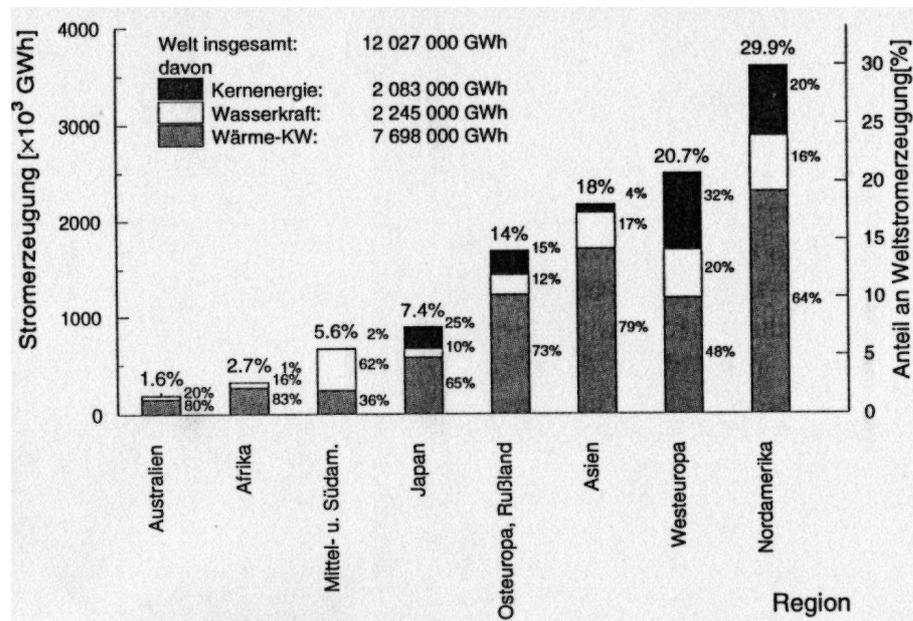


Abbildung 2.10: Regionale Verteilung der Stromerzeugung (Stand 1992) [3]

2006 wurden weltweit brutto 18.930 TWh (also $6.8 \cdot 10^{19}$ J) Strom produziert. Gemessen am Gesamtenergieumsatz von $5 \cdot 10^{20}$ J sind dies 15%, deutlich mehr sogar unter Berücksichtigung der Kraftwerkseffizienzen von 30-70% je nach Verfahren. Abbildung 2.10 zeigt die Aufteilung nach Kontinenten (Daten von 1992). Wie beim Gesamtenergieverbrauch, führt Nordamerika mit fast 30% vor Westeuropa und Asien (ohne Japan, das alleine 7.4% erzeugt). Mittel- und Südamerika sowie Afrika bilden trotz hoher Bevölkerungszahlen das Schlußlicht, wenn man einmal von dem dünn besiedelten Australien absieht. Der ‘Strommix’ ist ebenso unterschiedlich, je nach Rohstoffsituation der einzelnen Regionen. So erzeugt die arabische Welt ihren Strom fast ausschließlich aus Rohöl, während Gas in den Niederlanden (65%) und Irland (45%) die tragende Rolle übernimmt. Die Steinkohle dominiert in Südafrika und Dänemark (je 85%) sowie in den USA (60%). In den neuen Bundesländern Deutschlands spielt die Braunkohle eine sehr wichtige Rolle (75%), ebenso wie in Griechenland (60%). Faßt man beide (Stein- und Braunkohle) zusammen, so ergibt sich in Deutschland immerhin ein Anteil von deutlich über 50%, in China sogar von (75%). Kernenergie dominiert die Stromerzeugung in Frankreich und Litauen mit je 77%, Belgien (56%) und auch in Schweden (51%), welches einige Jahre

vor Deutschland bereits den Ausstieg aus der Kernenergie beschlossen hat.³ Die Wasserkraft spielt in Entwicklungs- und Schwellenländern eine große Rolle, z.B. Ghana, Kenia, Brasilien mit > 90% und Gesamt-Südamerika mit ~ 80%. Unter den Industrienationen sind Norwegen (fast 100%), die Alpenländer Österreich (66%) und die Schweiz (56%) zu nennen, sowie Kanada mit (62%).

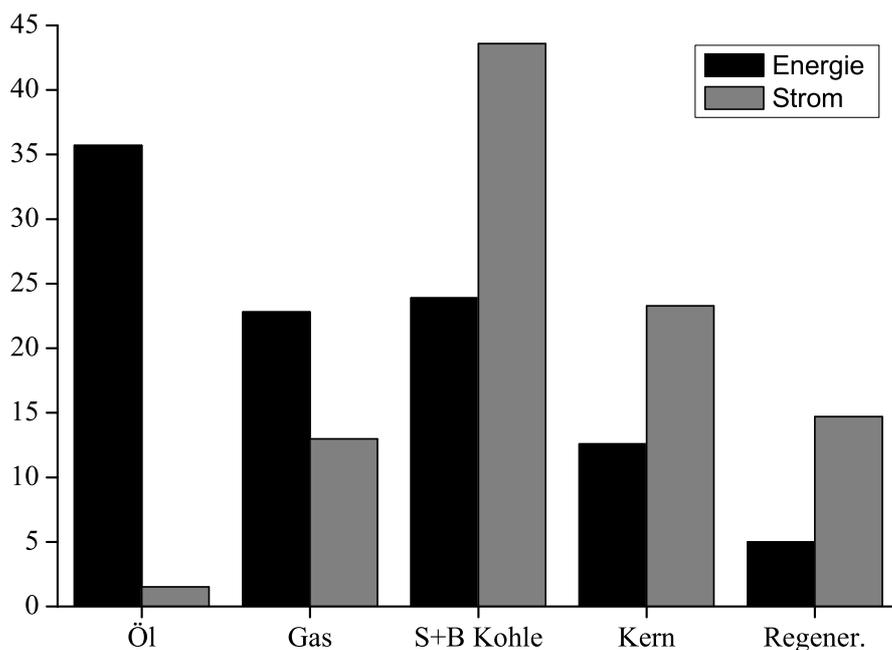


Abbildung 2.11: Anteil der Primärenergieträger in Deutschland gesamt (schwarz) und an der Stromerzeugung (grau). [www.bmu.de , www.spiegel.de]

Abb. 2.11 vergleicht den Anteil der Primärenergieträger in Deutschland (siehe auch Abb. 2.3) an der Gesamtenergiebilanz (schwarz) mit dem Energiemix der Stromerzeugung. Sehr auffällig ist der geringe Beitrag von Öl zur Stromerzeugung relativ zum Gesamtverbrauch. Hauptträger ist die Kohle mit 43,6% gefolgt von der Kernenergie (23,3%). Der Anteil von Gas liegt bei 13% und der der regenerativen Energien bei 14,7%. Letztere sind in Abb.2.12 detailliert aufgeschlüsselt. Den Hauptbeitrag leistet die Windkraft, gefolgt von Wasserkraft und Biomasse/Müllverbrennung. Die Photovoltaik hat nur einen verschwindenden Anteil. Die erzeugte Gesamtleistung p.a. wurde in den letzten 10 Jahren verdoppelt mit ungebrochenem Aufwärtstrend. In Tabelle 2.5 finden sich die Kosten für die Stromerzeugung nach Energieträgern, auf-

³Bislang ist nur ein KKW abgeschaltet worden. Der schwedische Ministerpräsident Goran Persson sagte im April 2001, dass weitere KKW's nur dann geschlossen würden, wenn regenerative Ersatzenergie ausreichend zur Verfügung stünden, was in absehbarer Zeit nicht der Fall sein wird

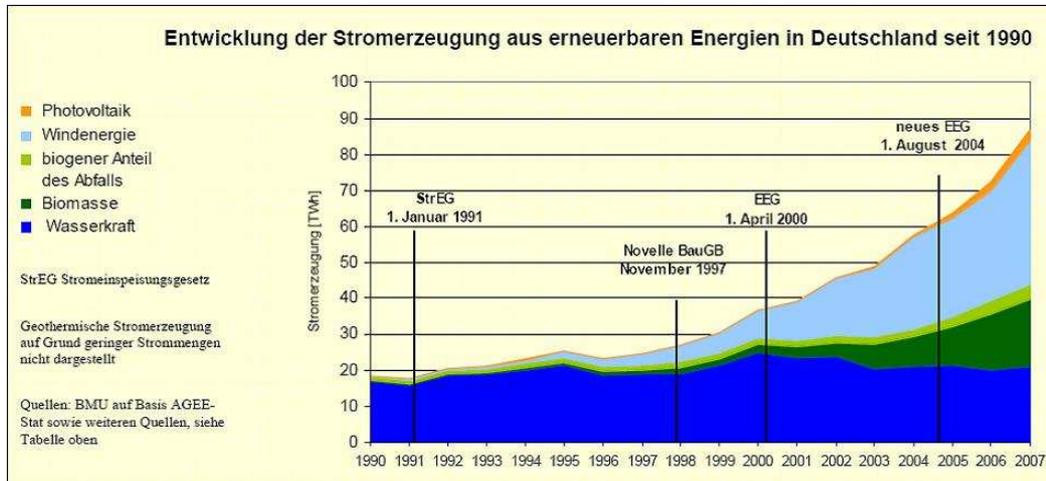


Abbildung 2.12: Anteil der Regenerativen Energien an der Stromerzeugung in Deutschland [www.bmu.de]

Gestehungskosten und Externe Kosten der Stromerzeugung

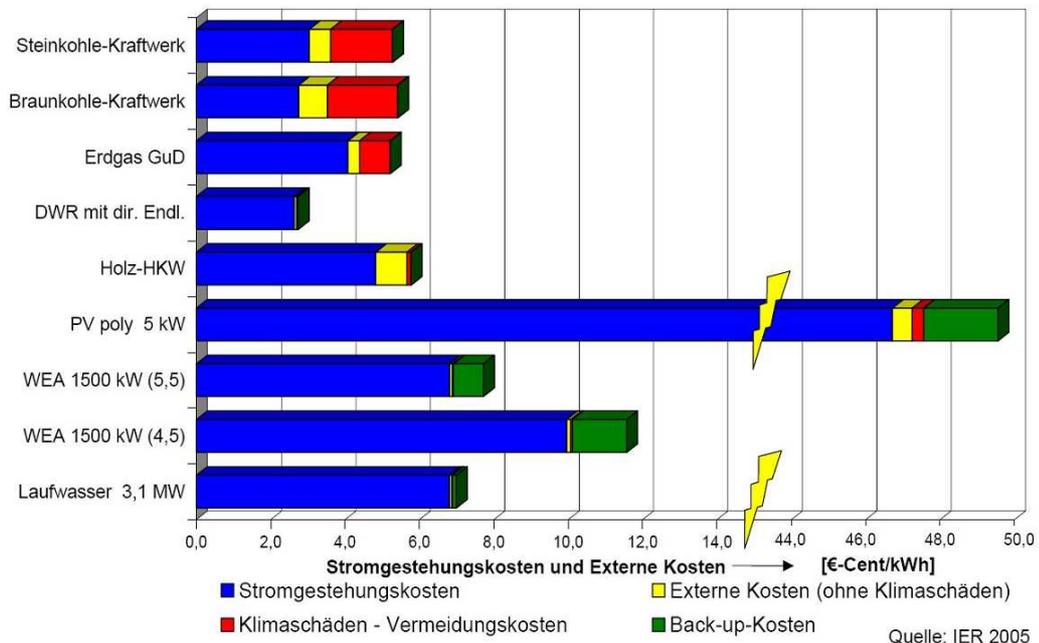


Tabelle 2.5: Kosten für die Stromerzeugung aus verschiedenen Energiequellen [www.ier.uni-stuttgart.de]

geteilt nach Investitionskosten für den Bau einer entsprechenden (Kraftwerks-)anlage, Erzeugungskosten und den erreichbaren Nutzungsdauern (h/a). Gas und Dampfkraftwerke (GUD) können zur Zeit den Strom mit 2.9 ¢ /kWh am günstigsten produzieren. Die Investitionskosten sind, verglichen mit Kern- oder Kohlekraftwerken recht gering. Die erreichbaren Volllastdauern liegen bei allen konventionellen Energieträgern bei annähernd 100%. Laufwasseranlagen erreichen diese Auslastung nicht, da ihr Ertrag von der Jahreszeit und Witterung (Niederschlagsmenge) abhängt. In noch stärkerem Maße gilt dies für Windenergie und Photovoltaik. Letztere vereint selbst in sonnigen Regionen (Kalifornien) die höchsten Gestehungskosten mit den niedrigsten Auslastungen. Die Stromerzeugungskosten liegen daher in Bereichen, die in absehbarer Zukunft ohne massive Subventionierung nicht konkurrenzfähig sein dürften (Kap. 11.2). Möchte man neben der Kostenfrage auch die Umweltaspekte verschiedener

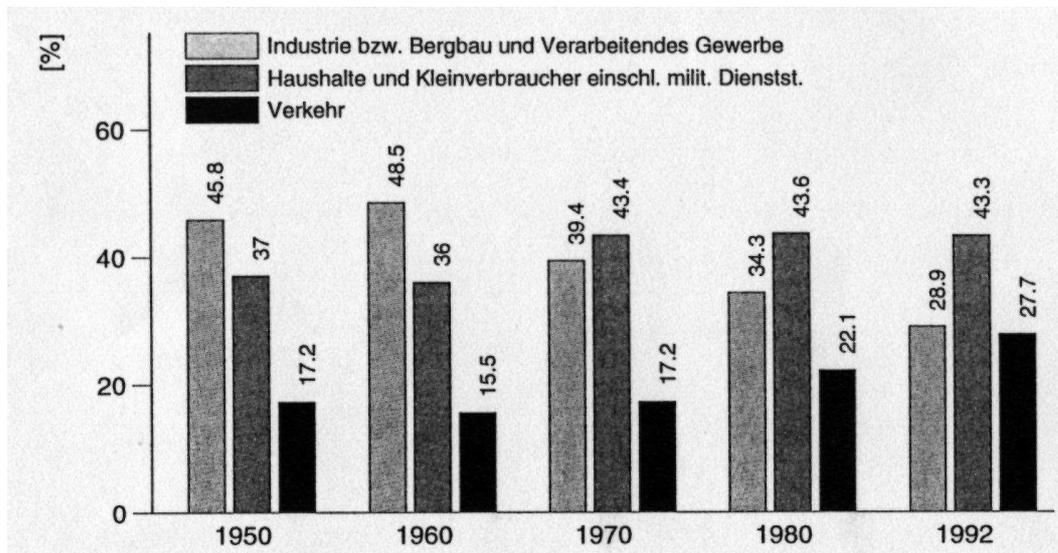


Abbildung 2.13: Verbraucher von End-Energie in Deutschland [3]

Stromerzeugungsmethoden einbeziehen, wird der sogenannte *Erntefaktor* wichtig. Er ist ein Maß für das Verhältnis von Endenergieertrag zur Aufwendung an Primärenergie nicht nur zum Betrieb einer Anlage, sondern auch für deren Bau und Abriß/Entsorgung. Auch hier schneiden die Solarzellen, für deren Herstellung zur Zeit noch in etwa die gleiche Energiemenge benötigt wird, die sie innerhalb ihrer Lebensdauer als elektrische Energie produzieren, nicht besonders gut ab. Allerdings steigen in dieser Betrachtungsweise auch die Kosten für andere Energieträger (Entsorgungsproblematik der Kernenergie).

In Deutschland wurden im Jahre 2004 491 Mio. tSKE (= $1.4 \cdot 10^{19}$ J) Energie verbraucht.

Abbildung 2.13 zeigt die Aufteilung des Verbrauchs seit 1950 auf Industrie, Haushalte und Verkehr. Einer kontinuierlichen Abnahme des Industrieanteils steht eine Zunahme bei den Kleinverbrauchern und dem Kfz-Verkehr gegenüber. Beim Stromverbrauch (2001(2000): brutto erzeugt.: 575(571) Mrd. kWh, netto verbraucht 532(528) Mrd.kWh = $2 \cdot 10^{18}$ J), liegt der Industrieanteil hingegen bei 48%, Private Haushalte (26%) und Kleinverbraucher (23%) haben zusammen einen ähnlichen Anteil, während der Verkehr nur ca. 3% konsumiert, da dessen Hauptenergieträger das Öl ist.

Abbildung 2.14 zeigt die Entwicklung der CO₂-Emissionen von 1990 bis 2006. Im Jahr 2006

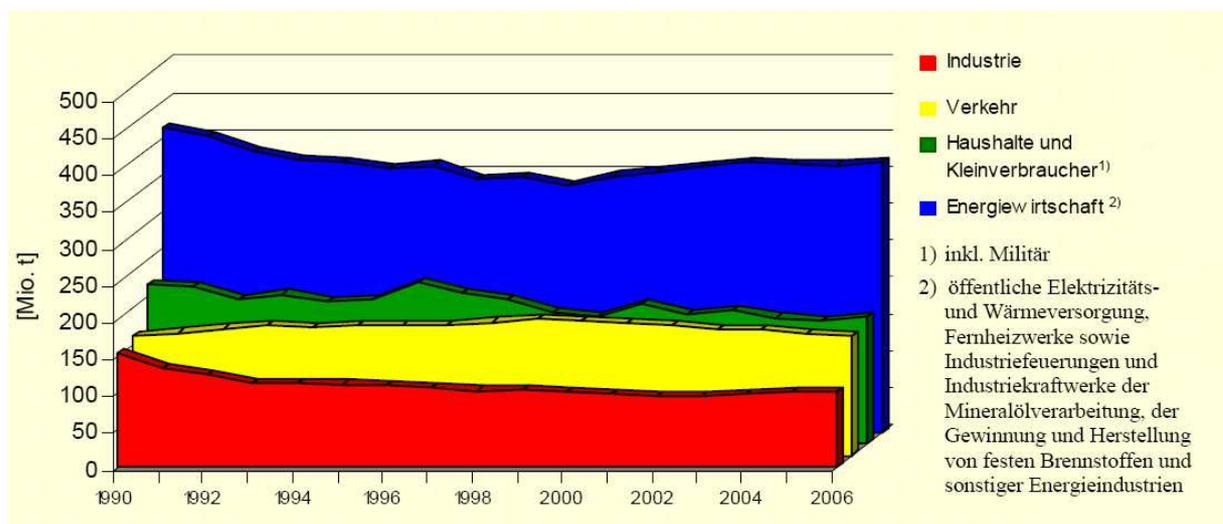


Abbildung 2.14: CO₂ Emission in Deutschland nach Verbrauchern [www.bmu.de]

wurden in Deutschland knapp 800 Mio t CO₂ emittiert, mehr als ein Drittel hiervon von Kraftwerken, gefolgt von Haushalten, Verkehr und Industrie. Die EU-Osterweiterung und die zentrale Lage Deutschlands wird langfristig zu einer weiteren Zunahme des Straßenverkehrs führen. Trotz der in den letzten Jahren erfolgreichen Bemühungen, diesen Ausstoß zu reduzieren, ist es noch unsicher, ob die Vorgaben des Kyoto-Protokolls (vor allem mit gleichzeitig erfolgreichem Ausstieg aus der Kernenergie) erfüllt werden können (siehe Diskussion in Kap. 11).

3 Stromerzeugung

3.1 Grundlagen

Die Grundlage der *dynamischen* Stromerzeugung (nicht Batterie) ist die Induktion eines elektrischen Stroms in einer Leiterschleife, die einen zeitlich veränderlichen magnetischen Fluß umschließt (FARADAYSches Induktionsgesetz). Zum tieferen Verständnis machen wir einen kurzen Ausflug in die Elektrodynamik.

Die MAXWELL-Gleichungen beschreiben den Zusammenhang zwischen Ladungen, elektrischen und magnetischen Feldern in differentieller Form:

$$\nabla \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \rho \quad (3.1)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} \right) \quad (3.4)$$

Dabei bedeutet Gl.(3.1), daß die Divergenz des elektrischen Feldes \vec{E} proportional der in diesem Raumelement vorhandenen Ladungsdichte ρ ist (elektrische Ladungen sind Quellen elektrischer Feldlinien) und Gl.(3.2), daß die Divergenz des Magnetfeldes \vec{B} verschwindet, d.h. aus jedem Volumenelement genauso viele magnetische Feldlinien ein- wie austreten. Es gibt also keine (statischen) Quellen des Magnetfeldes (magnetische Monopole). Gleichung(3.3) besagt, daß jedes sich zeitlich ändernde Magnetfeld ein elektrisches Wirbelfeld erzeugt. Gleichung(3.4) ist das Analogon für die Erzeugung magnetischer Wirbelfelder. Allerdings tritt hier ein zusätzlicher Term auf, die elektrische Stromdichte \vec{j} . Dies ist die differentielle Formulierung der H. ØRSTEDTSchen Entdeckung, daß ein stromdurchflossener Leiter von einem Magnetfeld umschlossen wird.

Durch Integration (über eine Fläche A) ergibt sich das Induktionsgesetz

$$U_{Ind} = -\frac{\partial}{\partial t} \Phi \quad , \quad (\Phi = \vec{B} \cdot \vec{A}). \quad (3.5)$$

In einer Leiterschleife der Fläche A wird durch die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses Φ die Spannung U_{Ind} induziert. \vec{A} ist die Flächennormale, also der Vektor, senkrecht zur Fläche A und proportional zu deren Flächeninhalt. Das negative Vorzeichen ist Ausdruck der LENZschen Regel, daß der induzierte Effekt seiner Ursache entgegenwirkt (sonst hätte man positives Feedback und eine Verletzung der Energierhaltung).

3.2 Gleich- und Wechselstrom-Generatoren

Die Änderung des magnetischen Flusses kann durch eine zeitliche Änderung des Magnetfeldes selbst (Elektromagnet), durch eine räumliche Bewegung der Leiterschleife im konstanten Magnetfeld (statisches Feld eines Permanentmagneten) oder durch eine Kombination aus bei-

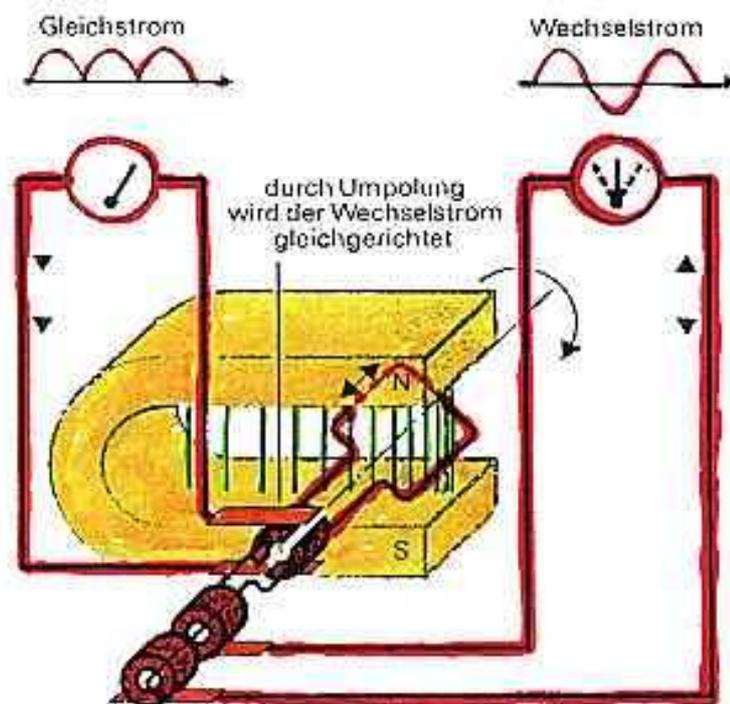


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip von Gleich- und Wechselstromgenerator. Der Unterschied besteht hier nur im Abgriff der Spannung (Kommutator beim Gleichstromgenerator) [www.wasserkraft.de]

dem hervorgerufen werden. Abbildung 3.1 verdeutlicht den zweiten Fall. Eine Leiterschleife (Rotor) dreht sich im statischen homogenen Magnetfeld zwischen den beiden Polen eines Permanentmagneten (Stator). Die induzierte Spannung wird durch sogenannte Bürsten von der rotierenden Achse abgegriffen. Durch Variation des Abgriffs kann diese Maschine als Gleich- oder Wechselstromgenerator fungieren. Verbindet man die beiden Enden der Leiterschleife immer mit demselben Anschluß erhält man eine 1-Phasen Wechselspannung, werden die Anschlüsse durch einen sogenannten Kommutator periodisch (alle 180°) vertauscht, erzielt man eine Gleichrichtung (3.2, oben), mathematisch wird der Verlauf durch $|\sin(\omega t)|$ beschrieben. Für technische Anwendung bedarf diese variierende Gleichspannung noch der Glättung durch z.B. einen Kondensator. Generatoren mit statischem Magnetfeld spielen heute keine Rol-

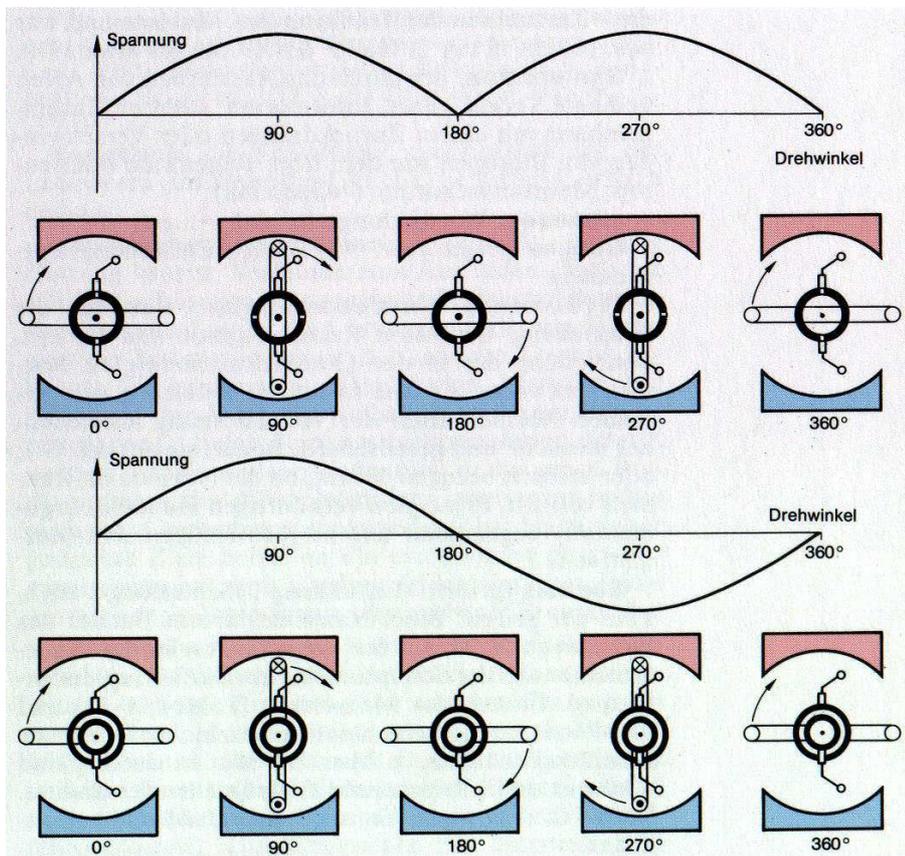


Abbildung 3.2: Spannungsverlauf beim Gleichstrom- (oben) und Wechselstromgenerator (unten). [4]

le mehr. Permanentmagnete sind zu schwer und zu teuer. Die Felder werden ausschließlich durch Elektromagnete, also Erregerspulen erzeugt. Ein prinzipieller Nachteil dieses Verfahrens ist allerdings, daß zur Erzeugung des Magnetfelds ein Strom benötigt wird, der zur Verfügung stehen muß, damit der Generator ‘anläuft’. Einen Durchbruch erzielte 1866 SIEMENS mit der Entwicklung des *dynamoelektrischen Prinzips*. Abb. 3.3 zeigt den ersten nach diesem Prinzip arbeitenden Generator, der heute im Deutschen Museum in München steht. Die Weicheisen-

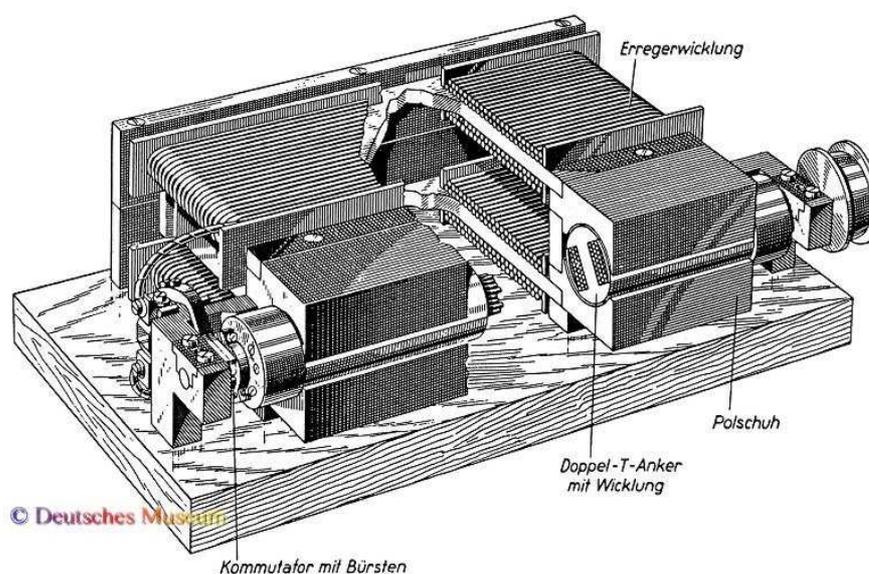


Abbildung 3.3: Erster selbsterregender Generator (Dynamoelektrisches Prinzip) von Siemens 1866 [www.deutsches-museum.de]

teile des Generators (Joch) behalten nach dem Betrieb eine Restmagnetisierung (Remanenz). Diese sorgt beim erneuten Anfahren für ein kleines Magnetfeld, das eine kleine Spannung liefert, die wiederum die Erregerspule speist. Auf diese Weise ‘schaukelt sich der Generator auf’ bis zum Erreichen der Sättigungsmagnetisierung, er ist selbsterregend.

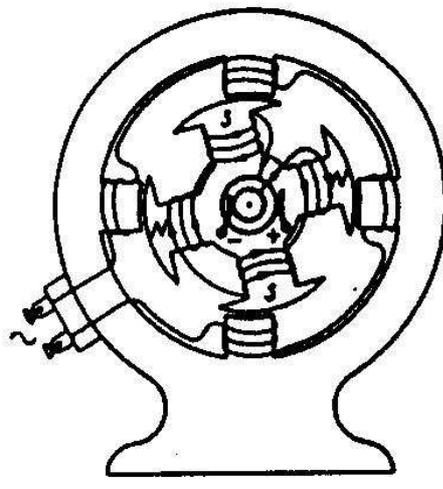


Abbildung 3.4: Wechselspannungsgenerator mit vierfachem Joch. Abwechselnde Polung wird durch gegenläufige Wicklung erzielt [2]

Bei den bisher behandelten Generatoren wird pro Umdrehung genau eine Spannungsperiode (2π) durchlaufen. Zur Erzeugung von 50 Hz Wechselstrom sind also 3000 U/min erforderlich. Aus technischen Gründen sind oft niedrigere Drehzahlen des Generators erwünscht. Man schafft Abhilfe durch sogenannte Multipolgeneratoren, die mit Magnetfeldern höherer Ordnung arbeiten. Abb.3.4 zeigt ein Beispiel eines 4-Pol-Generators, der ein magnetisches Quadrupol-

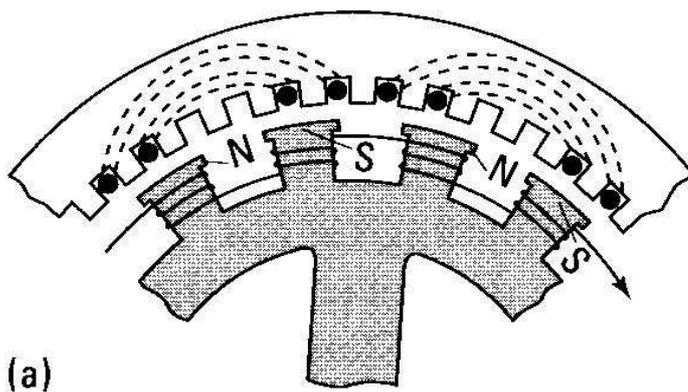


Abbildung 3.5: (Multi-)Innenpolsynchrongenerator. Der Stator ist hier zur Wechselstromerzeugung geschaltet. [5]

feld erzeugt. Es fällt auf, daß hier das Magnetfeld durch den *Rotor* erzeugt wird (Innenpol-generator), die Nutzspannung entsteht im *Stator*. Der Grund hierfür ist, daß die Ströme zum Erzeugen des Magnetfeldes i.A. viel kleiner sind, als die erzeugten Nutzströme. Die Ströme der Rotorwicklung müssen aber über die Kontakte an der Welle (Bürsten) geführt werden, was Verluste mit sich bringt. Daher ist es sinnvoll, die höheren (Nutz-)Ströme auf dem Stator zu führen. Nur Gleichstromgeneratoren haben den Erreger im Stator und die Spannungserzeugung auf dem Rotor (wegen des Kommutators). Kraftwerksgeneratoren (Drehstrom) arbeiten ausschließlich nach diesem Prinzip, teilweise mit Erzeugung des Erregerstroms direkt auf der Welle (siehe Ende des Kapitels). Abbildung 3.5 zeigt einen technischen Multi-(Innen-)pol Generator. Die Pole des Rotors sind abwechselnd gegenläufig mit dem stromführenden Leiter umwickelt (Ankerspulen), erzeugen also abwechselnd magnetischen Nord- und Südpol. Die Statorwicklung ist entsprechend der gepunkteten Linien als 1-Phasen Wechselstrom Abgriff geschaltet, kann aber leicht zur Erzeugung von technischem Drehstrom verändert werden (siehe unten). Abb.3.6 zeigt den Feldverlauf in einem Kraftwerks Synchrongenerator.

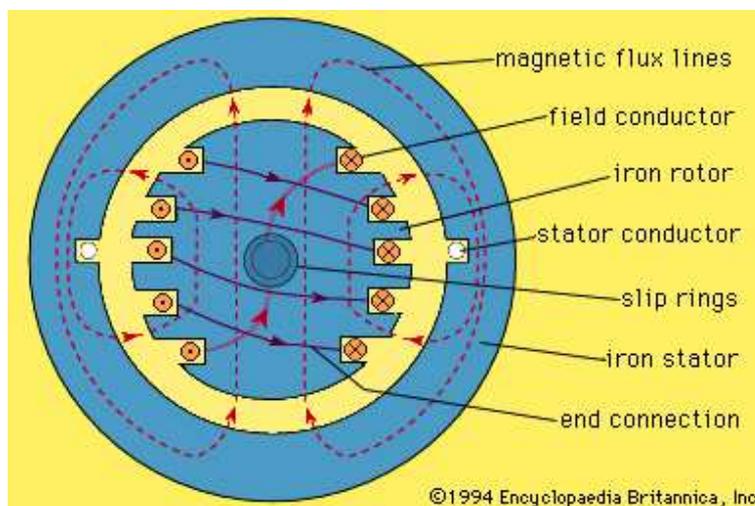


Abbildung 3.6: Schema eines heute in der Stromerzeugung eingesetzten Drehstromgenerators [6].

3.3 Drehstrom

Alle großen Kraftwerksgeneratoren liefern heutzutage 3-Phasen Drehstrom. Auch der im Haushalt übliche 230 V 1-Phasen Wechselstrom wird aus diesem ‘gewonnen’ (siehe unten). Zur Verdeutlichung diskutieren wir zuerst den 2-Phasen Drehstrom. Werden zwei Leiterschleifen

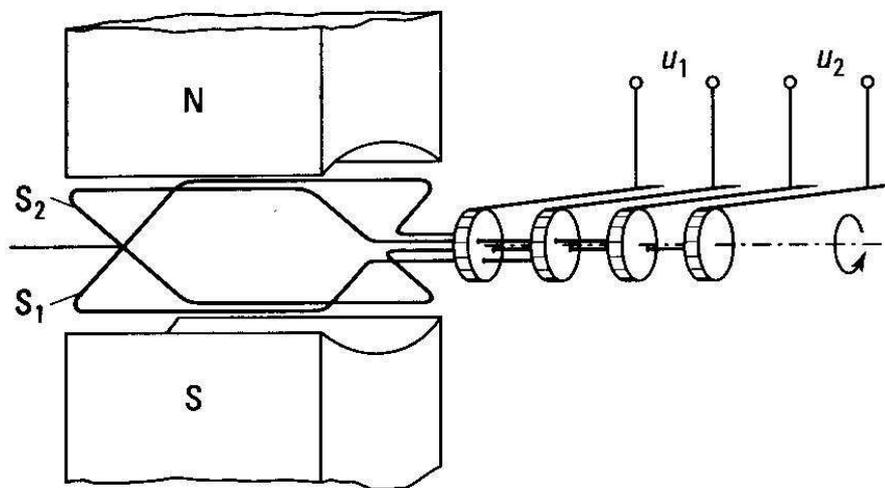


Abbildung 3.7: Generator zur Erzeugung von 2-Phasen Drehstrom [5]

S_1, S_2 , die in einem Winkel von 90° zueinander stehen mit der Winkelgeschwindigkeit ω im homogenen Magnetfeld gedreht (Abb.3.7), so unterscheiden sich die resultierenden Spannungen um die Phase $\pi/2$. Die Spannungsverläufe werden also beschrieben durch

$$U_1 = U_0 \cos \omega t \quad (3.6)$$

$$U_2 = U_0 \sin \omega t \quad (3.7)$$

Führt man diesen Strom einem um 90° zueinander gedrehten Spulenpaar zu (Abb.3.8), so entsteht aus der Überlagerung zweier zeitlich veränderlicher Magnetfelder ein magnetisches

Drehfeld mit Betrag B_0 und Winkelgeschwindigkeit ω (FERRARIS 1888).

$$B_x = B_0 \cos \omega t \quad (3.8)$$

$$B_y = B_0 \sin \omega t \quad (3.9)$$

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 \quad (3.10)$$

Der Nachweis dieses Drehfeldes erfolgt durch eine drehbar gelagerte Magnetnadel (a) oder einen spitzengelagerten leitenden Zylinder (b). Der erste Fall entspricht dem *Synchronmotor*, wobei die Magnetnadel als ‘Läufer’ dient. Im zweiten Fall ist der rotierende Zylinder der Kurzschlußläufer (siehe unten) eines *Asynchronmotors*. Die Funktionsweise des ersteren ist sofort einleuchtend, der Permanentmagnet folgt dem rotierenden Magnetfeld *synchron*, d.h. mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit ω . Das Prinzip des Asynchronmotors, dessen Drehfrequenz

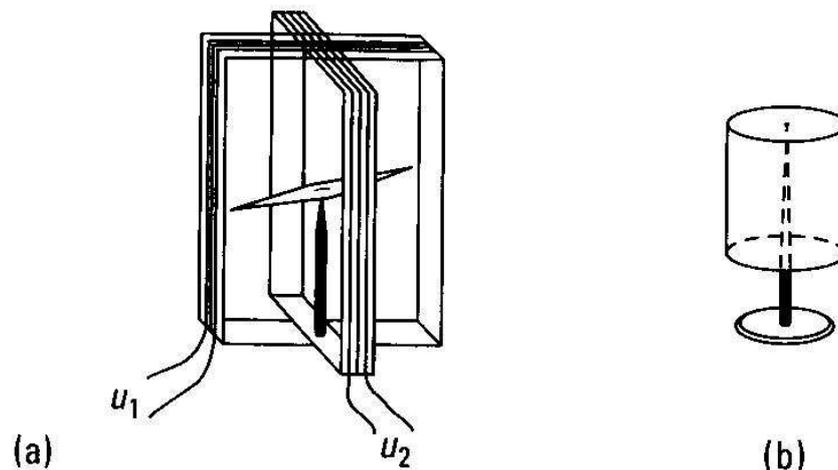


Abbildung 3.8: Nachweis des magnetischen Drehfeldes synchron(a) und asynchron (b) [5]

von ω abweicht, eben weil er *asynchron* läuft, ist etwas schwerer verständlich und wird anhand von Abb. 3.9 diskutiert. Ein magnetisches Drehfeld (symbolisiert durch den rotierenden Stabmagneten) mit Kreisfrequenz ω induziert in dem Läufer (hier eine zylindrische Metallplatte) gemäß Gl. 3.3 ein elektrisches Wirbelfeld. Dabei ist bei angenommener Drehung des ‘Magneten’ gegen den Uhrzeigersinn, die zeitliche Änderung des Magnetvektors in die Papierebene hineingerichtet (rechte Seite des Zylinders), das elektrische Wirbelfeld verläuft entsprechend in der Papierebene gegen den Uhrzeigersinn. Dieses elektrische Feld wiederum hat in einem Leiter einen Stromfluß (Wirbelstrom) zur Folge, der gemäß Gl. 3.4 ein Magnetfeld hervorruft.

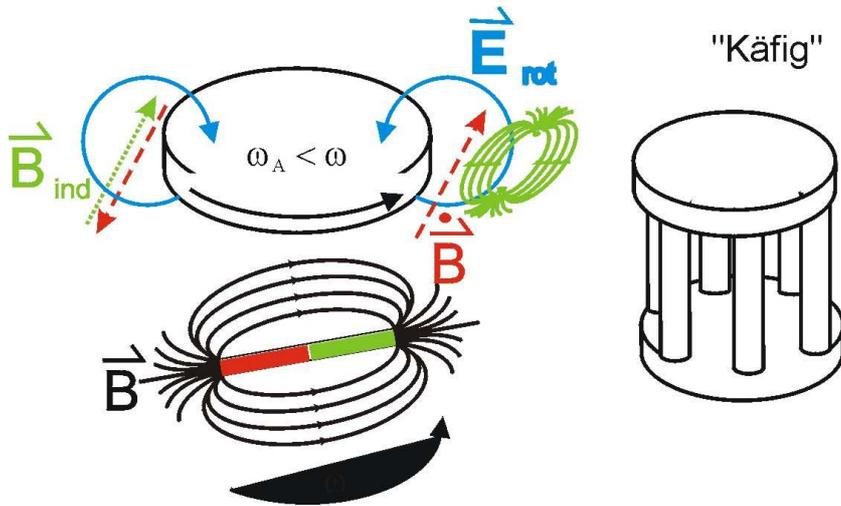


Abbildung 3.9: Prinzip des Asynchronmotors (links) und Käfigrotor (Kurzschlußläufer, rechts)

Dieses ist auf der linken Zylinderseite als \vec{B}_{ind} angedeutet. (Auch dies ist natürlich ein Wirbel-feld.) Dieses induzierte Feld letztendlich wechselwirkt mit dem ursprünglichen magnetischen Drehfeld und setzt den Läufer des Asynchronmotors in Bewegung. Man kann auch sagen, durch die Induktionsströme wird im Läufer ein zeitlich veränderliches magnetisches Moment erzeugt, oder das magnetische Drehfeld erzeugt im Läufer Induktionsströme, die eine Kraftwirkung vom Magnetfeld erfahren. Das Resultat ist jedenfalls eine Drehbewegung des Läufers (Ankers) mit einer Drehzahl $\omega_A < \omega$. Die Drehzahl des Läufers ist dabei immer kleiner als die des Drehfeldes, denn nur so werden Induktionsströme und Drehmoment erzeugt. Das Zurückbleiben hinter der Drehzahl heißt *Schlupf*. Die Differenz $\omega - \omega_A$ heißt *Schlupfdrehzahl*. Der Schlupf steigt mit Belastung des Motors. Man kann zeigen [5], daß das Drehmoment des Motors der Schlupfdrehzahl und dem Quadrat des magnetischen Flusses proportional ist. In einem realen Motor wird kein Zylinder sondern ein sogenannter 'Käfig' verwendet. Dieser leitet die induzierten Ströme entlang starker Kupferstäbe, die am Ende kurzgeschlossen sind. Daher hat er auch den Namen *Kurzschlußläufer*. Der Asynchron-Kurzschlußläufer ist der am häufigsten verwendete Elektromotor. Der erste wurde 1891 von M. v. DOLIVO-DOBROWOLSKY (AEG) vorgestellt. Er eignet sich vor allem für Antriebe mit konstanter Drehzahl.

Wird der Asynchronmotor als Generator betrieben (Asynchrongenerator), so muß die Antriebsfrequenz ω_A oberhalb der Frequenz des Drehfeld-erzeugenden Stromes im Stator liegen

um Induktionsströme aufzubauen (typ. ca. 1%). Diese verstärken das erzeugende Magnetfeld und ein Strom der Frequenz ω (also der Erregerfrequenz) wird zurück ins Netz gespeist. Ein Asynchron-Generator synchronisiert sich selbsttätig an das Netz. Außerdem hat er ein geringes maximales Drehmoment, ist also Getriebe-schonend. Er kommt aber wegen des hohen Blindstrombedarfs (siehe unten) praktisch nur in Windkraftanlagen zum Einsatz, wo die oben genannten Vorteile überwiegen.

An dieser Stelle folgt ein kurzer Einschub über das Phasenverhalten von Strom und Spannung beim Wechselstrom. Alle Begriffe sind allgemeingültig, auch wenn sie nur für den Fall des 1-Phasenwechselstroms abgeleitet werden. Die Leistung eines Systems in dem bei einer abfallenden Spannung $U(t) = U_0 \cos \omega t$ der Strom $I(t) = I_0 \cos(\omega t + \varphi)$ fließt ist gemittelt über die Zeit T :

$$P_{Wirk} = \langle IU \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T I(t)U(t) dt \quad (3.11)$$

$$= \frac{I_0 U_0}{T} \int_0^T \cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi) dt \quad (3.12)$$

$$= \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi \quad (3.13)$$

$$= I_{eff} U_{eff} \cos \varphi = \text{Wirkleistung} \quad (3.14)$$

Gleichung 3.14 ist die Definition der *Wirkleistung*, die nur dann der Gesamtleistung des Systems entspricht, wenn Strom und Spannung *in Phase* miteinander sind, die *Phasenverschiebung* φ also verschwindet. Des weiteren folgt aus den Gln. 3.13 und 3.14 die Definition des *effektiven Stroms* und der *effektiven Spannung*. Im Falle des Gleichstroms gilt $P = I_0 U_0$. Auch für perfekte Phasenanpassung ($\varphi = 0$) unterscheidet sich dies noch von Gl. 3.13 durch den Faktor $\frac{1}{2}$, den man zu gleichen Teilen auf Strom und Spannung aufteilt: Man definiert die effektiven Größen $U_{eff} = U_0/\sqrt{2}$ und $I_{eff} = I_0/\sqrt{2}$. Dies erlaubt, die Leistung wie im Falle des Gleichstroms als einfaches Produkt aus Strom und Spannung ohne Vorfaktoren zu schreiben. Unsere Haushaltsspannung hat also bei einem Spitzenwert von $U_0 = 311$ V eine effektive Spannung von $U_{eff} = 220$ V und ein Verbraucher mit $I_{eff} = 10$ A nimmt eine Leistung von 2200 W auf. Das Produkt

$$P_{sch} = I_{eff} U_{eff} \quad (3.15)$$

heißt auch *Scheinleistung*, weil es im allgemeinen, also für $\varphi \neq 0$ nicht der wahren zur Verfügung stehenden Leistung entspricht. Das Komplement zur Wirkleistung (Gl. 3.14) ist die *Blindleistung*

$$P_{Blind} = I_{eff} U_{eff} \sin\varphi \quad (3.16)$$

also anschaulich der Anteil, in dem Strom und Spannung außer Phase laufen und keine Wirkleistung verrichten.

Technische Bedeutung erlangt hat jedoch nicht der Zweiphasen- sondern der **Dreiphasendrehstrom**. Hier werden drei Ströme mit Phasendifferenz von je 120° generiert (Abb. 3.10), zum Beispiel durch ein entsprechend angeordnetes Spulentriplett.

$$U_1 (= R) = U_0 \cos(\omega t) \quad (3.17)$$

$$U_2 (= S) = U_0 \cos(\omega t + 2\pi/3) \quad (3.18)$$

$$U_3 (= T) = U_0 \cos(\omega t - 2\pi/3) \quad (3.19)$$

Die Phasen werden konventionell beim Generator (also beim ‘Stromlieferanten’) mit den Buchstaben R,S,T, beim Motor (also dem Verbraucher) mit U,V,W bezeichnet. Zusätzlich gibt es einen Nulleiter und eine Masse, also fünf Adern. Zur Verschaltung der drei Phasen gibt es

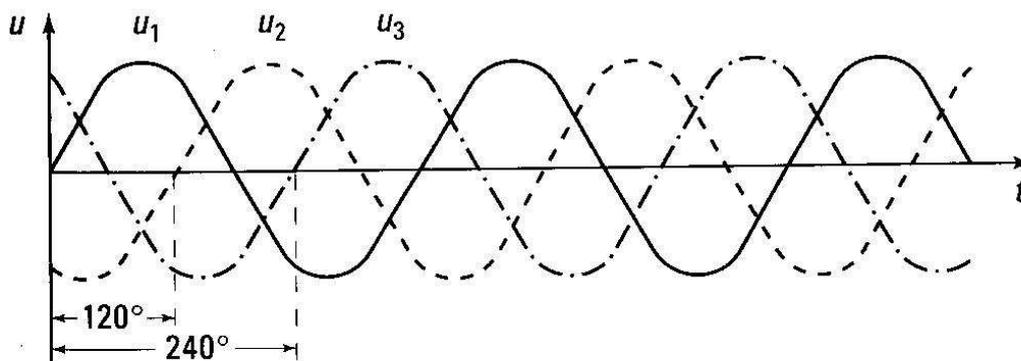


Abbildung 3.10: Spannungsverlauf beim 3-Phasen Drehstrom [5]

zwei prinzipiell verschiedene Anordnungen (Abb. 3.11). Links die Dreieckschaltung, rechts die Sternschaltung. Erstere bildet eine geschlossene Masche, das heißt die Ströme fließen im Kreis und summieren sich aufgrund der Phasenverschiebung zu Null. Allerdings wird diese Anordnung inherent asymmetrisch, sobald man eine der Phasen erdet. Die Sternschaltung erhält diese Symmetrie. Der Nulleiter bildet das Zentrum, die drei Generatorschleifen (oder

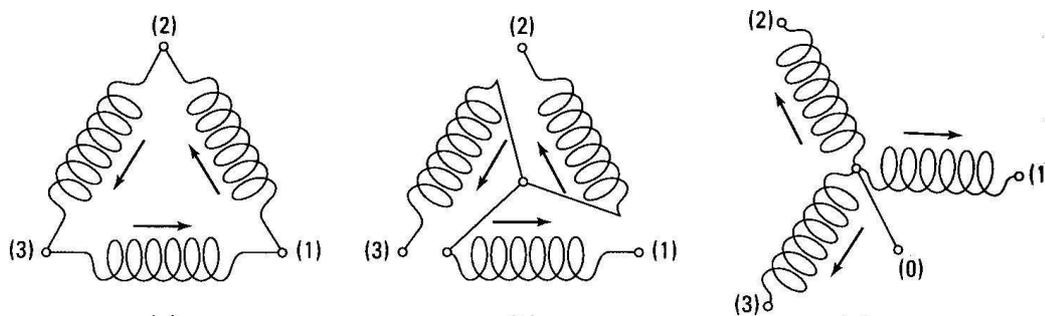


Abbildung 3.11: Generatorschaltung zur Erzeugung von 3-Phasen Drehstrom links Dreieck- rechts Sternschaltung mit Nulleiter [5]

Verbraucher) gehen sternförmig davon ab. Bei unserem Drehstrom-Netz in Deutschland liegen zwischen Nulleiter und jedem Ende des Sterns 220 V, zwischen je zwei Enden $\sqrt{3} \cdot 220 \text{ V} = 380 \text{ V}$ an, daher die gängige Bezeichnung 380 V-Drehstrom. Durch diese Symmetrie stehen drei unabhängige Spannungsquellen mit je 220 V zur Verfügung. In den meisten Haushalten wird das Einphasen-220 V-Netz, auf diese Art vom Drehstromnetz abgegriffen. Die Summe der Ströme hebt sich hier allerdings nur bei gleichmäßiger Verteilung der Last auf alle drei Verbraucher auf. Ist dies nicht der Fall, fließt ein Ausgleichsstrom über den Nulleiter. Abbildung

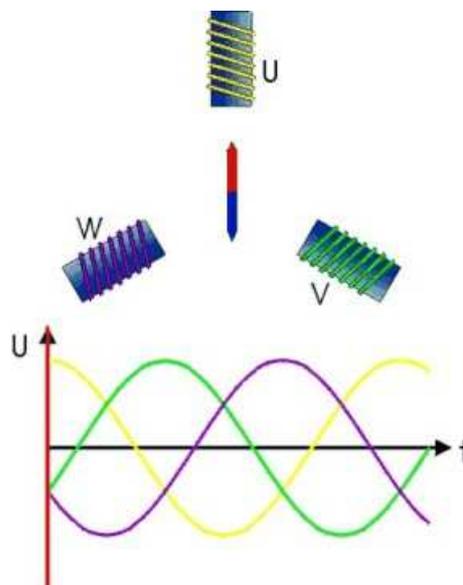


Abbildung 3.12: Prinzip des 3-Phasen Synchronmotors [www.htlsp.ac]

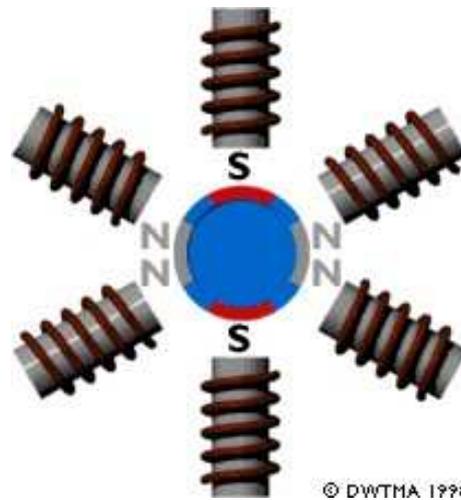


Abbildung 3.13: Prinzip des 4-Pol Synchron-Drehstromgenerators
[www.windpower.dk]

3.12 zeigt das Prinzip des 3-Phasen Drehstrom-Synchronmotors analog zu dem 2-Phasen-Fall (Abb. 3.8). Das magnetische Drehfeld wird von den drei Spulen U, V und W erzeugt, den Rotor bildet hier symbolisch ein Permanentmagnet, in der Praxis wird diese Aufgabe natürlich von einer Erregerspule übernommen. Auch hier kann zur Herabsetzung der Drehzahl der Motor/Generator in Multipolanordnung ausgelegt werden (Abb. 3.13). An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, daß der Stator eines Außenpol Motors/Generators für Synchron- und Asynchronbetrieb identisch sind. Lediglich der Rotor besteht im ersten Fall aus einem Magnetfelderzeugenden Erreger im zweiten aus einem Kurzschlußläufer (Käfig). Der Erreger des Synchronmotors muß auf die Zahl der Pole ausgelegt sein, der Käfig eines Asynchronmotors dagegen, paßt sich der Multipolordnung 'automatisch' an, sofern mehr Leiterstäbe als Pole vorhanden sind.

Bisher haben wir uns über die genaue Verschaltung der felderzeugenden Spulen keine Gedanken gemacht. Dies ist jedoch ein maßgeblicher Gesichtspunkt bei der Auslegung eines realen Generators. Abbildung 3.14 zeigt 3 prinzipielle Erregermechanismen auf. Der einfachste Fall ist die am Anfang des Kapitels diskutierte Fremderregung durch einen Permanentmagneten. Preis und Gewicht stehen einer großtechnischen Anwendung jedoch entgegen. Im zweiten Fall, der Fremderregung, sorgt eine stromdurchflossene Spule für das Magnetfeld. Der Strom stammt aus einer externen (fremden) Quelle. Die dritte Gruppe bilden die selbsterregenden Generatoren (dynamoelektrisches Prinzip). Der erste Generator dieser Art von Siemens (Abb. 3.3) ist ein Hauptschluß Generator. Der gesamte generierte Strom fließt durch die in

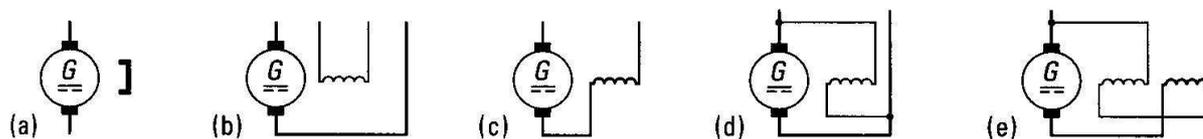


Abbildung 3.14: Erregungsmechanismen eines Generators (hier Gleichstrom) a) permanent, b) fremd, c)-e) selbsterregend: c) Hauptschluß, d) Nebenschluß, e) Doppelschluß [5]

Reihe geschalteten Feldspulen. Dies hat den Nachteil hoher Ohmscher Verluste. Beim Nebenschlußgenerator speist man nur einen Teil des erzeugten Stroms in die Spule ein, sie ist zum Generator parallel geschaltet. Wird der Generator allerdings stark belastet, d.h. erreicht oder unterschreitet die Last den Innenwiderstand des Generators, so bricht die Spannung und infolgedessen auch der Stromfluß durch die Feldspule zusammen. Das magnetische Feld wird geschwächt und die Generatorleistung sinkt gerade bei größter Beanspruchung immer weiter ab. Eine geschickte Kombination beider Verfahren beim Doppelschlußgenerator vermeidet diese Probleme. Ein Teil des Feldes wird im Haupt- ein anderer im Nebenschluß erzeugt. Bei Belastung steigt das Feld der Hauptschlusspule (höherer Strom), das der Nebenschlußpule sinkt (niedrigere Spannung) was sich im Idealfall kompensiert und zu einem lastunabhängigen Feld führt.

Wie schon oben erwähnt, kann normalerweise (d.h. im Neben- oder Doppelschlußverfahren) ein sehr viel höherer Strom erzeugt werden als für die Feldspulen benötigt wird. Daher ist es von Vorteil, diesen kleineren Strom über Bürsten zum Rotor zu führen (Innenpolmaschine). Noch besser ist die direkte Erzeugung des benötigten Erregerstroms auf der Achse. Abbildung 3.15 veranschaulicht die Funktionsweise eines modernen bürstenlosen Leistungsgenerators: Er besteht aus einem Hauptgenerator als Innenpolmaschine, einer Erregermaschine als Außenpolgenerator, einer Hilferregermaschine und einem Thyristorregler. Die mit einem Dauermagnetpolrad ausgerüstete Hilferregermaschine gibt beim Inbetriebsetzen des Generators eine der Drehzahl proportionale Spannung ab. Sie versorgt über den Spannungsregler die Erregerwicklung der bürstenlosen Drehstromerregermaschine. Die von der dreisträngigen Rotorwick-

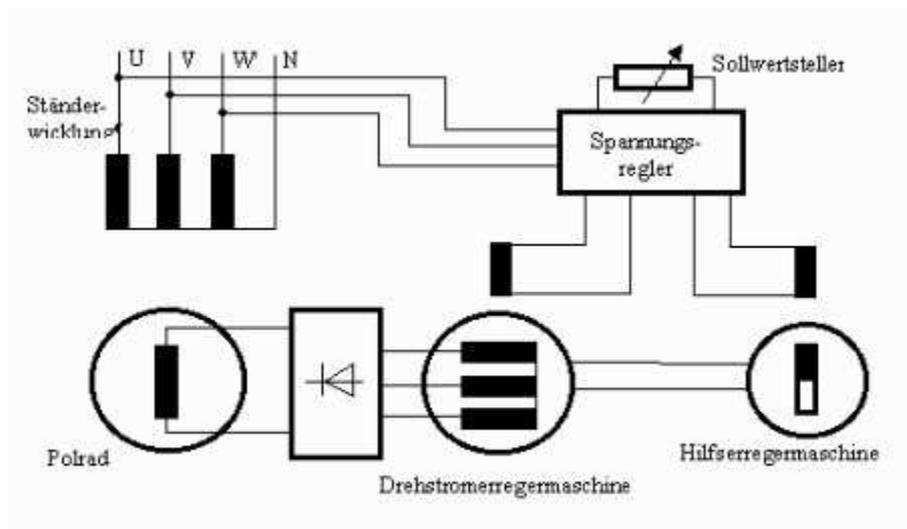


Abbildung 3.15: Moderne Leistungsgeneratoren besitzen einen auf der Achse des Rotors sitzenden Nebengenerator, der direkt oder nach Gleichrichtung den Strom für den Erreger liefert [www.membersaol.com/azahler100/Technik]

lung erzeugte Spannung wird in einer aus Dioden bestehenden Drehstrombrückenschaltung gleichgerichtet und als Gleichstrom dem Polrad des eigentlichen Generators zugeführt.

Abschließend können wir zusammenfassen: Generatoren zur Erzeugung elektrischen Stroms arbeiten mit einem sehr hohen Wirkungsgrad ($> 99\%$) und bilden das Glied mit den geringsten Verlusten in der Kette der Stromerzeugung. Man unterscheidet zwischen Gleich- und Wechselstromgeneratoren. Gleichstromgeneratoren spielen in der kommerziellen Stromerzeugung keine Rolle. Gleichstrommotoren sind dagegen in großer Zahl im Einsatz (vor allem bei wechselnden Umdrehungszahlen). Betrieben werden sie mit gleichgerichtetem Strom aus dem Drehstromnetz. Wechselstrom ist zu unterteilen in 3-Phasen-Wechselstrom (Drehstrom) und dem im Haushalt üblichen 1-Phasen Wechselstrom. Bei den Drehstromgeneratoren wurden zwei Systeme diskutiert, der Synchron- und der Asynchrongenerator. Hier noch einmal die wesentlichen Eigenschaften:

synchron:

- Inselbetrieb möglich
- kann Blindleistung liefern



Abbildung 3.16: Innenleben eines Kraftwerkgenerators

- separate Spannungsquelle für Erregerstrom nötig (u.U. Erzeugung auf eigener Achse)
- benötigt Synchronisierereinrichtung zur Einstellung auf Phase und Frequenz des Gesamtnetzes

asynchron:

- benötigt Fremdspannung (kein Inselbetrieb)
- benötigt Blindstrom aus dem Netz
- keine Erregereinrichtung nötig
- automatische Synchronisierung an Phase und Frequenz des Netzes
- einfach und robust

In der Kraftwerkstechnik kommen fast ausschließlich Synchronmaschinen zum Einsatz (Abb. 3.16), wohingegen der Asynchrongenerator zum Beispiel bei Windrädern verbreitet Anwendung findet. In der Antriebstechnik sind Asynchronmotoren wegen ihrer Einfachheit und

Robustheit etwas weiter verbreitet als Synchronmotoren. Durch moderne Halbleiterleistungsregler wird es möglich, die Frequenz des Stroms für den Motor beliebig einzustellen (man wird von der Netzfrequenz unabhängig) und so erschließen sich Drehstrommaschinen auch die bisherige Domäne der Gleichstrommotoren.

4 Fossile Energieträger

Die in diesem Kapitel beschriebenen Kraftwerke nutzen fossile Energieträger als Brennstoff (Kohle, Gas, Öl) und gehören, wie auch die in Kap. 5 behandelten Kernkraftwerke zur Gruppe der *Wärmeleistungswerke*. Um deren Funktionsweise zu verstehen, ist ein kurzer Abriß der zugrundeliegenden Thermodynamik nötig. Deshalb werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels (Kap. 4.1) kurz die Grundgleichungen der Thermodynamik wiederholt und in Kap. 4.2 das Prinzip der Wärmeleistungsmaschine erläutert. In diesem Zusammenhang wird auch die wichtige physikalische Obergrenze des Wirkungsgrades diskutiert. Im folgenden Abschnitt (Kap. 4.3) wird das generelle Prinzip eines Kohleleistungswerks erläutert und zum Schluß (Kap. 4.4) auf die Schadstoffemission sowie auf Möglichkeiten zu deren Minimierung eingegangen.

4.1 Thermodynamische Grundgleichungen

Leider haben sich im Laufe der Zeit verschiedene Bezeichnungen für gleiche Größen eingebürgert, so daß als erstes die hier verwendeten Begriffe definiert werden sollen. Es wird weitgehend die Notation des Buches „Statistical Mechanics“ von R.K. Pathria [7] adaptiert. Das Kernstück jedes thermodynamischen Ansatzes muß die Entropie S sein. Sie ist definiert über die Anzahl Ω der Mikrozustände eines makroskopischen Systems bei der Energie E :

$$S = k_B \ln \Omega \quad (4.1)$$

k_B ist die Boltzmann Konstante. Eine nützliche Hilfe mit der sich die meisten grundlegenden Identitäten und Zusammenhänge ableiten lassen, stellt das **Thermodynamische Viereck** dar (Abb. 4.1). Es enthält an den Kanten die vier Potentiale *totale Energie* (\mathcal{E} oder auch \mathcal{U})¹, die *Helmholtz'sche freie Energie* (\mathcal{F} oder auch \mathcal{A}), die *Gibbs'sche freie Energie* (\mathcal{G}) und die *Enthalpie* (\mathcal{H}). Der besseren Unterscheidung wegen sind diese im Script-Zeichensatz eingetragen, werden aber in den folgenden Formeln in normalem Schrifttyp dargestellt. An den

¹Hier und bei der Helmholtz'schen freien Energie sind beide Bezeichnungen gängig (oft: $\mathcal{U} = \langle \mathcal{E} \rangle$) und in der Literatur oftmals sogar in einem Werk parallel anzutreffen.

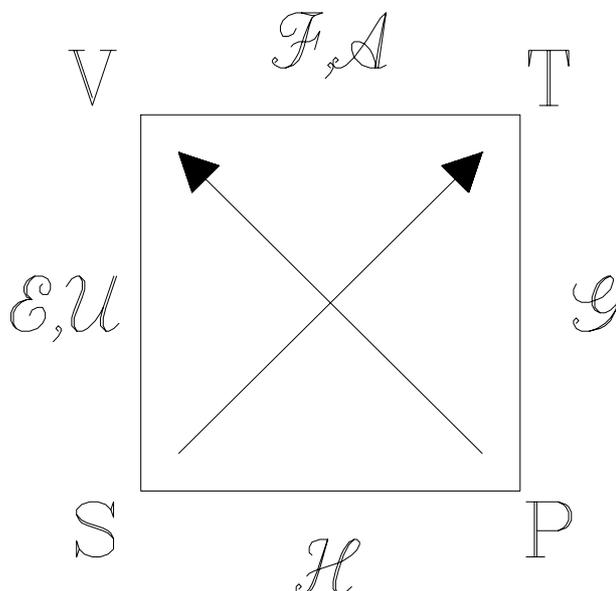


Abbildung 4.1: Thermodynamisches Viereck. Interpretation siehe Text

Ecken des Quadrats erscheinen die Variablen *Entropie* (S), *Volumen* (V), *Temperatur* (T) und *Druck* (P). Jedes Potential hat zwei „natürliche Variablen“. Diese stehen an den jeweils benachbarten Ecken des Quadrats. So ist beispielsweise die totale Energie E eine Funktion von Entropie S und Volumen V . Bildet man das Differential nach einer der natürlichen Variablen, so ist das Ergebnis wie folgt aus dem Quadrat abzulesen: Vom Potential aus geht man in Richtung der Variablen nach der abgeleitet werden soll (Bsp.: $\partial E/\partial S = ? \rightarrow$ nach unten). Das Ergebnis steht dann an der diagonal gegenüberliegenden Ecke des Quadrats (hier: T). Muß man entgegen der eingetragenen Pfeilrichtung laufen, so wird mit -1 multipliziert (Bsp.: $\partial F/\partial T = -S$). Schließlich kann abgelesen werden, wie benachbarte Potentiale durch Legendre Transformationen auseinander hervorgehen [8]: Zunächst müssen die beiden Potentiale eine Ecke gemeinsam haben. Sie bilden dann die beiden Katheten eines Dreiecks und einer der beiden Pfeile die Hypotenuse. Von einem der Potentiale geht man nun entlang des Dreiecks den weiteren Weg zum zweiten: (Bsp.: $E = ST + F$). Auch hier bewirkt ein Beschreiten des Weges entgegen der Pfeilrichtung ein negatives Vorzeichen im additiven Term der Transformation. Durch Verknüpfung dieser beiden Algorithmen lassen sich fast alle thermodynamischen Grundgleichungen herleiten.

Darüber hinaus werden in dieser Arbeit nur drei weitere Identitäten benötigt. Die *Zustandssumme* Z ist eine Verallgemeinerung von Ω und im Falle eines kanonischen Ensembles definiert über

$$Z = \int_0^{\infty} p(E) e^{-\beta E} dE \quad , \quad (4.2)$$

mit $\beta = 1/k_B T$. Es wird über alle Zustände der Energie E integriert und $p(E)$ ist deren Wahrscheinlichkeitsdichte². Die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(E)$, das System im Energieintervall $[E, E + dE]$ anzutreffen ist:

$$\mathcal{P}(E) dE = \frac{1}{Z} p(E) e^{-\beta E} dE \quad (4.3)$$

Und Gl. (4.1) geht über in

$$S = \frac{\partial}{\partial T} \frac{1}{\beta} \ln Z \quad . \quad (4.4)$$

Abschließend folgen noch die Wärmekapazitäten bei konstantem Volumen (C_V) und konstantem Druck (C_P). Der Index N deutet an, daß bei allen Prozessen die Teilchenzahl erhalten bleibt:

$$C_V \equiv T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{N,V} = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{N,V} \quad (4.5)$$

$$C_P \equiv T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{N,P} = \left(\frac{\partial(E + PV)}{\partial T} \right)_{N,P} = C_V + P \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{N,P} = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{N,P}$$

²Im Falle diskreter Zustände geht $p(E)$ über in eine Summe von δ -Funktionen, und das Integral kann durch eine Summierung über die einzelnen Energien ersetzt werden.

4.2 Wärmekraftmaschinen

Wie ja schon in den vorigen Kapiteln diskutiert, verläuft die Erzeugung von Strom im Allgemeinen über mehrere Stufen der Energieumwandlung. Typischerweise folgt man der Kette *Primärenergie* \rightarrow *Wärme* \rightarrow *kinetische Energie* \rightarrow *Elektrizität*. Nachdem wir in Kapitel 3 den letzten Schritt diskutiert haben, wenden wir uns nun den ersten beiden zu. Zunächst betrachten wir unabhängig vom genutzten Energieträger die Umwandlung von Wärme in kinetische Energie mit Hilfe sogenannter Wärmekraftmaschinen.

Ganz allgemein kann die innere Energie eines Systems U um den Betrag

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W \quad (4.6)$$

durch Zufuhr von Wärme (ΔQ) sowie mechanischer Energie

$$\Delta W = -P\Delta V \quad (4.7)$$

geändert werden. Dies ist eine Formulierung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik, der besagt, daß die Gesamtenergie eines geschlossenen Systems erhalten ist. Ein positiver Energieübertrag ΔU bedeutet nach Konvention eine *Zufuhr von Energie in das System*.

Aus Abb. 4.1 folgt, daß Wärmefluß in ein System bei konstanter Temperatur dessen Entropie erhöht

$$\Delta Q = T\Delta S \quad (4.8)$$

Wir kennen weiterhin den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, der besagt, daß ein System nie von selbst in einen bedeutend unwahrscheinlicheren Zustand (Zustand geringerer Entropie) übergeht³. Das heißt aber, daß die Entropie des Gesamtsystems immer wachsen muß, bestenfalls konstant bleiben darf. Im ersten Fall spricht man von irreversiblen Prozessen, im zweiten von reversiblen. Senken wir in unserem System also an einer Stelle die Entropie, (Wärmeentzug, $\Delta Q < 0$), so müssen wir dies an anderer Stelle kompensieren, also mindestens die gleiche ‘Entropiemenge’ zuführen. Wir haben allerdings die Möglichkeit, dies bei anderer Temperatur zu tun. Entzieht man dem System bei hoher Temperatur T_1 die Wärmemenge

³*Bedeutend* heißt hier, daß Änderungen in der Größenordnung von kT zu niedrigerer Entropie durchaus möglich sind. Zum Beispiel gibt es für das quantenmechanische System eines Gases ungeordneter Atome eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß sich diese zufällig alle in einer linearen Kette anordnen. Für makroskopische Systeme ist die Wahrscheinlichkeit solcher Vorgänge allerdings so immens klein, daß man sie beruhigt als unmöglich ansehen darf.

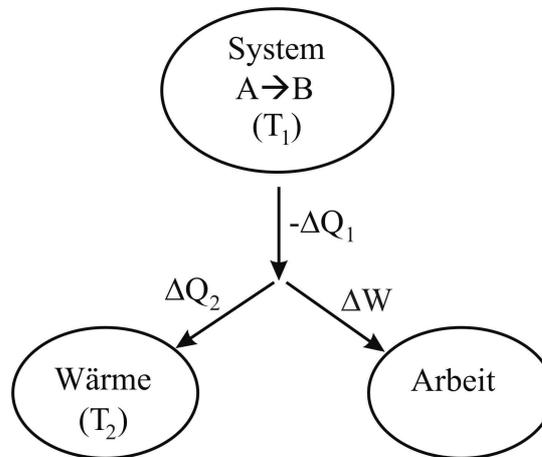


Abbildung 4.2: Schema einer Wärmekraftmaschine

$-\Delta Q_1$, so sinkt dessen Entropie nach Gl. 4.8 um $\Delta S = -\Delta Q_1/T_1$. An anderer Stelle muß die Entropie also um mindestens diesen Betrag steigen. Man führt daher einen Teil der Wärme ($\Delta Q_2 < \Delta Q_1$) einem *kühleren* Wärmetopf zu (T_2), in dem die Entropie bereits durch eine kleine Wärmemenge stark erhöht wird: $\Delta S = +\Delta Q_2/T_2$. Die Differenz $\Delta W = \Delta Q_1 - \Delta Q_2$ steht nun als nutzbare Energie zur Verfügung. Dies ist das grundlegende Prinzip aller Wärmekraftmaschinen, von der Dampfmaschine bis zum Diesel- oder Ottomotor.

Natürlich kann man die Abfolge der Prozesse auch umkehren. Komprimiert man das Arbeitsmedium nach Ankopplung an das kühlere Wärmebad, so heizt es sich auf und führt dem Bad auf höherer Temperatur Energie zu. Danach wird das Medium mechanisch expandiert, so daß es dem kühleren Bad wieder Wärme entziehen kann. Kompression und Expansion verbrauchen mechanische Energie, die von außen zugeführt werden muß. Deshalb ist der Wärmefluß von kalt nach warm, der von selbst natürlich nicht abläuft, auch keine Verletzung des zweiten Hauptsatzes. Das Einbringen der mechanischen Energie gewährleistet die Erhaltung der Entropie. Auf diese Art und Weise hat man eine Wärmepumpe gebaut (z.B. im Kühlschrank im Einsatz).

Betrachten wir nun den Wirkungsgrad

$$\eta = -\frac{\Delta W}{\Delta Q_1} \quad (4.9)$$

also das Verhältnis aus gewonnener Arbeit und zugeführter Wärme⁴. Es gilt nach Gl. 4.8

$$\text{zugeführte Wärme} \quad \Delta Q_1 = -T_1 \Delta S_1 \quad (4.10a)$$

$$\text{Fluß in Wärmetopf} \quad \Delta Q_2 = T_2 \Delta S_2 \quad (4.10b)$$

Der zweite Hauptsatz fordert, daß die gesamte Entropie des Systems erhalten bleibt oder zunimmt

$$\Delta S_{Total} = \Delta S_1 + \Delta S_2 \geq 0 \quad \Leftrightarrow \quad \Delta S_2 \geq -\Delta S_1 \quad (4.11)$$

die Entropiezunahme im Wärmetopf ist also größer gleich der Entropieabnahme im System. Es folgt

$$\Delta Q_2 = T_2 \Delta S_2 \geq -T_2 \Delta S_1 \quad (4.12)$$

Im Falle des reversiblen Prozesses ($\Delta S_{Total} = 0$) gilt

$$\Delta W = -\Delta Q_1 - \Delta Q_2 \quad (4.13a)$$

$$= -T_1 \Delta S + T_2 \Delta S \quad (4.13b)$$

$$= \frac{T_2 - T_1}{T_1} \Delta Q_1 \quad (4.13c)$$

und somit

$$\eta_{rev} = \frac{\Delta W}{-\Delta Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.14)$$

Für einen hohen Wirkungsgrad ist demzufolge eine große Temperaturdifferenz, d.h. ein heißes System und ein kaltes Wärmebad wünschenswert.

4.2.1 Der Carnot Prozeß

Abbildung 4.3 zeigt eine *Carnot Maschine* und die dazugehörigen Arbeitsprozesse. Ein ideales Gas als Arbeitsmedium expandiert in einem Zylinder und bewegt dabei einen Kolben. Die Wärmezufuhr bzw. Abfuhr erfolgt über Ankopplung an Wärmebäder. Expansion und Kompression erfolgen adiabatisch (d.h. isentrop: $dS = 0$). Hierbei wird keine Wärme übertragen, es gilt also

$$dE = dQ + dW, \quad dQ = 0 \quad (4.15)$$

$$c_V dT = -P dV \quad (4.16)$$

⁴Die zugeführte Wärme ist natürlich in einem Kreisprozeß identisch der Gesamtenergieabgabe aus dem System

Die DULONG PETITSche Regel verknüpft die Wärmekapazität eines idealen Gases mit der Zahl der (rotatorischen) Freiheitsgrade seiner Moleküle:

$$c_v = \frac{f}{2}nR \tag{4.17}$$

Damit ergibt sich aus Gl. 4.16

$$\frac{f}{2}dT = -T \frac{dV}{V} \quad \Bigg| \quad P = \frac{nRT}{V} \tag{4.18}$$

Lösen der Differentialgleichung ergibt die später benötigte Abhängigkeit von Temperatur und Volumen bei adiabatischen Zustandsänderungen

$$V \sim T^{-\frac{f}{2}} \leftrightarrow T \sim V^{\frac{f}{2}} \tag{4.19}$$

und mittels der Gasgleichung die Verknüpfung von Druck und Volumen

$$P \sim V^{\frac{f}{2}-1} \tag{4.20}$$

Die vier Arbeitstakte werden nun anhand der T-S und P-V-Diagramme diskutiert.

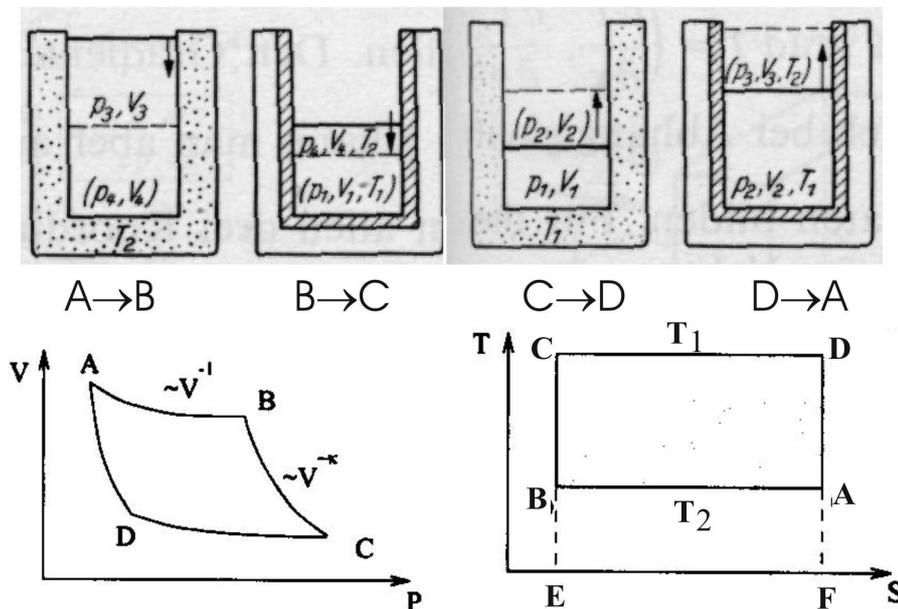


Abbildung 4.3: Arbeitstakte der Carnot-Maschine [9, 2]

I) Im ersten Takt ($A \rightarrow B$) wird das Gas isotherm komprimiert im Kontakt mit dem Wärmebad (T_2). Eine adiabatische Kompression würde zu einer Temperaturerhöhung führen. Um dies zu vermeiden wird die Wärme ΔQ_{AB} an das Wärmebad abgeführt:

$$\Delta Q_{AB} = \int_A^B P(V)dV = nRT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} \quad (P = \frac{nRT}{V}) \quad (4.21)$$

II) Es folgt die adiabatische Kompression ohne Wärmekontakt, d.h. unter Temperaturerhöhung für die die Arbeit

$$\Delta W_{BC} = nc_V(T_1 - T_2) \quad (4.22)$$

aufgebracht werden muß.

III) Durch den anschließenden Kontakt mit Wärmebad T_1 folgt die Expansion mit Arbeitsleistung (Wärmeaufnahme in das System)

$$-\Delta W_{AB} = \Delta Q_{CD} = - \int_C^D P(V)dV = nRT_1 \ln \frac{V_D}{V_C} \quad (4.23)$$

IV) und schließlich der Expansionstakt bei der adiabatischen Expansion des Gases

$$\Delta W_{DA} = nc_V(T_2 - T_1) \quad (4.24)$$

Da Prozesse II und IV adiabatisch verlaufen (d.h. $dQ = 0$) tragen nur I und III zur Bilanz des Wärmehaushalts bei. Wir benutzen Gl. 4.19 angewandt auf die adiabatischen Übergänge II und IV, um die Terme im Logarithmus der Gln. 4.21 und 4.23 zu vergleichen:

$$\left(\frac{V_B}{V_C}\right)^{\frac{f}{2}} = \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_A}{V_D}\right)^{\frac{f}{2}} \Rightarrow \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D} \quad (4.25)$$

Die geleistetet Arbeit berechnet sich zu der Differenz aus Wärmeaufnahme in Schritt III und Wärmeabgabe in Schritt I

$$-\Delta W = (\Delta Q_{AB} + \Delta Q_{CD}) = nR(T_1 - T_2) \ln \frac{V_D}{V_C} \quad (4.26)$$

und entsprechend ergibt sich für den Wirkungsgrad in Übereinstimmung mit Gl. 4.14:

$$\boxed{\eta = -\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}} \quad (4.27)$$

Zum Carnot Prozeß noch einige Anmerkungen: Der Wirkungsgrad ist graphisch im T-S Diagramm als Verhältnis der Flächen ABCD/CDEF darstellbar. In der Praxis wird dieser Wirkungsgrad immer unterschritten. Insbesondere ist die für den Ausgleich der Wärmebilanz nötige Verweildauer in den Schritten I und III in der praktischen Realisierung nicht einzuhalten. Deshalb haben sich andere thermodynamische Systeme durchgesetzt.

4.2.2 Der Clausius-Rankine Prozeß

Bisher wurde nur das ideale Gas als Arbeitsmittel diskutiert. Beim CLAUSIUS-RANKINE Prozeß behandeln wir ein *reales* Gas. Durch Kondensation bei tiefen Temperaturen erreicht man sehr niedrige Drücke und somit große Druckdifferenzen. Dies, sowie die effektivere Wärmeaufnahme in der flüssigen Phase, ermöglicht größere reale Wirkungsgrade. Das Prinzip ist in Abbildung 4.4 skizziert.

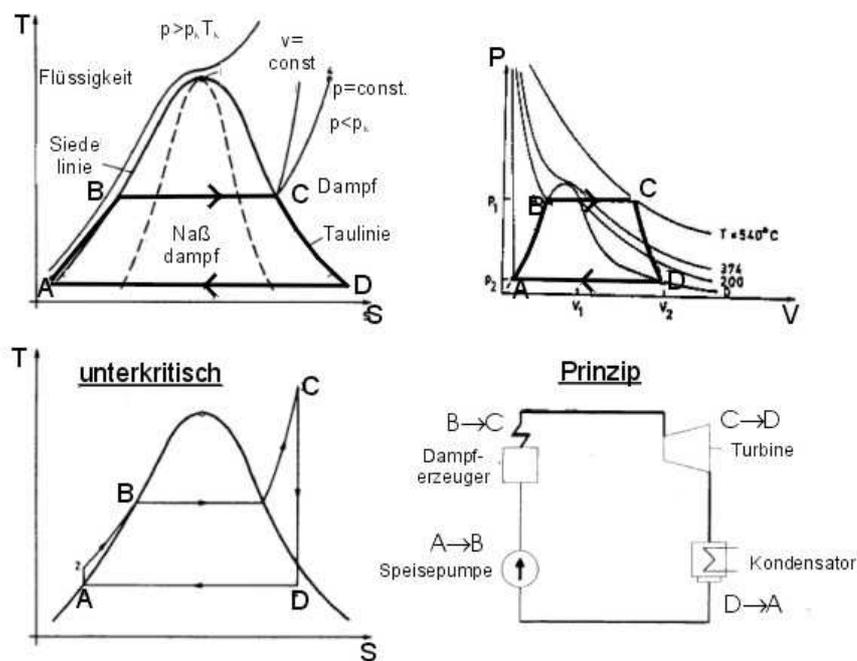


Abbildung 4.4: Der Clausius Rankine Prozeß [2],[www.uni-dortmund.de]

Zunächst wird das Arbeitsmittel im Verdampfer verdampft und ggf. überhitzt. In der Turbine entspannt sich der Dampf, verrichtet hierbei mechanische Arbeit und wird anschließend im Kondensator wieder verflüssigt. Eine Pumpe hält den Kreislauf aufrecht. In der Turbine liegt streng genommen kein geschlossenes System vor, trotzdem kann der Prozeß in guter Näherung im P-V Diagramm (Abb. 4.4) dargestellt werden. Die Übergänge $B \rightarrow C$ und $D \rightarrow A$ folgen Isothermen durch das Gebiet des übersättigten Dampfes (Koexistenz von gasförmiger und flüssiger Phase). Hier wird ein Teil der Wärme in Kondensationsenergie gespeichert, ohne die Temperatur des Systems zu erhöhen. Die Enthalpiebilanz ist:

$$\text{Pumpe} \quad \Delta H_P = H_2 - H_1 \quad (4.28a)$$

$$\text{Dampferzeuger} \quad \Delta H_D = H_3 - H_2 \quad (4.28b)$$

$$\text{Nutzarbeit Turbine} \quad \Delta H_T = H_3 - H_4 \quad (4.28c)$$

$$\text{Kondensator} \quad \Delta H_K = H_4 - H_1 \quad (4.28d)$$

und somit die Differenz der gewonnenen Enthalpie in der Turbine abzüglich der notwendigen Pumpenenthalpie, geteilt durch die im Verdampfer zugeführte Wärme

$$\eta_{Rankine} = \frac{\Delta H_T - \Delta H_P}{\Delta H_D} \quad (4.29)$$

Eine Erhöhung des Wirkungsgrades kann durch Dampfüberhitzung erreicht werden. Im P-V Diagramm entspricht dies einer Verschiebung des Punktes C nach rechts aus der Koexistenzregion hinaus, im T-S- Diagramm der im unteren Graphen eingezeichneten ‘Spitze’. Die umschlossene Fläche (geleistete Arbeit) und auch die erzielte höchste Temperatur wird auf diese Weise gesteigert. Zusätzlich werden in diesem Bereich die Turbinen durch den geringeren Anteil von Flüssigkeitstropfen im Dampf weniger belastet. Fast alle heutigen Dampfkraftwerke arbeiten nach diesem Prinzip.

Verluste in realen Anlagen treten in allen vier Teilbereichen des Prozesses auf:

- Irreversible Verdichtung in der Speisepumpe
- Druckabfall im Dampferzeuger
- Irreversible Expansion in der Turbine
- Druckabfall im Kondensator

Eine wesentliche Komponente ist die Abfuhr von Kondensationswärme im Kondensator. Ein 1GW_{El} -Kraftwerk gibt (ohne Kraft-Wärme Kopplung) etwa 2GW Abwärme frei. Eine direkte Kühlung mit Flußwasser erfordert einen enorm hohen Durchsatz (bei 2GW und 10°C Wassererwärmung ca. $48\text{ m}^3/\text{s} = 4.1 \cdot 10^6\text{ m}^3/\text{d}$).

In einem Kühlturm reduziert sich der Durchsatz drastisch (um ca. den Faktor 100). Beim Naßkühlturm wird das zu kühlende Medium über Gebläse oder den Schornsteineffekt einem Luftstrom ausgesetzt. Das Kondenswasser wird wieder in den Kreislauf eingespeißt, der weggetragene Anteil ersetzt.

Trockenkühltürme arbeiten mit einem indirekten Kontakt zwischen Luft und Wasser (Wärmetauscher). Die geringere Wärmekapazität der Luft (gegenüber Wasserdampf) erhöht den nötigen Luftdurchsatz um ca. den Faktor 30, ist also nur für kleinere Anlagen sinnvoll.

4.2.3 Der Joule Prozeß

Ein dritter Prozeß, der in der Stromerzeugung von großer Bedeutung ist, soll kurz umrissen werden, der JOULE Prozeß. Entsprechend seinem Haupteinsatzgebiet wird er auch Gasturbinen Prozeß genannt. Abbildung 4.5 zeigt Schema und Diagramme.

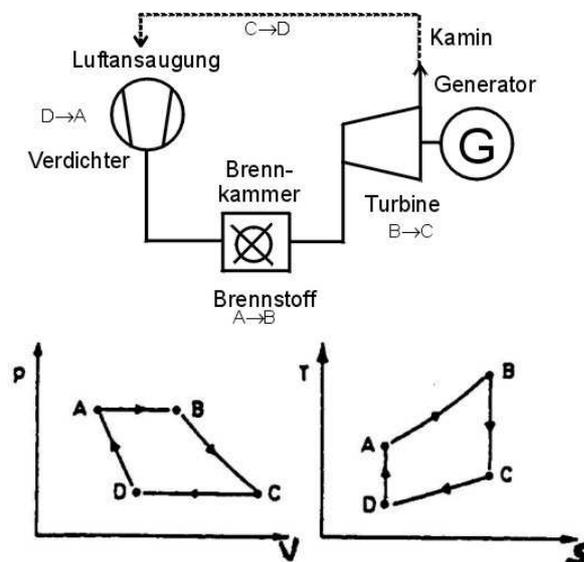


Abbildung 4.5: Der Joule Prozeß (Gasturbinenprozeß) [2]

Eine adiabatische Kompression (Verdichter) wird gefolgt von der isobaren Wärmezufuhr in der Brennkammer. Bei der adiabatischen Expansion in der Turbine wird mechanische Arbeit geleistet. Hier endet der *offene* Prozeß (z.B. im Flugzeug). Im Kraftwerk wird das Gas durch isobare Kühlung dem Kreislauf erneut zugeführt. Der Wirkungsgrad ergibt sich aus zugeführter Wärme und Verlust-Wärme.

$$\eta_{Joule} = \frac{Q_{zu} - Q_{ab}}{Q_{zu}} \quad (4.30a)$$

$$= 1 - \frac{Q_{ab}}{Q_{zu}} \quad (4.30b)$$

$$= 1 - \frac{c_p(T_C - T_D)}{c_p(T_B - T_A)} \quad (4.30c)$$

$$= 1 - \frac{T_C}{T_D} \frac{1 - T_D/T_C}{1 - T_A/T_B} \quad (4.30d)$$

$$= 1 - \frac{T_C}{T_B} = 1 - \frac{T_D}{T_A} \quad (4.30e)$$

Der Übergang von Gl. 4.30d nach Gl. 4.30e erfolgt mittels der Adiabatengleichung (Gl. 4.19) analog zu dem Vorgehen beim Carnot Prozeß (Gl. 4.25). Die ideal erreichbaren Wirkungsgrade liegen bei ca. 40 %, real allerdings selten über 20%. Gasturbinen kommen hauptsächlich in Spitzenlastkraftwerken zum Einsatz, da eine schnelle Verfügbarkeit gewährleistet sein muß (Anfahrzeit 3-4min). Der Grundlastanteil wird von den Dampfkraftwerken höheren Wirkungsgrades gedeckt. Grund- und Spitzenlastanteil eines typischen Tages in Deutschland sind in Abb. 4.6 dargestellt.

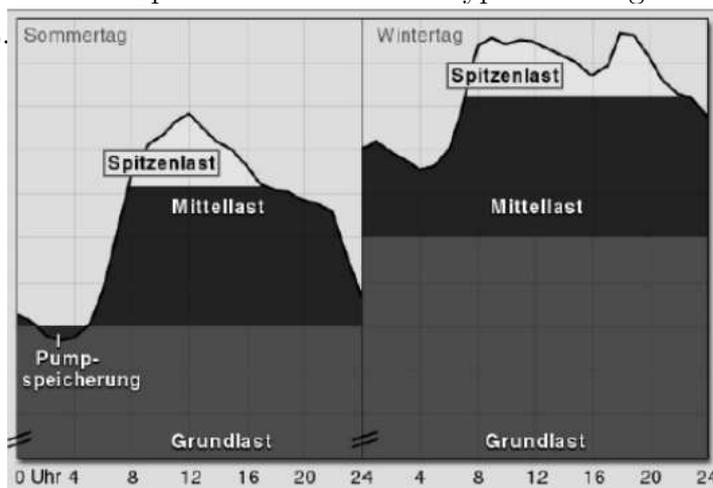


Abbildung 4.6: Tageszeitabhängige Grund- und Spitzenlastverteilung im Sommer und Winter [www.uni-dortmund.de]

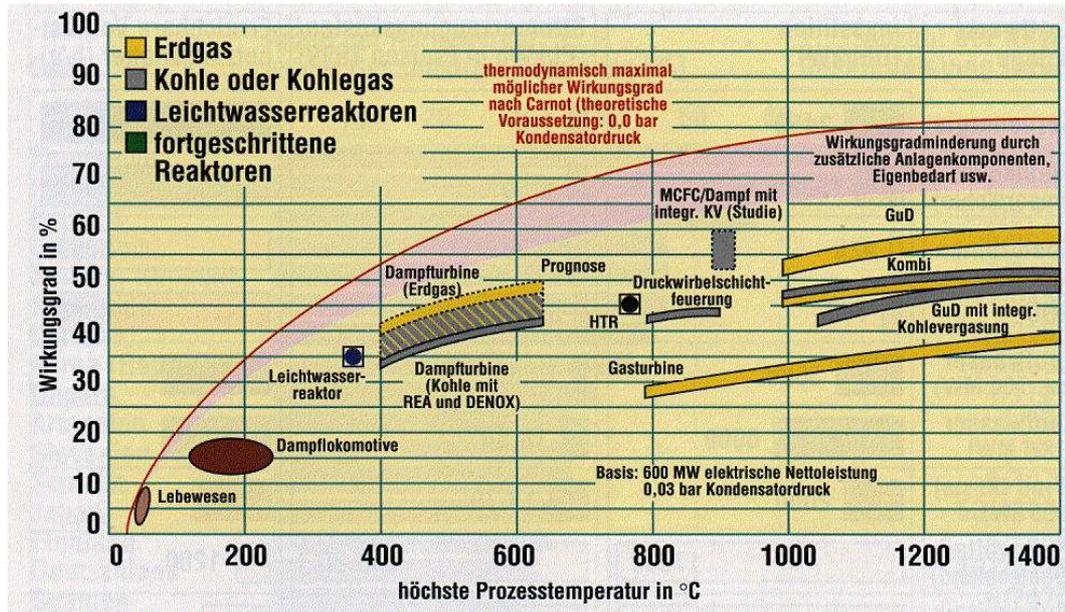


Abbildung 4.7: Wirkungsgrade verschiedener Kraftwerkstypen [10]

Abbildung 4.7 vergleicht die Wirkungsgrade gängiger Kraftwerkstypen als Funktion der verwendeten Prozesstemperatur. Ebenfalls eingezeichnet ist die jeweilige physikalische Obergrenze nach Gl. 4.14. Dampfmaschinen des 19. Jahrhunderts erreichten 15-20%, der (nicht eingetragene) Otto Motor liegt bei ca. 40% (Diesel bis 50%). Die mit niedriger Temperatur (ca 550°K) arbeitenden Leichtwasserreaktoren, haben einen recht geringen Wirkungsgrad von theoretisch 44 %, praktisch 35%. Mit fossilen Energieträgern befeuerte Dampfturbinen erreichen etwas höhere Wirkungsgrade. Deren Effizienz konnte von durchschnittlich 35% (1980) auf heute im Mittel 43% gesteigert werden. Kombikraftwerke (siehe nächstes Kapitel) erreichen aufgrund der hohen Prozesstemperaturen von 1200-1300° C Wirkungsgrade von 55-60%.

In der Ingenieursprache redet man statt von Wirkungsgrad häufig vom *spezifischen Wärmeverbrauch* eines Kraftwerks. Damit ist der Verbrauch von Brennstoff B ([kg/h]) des Heizwerts H ([kJ/kg]) pro gewonnener Wirkleistung P ([kW]) gemeint:

$$q = \frac{BH}{P} \quad (4.31)$$

q ist dimensionslos und mit dem Wirkungsgrad η über $\eta = \frac{3600}{q}$ verknüpft (wegen der Einheit h bei B gegenüber s in kW). Ein typischer Wert für Grundlastanlagen von 8000 kJ/kWh entspricht also einem Wirkungsgrad von etwa 45%.

4.3 Funktionsweise eines Kohlekraftwerks

Die Realisierung eines Dampfkraftwerks, basierend auf dem in Kap. 4.2.2 vorgestellten Rankine Prozeß ist in Abb. 4.8 am Beispiel eines Kohlekraftwerks gezeigt. Der Primärenergieträger Kohle wird gemahlen und u.U. vergast (Lurgi, Fischer-Totzek, Winkler Verfahren). Die heißen Abgase aus der Brennkammer erhitzen das Arbeitsmedium im Dampferzeuger. Der Dampf treibt eine Turbine an, die wiederum an einen Generator angeschlossen ist. In diesem Beispiel erfolgt die Kondensation des Arbeitsmittels über einen Sekundärkreislauf im Kühlturm.

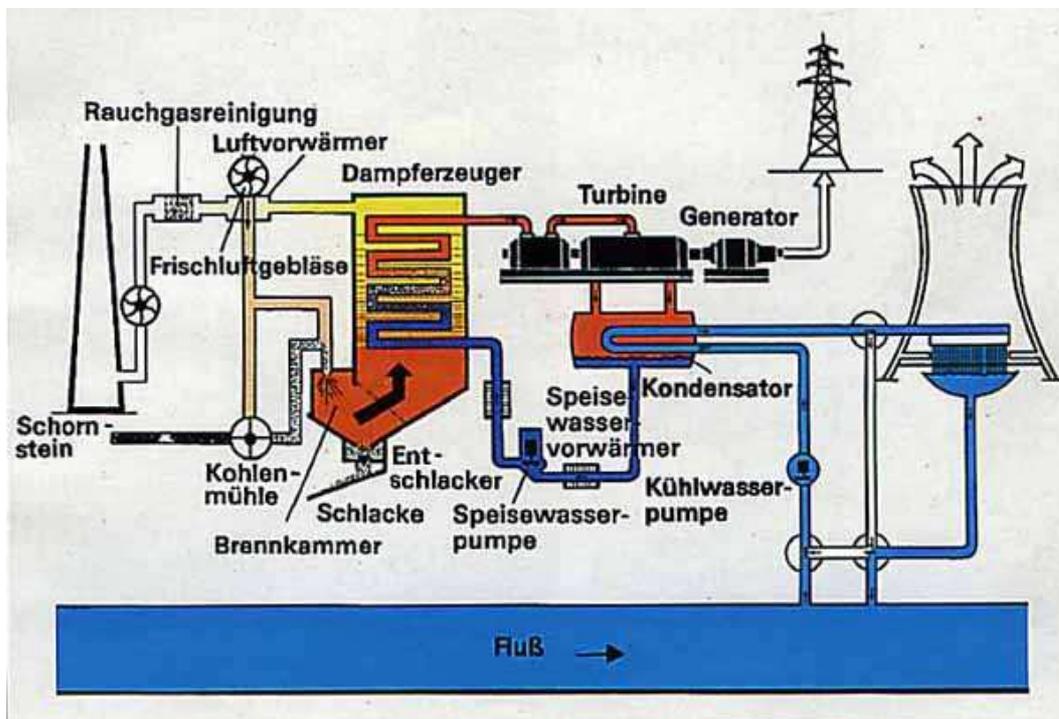


Abbildung 4.8: Funktionsprinzip eines Kohlekraftwerks [www.strombasiswissen.de]

Abbildung 4.9 zeigt die heute übliche mehrstufige Auslegung. Zum einen wird der Dampf, nachdem er in einer Hochdruckturbine expandiert ist in eine zweite (die Niederdruckturbine) geleitet um dort weitere Arbeit zu verrichten. Häufig wird der immer noch heiße Dampf anschließend der Kraft-Wärme Kopplung zugeführt. Auch die Dampferhitzung verläuft mehrstufig (Abb. 4.9 11-13).

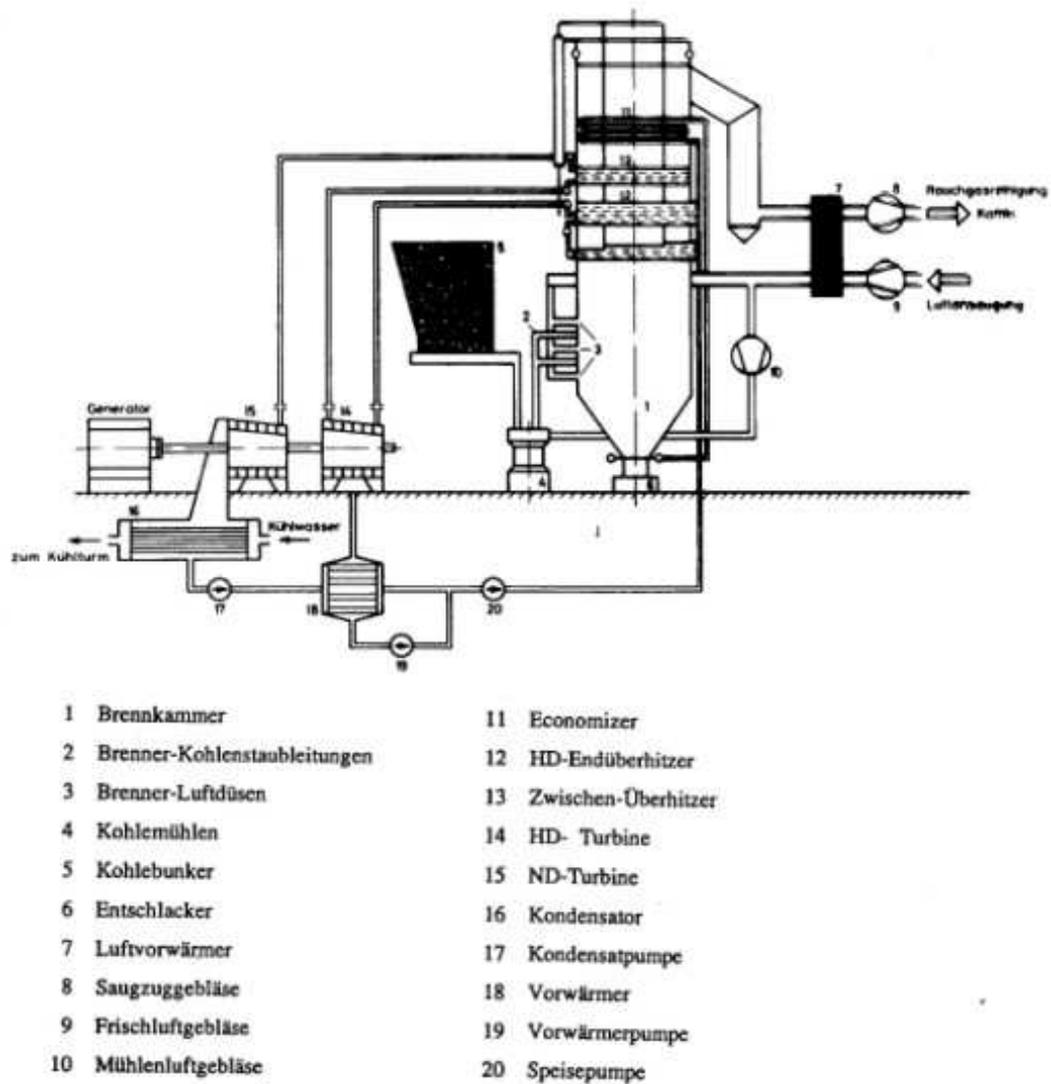


Abbildung 4.9: Mehrstufige Auslegung des Dampfkraftwerks [www.uni-dortmund.de]

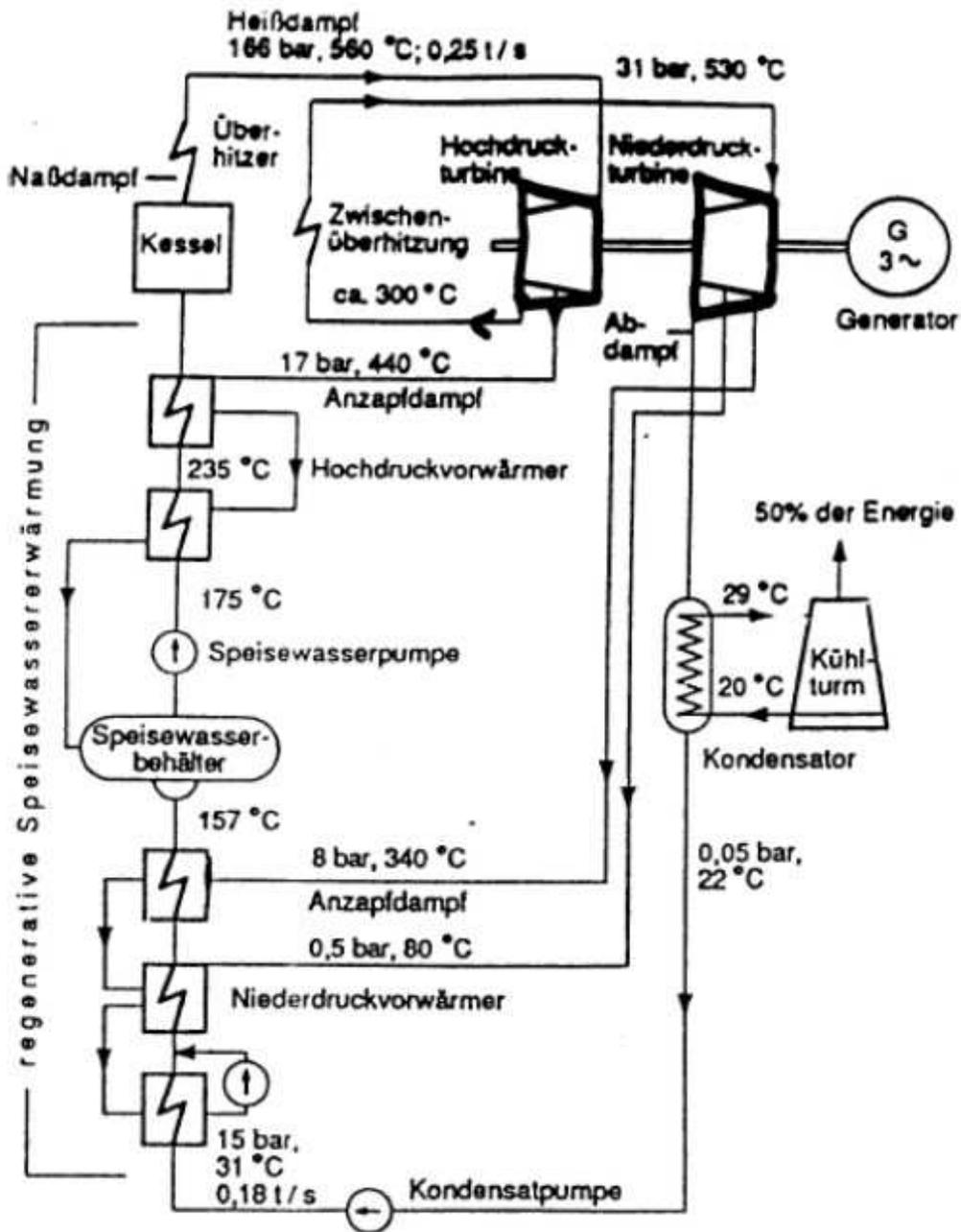


Abbildung 4.10: Wärmeschaltplan eines 3 GW Dampfkraftwerks [www.uni-dortmund.de]

Die Stufen der Prozeßmedienerhitzung und -verdichtung sind in Abb. 4.10 im Detail zu erkennen. Zur Effizienzsteigerung wird schon das Speisewasser mehrstufig vorgewärmt. Die Hochdruckturbine arbeitet mit über 150 bar und 550°C. Der aus der Turbine austretende Dampf wird erneut erhitzt und der Niederdruckturbine zugeführt. Danach wird ein Teil des Dampfes abgezapft und den Niederdruckvorwärmern zugeführt, der Hauptteil im Kondensator bei Raumtemperatur kondensiert und über eine Kondensatpumpe dem Kreislauf eingespeist.

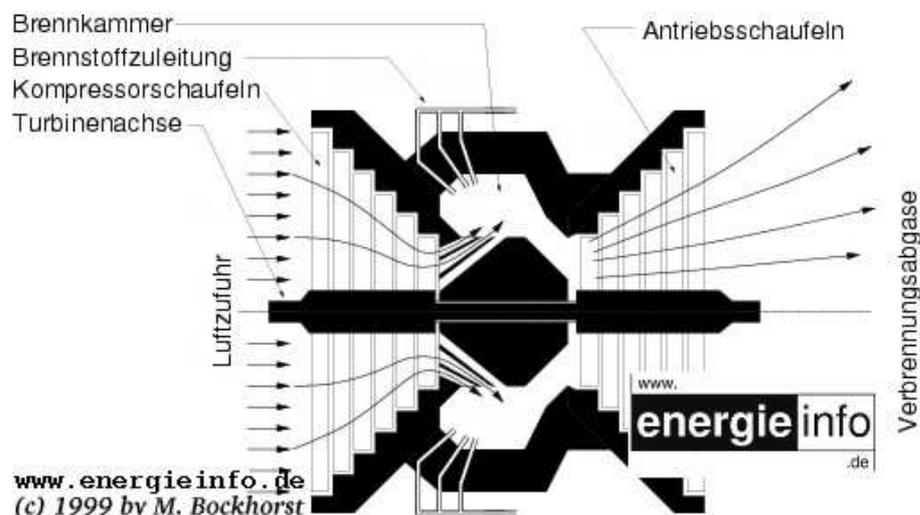


Abbildung 4.11: Prinzip der Gasturbine [www.energieinfo.de]

Eine Steigerung des Wirkungsgrades ist in kombinierten Kraftwerken, sogenannten Gas- und Dampfkraftwerken (GuD) erreichbar. Sie bestehen aus einer Gasturbine und einem nachgeschalteten Dampfkraftwerk. Die angesaugte Luft (Abb. 4.11) wird verdichtet, in den Brennraum geleitet, erhitzt und expandiert zur gegenüberliegenden Seite wieder heraus. Hierbei wird die Turbine (Antriebschaufeln) gedreht, die ihre Achse mit dem Ansaugkompressor teilt. Da die Gasturbine 2/3 ihrer erzeugten Energie für die Verdichtung des Arbeitsmittels benötigt, weist sie nur einen Wirkungsgrad von ca. 20-28% auf (Kap. 4.2.3). Das heiße Prozeßmedium kann jedoch zum Erhitzen des Dampfes eines Dampfkraftwerkes genutzt werden (Abb. 4.12). Die jeweiligen Teilanlagen folgen den oben beschriebenen Funktionsweisen. Der Wirkungsgrad

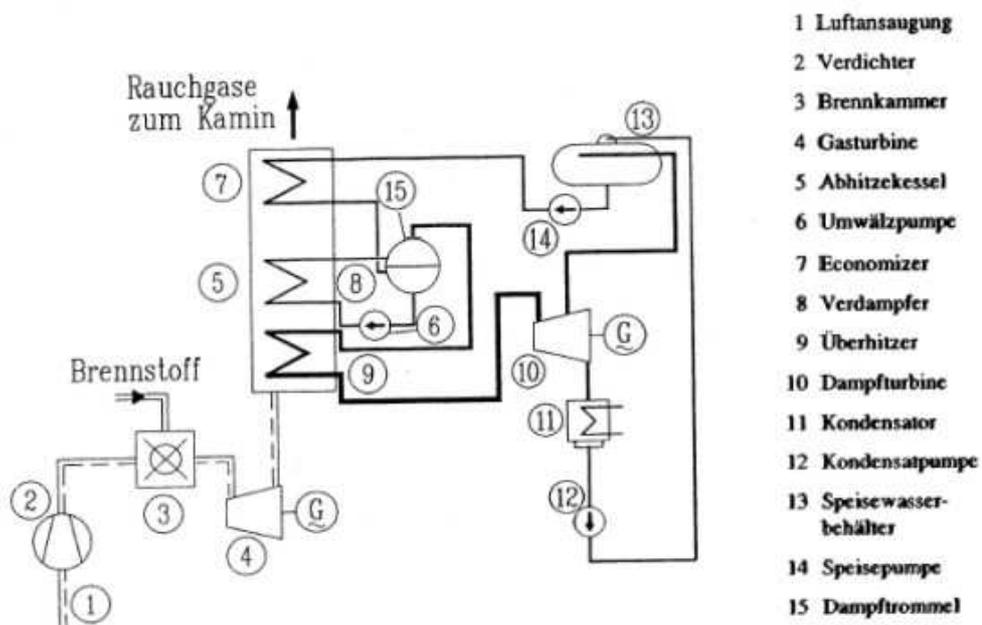


Abbildung 4.12: Kombiniertes Gas- und Dampfkraftwerk [www.uni-dortmund.de]

berechnet sich aus den einzelnen Termen für Gasturbine η_G und Dampfkraftwerk η_D

$$\eta_{GuD} = \eta_G + \eta_D(1 - \eta_G) \quad (4.32)$$

Gegenüber dem Wirkungsgrad reiner Gasturbinen, ist hier eine Steigerung auf nahezu das Doppelte möglich. Auch der umgekehrte Weg, das Nachschalten einer Dampfturbine in den Abgasstrom eines Dampfkraftwerks ist möglich, bringt aber nur einen Wirkungsgradgewinn von ca. 5%. Auch benötigt die Gasturbine aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten ein sehr reines Prozeßmedium, was im Abgasstrom eines Dampfkraftwerks nicht immer gewährleistet werden kann.

4.4 Emissionen bei der Nutzung fossiler Brennstoffe

Ein wesentliches Problem der Nutzung fossiler Energieträger liegt in der Schadstoffemission. Neben dem Ausstoß des Treibhausgases CO_2 und Kohlenmonoxid, deren Thematik ein eigenes Kapitel gewidmet ist (Kap. 11), spielen vor allem Stickoxide, Staub und Schwefel eine wichtige Rolle. Dem wird in modernen Kraftwerken durch umfangreiche Abgasreinigung Rechnung getragen. Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen eine dreistufige Reinigung eines Kohlekraftwerks

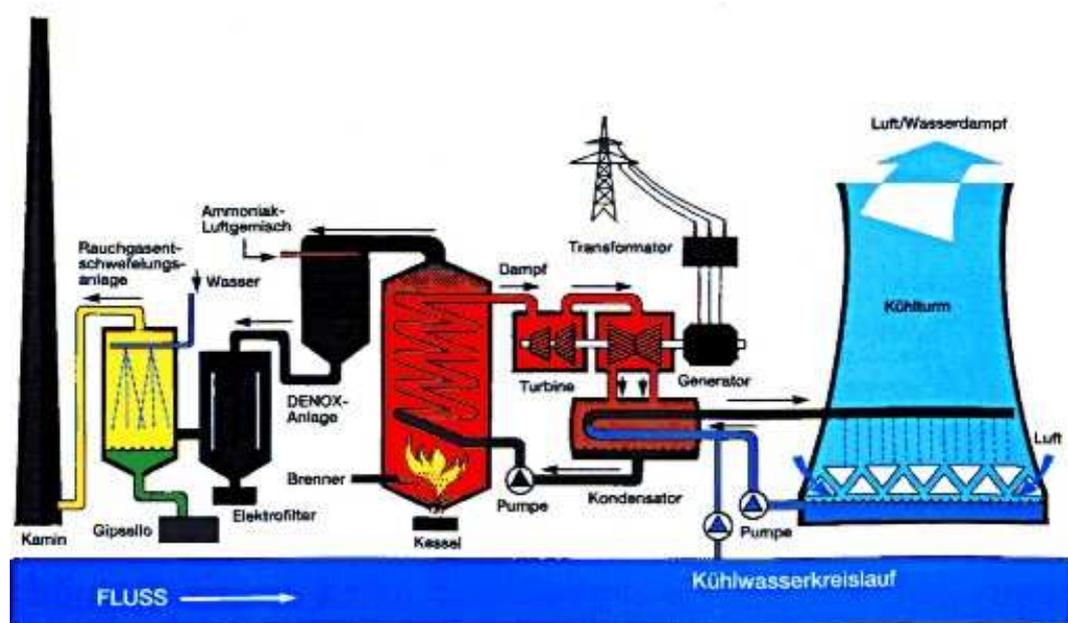


Abbildung 4.13: Kohlekraftwerk mit Abgasreinigung [www.wka.de]

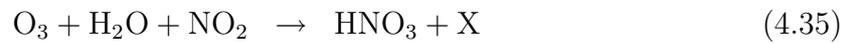
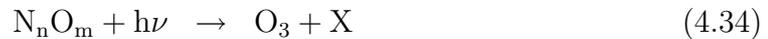
Abgasreinigung:

- NO_x entsteht aus in Kohle und Öl enthaltenem Stickstoff, sowie bei hohen Verbrennungstemperaturen aus Luftstickstoff gemäß



Unter Einwirkung von Sonnenlicht katalysieren diese Stickoxide die Bildung von Ozon

und Salpetersäure:



Mit dem sogenannten DENOX Prozeß erreicht man durch Zugabe von Ammoniak über einem Katalysator eine Reduktion der NO_x Abgase um bis zu 90%



Der Kraftwerksausstoß an Stickoxiden hat sich aufgrund dieses Reinigungsverfahrens in Deutschland von 740 kt im Jahre 1982 auf 180 kt 1993 reduziert.

- *Staub*: Die Staubemission (Rußpartikel) wird durch Elektrofilter reduziert, die eine hervorragende Rückhaltung von ca. 99.5% ermöglichen. Der kraftwerksanteilige Ausstoß in Deutschland sank im Zeitraum von 1984 bis 1993 von 66 kt auf 8.9 kt.

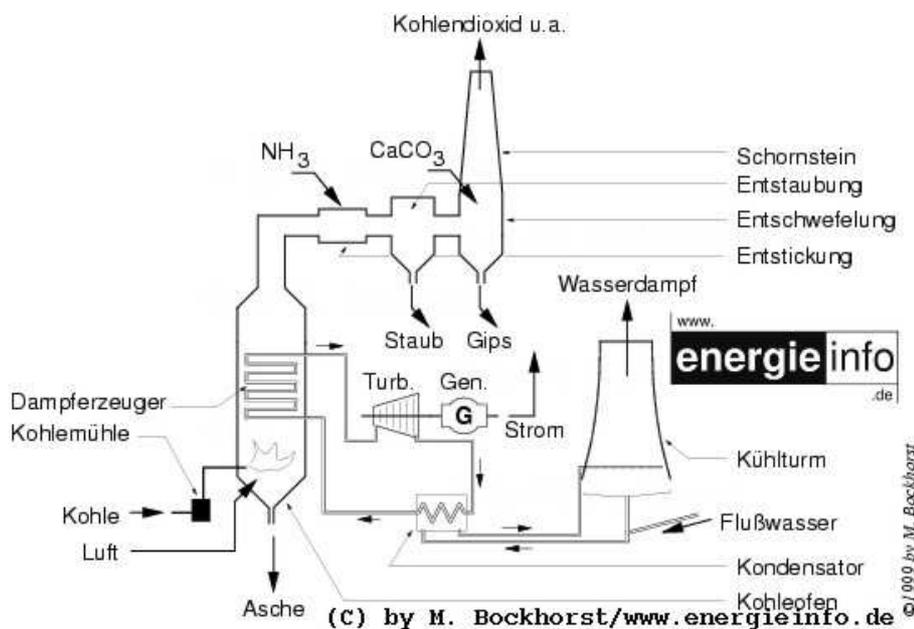
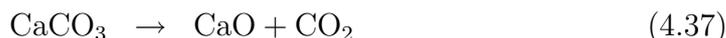


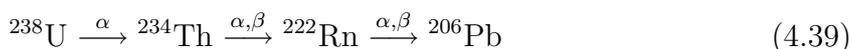
Abbildung 4.14: Abgasreinigung von Kohlekraftwerken [www.energieinfo.de]

- *Schwefel*: Rohkohle und Erdöl enthalten 1-4% Schwefel. Seit 1988 ist die Entschwefelung für Anlagen mit mehr als 300 MW thermischer Leistung in Deutschland Pflicht. Verschiedene Verfahren zur Rauchgasentschwefelung sind technisch möglich (Additiv-, Naß-, Trocken-Verfahren), beschrieben wird hier nur ersteres, die Neutralisierung des Schwefels durch Kalk:



Als Nebenprodukt fällt der sogenannte REA (Rauchgas Entschwefelungs Anlagen) Gips an, der in der Bauindustrie vermarktet werden kann. Der Abscheidegrad liegt zwischen 85 und 95%.

- *Radioaktivität* spielt auch bei konventionellen Energieträgern eine Rolle. Ruhrkohle enthält 0.7 ppm Uran und infolgedessen werden dieses, sowie seine Folgeprodukte bei der Verbrennung freigesetzt:



Die Abluft von Kohlekraftwerken trägt ca. $2 \mu\text{Sv/a}$ zur Strahlenbelastung pro Person und Jahr bei (alle Daten aus [11]). Das ist ungefähr das Doppelte dessen, was durch Nutzung der Kernenergie bedingt ist, aber weniger als ein Prozent der natürlichen Strahlendosis von 0.5 mSv/a .⁵ Zum Vergleich: die mittlere effektive Strahlendosis bedingt durch medizinische Verfahren (Röntgen) beläuft sich auf 1.5 mSv/a (!). Eine ausführliche Diskussion findet sich in Kapitel 5.

- *Abwärme*: Geht man als Obergrenze von einer vollständigen Umsetzung des Primärenergie in Wärme aus, so sind dies ca. 10^{14} kWh p.a. (13 Mrd. tSKE). Zu dem gesamten Wärmefluß von im Mittel $2170 \text{ kWh/m}^2\text{a}$ aufgrund der Sonneneinstrahlung trägt die antropogene Wärmeabgabe nur zu ca. 0.007% bei. Die *direkte* Erwärmung kann also wohl vernachlässigt werden. Dies gilt ausdrücklich *nicht* für Erwärmung aufgrund sekundärer Reaktionen (Treibhauseffekt!)
- *Landverbrauch*: Oberirdischer Braunkohleabbau verwandelt ganze Landstriche (zumindest vorübergehend) in unwirtliche Mondlandschaften. Im Rheinland werden pro Mt

⁵Ungleich höher ist der radioaktive Ausstoß von Phosphorsäurefabriken, deren Rohmaterial (Apatit) bis zu 2% U (!) (Florida) enthält.



Abbildung 4.15: Kraftwerk Herne (3 GW) [www.strombasiswissen.de]

Kohle, ca. 2,5-3 ha Land verbraucht, in der Lausitz aufgrund geringerer Flözstärke sogar 8-9 ha/Mt. Bei einer Förderung von 112 Mt (ABL) bzw. 129 Mt (NBL) summiert sich dies zu Flächen von 3,3 km²/a bzw. 11-12 km²/a. Dies bedeutet Kosten für Umsiedlung, Rekultivierung etc. von rund 15 Mrd. € innerhalb der kommenden 15-20 Jahre.

Alle obigen Punkte schlagen sich natürlich direkt in Euro und Cent nieder. Die SO₂, NO_x und Staub-Reduzierung kostete bisher rund 11 Mrd. € an Investitionsmitteln und fordert pro Jahr rund 2,5 Mrd. € Betriebskosten. Dies bedingt eine Verteuerung des Kohlestroms um etwa 2 ¢ /kWh. Bei einem Gestehungspreis zwischen 5 und 6 ¢ /kWh ist dies ein erheblicher Anteil. Aktuell kostet der Bau eines ~ 800 MW Steinkohle-KW rund 0,8 Mrd. €, davon 270 Mio. € für den Umweltschutz.

Zum Abschluß noch einige Bilder eines Großkraftwerks, der Brennkammer eines 'kleinen' Werks mit 700 MW Leistung, sowie einer Gasturbine.

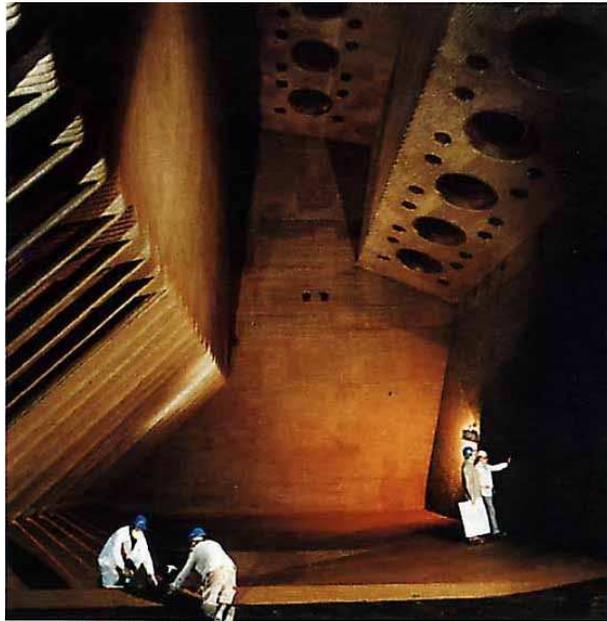


Abbildung 4.16: Brennkammer eines 700 MW Kraftwerks
[www.strombasiswissen.de]

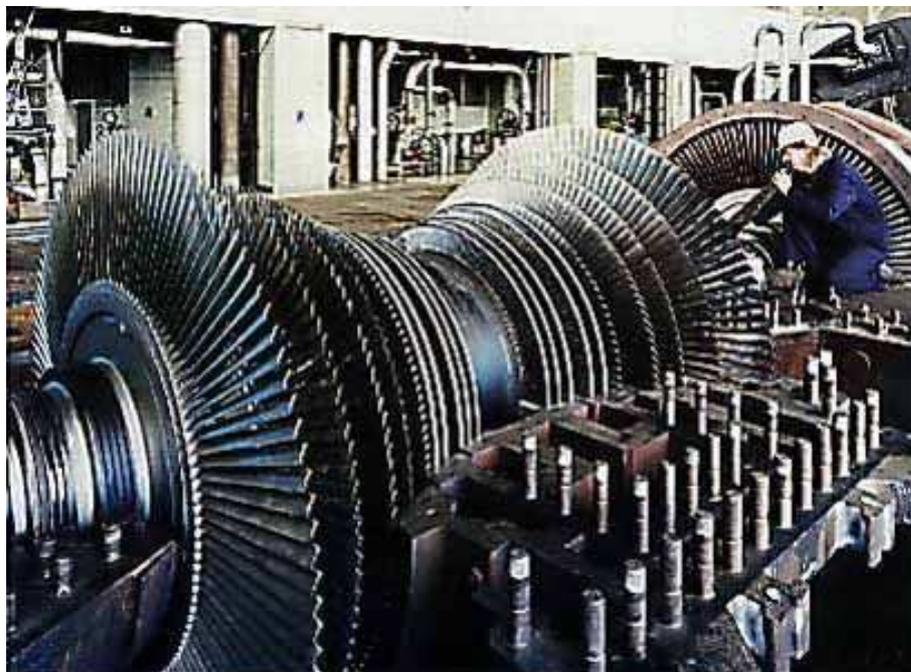


Abbildung 4.17: Gasturbine [www.strombasiswissen.de]

5 Energiegewinnung durch Kernspaltung

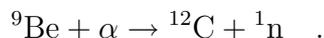
5.1 Historische Einleitung

Die Entdeckung der Kernspaltung war eng mit der Entdeckung des Neutrons verknüpft. Schon 1920 war dessen Existenz als Kernbaustein von E. RUTHERFORD postuliert worden [12]. Er löste damit das Problem, daß die Masse eines Atomkerns ungefähr doppelt so groß war wie man aufgrund seiner Ladung und somit der Anzahl der Protonen hätte annehmen können. Die ursprüngliche Erklärung, nämlich daß Elektronen im Kern gebunden seien, war aufgrund der HEISENBERGSchen Unschärferelation $\Delta p \Delta x \geq \hbar$ (1927) nicht haltbar.

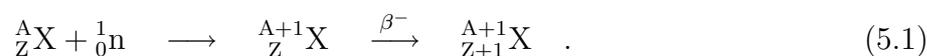
1930 fanden W. BOTHE (Nobelpreis 1954) und sein Student H. BECKER, daß beim Auftreffen von α -Strahlen auf leichte Elemente wie Li und Be eine ungewöhnlich harte ' γ '-Strahlung entstand. Gemessen an der geringen Absorption in Blei hätte diese Strahlung eine Energie von 10 MeV haben müssen. Das Ehepaar JOLIOT-CURIE untersuchte gleichfalls diese Strahlung und fand, daß aus Paraffin Protonen herausgeschlagen wurden. Eine Rechnung ergab eine Energie von sogar 50 MeV - eine große Diskrepanz zu den Werten von BOTHE.

J. CHADWICK (Nobelpreis 1934) untersuchte die Strahlung, die beim Auftreffen von α -Teilchen von ^{210}Po auf Be entsteht. Die Messungen der Rückstoßenergien von aus dem Paraffin stammenden Protonen einerseits und von Stickstoffatomen andererseits waren nicht in Einklang zu bringen, unter der Annahme, daß die auslösende Strahlung Photonen seien. Die Rechnungen lassen sich mittels Energie und Impulserhaltung der beteiligten Stoßpartner rein klassisch nachvollziehen [13, p.676]. Für masselose Photonen entspricht dies dem COMPTON Effekt. Eine Übereinstimmung für H^+ und N erzielte er allerdings, wenn er als Konstituenten der Strahlung Teilchen der Masse $M_N=1.15$ amu annahm. Am 17.2.1932 veröffentlichte CHADWICK diese Überlegungen in *Nature* unter dem Titel '*Possible existence of a Neutron*'.

Die zugrundeliegende Kernreaktion ist



Damit war das Neutron gefunden und man hatte ein einfaches Hilfsmittel zur Initiierung von Kernreaktionen. Das Neutron, weil elektrisch neutral, muß keine Coulombbarriere überwinden und erfordert keine teuren Beschleuniger. Ein Gemisch eines α -Strahlers und Be-Pulver in einem Röhrchen konnte n-Flüsse von bis zu $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bereitstellen. Durch *Neutronen-Aktivierung* löst man Prozesse der Form



aus. Man erhöht also die Ordnungszahl des bestrahlten Elements um eins. Besonders interessant schien die Anwendung auf das bisher schwerste bekannte Element, das Uran mit dem Ziel neue, schwerere Elemente zu erzeugen: die Transurane. (E. FERMI, die besondere Rolle *thermischer* Neutronen)

Wichtig zu deren Charakterisierung war die Extrapolation der chemischen Eigenschaften entsprechend dem damaligen Periodensystem (Abb. 5.1). Die Aktiniden waren zu dieser Zeit noch unbekannt und man erwartete von den Transuranen ähnliche Eigenschaften wie die ihrer leichteren 'Homologen' Re, Os und Ir. Daher folgen auch die damals häufig verwendeten Namen 'Eka-Re', 'Eka-Os', usw. Insbesondere erwartete man von den Transuranen eine Fällbarkeit mit H_2S .

Bei leichten Elementen hatte man die Erfahrung gemacht (Reakt. 5.1), daß höchstens ein oder zwei β -instabile Produkte entstünden. Bei Uran hingegen stieß man auf eine Vielzahl von Produkten und einer entsprechenden Manigfaltigkeit an sich überlagernden Zerfällen. Heute wissen wir, daß es sich hierbei um ca. 500(!) Spaltprodukte handelt. Eine Vielzahl von Gruppen u.A. E. FERMI, M. U. P. CURIE, SAVITCH, O. HAHN, L. MEITNER, F. STRASSMANN arbeiteten 1938 an diesem Problem. E. FERMI identifizierte 1938 drei Reihen von 'Isomeren', die in Abbildung 5.2 gezeigt sind. Für diese Arbeit erhielt er noch im gleichen Jahr den Nobelpreis.

Allerdings ist nur die letzte Reaktion hiervon, nämlich die Erzeugung des ${}^{239}\text{Np}$ gemäß



richtig.

Das Ehepaar CURIE stellte fest, daß sich ein radioaktives Zerfallsprodukt des Uran chemisch wie La verhielt. Sie ordneten ihm eine Halbwertszeit von 3.5 h zu. (es war in der Tat La, $T_{1/2} = 3.9$ h). Allerdings schien das der damaligen Physik zu widersprechen und man nahm an, das schwere Homologe des La, das Ac durch β -Zerfall des Ra produziert zu haben. Der Weg vom U zum Ra blieb allerdings unklar. Chemische Untersuchungen zeigten, daß die Aktivität einer bestrahlten U-Lösung mit Ba mitgefällt werden konnte (BaCl_2 aus HCl_{Konz}). Also mußte es sich bei diesen Strahlern um Sr, Ba oder Ra handeln. Ba und Sr schienen ausgeschlossen, also blieb nur das Ra. Um das Verfahren zu überprüfen wiederholten HAHN u. STRASSMANN das Experiment unter Zusatz von reinem ^{226}Ra aus der natürlichen Zerfallsreihe des ^{238}U . Auch diese Trennung funktionierte und schien obige Hypothese zu bestätigen.

Den Durchbruch brachte dann das folgende Experiment von O. HAHN und F. STRASSMANN: Man geht aus von einer Lösung, die das bei der Kernspaltung gebildete und zu identifizierende Element X (Ba oder Ra) enthält sowie ^{224}Ra als Tracer. Anschließend gibt man eine makroskopische Menge inaktiven Bariums (^{nat}Ba) hinzu. Diese Lösung wird in verschiedene Fraktionen (Volumina von 1, 2, 3, 4, 6, 8 ml) mit derselben Konzentration aufgeteilt. Durch Zugabe von CrO_4^{2-} -Ionen wird in jeder Fraktion dieselbe (im Volumen von 1 ml Lösung enthaltene) Bariummenge als BaCrO_4 ausgefällt.

Bei der Fällung oder Kristallisation von wägbaren Substanzmengen können Mikromengen von

1934

H 1																	He 2
Li 3	Be 4											B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10
Na 11	Mg 12											Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	Ar 18
K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35	Kr 36
Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Ru 43	Rh 44	Pd 45	Ag 46	Cd 47	In 48	Sn 49	Sb 50	Te 51	I 52	Xe 54	
Cs 55	Ba 56	La 57	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	Po 84	At 85	Rn 86
	Ra 88	Ac 89	Th 90	Pa 91	U 92												

ANTHANOIDEN	La 57	Ce 58	Pr 59	Nd 60	Pm 61	Sm 62	Eu 63	Gd 64	Tb 65	Dy 66	Ho 67	Er 68	Tm 69	Yb 70	Lu 71
-------------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

Abbildung 5.1: Periodensystem der Elemente von 1934

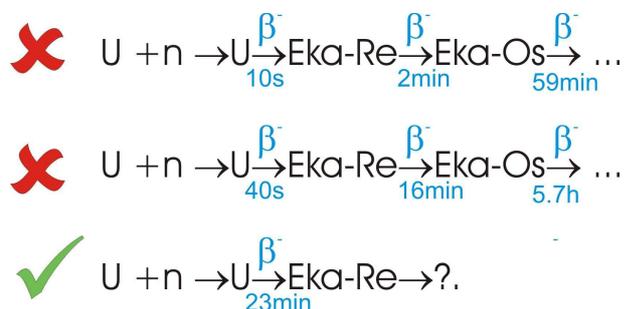


Abbildung 5.2: ‘Neutronenaktivierung’ von Uran nach Fermi 1938

Radioisotopen (hier: Element X und ^{224}Ra) durch Mischkristallbildung mitgerissen werden. Im Gleichgewicht verteilt sich die *Mikromenge* U in charakteristischer Weise zwischen den Kristallen (Index f) und der gesättigten Lösung (Index l) der *Makrokomponente* W (hier: ^{nat}Ba).

Für eine homogene Verteilung im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Verteilungskoeffizienten D gilt:

$$\frac{U_f}{U_l} = D \cdot \frac{W_f}{W_l}$$

Besteht das thermodynamische Gleichgewicht nur zwischen der Lösung und einer kleinen Oberflächenschicht des Kristalls, so wird eine logarithmische Verteilung beobachtet (λ -Verteilungskoeffizient):

$$\log \frac{U_f + U_l}{U_l} = \lambda \cdot \log \frac{W_f + W_l}{W_l}$$

Durch Messung der α - und β -Aktivität des BaCrO_4 -Niederschlags läßt sich die Menge des mitgefällten ^{224}Ra (α -Strahler) und des Elements X (Ba, β -Strahler; Ra, α -Strahler) ermitteln. Trägt man die durch α - und β -Messung des BaCrO_4 -Niederschlags bestimmten relativen Anteile des gefällten ^{224}Ra und des Elements X gegen den Anteil gefällten ^{nat}Ba auf, so erhält man Abb. 5.3. Die Verteilungskoeffizienten für Ra (\blacktriangle) sind > 1 . Die entsprechenden Werte des bei der Kernspaltung gebildeten Elements X (\blacksquare) sollten sich hingegen um die durchgezogene Linie verteilen, die einem Verteilungskoeffizienten von $\lambda = D = 1$ entspricht. Erhält man dies als Ergebnis des Experiments, so ist gezeigt, daß das bei der Kernspaltung gebildete Element X chemisch identisch ist mit ^{nat}Ba .

Das Ergebnis entsprechender Versuche von F. STRASSMANN und O. HAHN ist in Tab. 5.1

dargestellt. Bei der fraktionierten Bromidfällung von Radium III ($=^{139}\text{Ba}$) und Mesothorium-1 ($=^{228}\text{Ra}$) reichert sich ^{228}Ra in den ersten Fraktionen an, da sein Verteilungskoeffizient > 1 ist. Damit ist bewiesen, daß sich Barium und Radium chemisch unterschiedlich verhalten. Die durch Neutronenbestrahlung aus Uran erzeugte Aktivität ist somit dem Barium und nicht dem Radium zuzuordnen. In der Veröffentlichung in der Zeitschrift *Naturwissenschaften* (die Druckfahnen waren bereits 7 Tage später, also am 27.12. fertig!) liest man [14]: ‘wir kommen zu dem Schluß: Unsere ‘Radiumisotope’ haben die Eigenschaften des Bariums; Als Chemiker müßten wir eigentlich sagen, bei den neuen Körpern handelt es sich nicht um Radium sondern um Barium (...)’

‘Als Chemiker müßten wir aus den kurz dargelegten Versuchen das oben gebrachte Schema eigentlich umbenennen und statt Ra, Ac, Th die Symbole Ba, La, Ce einsetzen. Als der Physik nahestehende ‘Kernchemiker’ können wir uns zu diesem, allen bisherigen Erfahrungen der Kernphysik widersprechenden, Sprung noch nicht entschließen. (Möglicherweise hatte der Zeichner BURMESTER keine Zeit, die Bilder umzuzeichnen...)’ Der Artikel erschien am 6.1.1939.

Eine erste Erklärung folgte am 31.12.1938 durch L. MEITNER und O.R. FRISCH im Rahmen des Tröpfchenmodells (siehe unten), das ein Verschwinden der Spaltbarriere um $Z=100$

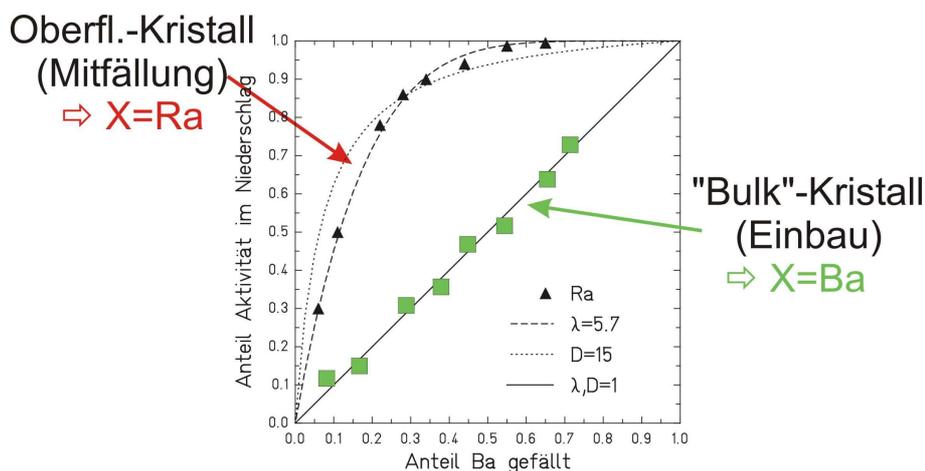


Abbildung 5.3: Fällung verschiedener Mengen von BaCrO_4 aus einer Lösung, die neben inaktivem Barium noch mikroskopische Mengen von ^{224}Ra als Tracer enthält.

und eine Spaltung in etwa gleich große Fragmente bei kinetischen Energien von ca. 200 MeV voraussagte. Bereits am 4.1.1939 hatte O.R. FRISCH Spaltprodukte direkt in der Ionisationskammer beobachtet und am 16.1.39 in *Nature* veröffentlicht [15] (Zitat 'I've seen pulses, (...) - keine Abbildung).

Es bleibt die Frage, warum die Kernspaltung nicht schon früher entdeckt wurde. Aus der Kurve der Bindungsenergien war schon lange klar, daß beim Zerteilen schwerer Kerne Energie frei werden müßte. Schon mindestens dreimal war man haarscharf an der Entdeckung der Spaltung vorbeigekommen:

- 1) Ein Physiker des Cavendish Laboratory hatte die Kernspaltung in einer Ionisationskammer beobachtet: Zum Studium von durch Neutronen in Uran induzierter β -Strahlung wurde die Ionisationskammer üblicherweise mit dünnen Folien abgedeckt, um die α -Teilchen zu stoppen. Versehentlich wurde dies einmal vergessen und neben den α und β Signalen traten Rieserpulse (der Spaltprodukte) auf. Dies wurde als Fehlfunktion des Zählers abgetan.
- 2) Hätten CURIE und SAVITCH an ihrem 3.5 h-Körper eine fraktionierte Kristallisation durchgeführt, so hätten sie wohl entdecken müssen, daß es sich um Lanthan handelte.
- 3) Als FERMI die ersten Ergebnisse über Transurane 1934 veröffentlichte (Abb. 5.2) schrieb IDA NODDACK: '(...) zieht FERMI den Schluß, daß das unbekannte Element 93 (vielleicht auch 94) sein könnte. Diese Beweisführung ist nicht stichhaltig. Es wäre denkbar, daß bei der Beschießung schwerer Kerne mit Neutronen diese in mehrere größere Bruchstücke zerfallen, die zwar Isotope bekannter Elemente, aber nicht Nachbarn der bestrahlten Elemente sind'.(!)

Tabelle 5.1: Otto Hahns Fazit aus der fraktionierten Bromidfällung von Radium III ($=^{139}\text{Ba}$) und Mesothorium-1 ($=^{228}\text{Ra}$), 17. Dezember 1938. Zitat:

Die Auswertung (siehe Kurven-Blatt und beiliegende Zettel)

ergibt	Fraktion	I	:	II	:	III	für Msth	1:6
	für Msth	66	:	24.5	:	11	für Ra III	1:1.2
	für Ra III	$\simeq 80$:	70(-80)	:	65-70		

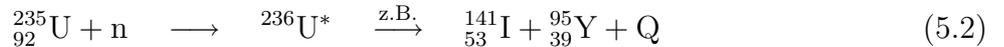
bei schlecht stimmenden Kurven

Der Grund dafür, daß die Physiker die Emission größerer Bruchstücke aus dem Kern ausschlossen war die erfolgreiche Theorie des α -Zerfalls von Gamow z.B.[16]. Das α Teilchen *durchtunnelt* dabei eine Barriere. Die Wahrscheinlichkeit für dieses Tunneln sinkt aber extrem stark mit zunehmender Masse des Teilchens. Heute kann auch die stark unterdrückte Emission von ^{12}C aus dem Kern beobachtet werden (Clusterzerfall). Man brauchte so lange zu erkennen, daß ein anderer physikalischer Vorgang für die Spaltung verantwortlich zeichnet, der von dem Durchtunneln der Coulombbarriere unabhängig ist. Die Entdeckung der ersten Transurane (^{239}Np) erfolgte dann 1940 durch McMILLAN und ABELSON in Berkeley. 1941 entdeckten WAHL, KENNEDY und SEABORG das Plutonium (^{238}Pu , $T_{1/2} = 88$ a). Der Nachweis des längerlebigen und schwerer nachweisbaren Isotops (^{239}Pu , $T_{1/2} = 24390$ a) gelang kurze Zeit später an einem Zyklotron (Neutronenproduktion durch $\text{Be}(d,n)$ -Reaktion).

5.2 Grundlagen der Kernspaltung

Es würde den Rahmen der Vorlesung sprengen, einen kompletten Abriss der der Spaltung zugrundeliegenden Kernphysik geben zu wollen. Hier sei auf die entsprechenden Veranstaltungen der Physik und der Kernchemie verwiesen. In diesem Kapitel sollen nur einige grundlegende Begriffe, die unverzichtbar für die kommenden Abschnitte sind, kurz wiederholt werden.

Der Urankern spaltet nach Beschuß mit Neutronen in zwei Fragmente. Diese sind i.A. unterschiedlich groß. Zum Beispiel



die Energiefreisetzung Q (siehe unten) beträgt ca. 204 MeV. Es soll nun versucht werden, diesen Prozess zu verstehen.

Die Bindungsenergie von Atomkernen geteilt durch die Anzahl ihrer Nukleonen ist in Abb. 5.4 aufgetragen¹:

$$\frac{E_B}{A} = \frac{1}{A} (Zm_H + Nm_N - M_{Atom}) c^2 \quad (5.3)$$

Sie zeigt ein Maximum in der Nähe von $A = 60$. Das bedeutet, sehr schwere und sehr leichte Kerne sind weniger stark gebunden als Elemente um Fe herum. Man kann also sowohl durch Verschmelzen zweier leichter Kerne (Fusion) als auch durch Spaltung eines schweren Kerns Energie gewinnen. In unserem obigen Beispiel ist das

$$Q = E_B(\text{I}) + E_B(\text{Y}) - E_B(\text{U}) \approx 204 \text{ MeV} \quad (!) \quad (5.4)$$

Historisch waren die Bindungsenergien schon vor der Kernspaltung bekannt. Auch das folgende *Tröpfchenmodell* wurde zuvor von C.F. VON WIEZSÄCKER entwickelt. Es beschreibt die Bindungsenergie eines Kerns aus A Nukleonen darunter Z Protonen wie folgt:

$$B_{TM} = \underbrace{a_V A}_{\text{Volumen}} - \underbrace{a_S A^{2/3}}_{\text{Oberfl.}} - \underbrace{a_C Z^2 A^{-1/3}}_{\text{Coulomb}} - \underbrace{a_A \frac{(Z - A/2)^2}{A}}_{\text{Assymetrie}} \pm \underbrace{B_{Pair}}_{\text{Paarung}} \quad (5.5)$$

a_i ist der jeweilige Proportionalitätsfaktor. Der Volumenterm ist positiv und skaliert mit der Anzahl der Nukleonen. Die Energie durch Oberflächenspannung ist proportional $A^{2/3}$, also der

¹Man rechnet mit atomaren Masseneinheiten, da die Massenmessungen atomare Massen ergeben.

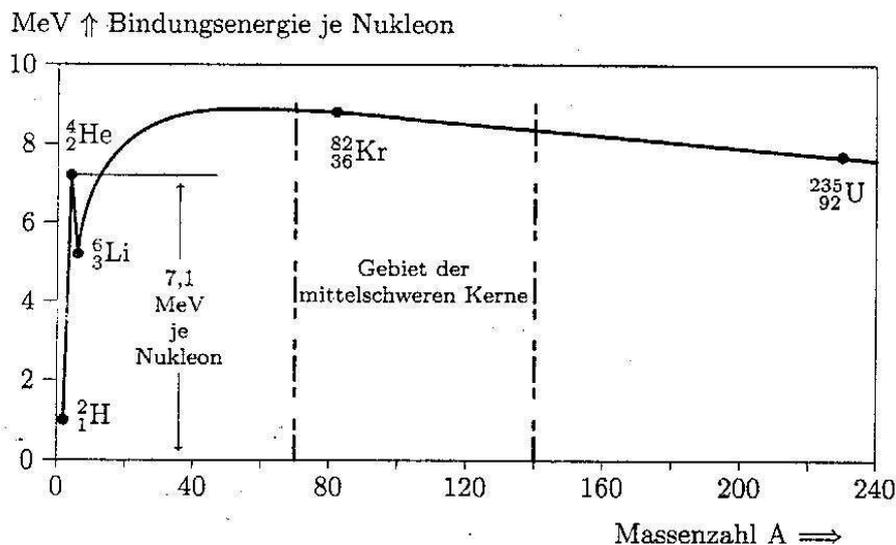
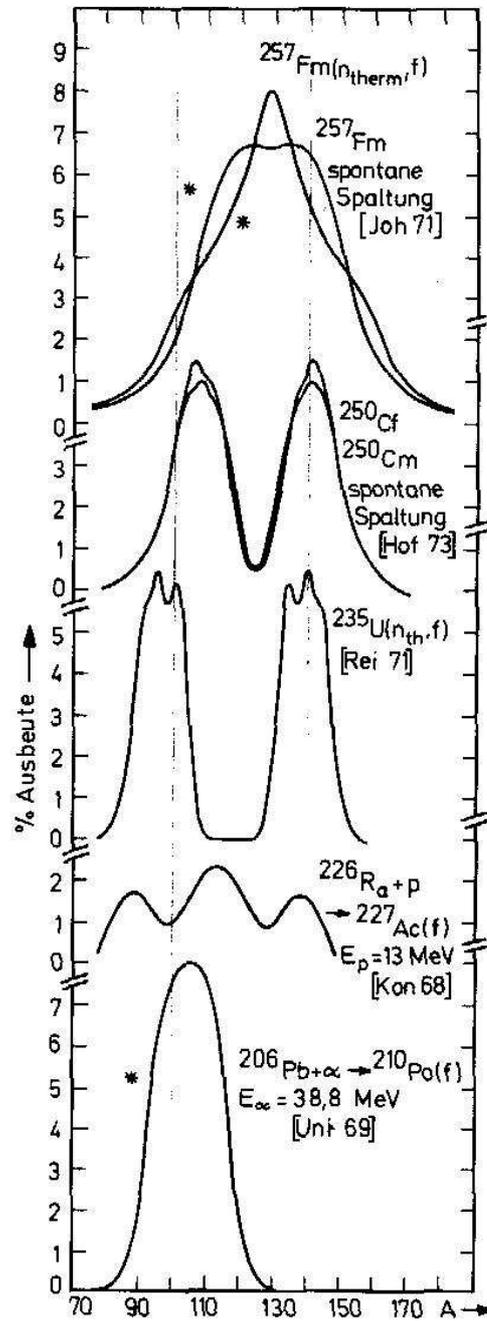


Abbildung 5.4: Bindungsenergie pro Nukleon [17]

Oberfläche und ebenso wie der Coulombterm negativ. Letzterer skaliert mit dem Quadrat der Kernladung Z und dem Durchmesser als Maß für den Abstand zweier Protonen. Der vierte Term hat kein klassisches Analogon und senkt die Bindungsenergie für Kerne mit stark unterschiedlicher Neutronen und Protonenzahl. Der letzte Term bringt die Paarungsenergie ein. Ein Kern dessen äußerstes Proton (bzw. Neutron) einen Partner mit entgegengesetztem Spin bei ansonsten gleichen Quantenzahlen hat, besitzt eine erhöhte Stabilität. Dies ist besonders ausgeprägt, wenn sowohl Neutronen als auch Protonen gepaart sind (gg-Kerne - gerade-gerade). Analog ist der uu-Kern (ungerade-ungerade) bzw. ug und gu Kern definiert. Um zu spalten muß der Kern elongieren, was ausschließlich die Oberflächen- und Coulombterme beeinflusst.

Detaillierte Ableitungen sind in jedem Lehrbuch der Kernphysik zu finden. Dieses einfache Modell beschreibt korrekt:

- Spaltbarriere als Resultat der gegenläufigen Wirkung von Coulombkraft und Oberflächenkraft verschwindet bei ca. $Z = 100$
- Energiefreisetzung von ca. 200 MeV
- Entstehen neutronenreicher β -aktiver Nuklide (Töchter haben das hohe N/Z Verhältnis der Mutter (siehe unten))

Abbildung 5.5: Massenverteilung der Spaltprodukte von $^{236}\text{U}^*$ aus $^{235}\text{U}(n, f)$

- Begriff des deformierten Compoundkerns

Allerdings kann das System nicht die stark asymmetrische Massenverteilung der Spaltprodukte reproduzieren die in der Verteilungskurve $^{235}\text{U}(n, f)$ in Abb. 5.5 zum Ausdruck kommt. Die Asymmetrie ist deutlich zu erkennen, die symmetrische Spaltung ist um ca. 4 Größenordnungen unterdrückt.

Hierzu muß unser Bild vom Kern im sogenannten *Schalenmodell* erweitert werden. In Analogie zu den Elektronen der Atomhülle bewegen sich die Nukleonen unabhängig in einem mittleren Potential, das allerdings hier durch die restlichen Nukleonen gebildet wird, und nicht ein Zentralpotential ist. Auch die Natur der Bindungskraft ist eine andere: die kurzreichweitige starke Kernkraft. Für die Bindung der Nukleonen bilden sich sogenannte Schalen und magische Zahlen, mit besonders starker Bindung aus. Die genaue Lage dieser magischen Zahlen hängt stark von der Deformation des Kerns ab.

Will man die Spaltung schwerer Kerne verstehen, muß man beide Modelle koppeln (STRUTINSKY-Modell). Deformation führt zu einer Erhöhung der Bindungsenergie und zu 'stabilen' Kernen auch für $Z > 100$. Ferner wird im Schalenmodell für die Spaltung eine doppelte Barriere vorhergesagt, die Höhe der äußeren Barriere nimmt mit zunehmender Masse ab. Es zeigt sich, daß genau diese äußere Barriere für die Massenasymmetrie verantwortlich ist. Sie ist im Falle des Urans für eine symmetrische Spaltung (118/118) mit 8 MeV viel höher als für die beobachtet asymmetrische Spaltung (5.7 MeV).

Ist dagegen der Compoundkern nahezu undeformiert (abgeschlossene Schale, z.B. $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)^{210}\text{Po}$ mit $Z = 84 \sim 82, N = 126$ in Abb. 5.5), so kann die Spaltung nach dem Tröpfchenmodell beschrieben werden und führt zu einer symmetrischen Verteilung.

Der zeitlich Ablauf des Spaltprozesses ist in Abb. 5.6 wiedergegeben. Nach Anregung bildet sich ein Compoundkern, der ca. $\tau = 10^{-15}$ s lebt. Dies ist im Vergleich zur Zeitskala der Kernvibration (10^{-21} s) sehr lang. Dieser deformiert sich, schnürt sich ein und spaltet. Die heißen Spaltfragmente besitzen noch Deformationsenergie und kühlen durch Neutronen und γ -Abstrahlung weiter. Die primären Spaltprodukte besitzen noch in etwa das hohe Neutronen zu Protonen Verhältnis des schweren Compoundkerns. Stabile leichte Kerne haben eine nahezu gleiche Anzahl von Neutronen und Protonen. Daher 'wandern' diese Fragmente durch sukzessiven β^- -Zerfall in Richtung des Tals der Stabilität:



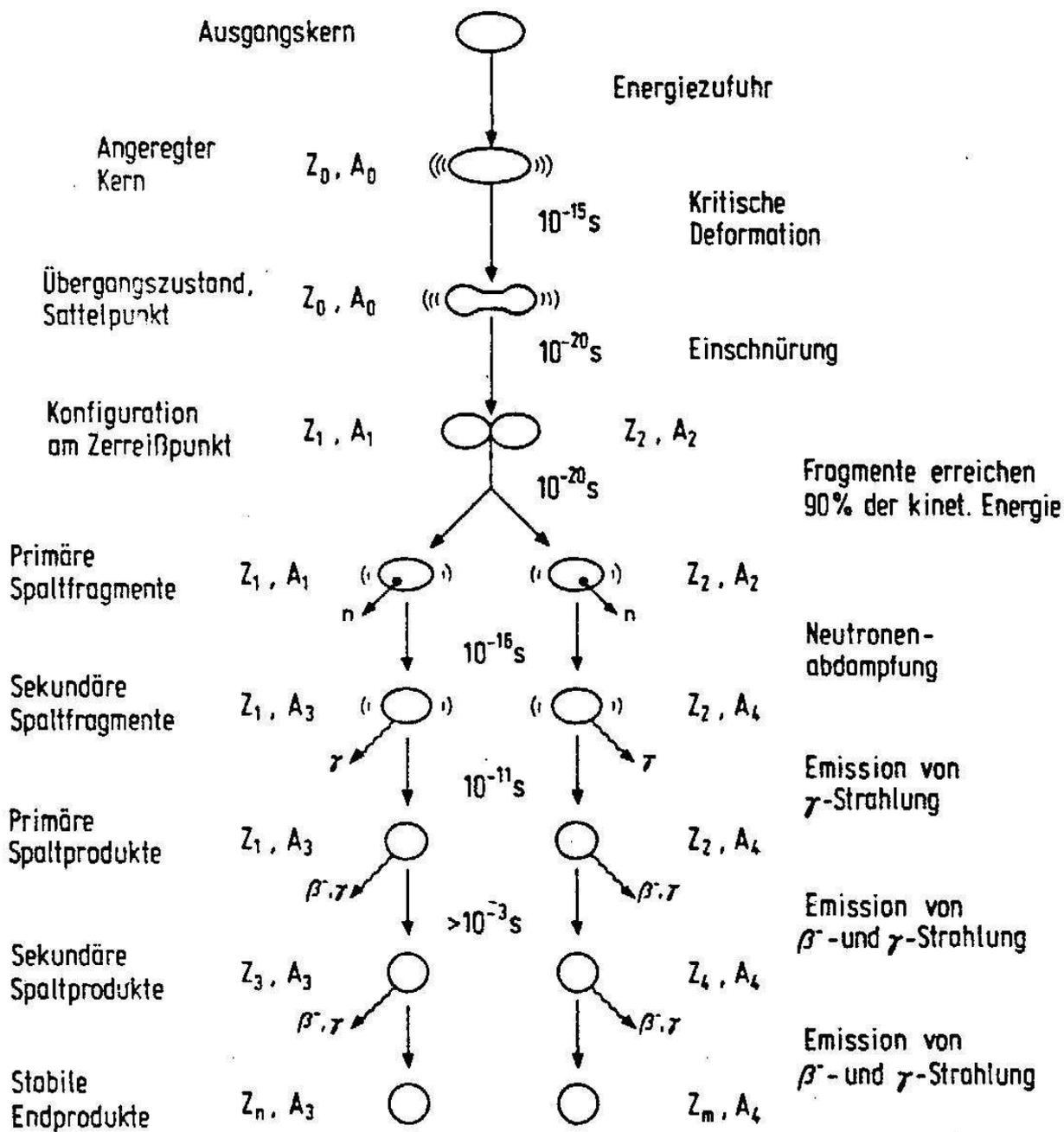


Abbildung 5.6: Zeitlicher Ablauf der Compoundkernspaltung

Spaltprodukte	167 MeV
Neutronen	6 MeV
Elektronen	7 MeV
γ	13 MeV
$\bar{\nu}_e$	11 MeV

Tabelle 5.2: Aufteilung der Energien bei Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen

gefolgt ggf. von weiteren γ -Emissionen.

Die Zerfallsenergie Q aus Reaktion (5.2) teilt sich nach Tab. 5.2 auf die verschiedenen Zerfallsprodukte auf: Bis auf die Energie der Neutrinos, die nur sehr schwach mit Materie wechselwirken² ($\nu + n \rightarrow p + e^- : \sigma_\nu = 10^{-43} \text{ cm}^2$) wandelt sich die Energie aller Zerfallsprodukte in Wärme um und kann genutzt werden.

Zum Verständnis: Die Energie der Spaltprodukte beim Zerfall $X \rightarrow X_{\text{CN}}^* \rightarrow F_3 + F_4$ entspricht der potentiellen Coulombenergie der sich berührenden geladenen Tröpfchen F_3 u. F_4 : empirische VIOLA-Systematik für den symmetrischen Fall

$$E_{Sp}^{Symm} = 0.10605 \frac{(Z_{CN})^2}{(A_{CN})^{1/3}} + 22.1 \text{ MeV} \quad (5.6)$$

Im asymmetrischen Fall besitzen die Fragmente eine *hohe* Deformationsenergie. Gleichzeitig liegen die Schwerpunkte der Fragmente am Zerreißpunkt weiter auseinander als im symmetrischen Fall gleich großer, annähernd sphärischer Tropfen und somit ist die Coulombenergie *kleiner*. Es gilt dann:

$$E_{Sp}^{Asymm} = E_{Sp}^{Symm} \cdot \frac{Z_3 Z_4}{(Z_{CN}/2)^2} \cdot \frac{(4A_{CN})^{1/3}}{A_3^{1/3} + A_4^{1/3}} \text{ MeV} \quad (5.7)$$

Im obigen Beispiel für $^{141}_{53}\text{I}$ u. $^{95}_{39}\text{Y}$ gilt: $E_{Sp}^{Asymm} = 168 \cdot 0.98 = 165 \text{ MeV}$

Auch wenn die Deformation bei der Spaltung sehr wichtig für das physikalische Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse ist, so ist doch der Energieverlust der Fragmente relativ gering. Für die Energiegewinnung ist dieser ‘Verlust’-Effekt ganz ohne Bedeutung, da die Deformationsenergie in den primären Spaltfragmenten durch Neutronen-Abdampfung oder γ -Strahlung wieder frei gesetzt wird.

²Die mittlere freie Weglänge für Neutrinos im Fels beträgt 10^{14} km !

5.3 Neutronenerzeugung und -reaktionen

Da die Neutronen die Spaltung induzieren, ist das Verständnis ihrer Produktionsmechanismen, ihre Handhabung, Moderation, Absorption und schließlich die Reaktionsmechanismen von grundlegender Bedeutung im Reaktorbau. Deshalb ist diesem Themenbereich ein eigenes Unterkapitel gewidmet.

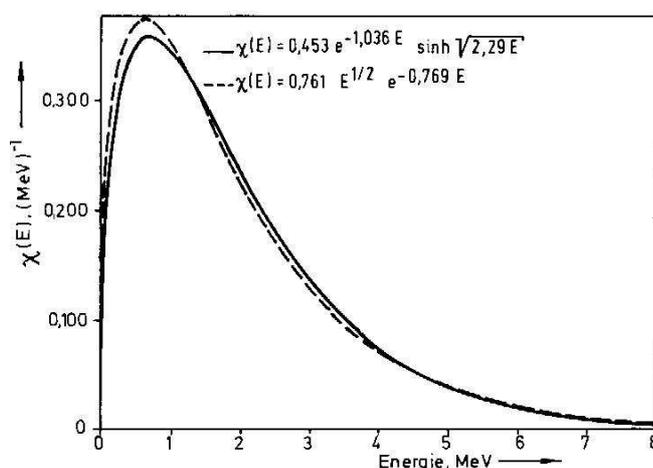


Abbildung 5.7: Energiespektrum der prompten Neutronen bei der thermischen Spaltung [18, I p.59]

Abbildung 5.7 zeigt die experimentelle Verteilungsfunktion von Spaltneutronen (thermische Spaltung von ^{235}U), aufgetragen gegen ihre kinetische Energie (durchgezogene Kurve). Sie läßt sich in guter Näherung durch eine Maxwellverteilung beschreiben (gestrichelte Linie):

$$\chi(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi} T^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/T} \quad (5.8)$$

T ist die (mikrokanonische) innere Kerntemperatur, mit den Einschränkungen, die bei einem System aus nur 100 Teilchen gelten. Gerechtfertigt wird der Ansatz einer Temperatur überhaupt erst durch die relativ lange Lebensdauer (fs) des Compoundkerns (Kap. 5.2), der

eine Umverteilung der Anregungsenergie und eine Equilibrierung aller Freiheitsgrade gewährleistet. Nach klassischer statistischer Mechanik ist die mittlere zu erwartende Energie des Neutrons

$$\langle E_n \rangle = \frac{3}{2} T. \quad (5.9)$$

Für die thermische Spaltung von ^{235}U ist $T = 1.3 \text{ MeV}$ und $\langle E_n \rangle = 1.95 \text{ MeV}$.

Eine fundamentale Größe bei der Betrachtung von Reaktionen in der Physik ist der Wirkungsquerschnitt. Geometrisch läßt er sich als die Querschnittsfläche der aufeinandertreffenden Stoßpartner verstehen (also bei zwei Kugeln die entsprechenden Projektionsscheiben gleichen Radius'). In der Kernphysik typische Querschnitte bewegen sich in der Größenordnung von $1 \text{ barn} \stackrel{!}{=} 10^{-24} \text{ cm}^2$. 'Barn' kommt aus dem Englischen und bedeutet Scheunentor. Wie sich hieraus vermuten läßt, haben viele Kernreaktionen deutlich kleinere Wirkungsquerschnitte ... Die Reaktionsrate R eines Neutronen-Prozesses läßt sich dann aus dem Querschnitt σ , dem Neutronen-Fluß σ_n und der Targetdichte N_T berechnen:

$$R [\text{s}^{-1}] = \sigma [\text{cm}^2] \times \phi_n [\text{s}^{-1}] \times N_T [\text{cm}^{-2}] \quad (5.10)$$

Der Reaktionsquerschnitt hängt im Allgemeinen von der Energie der beteiligten Partner ab, in

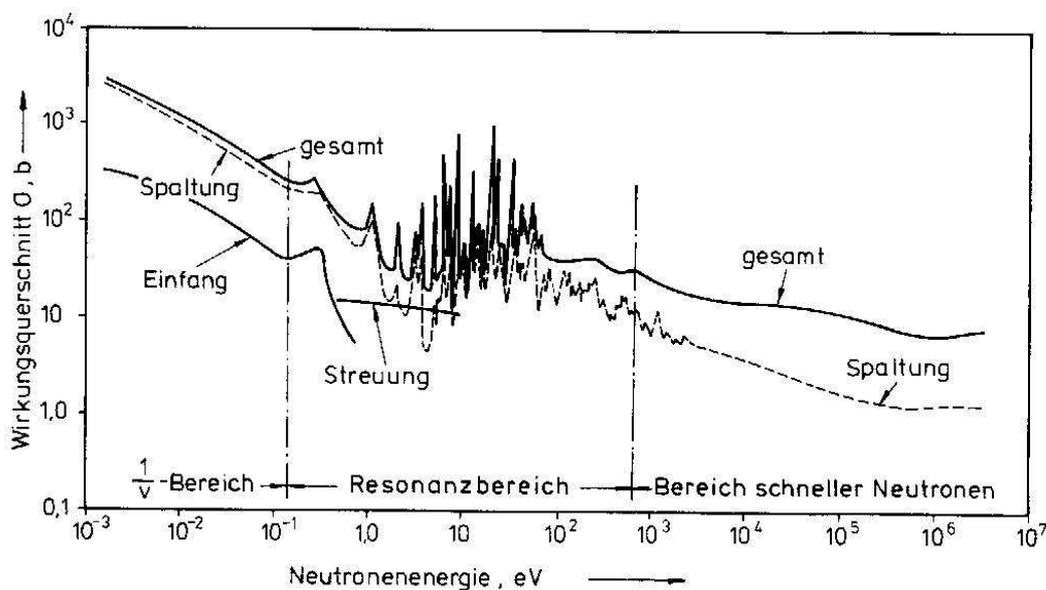


Abbildung 5.8: Neutroneneinfangs-Wirkungsquerschnitte des ^{235}U [18, I p.71]

dem hier interessierenden Fall von der kinetischen Energie des Neutrons. Außerdem kann das Neutron mit einem Kern in verschiedener Art und Weise wechselwirken. Neben der gewünschten Spaltung σ_f kann auch eine Streuung des Neutrons am Kern stattfinden (σ_S), oder aber der Kern kühlt nach Einfang des Neutrons (σ_C) durch andere Kanäle ab, z.B. γ -Emission. Abb. 5.8 verdeutlicht dies am Beispiel des ^{235}U . Man unterscheidet drei Regionen:

- $1/v$ - Bereich, $E_n \lesssim 0.2 \text{ eV}$:

Anstieg des Querschnitts mit sinkender Geschwindigkeit der Neutronen ($\sigma \propto 1/v$), da die de Broglie-Wellenlänge λ langsamer Neutronen zunimmt, und im Grenzfall der Absorptionsquerschnitt $\sigma_A = \pi \lambda^2$ unabhängig vom Radius des Targetkerns wird ($\lambda \gg R$).

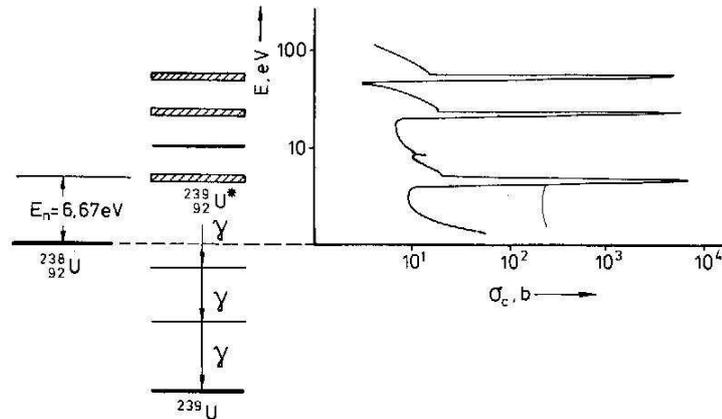


Abbildung 5.9: Neutroneneinfang von ^{238}U bei der ersten Resonanz $E_r = 6.67 \text{ eV}$ [18, I p.73]

- Resonanzbereich Einige eV - 1 keV:

Neutronen können in reelle gebundene (oder ungebundene) Zustände eingefangen werden und einen angeregten Kern bilden. Dies ist in Abb. 5.9 veranschaulicht. Der angeregte Zustand $^{239}\text{U}^*$ zerfällt durch γ -Emission. Für Neutronenenergien, die den Abständen zwischen zwei Zuständen entsprechen, erhält man Resonanzüberhöhung des Einfangquerschnitts (hier $E_n=6.67 \text{ eV}$). Die Energieabhängigkeit der Resonanz läßt sich durch die BREIT-WIGNER-Formel beschreiben:

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad , \quad \Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \quad (5.11)$$

$\lambda = \hbar/p$, de Broglie Wellenlänge des Neutrons

Γ_i : partielle Breiten für Neutronen und γ -Emission

E_0 : Resonanzenergie

Im $1/v$ - Bereich ist der Nenner von Gl. 5.11 für ^{235}U durch $E_0 = 6.67 \text{ eV}$ dominiert und daher konstant ($E_0 \gg \Gamma_n, \Gamma_\gamma$). Typischer Wert für $\Gamma_\gamma = 0.1 \text{ eV}$. Folgt aus Lebensdauer des Compound Kerns: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$; $\Delta t \simeq 10^{-14} \text{ s} \leadsto \Delta E \simeq 0.1 \text{ eV}$ In diesem Bereich ist der Spaltquerschnitt deutlich geringer als der für (n, γ) Reaktionen. Dies hat Folgen für das Moderieren der Reaktorneutronen (siehe unten).

- *Schneller Bereich:*

Oberhalb des Resonanzbereichs fallen die Querschnitte ab, weil das Neutron nicht mehr festgehalten werden kann. Weil die Resonanzbreiten (Γ) mit zunehmender Neutronenenergie größer werden als die Abstände der Resonanzen untereinander kann die Resonanzstruktur nicht mehr aufgelöst werden. Zusätzlich tritt oberhalb 10 keV inelastische Streuung auf: Das Neutron wird vom Kern absorbiert und es entsteht ein angeregtes System, das nach einiger Zeit ein oder mehrere Teilchen, hauptsächlich Neutronen, emittiert.

Das *Verzweigungsverhältnis* für konkurrierende Prozesse ist durch die Wirkungsquerschnitte gegeben: ^{235}U $\sigma_f = 584 \text{ b}$ $\sigma_{n, \gamma} = 98 \text{ b}$. Die Spaltung ist demnach um den Faktor 6 bevorzugt. Wir haben also gesehen, die bei der Spaltung emittierten Neutronen haben Energien im MeV Bereich (Abb. 5.7), die höchsten Spaltquerschnitte liegen aber im Bereich thermischer Neutronen. Die Neutronen müssen daher für eine effiziente Kettenreaktion im Reaktor ‘gekühlt’

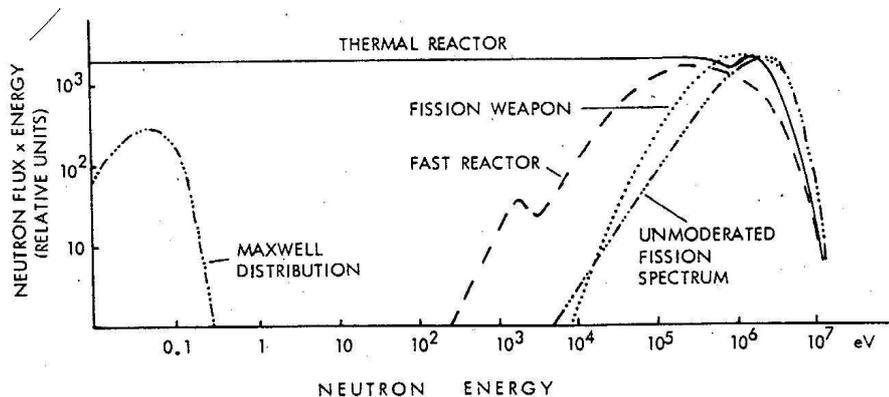
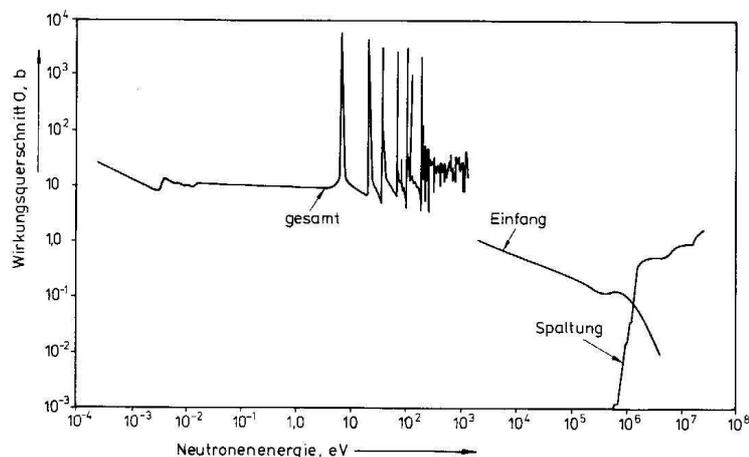


Abbildung 5.10: Neutronen Spektrum in Reaktoren und Kernwaffen [19]

Abbildung 5.11: Neutroneneinfangs-Wirkungsquerschnitte des ^{238}U [18, I p.77]

(moderiert) werden. In Abb. 5.10 bedeutet dies eine Verschiebung der Spaltneutronen (Fission Spectrum) nach links in den Bereich der thermischen Maxwell Verteilung.

Nicht alle schweren Kerne sind mit thermischen Neutronen spaltbar. Abb. 5.11 zeigt die Spalt- und Einfangquerschnitte für ^{238}U ('Gesamt' heißt hier abweichend von Abb. 5.8 Streuung + Einfang). Man erkennt, daß Spaltung erst für Neutronenenergien oberhalb von 1 MeV

Tabelle 5.3: Kritische Anregungsenergie von Atomkernen hoher Ordnungszahl und Bindungsenergie für das letzte Neutron dieser Kette

Kern	Zwischenkern	Kritische Anregungsenergie, in MeV	Bindungsenergie des letzten Neutrons, in MeV
$^{232}_{90}\text{Th}$	$^{233}_{90}\text{Th}$	6,5	4,8
$^{233}_{92}\text{U}$	$^{234}_{92}\text{U}$	6,2	6,8
$^{235}_{92}\text{U}$	$^{236}_{92}\text{U}$	5,7	6,5
$^{238}_{92}\text{U}$	$^{239}_{92}\text{U}$	6,5	4,8
$^{239}_{94}\text{Pu}$	$^{240}_{94}\text{Pu}$	5,8	6,5
$^{240}_{94}\text{Pu}$	$^{241}_{94}\text{Pu}$	6,2	5,2
$^{241}_{94}\text{Pu}$	$^{242}_{94}\text{Pu}$	5,6	6,3

Quelle: Emendörfer/Höcker: *Theorie der Kernreaktoren*, 1982, S. 30.

einsetzt. Dies liegt in der Bindungsenergie des letzten Neutrons begründet. ^{235}U ist ein ungerader Kern (Kap. 5.2), besitzt also eine ungerade Anzahl von Neutronen. Ein zusätzliches Neutron gewinnt die Paarungsenergie. Somit ist die beim Einfang freiwerdende Bindungsenergie um diesen Anteil höher als beim geraden Kern ^{238}U wo das zusätzliche Neutron ungepaart ist. Tabelle 5.3 faßt die Bindungsenergien und die für die Spaltung nötigen kritischen Anregungsenergien für einige schwere Kerne zusammen. Nur bei ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu übersteigt die Bindungsenergie des zusätzlichen Neutrons die kritische Anregungsenergie, die zur Überwindung der Spaltbarriere erforderlich ist. Alle anderen Kerne sind nur durch hochenergetische (schnelle) Neutronen spaltbar.

Pro Spaltung werden im Durchschnitt $\nu = 2.5 - 3$ Spaltneutronen frei (*Neutronenausbeute*). Tabelle 5.4 listet die genauen Zahlen für U und Pu auf. Zu beachten ist, daß dies nur Mittelwerte sind. Im einzelnen Fall können dies deutlich mehr oder weniger sein, die Standardabweichung beträgt ± 1.5 . Schnelle Neutronen (1 MeV) erhöhen diese Zahl etwas, eine erhebliche Steigerung erfährt die Neutronenausbeute für noch höhere Energien. Abbildung 5.12 zeigt diese Abhängigkeit. ^{239}Pu hat eine höhere Ausbeute als Uran und dieses wiederum als ^{232}Th . Die Steigung, das heißt die Zahl zusätzlicher Spalt-Neutronen pro Energie des die Spaltung auslösenden Neutrons beträgt für alle hier betrachteten Kerne $1/6 \text{ MeV}^{-1}$. Pro 6 MeV Energie wird ein weiteres Neutron ausgelöst. Dies entspricht nach Tab. 5.3 in etwa der Bindungsenergie des äußersten Neutrons. Für eine Kettenreaktion muß die Neutronenbilanz ausgeglichen sein. Da bei jeder Spaltung ein Neutron verbraucht wird, muß nach Abzug aller Verluste mindestens eines übrigbleiben, um die nächste Spaltung auszulösen ($\nu \geq 1$).

Tabelle 5.4: Mittlere Zahl der Spaltneutronen (je Spaltung) bei der Kernspaltung durch langsame Neutronen (0,025 eV) und schnelle Neutronen (1 MeV)

Spaltstoff	Neutronen (1 MeV)	
	Bei Spaltung durch Neutronen mit 0,025 eV (thermisch)	Bei Spaltung durch Neutronen mit 1 MeV (schnell)
Uran 233	2,49	2,55
Uran 235	2,42	2,54
Plutonium 239	2,87	3,01
Plutonium 241	2,93	3,07

Quelle: Emendörfer/Höcker: *Theorie der Kernreaktoren*, 1982, S. 40.

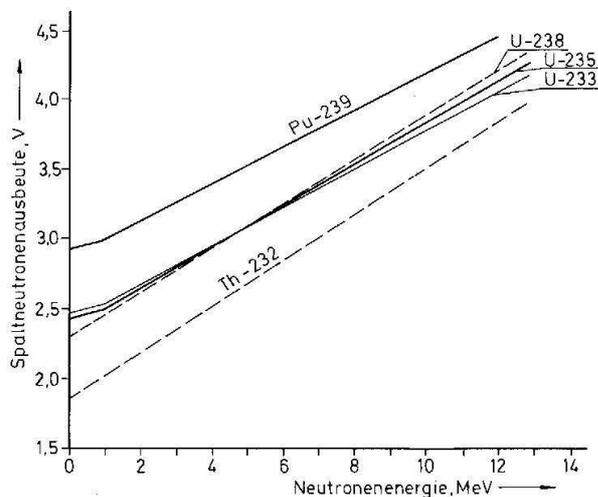


Abbildung 5.12: Spaltneutronenausbeute [18, I p.53]

Die *Lebensdauer* einer *Neutronengeneration* – von der Emission über Abbremsung bis zur Absorption – ist bestimmt durch die Abbremszeit τ . Für den Moderator H_2O ist dies $\tau \simeq 40 \mu\text{s}$. Die Zahl der Neutronen folgt der Differentialgleichung

$$\frac{dN}{dt} = \frac{(k-1)}{\tau} \cdot N \quad (5.12)$$

mit dem *Multiplikationsfaktor*

$$k = \frac{\text{Zahl der Neutronen in Generation } n}{\text{Zahl der Neutronen in Generation } n-1}. \quad (5.13)$$

Daraus folgt die einfache Lösung

$$N = N_0 e^{[(k-1)/\tau]t}. \quad (5.14)$$

Wir betrachten nun das Beispiel eines wassermodierten Reaktors mit $k = 1.001$ und $\tau = 40 \mu\text{s}$. Die Zahl der Neutronen wächst um den Faktor e innerhalb von

$$T = \tau/(k-1) = 40 \text{ ms}. \quad (5.15)$$

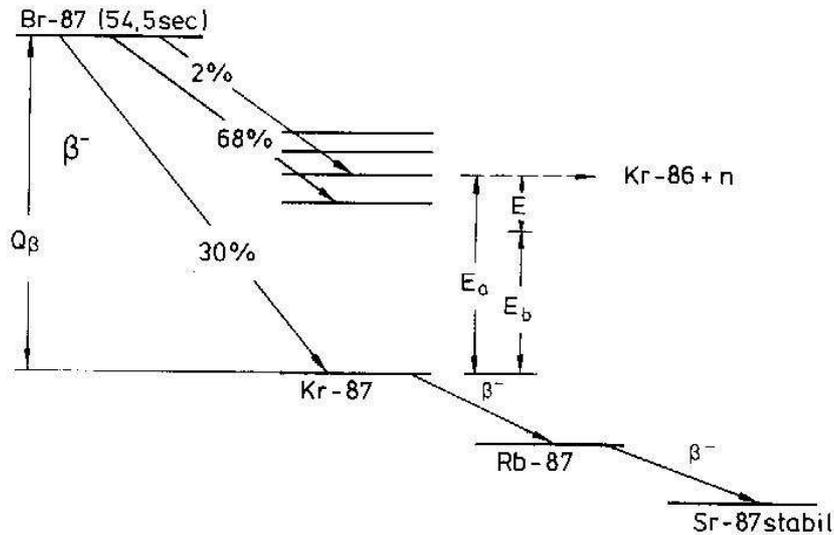


Abbildung 5.13: Entstehung der verzögerten Neutronen aus ^{87}Br [18, I p.55]

Diese Zeit nennt man die *Reaktorperiode*. Nach einer Sekunde hat sich die Zahl der Neutronen bereits um den Faktor $7.2 \cdot 10^{10}$ erhöht! Mit dieser Zeitkonstanten ist ein Reaktor nicht mehr steuerbar.

Glücklicherweise bietet die Natur selbst eine Lösung an: die sogenannten β -verzögerten Neutronen: Manche Spaltprodukte (z.B. ^{87}Br , Abb. 5.13) zerfallen zum Teil in angeregte Zustände der Tochter. Hier ist das das Isotop ^{87}Kr . Dessen Anregungsenergie liegt oberhalb der Neutronenbindungsenergie E_b , und unter Bildung von ^{86}Kr wird ein Neutron emittiert. Die n-emittierenden Tochterkerne des β -Zerfalls sind meist Kr oder Xe Isotope nahe der Schalenabschlüsse $N = 50, 82$. Auch in unserem Beispiel ist dies der Fall: $^{87}_{36}\text{Kr}_{51} \rightarrow ^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$, das Endprodukt ist ein besonders stabiler Kern mit magischer Neutronenzahl.

Tabell 5.5 zeigt die Ausbeuten β -verzögerter Neutronen bei der thermischen Spaltung des ^{235}U gruppiert nach Halbwertszeit des Mutterisotops. Ihr Gesamtanteil liegt etwa bei 0.65 %. Welchen Einfluß haben nun diese verzögerten Neutronen auf die Reaktorperiode T ? Wir unterscheiden 3 Fälle:

$$1) (k - 1) < 5 \cdot 10^{-4} \quad (\text{kleine Reaktivität})$$

Gleichung 5.15 gilt nun entsprechend für eine gemittelte Lebensdauer der Neutronen. Um eine

Tabelle 5.5: Daten der verzögerten Neutronen für die thermische Spaltung von ^{235}U gruppiert (i) nach Zerfallszeiten [18, I p.56]

	Gruppe	$T_{1/2}$ in s	λ_i in s^{-1}	Ausbeute $\nu\beta_i$	Bruchteil β_i
U-235	1	55,72	0,0124	0,00052	0,000215
	2	22,72	0,0305	0,00346	0,001424
	3	6,22	0,111	0,00310	0,001274
	4	2,30	0,301	0,00624	0,002568
	5	0,610	1,14	0,00182	0,000748
	6	0,230	3,01	0,00066	0,000273
	Summe	-	-	$\nu\beta = 0,0158$	$\beta = 0,0065$

gute Steuerbarkeit des Reaktors zu erzielen, wird $T = 200$ s gefordert.

$$T = \frac{\bar{\tau}_\nu}{k-1} > 200 \text{ s} \quad ; \quad \bar{\tau}_\nu \cong \sum_i \beta_i \tau_{\nu_i} \simeq 0.1 \text{ s} \quad (5.16)$$

$$\text{genauer :} \quad \bar{\tau}_\nu = \left(1 - \sum_i \beta_i\right) \tau_{spo} + \sum_i \beta_i \tau_{\nu_i} \quad (5.17)$$

Der erste Term in Gl. 5.17 darf vernachlässigt werden wenn er sehr viel kleiner ist als der zweite, wenn also die Lebensdauer der spontanen Neutronen sehr kurz gegen die gewichtete Lebensdauer der β -verzögerten Neutronen ist.

2) $(k-1) > \beta$

Hier sind die beiden Terme in Gl. 5.17 von gleicher Größenordnung und daher haben die spontanen Neutronen wieder erheblichen Einfluß und verkürzen die Reaktorperiode. Dieser Zustand muß vermieden werden. Wir fordern also $(k-1) < \beta$.

3) $(k-1) < 0$ (negative Reaktivität)

Φ_n fällt nicht spontan ab, wie man vielleicht erwarten würde, sondern nur mit der Zeitkonstanten τ_ν der langsamsten β -verzögerten Neutronen,

$$\frac{d\Phi_n}{dt} \leq \tau_{\nu_{Max}}^{-1}. \quad (5.18)$$

Dies muß bei einem Reaktor berücksichtigt werden und hat erhebliche Bedeutung für dessen Steuerung.

5.4 Neutronenmanipulation verschiedener Reaktortypen

Wie schon anhand von Abb. 5.8 verdeutlicht wurde, gibt es mehrere Reaktionswege für die Wechselwirkung eines Kerns mit Neutronen. Neben der gewünschten Spaltung (Querschnitt σ_F) kann auch Neutronenstreuung (σ_S) und Einfang ($\sigma_C = \sigma_{n\gamma}$) auftreten. Die relative Stärke der jeweiligen Prozesse ist abhängig von der Neutronenenergie. Abbildung 5.14 zeigt dies für ^{235}U im Detail. Während für thermische und schnelle Neutronen die Spaltung stets dominiert, ist im Resonanzbereich der Querschnitt für störende (n,γ) Reaktionen teilweise deutlich höher als für die Spaltung. Beim Moderieren der Neutronen im thermischen Reaktor muß man deshalb möglichst schnell diesen Energiebereich passieren. ‘Schnelle Reaktoren’, die

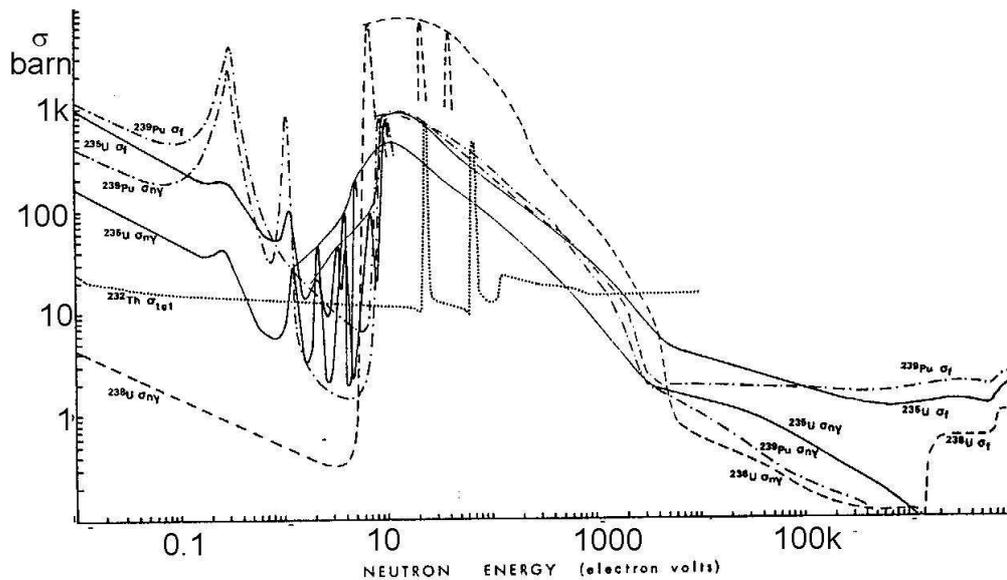


Abbildung 5.14: Reaktionsquerschnitte für Neutronen-Streuung (σ_S), -Einfang (σ_C) -Spaltung (σ_F) sowie totaler Querschnitt (σ_T) als Funktion der Neutronen Energie. Im Bereich 1-5000 eV sind nur die Einhüllenden gezeigt. [19]

mit unmoderierten Neutronen arbeiten, haben dieses Problem nicht. Im Bereich $E_N > 1 \text{ keV}$ liegt der Spaltquerschnitt stets oberhalb von σ_C . Das Spaltmaterial wird bei schnellen Reaktoren besser genutzt, denn ab 1 MeV Neutronenenergie ist auch ^{238}U spaltbar. Auch bezüglich

der *Neutronenökonomie* ist der schnelle Reaktor von Vorteil: bei hoher Neutronenenergie werden nach Abb. 5.12 pro Spaltung mehr Neutronen frei, die zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion zur Verfügung stehen.

5.4.1 Thermischer Reaktor, Abbremsung von Neutronen

Ein Moderator sollte folgende Eigenschaften aufweisen

- hoher Impulsübertrag von Neutron (Masse $A_N = 1$) auf Moderator (Masse A), das heißt Abbremsen innerhalb weniger Stöße:

$$\frac{v'_N}{v_N} = \left| \frac{1 - A}{1 + A} \right| \quad \curvearrowright \quad A \text{ klein} \quad (5.19)$$

- kleiner Einfangquerschnitt σ_C
- großer Streuquerschnitt σ_S

Im folgenden (Tab. 5.6) sind einige Moderatormaterialien und ihre Eigenschaften aufgelistet: Hierzu sind einige Bemerkungen nötig:

Tabelle 5.6: Eigenschaften verschiedener Moderatormaterialien. Erklärung der Symbole siehe Text

	H ₂ O	D ₂ O	Be	C
σ_C [b]	0.66	0.00092	0.009	0.0045
$\sigma_S^{epitherm}$ [b]	49	10.6	5.9	4.7
$\xi = \ln \overline{(E_N/E'_N)}$	0.927	0.51	0.209	0.158
$\xi \cdot \sigma_S/\sigma_C$	62	5860	138	166
l: $E_N = 1.75 \text{ MeV} \rightarrow 0.025 \text{ eV}$	19	35	88	115

H₂O hat einen recht hohen Einfangquerschnitt (Bildung von Deuterium). Dies ist wichtig für die Neutronenbilanz. Wird nämlich H₂O als Kühlmittel verwendet und es entstehen Dampfblasen, so fällt aufgrund der geringeren Dichte im Wasserdampf dieser Verlust weg und die Neutronenausbeute kann trotz schlechterer Moderierung steigen (*positiver Blasenkoeffizient*).

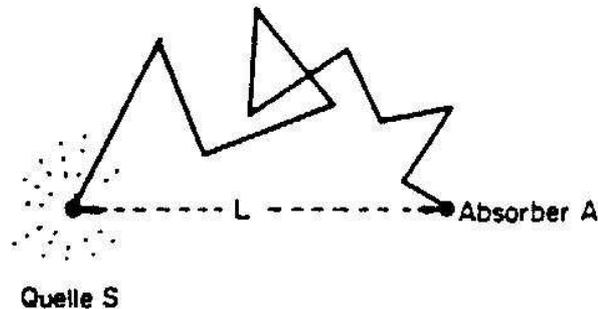


Abbildung 5.15: Bewegung eines Neutrons bei der Moderierung

U.a. mitverantwortlich für den Reaktorunfall in Chernobyl.

In der zweiten Reihe wird der Streuquerschnitt für *epithermische* Neutronen angegeben (energiereicher als thermische N.). Dies ist hier der maßgebliche Bereich, da genau diese Fraktion ja moderiert wird.

Die Größe ξ nennt man auch *Lethargie*. Sie ist ein Maß für das Energieverhältnis vor und nach dem Stoß. Je niedriger ξ , desto weniger Energie wird übertragen und desto schlechter ist der Moderator.

$\xi \cdot \sigma_S / \sigma_C$ vereinigt die obigen 3 Größen und ist ein Maß für die Moderatorqualität. Eine große Lethargie und ein großer Streuquerschnitt sind wünschenswert (Zähler), ein großer Reaktionsquerschnitt störend (deshalb im Nenner). Je größer also diese Zahl desto besser der Moderator.

Die letzte Reihe gibt die mittlere Zahl der Stöße l an, die nötig ist, um ein Spaltneutron von 1.75 MeV auf thermische Energien abzubremsen. Sie berechnet sich aus

$$\left\langle \frac{E_n}{E'_n} \right\rangle^{-l} \cdot 1.75 \cdot 10^6 \stackrel{!}{=} 0.025 \quad (5.20)$$

Tabelle 5.7: Weglängen thermischer Neutronen in verschiedene Moderatoren

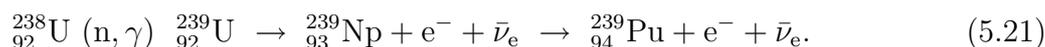
Moderator	L [cm]	λ_{tr}	λ_a
H ₂ O	2.73	0.45	49
D ₂ O	171	2.4	36700
Be	20.8	1.43	906
C	50.8	2.75	2820

Jetzt noch die Definition einiger anschaulicher Größen mittels Tab. 5.7: Ein Neutron ‘sieht’ in einem Material eine mittlere freie Weglänge λ_{tr} , d.h. eine Strecke in der es keine Stöße erfährt. Diese ist abhängig von dem jeweiligen Streuquerschnitt und der Dichte des Materials (Anzahl der Streuzentren).

Zwischen Erzeugung und Absorption legt das Neutron die Strecke λ_a zurück. Dies geschieht nicht geradlinig sondern in einer Art ‘random walk’ (siehe Abb. 5.15). Der direkte Abstand ‘Luftlinie’ L zwischen Neutronenquelle und Absorber ergibt sich aus obigen Größen.

5.4.2 Schneller Brutreaktor

Bei Brutreaktoren wird der Spaltstoff aus (mit thermischen Neutronen) nicht spaltbaren Nukliden gewonnen, z.B.:



${}^{239}\text{Pu}$ kommt in der Natur nur in geringen Mengen vor. In Uranerzen liegt der Gehalt bei ca. 10^{-11} . Dort wurde Pu nach obiger Reaktionsgleichung gebildet durch Neutronen aus dem α Zerfall von ${}^{238}\text{U}$ und anschließender (α, n) Reaktion an leichten Elementen oder der Spontanspaltung von ${}^{238}\text{U}$. Bei etwa $5 \cdot 10^6$ t sicheren und geschätzten Uranvorkommens gibt es etwa 50 g natürliches ${}^{239}\text{Pu}$, sowie noch geringere Spuren primordialen ${}^{244}\text{Pu}$. ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^7$ a). Weiterhin existieren 1100 t Pu aus zivilen und militärischen Quellen, etwa die Hälfte davon ${}^{239}\text{Pu}$.

Muß ${}^{239}\text{Pu}$ erst aus ${}^{238}\text{U}$ erzeugt werden, wird pro Neutronenzyklus ein Neutron mehr benötigt

Tabelle 5.8: Spaltneutronen pro Absorption (Regenerationsfaktor η) bei der Kernspaltung durch langsame Neutronen (0.025 eV) und schnelle Neutronen (1 MeV) [17]

Spaltstoff	Thermische Spaltung	Schnelle Spaltung
${}^{233}\text{U}$	2.29	2.48
${}^{235}\text{U}$	2.07	2.32
${}^{239}\text{Pu}$	2.10	2.97
${}^{241}\text{Pu}$	2.15	2.86

Tabelle 5.9: Charakteristische Struktur der Neutronenbilanz Thermischer und schneller Reaktoren [17]

Neutronen je Spaltung	Leichtwasser-Reaktoren	Schnelle Reaktoren
Erzeugung	2.47	2.95
Nutzung		
zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion	1	1
Verluste durch Absorption	0.71	0.47
Leckage	0.06	1.77
Verbleiben zum Brüten	0.70	1.42

als bei Reaktoren mit direkt spaltbarem Brennstoff. Da die Neutronenausbeute mit der Energie der spaltenden Neutronen deutlich steigt (Tabelle 5.8 zeigt die Anzahl der Neutronen pro *Absorption* η), ist der Betrieb eines solchen Reaktors unmoderiert, das heißt mit Neutronenenergien $E_n \gtrsim 0.3 \text{ MeV}$ sinnvoll (oder teilweise auch gar nicht anders realisierbar). Pro Spaltung werden hier $\nu = 2.95$ Neutronen erzeugt (Tab. 5.9). Details siehe Kap. 5.5.

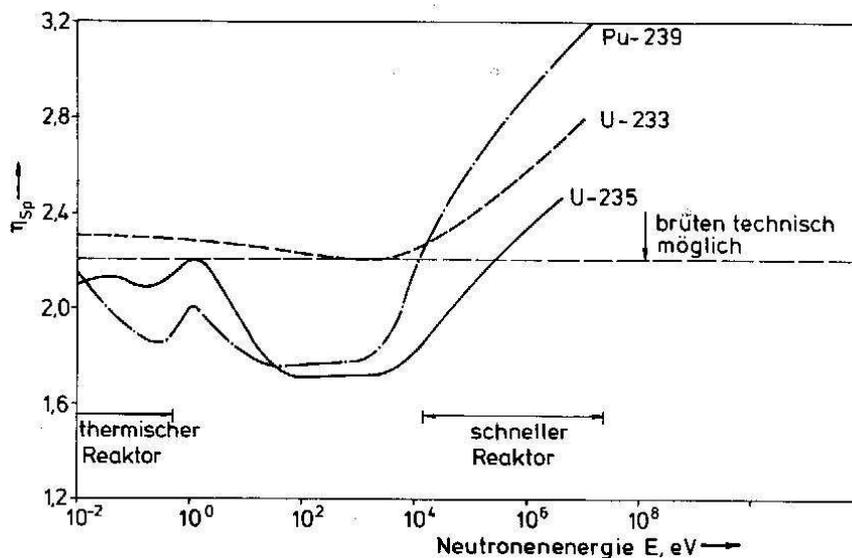
Abbildung 5.16: Energieabhängige Neutronenausbeute je Neutronen Absorption von ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu . [18, II, p.129]

Abb. 5.16 zeigt die energieabhängige Neutronenausbeute pro Neutronenabsorption von ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu . Erbrüten von Spaltstoff ist technisch ab $\eta = 2.3$ möglich. Man erkennt also aus der Abbildung, daß der Konversions-Spalt-Zyklus die Verwendung von ^{239}Pu mit schnellen Neutronen erlaubt, die thermische Spaltung von ^{235}U jedoch nicht genügend Überschußneutronen erwirtschaftet. ^{233}U hat eine Sonderstellung, da hier auch mit thermischen Neutronen die Rentabilitätsschwelle knapp überschritten wird. Obwohl auch im thermischen Reaktor zu einem kleinen Teil ^{239}Pu aus ^{238}U erbrütet wird (siehe Kap. 5.5), wird bei speziellen Brutreaktoren der Brennstoff deutlich besser genutzt.

5.5 Neutronenbilanz und Reaktorkinetik

Im bisherigen Verlauf haben wir gelernt, daß der Neutronen-Multiplikationsfaktor (Gl. 5.13) größer als eins sein muß $k \geq 1$, um eine Kettenreaktion aufrechtzuerhalten. Welche Faktoren beeinflussen nun k ? Bisher haben wir eine idealisierte unendlich ausgedehnte Anordnung aus Uran betrachtet, die von Neutronen einheitlicher Energie durchstrahlt wird. Wir wollen nun Schritt für Schritt zu einer realistischeren Betrachtungsweise übergehen.

Wir gehen aus von der Kritikalitätsbedingung

$$\nu w_f - w_f - w_C \geq 0 \quad , \quad (w_i = N\sigma_i v) \quad (5.22)$$

w_i ist die Wahrscheinlichkeit des Prozesses i (Spaltung/Einfang), die man aus dem Produkt der Zahl der Targets N , dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt σ_i und der Geschwindigkeit der Neutronen v erhält. Die Neutronenausbeute ν bezieht sich auf die Anzahl der Spaltungen. In der Praxis wichtiger ist die Größe η (*Regenerationsfaktor*), die angibt wieviele Neutronen in der Generation $n + 1$ pro im Uran *absorbierten* Neutron der Vorläufergeneration n gebildet werden. Hier geht also die Konkurrenz zwischen Spaltung und (n, γ) Reaktion im ^{235}U mit dem Verzweigungsverhältnis $\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_C}$ ein:

$$\eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_A} \nu \quad , \quad \sigma_A = \sigma_f + \sigma_C. \quad (5.23)$$

Diesen Prozess nennt man auch *innere Absorption*. Statt des Wirkungsquerschnitts der einzelnen Reaktion σ_i benutzt man oft die makroskopische Größe

$$\Sigma_i = \sigma_i \rho \quad , \quad [\Sigma] = \text{cm}^{-1}. \quad (5.24)$$

Sie beinhaltet die Dichte der Atome (ρ) und ist somit gleichfalls eine reine Materialkonstante. Gl. 5.22 läßt sich hiermit umschreiben zu

$$(\eta - 1)\Sigma_a = 0. \quad (5.25)$$

D.h. es werden genauso viele Neutronen absorbiert wie erzeugt.

5.5.1 Die Vier-Faktoren Formel

In Abbildung 5.17 ist der Lebenszyklus einer Neutronengeneration im Reaktor skizziert. Wir gehen aus von einer Anzahl n_0 schneller Neutronen ($\langle E_N \rangle = 1.75 \text{ MeV}$).

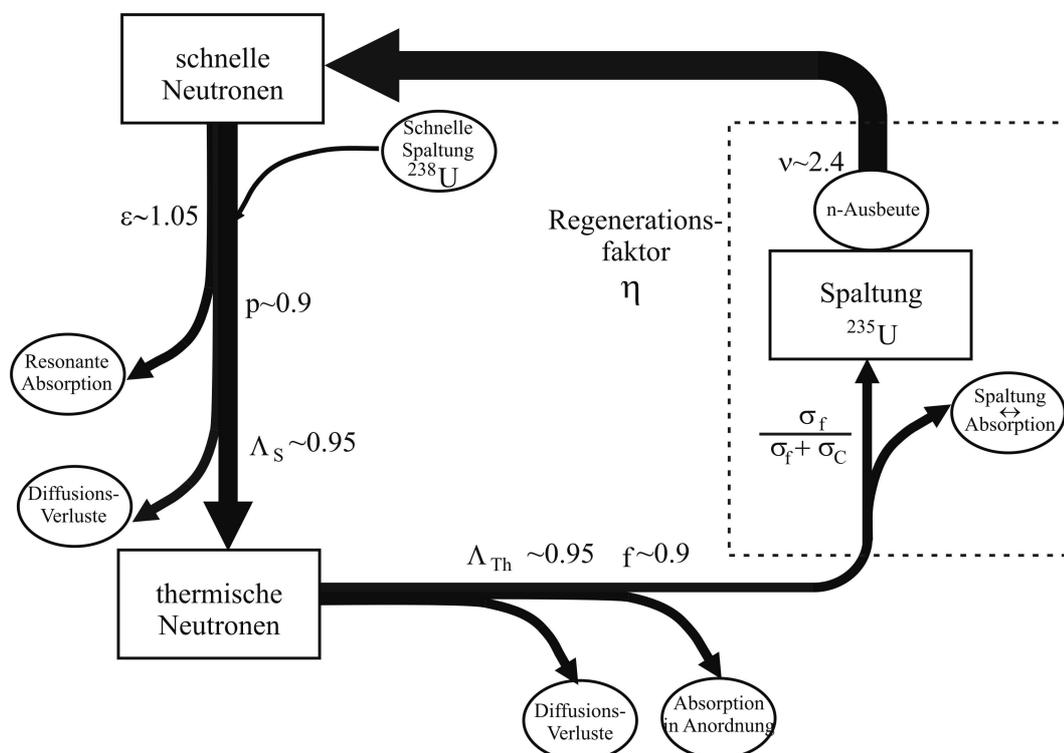


Abbildung 5.17: Lebenszyklus einer Neutronengeneration

- Diese können, solange sie nicht durch Stöße Energie verloren haben, ^{238}U spalten und sorgen so für eine Neutronenvermehrung um $\epsilon \sim 1.05$ (*Schnellspaltfaktor*).
- Bei der Moderation durchqueren die Neutronen energetisch gesprochen den Resonanzbereich und werden zum Teil vom ^{238}U absorbiert. Der Bruchteil der Neutronen der der Absorption entgeht beträgt $p \sim 0.85 - 0.97$ (*Bremsnutzung oder Resonanzentkommwahrscheinlichkeit*).
- Da die Anordnung eine endliche Ausdehnung besitzt, können Neutronen aus dem Reaktorvolumen diffundieren und sind für weitere Spaltprozesse verloren. Dieser *schnelle Verbleibefaktor* hängt stark von der Geometrie der Anordnung ab und wird hier mit einem typischen Wert von ($\Lambda_S \sim 0.95$) abgeschätzt. Der Index S bezieht sich auf die betrachteten schnellen (epithermischen) Neutronen.

Durch Kombination obiger Größen können wir berechnen wieviele thermische Neutronen (n_{th}) aus n_0 (schnellen) Spaltneutronen gewonnen werden.

$$n_{th} = \epsilon p \Lambda_S n_0 \quad (5.26)$$

Diese Formel wurde von E. FERMI aufgestellt. Auf dem Weg zur nächsten Spaltneutronengeneration müssen allerdings noch drei Verlustfaktoren berücksichtigt werden:

- Analog zum schnellen Verbleibefaktor definiert der *thermische Verbleibefaktor* den Anteil der thermischen Neutronen der nicht aus der Anordnung entkommt. Auch dieser hängt von der Geometrie des Systems ab und hat ungefähr die gleiche Größe ($\Lambda_{Th} \sim 0.95$).
- Neutronen werden nicht nur im Spaltmaterial sondern natürlich auch im Moderator sowie im Kühlmittel und Strukturmaterial des Reaktors absorbiert. Diesem Anteil trägt der Faktor $f \sim 0.9$ Rechnung. Nur der Teil f wird der *thermischen Nutzung* zugeführt.
- Schließlich geht hier auch das Verzweigungsverhältnis σ_f/σ_A ein, das oben (Gl. 5.23) bereits diskutiert wurde. Im Falle von ^{235}U beträgt dieser Faktor ungefähr $5/6$ (siehe S.84). Der Regenerationsfaktor faßt das Verzweigungsverhältnis und die Neutronenausbeute pro Spaltung zusammen, wie in Abb. 5.17 durch den gestrichelten Kasten angedeutet ist.

Die Größen f, η, ϵ, p sind Materialeigenschaften, Λ_S und Λ_{Th} tragen dem Einfluß der Geometrie der Anordnung Rechnung. Es hat sich daher eingebürgert, den Multiplikationsfaktor k aufzuspalten in einen geometrieunabhängigen und einen geometrieabhängigen Teil. Ersterer ist gleich dem Multiplikationsfaktor einer unendlich ausgedehnten Anordnung:

$$k_\infty = f \eta \epsilon p \quad (5.27)$$

Diese Gleichung ist auch bekannt unter dem Namen *Vier-Faktoren Formel*. Eine reale, endliche Anordnung hat dann den effektiven Multiplikationsfaktor

$$k_{eff} = k_\infty \Lambda_S \Lambda_{Th} \quad (5.28)$$

Zu den einzelnen Faktoren hier noch einige Anmerkungen:

ad ϵ :

Prompte Neutronen können nur dann ^{238}U spalten, wenn kein Energieverlust durch einen Bremsstoß vorangegangen ist. Der Schnellspaltfaktor hängt daher vom Moderatormaterial (Stoßquerschnitt, Dichte, freie Weglänge) und vom Atom-Verhältnis *Spaltstoff/Moderator* ab (siehe Abb. 5.18)

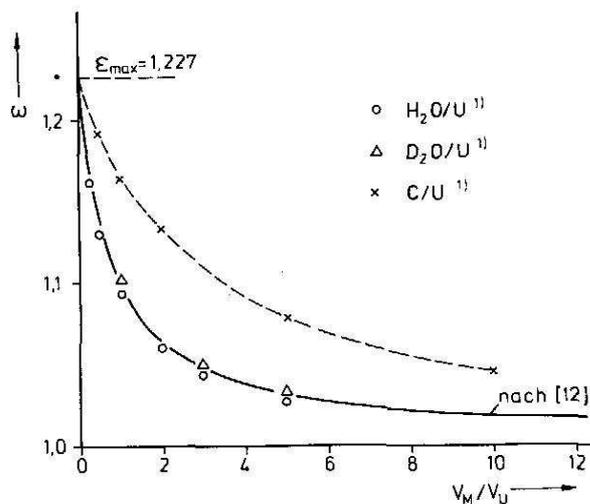


Abbildung 5.18: Schnellspaltfaktor ϵ in Abhängigkeit vom Moderator-Uran Verhältnis [18, I,S.96]

ad p :

Typische Werte bei Wasser-moderierten Reaktoren sind $p \sim 0.9$, bei Graphit-moderierten Natururan-Reaktoren ist dieser Wert deutlich ungünstiger $p \sim 0.7$. Man vermeidet Verluste indem Produktion/Absorption im Brennstoff und Moderation räumlich getrennt werden: Das Brennmaterial ist in dünnen Stäben angeordnet, mit Durchmessern unterhalb der freien Weglänge der Neutronen. Sie erreichen also ohne Stöße den Moderator. Dessen Schichtdicke muß so groß sein, daß die Neutronen erst wieder den Brennstoff erreichen, wenn sie auf Energien unterhalb des Resonanzgebiets gebremst wurden.

ad f :

Neutroneneinfang ist bedingt durch Reaktorkomponenten, Moderator, Kontrollstäbe und (im

Falle des TRIGA) durch Bestrahlungsproben (Nutzneutronen). f hängt ebenfalls vom Verhältnis Brennstoff (N_U) zu Moderator (N_M) und deren Querschnitten für Absorption ab. Hat der Moderator einen hohen Einfangquerschnitt, oder hält sich das Neutron sehr lange in diesem auf, so steigt der Verlust im Moderator:

$$f = \frac{N_U \sigma_A(U)}{N_U \sigma_A(U) + N_M \sigma_A(M)} \quad (5.29)$$

Für den Graphit-moderierten Natururan-Reaktor ist $\sigma_A(U) = \sigma_f + \sigma_{n\gamma} = 7.45$ b und $\sigma_A(\text{Graphit}) = 0.0045$ b. Für $f = 0.9$ benötigt man also ein Verhältnis $N_M/N_U = 184$. Der Multiplikationsfaktor ergibt sich zu

$$k_\infty = \underbrace{1.33}_\eta \underbrace{1.03}_\epsilon \underbrace{0.9}_p \underbrace{0.9}_f = 1.11 \quad , \quad (5.30)$$

im Gegensatz zu einem H_2O moderierten System ist eine Kettenreaktion möglich.

5.5.2 Der Blaskoeffizient

Ebenfalls am Beispiel des Graphit-moderierten Reaktors betrachten wir die Abhängigkeit vom Moderator-Brennstoff Verhältnis aller Faktoren von Gl. 5.27. η ist eine

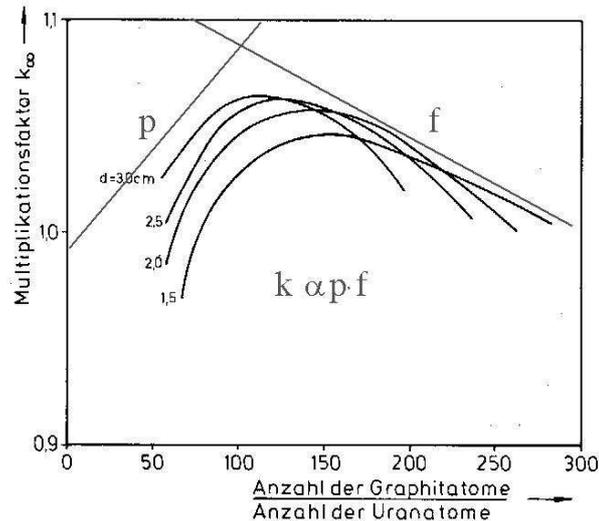


Abbildung 5.19: Multiplikationsfaktor k_∞ für heterogene Natururan-Graphit Gitter. d ist der Durchmesser der Brennelemente abhängig vom Moderator/Brennstoff Verhältnis. [18, I,p187]

Brennstoff-intrinsische Größe und daher vom Moderator unabhängig. Die Abhängigkeit des Schnellspaltfaktors ϵ wurde bereits anhand von Abb. 5.18 diskutiert, ist aber mit $\Delta\epsilon/\epsilon \sim -1.4 \cdot 10^{-3}$ (Einheit : pro Atomzahlenverhältnis) recht schwach und kann hier vernachlässigt werden. Die bestimmenden Größen sind die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit $\Delta p/p \sim +0.33$ und die thermische Nutzung $\Delta f/f \sim -0.16$. Das gegenläufige Verhalten erzeugt ein Maximum für k_∞ bei einem Moderator-Brennstoff Verhältnis von ungefähr 100 (Abb. 5.19). Die genaue Lage hängt von der Dicke der Brennstäbe ab, da diese bestimmt, wie viele Stöße das Neutron im Brennmaterial macht und ob, bei einer hohen Anzahl Stöße, das Neutron im Resonanzbereich ^{238}U 'sieht'.

Russische Graphit-moderierte Reaktoren des Typs RBMK-1000 haben einen Arbeitspunkt rechts des Maximums, also in Abb. 5.19 wäre dies z.B. bei 150. Dehnt sich der Moderator durch Wärmeeinwirkung stärker aus als der Brennstoff, so verschiebt sich der Arbeitspunkt nach links, der Multiplikationsfaktor steigt. Dadurch steigt auch die Reaktorleistung und die Temperatur erhöht sich noch weiter (siehe die Diskussion des Reaktorunfalls in Chernobyl). Im Falle eines Wasser-moderierten oder -gekühlten Reaktors wird dieser Effekt noch verstärkt durch Dampfblasenbildung (extreme lokale Verdünnung des Moderators). Man spricht daher von einem positiven *Dampfblasenkoeffizienten*. Solche Reaktoren sind in Deutschland nicht genehmigungsfähig. Integraler Bestandteil der Betriebserlaubnis muß der Nachweis eines negativen Dampfblasenkoeffizienten sein, d.h. bei Temperaturerhöhung muß k sinken und somit einen Beitrag zur inhärenten Sicherheit des Systems leisten.

5.5.3 Geometrische Anordnung und Brennstoffanreicherung

Die räumliche Anordnung von Brennstoff und Moderator kann *homogen* oder *heterogen* erfolgen. Die maßgebliche Längenskala ist dabei die mittlere freie Weglänge der Neutronen im Material. Sind die typischen Abstände zwischen Bereichen mit Moderator und Brennstoff kleiner als die freie Weglänge, kann das Neutron die Heterogenität nicht wahrnehmen, man spricht von *quasihomogen*. Immer dann, wenn ein ungünstiges Verhältnis von Verlustabsorption und Spaltneutronenausbeute besteht, ist eine heterogene Anordnung vorzuziehen, in der das Neutron (mit geringen Verlusten) im Moderator und nicht im Spaltstoff abgebremst wird. So ist ein mit nicht angereichertem Natururan betriebener Reaktor nur in heterogener Geometrie und mit einem Moderator mit sehr kleinem Absorptionquerschnitt (Graphit, D_2O) möglich.

Der optimale Abstand der Brennstäbe beträgt dann ca. 20-27 cm. Diese Strecke reicht aus, die Neutronen zu thermalisieren (siehe Abb. 5.15 und Tab. 5.7 auf Seite 92). Beim Leichtwasserreaktor ist aufgrund der hohen Verluste im Moderator eine Anreicherung nötig (siehe unten) und der optimale Brennstabdurchmesser beträgt ca. 10 mm. Die Stäbe können dann aber in engem Gitter angeordnet werden (Quasihomogenität). Auswirkungen hat die Geometrie auch auf die räumliche Verteilung der Neutronenflußdichte. Bei der homogenen Anordnung ist sie über den ganzen Reaktorkern gleich, bei heterogener Auslegung ist sie in den Brennstäben höher als im Moderator.

Die für den Reaktorbetrieb nötige *Anreicherung* soll im folgenden kurz abgeschätzt werden. Das Verhältnis Σ_a/Σ_f unterscheidet sich für ^{235}U und ^{238}U . Für relative Atomanzahlen von ^{235}U (N_5) und ^{238}U (N_8) fordert Gl. 5.22:

$$\nu N_5 \sigma_{f5} \geq N_5 \sigma_{a5} + N_8 \sigma_{a8} \quad \left| \quad a = \frac{N_5}{N_8 + N_5} \right. \quad (5.31)$$

$$\nu a \sigma_{f5} \geq a \sigma_{a5} + (1 - a) \sigma_{a8} \quad (5.32)$$

$$\nu = \frac{\sigma_{a5}}{\sigma_{f5}} + \frac{1 - a}{a} \frac{\sigma_{a8}}{\sigma_{f5}} \quad (5.33)$$

Im Falle des Natururan ($a = 0.7\%$) folgt für den Quotienten $\frac{1-a}{a} = 140$. Somit müßte für eine Kettenreaktion gelten $\sigma_{a8}/\sigma_{f5} = 140$. De facto bleibt dieses Verhältnis selbst im niederenergetischen Bereich über 1/100 im Resonanzbereich wird sogar ~ 0.2 erreicht. Zum Aufrechterhalten der Kettenreaktion ist also zwingend eine Anreicherung erforderlich. In der Praxis liegt diese bei Wasser als Moderator um ca. 4%.

5.5.4 Die kritische Masse

Stellen wir uns den Reaktor in Kugelgestalt vor, so werden die Diffusionsverluste von Neutronen proportional der Oberfläche mit dem Quadrat des Radius ($\propto R^2$) wachsen, die Neutronenproduktion steigt entsprechend dem Kernvolumen $\propto R^3$. Die Kettenreaktion wird infolgedessen linear proportional zum Kugelradius begünstigt. Unter Einbeziehung des Verbleibefaktors ($\lim_{R \rightarrow \infty} \Lambda = 1$) gilt Gl. 5.33 in der modifizierten Form:

$$\Lambda(R)\nu = \frac{\sigma_{a5}}{\sigma_{f5}} + \frac{1 - a}{a} \frac{\sigma_{a8}}{\sigma_{f5}} \quad (5.34)$$

Aus der Radiusabhängigkeit von $\Lambda(R)$ ergibt sich die bei einer vorgegebenen Anreicherung a nötige Größe und somit die *kritische Masse*. Für den Fall unmoderierten 94%igen ^{235}U ($\eta \sim 2$) folgt $\lambda \geq \frac{1}{2}$, was in kugelförmiger Anordnung ab einer Masse $m_{krit} = 48 \text{ kg}$ ($\rho = 19 \text{ g/cm}^3 \rightarrow R \sim 8.5 \text{ cm}$) erfüllt ist. Dieser Wert kann durch ein Neutronen-Reflektor-Schild um die Anordnung erheblich gesenkt werden. Leider gibt es für Neutronen keine Spiegel im optischen Sinne. Als Reflektor eignet sich aber jedes Moderatormaterial: Schnelle Neutronen,

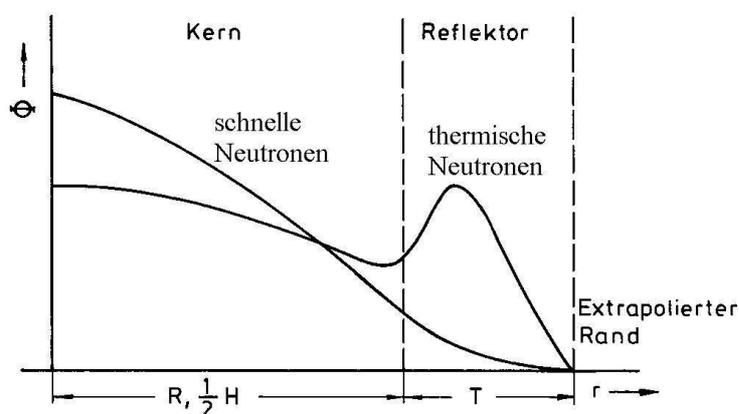


Abbildung 5.20: Flußdichteverteilung schneller und thermischer Neutronen im Kern und im Reflektor [18, I,p212]

die normalerweise den Kern verlassen würden, werden im Reflektor gebremst. Somit ist der Reflektor eine ‘Quelle’ thermischer Neutronen und in ihm bildet sich ein lokales Maximum thermischer Neutronen aus (Abb. 5.20). Dem Gradienten folgend resultiert ein nach innen gerichteter Strom thermischer Neutronen, der wieder zur Spaltung zur Verfügung steht. Die Reflektorqualität wird durch das *Albedo* A charakterisiert:

$$A = \frac{\text{In den Kern zurückkehrende Neutronen}}{\text{In den Reflektor eindringende Neutronen}} \quad (5.35)$$

Abhängig vom Moderatormaterial sind Werte bis $A = 0.98$ (D_2O), typischerweise $A \sim 0.8$ erreichbar. Statt wir nun obige Kugel mit einer Reflektorhülle aus, so wird schon eine Masse $m_{krit} = 16 \text{ kg}$ kritisch. Zugabe von Moderatormaterial senkt dies noch weiter, eine homogene Mischung von ^{235}U , D_2O und Kunststoff erreicht die Kritikalität ab 200 g.

Die genaue Diffusionsgleichung für Neutronen der Dichte n lautet:

$$\underbrace{\frac{\lambda_{tr}v}{3}\nabla^2 n}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{v}{\lambda_a}n}_{\text{II}} + \underbrace{q}_{\text{III}} = \frac{dn}{dt} \quad (5.36)$$

λ_{tr} und λ_a sind entsprechend Tabelle 5.7 als mittlere freie Weglänge und Gesamtdiffusionsstrecke definiert, v ist die Neutronengeschwindigkeit und q die Erzeugungsrate pro Volumenelement. Term I beschreibt die Diffusion durch die Wände eines Volumenelements, II die Absorptionsverluste in einem Volumenelement und III die Erzeugungsrate. Zusammengenommen resultiert die zeitliche Änderung der Neutronendichte.

Ein Beispiel: Ein offener würfelförmiger Reaktor ohne Reflektor der Kantenlänge a habe eine angenommene Dichteverteilung

$$n(x, y, z) = n_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right), \quad (5.37)$$

also insbesondere eine verschwindende Dichte am Rand (Abb. 5.21).

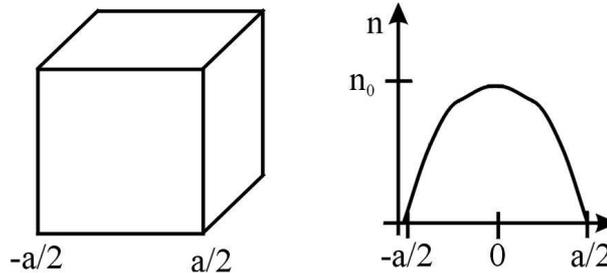


Abbildung 5.21: Würfelförmiger Reaktor und angenommene Flußdichte thermischer Neutronen

Gl. 5.36 ergibt

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = -\frac{3\pi^2}{a^2}. \quad (5.38)$$

Die Produktionsrate q eines Reaktors ist:

$$q = nvN_U\sigma_f\nu \quad [\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}] \quad (5.39)$$

Daraus folgt die stationäre Lösung ($\frac{dn}{dt} = 0$)

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_{tr}\lambda_a}n + \frac{3}{\lambda_{tr}}N_U\sigma_f\nu = 0 \quad (5.40)$$

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{3}{\lambda_{tr}\lambda_a}(1 - \lambda_a N_U\sigma_f\nu) \quad (5.41)$$

Der erste Term von Gl. 5.41 entspricht dem inversen Quadrat der Diffusionslänge (L^{-2}) im zweiten Term steht die Targetdicke ($\lambda_a N_U$), Spaltwahrscheinlichkeit ($\lambda_a N_U \sigma_f$) bzw. die Zahl neu entstehender Neutronen ($\lambda_a N_U \sigma_f \nu$). Dies ist nichts anderes als die Vier-Faktoren Formel Gl. 5.27 für k_∞ . Wir können also schreiben

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{1}{L^2}(1 - k_\infty) \stackrel{!}{=} -\frac{3\pi^2}{a^2} \quad (5.42)$$

und entsprechend

$$a = \sqrt{\frac{3\pi^2 L^2}{k_\infty - 1}}. \quad (5.43)$$

Zusätzlich muß die zurückgelegte Wegstrecke des Neutrons während der Moderation berücksichtigt werden, das sogenannte FERMI-Alter τ mit der Einheit $[\tau] = \text{cm}^2$. Das ist der mittlere Abstand eines thermischen Neutrons zu seinem Entstehungsort durch die Spaltung. Im H_2O ist $\tau = 27.5 \text{ cm}^2$, in Graphit $\tau = 364 \text{ cm}^2$. Man definiert nun die *Wanderungsfläche* M :

$$M^2 = L^2 + \tau \quad (5.44)$$

Somit lautet die Diffusionsgleichung für einen kritischen Reaktor:

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{(1 - k_\infty)}{M^2} \quad (5.45)$$

Mit $L^2 = 300$, $\tau = 390 \curvearrowright M^2 = 690$ und $k_\infty = 1.05$ berechnet sich a zu 640 cm. Der Uran-Graphitreaktor in Brookhaven hatte (mit Graphitreflektor) $a = 760 \text{ cm}$. Wegen

$$a \propto L \quad (\text{Gl.5.43}) \quad \text{und} \quad L^2 = \frac{D}{N\sigma_a} \curvearrowright a \propto \sqrt{\frac{1}{\sigma_a}} \quad (5.46)$$

folgt eine direkte Abhängigkeit der kritischen Masse vom Brennstoff. Im obigen Beispiel unmoderierter Kugeln ohne Reflektor wird die kritische Masse für ^{233}U bereits bei 16.5 kg, für ^{239}Pu bei 10 kg erreicht.

5.5.5 Reaktorkinetik

Bislang haben wir stationäre Zustände betrachtet, d.h. konstante Neutronenflüsse. Was aber passiert beim Anfahren eines Reaktors? Man benötigt eine Neutronenquelle, die einen gewissen Neutronenfluß S liefert. Dies kann zum Beispiel ein Antimon Stab sein. In diesem wird

durch Neutronenaktivierung ^{124}Sb erzeugt, ein γ -Strahler mit $E_\gamma = 1691$ keV und $T_{1/2} = 60$ d. Analog zu den ersten Neutronenquellen (Kap. 5.1) werden die Neutronen durch (γ, n) Reaktionen in einer umgebenden Berylliumhülle (^9Be) erzeugt. Es werden Flüsse in der Größenordnung von $10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht. Gleichung 5.12 ändert sich dann zu:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{(k-1)}{\tau} \cdot N + S \quad (5.47)$$

τ ist hier wieder die Zeit für einen Neutronenzyklus (leider benutzt man denselben Buchstaben wie für das FERMI-Alter). Die Lösung ist [18]

$$N(t) = \left(N_0 + \frac{S\tau}{k-1} \right) \cdot e^{\frac{k-1}{\tau}t} - \frac{S\tau}{k-1} \quad (5.48)$$

Man unterscheidet drei Fälle:

- $k < 1$: Der Reaktor ist *unterkritisch* und wirkt als Verstärker von S (*Energy-Amplifier*, siehe Kap. 5.13). Mit $N_0 = 0$ folgt

$$N = \frac{S\tau}{k-1} \left(1 - e^{\frac{1-k}{\tau}t} \right) \quad \curvearrowright \quad N_\infty = \frac{S\tau}{1-k} \quad (5.49)$$

Der Neutronenfluß nähert sich exponentiell dem durch N_∞ gegebenen Grenzwert.

- $k = 1$: Der Reaktor ist *kritisch*, S kann vernachlässigt werden. Die Zahl der Neutronen bleibt auf dem vorgegebenen Wert N_0
- $k > 1$: Der Reaktor ist *überkritisch*. Auch hier kann der additive Faktor $\frac{S\tau}{k-1}$ vernachlässigt werden und der erste Term in Gl. 5.48 steigt exponentiell an, wie schon in Kapitel 5.3 diskutiert. Zum Beispiel bei einer Nuklearwaffe ($k = 2$, $\tau = 10^{-9}$ s) erfolgt innerhalb von $\simeq 10^{-7}$ s vollständige Spaltung.

Der Forschungsreaktor TRIGA in Mainz erzeugt eine maximale Neutronenmultiplizität von $k = 1.013 = k + 2\beta$ (β ist der Anteil der verzögerten Neutronen, siehe S. 88). Man spricht dann von der *Überschußreaktivität*

$$\rho = \frac{k-1}{k} \quad (5.50)$$

Bei $k-1 = \beta$ hat man 1 \$=100 ¢ Überschußreaktivität. Die Nomenklatur ist historisch bedingt und hat nichts mit der US-amerikanischen Währung zu tun. Der maximal erreichbare Wert in Mz ist demnach 2\$, z.B. im Pulsbetrieb.

5.5.6 Inhärente Sicherheit

Welchen Einfluß hat nun die Temperatur auf den Multiplikationsfaktor k_∞ ? Wie schon im Falle des Graphit-moderierten Natururanreaktors diskutiert (Abb. 5.19), nimmt die Moderatordichte bei Temperaturerhöhung ab, und die Diffusionsverluste beim Abbremsen steigen. Gleichzeitig sinkt die Absorption durch den Moderator (Blasenkoeffizient!) aber auch der Absorptionsquerschnitt von ^{235}U $\sigma_a \propto \frac{1}{v} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$. In der nächsten Generation werden also weniger Neutronen absorbiert - die thermische Nutzung f geht zurück. Der Resonanzeinfang von ^{238}U steigt, da mit höherer Temperatur die Schwingung der Atome im Brennstoffgitter zunimmt und somit Dopplerverbreiterung der Linien auftritt. Zwar bleibt das Integral über die Linie konstant, es wächst aber das Geschwindigkeitsintervall Δv in dem Einfang stattfindet und somit auch die Neutronenabsorption - die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p wird niedriger. Abbildung 5.22 zeigt k_∞ als Funktion des Moderator/Brennstoff Verhältnisses für zwei

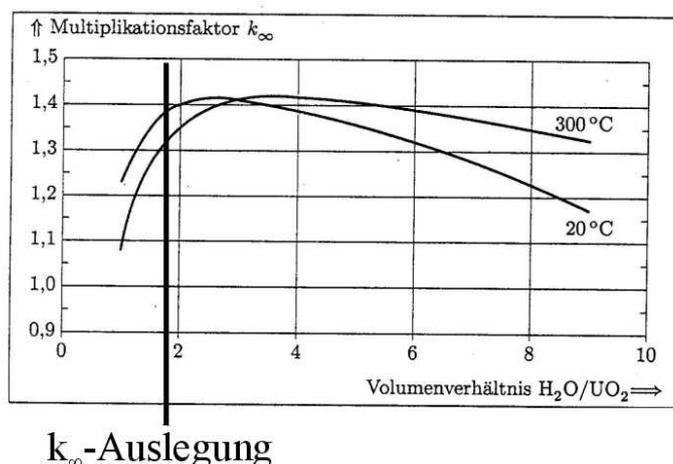


Abbildung 5.22: Der Neutronen-Multiplikationsfaktor als Funktion des Moderator/Brennstoff Verhältnisses beim LWR für zwei Temperaturen. [17]

Temperaturen. Man erkennt, daß sich das Maximum (bei ungefähr $V_{\text{H}_2\text{O}}/V_{\text{UO}_2}$) für höhere Temperaturen nach rechts verschiebt. Es ist wichtig, den Arbeitspunkt eines Reaktorkerns links des Maximums zu legen, so daß der Multiplikationsfaktor mit zunehmender Temperatur sinkt (k_∞ -Auslegung). Erfährt der Kern eine Reaktivitätszufuhr ρ führt dies zur Erwärmung und k_∞ sinkt, wirkt also der Reaktivitätszufuhr entgegen. Man spricht von einem *negativen Temperaturkoeffizienten*.

Beim DWR sind typische Temperaturkoeffizienten

$$\left. \frac{\Delta \rho}{\Delta T} \right|_{\rho=0} = -1.6 \cdot 10^{-5} K^{-1} \quad (\text{Brennstoff}) \quad (5.51)$$

$$= -3.0 \cdot 10^{-4} K^{-1} \quad (\text{Wasser}) \quad (5.52)$$

ρ ist die Überschubreaktivität aus Gl. 5.50 (nicht die Dichte). Als Beispiel betrachten wir die plötzliche Zufuhr von 0.3 % Überschubreaktivität durch Auswurf eines B_4C Steuerstabs. Die Leistung steigt prompt auf über 200 % (Abb. 5.23) und wird danach vom negativen Temperaturkoeffizienten des Brennstoffs begrenzt, da dessen Temperatur innerhalb einer Sekunde bereits um 100 K steigt. In der zweiten Sekunde wird wegen Überschreitung der Leistungsgrenze durch Einschub der Steuerstäbe eine Reaktorschnellabschaltung durchgeführt.

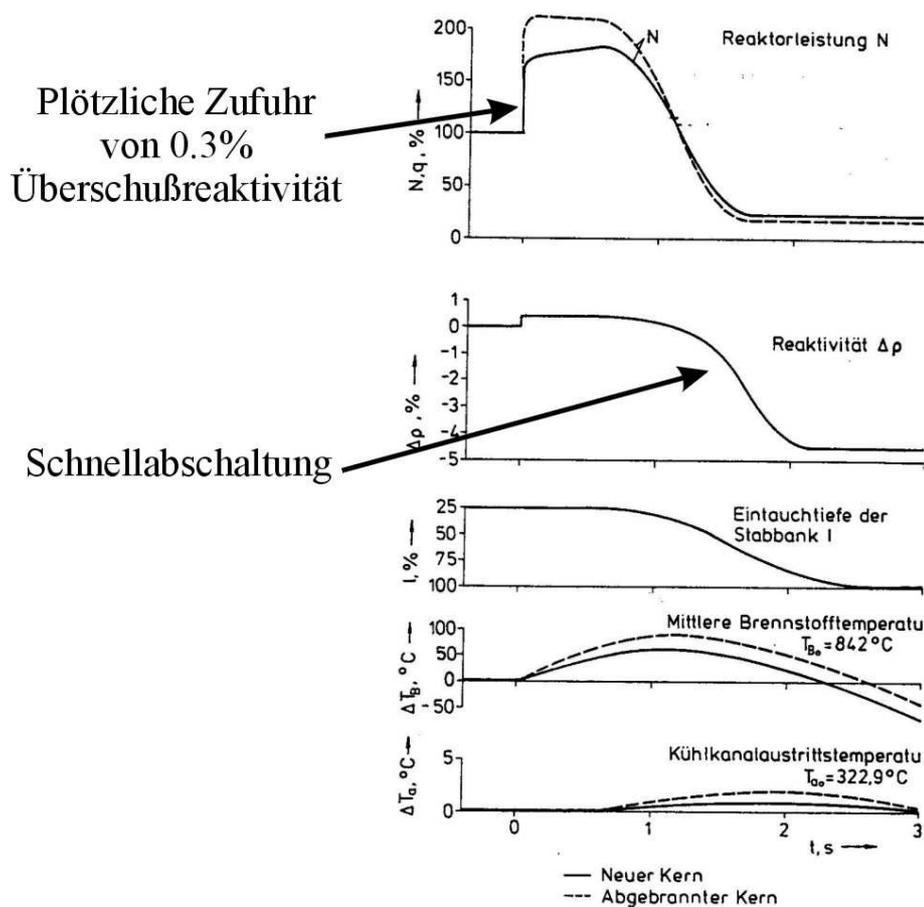


Abbildung 5.23: Verhalten eines DWR bei Zufuhr von Überschubreaktivität [18, II]

In diesem Zusammenhang ebenfalls wichtig ist der bereits diskutierte *Blasenkoeffizient*. Eine Überhitzung des Wassers führt zur Dampfblasenbildung und somit zu einer extremen Verdünnung des Moderatormaterials (Dichte γ). Ein hinsichtlich Dampfblbildung inhärent sicherer Reaktor muß leicht untermoderiert werden. Es resultiert ein negativer Dampfblasenkoeffizient

$$\left. \frac{\Delta\rho}{\Delta\gamma/\gamma} \right|_{T=const.} = -(0.2 - 1.0) \cdot 10^{-3} \quad (5.53)$$

d.h. bei Erhitzung und somit vermehrter Blasenbildung sinkt die Reaktorleistung.

5.6 Technische Grundlagen der häufigsten Reaktortypen

Die überwiegende Anzahl von Reaktoren (85%) gehört zum Typ der *Leichtwasserreaktoren* (LWR). Bei diesen dient H_2O als Moderator und Kühlmittel. Brennstoff ist ^{235}U , das in einem Anreicherungsgrad von ca. 3-4% vorliegt. Zusätzlich werden bei jeder ^{235}U Spaltung bis zu 0.5 neue Brennstoffkerne erbrütet. Hierbei handelt es sich um ^{239}Pu und ^{241}Pu , von denen ein Teil im Reaktor wieder gespalten wird und somit bis zu $\frac{1}{3}$ zum Abbrand beiträgt. Man unterscheidet zwei Typen des LWR, den *Siedewasserreaktor* (SWR, Anteil ca. 26% der LWR) und den *Druckwasserreaktor* (DWR, Anteil ca. 74%).

5.6.1 Der Druckwasserreaktor

Der DWR gehört zur Klasse der heterogenen Reaktoren, d.h. Brennstoff und Moderator sind getrennt. Wie der Name schon impliziert, steht das Kühl- und Moderatormaterial Wasser beim DWR unter Druck. Der Kern, d.h. Brennstoff, Moderator, Kühlmittel, Steuer- und Regelstäbe befinden sich in einem Druckgefäß (Abb. 5.25). Die Spaltwärme wird im *primären Kreislauf*

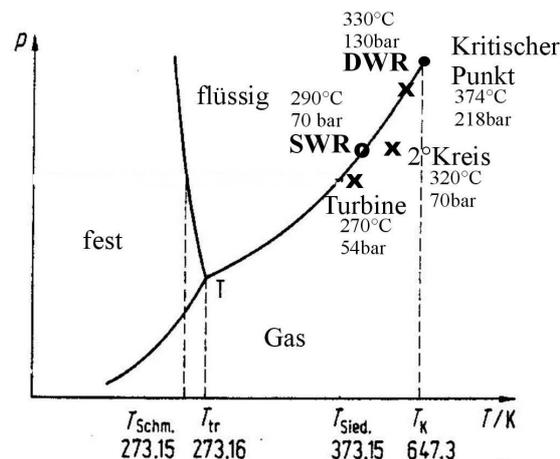


Abbildung 5.24: PT-Diagramm von Wasser [9] und Arbeitspunkte von DWR und SWR

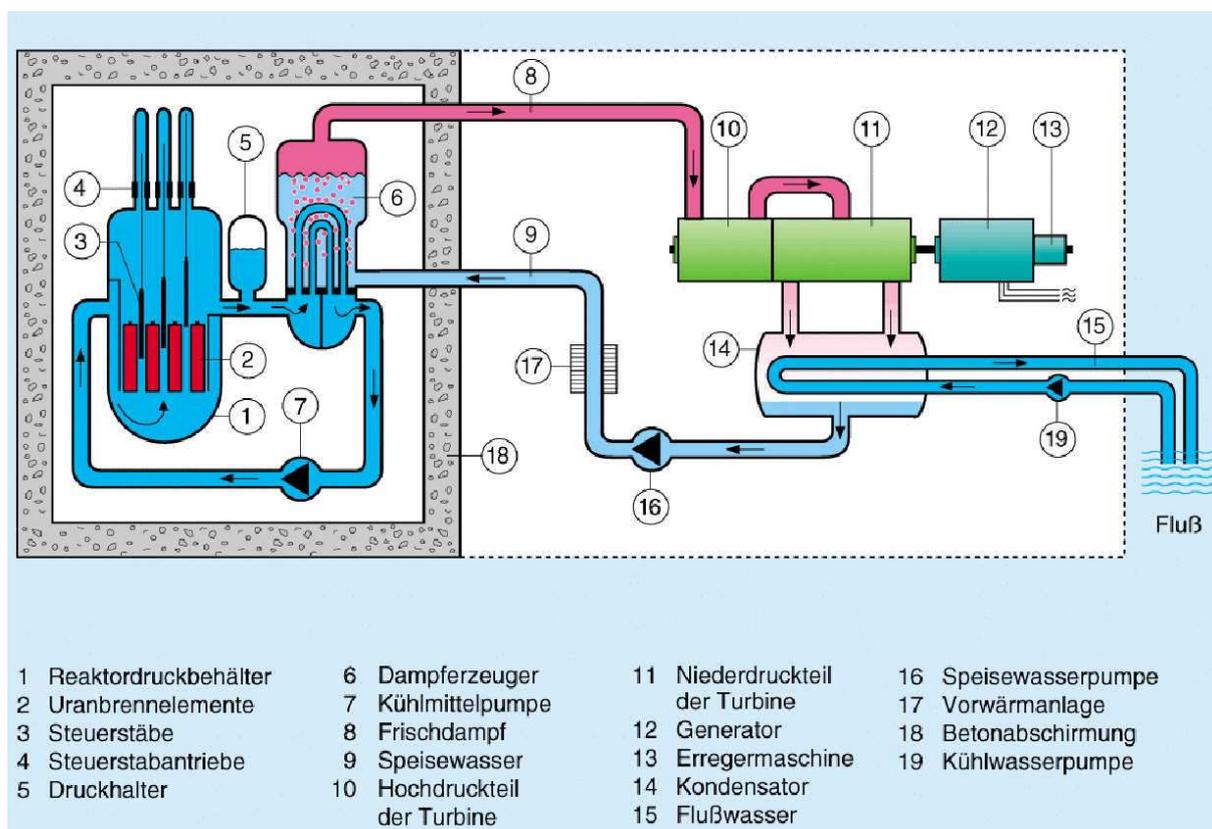


Abbildung 5.25: Schema eines Druckwasserreaktors [20]

an das H_2O abgegeben. Wie bei jeder Wärmekraftmaschine strebt man eine möglichst hohe Arbeitstemperatur an. Durch Erhöhung des Umgebungsdrucks kann der Siedepunkt des Kühlmittels Wasser von $100^\circ C$ bei Normaldruck (1 bar) auf über $300^\circ C$ erhöht werden. Allerdings funktioniert dies nur unterhalb des *kritischen Punktes* bei $T_C = 374^\circ C$ und $P_C = 218$ bar. Bei noch höheren Temperaturen kann zwischen Dampf und Flüssigkeit nicht mehr unterschieden werden³. Das Kühlmittel tritt mit einer Temperatur von ca. $290^\circ C$ in den Kern ein und verläßt ihn mit $330^\circ C$. Die benötigte Kühlmittelmenge (Wärmekapazität c) ergibt sich für

³Will man noch höhere Temperaturen erreichen, muß man auf andere Kühlmittel ausweichen (siehe HTR Kap. 5.6.4). Aktuelle Reaktorforschung beschäftigt sich auch mit der Verwendung von überkritischem Wasser als Kühlmittel beim *High Performance Light Water Reactor* (HPLWR) [21]

einen 3 GW_{th} -Reaktor (1 GW_{el}) zu

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{E}{c\Delta T} \quad (5.54)$$

$$= \frac{3 \cdot 10^9 \text{ J/s} \cdot 3600 \text{ s/h}}{4185 \text{ J/kgK} \cdot 40 \text{ K}} \quad (5.55)$$

$$\sim 6.5 \cdot 10^7 \text{ kg/h} \quad (5.56)$$

Etwa 65 000 t Kühlmittel werden also pro Stunde durch den Kern bewegt(!). In einem Wärmetauscher (*Dampferzeuger*) wird Frischdampf bei ca. 280°C und 60 bar Druck erzeugt. Dieser Dampf (ca. 7500 t/h) des *Sekundärkreislaufs* treibt die Turbine und den Generator an. Durch die Ausführung als Zweikreisystem wird erreicht, daß die im Reaktorkühlmittel produzierten radioaktiven Stoffe auf den Primärkreis beschränkt bleiben und die Turbine

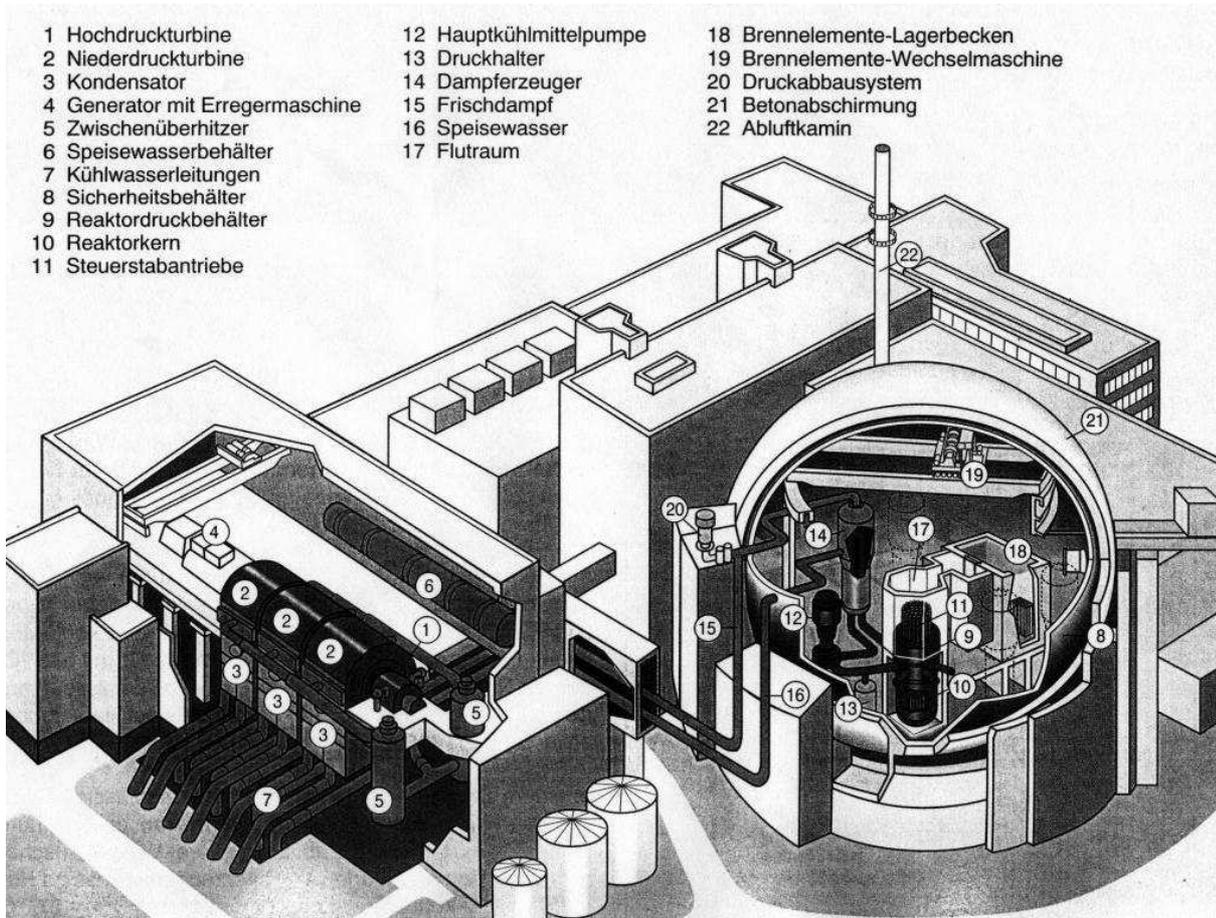


Abbildung 5.26: Schnittbild durch ein Druckwasserkernkraftwerk [20]

nicht kontaminieren. Der aus der Turbine austretende Dampf wird in einem Kondensator verflüssigt. Hierzu sind ca. 160 000 t Kühlwasser pro Stunde erforderlich (z.B. aus einem Fluß) oder bei Rückkühlbetrieb aus dem Kühlturmkreislauf. Weitere Bestandteile der Anlage sind das Notkühlsystem und der Druckhalter. Letzterer sorgt für einen konstanten Druck im Reaktorkern. Er enthält zur Hälfte H_2O bei Siedetemperatur und durch elektrische Heizung kann der Druck erhöht, durch Einsprühen kalten Wassers der Druck gesenkt werden. Alle radioaktiven Bestandteile sind in einem kugelförmigen Druckbehälter eingeschlossen (Abb. 5.26), der Sekundärkreislauf und die Turbinen befinden sich außerhalb.

Der Brennstoff liegt in Form ca. 4 m langer Brennstäbe von 10 mm Durchmesser (Abb. 5.27) vor, die zu *Brennelementen* à ~ 300 zusammengefaßt sind (typ. 16×16). Der gesamte

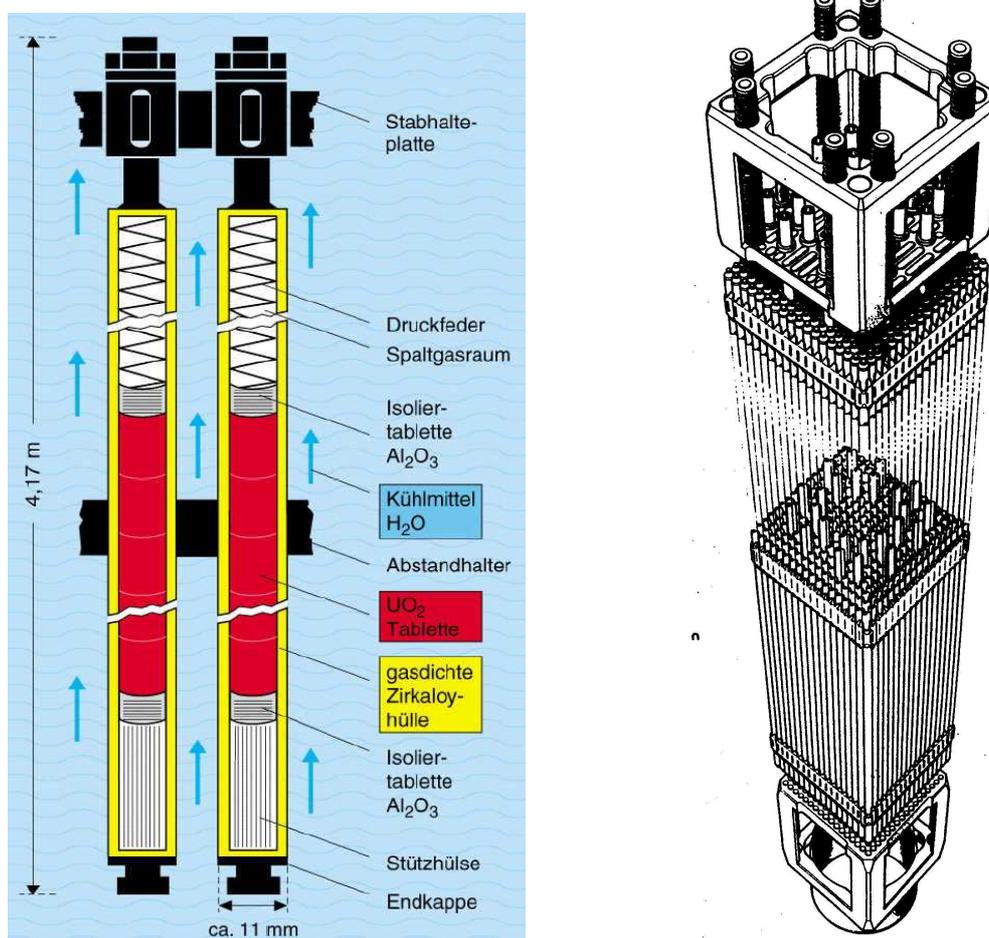


Abbildung 5.27: Links: Längsschnitt durch einen Brennstab (Prinzipdarstellung) [20]. Rechts: Brennelement [22]

Kern enthält davon 200-300 Stück. (die kritische Masse eines Leistungsreaktors liegt bei ca. 100 t Uran). Der geringe Durchmesser der Stäbe ist einerseits günstig für einen effektiven Wärmeübertrag an das Kühlmittel, und reduziert zum anderen auch die Absorption von Spaltneutronen im Brennstoff (\rightarrow mittlere freie Weglänge, Abb. 5.15 u. Tab. 5.7). Wegen potentieller Brennstabschäden kann kein metallisches Uran verwendet werden, da es stark korrodiert. Statt dessen kommt weitgehend inertes UO_2 zum Einsatz, das in Form kleiner Tabletten (\emptyset 9 mm, $l=11$ mm) verarbeitet wird (Abb. 5.27). Die Hülle besteht aus Zircaloy, einer Zr-Legierung, die auch in 350°C heißem Wasser nicht korrodiert. Ab 950°C setzt allerdings Oxidation unter Freisetzung von Wasserdampf ein (Unfallgefahr!)



Zur Aufnahme gasförmiger Spaltprodukte (Edelgase) hat der Brennstab einen Hohlraum.

Bei der Auslegung des Reaktorkerns bezüglich Inventar und Anreicherung des Brennstoffs muß berücksichtigt werden, daß sich der Multiplikationsfaktor k_∞ während des Betriebs ändert. Dies hat seine Ursache in dem Abbrand von ^{235}U ($> 3\% \rightarrow 0.8\%$) und der Bildung von 'Reaktorgiften', also Spaltprodukten mit hohem Neutroneneinfangsquerschnitt (z.B. ^{135}Xe , $\sigma_A = 2.6 \cdot 10^6$ b, ^{151}Sm , $\sigma_A = 1.5 \cdot 10^4$ b). Außerdem hängt, wie wir schon mehrfach diskutiert haben, k_∞ von der Temperatur ab (negativer Temperaturkoeffizient). Zusammenge-rechnet addieren sich die zu berücksichtigende Verluste bei einem DWR auf $\Delta k \sim -0.21$

Tabelle 5.10: Reaktivitätsbilanz bei einem DWR [18]

Reaktivitätsänderung durch	Kernzustand	Reaktivität	Kontrolliert durch
Brennstoff, Moderator	kalt auf heiß bei Nulllast	- 0,03	} Steuerstäbe und Borsäure
Brennstoff	heiß, Nulllast auf Vollast	- 0,017	
Xenon, Samarium	Gleichgewichtsvergiftung bei Vollast	- 0,03	} Borsäure
Brennstoffabbrand	nach 1. Abbrandzyklus	- 0,13	
Reaktivitätsüberschuß des kalten Erstkerns		0,207	

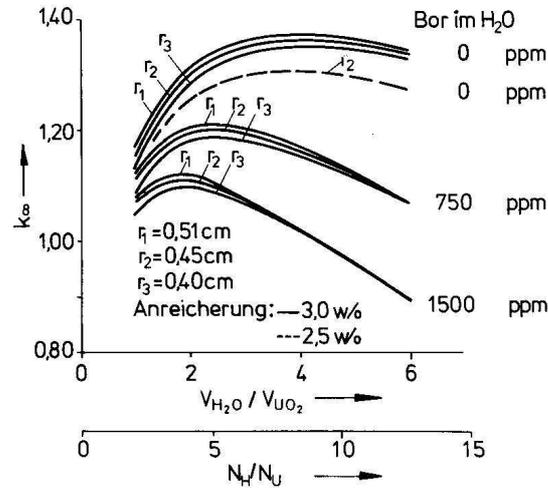


Abbildung 5.28: Reaktivitätssenkung durch Zugabe von Bor in den Primärkreislauf eines DWR [18, II]

(Tab. 5.10), und der kalte Erstkern muß deshalb auf $k_\infty \sim 1.21$ ausgelegt werden. Durch die Zugabe von bis zu 1500 ppm Borsäure ins Kühlwasser ($\sigma_A(^{10}\text{B}) = 3840 \text{ b}$) wird k auf 1.0 eingestellt. Mit zunehmendem Abbrand wird die B-Konzentration im Kühlwasser gesenkt und somit die Reaktivität wieder erhöht (Abb. 5.28). Kleinere Änderungen der Reaktivität erfolgen im Betrieb durch bis zu 200 Absorber- (B_4C) und Steuerstäbe, die von *oben* in den Kern geführt werden. Letztere beinhalten ^{10}B , ^{113}Cd ($\sigma_A = 20600 \text{ b}$) und $^{174,176-180}\text{Hf}$ (alle Isotope $\sigma_A 30 - 300 \text{ b}$).

Hervorzuheben beim DWR ist sein selbstregelndes Verhalten unter Last, das auf dem negativen Temperaturkoeffizienten basiert: Wird an den Generator eine erhöhte Leistungsanforderung gestellt, so steigt die Dampfantnahme aus dem Dampferzeuger. Der Druck auf der Sekundärseite fällt, und damit die Verdampfungstemperatur (siehe Abb. 5.24). Die niedrigere Temperatur überträgt sich auf die Primärseite und den Kern. Der negative Temperaturkoeffizient ($\frac{\Delta \rho}{\Delta T} < 0$) bewirkt eine *Erhöhung* von k und einen Anstieg der Reaktorleistung. Mit den Regelstäben läßt sich dann die ursprüngliche Temperatur wieder herstellen.

Tabelle 5.11 gibt einen Überblick der Eckdaten des DWR Biblis A, der mit seinen 1.2 GW elektrischer Leistung typisch für deutsche Kernreaktoren ist (siehe Tab. 5.13). Pro Jahr werden ca. 900 kg ^{235}U verbrannt, was 180 t Natururan entspricht.

Tabelle 5.11: Kenndaten des DWR Biblis A [18]

Als Beispiel eines typischen DWR sei das Kernkraftwerk Biblis A genannt:

- Thermische Leistung: 3500 MW
- Elektrische Leistung: 1200 MW
- Kühlmittelabfluß aus dem Reaktor bei einem Druck von 155 bar und einer Temperatur von 320° C
- Kühlmitteldurchsatz: 72000 m³ Wasser/Stunde
- Uranbedarf: Erstausrüstung 100 t U (= 3 t ²³⁵U). (Dies entspricht einem Bedarf von ca. 600 t Natururan, wenn nach der Anreicherung das abgereicherte Uran noch 0,25 % ²³⁵U enthält.)
- Abbrand des Brennstoffs von 3 % auf 0,8 %
- Konversionsrate von ²³⁸U zu Pu von 0,55 pro Kernspaltung
- Wärmeinhalt des Brennstoffinventars: $(1+0,55) \cdot 7,8 \cdot 10^{13} \text{ J/kg } ^{235}\text{U}$
- Abgegebene Wärme pro Jahr: $W/a = 3,5 \cdot 10^9 \cdot \pi \cdot 10^7 \cdot 0,75$
 $\approx 8 \cdot 10^{16} \text{ J/a}$
- Prozentuale zeitliche Verfügbarkeit des Reaktors: ca. 75 % der Zeit
- Brennstoffverbrauch pro Jahr: 640 kg ²³⁵U
 Jährliche Zuladung von Brennstoff bei einem maximalen Abbrand von 3 % auf 0,8 %: ca. 900 kg ²³⁵U
 (Sie entsprechen ca. 30 t angereichertem Uran bzw. 180 t Natururan.)

5.6.2 Der Siedewasserreaktor

Der Siedewasserreaktor ist dem DWR ähnlich in Leistung und Brennstoffbedarf. Wie aus dem Namen schon hervorgeht, ist das Kühlmittel des Primärkreislaufs beim SWR allerdings nicht in jedem Prozessschritt flüssig, sondern siedet im Reaktorkern. Das vorgewärmte Wasser (215° C) strömt von unten in den zu zwei Dritteln gefüllten Reaktordruckbehälter (Abb.5.29) und führt die in den Brennelementen produzierte Wärme ab. Aufgrund des im Vergleich zum DWR niedrigeren Drucks von nur ca. 70 bar, siedet das Wasser bereits bei 290° C und verdampft teilweise (Abb. 5.24). Dieser Dampf wird nach Abscheidung von Wassertröpfchen auf weniger als 0.2% H₂O-Tropfen (Dampftrocknung) direkt der Turbine zugeführt (ca. 7000 t/h). Wie beim DWR wird der aus der Turbine austretende Dampf im Kondensator wieder verflüssigt. Wegen der Reaktion

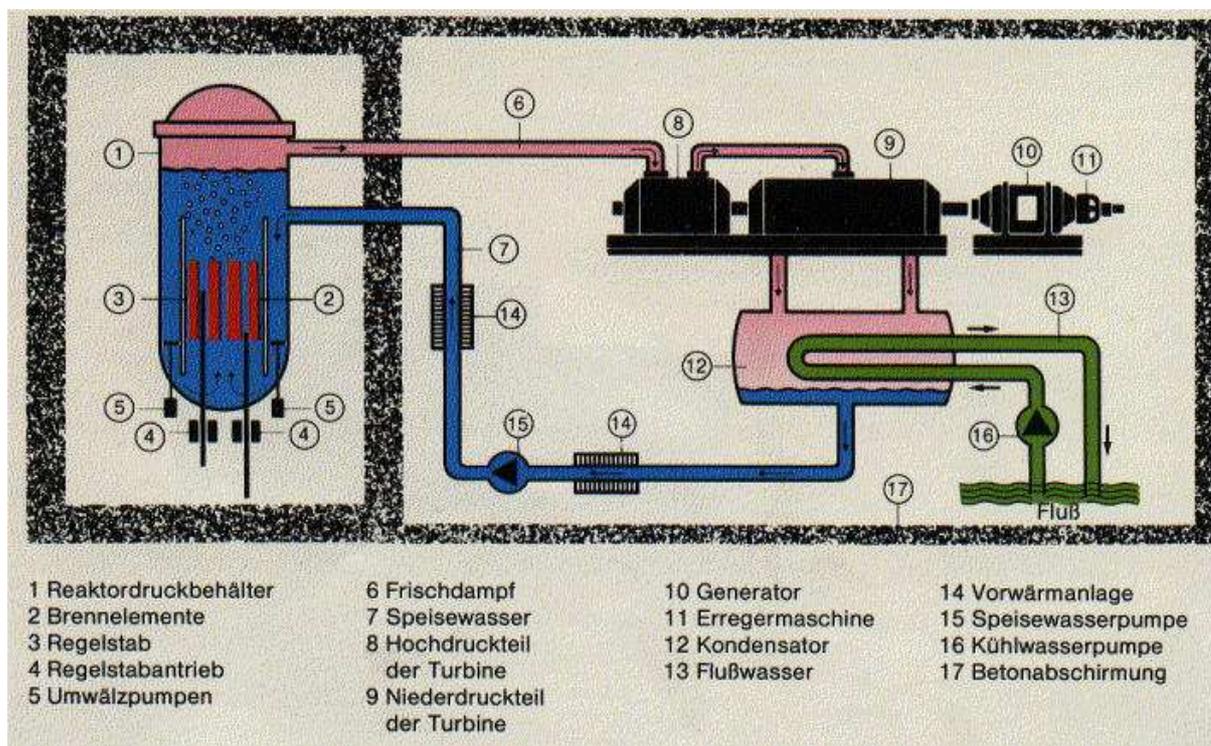
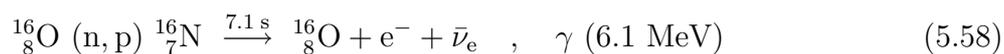


Abbildung 5.29: Prinzipskizze des Siedewasserreaktors [20]

ist der Dampf radioaktiv und kontaminiert die Turbine. Das Maschinenhaus muß daher im Gegensatz zum DWR ebenfalls in einer Sicherheitsabschirmung untergebracht werden (Abb. 5.30). Die Leistungsdichte ist wegen der niedrigeren Prozeßtemperatur etwas schlechter als beim DWR (ca. 25 kW/kg U gegenüber 36 kW/kg U beim DWR). Dies wird durch einen größeren Kern (150 t U) und somit auch größeren Druckbehälter kompensiert.

Der nach oben austretende Dampf beim SWR Reaktor bedingt eine andere Anordnung der Steuer- und Absorberstäbe. Sie werden hier von *unten* in den Kern eingefahren. Im Normalbetrieb erfolgt das elektromotorisch, für eine Schnell- oder Notabschaltung existierten redundante Hydrauliksysteme. Für den kalten Erstkern benötigt man beim SWR eine Überschußreaktivität von $\Delta k = 0.255$, um Abbrand, Dampfblasenbildung (schlechter Moderierung) und Vergiftung zu kompensieren. Ein Einstellen der Neutronenmultiplikation k über

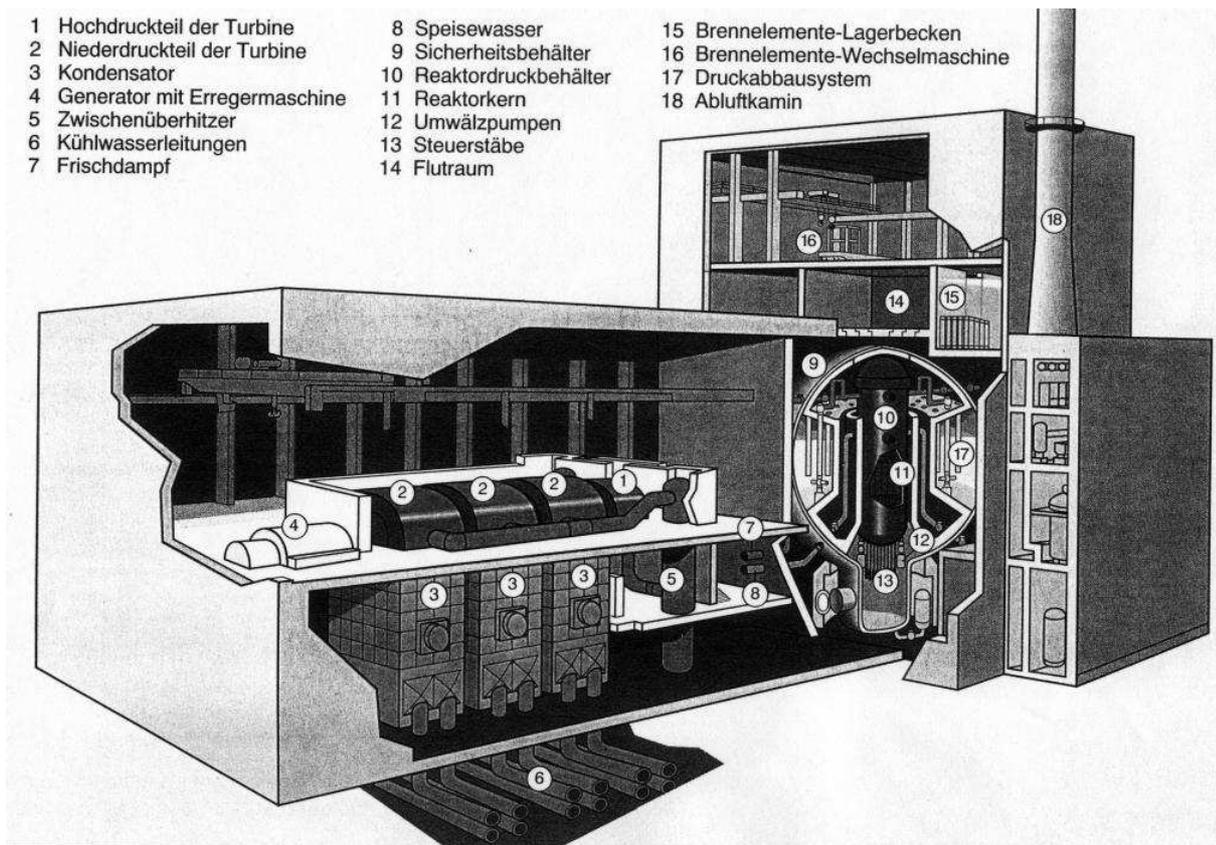


Abbildung 5.30: Schnittbild durch das Siedewasserkernkraftwerk Krümmel[20]

den Regelbereich der Steuerstäbe ($\Delta k = -0.12$) hinaus mittels Borsäure ist beim SWR nicht möglich, da sich beim Ausdampfen die Konzentration ändert. Statt dessen verwendet man sogenannte *abbrennbare Gifte*, das sind Kerne mit hohem Neutroneneinfangquerschnitt, die in einer Kernreaktion in (stabile) Isotope kleinen Einfangquerschnitts umgewandelt werden. Von technischer Bedeutung ist Gadolinium: ^{155}Gd ($\sigma_A = 6.1 \cdot 10^4 \text{ b}$), geht in ^{156}Gd (15% Isotopenanteil, $\sigma_A = 2 \text{ b}$) über und aus ^{157}Gd (16% Isotopenanteil, $\sigma_A = 2.5 \cdot 10^5 \text{ b}$) wird ^{158}Gd ($\sigma_A = 2.3 \text{ b}$) erbrütet. Bei älteren Reaktoren wurde das Gadolinium in Form von Absorberblechen eingebracht, heute wird es direkt dem Brennmateriale beigemischt und trägt mit $\Delta k = -0.173$ zur Überschußregulierung bei.

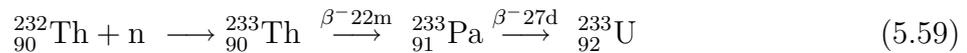
Eine dem DWR vergleichbare 'Selbstregelung' bei Leistungsanforderung gibt es nicht. Eine entsprechende Regelung erfolgt über den Kühlmitteldurchsatz, d.h die Drehzahl der Förderpumpen.

5.6.3 Der Schwerwasserreaktor

Der Schwerwasserreaktor (HWR) spielt z.B in Kanada (CANDU- Bauserie) und Indien eine wichtige Rolle, ist in Deutschland aber nie zur Stromerzeugung genutzt worden (siehe Tab. 5.18). Dieser Reaktortyp benutzt D_2O als Moderator und H_2O als Kühlmittel. Die Brennelemente befinden sich in vom Kühlmittel durchströmten Trennröhren, umgeben vom *kalten* Moderator D_2O (alles bei 120 bar). Bei der kanadischen Baureihe wird nur das Kühlmittel in einer Druckröhre geführt.

5.6.4 Der Hochtemperaturreaktor

Zur Erzielung eines günstigen Wirkungsgrades ist eine hohe Prozeßtemperatur wünschenswert. Allerdings scheidet dann Wasser als Kühlmittel aus, wie bereits in Kap. 5.6.1 diskutiert. Beim Hochtemperaturreaktor (HTR) dient He-Gas als Kühlmittel. Zum Einsatz kommt ein Gemisch bestehend aus 90% ^{232}Th und 10% ^{235}U (94% Anreicherung). Das eigentliche Spaltmaterial ^{233}U wird gemäß



erzeugt.

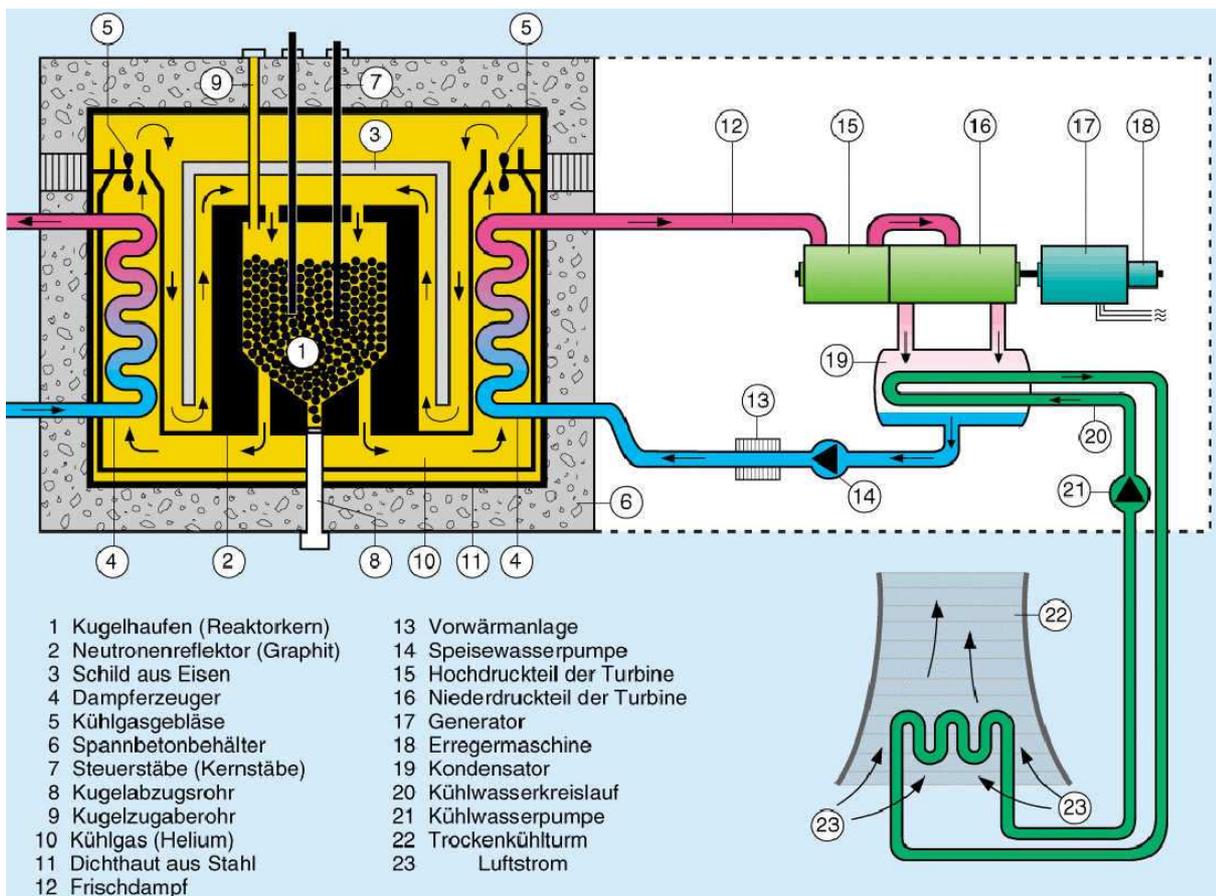


Abbildung 5.31: Schema eines Hochtemperaturreaktors [20]

Erbrüten von Brennstoff bedingt geringe Neutronenverluste (siehe S. 94). Das Kühlmittel He ist in dieser Hinsicht günstig, da es nicht aktivierbar ist (abgesehen von ${}^3\text{He}$ (0.000137%) (n, p) ${}^3\text{H}$) und demzufolge auch keine Neutronen absorbiert. Als Moderator wird Graphit gewählt ($\sigma_A = 0.0035 \text{ b}$) und auch der Kernaufbau auf geringe Verluste optimiert. Er unterscheidet sich stark von den bisher besprochenen Reaktortypen (Abb. 5.31): Der

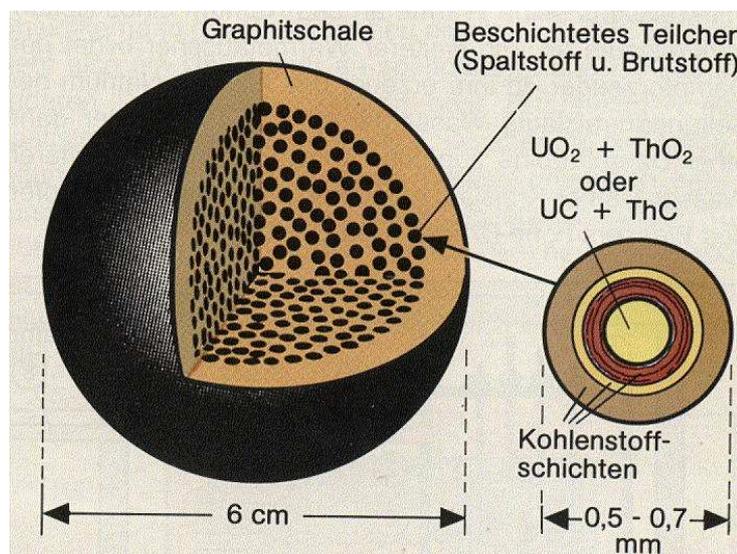


Abbildung 5.32: Schema eines 'coated particles' beim Th-HTR [20]

Brennstoff wird in Form sogenannter 'coated particles' (Abb. 5.32) in einem Kugelhaufen eingebracht. Man spricht deshalb auch vom *Kugelhaufenreaktor*. U/Th-Mischoxid oder -Carbid Kügelchen mit 1 mm Durchmesser werden mit Graphit oder SiC beschichtet, das sehr temperaturbeständig ist und Spaltprodukte zurückhält. Die Kugeln werden in eine größere ($\emptyset 6 \text{ cm}$) Graphitkugel eingebettet, wobei die äußere Schicht (1 cm) keinen Brennstoff enthält.

Der HTR in Hamm-Uetrop (300 MW_{el}) besaß 675 000 solcher coated-particles in einem Graphitreflektor. Die Abmessungen des Kugelhaufens betragen $\emptyset 5.6 \text{ m}$, $h=6 \text{ m}$ und beinhalten 7 t Brenn- bzw. Brutstoff. He wird unter 40 bar Druck (besserer Wärmeübertrag) und 260°C Vorlauftemperatur in den Kugelhaufen eingeleitet und dort auf $750\text{-}950^\circ\text{C}$ erhitzt und in einen Dampferzeuger geleitet. Der Turbinenantrieb erfolgt wie beim DWR über Dampf in einem Sekundärkreislauf. Die Leistungsregelung und Schnellabschaltung erfolgt über 36 Absorberstäbe, die aber nicht in den Kugelhaufen selbst, sondern in den Graphitreflektor eingefahren werden (Abb. 5.33). Der Reaktor ist umgeben von einem Spannbetonbehälter mit 2 m Wandstärke.

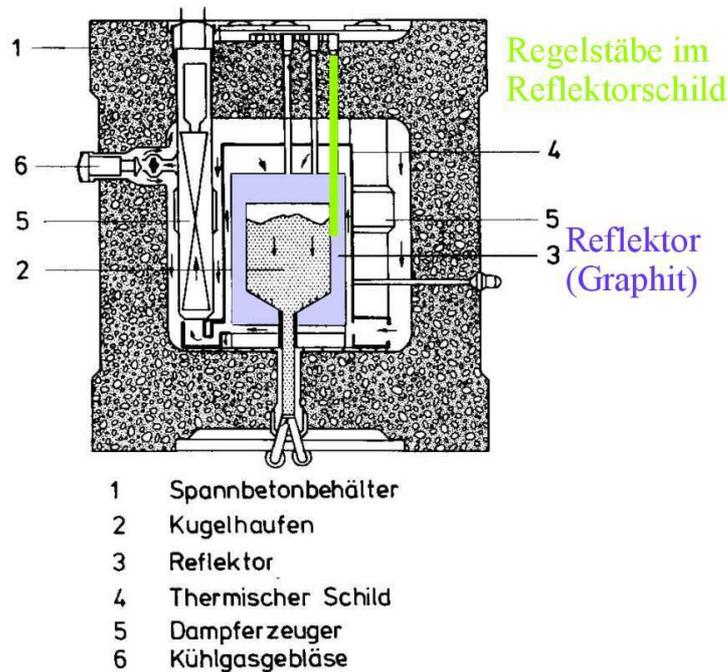


Abbildung 5.33: Reflektor und Absorberstäbe beim Th-HTR[18, II]

Der HTR hat einige deutliche Vorzüge gegenüber Leichtwasserreaktoren:

- Die geringen Neutronenverluste durch die Verwendung von Graphit als Moderator erlauben das Brüten. He absorbiert gar keine Neutronen und durch den großen Kern ist auch die Leckage sehr gering.
- Graphit ist temperaturresistent und erlaubt Arbeitstemperaturen über 1000°C.
- Da He nicht aktivierbar ist und Spaltprodukte in den Kugeln zurückgehalten werden, bereitet eine Druckausgleich oder Austausch des Kühlmittels wenig Probleme.
- Die Sicherheit des HTR ist den LWR überlegen:
 - Ein totaler Kühlmittelverlust ist unmöglich (es verbleibt mind. 1 bar Gas im Reaktor)
 - Es gibt keinen Blasenkoeffizienten, da das Kühlmittel schon gasförmig ist.
 - Der Temperaturkoeffizient des Brennstoffs ist negativ ($\Delta\rho/\Delta T = -1.8 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$) und trägt zur inherenten Sicherheit bei.
 - Das System ist unempfindlich gegenüber Temperaturspitzen. Aufgrund der geringen

Leistungsdichte im Kern und der hohen Wärmekapazität von Graphit ist ein Kühlausfall über mehrere Stunden tolerabel

- Schließlich läßt sich die hohe Dampftemperatur direkt für industrielle Zwecke nutzen, z.B. die Erdgas Spaltung:

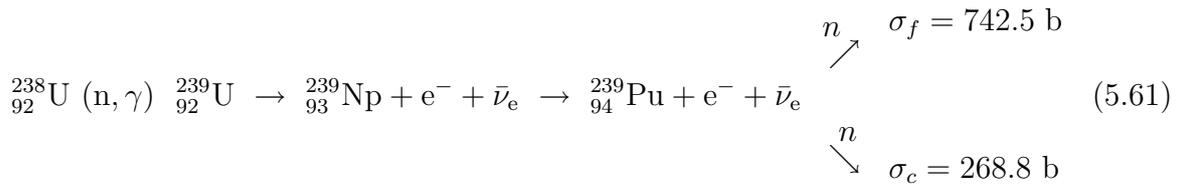


als Synthesegas für chemische Produkte oder zum Aufbau des sogenannten ADAM-EVA Systems , eines geschlossenen Wärmekreislaufs ohne CO₂-Emission und ohne Verbrauch fossiler Energieträger: Wasserstoff und CO werden zum Verbraucher transportiert, dort mit Hilfe eines Katalysators bei 500°C in die Ausgangsprodukte Methan und Wasser umgesetzt. Das Methan wird zum HTR zurücktransportiert.

Zur Zeit gibt es in Deutschland keinen in Betrieb befindlichen HTR. Nach kurzen Anlaufschwierigkeiten (1967) stellte der AVR Prototyp in Jülich, die Marktreife dieser Technologie unter Beweis. Ein weiterer Reaktor (THTR-300) in Hamm Uentrop demonstrierte die Wirtschaftlichkeit des THTR (1985-1988). Aus politischen Gründen wurde auch der AVR nach 22-jährigem problemlosen Betrieb abgeschaltet. Zur Zeit wird die Entwicklung des HTR in USA, China und Südafrika weiter vorangetrieben.

5.6.5 Der schnelle Brutreaktor

Ebenso wie der Th-HTR erbrütet auch der schnelle Brutreaktor (Fast Breeding Reactor, FBR) seinen Brennstoff selbst. Allerdings geschieht dies hier mittels unmoderierter, schneller Neutronen. Wie in Kap. 5.4.2 diskutiert, steigt die Neutronenausbeute mit der Energie der induzierenden Neutronen (siehe S. 94) und erlaubt die Gewinnung von ^{239}Pu aus ^{238}U nach



Der Konversionsfaktor beträgt $\simeq 1.1 - 1.2$, d.h. pro Spaltung werden 1.1-1.2 neue spaltbare Kerne erzeugt. Nach etwa 7-20 Jahren Betrieb liefert ein FBR nach Wiederaufarbeitung der Brennstäbe die Erstausrüstung mit ^{239}Pu für einen weiteren Reaktor. Der Aufbau ist in

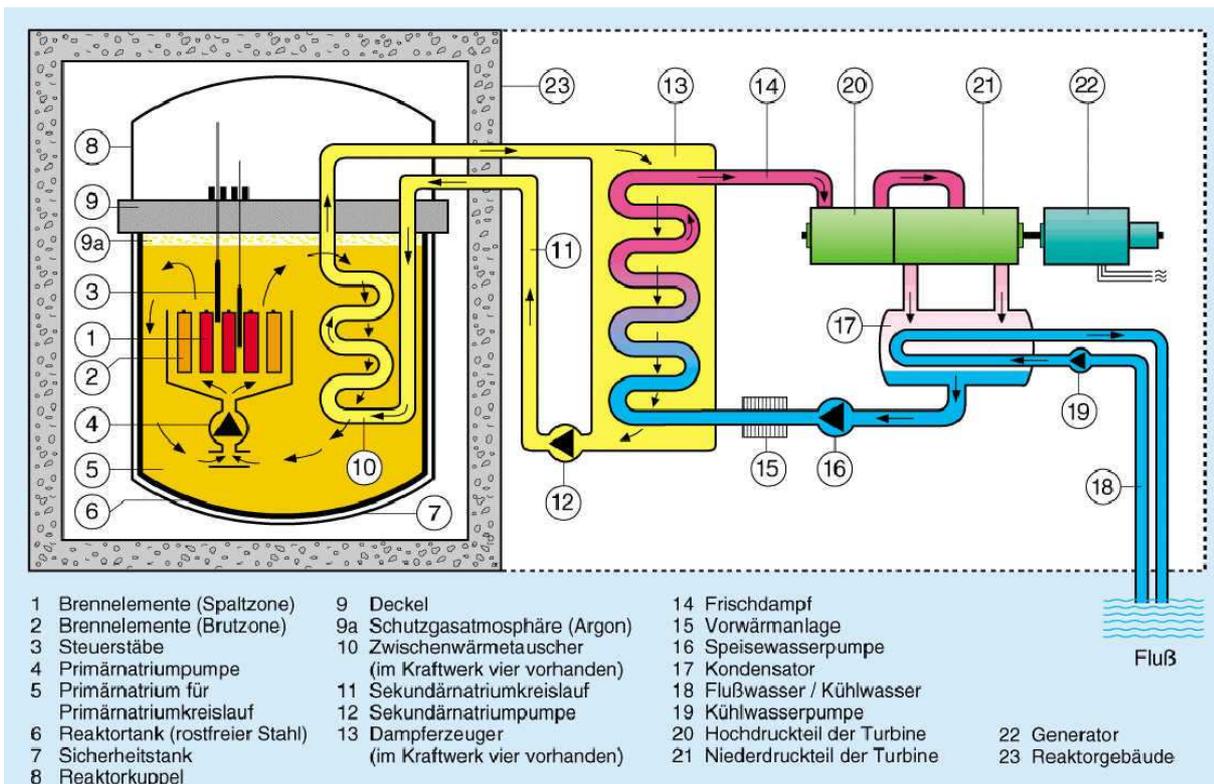


Abbildung 5.34: Schema eines schnellen Brutreaktors [20]

Abb. 5.34 skizziert. Die Spaltzone enthält 5-10 t UO_2/PuO_2 (20% ^{239}Pu), der Brutmantel $\simeq 100$ t $^{\text{nat}}\text{U}$.

Da Wasser zu gut moderiert, scheidet es als Kühlmittel aus. Statt dessen kommt flüssiges Natrium zum Einsatz ($T_M = 98^\circ\text{C}$, $T_B = 882^\circ\text{C}$), das zudem die hundertfache Wärmekapazität von Wasser besitzt (H_2O : 0.6 W/mK, Na: 62 W/mK). Der Neutroneneinfangquerschnitt liegt bei 0.5 b und entspricht somit dem von H_2O . Das Na wird unter einem Druck von 9.3 bar bei 370°C eingespeist und im Kern auf 540°C bei 1.3 bar erhitzt. Da der gesamte Prozeß unterhalb der Siedetemperatur des Na abläuft, steht das Kühlmittel nicht unter Druck, was sicherheitstechnisch vorteilhaft ist. Der FBR besitzt insgesamt drei Kühlkreisläufe. Das primäre Na ist stark aktiviert (Bildung von ^{24}Na , $T_{1/2} = 15$ h). Um den Austritt von aktivem Na bei einem Leck zu verhindern, ist dem Dampferzeuger ein zweiter inaktiver Na-Kreislauf vorgeschaltet. Eine technische Herausforderung war die Handhabung des Na. Es reagiert heftig mit Wasser, so daß ein Kontakt mit dem Wasserdampfkreislauf auch im Störfall unbedingt verhindert werden muß und es brennt an Luft, was die Manipulation des Kerns (z.B. Regelstabantriebe) unter Argon-Schutzgas Atmosphäre erfordert.

Bei der Konfiguration spielt der Blaskoeffizient eine wichtige Rolle. Er ist bei Na generell positiv, was an dem steilen Anstieg der Neutronenausbeute ν und damit des Regenerationsfaktors η mit der Neutronenenergie E_N bei fehlender Moderation liegt (Abb. 5.16). Moderation bedeutet in diesem Zusammenhang nicht das Abbremsen bis auf thermische Energien sondern bereits einen geringen Energieverlust (z.B. von 6 MeV auf 2 MeV bei Stößen der Neutronen mit dem sehr viel schwereren Na-Kern). Zudem sinkt die Neutronenabsorption in der Blase (geringere Dichte), d.h. ein größerer Teil der Neutronen induziert Spaltung. Diesem Sicherheitsrisiko muß durch den negativen Reaktivitätsbeitrag des Dopplereffekts beim Resonanzeinfang (Kap. 5.5.6) begegnet werden. Gesteuert wird der Reaktor, wie ein LWR auch, über die β -verzögerten Neutronen, deren Ausbeute hier ungefähr halb so groß ist wie bei der thermischen Spaltung, also $\beta_{fast} = 0.003$. Daher rührt auch der Einfluß des Resonanzeinfangs. Würde der Reaktor *ausschließlich* mit schnellen Neutronen arbeiten, spielte der Resonanzeinfang bei niedrigen Energien natürlich keine Rolle! Während der Dopplereinfang nicht von der Geometrie des Kerns abhängt, ist der Blaskoeffizient durch diese beeinflussbar: Dampfblasen bilden sich vorwiegend im Zentrum. Daher ist ein Kern mit einem großen Oberflächen zu Volumen Verhältnis günstig (auch wenn dabei die Neutronenverluste steigen) und führt zur sogenannten *Pfannkuchengeometrie* (Abb. 5.35).

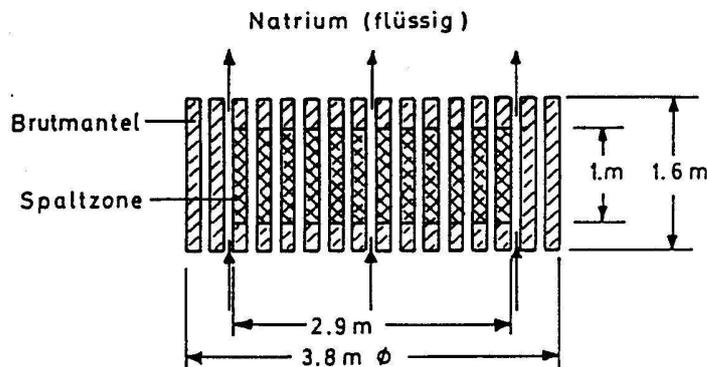
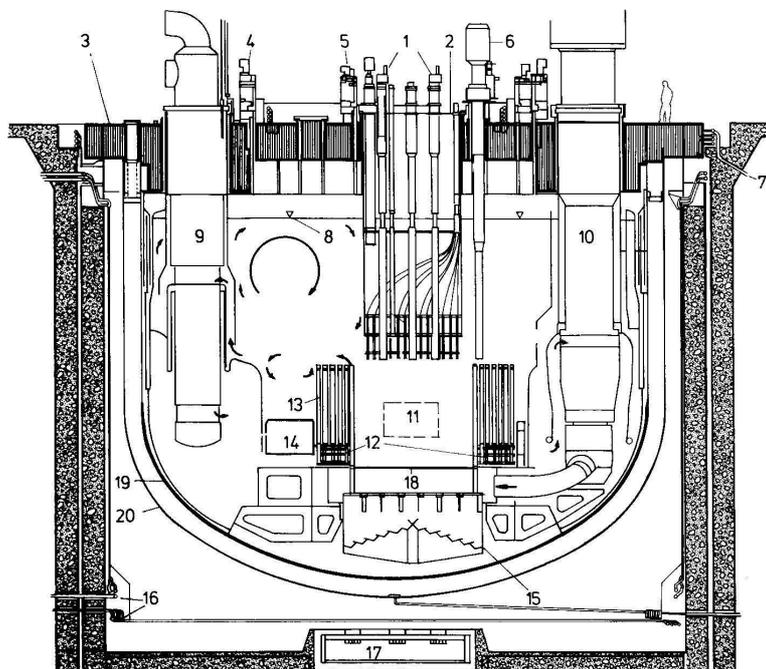


Abbildung 5.35: Pfannkuchengeometrie des Kerns beim schnellen Brutreaktor

Die Energieausbeute, d.h. Wärme pro t Uran, ist beim FBR ungefähr 60-fach höher als beim LWR, da ja das gesamte Inventar zur Spaltung zur Verfügung steht und nicht nur der (geringe) Anteil ^{235}U . Interessant sind die Auswirkungen des besseren Wirkungsgrades auf die Menge wirtschaftlich verwertbarer Uranvorkommen. Bedingt durch den mit der Anreicherung verbundenen Aufwand lohnt zur Zeit ein Uranabbau erst bei Kosten unterhalb $130\text{ \$ /kg}$, dies entspricht einem weltweiten Vorrat von ca. $6,4\text{ Mio t U}$ (siehe Kap. 2.3) und einem Heizwert von 115 Mrd. tSKE im LWR. Der reine Heizwert versechzigfacht sich im FBR und zusätzlich werden, durch die höhere Energieausbeute, neue Vorkommen wirtschaftlich erschließbar wie z.B. der U-Anteil im Meerwasser ($0,3\text{ ppb}$: $4,3\text{ Mrd. t}$ [23]).

Außerdem kann im FBR das im LWR anfallende Pu (20 t/a in Europa) verbrannt werden. Das gleiche gilt für die minoren Aktiniden Am und Np, die in kurzlebige Nuklide *transmutiert* werden können. Der FBR-Abfall ist daher langfristig gesehen ca. 20-fach weniger radiotoxisch als der LWR-Abfall.

Bis heute gab es etwas mehr als 20 Brutreaktoren weltweit, die meisten davon waren Versuchsreaktoren. 1997 waren 7 schnelle Brueter in Betrieb (Kasachstan, Rußland, Frankreich, Japan). Zur Zeit ist noch ein Brutreaktor mit $280\text{ MW}_{\text{el}}$ in Japan am Netz (Monju), der nach 8 Jahren Bauzeit 1994 kritisch wurde. Rußland plant den Bau eines $2,1\text{ GW}$ Reaktors. Der Superphenix in Frankreich (Abb. 5.36) wurde nach einem Natriumbrand 1995 nur noch zu Versuchszwecken betrieben und 1997 ganz geschlossen. Die Risiken der großtechnischen Natriumhandhabung wurden immer wieder kontrovers diskutiert und lieferte neben dem Proliferationsrisiko (^{239}Pu -Gewinnung für Kernwaffen) den Gegnern des FBR ihre Hauptargumen-



Reaktortank mit Einbauten des Super-Phénix.

- | | |
|--------------------------|------------------------------------|
| 1 Steuerstabantriebe, | 11 Kern, |
| 2 Kerndeckel, | 12 Nebengitterplatte, |
| 3 Deckel, | 13 seitliche Neutronenabschirmung, |
| 4 großer Drehdeckel, | 14 Füllkörper, |
| 5 kleiner Drehdeckel, | 15 Brennstoff-Auffangstruktur, |
| 6 Lademaschine, | 16 Sicherheitskühlkreislauf, |
| 7 Deckelkühlkreislauf, | 17 Neutronenmeßkammern, |
| 8 Natriumspiegel, | 18 Gitterplatte, |
| 9 Zwischenwärmetauscher, | 19 Reaktorbehälter, |
| 10 Primärpumpe, | 20 Sicherheitstank |

Abbildung 5.36: Schema des Superphénix [18, II]

te. Der deutsche Versuch, einen Brutreaktor zu betreiben (SNR-300, Kalkar) endete 1991 in einem Freizeitpark, nach 18 Jahren Planungs- und Bauphase und nachdem 1985 bereits 95% der Inbetriebnahme erreicht worden waren. Aus über 300 Reaktorbetriebsjahren mit FBR läßt sich folgendes Fazit ziehen: 'Die um Größenordnungen bessere Ausnutzung des Brennstoffs ist wissenschaftlich nachgewiesen und technisch machbar. Die Stromerzeugungskosten liegen nur geringfügig über denen des LWR. Die wesentlichen Sicherheitsfragen sind gelöst. Der Brüter ist anderen heute denkbaren Optionen (Solartechnik, Fusion) für eine langfristige und klimaschonende Stromerzeugung weit überlegen' [17]. Der Brüter ist politisch jedoch in Deutschland nicht gewollt ...

5.6.6 Gesamtüberblick

Weltweit sind zur Zeit rund 1000 Reaktoren in Betrieb etwa 450 dienen der Stromerzeugung, 400 sind Forschungsreaktoren, der Rest ist als Antrieb für Schiffe und U-Boote im Einsatz. Neben den behandelten Reaktortypen ist noch der englische Magnox Reaktor von Bedeutung. Natururan wird in metallischer Form verwendet und durch eine Hülle bestehend aus einer Mg,Al,Be Legierung vor Korrosion geschützt. Als Moderator dient Graphit, als Kühlmittel kommt (gasförmiges) CO₂ zum Einsatz. Eine weiterentwickelte Version (AGR) verwendet angereicherte Uranoxid-Brennelemente in einer Edeldstahlhülle. Dieser Reaktor zeichnet sich dadurch aus, daß ein Brennelementwechsel auch während des Betriebs möglich ist. Verwendung findet er außer in GB auch in F, J, I und E. Der in den Staaten der ehemaligen UdSSR verbreitete Druckröhrenreaktor RBMK-100 (ein SWR) wird im Zusammenhang mit dem Reaktorunglück von Chernobyl diskutiert.

Im folgenden finden sich einige unkommentierte Tabellen (alle bis auf Tab. 5.14 aus [17]), die einen Überblick über die Verbreitung der verschiedenen Reaktortypen und wesentliche Kenndaten liefern sollen.

Tabelle 5.12: Kombination der Grundstoffe bei thermischen Reaktoren

Reaktortyp	Magnox Reaktoren	Fortgeschrittene Gasgekühlte Reaktoren (AGR)	Hochtemperaturreaktoren	Leichtwasser- (Siede- und Druckwasser-) Reaktoren	Schwerwasser-Reaktoren
Spaltstoff	Natururan, Metall	Angereichertes Uran-Oxid	Angereichertes Uran-Oxid oder Karbid	Angereichertes Uran-Oxid	Natururan oder angereichertes Uran-Oxid
Hüllenwerkstoff	Magnox	Stahl	Graphit	Zirkaloy	Zirkaloy
Kühlmittel	Kohlendioxid	Kohlendioxid	Helium	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser, Schweres Wasser Gas oder organische Flüssigkeit
Moderator	Graphit	Graphit	Graphit	Leichtes Wasser	Schweres Wasser

Tabelle 5.13: In Betrieb befindliche Reaktoren in Deutschland (1995)[17]

Anzahltragsjahr	Betriebsbeginn	Bezeichnung Standort	Eigentümer Betreiber	Typ	Hersteller	Leistung MWe brutto
1. 1964	1968	Obrigheim/Neckar	KWO	DWR	Siemens/KWU	357
2. 1967	1972	Würgassen/Weser ^b	PREAG	SWR	AEG/KWU	670
3. 1967	1972	Stade/Untereibe	KKS (NWK,HEW)	DWR	Siemens/KWU	672
4. 1969	1974	Biblis A/Rhein	RWE	DWR	KWU	1204
5. 1969	1976	Brunsbüttel/Elbemündung	KKB (HEW,NWK)	SWR	KWU	806
6. 1970	1979	Philippsburg 1/Rhein	KKP (Badenw.,EVS)	SWR	KWU	900
7. 1971	1978	Esenshamm/Unterweser	KKU (PREAG,NWK)	DWR	KWU	1300
8. 1971	1976	Neckarwestheim 1	GKN (TWS u.a.)	DWR	KWU	840
9. 1971	1976	Biblis B/Rhein	RWE	DWR	KWU	1300
10. 1971	1977	Ohu/Isar 1	KKI-1 (Bayernw.,IAW)	SWR	KWU	907
11. 1972	1983	Krümmel/Untereibe	KKK (HEW,NWK)	SWR	KWU	1316
12. 1975	1981	Grafenrheinfeld/Main	Bayernwerk	DWR	KWU	1300
13. 1973	1986	Mülheim-Kärlich/Rhein ^c	RWE	DWR	BBR	1308
14. 1974	1984	Gundremmingen B	RWE, Bayernw.	SWR	KWU	1300
15. 1974	1984	Gundremmingen C	idem	SWR	KWU	1308
16. 1975	1985	Philippsburg 2/Rhein	KKP (Badenw.,EVS)	DWR	KWU	1349
17. 1975	1987	Brokdorf/Elbe	Brokdorf (NWK,HEW)	DWR	KWU	1395
18. 1975	1984	Grohnde/Weser	KWG (PREAG,Weser)	DWR	KWU	1394
19. 1975	1988	Neckarwestheim 2	GKN (TWS u.a.)	DWR	KWU	1316
20. 1982	1988	Emsland/Lingen/Ems	KLE (VEW,Elektromark)	DWR	KWU	1341
21. 1982	1988	Ohu/Isar 2	KKI-2 (Bayernw.,IAW u.a.)	DWR	KWU	1390

^a In Karlsruhe wurde am dortigen Forschungszentrum der KNK I betrieben, ein natriumgekühlter thermischer Reaktor mit Zirkonhydrid als Neutronenmoderator. Der KNK I ging 1973 in Betrieb und wurde nach einer Umrüstung im Jahr 1977 mit schnellem Kern und einer Nettoleistung von 17 MWe als KNK II wieder in Betrieb genommen und am 23. August 1991 endgültig abgeschaltet.

Nicht aufgeführt ist das Prototypkernkraftwerk Kalkar (SNR-300) mit einer Nettoleistung von 280 MWe, das seit 1986 betriebsbereit war. Nach langwierigem Streit um seine Einbindung in das forschungs- und energiepolitische Konzept der Bundesrepublik Deutschland wurde am 21. März 1991 beschlossen, den SNR-300 nicht in Betrieb zu nehmen.

Nicht mehr aufgeführt sind auch die inzwischen definitiv stillgelegten Kernkraftwerke, der Heißdampf-Reaktor HDR in Großwelzheim am Main (22 MWe netto), der Schwerwasser-Reaktor KKN in Niederaichbach an der Isar (100 MWe netto), der Siedewasser-Reaktor KRB A Gundremmingen (250 MWe netto), der Siedewasser-Reaktor KWL in Lingen/Ems (154 MWe netto), der Mehrzweck-Forschungs-Reaktor MFZR in Karlsruhe (50 MWe netto), der VAK Kahl/Main (15 MWe netto), der AVR Jülich (15 MWe netto) und der THTR Uentrop/Lippe (300 MWe netto).

^b Das Kernkraftwerk Würgassen wird aus wirtschaftlichen Gründen stillgelegt. Preussen-Elektra AG, Hannover, teilte am 1. Juni 1995 mit, daß in Kürze ein dementsprechender Genehmigungsantrag nach § 7 AtG beim nordrhein-westfälischen Wirtschaftsministerium gestellt werden wird.

^c Das Kernkraftwerk Mülheim/Kärlich wurde am 09.09.1990 wegen eines Rechtsstreiks abgeschaltet. Der Termin einer Wiederinbetriebnahme ist ungewiß.

Tabelle 5.14: Weltweit im Betrieb befindliche Reaktoren [11]

Reaktortyp	in Betrieb		in Bau	
	Anzahl	elektr. Leistung, MW	Anzahl	elektr. Leistung, MW
DWR	249	231 815	39	37 921
SWR	95	83 271	2	2 075
AGR, GGR	37	14 518	1	745
CANDU	34	20 518	7	3 040
RBMK, u. ä.	18	15 048	1	1 000
SNR	4	2 242	3	1 880

Tabelle 5.15: Auslegungswerte für Leichtwasserreaktoren

	Jahr des Auftrags	Nettoleistung in MWe	Nettowirkungsgrad in %	Spez. Leistung kW/kg U	Mittl. Leistungsdichte kW/l	Mittl. Abbrand MWd/t U
SWR						
Dresden I (USA)	1955	180	28,7	11,5	28,9	11 000
Gundremmingen A	1962	237	29,6	17,2	40,9	16 500
Philippsburg 1	1970	864	33,6	22,4	51,1	27 500
KRB II	1974	1 249	32,5	26,5	56,8	28 500
DWR						
Yankee (USA)	1956	110	28,1	18,8	58,4	8 200
Obrigheim	1964	328	31,1	23,3	68	24 000
Biblis A	1969	1 145	33,1	34,9	86,7	31 500
Konvoi	1982	1 270	32,7	36,5	93	35 000

Tabelle 5.16: Kenndaten für in Betrieb befindliche Leichtwasserreaktoren

Reaktorbau-Unternehmen	Vereinigte Staaten				Deutschland	Rußland		
	B & W ^a	C-E ^b	GE ^c	West. ^d	KWU ^e	KWU ^e		
Anlage	Davis Besse 1	Palo Verde 1	Grand Gulf 1	South Texas 1	KKP 2	KRB II Bl.B/C	Kalinin 2	
Reaktortyp	DWR	DWR	SWR	DWR	DWR	SWR	DWR	
Thermische Reaktorleistung	MWth	2772	3817	3833	3817	3765	3840	3000
Elektrische Kraftwerk-Nettoleistung	MWe	906	1270	1250	1250	1268	1249	950
Kraftwerks-Wirkungsgrad	%	34,2	33,3	31,1	33,0	33,7	32,5	31,7
Reaktorkühlmittel-Durchsatz	t/h	62 000	74 400	55 400	64 150	67 680	51 480	64 000
— Austrittsdruck	bar	151	155	71,7	154	158	70,6	157
— Austrittstemperatur	°C	323	327	288	330	326	286	322
Frischdampf-Druck	bar	61,0	68,7	67,9	74,1	64,5	67,0	58,9
Druckbehälter-Innendurchmesser	m	4,4	4,63	6,38	5,57	5,75	6,62	4,14
Mittlere lineare Stableistung	W/cm	206	181	195	170	207	158	176
Mittlere Brennstoffleistung	kW/kgU	33,4	38,6	26,5	32,4	36,5	28,4	39,5
Leistung je Liter Reaktorkern	kW/dm ³	90,6	95,6	54,1	98,0	93,0	56,8	108
Anzahl der Brennelemente		177	241	800	193	193	784	163
Anzahl der Brennstäbe je Element		208	236	62	264	236	80	312
Mittl. Anreicherung im Gleichgewicht	%	3,2	3,3	2,81	3,1	3,3	3,14	4,4
Mittl. Abbrand im Gleichgewicht	MWd/tU	38 500	38 000	28 000	33 000	36 000	36 000	40 000
Brennstoffmenge	tU	82,9	99	144,5	117,8	103	135	76

^a Babcock & Wilcox.

^b Combustion Engineering.

^c General Electric.

^d Westinghouse.

^e Siemens/KWU.

Quelle: im wesentlichen Nuclear Engineering International: *World Nuclear Industry Handbook 1993*.

Kraftwerke	1994 %	Durchschnitt seit Übernahme bis 31.12.94 %
Druckwasserreaktoren		
KWO Obrigheim	89,4	78,7
KKS Stade	100,0	83,0
Biblis A	76,8	73,7
Biblis B	84,9	72,9
GKN-1 Neckar	92,0	77,6
KKU Unterweser	80,1	83,1
KKG Grafenrheinfeld	88,8	86,4
KWG Grohnde	91,9	90,3
KKP-2 Philippsburg	88,7	86,7
KMK Mülheim-Kärlich	— ^a	78,0 ^b
KKE Emsland	93,4	91,6
KKI-2 Isar	93,1	87,2
GKN-2 Neckar	93,6	92,1
KBR Brokdorf	88,7	86,4
Siedewasserreaktoren		
KWW Würgassen	63,8	63,9
KKB Brunsbüttel	— ^c	54,2
KKI-1 Isar	73,5	75,3
KKP-1 Philippsburg	86,5	70,6
KKK Krümmel	25,1	77,7
KRB-B Gundremmingen	91,8	86,1
KRB-C Gundremmingen	80,7	84,5

^a Sofortvollzug der neuen 1. TEG nicht angeordnet. Keine Produktion im Jahr 1994.

^b Arbeitsverfügbarkeit bis Aufhebung der 1. TEG am 17. November 1988.

^c Anlagenstillstand. Keine Produktion im Jahr 1994.

Quelle: VGB, 1994.

Tabelle 5.18: Mit schwerem Wasser moderierte Leistungsreaktoren

Reaktoren bzw. Kern- kraftwerke (Lieferland)	Kühlung (C = Typ CANDU)	Netto- leistung in MWe	Auftrags- erteilung	Kommerz. Betrieb (aufgenommen od. geplant) (Block 1/2)	Stilllegung (vollzogen od. geplant) (Block 1/2)
Argentinien					
Atucha 1 (BRD)	D ₂ O	335	1967	1974	
Embalse (CDN)	D ₂ O(C)	600	1970	1984	
Atucha 2 (BRD)	D ₂ O	692	1980	1996	
Deutschland					
MZFR, Karlsruhe	D ₂ O	52	1961	1966	1984
KKN, Niederaichbach	CO ₂	100	1964	1973	1974
Frankreich					
EL 4, Brennilis	CO ₂	70	1962	1968	1985
Großbritannien					
SGHWR, Winfrith	H ₂ O	92	1963	1968	1990
Indien					
Rajasthan (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 207	1964/67	1973/81	
Madras (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 220	1967/71	1984/86	
Narora (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 220	1974	1991/92	
Kakrapar (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 220	1981	1992/93	
Rajasthan (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 220	1986	1995/96	
Kaiga (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 220	1987	1995/96	
Italien					
Cirene, Latina	H ₂ O	36	1976	Bau eingestellt	
Japan					
Fugen	H ₂ O	148	1971	1979	
Kanada					
NPD, Rolphton	D ₂ O(C)	22	1957	1962	1987
Douglas Point	D ₂ O(C)	206	1960	1968	1984
Gentilly 1	H ₂ O	250	1965	1972	1977
Pickering A 1-4	D ₂ O(C)	4 × 515	1964-1965	1971-1973	
Bruce B 1-4	D ₂ O(C)	4 × 769	1968	1977-1979	
Gentilly 2	D ₂ O(C)	638	1972	1983	
Point Lepreau	D ₂ O(C)	635	1974	1983	
Pickering B	D ₂ O(C)	4 × 516	1968/73	1983-1986	
Bruce B	D ₂ O(C)	4 × 860	1973	1984-87	
Darlington	D ₂ O(C)	4 × 881	1973	1990-93	
Korea					
Wolsung 1-2 (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 629	1973/90	1983/97	
Wolsung 3-4 (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 650	1992	1998/99	
Pakistan					
Kanupp, Karachi (CDN)	D ₂ O(C)	125	1965	1972	
Rumänien					
Cernavoda 1-2 (CDN)	D ₂ O(C)	2 × 620	1979/81	1993/95	
Cernavoda 3-5 (CDN)	D ₂ O(C)	3 × 620	1983/85	1997/99	
Schweden					
Agesta	D ₂ O	10	1956	1964	1974
Marviken	D ₂ O	140	1964	Bau eingestellt	
Tschechoslowakai					
Bohunice A 1	CO ₂	104	1958	1972	1979

Quelle: Nuclear Engineering International: World Nuclear Industry Handbook 1993.

Tabelle 5.19: Magnox Reaktoren

Reaktoren bzw. Kernkraftwerke (Lieferland)	Netto- leistung MWe	Auftrags- erteilung	Kommerzieller Betrieb aufgenommen Block 1/2	Stilllegung (vollzogen) oder geplant) Block 1/2
Großbritannien				
Calder Hall	4 × 50	1953	1956-59	1996-99
Chapelcross	4 × 48	1953	1959-60	1999-00
Berkeley	2 × 138	1956	1962/62	1989/88
Bradwell	2 × 123	1956	1962/62	
Hunterston A	2 × 150	1956	1964/64	1990/89
Hinkley Point A	2 × 235	1957	1965/65	
Trawsfynydd	2 × 196	1958	1965/65	
Dungeness A	2 × 220	1959	1965/65	
Sizewell A	2 × 210	1960	1966/66	
Oldbury A	2 × 217	1961	1968/68	
Wylfa	2 × 475	1963	1971/72	
Frankreich				
Marcoule G 2-3	2 × 40	1955	1959/60	1980/84
Chinon 1	70	1956	1964	1973
Chinon 2	180	1957	1965	1985
Chinon 3	360	1960	1967	1990
Saint-Laurent 1	390	1963	1969	1990
Saint-Laurent 2	450	1965	1971	1992
Bugey 1	540	1965	1972	1994
Italien				
Latina (GB)	153	1958	1964	1987
Japan				
Tokai Mura 1 (GB)	159	1959	1966	
Spanien				
Vandellos (F)	480	1966	1972	1990

Quelle: Nuclear Engineering International: *World Nuclear Industry Handbook 1999*.

Tabelle 5.20: Technische Hauptdaten der RBMK-1000 Reaktoren

Reaktortyp	SWR
therm. Reaktorleistung	3 200 MWth
max. Turbinenleistung	2 × 500 MWe
mittlerer U_{235} -Gehalt	1,8 %
gesamte Uranmenge im Kern	204 t
Abbrand	18 500 MWd/t
Frischdampf-Massenstrom	5 800 t/h
Frischdampfdruck	70 bar
Temperatur (Abscheider-Austritt)	284 °C
Kühlmitteltemperatur (Eintritt)	270 °C
Kühlmittel-Massenstromdurchsatz	37 500 t/h
mittlere Leistungsdichte, bezogen auf die Spaltzone	4,2 MW/m ³
mittlere Leistung pro Druckröhre	1,9 MW
max. Leistung pro Druckröhre	3,05 MW
mittlere Stableistung	150 W/cm

Tabelle 5.21: RBMK-1000 Reaktoren

Reaktoren bzw. Kernkraftwerke	Nettoleistung in MWe	Auftragserteilung	Kommerz. Betrieb (aufgenommen oder erwartet) Block 1/2	Stilllegung (vollzogen od. geplant) Block 1/2
Litauen				
Ignalin 1-2	2 × 1 380	1974	1985/87	
Rußland				
Obninsk	5	1951	1954	
Troitsk 1-6	6 × 90	1953	1958/63	
Beloyarsk 1	102	1958	1964	1983
Beloyarsk 2	146	1959	1969	1990
Bilibinsk 1-4	4 × 11	1965	1974/77	
Sosnowi Bor 1-2	2 × 925	1968	1974/76	
Kursk 1-2	2 × 925	1968/74	1977/79	
Smolensk 1-2	2 × 925	1971	1983/85	
Smolensk 3	925	1981	1990	
Kursk 3-4	2 × 925	1974	1983/86	
Sosnowi Bor 3-4	2 × 925	1975	1980/81	
Kursk 5	925	1985	1994	
Ukraine				
Tschernobyl 1-2	2 × 925	1971	1978/79	1991
Tschernobyl 3-4	2 × 925	1974	1982/84	1986 ^a

^a stillgelegt nach Reaktorunfall, s. Kapitel 6.2.4.3.

Quelle: Nuclear Engineering International: World Nuclear Industry Handbook 1993.

5.7 Der Naturreaktor in Oklo

Der erste Kernreaktor war vor 2 Mrd. Jahren (im Präcambrium) im Betrieb und zwar in einer Uranlagerstätte mit den Namen Oklo in einem Bezirk des heutigen Staates Gabun (Afrika) [24]. Die Lage von Gabun in Afrika zeigt Abb. 5.37. Die Uranmine liegt westlich von Franceville. Es handelt sich um eine reiche Lagerstätte von UO_2 , U_3O_8 , die hydrolytisch entstanden ist. Die Kernspaltung lief ab in einen Bereich von 500 Tonnen Uran, das damals noch ca. 3.7% ^{235}U enthielt. (Wegen der kürzeren Halbwertszeit von ^{235}U ($7 \cdot 10^8\text{a}$) im Vergleich zu ^{238}U ($7 \cdot 10^8\text{a}$) ist der Gehalt an ^{235}U heute bis auf 0.7 % abgesunken). Die natürlichen ‘Re-

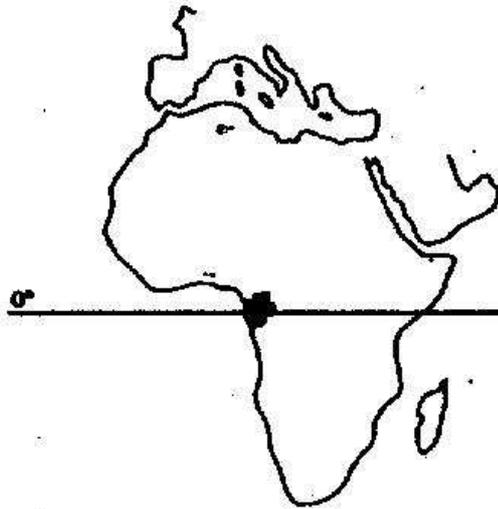


Abbildung 5.37: Lage von Gabun [24]

aktoren’ (Abb. 5.38) waren etwa 150 000 Jahre in Betrieb und erbrachten eine Energiefreisetzung von 15 000 Megawattjahren (MWa) entsprechend einem Betrieb des Kernkraftwerks Biblis über drei Jahre. (Abbrand: 8000 MWd/T im Vergleich zu Biblis 30000 MWd/T). Die Entdeckung des Reaktors (bzw. der Reaktoren) geschah durch die Beobachtung, daß der Gehalt des als Zwischenprodukt anfallenden UF_6 aus der Provinz Gabun Anomalien in dem Gehalt an ^{235}U zeigte (Abb. 5.39). Beim Verfolgen dieser Anomalien zurück bis zur Erzgewinnung stellte man eine Antikorrelation des Gehaltes ^{235}U mit dem Urangehalt des Erzes fest (siehe Abb. 5.40). Eine solche Antikorrelation ist logisch, da die Kritikalität eines Reaktors direkt von der Menge und Konzentration des Urans abhängt und durch die Spaltung natürlich ^{235}U verbraucht wird. Die Lagerstätte entstand in mehreren Schritten. Zuerst wurde

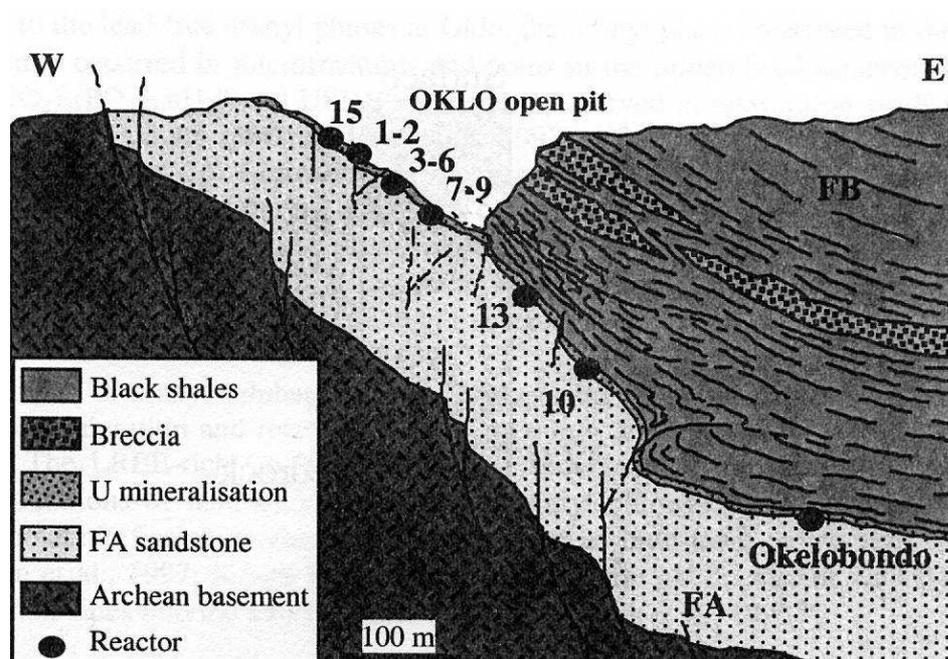


Abbildung 5.38: Geologische Formation des Oklo Reaktors [25]

Uran oxidativ aus schwachen primären Lagerstätten ausgewaschen. Dieses Uran gelangte in einem Sumpfgelände unter reduktive Einflüsse und fiel als UO_2 aus. Eine später nach Eintrocknen und Übersichtung einsetzende einseitige Hebung führte zu einer Kompaktierung, die in Verbindung mit dem vorhandenen Wasser (Moderator) zur Kritikalität führte. Gesteuert wurde der Reaktor dadurch, daß bei hoher Leistung eine Verdampfung des Wassers eintrat, die die Reaktivität herabsetzte, während bei sinkender Leistung Wasser nachströmte und somit die Reaktivität infolge der verbesserten Abbremsung der Neutronen erhöht wurde. Interessant ist, wie man diagnostisch voringing, um die Parameter (wie die totale Energiefreisetzung, Reaktorleistung, Zeitpunkt und Dauer der Reaktion etc.) zu bestimmen. Die Energiefreisetzung (von 15 000 MWa) ergab sich aus der Menge der vorliegenden Spaltprodukte. Hierzu eignen sich besonders die Neodymisotope (142-146, 148 und 150). Man muß hierfür annehmen, daß das Neodym über die Jahrmilliarden unverändert in dem Gestein verblieb, ohne zu wandern, was aufgrund der starken Bindung der Lanthaniden an Oberflächen als gesichert gelten kann. Zum anderen ist wichtig, daß der Gehalt des Gesteins an *natürlichem* Neodym klein war.

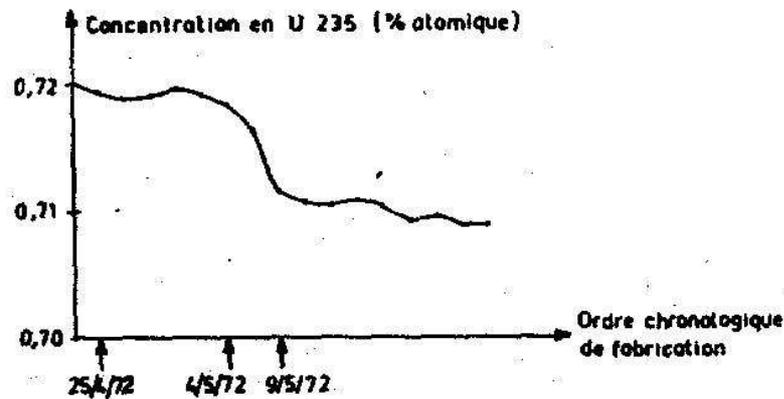


Abbildung 5.39: ^{235}U Gehalt des abgebauten Erzes als Funktion der Zeit [24]

Diesen Gehalt konnte man bestimmen, da das Neodymisotop ^{142}Nd praktisch nicht in der Kernspaltung entsteht: Wie sich aus der Systematik der fraktionalen Spaltausbeuten ableiten läßt, ist die unabhängige Ausbeute von ^{142}Nd sehr klein. Eine Bildung durch den β - Zerfall neutronenreicherer Vorläufer ist unmöglich, da der Vorläufer ^{142}Nd stabil ist. Der Gehalt des Gesteins an ^{142}Nd ist also natürlichen Ursprungs und enthält keine durch Spaltung gebildete Anteile. Mittels der bekannten Isotopenzusammensetzung natürlichen Neodyms konnten die Beiträge natürlicher Herkunft bei allen anderen Nd-Isotopen berechnet und abgezogen werden. Dies ist in Tabelle Tab. 5.22 illustriert.

Neben der Subtraktion des natürlichen Nd (Spalte 3) mußte noch berücksichtigt werden, daß die gebildeten Nd-Isotope durch Neutroneneinfang in Isotope höherer Masse übergehen (Spalte 4). Dies wirkt sich besonders bei ^{143}Nd aus, das wegen seines hohen Neutroneneinfangquerschnitts ($\sigma_C = 325 \text{ b}$) zu einem merklichen Anteil in ^{144}Nd übergeht. Nach Korrektur dieses Effekts ergibt sich eine Isotopenzusammensetzung (Spalte 4), die der von Nd aus der Spaltung von ^{235}U entspricht (Spalte 5). Aus der Menge Spaltneodym und den bekannten Spaltausbeuten konnte die Anzahl der Spaltungen und damit die gesamte Energiefreisetzung berechnet werden. Es ergab sich der o.a. Wert von 15 000 MWa. Dieser Energiefreisetzung entspricht eine bestimmte Menge gespaltenen Urans.

Die Gesamtlaufzeit des natürlichen Reaktors kann man u.a. abschätzen aus der maximalen

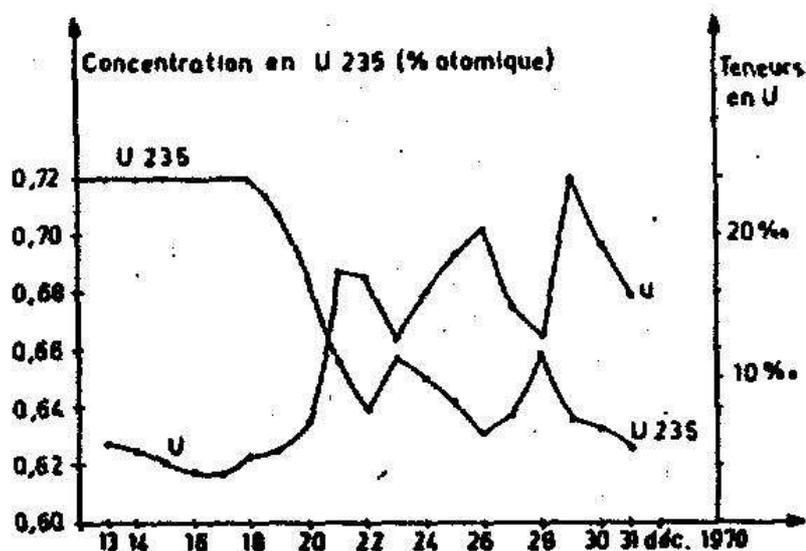


Abbildung 5.40: Antikorrelation des ^{235}U Anteils und des Gesamt U-Gehalts des in Oklo abgebauten Erzes [24]

Tabelle 5.22: Isotopenzusammensetzung des Neodyms verschiedener Herkunft (Atom %): (1): natürliches Neodym; (2): Untersuchte Probe (Oklo); (3): Probe Oklo nach Subtraktion des natürlichen Nd.; (4): Spalte (3) nach Korrektur für Neutroneneinfang; (5): Nd aus der Spaltung von ^{235}U

^ANd	nat. Nd.	Oklo	- nat. Nd.	-n-Einfang	aus ^{235}U Spalt.
142	27.11	1.4	0.0	0.0	0.0
143	12.17	22.1	22.6	28.6	28.84
144	23.85	32.0	32.4	26.4	26.50
145	8.30	17.5	18.0	19.0	18.87
146	17.22	15.6	15.6	14.6	14.42
148	5.73	8.0	8.1	8.1	8.26
150	5.62	3.4	3.3	3.3	3.12

Temperatur bei der noch genügend Moderator (Wasser) in der Reaktionszone vorhanden ist, um die Reaktion aufrechtzuerhalten und der insgesamt freigesetzten Energie. Bei der bekannten Wärmeleitfähigkeit des Gesteins kommt man auf eine maximale Leistung des Reaktors

von 0,1 Megawatt, was einer Reaktionsdauer von mindestens $(15\ 000/0,1 =)$ 150 000 Jahren entspricht. Neben dem akademischen Interesse an der Existenz eines natürlichen Reaktors, liefert Oklo das einzige Beispiel einer sehr alten Lagerstätte von Spaltprodukten und von ^{239}Pu und erlaubt daher das langfristige Verhalten dieser Substanzen in der Umwelt zu untersuchen. Es ergab sich, daß Plutonium trotz der Anwesenheit von Wasser keine Wanderung in den vorliegenden tonhaltigen Sedimenten zeigte und daß selbst ein relativ mobiles Element wie Strontium, das wegen seines langlebigen Isotops ($^{90}\text{Sr}T_{1/2} = 28,5\ \text{a}$) wichtig ist, bis zu seinem Zerfall im wesentlichen im Bereich der Reaktorzone verblieb [24].

5.8 Einiges zu Strahlung

Bevor die Gefahren und Unfallfolgen in der Kerntechnik besprochen werden, sollen an dieser Stelle kurz einige wichtige Definitionen und einige grundlegende Zahlen zum Thema ionisierende Strahlung und Strahlenschutz dargelegt werden, da sie zum weiteren Verständnis wichtig sind. Detailliertere information gibt es zum Beispiel unter [<http://www.infokreis-kernenergie.de/d/downloads.cfm>] oder in [11].

Die *Energiedosis* D ionisierender Strahlung wird in Gray angegeben. Sie bezeichnet die Dosis, die in einem Kilogramm Materie 1 Joule Energie deponiert:

$$[D] = \text{Gy} = \text{J/kg} \quad (5.62)$$

Die *Äquivalentdosis* H ist das Produkt aus Energiedosis und *Bewertungsfaktor* q , der seinerseits das Produkt aus *Qualitätsfaktor* Q und *modifizierendem Faktor* N ist. N beinhaltet die zeitliche Verteilung der Strahlung. Für äußere Bestrahlung ist er identisch 1 bei innerer Exposition kann er von diesem Wert abweichen (höher). Der Qualitätsfaktor wurde eingeführt um der verschieden hohen Schädlichkeit unterschiedlicher Strahlungsarten Rechnung zu tragen. Sie korreliert mit dem Energieübertragsvermögen der Strahlung in Wasser. Je größer diese ist, desto höher der Qualitätsfaktor. In Zukunft soll statt des Qualitätsfaktors der *Strahlungs-Wichtungsfaktor* w benutzt werden. Er ordnet Photonen und Elektronen aller Energien den Wert 1 zu, Neutronen abhängig von ihrer Energie 5-20, Protonen 5 und Alphateilchen, Spaltfragmenten und Schwerionen den Wert 20. Die Äquivalentdosis ergibt sich demnach zu

$$H = QND(= wND) \quad [H] = \text{Sv} = \text{J/kg} \quad (5.63)$$

sie wird in Sievert (Sv) angegeben. Da Q und N dimensionslos sind, hat H ebenfalls die Dimension kg/J.

Von *effektiver Dosis* spricht man bei Mittelung über alle Organe. Jedes Organ besitzt einen *Gewebe-Wichtungsfaktor*, der seine Strahlenempfindlichkeit wiedergibt. Wird nur ein Organ belastet (z.B Röntgenaufnahme der Lunge) so wird diese Dosis mit dem Wichtungsfaktor multipliziert (hier 0.12) und als effektive Ganzkörperdosis angegeben. Keimdrüsen und blutbildende Organe besitzen die höchste (0.2), Haut und Knochenoberfläche die geringste (0.01) Empfindlichkeit.

Die Gesamtstrahlenbelastung setzt sich zusammen aus natürlichen (^{40}K , kosmische Strahlung, terrestrische Strahlung: U- u.Th-Folgeprodukte) und zivilisatorischen (Medizin!) Quellen und ist in Tabelle 5.23 aufgelistet. Die terrestrische Strahlung variiert stark von Ort zu

Tabelle 5.23: Natürliche und zivilisatorische Strahlenbelastung [11]

Exposition durch	jährliche effektive Dosis (mSv)			Gebiet	mittlere effektive Dosis der Bevölkerung	maximale Energiedosis im Freien
	Bestrahlung von außen	Bestrahlung von innen	gesamt		mSv/Jahr	mGy/Jahr
				Deutschland	0,5	5
kosmische Strahlung				Indien		
in Meereshöhe				– Kerala, Tamil Nadu	4	55
ionisierende Komponente	0,24		0,24	Brasilien		
Neutronen	0,03		0,03	– Espirito Santo	6	175
in 1 000 m Höhe				Iran		
ionisierende Komponente	0,31		0,31	– Ramsar		450
Neutronen	0,08		0,08			
kosmogene Radionuklide		0,02	0,02	Beiträge der verschiedene Quellen zur zivilisatorischen Strahlenexposition		
primordiale Radionuklide				Ursache	effektive Dosis in mSv/Jahr	
K-40	0,18	0,18	0,36	der Strahlenexposition	Mittelwert für die Bevölkerung	typ. Wertebereich für exponierte Einzelpersonen
U-238-Reihe				Medizin	1,5	0,1 bis 10
U-238 → Ra-226	} 0,12	0,02	} 1,36	Erhöhung der natürlichen Dosis durch indust. Tätigkeit	0,05	0,1 bis 2
Rn-222 → Po-214		1,1		Tschernobyl-Unfall	0,01	0,005 bis 0,04
Pb-210 → Po-210		0,12		Kernwaffentests	0,005	
Th-232-Reihe				Beruf	0,004	0,5 bis 5
Th-232 → Ra-224	} 0,18	0,02	} 0,4	Flugreisen	0,004	
Rn-220 → Tl-208		0,2		fossile Energieträger	0,002	0,001 bis 0,01
gesamt (gerundet)	0,8	1,6	2,4	Industrieprodukte	0,001	
				Kernkraftwerke	0,001	0,001 bis 0,01
				gesamt	4	0,1 bis 10

Ort. In bestimmten Gegenden Brasiliens und Indiens ist sie 10 mal höher als in Deutschland. Die mittlere natürliche Dosis pro Person in Deutschland beträgt ca. 2,4 mSv pro Jahr bei einer Schwankungsbreite von 1-6 mSv/a je nach Lebensgewohnheiten. Zu beachten sind auch zusätzliche Dosen durch Flugreisen (Frankfurt - New York -Frankfurt = 0,1 mSv) oder Rauchen (aus der ^{238}U -Zerfallsreihe: ^{210}Pb , $^{210}\text{Po} \leq 8$ mSv/a).

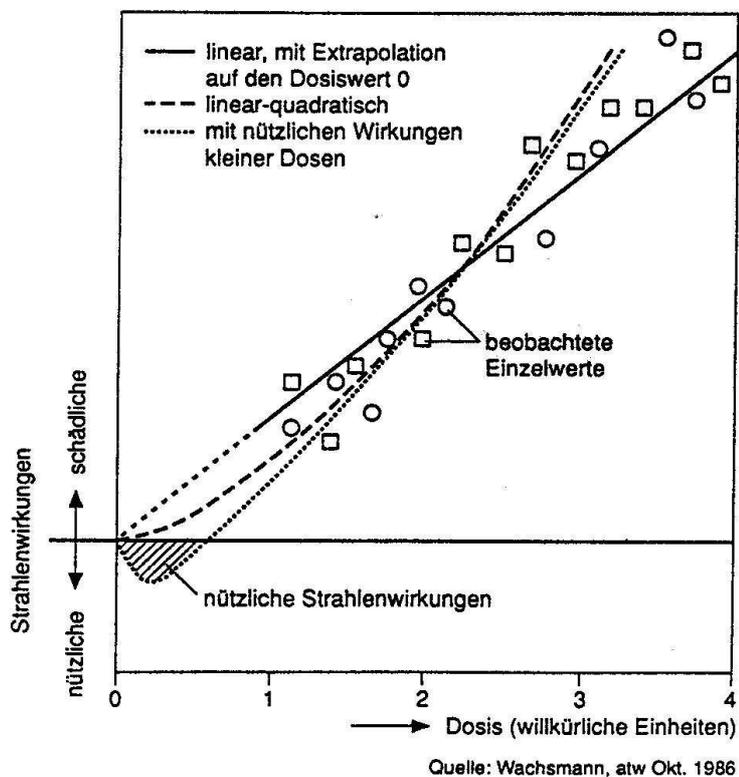


Abbildung 5.41: Dosis-Wirkungsbeziehung von ionisierender Strahlung beim Menschen

Schwer abschätzbar ist die Wirkung kleiner Strahlungs Dosen. Mikroskopisch unterscheidet man *deterministische* und *stochastische* Schäden. Erstere führen zum Absterben der Zelle (z.B. 'Verbrennungen' der Haut bei Bestrahlung) und die Schwere der Krankheit ist direkt proportional der Dosis. Diese Schädigung tritt nur bei hohen Dosen (> 1 Sv) auf. Die zweite Gruppe führt zu immer derselben Ausprägung der Krankheit (z.B. Krebs, Leukämie) aber, je nach Höhe der Dosis, steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Krankheit ausbricht.

Weiterhin differenziert man zwischen *somatischen* Zellschäden, d.h. eine Krankheit, z.B. Krebs tritt bei der exponierten Person selbst auf und *genetischen* Zellschäden, mit Auswirkungen auf die folgende Generation durch Schädigung des Erbmateri als in den Keimzellen.

Lediglich bei hohen Dosen (Atombombenabwürfe in Japan) lassen sich gesicherte Korrelatio-

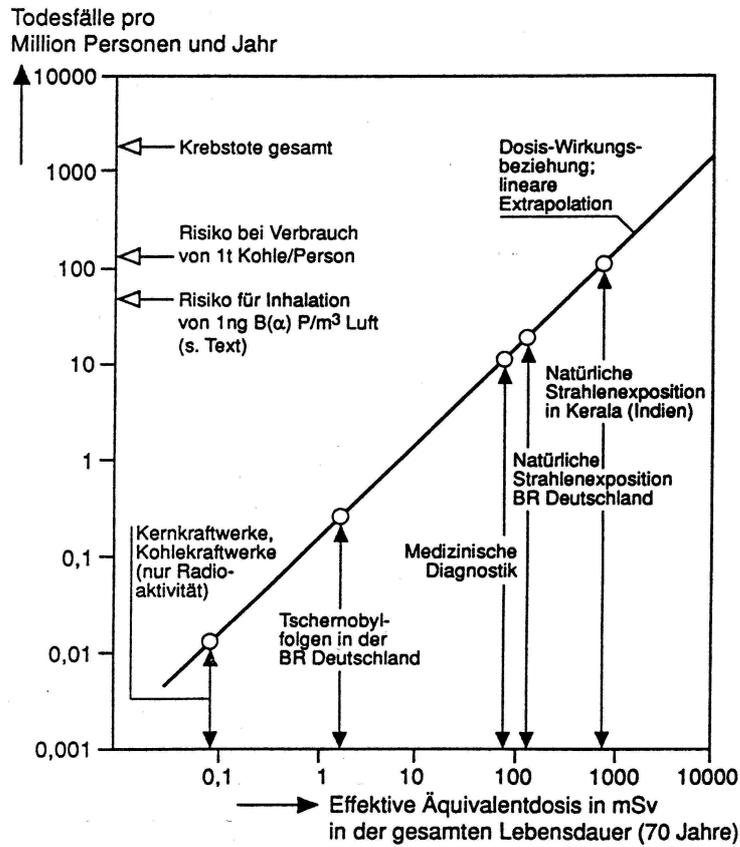


Abbildung 5.42: Todesfälle pro Strahlungsdosis, lineare Extrapolation

nen zwischen Dosis und Wirkung feststellen (Abb. 5.41). Je kleiner die Dosis, desto schwieriger wird es, die von der Strahlung verursachten Schäden gegenüber dem spontanen Auftreten der jeweiligen Krankheitsbilder zu diskriminieren (z.B. ist spontaner Krebs in Deutschland die Ursache von 24% aller Todesfälle, die natürliche Strahlung wird für 1% verantwortlich gemacht). Man extrapoliert daher zu kleinen Dosen. Abb. 5.42 zeigt eine lineare Extrapolation und die abgeschätzten Risiken, bedingt durch natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition.

5.9 Unfälle in der Kerntechnik

Glücklicherweise gab es in der Geschichte der zivilen Nutzung der Kernenergie bisher nur wenige schwerwiegende Unfälle. Drei hiervon sollen etwas näher beleuchtet werden. Zum einen der jüngste Störfall, aufgetreten in einer Anlage im japanischen Tokaimura (Abschnitt 5.9.1), gefolgt von der Kernschmelze beim TMI-2 DWR Reaktor in Harrisburg (USA) in Abschn. 5.9.2 und schließlich dem Reaktorunglück in Chernobyl (Abschn. 5.9.3), das auch hinsichtlich der Folgen für Deutschland diskutiert wird.

5.9.1 Tokaimura

Die JCO Co. Ltd. nahe des japanischen Ortes Tokai arbeitet radioaktive Substanzen auf und verpackt sie zu transportfähigen Gebinden. Sie besitzt eine Umgangsgenehmigung für Uran bis zum Anreicherungsgrad von 20 %. Typischerweise wird Uranpulver in großen Tanks in Salpetersäure gelöst. Die entstehende $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ -Lösung hat dann eine Konzentration von weniger als 380 gU/l.

Am Tag des Unglücks (30.9.99) jedoch wurde die Auflösung und Verdünnung illegal in 10 l Behältern durchgeführt. Statt eines (2.4 kg U_{235} %) gelangten 7 dieser Gebinde (16.8 kg) in den Tank. Durch diese massive Überschreitung der Auslegungsgrenze wurde die Anordnung kritisch und eine Kettenreaktion in Gang gesetzt. Bei ca. $2.5 \cdot 10^{18}$ Spaltungen wurden 80 MJ freigesetzt. 3 Arbeiter erhielten hohe Äquivalent-Dosen (16-20 Gy , 6-10 Gy bzw. 1-4.5 Gy). Einer verstarb am 21.12.99 an den Folgen. 56 weitere Arbeiter wurden mit Dosen zwischen 0.6 und 64 mSv belastet. Die Bevölkerung im Umkreis von 350 m um die Anlage wurde noch Dosen von 6-15 mSv ausgesetzt. Hieran ist nicht zuletzt die viel zu langsame Arbeit der zuständigen Behörden schuld. Zur Anschauung ein Abriß der Ereignisse in Kurzform:

10³⁵ Uhr Kritikalitätsalarm wird ausgelöst

11²⁰ Uhr Report von JCO an Behörde

12³⁰ Uhr Premierminister Keizo Obuchi wird informiert

14⁰⁰ Uhr Sicherheitskommission tritt zusammen

21⁰⁰ Uhr Meeting Premierminister und Kabinett

parallel dazu erfolgt

15³⁰ Uhr Emergency Technical Advisory Board soll einbezogen werden

18⁰⁰ Uhr Emergency Technical Advisory Board trifft sich

jetzt erst erfolgt die Entscheidung, am nächsten Tag die 350 m Zone zu evakuieren!

2³⁰ Uhr (10.11.) Kritikalität wird nach Kühlung mit H₂O beendet.

6¹⁵ Uhr sicherheitshalber Zugabe von H₃BO₃ (Borsäure)

Die zu lange Bearbeitungszeit der Behörden verursachte eine völlig unnötige Exposition der Bevölkerung und wurde weltweit stark kritisiert.

5.9.2 Der Reaktorunfall in Harrisburg

Ein Kernkraftwerk westlicher Bauart besitzt typischerweise mindestens 5 Aktivitätsbarrieren, die in Abb 5.43 schematisch gezeigt sind. Der in eine Matrix (1) eingebettete Kernbrennstoff ist von einem Hüllrohr (2) umgeben und befindet sich in dem Reaktordruckgefäß (3). Der gesamte Kern inklusive Infrastruktur ist von dem Stahl-Sicherheitsbehälter umschlossen und in der üblicherweise 2 m starken Stahlbetonhülle des Reaktorgebäudes untergebracht. Lediglich die Kühlmittelleitungen und Anschlüsse für Notfallsysteme bilden mögliche Leckagequellen nach außen und müssen durch mindestens zwei unabhängige Ventile/Schleusen verschließbar sein. Dieser Multi-Barrieren Auslegung verdanken wir den bezüglich Aktivitätsfreisetzung eher

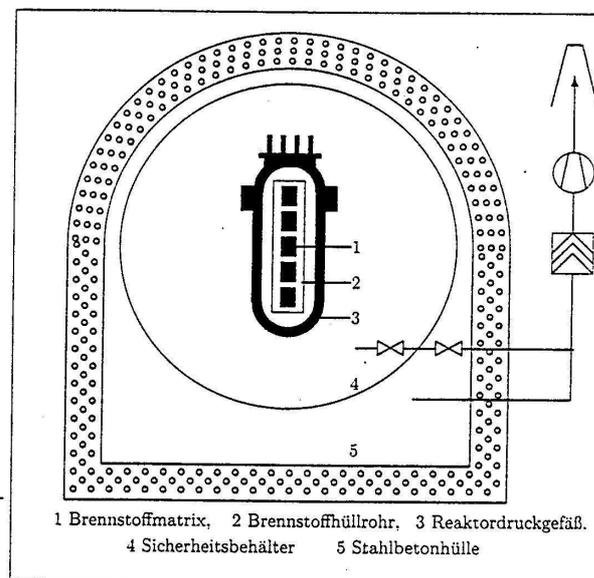


Abbildung 5.43: Aktivitätsbarrieren eines westlichen KKW [17]

glimplichen Ausgang des bisher einzigen schweren Reaktorstörfalls der westlichen Welt am 18. März 1979 in Harrisburg (USA). Im folgenden werden die Ereignisse im DWR TMI-2, die letztendlich zur Kernschmelze führten anhand von Abb. 5.44 in aufgelisteter Form wiedergegeben [17]:

- Der Ausfall einer Speisewasserpumpe des Sekundärkreislaufs (1) führt zur Turbinenabschaltung.
- Das Abblaseventil des Druckhalters öffnet nach 7.2 s (3). Der Reaktor wird abgeschaltet.

- Die Notspeisepumpen im Dampferzeuger laufen an. Allerdings war bei zuvor durchgeführten Wartungsarbeiten vergessen worden, ein Absperrventil (2) wieder zu öffnen, so daß kein Wasser eingespeist werden kann. Dies führt zu weiterem Druckverlust. Der Fehler wird nach 8 min erkannt und korrigiert.
- Das Abblaseventil (3) schließt nicht wieder. Es ist zwar redundant ausgelegt, aber der Fehler wird erst nach 2 h erkannt und das zweite Ventil geschlossen. Bis dahin fällt der Druck im Primärkreis weiter und führt zum Anlaufen der Hochdruckeinspeisepumpe (4).
- Da die Betriebsmannschaft nur den (korrekten) Steuerimpuls für Ventil (3) nicht aber dessen tatsächlichen Öffnungszustand gemeldet bekommt und der Druck noch im regulären Bereich ist, wird die Hochdruckeinspeisung gedrosselt.
- Kontinuierlicher Druckabfall (das Abblaseventil ist ja noch geöffnet) führt zu Dampfblasenbildung im Kern. Aufgrund dieser Blasen treten starke Vibrationen der Hauptkühlmittelpumpen auf (7). In Verkennung der Ursachen werden beide Pumpen abgeschaltet (!)
- Inzwischen wird durch die fortwährende Dampfabblassung über (3) der zulässige Höchst-

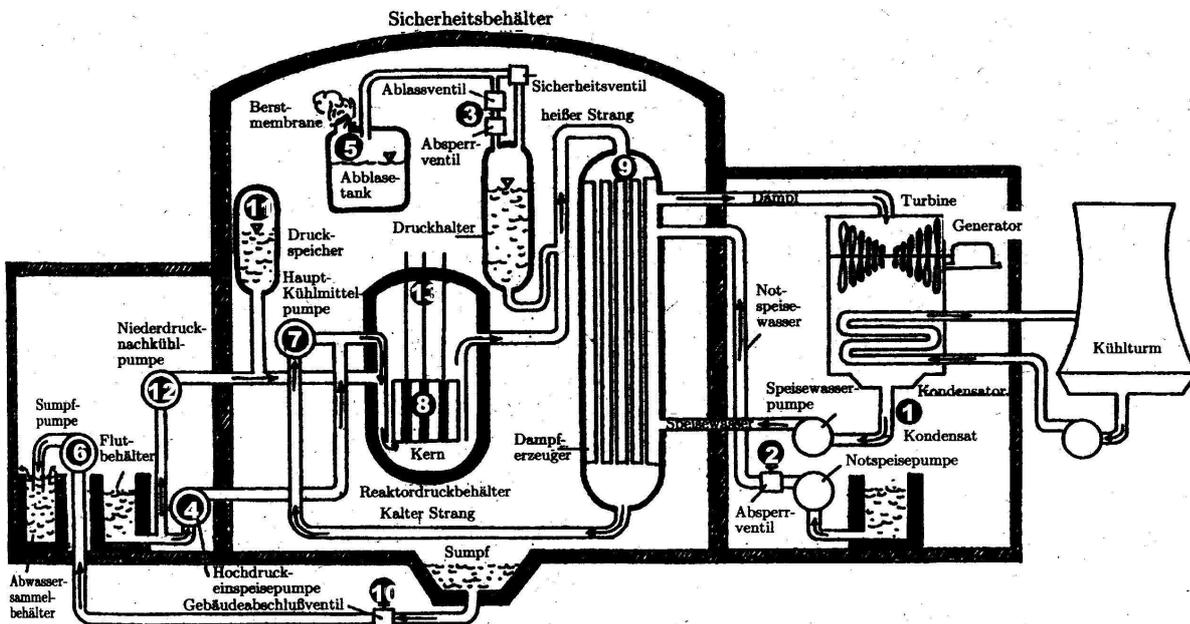


Abbildung 5.44: Schemazeichnung des DWR Reaktors TMI-2 in Harrisburg (Three-Miles-Island) [17]

- druck im Abblasetank überschritten und die Berstscheibe (5) birst. Dies bleibt un bemerkt (!) und der aktive Dampf gelangt in das Containment. Er kondensiert und sammelt sich im Sumpf, von dem aus er in den Abwassersammelbehälter (6) gepumpt wird.
- Aufgrund mangelnder Kühlung überhitzt der Reaktorkern (8). Temperaturen bis 2800 K werden erreicht. 175 min nach Ausfall der Speisewasserpumpe wird eine Hauptkühlmit telpumpe wieder angeworfen. Dies ist aber nicht mehr ausreichend.
 - Auch das Notkühlsystem, das nach 200 min aktiviert wird kann das Kernschmelzen nicht mehr verhindern. Aufgrund der hohen Temperaturen reagiert das Zirkon der Brennele menthülle mit dem Wasser gemäß (5.57, S. 114) zu Wasserstoffgas.
 - Nach ca 10 h findet eine Wasserstoffverpuffung statt. Die aufgebauten Drucke bleiben alle unterhalb der Auslegungsgrenze. Daher kommt es nicht zum Bersten des Contain ments und zur befürchteten Katastrophe. Der angesammelte Wasserstoff wird im Laufe der folgenden Tage durch zyklische Entlastung über den Druckhalter in den Sicherheits behälter entfernt und dort über Rekombinatoren (Katalytische Wasserstoffoxidation) abgebaut.

Die Freisetzung von Radioaktivität beschränkt sich auf 2% des Edelgas- und $10^{-5}\%$ des ^{131}I - inventars. Letzteres entspricht der 100fachen therapeutischen Menge an Radiojods, das zur Behandlung eines Schilddrüsen Patienten in der Medizin zum Einsatz kommt.

Die Bewertung des Unglücks wurde sehr ambivalent diskutiert. Während Gegner diesen Störfall zum Anlaß nahmen und nehmen, auf die Gefahren der Kernenergie hinzuweisen, und seit diesem Zeitpunkt auch kein neues KKW in den USA mehr in Betrieb ging, wei sen Befürworter der Kernkraft darauf hin, daß sich das Multibarrierensystem auch bei einer solchen Verkettung ungünstiger Umstände bewährt hat und praktisch keine Aktivität in die Umwelt gelangte.

5.9.3 Chernobyl

Der Unfall im Block 4 des Kernreaktors in Chernobyl ist der bisher schwerste und folgenreichste Störfall in der Geschichte der Kernenergie. Er wurde verursacht durch eine Verknüpfung sowohl gravierender Sicherheitsmängel als auch Fehlverhalten des Bedienpersonals. Um ein besseres Verständnis der Unfallursachen zu ermöglichen, wird zuerst der Reaktortyp kurz vorgestellt.

Bei dem RBMK-1000 Reaktor handelt es sich um einen graphitmoderierten SWR mit 1000 MW elektrischer Leistung (Abb. 5.45). Kühlmittel (H_2O) und Moderator (Graphit) sind also getrennt. Im Gegensatz zu SWRen westlicher Bauart besitzt der RBMK keinen Druckbehälter. Statt dessen wird das Kühlmittel in 1693 *Druckröhren* geführt, die je zwei Brennstabbündel enthalten. Der Vorteil ist ein einfacher, modularer Aufbau. Es entstehen

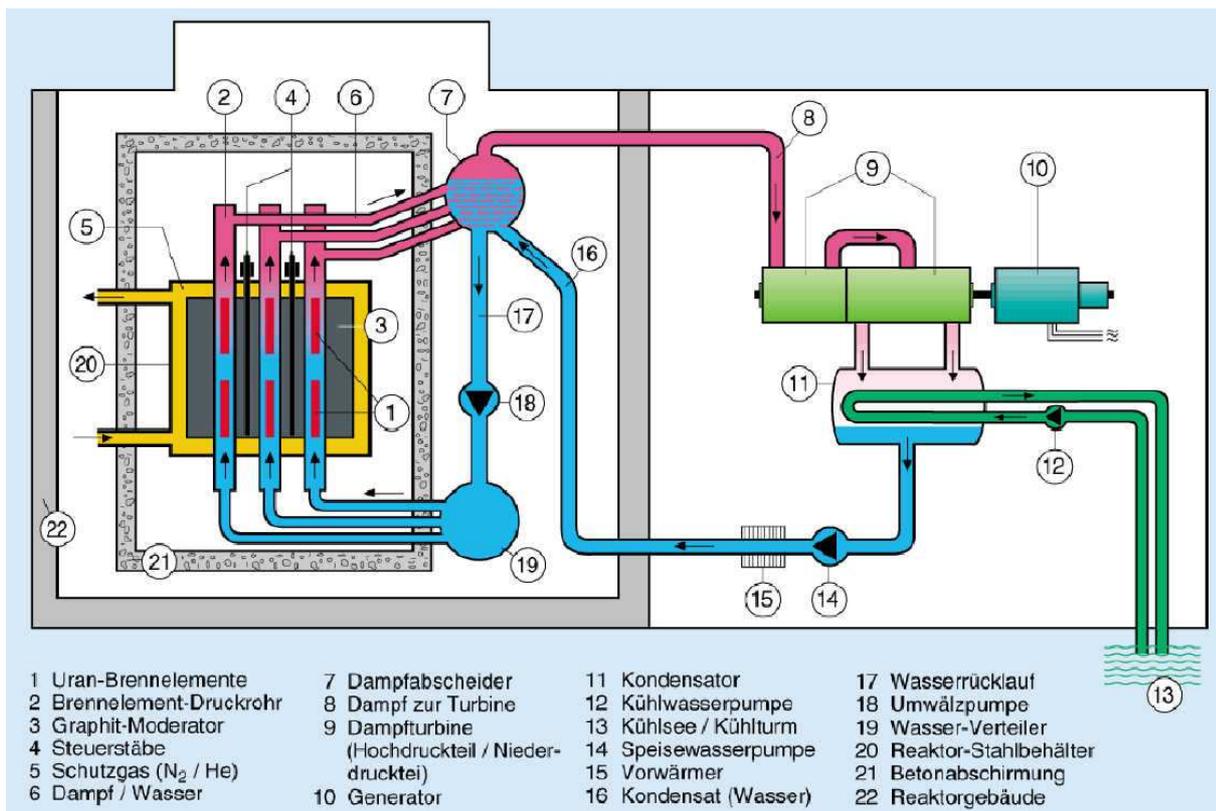


Abbildung 5.45: Schema des RBMK-1000 Druckrohrreaktors (SWR) [20]

keine Transportprobleme (im Gegensatz zu den aufwändigen Transporten der Druckbehälter westlicher Reaktoren) und im Prinzip kann ein RBMK Reaktor auch mit einer größeren Kernbestückung betrieben werden (Reaktoren bis 2500 MW elektrischer Leistung waren in der ehemaligen UdSSR geplant). Der Brennstabwechsel erfolgt während des Betriebs. Da die RBMK Reaktoren neben der Stromerzeugung auch der (Waffen-) Plutonium Produktion dienten war dies ein wichtiges Konstruktionsmerkmal. Man nahm dafür das Fehlen eines Druckbehälters in Kauf. Das einzige Containment ist das Reaktorgebäude selbst. Ein weiteres konstruktives Sicherheitsdefizit ist die Kühlmittelversorgung. Jede Druckröhre besitzt nur einen Zu- und Abfluß. Ist dieser verstopft, oder fällt die zugehörige Pumpe aus, so zerstören sich unweigerlich die beiden darin befindlichen Brennelemente durch Überhitzung (auch wenn ein Einzelfall noch nicht zur Kernschmelze führt). Bei westlichen Reaktoren bedienen vier unabhängige Kühlmittelversorgung gleichzeitig *alle* Brennelemente, so daß ein Komplettausfall der Kühlung sehr unwahrscheinlich ist. Ein weiteres konzeptionelles Problem ist der Trennung von Moderator und Kühlmittel inhärent: Die moderierenden Eigenschaften des Wassers sind beim RBMK gegenüber dem Graphit vernachlässigbar, nicht jedoch dessen Wirkung als Neutronen-Absorber (^1H besitzt den 100 fachen Absorptionsquerschnitt von ^{12}C). Ein Kühlwasserverlust bzw. Dampfblasenbildung läßt in folge dessen den Neutronenmultiplikationsfaktor sprunghaft ansteigen (positiver Dampfblasenkoeffizient).

Die für den Unfallhergang wesentlichen Vorgänge werden im folgenden stichpunktartig aufgelistet:

In einem Test soll festgestellt werden, ob die Rotationsenergie der Turbinen bei einem Stromausfall genutzt werden kann, um die Pumpen zur Kühlmittelversorgung bis zum Anlaufen der Notstromaggregate (ca. 60-90 s) mit Energie zu versorgen. Dieser Test war zuvor schon einmal durchgeführt worden, aber an einem defekten Spannungsregler gescheitert. Deshalb war (unter Zeitdruck) eine Wiederholung angeordnet worden.

Fr., 25.04.86	01 ⁰⁰ Uhr	Beginn des Abfahrens
	13 ⁰⁵ Uhr	Leistung von 1600 MW _{therm} wird erreicht
	14 ⁰⁰ Uhr	Lastverteiler in Kiew verlangt aus Netzgründen Weiterbetrieb
	23 ¹⁰ Uhr	Mit dem weiteren Abfahren wird begonnen. 700-1000 MW _{therm} sind angestrebt
Sa., 26.04.86	00 ²⁸ Uhr	Aus bisher ungeklärten Gründen sinkt die Leistung auf unter 30 MW _{therm} . Verstärkt wurde dies noch durch Rückgang der Dampfblasen im Kern und Xenon Vergiftung:

Die Menge an ^{135}Xe setzt sich zusammen aus der Bildung aus seinem Vorgänger ^{135}I mit Halbwertszeit $T_{1/2} = \lambda_I^{-1} = 6.6$ h und aus der Spaltung mit Ausbeute $\gamma_{Xe} = 3 \cdot 10^{-3}$. Verbraucht wird es durch Neutroneneinfang mit $\sigma_{a,Xe}$ und β -Zerfall mit $T_{1/2} = \lambda_{Xe}^{-1} = 9$ h

$$\frac{dX_e}{dt} = \lambda_I I(t) + \gamma_{Xe} N_{\text{Brennst}} \sigma_f \Phi_n - \sigma_{a,Xe} X_e(t) \Phi_n - \lambda_{Xe}^{135} X_e(t) \quad (5.64)$$

Aufgrund des geringen Neutronenflusses Φ_n zu diesem Zeitpunkt tragen der zweite und dritte Term nicht mehr bei. Der 1. Term bewirkt einen Anstieg bei kurzen Zeiten, nach einigen Stunden erreicht die ^{135}Xe Konzentration ihr Maximum, danach sinkt sie mit $T_{1/2} = 9$ h.

- Sa., 26.04.86 00²⁸ Uhr Zur Erhöhung der Leistung werden fast alle Steuerstäbe ausgefahren.
- Für den Test sind alle Kühlmittelpumpen außer Betrieb, das automatische Abschaltensignal bei Nichtverfügbarkeit beider Turbinen wird überbrückt.
- 01⁰⁰ Uhr Der Reaktor wird auf 200 MW stabilisiert, allerdings mit einer sehr inhomogenen Leistungsdichte im Kern.
- 01²³ 04s Der Test beginnt mit dem Schließen der Turbinenschnellschlußventile
- 01²³ 31s Das Wasser siedet lokal, Dampfblasenbildung, geringere n-Absorption, die Leistung steigt weiter
- 01²³ 40s Der Schichtleiter gibt den Auftrag den Reaktor abzuschalten. Der *Scram*-Schalter wird betätigt.
- 01²³ 43s Alarm über zu hohe Leistung
- 01²³ 44s Starker Leistungsanstieg. Explosion

Bei der Reaktorschnellabschaltung (Scram) fallen die 12 m langen Abschaltstäbe in den Kern, die Leistung steigt jedoch steil an! Ursache sind die 4.5 m langen Graphitspitzen, die als Neutronenreflektor dienen. Die Stäbe verdrängen H_2O , das Neutronen absorbiert und ersetzen diese durch Graphit, das als Moderator fungiert. Bevor also das Bor in den Kern gelangt und Neutronen absorbieren kann steigt die Leistung schon explosionsartig an. Eingeschlossenes Gas sowie verdampfender Brennstoff entweichen, kommen mit Wasser in Berührung, das sofort verdampft und es kommt zu einer Explosion an der nach russischen Rechnungen ca. 30% des Kernvolumens teilnehmen. Eine zweite Explosion ungeklärter Ursache erfolgt

wenige Sekunden später. Der Graphitmoderator entzündet sich und brennt noch weitere 10 Tage.

Schon kurz nach dem Unfall gelang es der Betriebsmannschaft trotz zerstörter Leitungen 200-300 t Wasser pro h zur Kühlung in den Reaktor einzuleiten. Im Laufe der folgenden Tage wurden 40 t Bor als n-Absorber, 800 t Dolomit als Energie Absorber sowie zur Bildung v. CO₂, 1800 t Sand zur Abdeckung und 2400 t Blei zur Strahlungsabschirmung vom Hubschrauber abgeworfen.

Das Inventar des Reaktors zum Zeitpunkt des Unfalls wird auf $37 \cdot 10^{18}$ Bq geschätzt, von denen $1 - 4 \cdot 10^{18}$ Bq innerhalb von 10 Tagen freigesetzt wurden. Hiervon entfallen ca 10-20% auf die Isotope ¹³¹I ($T_{1/2} = 8 d$), ¹³⁴Cs ($T_{1/2} = 2 a$), ¹³⁷Cs ($T_{1/2} = 30 a$) sowie Tc. Weitere 3-6% sind Ba, Sr und Pu zuzuordnen. Reaktorpersonal erhielt Dosen bis zu 16 Gy, Rettungspersonal um 100 mSv. Anwohner der nahegelegenen Stadt Pripyat bis zu 6 mSv/h. Direkt evakuierte Personen erhielten 30-50 mSv. Da sich die Evakuierung der insgesamt 139 000 Personen aus der 15 km Zone um den Reaktor lange hinzog, erhielten spät evakuierte Personen bis zu 450 mSv.

Die Explosion schleudert Materie bis zu 1.5 km hoch, so daß sie mit der jeweils vorherrschenden Windrichtung weit transportiert wird (siehe Abb. 5.46). Am 26.4. wird der Hauptanteil nach Skandinavien, am 27.4. nach Polen und darauf weiter nach SW auch nach Deutschland transportiert. Erstmals werden am 30.4. in Süddeutschland erhöhte Werte gemessen. 40% der Aktivität (in D) entfallen auf ¹³¹I entsprechend 20-80 Bq/m³ Luft. Der ¹³⁷Cs Fallout (4-12% der Aktivität in D) resultiert in einer Bodenbelastung vergleichbar mit der Belastung durch Kernwaffentests 1963/64 von ca. 100 kBq/m², mit allerdings erheblichen (Faktor 100) regionalen Schwankungen. Es fällt vergleichbar wenig ⁹⁰Sr aus. Insgesamt beträgt die zusätzliche Belastung in den ersten Tagen unter ungünstigen Bedingungen bis zu 2.5 µS/h (Ganzkörper), das ist etwa der 10-fache natürliche Wert. Einzelne Organe konnten sehr viel höher belastet sein: Vereinzelt wurden in den ersten Tagen Schilddrüsendosen von 1-3 mSv gemessen (bedingt auch durch das kurzlebige Isotop ¹³²I mit $T_{1/2} = 8 h$). Im Voralpenland erreichte die Summendosis im ersten Jahr Werte um 1.2 mSv (also ca 30% Erhöhung der normalen Belastung). Summiert auf 50 Folgejahre sind 3.8 mSv zu erwarten. In Norddeutschland liegen diese Werte um ca. einen Faktor 6 niedriger.

Die aufgrund der erhöhten Dosis zu erwartenden Krankheiten und Todesfälle sind schwer zu

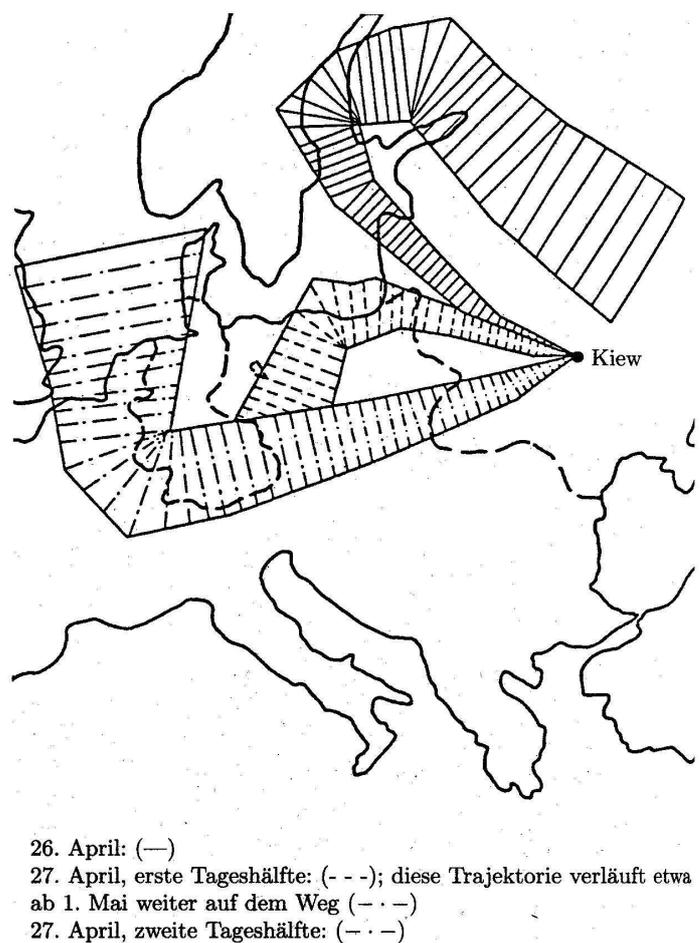


Abbildung 5.46: Ausbreitung radioaktiver Stoffe von Chernobyl[20]

quantifizieren. Man geht in einer ICRP-Richtlinie von 8-10% erhöhtem Krebsrisiko je 350 mSv Ganzkörperdosis aus. In Chernobyl und Umgebung werden zwar erhöhte Leukämie und Schilddrüsenkrebsfälle gemeldet, allerdings sind diese noch nicht statistisch signifikant. Gegenüber den unzweifelhaft erhöhten Werten nach den Atombombenabwürfen in Hiroshima und Nagasaki, handelte es sich hier nur um ca. 10% der mittleren Dosis. In Betracht ziehen muß man auch die indirekten Krankheiten ('Chernobyl-AIDS') aufgrund psychischer Faktoren (Streß, Angst) und vitaminarmer Ernährung aufgrund der Angst vor Kontamination von Obst und Gemüse. In Deutschland lassen die mittleren Dosiswerte eine Erhöhung der Krebsfälle um 50-120 pro Jahr errechnen. Dies ist bei 200 000 spontanen Krebsfällen pro Jahr statistisch wohl nicht erfaßbar.

5.10 Reaktorsicherheit

5.10.1 Sicherheitseinrichtungen

Nicht erst seit dem Unfall in Chernobyl bildeten Sicherheitsüberlegungen einen wesentlichen Aspekt bei der Kraftwerksplanung. Seit diesem Ereignis ist allerdings eine noch stärkere Sensibilisierung eingetreten, so daß an dieser Stelle auf die verschiedenen Schutzsysteme eingegangen werden soll. Schon im Vorfeld sind umfangreiche Genehmigungs- und Begutachtungsverfahren vorgeschrieben. Die Planungs- und Genehmigungsphase eines deutschen Reaktors dauerte nicht selten um die 10 Jahre und umfaßte über 100 Gutachten.

Schon beim Bau eines Kraftwerks westlicher Bauart wird auf die Qualitätssicherung größten Wert gelegt. Alle Bauteile müssen vom TÜV abgenommen sein. Ein fertiger Reaktor besitzt mehrere Schutzebenen, wie schon anhand von Abb. 5.43 diskutiert. Das Reaktorschutzsystem kontrolliert alle wichtigen Reaktorparameter und ist komplett redundant ausgelegt. Wesentliche sicherheitsrelevante Funktionen können nicht überbrückt werden und sind der manuellen Bedienung übergeordnet.

Eine Reaktorabschaltung kann als Schnellabschaltung mit den Absorberstäben (Scram) durchgeführt werden. Zusätzlich existiert die Möglichkeit der Borsäureeinspeisung. Der negative Temperaturkoeffizient sorgt bei allen deutschen Reaktoren für ein Sinken der Reaktivität bei störungsbedingtem Temperaturanstieg.

Das Reaktorgebäude kann hermetisch abgeriegelt werden, auch die Zuleitungen für die Notsysteme können mittels zweier unabhängiger Ventile getrennt werden.

Für die Nachwärmeabfuhr stehen neben den vier normalen Kühlkreisen je vier Hoch- und Niederdruckeinspeisungen sowie vier Flutbecken zur Verfügung. Außerdem gibt es acht Druckspeicher. Der Sekundärkreis eines DWR kann ebenfalls über vier getrennte Noteinspeisungen bedient werden.

Den Notstrom liefern je vier Dieselgeneratoren für die elektrischen Aggregate sowie für das Notspeisesystem. Eine unterbrechungsfreie Stromversorgung ist auch bei komplettem Ausfall des externen Netzes und des Kraftwerksgenerators gewährleistet.

5.10.2 Reaktoren der Zukunft

Neben den weltweit in Betrieb befindlichen ca. 440 Kraftwerksreaktoren sind zur Zeit etwa 40 neue in Bau oder Planung. Speziell Japan, China, Korea, Taiwan, Indien und Rußland sind hieran beteiligt. Es ist daher durchaus nicht abwegig, neue Reaktoren zu planen, auch wenn Deutschland der Atomausstieg beschlossen wurde und in USA seit dem Unfall von Harrisburg keine neuen Reaktoren ans Netz gingen. Eine Novellierung des deutschen Atomgesetzes von 1994 (AtG §7 Abs2a) schreibt vor, daß bei eventuellen neuen Reaktoren auch der Fall einer Kernschmelze beherrscht werden muß. Auch bei einem GAU dürfen keine Evakuierungen notwendig werden und maximal 10^{-6} des Spaltproduktinventars dürfen freigesetzt werden. Dies gilt nach einer neueren Richtlinie für alle Stufen des Brennstoffkreislaufes, also auch für Zwischen- und Endlager. Diese Richtlinien bilden also die Rahmenbedingungen bei der Konzeption eines neuen Reaktors.

Das Schmelzen des Reaktorkerns muß entweder beherrscht werden, das heißt die heiße Schmelze muß sicher aufgefangen und eingeschlossen werden, oder aber, was sicherlich vorzuziehen ist, dieser Fall muß physikalisch ausgeschlossen sein. Beim europäischen Druckwasserreaktor EPR geht man den ersten Weg und plant den Einbau eines 'core catchers' unter dem Reaktorgebäude. Zusätzlich werden viele Sicherheitseinrichtungen konstruiert [10], die sich auch in bestehenden Anlagen nachrüsten lassen, wie zum Beispiel Rekombinatoren zur katalytischen Wasserstoffoxidation. H_2 - und Dampfexplosionen sind im Containment beherrschbar.

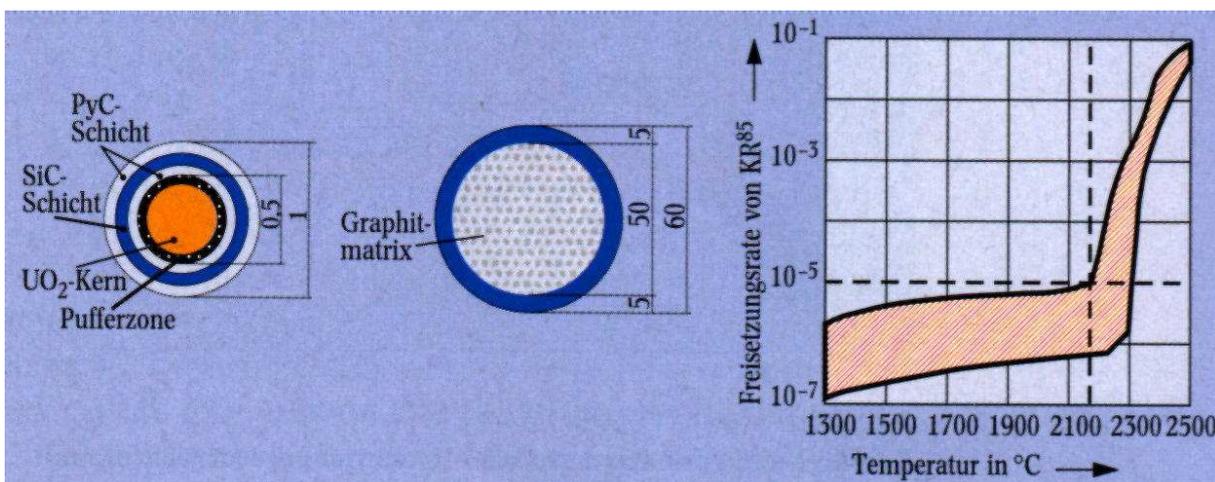


Abbildung 5.47: Brennstoffkugelchen des katastrophensicheren HTR und temperaturabhängige Freisetzung von Spaltprodukten [26]

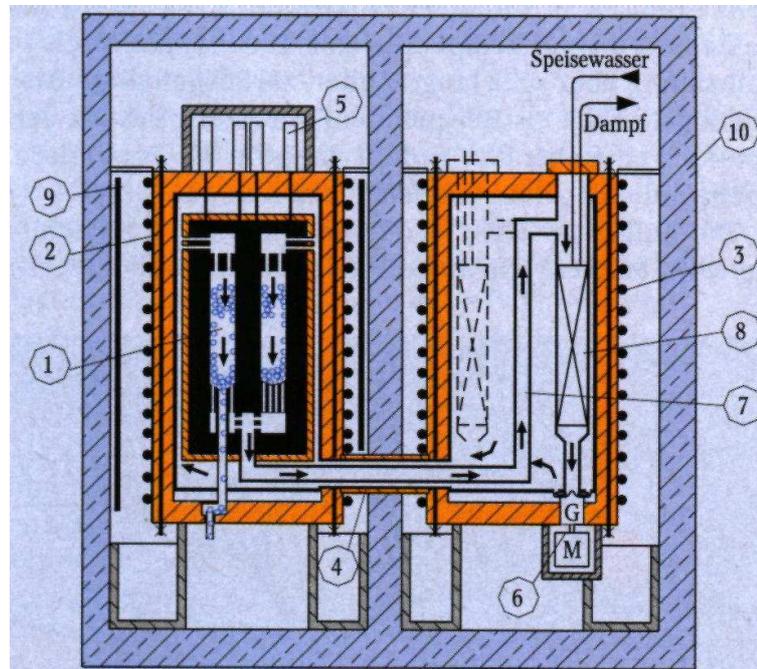


Abbildung 5.48: Ringförmige Kernkonfiguration des katastrophensicheren HTR [26]
 1: Kern, 2: Druckbehälter, 3: Spannkabel, 4: He-Koaxialleitung, 5: Abschaltstäbe,
 6: He-Gebälse, 7: Heißgasleitung, 8: Dampferzeuger, 9: Oberflächenkühler, 10: innere
 Betonzelle

Einen alternativen Ansatz bietet der ‘katastrophensichere Reaktor’ [26]. In weiten Teilen lehnt er sich an das Konzept des Th-HTR an. Der Brennstoff liegt in Form kleiner Kügelchen vor (Abb. 5.47), die mit einem Dreifachcoating aus SiC und pyrolytischen Kohlenstoff umgeben sind (TRISO) und wie beim AVR bis zu 10 mal recycelt werden. In Experimenten konnte gezeigt werden, daß Spaltprodukte (auch die Edelgase) bis zu einer Temperatur von 2100°C fast komplett zurückgehalten werden. Diese Temperatur wird auch bei Totalausfall der Kühlung nicht erreicht. Kohlenstoff dient als Moderator, das Kühlmittel ist Helium-Gas. Im Unterschied zum HTR besitzt der Kern eine ringförmige Geometrie mit einer Breite von 1.5 m (Abb. 5.48). Die Reaktivität wird durch Beschränkung des Inventars so gering wie möglich gehalten ($\rho < 0.05$, DWR: $\rho = 0.2$, SWR: $\rho = 0.25$) und mit Absorberstäben im Reflektor und mit B_4C -Kügelchen direkt im Kern eingestellt. Das Gesamtsystem hat einen stark negativen Temperaturkoeffizienten. Durch die geringe Leistungsdichte ($3\text{MW}/\text{m}^3$) ist eine Nachwärmeabfuhr auch bei Totalausfall des Kühlmittels möglich (einen berechneten Verlauf

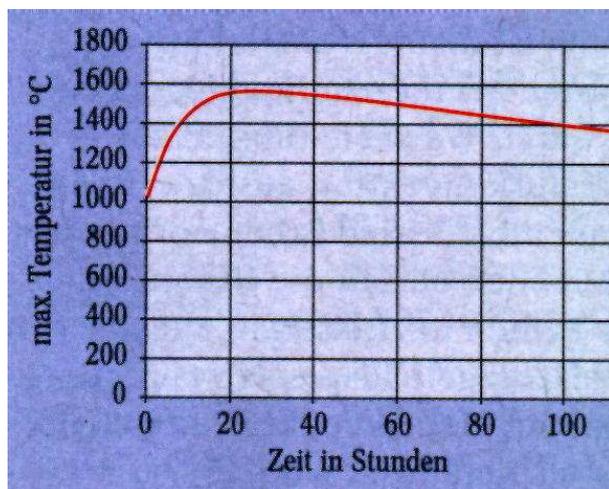


Abbildung 5.49: Nachwärmeabfuhr beim katastrophenfremen HTR [26]

der Nachwärmeabfuhr zeigt Abb. 5.49). Der Reaktorbehälter ist so vorgespannt, daß ein Bersten auch bei starkem Druckaufbau im Katastrophenfall ausgeschlossen ist.

Die zur Zeit möglichen maximalen Größen solcher Spannbetonbehälter beschränken allerdings die Kerngröße und damit die Leistung auf ca. 300 MW_{th}. Ein Leistungsreaktor kann aber aus mehreren Modulen bestehen. Der Kühlkreislauf bleibt bis ca. 950°C kontaminationsfrei. Durch die hohe Dampftemperatur werden Wirkungsgrade bis 45% erreicht (mit KWK sogar 85%). Alle wesentlichen Betriebsparameter sind am AVR experimentell getestet worden und auch die Wirtschaftlichkeit wurde unter Beweis gestellt. Zur Zeit ist ein (Kugelhaufen-)Reaktor in China im Erprobungsbetrieb, aber auch Japan und Korea unternehmen Anstrengungen in dieser Richtung.

5.11 Der Kernbrennstoff-Kreislauf

In diesem Kapitel wird der Brennstoffkreislauf umrissen. Beginnend mit Abbau und Aufarbeitung der Erze und Isotopentrennung bzw. Anreicherung wird der Kreis über die Kraftwerke und die Wiederaufarbeitung bzw. Endlagerung geschlossen.

5.11.1 Uran-Gewinnung

Die Erdkruste enthält ca. 1-5 ppm Uran und 3-20 ppm Thorium. Hauptsächlich kommt Uran als U_3O_8 (Pechblende (Niedrigtemperaturphase), Uraninit (Hochtemperaturphase), Yellow Cake (nach Bearbeitung)) oder KUO_2VO_4 (Carnotit) vor. Die Hauptvorkommen der westlichen Welt befinden sich in Australien (30%), Niger (18%), USA (17%), Kanada (12%) und Südafrika (8%). Unter 130\$ Gewinnungskosten pro kgU existieren 12-20 Mio. t. Im letzten Jahrzehnt wurde ungefähr soviel verbraucht wie neu entdeckt, bei einem geschätzten Jahresbedarf bis 2010 von ca. 65 000 t. Zusätzlich wird immer mehr Uran aus militärischen Beständen frei, so daß sich der Uranpreis auf einem recht niedrigen Wert eingependelt hat (20\$ pro kg U_3O_8).

Das abgebaute Gestein wird 6-12 h mit H_2SO_4 ausgelaugt und mittels Anionenaustauschersäule gereinigt. Nach Elution wird $Fe(OH)_3$ ausgefällt und abgetrennt, danach $(NH_4)_2U_2O_7$ ausgefällt. Mittels HF erfolgt die stufenweise Konversion (Hydrofluorierung) erst zu UF_4 , dann zu UF_6 . Dies ist das Ausgangsprodukt der gängigen Anreicherungsverfahren.

5.11.2 Isotopentrennung und Anreicherung

Das erste und wichtigste Verfahren ist die *Gasdiffusion*. Hierbei wird das UF_6 unter Druck durch eine poröse Membran gepreßt (Abb. 5.50). Die Gasmoleküle unterliegen der Brownschen Bewegung und bei gleicher Energie ist das leichtere ^{235}U -Molekül schneller als das ^{238}U Gegenstück ($E = \frac{1}{2}Mv^2 = kT = const$). Deshalb wandert mehr ^{235}U durch die Membran. Der *Trennfaktor* TF also das Verhältnis des ^{235}U in der angereicherten Fraktion gegenüber dem Ursprungsgemisch ist proportional der Wurzel des Massenverhältnisses

$$TF \approx \sqrt{\frac{238}{235}} = 1.0043 \quad (5.65)$$

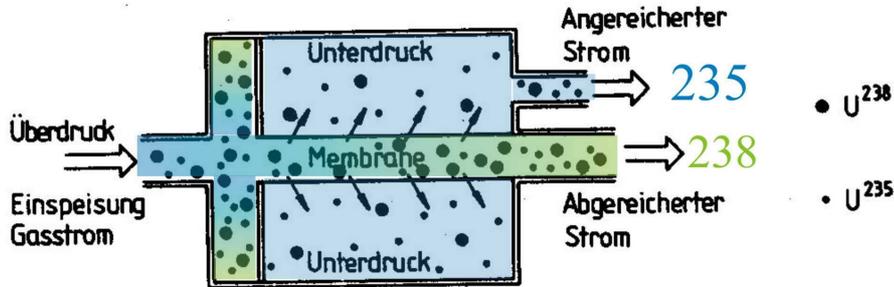


Abbildung 5.50: Isotopentrennung mittels Gasdiffusion [27]

Für die Anreicherung von 0.7% auf 3% benötigt man etwa 1000 Trennschritte. Da nach jeder Stufe das Gas neu verdichtet werden muß, ergibt dies einen Energieaufwand von ca. 2400 kWh/kg Uran (also den halben Jahres-Stromverbrauch eines 2-Personenhaushaltes oder ca. 250 €). Auch das 95% angereicherte Uran der Hiroshima Bombe wurde nach diesem Verfahren gewonnen.

Ein neueres Verfahren ist die *Gaszentrifugation* (Abb. 5.51, links). Ein Molekül der Masse M in einer Zentrifuge der Kreisfrequenz ω erfährt die Zentrifugalkraft $F_Z = M\omega^2 r$. Schwerere Moleküle werden also stärker nach außen gedrängt als leichte, d.h. es baut sich ein Druckgradient auf:

$$p(r) = p_0 \exp \left[\frac{M\omega^2 r}{nkt} \right] \quad (5.66)$$

Speist man das Ausgangsgemisch im Zentrum ($r=0$) ein und entnimmt die angereicherte Fraktion bei etwas größerem Abstand r , die abgereicherte am äußeren Rand der Zentrifuge, so erhält man für $r = 6.5 \text{ cm}$ und $\omega = 7000 \text{ s}^{-1}$ einen Trennfaktor von $TF = 1.16$. Bei diesem Verfahren muß die Trennung weniger häufig wiederholt werden und außerdem muß zwischen zwei Schritten keine erneute Kompression erfolgen. Entsprechend sind für eine Anreicherung von 0.7% auf 3% nur etwa 10 Trennschritte und 200 kWh/kg Uran nötig. Nahe verwandtes ist das im Forschungszentrum Karlsruhe entwickelte *Trenndüsenverfahren*. Hier erfahren Moleküle verschiedener Masse eine unterschiedliche Ablenkung in einem gekrümmten Gasstrom und können durch eine Abschälkante separiert werden. Man arbeitet mit einem Gasgemisch aus 95 Mol% Helium und 5 Mol% UF_6 . Erreichbare Trennfaktoren liegen bei $TF \sim 1.01$.

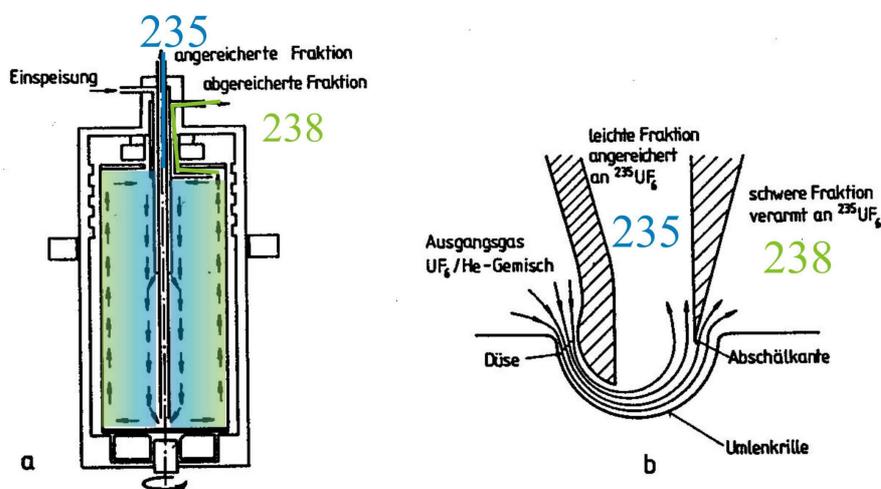


Abbildung 5.51: Isotopentrennung mittels Gaszentrifuge (links) und Trenndüsenverfahren (rechts) [27]

Zusätzlich gibt es noch Laserverfahren, bei denen Molekül für Molekül mit sehr guten Trennfaktoren separiert wird. Zum einen ist dies das von der URENCO GmbH in Jülich entwickelte molekulare Verfahren und das seit einigen Jahren in den USA favorisierte atomare Verfahren. Ersteres nutzt die Isotopieverschiebung der Schwingungsbande des UF₆ Moleküls bei ca. 16 μm . Raman-verschobene CO₂ Laser erzeugen sehr effizient IR-Licht dieser Wellenlänge. Durch Multiphotonenabsorption wird die Schwingung im Molekül angeregt und ein F-Atom abgedampft. Das entstehende UF₅ fällt aus und wird abgetrennt. Die Isotopieverschiebung erlaubt eine selektive Anregung eines Isotops. Allerdings ist die Bande bei Raumtemperatur ca. 20 cm^{-1} Wellenzahlen breit, die Isotopieverschiebung beträgt nur 0.65 cm^{-1} . Man kühlt daher das Gas durch adiabatische Expansion. Da dieses Verfahren gegenüber der Zentrifuge keine entscheidenden Vorteile bringt wurde es 1994 eingestellt.

Beim atomaren Prinzip wird URe₂ bei 2500 K verdampft und dissoziiert beim Erhitzen. Mittels vierer hochrepetierender Farbstofflaser wird das ²³⁵U *resonant* ionisiert. Die Ionen können im elektrischen Feld abgelenkt und aufgefangen werden. Das nicht ionisierte, atomare ²³⁸U wird vom elektrischen Feld nicht beeinflusst und fliegt im Strahl geradeaus weiter. Die Trennfaktoren sind so gut, daß ein Schritt ausreicht hoch angereichertes Uran zu erzeugen. Allerdings erfordert die geringe Isotopieverschiebung von nur 0.005 nm eine sehr gute Laserabstimmung.

5.12 Entsorgung, Transport und Endlagerung

Der Beitrag der Urange Gewinnung, Anreicherung und Brennelementfertigung an den Stromkosten beträgt nur ca. 0.3 EUR¢/kWh. Den Löwenanteil von 0.7 EUR¢/kWh. kostet die Entsorgung des abgebrannten Materials. Ausführliche aktuelle Abhandlungen zur Endlagerproblematik in Deutschland finden sich z.B. in [10, Kim, Closs].

Abgebrannter Brennstoff wird in Deutschland üblicherweise 1 Jahr in einem Wasserbecken gelagert. Hierbei zerfallen ca. 90% der kurzlebigen Spaltprodukte (Zerfallswärme nach 1 Tag 67 kW/tU, nach 1 Jahr 8.8 kW/tU). Diese Kompaktlagerstellen sind für acht Jahreswechsellagern ausgelegt. Nicht zur Wiederaufarbeitung vorgesehene Brennelemente werden in ein zentrales Trocken-Zwischenlager überführt. Der Transport erfolgt in CASTOR Behältern (CAsk for the STOrage of Radioactive waste). Er faßt bis zu 12 Brennelemente eines DWR. Er hat eine Gesamtmasse von 120 t bei 45 cm Wandstärke. Aufgrund der hohen Oberflächentemperatur der Brennelemente (bis zu 390°C) befinden sich Kühlrippen an der Oberfläche. Die Strahlendosis an der Oberfläche darf 2 mSv/h, in 2 m Abstand 25 µSv/h nicht überschreiten. Er ist ausgelegt, einem Sturz aus 9 m Höhe auf Beton oder Stahl, einem halbstündigen Brand bei 800°C und dem Beschuß durch ein 1 t schweres Projektil mit Schallgeschwindigkeit zu widerstehen. Bis 1995 wurden ca. 1600 Transporte mit diesen Behältern in Deutschland durchgeführt.

Derzeitige Verfahren der Endlagerung gehen von einer Verglasung der eingeeigneten Abfalllösungen in Borosilikatglas (siehe [10, Roth]) aus. Das Glas enthält eine Spaltproduktkonzentration von ca. 15% und wird in Edelstahlkokillen verfüllt. Abb. 5.52 zeigt die Entwicklung der Radiotoxizität einer Tonne Brennstoff nach 40 GWd Abbrand in einem LWR, beginnend nach einem Jahr Abklingzeit. Nimmt man die Radiotoxizität des Ausgangsstoffs, also einer t natürlichen Urans als Bezugsgröße, so dauert es mehrerer Mio. Jahre, bis dieses Niveau alleine durch natürlichen Zerfall erreicht wird. Man müßte daher den sicheren Einschluß des Mülls über Zeiträume garantieren können, die die bisherige Existenz unserer Zivilisation um ein vielfaches übersteigt. Entsprechenden Untersuchungen zufolge geht man davon aus, daß Behältermaterialien höchstens einige 1000 Jahre überstehen. Um deren Korrosion so gering wie möglich zu halten und eine Auslaugung des Glases und damit eine Migration der Radionuklide in die Umwelt nach dieser Zeit zu verhindern, ist ein trockener Standort wünschenswert. Zur Zeit sind mehrere verschiedene Lagerstätten in Evaluierung: Salzstöcke zeichnen sich durch hohe

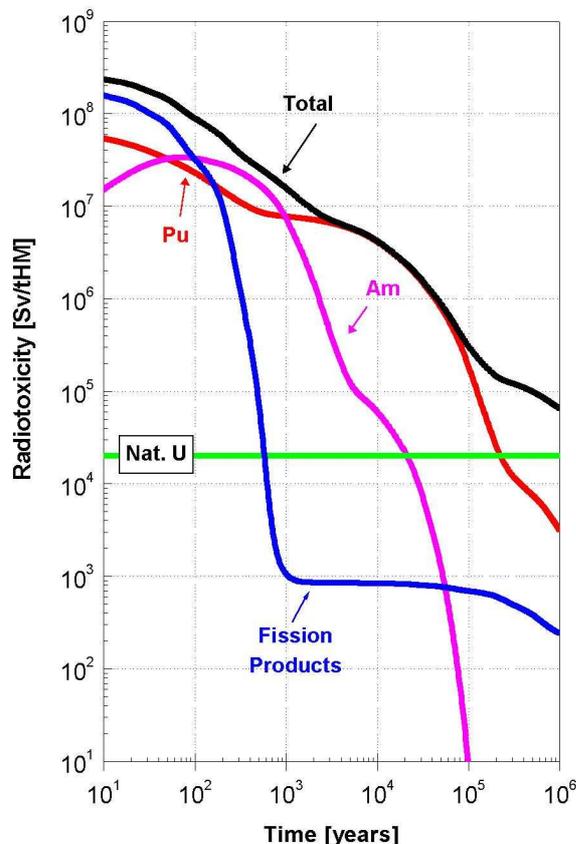


Abbildung 5.52: Zeitentwicklung der Radiotoxizität von einer Tonne Brennstoff (ursprünglich 4% Anreicherung) nach 40 GWd Abbrand in einem LWR, beginnend nach einem Jahr Abklingzeit. Der Beitrag der Spaltprodukte, Pu und der minoren Aktiniden variiert stark mit der Zeit [10]

Wärmeleitfähigkeit und gute Verformbarkeit aus. In Deutschland befindliche Salzstöcke sind vor 240 Mio. Jahren entstanden und seit mind. 60 Mio. Jahren trocken und stabil. Gorleben besitzt eine Einlagerungskapazität von ca $80\,000\ m^3$ und ist für eine maximale Aktivität von $10^{21}\ Bq$ ausgelegt. Granitisches Lager (Grimsel, Schweiz) oder tonmineralische Lagerstätten befinden sich ebenfalls in der Begutachtung.

Die direkte Endlagerung birgt eine Reihe weiterer Probleme. Pro Reaktor mit $1\ GW_{el}$ Leistung fallen während eines 30ig jährigen Betriebs rund 1000 t radioaktiver Müll an. Zur Zeit existieren weltweit 330 000 t hiervon. Eine t hat eine Radiotoxizität von ca. 10^8 Sv, also dem

10^5 -fachen der gleichen Menge natürlichen Urans. Weltweit sind dies ca. $3 \cdot 10^{13}$ Sv (gegenüber einer maximalen empfohlenen Strahlendosis von $2 \cdot 10^{-3}$ Sv/a). Die projektierten Lagerkapazitäten (vor der Endlagerung) betragen für Gorleben und Ahaus je ca. 1500 t. Hinzu kommen 6300 t Zwischenlagerkapazität. Dies würde bis 2008 ausreichen. Neuere politische Entwicklungen (Schließung des geplanten Endlagers Gorleben) lassen diese geringen Kapazitäten weiter schrumpfen. Auch in den USA besteht das Problem, daß die Kapazität des geplanten Endlagers Yucca Mountain nur für ca. 8 Jahre reichen würde.

Es gibt aber auch Alternativen zur direkten Endlagerung des gesamten radioaktiven Mülls. Aus Abb. 5.52 erkennt man, daß der relative Beitrag der Spaltprodukte, des Pu und der minoreren Aktiniden mit der Zeit stark variiert. Während die Spaltprodukte zu einem großen Teil 'rasch' (1000a) abklingen, dominiert danach das Americium, nach weiteren 10 000 Jahren das Pu alle anderen Komponenten. Man muß sich vergegenwärtigen, daß in dem weltweit anfallenden Müll 600 000 kritische Massen Pu enthalten sind. Nach ungefähr 20 000 Jahren entstehen sozusagen Pu-Minen mit waffenfähigem Spaltmaterial! Eine Möglichkeit, diese Problematik zu entschärfen bietet das sogenannte 'partitioning', die Abtrennung der langlebigen Actiniden. Es existieren Verfahren mit Trennfaktoren von $> 99.9\%$ (NUCEF, Japan; FZK: [10, Gompfer]), die es erlauben diese Stoffe einer getrennten Lagerung, Verwertung (MOX Brennelemente) oder der Transmutation (siehe nächstes Kapitel) zuzuführen. Dann wären nur noch die relativ kurzlebigen Isotope sowie einige langlebige Produkte niedriger Toxizität (z.B. niederenergetische β Strahler wie das ^{93}Zr) endzulagern und der wünschenswerte Ausgangszustand, die Radiotoxizität des Urans, könnte nach einigen 100 bis 1000 Jahren erreicht werden.

5.13 Transmutation - Beschleuniger gestützte Systeme

Neben der Endlagerung radioaktiver Abfälle wird schon seit den 1950er Jahren die sogenannte *Transmutation* vorgeschlagen. Hierbei handelt es sich um eine gezielte ‘Verbrennung’ radiotoxischer Isotope und zwar sowohl der Spaltprodukte als auch der langlebigen Actiniden. Durch Neutroneneinfang bzw. Neutronen induzierte Spaltungen werden sie in stabile Isotope oder solche niedrigerer Radiotoxizität umgewandelt. Technisch kann dies in verschiedenen Verfahren realisiert werden.

Schon ein herkömmlicher LWR verbrennt einen Teil der erzeugten Actiniden. Gegen Ende seiner Lebensdauer von typisch 30 Wd/t trägt der erbrütete ^{239}Pu Anteil des Brennstoffs (0.55 %) bis zu 30 % zur Energieproduktion bei. Spezielle MOX-Reaktoren arbeiten mit *Mischoxid* (MOX)-Brennelementen, die Plutonium und Uran im Verhältnis 3 zu 7 enthalten und so bis zu 400 kg ^{239}Pu und ^{241}Pu verbrennen können. Allerdings werden in diesen Reaktoren wiederum Aktiniden produziert, so daß nie eine komplette Verbrennung erfolgen kann. Weiterhin sind Isotope mit gerader Neutronenzahl (^{237}Np , ^{238}Pu und ^{241}Am) mit thermischen Neutronen gar nicht spaltbar (Kap. 5.3). Gleich mehrere Probleme bilden die langlebigen Spaltprodukte (long lived fission products, LLFP) wie ^{99}Tc ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^5$ a), ^{135}Cs ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^6$ a) und ^{129}I ($T_{1/2} = 1.6 \cdot 10^7$ a). Sie stellen aufgrund ihrer hohen Mobilität bei der Endlagerung ein großes Risikopotential dar. In einem Reaktor tragen sie nicht zur Neutronenproduktion bei, da sie nicht spalten. Für jede Kernreaktion (Transmutation) wird jedoch ein Neutron konsumiert. Man benötigt also Überschußreaktivität. Die Einfangquerschnitte vieler Spaltprodukte sind im Bereich unterhalb 1 b, so daß bei typischen Neutronenflußdichten von $10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}$ die mittlere Verweilzeit (also die Zeit bis zum Einfang *eines* Neutrons) im Reaktor weit über 10 Jahre betragen und eine mehrfache Rezyklierung des Aktiniden-Anteils nötig würde.

Brut-Reaktoren wie der Advanced Liquid Metal Reactor (ALMR) (Kap. 5.4 u. Abschn. 5.6.5, FBR) nutzen Neutronen im MeV-Bereich und können daher alle Actiniden verbrennen. Da sich die Neutronenflüsse in der gleichen Größenordnung wie beim LWR bewegen, ergibt sich eine ähnlich hohe mittlere Verweildauer der zu transmutierenden Isotope im Reaktor was wiederum zu einem sehr hohen Kern-Inventar führt. Aus sicherheitstechnischen - und politischen - Gründen ist dies zumindest bedenklich. Um den innerhalb weniger Jahrzehnte seit Beginn der Kernenergienutzung angefallenen Abfall zu verbrennen (einschließlich des währenddessen neu entstehenden Mülls) müßten ganze Anlagenparks aus MOX Reaktoren und schnellen Reakto-

ren errichtet werden und Gesamtbetriebsdauern von einigen 100 Jahren veranschlagt werden. Hinzu kommt, daß der schnelle Reaktor hinsichtlich der langlebigen Spaltprodukte gegenüber dem LWR keine großen Vorteile bietet.

Eine dritte Alternative stellen *Hybrid-Reaktoren* dar. Sie bestehen aus einem inhärent sicheren weil unterkritischen Reaktor ($k < 1$) und einer externen Neutronenquelle, die die Restreaktivität liefert, z.B. einer Spallationsquelle. Hierbei wird mittels eines Beschleunigers ein hochenergetischer (1 GeV) Protonenstrahl erzeugt, der inelastisch mit Targetkernen wechselwirkt (Abb. 5.53). Die Kerne (hohes Z , typischerweise Pb) werden angeregt und emittieren

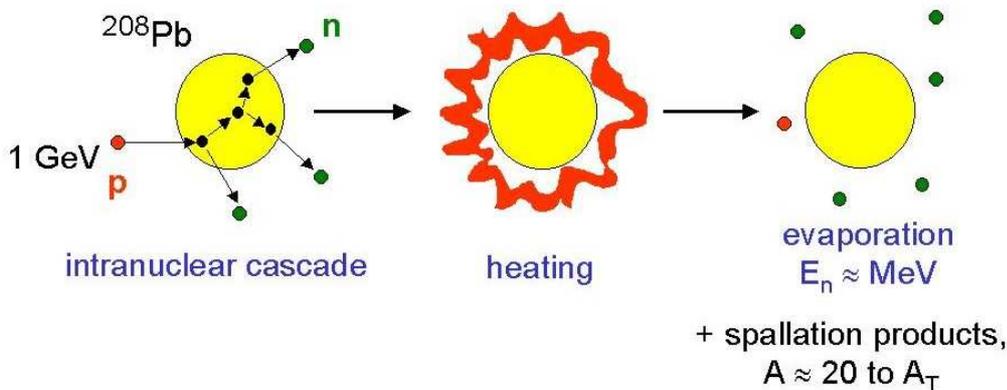


Abbildung 5.53: Erzeugung von Spallationsneutronen in einem Pb Target

Neutronen (abhängig von der Protonen-Energie 20-55). Diese werden dann im unterkritischen Reaktor vervielfacht und halten die Kettenreaktion in Gang. Man spricht deshalb auch etwas unpräzise vom *Energieverstärker* bzw. von *ADS* (accelerator driven system) oder *ATW* (accelerator-based transmutation of waste).

Nehmen wir an, ein Proton erzeuge bei einem Stoß mit einem Pb Kern n_0 Neutronen. Jedes dieser Neutronen induziert eine Spaltung im Brennstoff ^{233}U . Die so entstehende Spaltneutronenzahl reduziert sich in der nächsten Neutronengeneration auf

$$n_{i+1} = kn_i \quad (5.67)$$

In der Summe ergibt dies

$$N = n_0(1 + k + k^2 + k^3 + \dots) = n_0 \frac{1}{1 - k} \quad (5.68)$$

Für $k = 0.95$ erhält man für jedes Spallationsneutron 20 Spaltneutronen. Wichtig ist die Energiebilanz des Prozesses. Benutzt man ^{233}U als Spaltstoff, so wird bei einer Spaltung

ca. 200 MeV_{ther} frei oder nach Umwandlung ca. 60 MeV_{el} elektrische Energie. Ein guter Beschleuniger besitzt eine über-alles-Effizienz von rund 50 %. Die bei der Spaltung eines Kerns freiwerdende Energie beschleunigt also ein Proton auf 30 MeV. 33 Spaltungen sind nötig, um 1 Proton auf 1 GeV zu beschleunigen und damit 26 neue Neutronen zu gewinnen. Zu den 2.5 Neutronen, die bei der schnellen Spaltung von ^{233}U frei werden (Tab. 5.8), kommen also noch einmal $26/33 \sim 0.8$ hinzu. Pro Spaltung werden 3.3 Neutronen gewonnen von denen eines der Aufrechterhaltung der Spaltung, eines dem Erbrüten von Spaltmaterial ($^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$) und die restlichen 1.3 der Transmutation zur Verfügung stehen. Wahlweise kann ein Teil der gewonnenen Spaltenergie statt in den Beschleuniger ins Stromnetz eingespeist werden. Auf diese Weise kann eine ADS Anlage neben der Actinidentransmutation gleichzeitig zur Stromerzeugung beitragen.

Es gibt mehrere technische Realisierungsmöglichkeiten über die z.B. [28] einen hervorragenden Überblick gibt. Zwei davon sollen besprochen werden: Zum einen das von C. RUBBIA (CERN) vorgeschlagene Konzept eines festen Kerns, sowie eines der Modelle, in dem das Inventar in flüssiger Form vorliegt.

Bei ersterer Variante [29] werden die Protonen in einem mehrstufigen Zyklotron beschleunigt. Ströme bis zu 20 mA bei Energien um 1 GeV können so erreicht und auf das flüssige Bleitarget gebracht werden (Abb. 5.54). Der Brennstoff ^{233}U wird aus ^{233}Th erbrütet und liegt in fester Form im Kern vor. Er wird 5 Jahre lang ohne Austausch betrieben ($\sim 100 \text{ GWd/t}$), wobei die Bildung von erbrütetem Spaltmaterial den Abbrand und die Vergiftung durch Spaltprodukte kompensiert. Danach wird das gesamte Inventar ausgetauscht und aufgearbeitet. Die Kühlung erfolgt in Anlehnung an den FBR mittels flüssigen Metalls (auch hier sind ja die schnellen Neutronen gewünscht). Es kommt allerdings kein Natrium, sondern ein Li/Pb Eutektikum zum Einsatz, das von der Neutronenbilanz und der Chemie Vorteile hat. der Nachteil besteht in der Toxizität und der starken Korrosivität heißen Bleis ($600\text{-}700^\circ\text{C}$). Erfahrungen mit diesem Kühlmittel existieren im U-Boot Bau (Pb/Bi Gemisch). 10 000 t kommen zum Einsatz und transportieren die Wärme allein durch Konvektion. Es sind keine Pumpen nötig, was Wartungsarbeiten stark reduziert und einen wesentlichen Sicherheitsaspekt darstellt. Die beschleunigten Protonen werden ins Zentrum des Kerns eingebracht, wechselwirken dort mit dem flüssigen Blei und erzeugen die Spallationsneutronen. Die thermische Leistung des Reaktors soll 1500 MW_{therm} betragen, bei einer Leistungsdichte von 500 kW/dm^3 . Es ist ein Inventar von ca. 27 t MOX Brennstoff erforderlich. Eine Kostenabschätzung zeigt, daß eine ADS Anlage

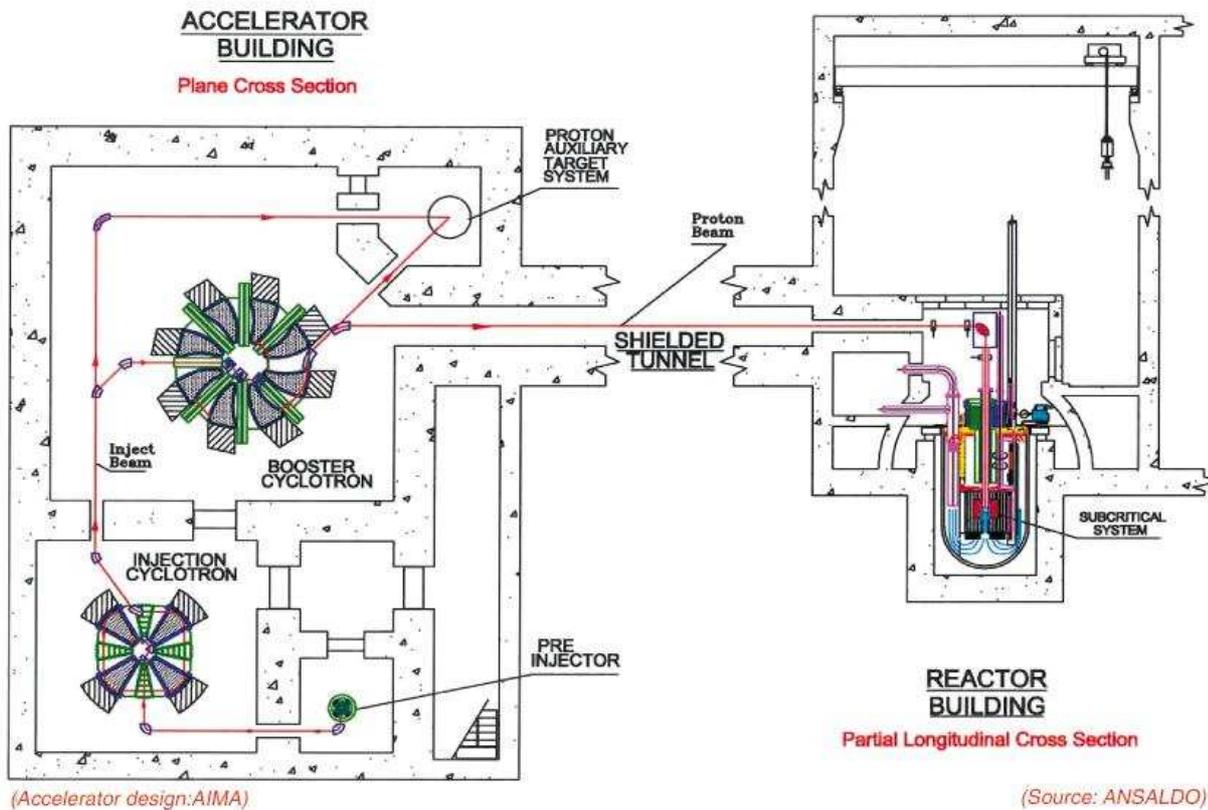


Abbildung 5.54: Aufbau einer ADS Anlage mit festem Reaktorkern und Flüssig-Blei Kühlung [Rubbia, Vortrag KA 2001]

durchaus mit einem herkömmlichen LWR konkurrieren könnte: 2 Injektor-Zyklotrone kosten ca. 4 Mio. €, das Booster Zyklotron ca. 32 Mio. €, der Hauptbeschleuniger 80 Mio. €, inclusive Abschirmung macht das ca. 160 Mio. €. Ein unterkritischer Reaktor ist mit 50 Mio. € vergleichsweise preiswert. Hinzu kommen Kosten für Infrastruktur und je nach Standort unterschiedliche Sicherheitskonzepte. Die Gesamtkosten einer Anlage belaufen sich, wie beim DWR auf ca. 1000 €/kW oder auf den Strompreis umgerechnet auf 1.7-2.5 EUR¢/kWh. Eine kleinere Demonstrationsanlage DEMO ist zur Zeit im Bau und soll in den nächsten Jahren in Betrieb gehen. Bis 2004 sollen im Rahmen der MEGAPIE Kollaboration verschiedene Ansätze für die Spallationsquelle verglichen werden [www.kalla.fzk.de/kalla/projects/megapieeu.html]. Speziell Probleme der Materialbelastung (Fenster!) und Kühlung (Gas/Flüssigmetall) stehen hier im Mittelpunkt.

Das zweite vorgestellte Konzept arbeitet mit Brennstoff in flüssiger Form. Th, U, sowie die zu verbrennenden Aktiniden werden entweder als flüssiges Metall oder als geschmolzenes Salz in den Reaktor eingebracht. Letzteres Konzept wird ausführlich in [30] diskutiert, eine äußerst lesenswerte Arbeit, die auch auf allgemeine Grundlagen und vor allem auf die komplexe chemische Seite dieser Verfahren eingeht. Ein 1.6 GeV Protonen Strahl trifft auf ein Flüssig-Blei Target (\emptyset 50 cm, Eintrittstemperatur 350°C) das das Zentrum des Reaktors durchströmt (Abb. 5.55). Es ist umgeben von einer dreischichtigen Mantelstruktur: Die innere Schicht

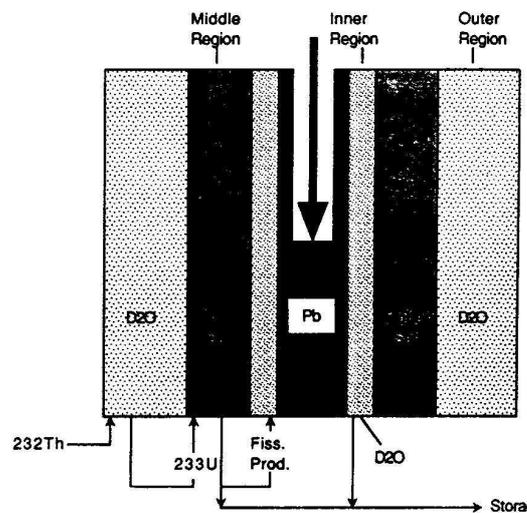


Abbildung 5.55: Aufbau eines ADS Reaktors mit flüssigem Brennstoff und Flüssig-Blei Target [30]

transportiert die zu verbrennenden Spaltprodukte. Die Actiniden sowie der ^{233}U Brennstoff werden in einen Flüssig-Salz Träger bestehend aus LiF und BeF_2 eingebracht, der den zweiten Mantel bildet⁴. Diese Schicht sorgt gleichzeitig für den Wärmetransport aus dem System (Austrittstemperatur 720°C). Im äußersten Mantel befindet sich D_2O , das gleichzeitig als Reflektor, Moderator und Träger für den Brutstoff ^{232}Th dient. Bowman et al. gehen von einer Produktion von 55 Neutronen pro Reaktion aus. Aufgrund der sehr effektiven Kühlung mittels des Flüssig-Salz Mantels können Neutronen-Flußdichten von $\Phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht werden. Dies erlaubt eine sehr effektive Verbrennung von Transuranen und Transmutation von Aktiniden. Die mittlere effektive 'Lebensdauer' von ^{239}Pu z.B. wird auf weniger als einen

⁴Das Konzept eines Flüssig-Salz Reaktors wurde schon in den 60er Jahren in Oak Ridge National Laboratory erprobt (MSRE)

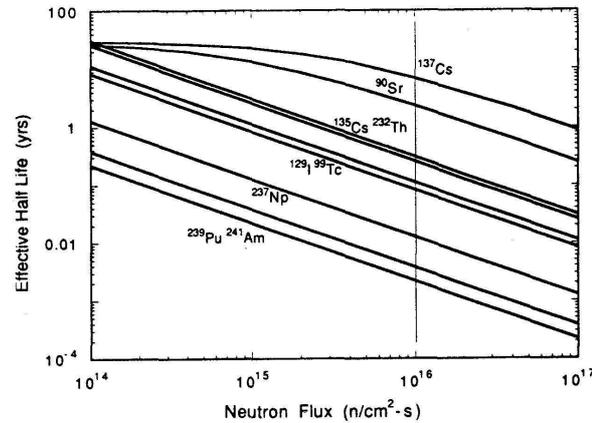


Abbildung 5.56: Halbwertszeiten von Actiniden und Spaltprodukten bei ATW abhängig von der Neutronenflußdichte[30]

Tag reduziert. Abb. 5.56 zeigt die mittlere Transmutationszeit verschiedener wichtiger Isotope im epithermischen Energiebereich, abhängig von der Neutronenflußdichte, unter Berücksichtigung von Nachproduktion. Die Beschleunigung gegenüber LWR ($\Phi = 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) ist offensichtlich. Außerdem können Vergiftungsprozesse durch den hohen Fluß vermieden werden: Durch Neutroneneinfang entsteht aus ^{237}Np ^{238}Np . Dieses hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2.1\text{d}$. Erfolgt vor dieser Zeit ein weiterer Neutroneneinfang, so entsteht das spaltende Isotop ^{239}Np . Bei niedrigen Flüssen dagegen entsteht das thermisch nicht spaltbare ^{238}Pu , das erst in ^{239}Pu umgewandelt werden muß. Aus einem Neutronenfänger im LWR (4 Neutronen zum Erzeugen von ^{239}Pu , das nur 2.9 Neutronen freisetzt) entsteht also ein Neutronen und Energie freisetzender Brennstoff! Eine direkte Folge dieser schnellen Umwandlung ist allerdings, daß Produkte, die einen stabilen oder kurzlebigen Zustand erreicht haben, schnell aus dem Kreislauf entfernt werden müssen, um einen weiteren Neutroneneinfang und damit eine erneute Umwandlung in unerwünschte Isotope zu vermeiden. Dies gilt auch für das erbrütete ^{233}Pa (Vorläufer des ^{233}U , das aus dem äußersten Mantel entfernt und nach β Zerfall dem mittleren Mantel kontrolliert zugeführt werden muß, um ein Überschreiten von $k = 1$ zu vermeiden. Man benötigt also eine umfassende on-line Chemie (Partitioning), mit extrem hohen Trennfaktoren (typ. $> 99.9\%$) die teilweise sogar Isotopentrennung einschließt und zum Teil noch entwickelt oder zumindest verbessert werden muß. Genau wie beim ersten Konzept ist auch hier das Problem der hohen Korrosivität des flüssigen Bleis zu lösen. Aus Sicherheitsaspekten bietet dieser Ansatz gegenüber einer ADS Anlage mit festem Kern den Vorteil eines kleineren Inventars. Für eine Leistung von 3 GW sind 8 kg Pu ausreichend. Täglich müssen

3-5 kg zugeführt werden.

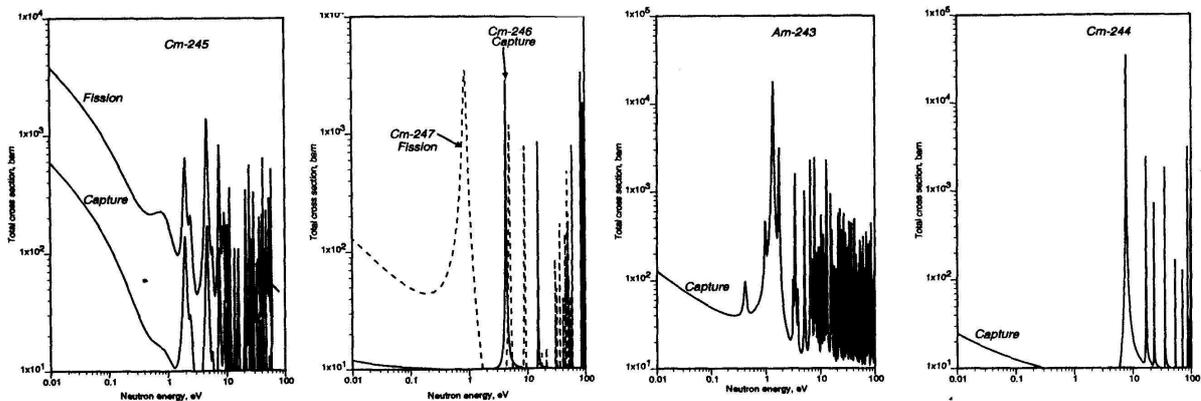


Abbildung 5.57: Einfang- und Spaltquerschnitte einiger Actiniden für epithermische Neutronen wie sie beim adiabatic crossing verwendet werden. [Rubbia, Vortrag KA 2001]

Eine weitere Verbesserung der Transmutationseffizienz bietet die Technik des *'adiabatic crossing'*. In Kap. 5.4 wurden die Resonanzen des Neutroneneinfangquerschnitts im Bereich zwischen 1 eV und einigen keV Neutronenenergie besprochen. Beim LWR sind diese ausgesprochen störend und man umgeht sie, indem die Neutronen den Brennstoff schnell verlassen (dünne Brennstäbe) und im nicht absorbierenden Moderator gebremst werden. Man kann aber diese Resonanzen auch geschickt ausnutzen. Abbildung 5.57 zeigt als Beispiel die Spektren der Cm Isotope ^{236}Cm und ^{237}Cm im Energiebereich zwischen 0.01 und 100 eV. Man erkennt daß sowohl der Einfangquerschnitt von ^{236}Cm als auch der Spaltquerschnitt von ^{237}Cm um 3-4 Größenordnungen überhöht ist. Dies erlaubt in diesem Energiebereich ein sehr effektives Erbrüten von ^{237}Cm mit anschließender Spaltung. Da nun keine hochintensiven Quellen monoenergetischer Neutronen ('Laser') zur Verfügung stehen, beschreitet man folgenden Weg (Abb. 5.58): Das zu verbrennende Material wird in ein kugelförmiges Volumen eingebracht, das von einer Moderatorschicht umgeben ist. Schnelle Neutronen werden in dieses Volumen eingebracht und verlieren schrittweise bei Stößen im Moderatormaterial ihre Energie. Sie werden dabei aber immer wieder in das Innere der Kugel zurückreflektiert und durchqueren diese Volumen viele Male. Erreichen sie eine Resonanzenergie, so wird das Kugelinne aufgrund des hohen Reaktionsquerschnitts plötzlich für die Neutronen 'undurchsichtig' und sie wechselwirken stark mit den zu verbrennenden Stoffen. Neutronen, die dieser Wechselwirkung entgangen

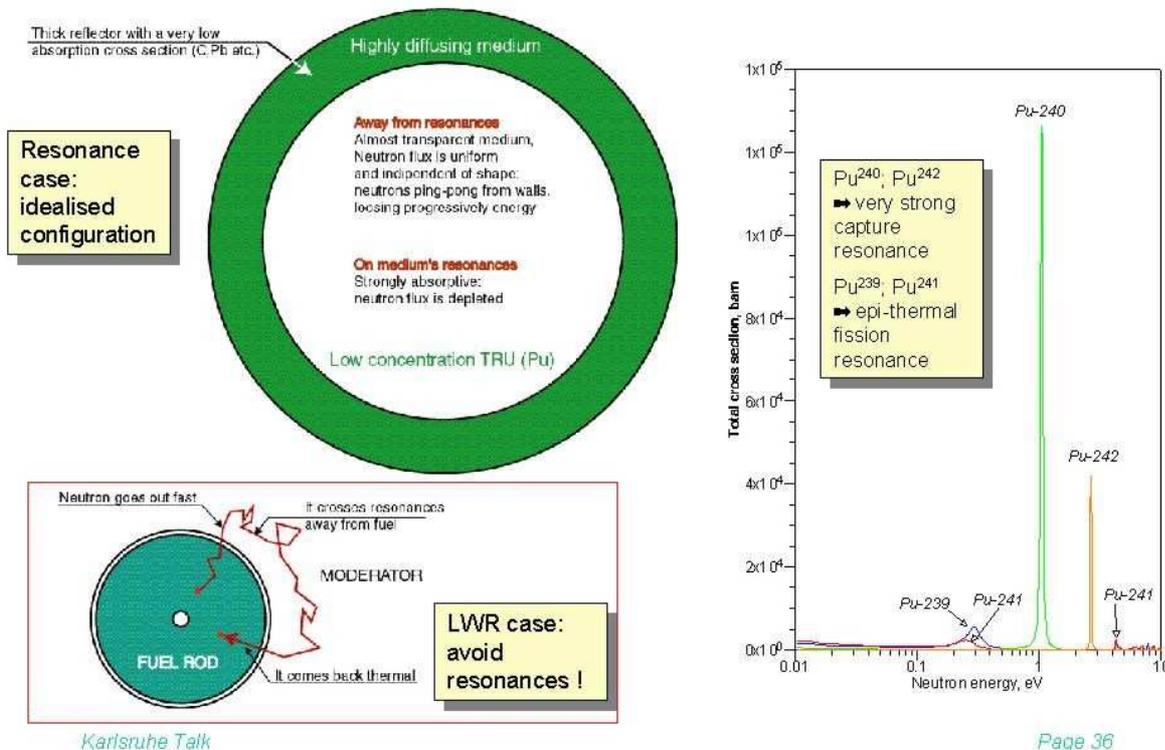


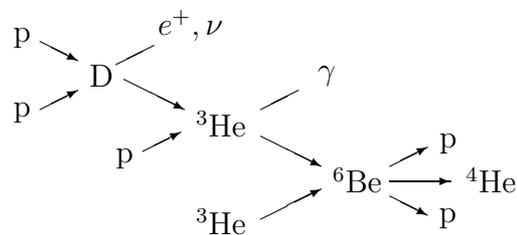
Abbildung 5.58: Prinzip des adiabatic crossing, im Vergleich zum LWR und epithermische Wirkungsquerschnitte verschiedener Pu Isotope [Rubbia, Vortrag KA 2001]

sind, werden weiter abgebremst und stehen für Reaktionen bei niedriger liegenden Resonanzen zur Verfügung. Die technische Machbarkeit wurde in einem Experiment am CERN an ⁹⁹Tc demonstriert (TARC-Experiment) bedarf aber noch weiterer Entwicklung.

Auch wenn im Bereich der Transmutation noch viele Probleme und technische Details zu lösen sind, so erscheint die Möglichkeit kostenneutraler Abfallbeseitigung bei gleichzeitiger Stromerzeugung doch sehr verlockend. Zur Zeit beteiligen sich die europäischen Staaten, Rußland, Japan, China, Korea und die USA an entsprechenden Entwicklungsarbeiten.

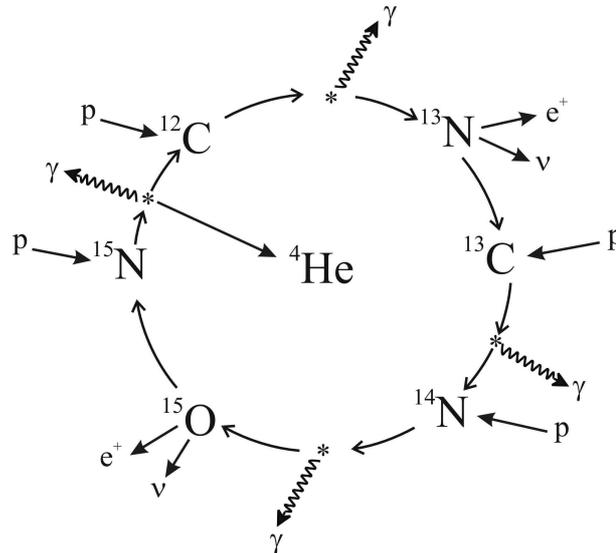
6 Kontrollierte Kernfusion

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Energiegewinnung aus der Spaltung schwerer Atomkerne besprochen. Diese ist möglich, weil die Bindungsenergie pro Nukleon mit zunehmender Kerngröße abnimmt - man also bei der Bildung zweier kleinerer Kerne Energie gewinnt (Kap. 5.2). Die Bindungsenergie erreicht in der Gegend um Eisen ihr Maximum und fällt zu leichteren Kernen wieder ab (Abb. 5.4). Der umgekehrte Weg, die *Fusion* zweier leichter Kerne, führt demnach ebenfalls zu Energiefreisetzung. Genau dieser Vorgang bildet den Energieproduktionsmechanismus¹ im Innern der Sonne (und aller anderen Sterne im Universum). Dort werden bei Temperaturen ab ca. 5 Mio. K sowie Materiedichten von 160 g/cm^3 Protonen zu Deuterium verschmolzen, das wiederum ^3He und dann ^6Be bildet. Letzteres ist kein Kern sondern ein ungebundener Resonanzzustand und zerfällt sofort in das stabile ^4He und zwei Protonen, die für eine erneute Reaktion zur Verfügung stehen:



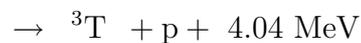
Pro ^4He -Bildung werden beim β Zerfall und der γ -Emission ca. 26.4 MeV Energie frei. Bei Temperaturen oberhalb von 15 Mio. K trägt neben dem p-p Zyklus der *Bethe-Weizsäcker-Zyklus*, benannt nach den Physikern H.A. BETHE und C.F v. WEIZSÄCKER, maßgeblich zur Energieumwandlung bei: Vier Protonen verschmelzen unter katalytischer Wirkung eines ^{12}C Kerns zu ^4He :

¹Eigentlich Energieumwandlungsmechanismus



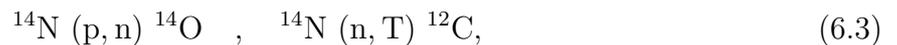
Auch hier werden pro ${}^4\text{He}$ -Bildung ca. 26.4 MeV Energie frei, pro Gramm gebildeten Heliums also $6.2 \cdot 10^{11}$ oder ca. 170 000 kWh. Im weiteren Verlauf eines Sternenlebens werden zunehmend auch schwerere Elemente bis hin zum Eisen gebildet. Leider eignet sich keiner dieser Prozesse zur Stromerzeugung auf der Erde. Die Reaktionsraten sind mit ungefähr $k \sim 10^{-50} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$ so klein, daß selbst im Zentrum unserer Sonne 100 Mio. Jahren benötigt werden, diesen Zyklus einmal zu durchlaufen. Nur die ungeheure Anzahl gleichzeitig ablaufender Prozesse in einem Stern garantiert die kontinuierliche Energiefreisetzung. Mit den sehr viel geringeren Dichten und Volumina, die im Labor erreichbar sind, ist diese Art der Fusion nicht von praktikablem Nutzen.

Im Zentrum des Interesses der Fusionsforschung stehen deshalb andere Prozesse:



Die freiwerdende Energie teilt sich im umgekehrten Verhältnis der Massen (Impulserhaltung) auf die beiden Produkte auf: Im Falle von Reaktion 6.2 ist dies also bei einer Gesamtenergie von 17.58 MeV: ${}^4\text{He}$: 3.52 MeV, n : 14.07 MeV. Deuterium kann leicht in großen Mengen gewonnen werden (0.015% des Wasserstoffs - z.B. in den Weltmeeren - liegt als $\text{D} = {}^2\text{H}$ vor und D-haltiges Wasser läßt sich durch Elektrolyse Reaktionen und fraktionierte Destillation gut

aufkonzentrieren. Primordiales Tritium existiert aufgrund seiner geringen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 12.3$ a nicht. Es wird lediglich in geringen Mengen durch Höhenstrahlung (hochenergetische Protonen) erzeugt indem Stickstoff unter Freisetzung eines Neutrons in Sauerstoff umgewandelt wird und dieses Neutron mit einem weiteren Stickstoff-Atom reagiert:



Auf 10^{17} gewöhnliche H-Atome kommt nur ein T. Daher muß Tritium produziert werden ($^6\text{Li} (\text{n}, \text{T}) ^4\text{He}$). Mit $k \sim 10^{-20} - 10^{-24} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$ besitzt der D-T-Prozeß 6.2 eine um zwei Größenordnungen höhere Reaktionsrate als der D-D-Prozeß 6.1 (siehe Diskussion der Wirkungsquerschnitte) und repräsentiert zur Zeit den einzigen erfolgversprechenden Ansatz zur Fusion. Man muß daher in Kauf nehmen, den Brennstoff erst erbrüten zu müssen.

Wir schätzen nun ab, welche Temperaturen nötig sind, um eine Kernfusion zu zünden: In einem einfachen Modell nehmen wir an, daß zwei Kerne nur dann fusionieren, wenn sie sich 'berühren', ihr Abstand also der Summe ihrer Radien entspricht. Im Falle des Deuteriums entspricht dies ca 2-3 fm. Nähert man zwei geladene Kugeln aus dem Unendlichen einander an, so bedarf dies der Energie

$$E(R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{R} \quad (6.4)$$

$$\underset{R=3\text{fm}}{\simeq} 0.48 \text{ MeV} \quad . \quad (6.5)$$

Dies entspricht nach $E = k_B T$ einer mittleren Temperatur von $T = 5.5 \cdot 10^9$ K.

6.1 Fusion in einem heißen Plasma

In der Praxis kann diese hohe Temperatur nicht erreicht werden. Man arbeitet im Bereich von $10^7 - 10^8$ K (subbarrier fusion; auch in der Sonne herrschen ‘nur’ 10 Mio K). Bei diesen Temperaturen liegt die Materie schon in einem neuen Zustand vor: dem Plasma, auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet. Je nach Temperatur ist ein Teil der Atome ein- oder mehrfach ionisiert, die Materie besteht aus einem ‘Gas’ freier Elektronen und positiv geladener Ionenrümpfe. Plasmen werden neben ihrer Temperatur durch ihre Dichte charakterisiert und

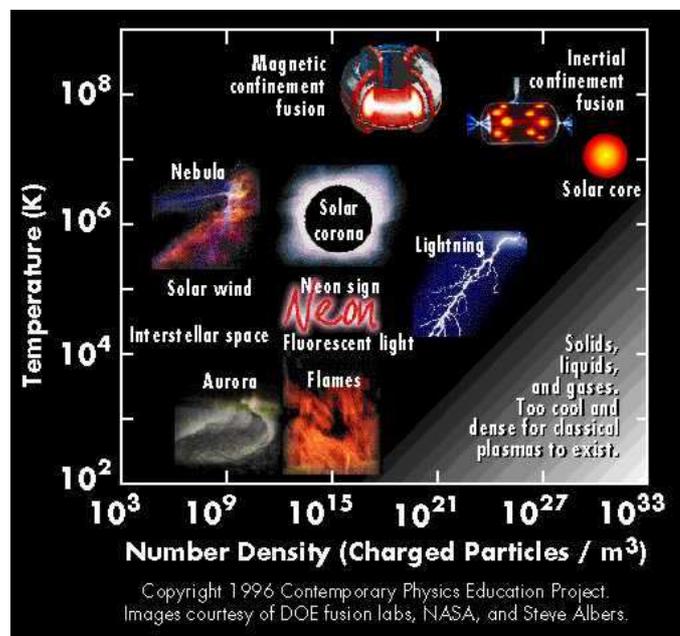


Abbildung 6.1: Verschiedene Plasmen nach Ladungsträgerdichte und Temperatur
[FusEdWeb.llnl.gov/CPEP]

decken einen Bereich vieler Größenordnungen ab (Abb. 6.1): Extrem verdünnte Materie wie zum Beispiel interstellare Nebel (10^3 geladene Teilchen pro m^3) sehr niedriger Temperatur (einige 100-1000 K) fallen genauso in diese Kategorie wie Flammen (10^{15} m^{-3} , 10 000 K), Leuchtstoffröhren (10^{15} m^{-3} , 500 K), die Sonnenkorona (10^{15} m^{-3} , 1 000 000 K) oder Blitze (10^{21} m^{-3} , 500 K). Für Fusionsreaktionen sind sowohl hohe Temperaturen als auch große Ladungsdichten günstig.

Wie groß ist nun die zu erwartende Fusionsrate $\langle R_{12} \rangle$ bei gegebenen Bedingungen? Die Anzahl-Dichten der Fusionspartner im Plasma seien n_1 und n_2 . Daraus folgt

$$\langle R_{12} \rangle = n_1 n_2 \quad \left| \quad k = \langle \sigma v \rangle \right. \quad (6.6)$$

mit der Rate k . Letztere heißt auch *Reaktionsparameter* und ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\sigma(v)$ und der relativen Geschwindigkeit der Stoßpartner v . Unter der Annahme einer MAXWELL-Verteilung der Ionen (Masse m) läßt sich der Reaktionsparameter abschätzen zu

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma v v^2 \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right] dv \quad (6.7)$$

Diese Funktion hängt allein von der Temperatur ab. Bei ‘niedrigen’ Temperaturen von 10-100 keV tragen hauptsächlich hochenergetische Ionen im Ausläufer der Verteilung bei (schrägfirter Bereich der Verteilung T_1 in Abb. 6.2). Der Wirkungsquerschnitt und folglich auch die Reaktionsparameter sind stark von der Energie (Geschwindigkeit) der Ionen abhängig, wie in Abb. 6.3 gezeigt ist. Deutlich erkennbar ist der um zwei Größenordnungen höhere Wirkungsquerschnitt für die D-T Fusion bei Temperaturen unterhalb 100 keV gegenüber allen anderen aufgeführten Möglichkeiten (links). Entsprechend ist auch der Reaktionsparameter für die

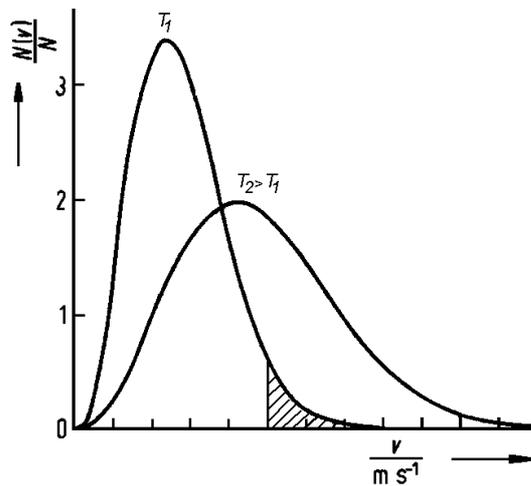


Abbildung 6.2: MAXWELL-Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten in einem Plasma für zwei Temperaturen $T_1 < T_2$

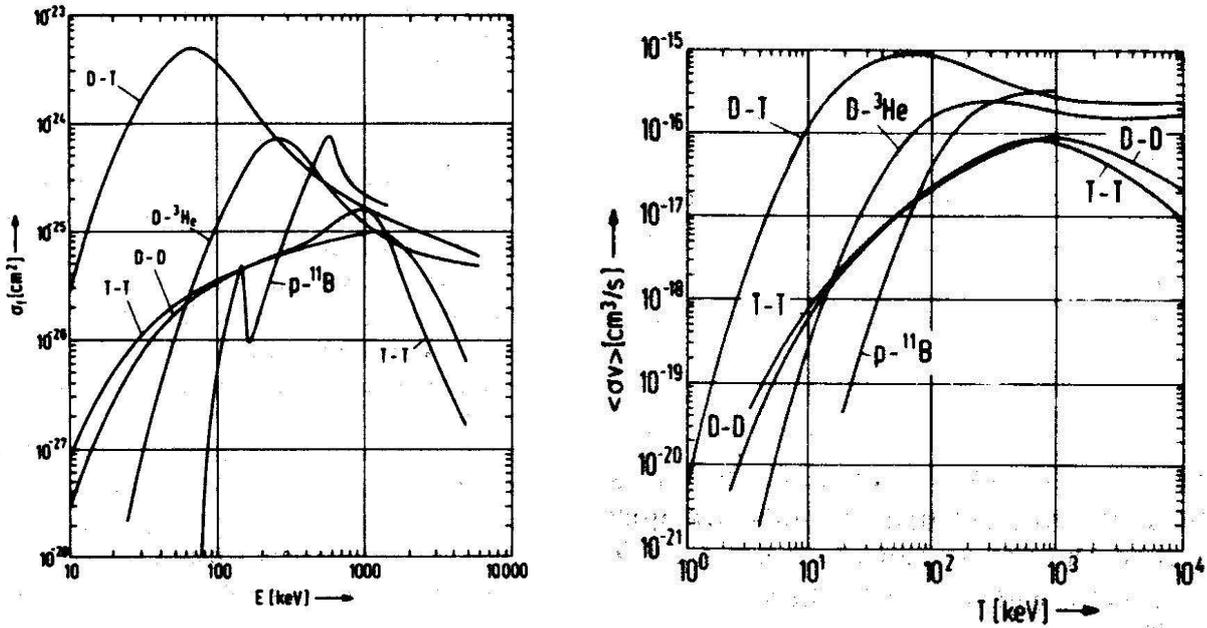


Abbildung 6.3: Wirkungsquerschnitte für die Kernfusion abhängig von der Energie der Stoßpartner (links) sowie temperaturabhängiger Reaktionsparameter $\langle\sigma v\rangle$ rechts [31]

D-T Reaktion günstiger (rechte Abbildung). Erst bei noch höheren Temperaturen erreichen andere Fusionskanäle ähnlich hohe Reaktionsraten.

Welche Leistungsdichte ist in einem solchen Plasma erreichbar? Analog zur Beschreibung eines idealen Gases ordnen wir dem heißen Plasma einen Druck zu

$$P = nk_B T \quad , \quad (6.8)$$

den es auch auf seine räumliche Begrenzung ausübt. Diese wird aufgrund der hohen Temperatur nicht durch herkömmliche Gefäßwände gebildet sondern z.B. durch ein Magnetfeld. Der maximale Druck und damit bei gegebener Temperatur die maximale Dichte ergibt sich also aus der Größe der zur Verfügung stehenden Magnetfelder (typische Größenordnung 5-10 T). Aus Gl. 6.8 folgt $n \propto 1/T$ und somit

$$\langle R_{12} \rangle \propto nnk \propto \langle\sigma v\rangle T^{-2} \quad . \quad (6.9)$$

Bei jeder Fusion wird $E_f = 17.6$ MeV Energie frei (Gl. 6.2). Man kann daher eine *Fusionsleistungsdichte*

$$\langle p_f \rangle = \langle R_{12} \rangle E_f \quad (6.10)$$

angeben. Das gegenläufige Verhalten von Wirkungsquerschnitt und Plasmadichte als Funktion der Temperatur erzeugt eine maximale Leistungsdichte bei $T \sim 15$ keV (174 Mio. K) mit einem Wert von $\langle p_f \rangle = 1.85 \text{ W cm}^{-3}$ bei $n_D = n_T = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 6.4). Zum Vergleich: Im Sonnenzentrum herrschen ca. $3.5 \cdot 10^{-6} \text{ W cm}^{-3}$. Aus diesen (geringen) Werten ergibt sich,

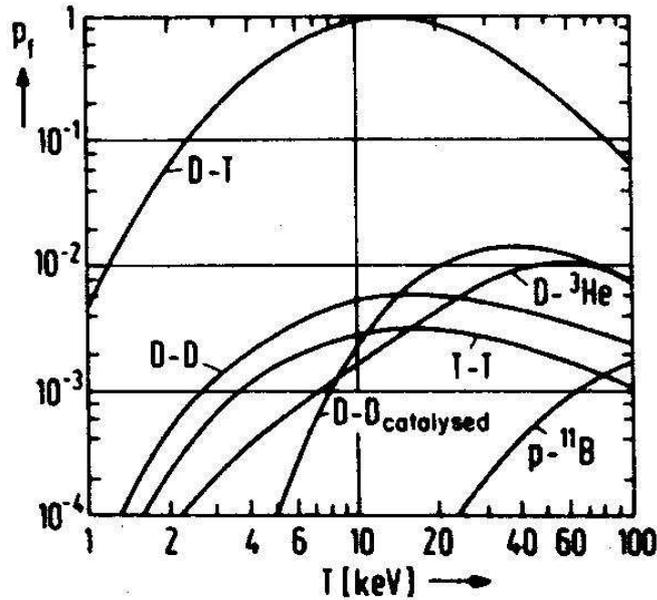


Abbildung 6.4: Leistungsdichte bei der Kernfusion abhängig von der Energie der Stoßpartner [31]

daß ein Fusionskraftwerk viele Kubikmeter aktives Volumen beinhalten muß. Im Gegensatz zu herkömmlichen Kraftwerken, arbeitet ein zukünftiges Fusionskraftwerk nicht im Dauerbetrieb. Das Plasma kann nur über begrenzte Zeiträume (Dauer τ_b eingeschlossen werden (die genauen Ursachen werden später diskutiert) und daher ergibt sich zwangsläufig ein gepulster Betrieb. Wie lange diese Pulse mindestens dauern müssen, um eine wirtschaftlich sinnvolle Energieumsetzung zu erzielen ergibt sich aus dem *Lawson Kriterium* einer Aufstellung der Energiebilanz:

Das Plasma wird auf die Energie

$$\epsilon_{th} = \frac{3}{2}(n_i n_e) k_B T \quad (6.11)$$

aufgeheizt, die mit dem Wirkungsgrad η_{th} aus elektrischer Energie ϵ_{el} gewonnen wird. Im

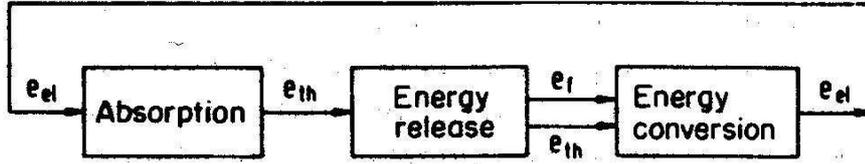


Abbildung 6.5: Ist das Lawson Kriterium erfüllt, wird im Mittel genauso viel Energie erzeugt wie verbraucht und die Fusion ist selbsterhaltend [31]

Plasma erzeugt man zusätzlich zu ϵ_{th} die Fusionsenergie

$$\epsilon_{fus} = P_f \tau_b \quad \left| \quad P_f = \int_V p_f d^3x \quad . \quad (6.12)$$

Der Gesamtwärmeinhalt wird via Dampferzeuger und Turbine mit dem Wirkungsgrad η_e in elektrische Energie ϵ_{el} umgesetzt. Um selbsterhaltend zu arbeiten, muß die Energiebilanz mindestens ausgeglichen sein, also genauso viel Energie von dem System erzeugt werden, wie zur Heizung verbraucht wird (Abb. 6.5). Zur Energiegewinnung muß entsprechend viel Überschussenergie erzeugt werden (*Energieverstärkung*):

$$(\epsilon_{fus} + \epsilon_{th})\eta_e = \epsilon_{el} = \frac{\epsilon_{th}}{\eta_{th}} \quad (6.13)$$

$$\Rightarrow (P_f + \tau_b + \epsilon_{th}) = \frac{\epsilon_{th}}{\eta_e \eta_{th}} \quad (6.14)$$

$$\Rightarrow P_f \tau_b = \epsilon_{th} \left(\frac{1}{\eta_e \eta_{th}} - 1 \right) \simeq \frac{\epsilon_{th}}{\eta_e \eta_{th}} \quad \left| \quad \eta_{th} = 0.7, \eta_e = 0.3 \quad (6.15)$$

Unter der Annahme $n_1 = n_2 = \frac{n_i}{2}$ (gleiche Anzahldichte D und T) und der Elektronendichte $n_e = Z_1 n_1 + Z_2 n_2 = \frac{n_i}{2}(Z_1 + Z_2)$ folgt:

$$p_f = \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_f \tau_B \stackrel{!}{=} \frac{1}{\eta_e \eta_{th}} \cdot \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Z_1}{2} + \frac{Z_2}{2} \right) n_i k_B T \quad (6.16)$$

und somit das LAWSON Kriterium:

$$n \tau_B = \frac{1}{\eta_e \eta_{th}} \cdot \frac{[6 + 3(Z_1 + Z_2)] k_B T}{E_{fus} \langle \sigma v \rangle} \quad (6.17)$$

Für die D-T Fusion ist $Z_1 = Z_2 = 1$, $E_{fus} = 17.6 \text{ MeV}$, $\eta_e \simeq 0.3$, $\eta_{th} \simeq 0.7$ und $\langle \sigma v \rangle = 2.65 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ bei $T = 15 \text{ keV}$. Das LAWSON Kriterium ist also für

$$n\tau_b \stackrel{!}{\geq} 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^1 \quad (6.18)$$

erfüllt. Bei kleinerem $n\tau_b$ wird mehr Energie zum Aufheizen und Verdichten des Plasmas benötigt als durch Fusion gewonnen wird. Abb. 6.6 zeigt die Zündkurve des Plasmas, also die Abhängigkeit von $n\tau_b$ von der Temperatur: Die Realisierung ist auf zwei Arten möglich, die

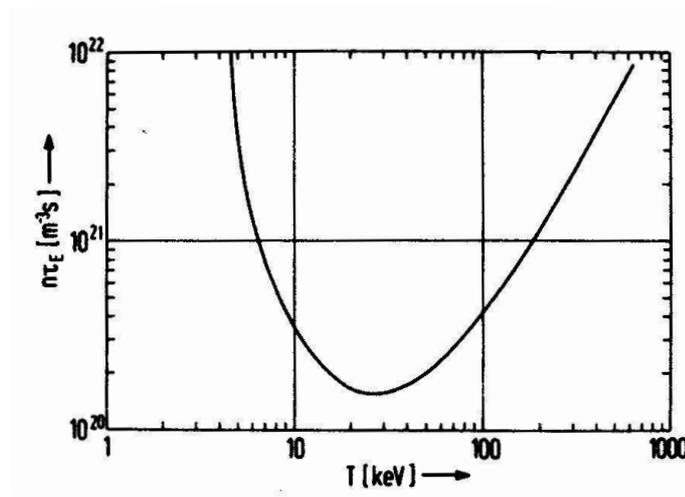


Abbildung 6.6: Plasma Zündkurve abhängig von der Plasmatemperatur [31]

im Folgenden besprochen werden:

- Abschnitt 6.1.1: Der magnetische Einschluß des Plasmas. Hier liegen die Ladungsträgerdichten in der Größenordnung von $n \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, was Einschlußzeiten von $\tau_b \simeq 1 \text{ s}$ bedingt (Gase bei Normaldruck haben eine Teilchendichte von ca. $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Das Plasmavolumen liegt im Bereich einiger Kubikmeter.
- Abschnitt 6.1.2: Der Trägheitseinschluß. Der Brennstoff wird mittels Laser- oder Ionenstrahlen verdichtet und aufgeheizt. Die Einschlußzeiten liegen nur bei ca. 10^{11} s und deshalb sind Dichten $n > 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ erforderlich (normale kondensierte Materie hat $n \leq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$). Das Plasmavolumen beträgt hier nur einige mm^3 .

6.1.1 Der magnetische Einschluß

Zur Minimierung der Wärmeabstrahlung ist ein großes möglichst kompaktes Volumen günstig, das Oberflächen-zu-Volumen Verhältnis des Plasmas sollte möglichst klein sein. Fusionsreaktoren mit magnetischem Einschluß werden also eine Dimension von etlichen 10 m^3 aktiven Volumens und eine Leistung etlicher GW_{ther} haben.

Ein geladenes Teilchen (Ladung q , Masse m) wird im homogenen Magnetfeld \vec{B} aufgrund der LORENTZ-Kraft

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (6.19)$$

senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung abgelenkt und auf eine Kreisbahn um die Magnetfeldlinie gezwungen (Gyration). Die Umlaufkreisfrequenz ω_C ist bestimmt durch

$$\omega_C = q \frac{B}{m} \quad , \quad (6.20)$$

der Bahnradius durch

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{\omega_C} \quad \left| \quad \text{mit } v_{\perp} = v_{\parallel} \quad . \quad (6.21)$$

Bei $B = 3 \text{ T}$ ergeben sich für D^+ und T^+ Radien von etwas weniger als 10 mm , für Elektronen im Bereich 0.1 mm .

Jedes an den Seiten offene Magnetfeld führt zu Verlusten. Deshalb benutzt man zum Plasmaeinschluß ein toroidales Feld, also einen Schlauch, der an beiden Enden zusammengefügt

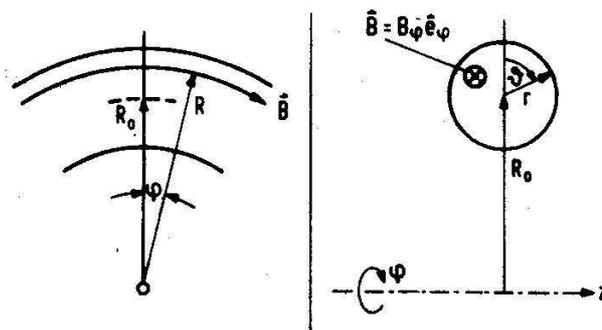


Abbildung 6.7: Definition der Koordinaten beim toroidalen Feld. Der Schnitt (rechts) senkrecht zu den Magnetfeldlinien ($\phi = \Phi = const.$) nennt man auch den kleinen Querschnitt [31]

wurde. Ein solches Feld kann aufgrund des Durchflutungsgesetzes nicht homogen sein², sondern folgt der Bedingung

$$B_{\Phi}(R) \cdot R = \text{const.} \quad (6.22)$$

fällt also mit zunehmendem Radius ab (Definition der Koordinaten in Abb. 6.7). Ein gyrierendes Teilchen hat das magnetische Moment

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (6.23)$$

auf das im inhomogenen Feld die Kraft

$$\vec{F}_Z = -\mu \nabla B \quad (6.24)$$

wirkt. Vereinfacht kann man die Auswirkungen so verstehen: Bewegt sich das Teilchen auf seiner Gyration-Bahn senkrecht zu den Feldlinien, so ändert es wegen der Nichtthomogenität des Feldes seinen Radius und seine Kreisfrequenz, folglich auch seine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Feld v_{\perp} . In den außen gelegenen Regionen geringerer Feldstärke ist der Radius größer als innen, die Geschwindigkeit kleiner. Dies bewirkt sowohl innen als auch außen eine Bewegungskomponente senkrecht zu den Feldlinien in Richtung größeren R also in der Ebene des Torus nach außen. Entsprechend Gl. 6.19 ergibt das eine Nettobewegung (*Drift*) senkrecht zur Torusebene (also nach oben bzw. unten je nach Ladung).

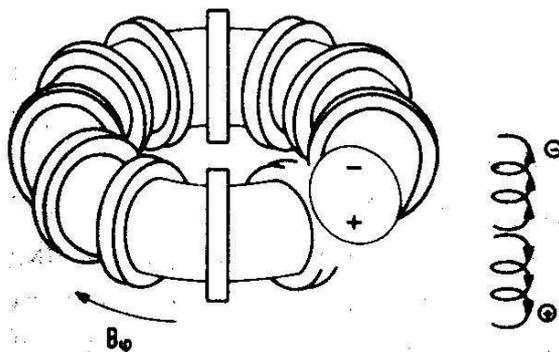


Abbildung 6.8: Driftbewegung im toroidalen Feld und daraus resultierende Ladungsträgertrennung [31]

²Eine direkte Folge der 4. und 2. MAXWELLGleichung bzw. des AMPÈRSchen Gesetzes und der Tatsache, daß es keine magnetischen Monopole gibt, siehe Seite 28.

Mathematisch läßt sich dieser Vorgang beschreiben, indem der sich ändernde Gyrationradius durch

$$\vec{r}_g = \frac{m}{qB^2} \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (6.25)$$

parametrisiert wird. Ein beliebiger Punkt der Bahn liegt also auf

$$\vec{r}_C = \vec{r} + \vec{r}_g \quad . \quad (6.26)$$

Die zeitliche Ableitung von Gl. 6.26 (Annahme $\dot{B} = 0$) unter Ausnutzung der Impulserhaltung im Magnetfeld

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F} \quad (6.27)$$

ergibt

$$\vec{v}_C = \vec{v}_{\parallel} + \frac{1}{qB^2} \vec{F} \times \vec{B} \quad . \quad (6.28)$$

Neben der Parallelgeschwindigkeit v_{\parallel} enthält Gl. 6.28 die Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v}_D = \frac{1}{qB^2} \vec{F} \times \vec{B} \quad . \quad (6.29)$$

Die Kraft nach Gl. 6.24 wirkt also zusammen mit der Zentrifugalkraft

$$\vec{F}_{zent} = \vec{e}_R \cdot \frac{m\vec{v}_{\parallel}^2}{R} \quad (6.30)$$

auf das Teilchen (\vec{e}_R ist der Einheitsvektor entlang R (Abb. 6.7) in Toruseben nach außen) und beide addieren sich zu

$$\vec{v}_D = \frac{m}{qRB^2} \cdot (\vec{v}_{\parallel}^2 + \vec{v}_{\perp}^2/2) \vec{e}_R \times \vec{B} \quad (6.31)$$

Gl. 6.31 erzeugt für Teilchen unterschiedlicher Ladung Drifts in entgegengesetzte Richtung. Mit der Zeit baut sich also eine Ladungsträgertrennung und somit ein elektrisches Feld auf. Dieses führt entsprechend

$$\vec{v}_D = \frac{1}{B^2} \vec{E} \times \vec{B} \quad (6.32)$$

zu einer weiteren Drift. Letztere ist unabhängig von der Ladung und immer zu größerem Radius R , also zur Toruswand hin gerichtet. Beide Bewegungen zusammen (Gln. 6.31 und 6.32) führen zu Verlusten des Plasmas aus dem Magnetfeld. Ohne weitere Maßnahmen wäre der Plasmaeinschluß aufgrund dieser Verluste auf ca. $1 \mu s$ begrenzt und das LAWSON Kriterium (Gl. 6.17) könnte nicht erfüllt werden.

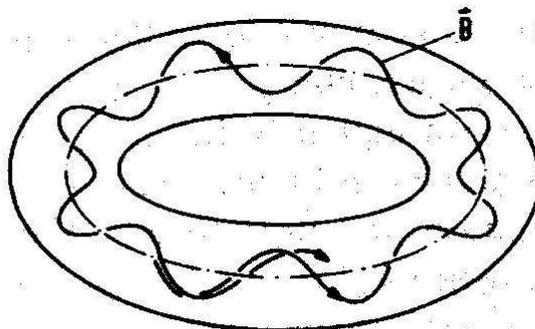


Abbildung 6.9: Das magnetische Torusfeld wird durch Überlagerung eines Poloidfeldes (Abb. 6.10) zu einem Helix-förmigen Feld und verlangsamt so die Driftbewegung [31]

Eine Möglichkeit diese Drift zu verlangsamen ist die Substitution des Torusfeldes durch ein *Helix-förmiges* Magnetfeld. Die Teilchen werden weiterhin entsprechend ihrer Ladung senkrecht zur Torusebene abgelenkt, befinden sich jedoch je zur Hälfte der Zeit unterhalb und oberhalb der Mittelebene des Torus ($z=0$). Die Ablenkung resultiert nun nicht mehr in einer gleichmäßigen Drift in eine Richtung sondern nur in einer Verlagerung der Gyrationbahn bei gleichbleibendem Radius. Die Teilchen bleiben im Magnetfeld. Ein solches Helix-förmiges Feld resultiert zum Beispiel aus der Überlagerung eines *toroidalen* Feldes und eines sogenannten *Poloidfeldes* (B_θ) wie in Abb. 6.10 gezeigt. Letzteres kann durch Ströme innerhalb (Tokamak-

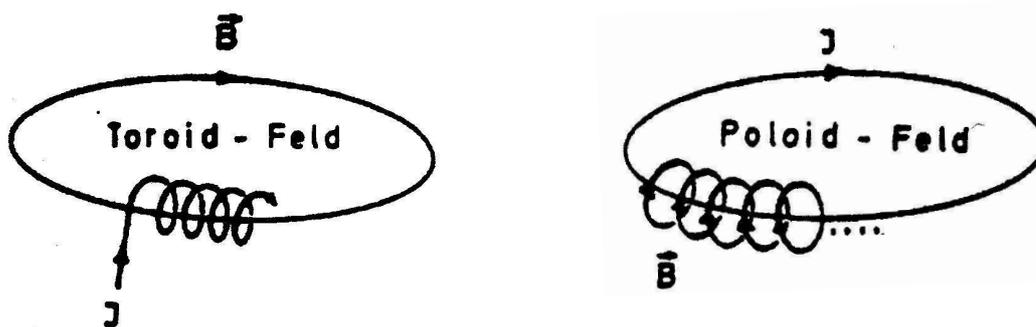


Abbildung 6.10: Das magnetische Torusfeld wird durch Spulenwicklungen um den Torus erzeugt. Das Helix-förmige Überlagerungsfeld (Poloidfeld) z.B. durch einen Strom im Plasma [2]

Prinzip) oder außerhalb des Torus (Stellarator) erzeugt werden. Diese beiden Ansätze werden kurz vorgestellt:

Der Tokamak

Im toroidalen Plasmagürtel kann nach dem Transformatorprinzip ein umlaufender ringförmiger Strom generiert werden (Abb. 6.11). Ein zeitlich variierender Strom in der Primärspule induziert einen (zeitlich veränderlichen) magnetischen Fluß, der über das Joch in die Sekundärspule (das Plasma) übergeht und dort den gewünschten Plasma-Strom induziert. Es ist also sofort ersichtlich, daß der Plasmastrom nur für eine kurze Zeit erzeugt werden kann (die Stromänderung \dot{I} kann nicht unendlich lange weitergehen). Ein Tokamak wird daher prinzipiell gepulst betrieben. Auf diese Art und Weise ist ein Plasmaeinschluß für die Dauer von einigen Sekunden möglich.

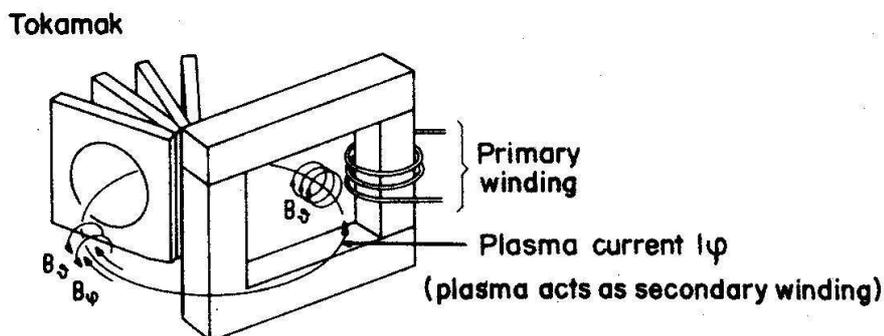


Abbildung 6.11: Das magnetische Poloidfeld wird beim Tokamak nach dem Transformatorprinzip mittels Induktion eines Stroms im Plasma-Torus erzeugt [31]

Eine der nach diesem Prinzip arbeitenden und zur Zeit in Betrieb befindlichen Anlagen ist der Fusionsreaktor JET (seit 1983). Der große Toroiddurchmesser beträgt 3 m, der kleine 1.2 m (Volumen 100 m^3). Das Einschlußfeld hat 3 T und zur Erzeugung des Poloidfeldes wird im Plasma ein Strom von 3.7 MA generiert. Mit einer Heizleistung von 50 MW (siehe unten) werden Temperaturen von 250 Mio. K erreicht. Abbildung 6.12 zeigt ein Schnittbild durch JET.

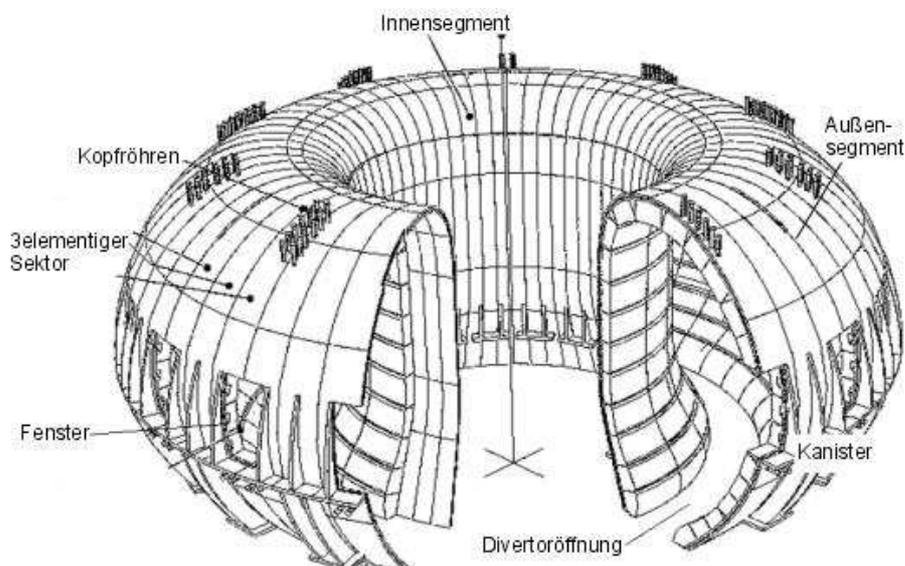


Abbildung 6.12: Schnittbild des Fusionsreaktors JET

Sein geplanter Nachfolger ist der ITER. Das ca. 5 Mrd. € teure Projekt ist eine internationale Kollaboration, die auf die Anregung Gorbatschows zurückgeht unter Beteiligung Rußlands, Japans, Europas und Kanadas. Die USA erwägen zur Zeit (Jan. 2002), dem Projekt wieder beizutreten [32], nachdem sie 1999 aus Kostengründen auf eine Teilnahme verzichtet hatten. Die Anlage soll mehr als die doppelten Abmessungen von JET haben ($\emptyset 7\text{ m} \times 6.2\text{ m}$) bei 837 m^3 Plasmavolumen, das von 5.3 T-Magneten eingeschlossen ist. Eine Heizleistung von 30 MW soll Temperaturen um 100 Mio. K ermöglichen. Da der Plasmaeinschluß von großen Volumina begünstigt wird, scheinen Einschlußzeiten von 300 s realistisch, was Fusionsleistungen um 500 MW bei einer Energiverstärkung > 10 ermöglicht. Die Anlage soll 2015 in Betrieb gehen.

Der Stellarator

Alternativ zum Tokamak-Prinzip kann das Helix-förmige Magnetfeld auch direkt durch entsprechende Auslegung der Hauptfeldspulen generiert werden (Abb. 6.13). Dies ist das *Stellarator*-Prinzip. Dem einfacheren Prinzip steht ein großer Aufwand zur Berechnung und vor allem zum Bau der Spulen gegenüber. Ein wesentlicher Vorteil liegt in der längeren Einschlußzeit. Das Helix-Feld besteht dauerhaft, da es nicht wie beim Tokamak gepulst erzeugt wird. Die 1988 fertiggestellte Anlage Wendelstein 7AS in Garching besitzt ein relativ kleines Volumen (1 m^3 , $\emptyset 2 \times 0.2 \text{ m}$). Trotzdem wurden Einschlußzeiten um 5 s erreicht. Das Plasma wird mit 5.6 MW auf 15-60 Mio. K geheizt. Einschlußzeiten bis 30 Minuten sollen mit dem Nachfolger, Wendelstein 7AS, erzielt werden. Diese Anlage soll 2006 in Greifswald in Betrieb gehen. Sie schließt 5-30 mg Plasmatmaterial in einem Volumen von 30 m^3 ein ($\emptyset 5.5 \times 0.5 \text{ m}$). 3 T-Spulen erzeugen das Magnetfeld und eine Heizleistung von 14 MW läßt Temperaturen von bis zu 60 Mio. K erreichen. Die supraleitenden Spulen für dieses Projekt werden in Zusammenarbeit mit dem IPF Stuttgart am Forschungszentrum Karlsruhe (TOSKA-Projekt) erprobt und gefertigt [www.fzk.de/fusion].

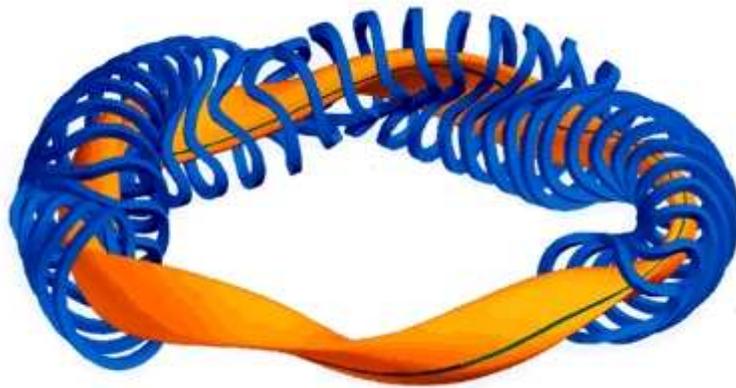


Abbildung 6.13: Schnittbild des Fusionsreaktors Wendelstein 7X [www.ipp.mpg.de]

Plasmaheizung

Um das Plasma auf Temperaturen von vielen Mio. K zu heizen sind Leistungen von 10-100 MW erforderlich. Bis zu Temperaturen von ca. 10 Mio K ist eine OHM'sche Heizung möglich: Der im Plasma induzierte Strom erfährt Verluste durch Stöße der Ladungsträger und heizt dadurch das Plasma auf. Aufgrund der mit der Temperatur zunehmenden Zahl der Ladungsträger sinkt der elektrische Widerstand aber mit steigender Temperatur gemäß $R \propto T^{-3/2}$ und die OHM'sche Heizung wird zunehmend ineffektiv. Eine weitere Heizung erfolgt durch Einkopplung von Neutralstrahlen (Abb. 6.14). In einer Ionenquelle wird H^+ erzeugt und auf 20-100 keV beschleunigt. Da geladene Teilchen nicht von außen ins Magnetfeld eingebracht werden können, durchlaufen die Ionen eine H_2 Kammer, in der sie neutralisiert werden. Es resultiert ein Strahl neutraler Wasserstoffatome, die im Plasma sofort wieder ionisiert werden und Energie mit dem vorhandenen Plasmamaterial austauschen.

Alternativ kann die Heizung durch Einstrahlen von Mikrowellen erfolgen. Deren Frequenz muß mit der Gyrationfrequenz der um die Feldlinien kreisenden Elektronen abgestimmt sein (ca. 140 GHz). Durch eine Aufweitung des Gyrationradius' wird Energie in das System eingebracht und durch Stöße in das ganze Plasma verteilt. Am IHM im Forschungszentrum Karlsruhe werden solche *Gyrotrons* mit Leistungen im MW Bereich entwickelt [www.fzk.de/fusion].

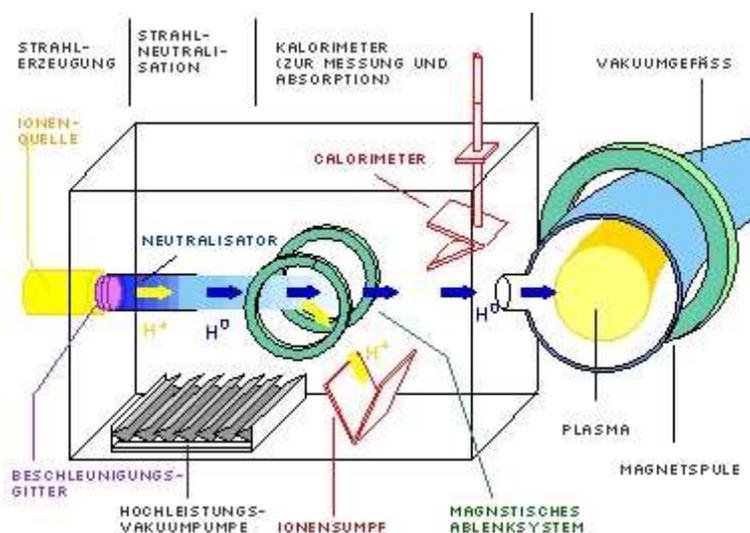


Abbildung 6.14: Heizung eines Fusionsplasmas durch Neutralstrahlen

Der Brennstoffkreislauf

Am Beginn dieses Kapitels haben wir gesehen, daß aus reaktionskinetischen Gründen ein Deuterium-Tritium Gemisch als Brennstoff verwendet werden muß. Deuterium liegt in ausreichender Menge (ca. 10^{13} t) natürlich vor, wohingegen Tritium erzeugt werden muß. Dies geschieht durch Neutroneneinfang von Lithium:



Reaktion (6.33) hat einen Reaktionsquerschnitt von 940 b und stellt den dominanten Prozeß dar. Lithium ist ein Isotopengemisch 6% ${}^6\text{Li}$, 94% ${}^7\text{Li}$, von dem in der Erdkruste ca. $5 \cdot 10^6$ t zugänglich sind. Man könnte damit genug Tritium erzeugen, um den derzeitigen Weltenergiebedarf für ca. 1000 Jahre zu decken.

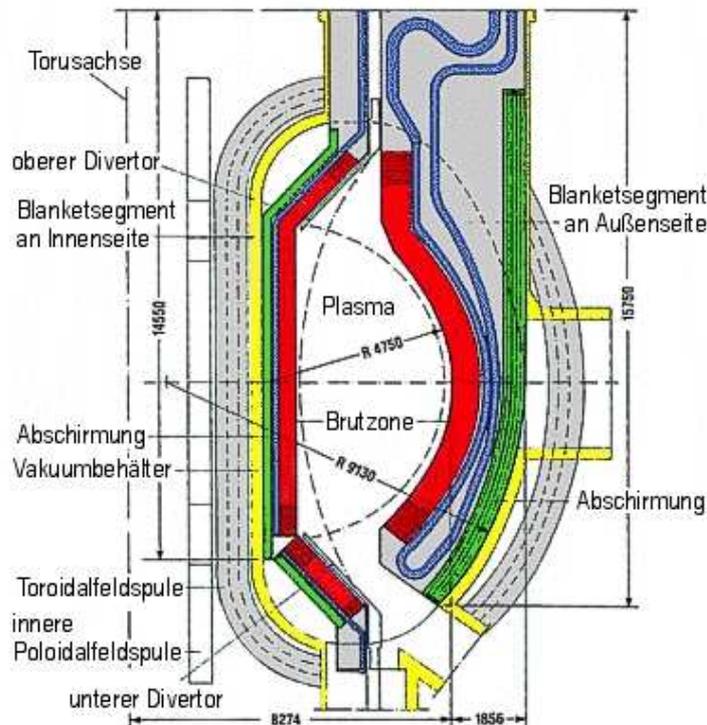
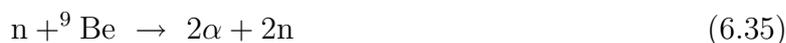


Abbildung 6.15: Brutmantel eines Fusionsreaktors

Die Brutreaktionen (6.33), (6.34) können durch die Fusionsneutronen induziert werden. Hierzu wird der eigentliche Fusionsreaktor mit einem Lithium-Mantel umgeben (Abb. 6.15) in dem sich außerdem zur Neutronenvervielfachung noch ein Be-Schüttbett befindet



Das erbrütete Tritium muß aus dem Mantel extrahiert und einer Wiederaufarbeitungsstufe zugeführt werden. Der T-Bedarf beläuft sich für ein 3 GW_{th}-Kraftwerk auf 500 g pro Tag. Die Handhabung solch großer Mengen birgt aufgrund der hohen Aktivität von ca. $5 \cdot 10^6$ Ci große (sicherheits-)technische Herausforderungen. Zum Vergleich: In einer Wiederaufarbeitungsanlage für abgebrannte Brennstäbe eines LWR fällt nur ca. 1 g T pro Jahr an! In den USA laufen parallele Forschungsarbeiten mit dem Ziel, T mittels Spallationsneutronen (siehe Kap. 5.13) an einem Hochstrom Positronen Beschleuniger zu produzieren. Dies soll vor allem der T-Waffen-Produktion dienen.

Der Mantel (auch *blanket* genannt) erfüllt noch eine zweite Funktion. Er ist gleichzeitig der Primärkühlkreis. Die Energie der Neutronen wird in ihm deponiert und muß abtransportiert werden. Zwei konkurrierende Verfahren befinden sich in der Entwicklung. Im FZK geht man den Weg einer Helium gekühlten Li₄SiO₄-Keramik, die französische CEA entwickelt ein Flüssigmetallblanket. Mittelfristiges Ziel ist die Entwicklung von Brutblankets beider Linien für den Demonstrationsleistungsreaktor DEMO.

Technisch anspruchsvoll ist auch die Isolierung des Blankets. Das 100 Mio. K heiße Plasma ist im Abstand von weniger als 2 m von supraleitenden Spulen umgeben, die mittels flüssigen Heliums auf 4.2 K gekühlt sind.

Das Fusionskraftwerk

Ein potentielles Kraftwerk könnte demnach wie folgt aufgebaut sein (Abb. 6.16): Die kinetische Energie der Neutronen wird im den Torus umhüllenden Material (Lithium Mantel) in Wärme umgesetzt und einem Wärmetauscher zugeführt. Es lassen sich im Sekundärkreislauf Temperaturen bis 1000 °C erzeugen, die sowohl direkte (chemische) Nutzung als auch hohe Umwandlungswirkungsgrade erlauben. Die Energie der ⁴He Kerne (siehe Gl. 6.2) überträgt sich an Plasmaionen und -elektronen, die die Energie an die Plasmawand abgeben. Ein Teil der Fusionswärme geht somit verloren. Das im Mantel erbrütete T wird abgetrennt und dem

Plasma in Form kleiner gefrorener Pellets zusammen mit Deuterium zugeführt. Die ‘Asche’, das entstehende Helium, muß gleichfalls aus dem Plasma entfernt werden. Da Helium nicht aktivierbar ist, entsteht abgesehen von Verunreinigungen im Gas kein Entsorgungsproblem.

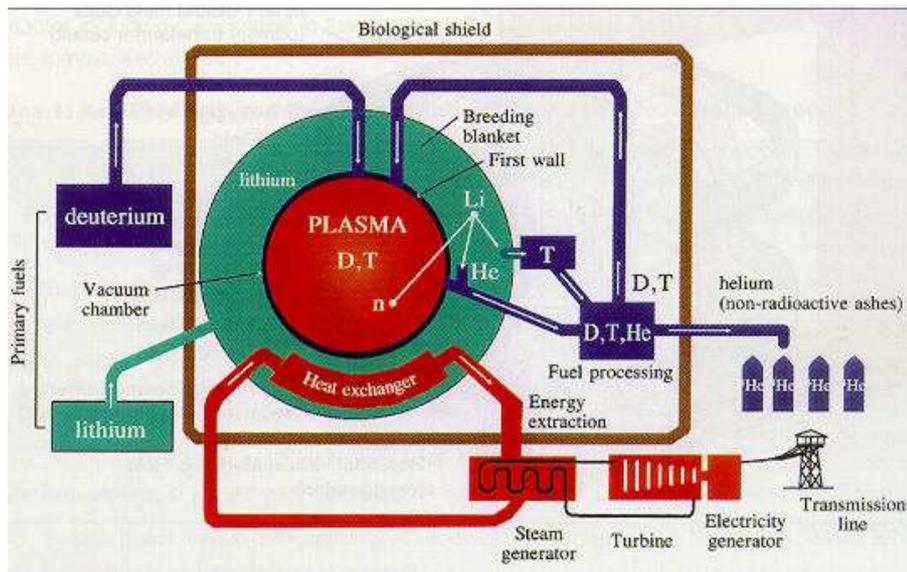


Abbildung 6.16: Schema eines Fusionskraftwerks

Technische Probleme bereiten die hohen Neutronenflüsse, die einige Größenordnungen über denen eines LWR liegen.

Die gespeicherte magnetische Energie im Einschlußfeld

$$E_B = \frac{1}{2\mu} B^2 V \quad (6.36)$$

ist von der Größenordnung einiger 10 GJ ($B = 10 \text{ T}$, $V \sim 500 \text{ m}^3$). Das entspricht der Sprengkraft von 5 t Dynamit. Ein *Quench*, also ein unkontrollierter Zusammenbruch der Supraleitung in den Spulen, würde enorme Mengen Energie freisetzen. Beim GAU eines KKW sind dies ‘nur’ ca. 0.4 GJ (!).

6.1.2 Der Trägheitseinschluß

Parallel zum magnetischen Einschluß laufen Entwicklungsarbeiten zur *Trägheitsfusion*. In den bisher diskutierten Verfahren wurde das LAWSON Kriterium ($n\tau_b \geq 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3} \text{s}^1$ durch relativ langen (Sekunden) Einschluß eines dünnen Plasmas erfüllt. Für kurze Zeiten ist es möglich, kondensierte Materie auf ein Vielfaches ihrer normalen Dichte zu komprimieren. Bei einer Erhöhung der Dichte um den Faktor 100 ($n > 10^{25} \text{cm}^{-3}$) benötigt man Einschlußzeiten von (10^{-11}s).

Man stellt den Brennstoff in Form kleiner Kugeln bereit, die isotrop, d.h. gleichmäßig aus allen Raumwinkeln mit Lasern oder Ionenstrahlen aufgeheizt werden. Erforderliche Leistungen liegen im Bereich von 0.1 MW innerhalb einiger ns. Entsprechende Hochleistungslaser (Nd:Glas) gibt es im Wellenlängenbereich um $1 \mu\text{m}$ in dem aber leider die Reflexionsverluste gängiger Materialien recht hoch sind. Abhilfe schafft die Frequenzvervielfachung (nur ca 20% Reflexion bei 300 nm) oder die Heizung mittels hochenergetischer (50 MeV/u) Ionen.

Um eine hinreichende Nutzung des Brennstoffs zu erzielen, sollte die Einschlußzeit des Plasmas τ_B mindestens der Fusionsdauer eines Großteils des Brennstoffs entsprechen (τ_{fus}):

$$\tau_B \geq \tau_{fus} \quad (6.37)$$

τ_B wird durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_P einer sich im Medium fortpflanzenden Schockwelle bestimmt (\sim Schallgeschwindigkeit)

$$v_{Schall} \simeq v_P = \sqrt{2k_B T / m_{ion}} \quad (6.38)$$

v_P ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Maxwell Verteilung.

$$\Rightarrow \tau_B \simeq \frac{r_{Pellet}}{\sqrt{2k_B T / m_{ion}}} \quad (6.39)$$

Die Fusionsdauer läßt sich abschätzen aus

$$\langle R_{12} \rangle = \frac{n_1}{\tau_{fus}} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (6.40)$$

$$\hookrightarrow \tau_{fus} = \frac{1}{n_2 \langle \sigma v \rangle} = \frac{2}{n \langle \sigma v \rangle} \quad \left| n_2 = n_1 = n/2 \right. \quad (6.41)$$

Aus $\tau_b \geq \tau_{fus}$ folgt

$$\frac{r_{Pellet}}{\sqrt{2k_B T / m_{ion}}} \geq \frac{2}{n \langle \sigma v \rangle} \quad (6.42)$$

und mit $\rho = nm$ (m ist die reduzierte Masse der Fusionspartner)

$$\rho r_P \geq \frac{2}{n \langle \sigma v \rangle} \sqrt{2k_B T m_i} = f(T) \quad (6.43)$$

Für eine DT Fusion ist $m = 2.5m_p$, $T = 15$ keV: $\rho r \geq 3.4$ g cm⁻². Ein gefrorenes DT Gemisch hat eine Dichte von ca. $\rho = 0.2$ g cm⁻³ woraus ein Kugelradius von 15 cm folgt. Bei einem solchen Pellet würden 10¹⁴ J frei (=2.5·10⁴ t TNT), was unrealistisch groß ist.

Der Ausweg ist die Pelletkompression. Eine Erhöhung der Dichte um 1000 ermöglicht eine Verkleinerung des Kugelradius um den gleichen Faktor und reduziert die freigesetzte Energie auf ein handhabbares Maß (10⁸ J). Zur Heizung benötigt man in diesem Fall 10⁶ J, erzielt also eine Energieverstärkung von 100.

Die Heizenergie kann verringert werden, wenn man ein Anregungsschema wählt, in dem die Fusion nur im Pelletzentrum initiiert wird und sich dann erst in die Randbereiche ausbreitet.

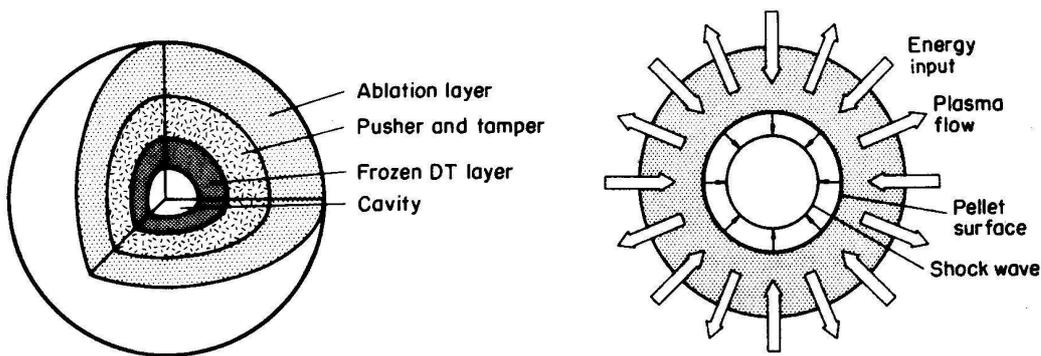


Abbildung 6.17: Links: Multilayer-Pellet wie es bei der Trägheitsfusion zum Einsatz kommt. Rechts: Das Pellet wird gleichmäßig aus 4π bestrahlt. Heiße Materie dampft in alle Richtungen ab und bewirkt eine zusätzliche Kompression [31]

Das Pellet besteht aus mehreren Lagen (Abb. 6.17). Außen ein gut Licht-absorbierendes Material darunter ein sogenannter 'pusher', ein Material hoher Kernladungszahl, dann das D-T Gemisch und in der Mitte ein Hohlraum in den die Kompression erfolgt. Das Pellet wird in 4π -Geometrie bestrahlt und aus dem äußersten Layer Materie ablatiert. Das ausströmende Material erzeugt durch seinen Rückstoß eine Druckwelle, die sich ins Innere ausbreitet. Die Fusion im Pelletzentrum setzt α -Kerne frei, die die umgebenden Schichten aufheizen und auch dort Fusion initiieren. Mit *einer* solchen Stoßwelle läßt sich eine Verdichtung um einen Faktor 30 erreichen.

Höhere Dichten können erzielt werden, indem man eine Folge von Heizpulsen zunehmender Energie verwendet: Die erzeugten Stoßwellen breiten sich nach Gl. 6.38 desto schneller aus, je höher die mittlere Temperatur ist ($v_P \propto \sqrt{T}$), die wiederum mit steigender Pulsenergie wächst. Durch geschickte Wahl der Pulsenergien kann man erreichen, daß später erzeugte Druckwellen früher erzeugte einholen und somit alle Wellen gleichzeitig im Zentrum ankommen und sich verstärken. auf diese Weise erreicht man Verdichtungsfaktoren zwischen 1000 und 10 000 und Energieverstärkungen über 5000. Typische Parameter sind Energiepulse im Bereich von ns, ein Druck des abströmenden Plasmas auf das Pelletzentrum von bis zu 10^9 bar und eine Brenndauer des Plasmas von 10 ps.

Der Trägheitseinfluß benötigt kein aufwendiges Magnetfeld. Man muß aber Hochleistungslaser zur Verfügung stellen. Außerdem wird die Energie gepulst frei (ca. 100 MJ, mit 7 Hz). Dies entspricht Explosionsdrücken von 30 kg Dynamit, die abgefangen werden müssen. Insbesondere die empfindliche Laseranlage muß gegen Erschütterungen abgeschirmt werden. Das große Interesse der USA an der Trägheitsfusion liegt nicht nur in der möglichen Stromerzeugung sondern auch in der Anwendbarkeit hinsichtlich thermonuklearer Waffen begründet. Die Wasserstoffbombe beruht auf einem ähnlichen Prinzip, hier wird die Verdichtung mittels einer konventionellen Kernwaffe erreicht. Der kleine Pelletdurchmesser legt aber auch die Möglichkeit nuklearer Kleinwaffen nahe. Insgesamt hat diese Zielsetzung im Bereich der Trägheitsfusion viele Jahre lang für einen sehr geringen Informationsfluß gesorgt. Auch heute noch sind nicht alle Forschungen und Erkenntnisse auf diesem Gebiet frei zugänglich.

6.2 Myon-induzierte Fusion

Es gibt noch eine weitere interessante Methode Kernfusion zu induzieren. Betrachtet man ein normales (D-D)⁺-Molekül, so beträgt der mittlere Kernabstand ungefähr 74 pm. Substituiert man das bindende Elektron durch ein Myon, so wird das Molekül sehr viel kleiner. Am Beispiel eines H-Atoms kann man das leicht zeigen:

Das elektronische H-Atom hat den Bohr'schen Atomradius

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m_e} = 0.53 \text{ \AA} (Z = 1, n = 1) \quad . \quad (6.44)$$

Das Elektron habe Ladung e und Masse m_e . Die Ionisationsenergie ist

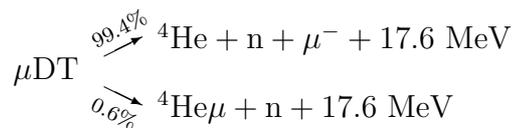
$$E_0 = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = -13.6 \text{ eV} \quad . \quad (6.45)$$

Umkreist statt des Elektrons das sehr viel schwerere Myon ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, $m_\mu \sim 210m_e$) ein Proton, so ist der Radius dieses 'Myoniums' sehr viel kleiner:

$$a_\mu = 250 \text{ fm} \quad (6.46)$$

Die Ionisierungsenergie steigt entsprechend auf $E_0 = 2.8 \text{ keV}$.

Entsprechend verkleinert sich ein DT μ -Molekül auf nur 500 fm Abstand zwischen T und D Kern. Durch hochfrequente *Zitterbewegung* nähern sich die Kerne bis auf den zur Fusion nötigen Abstand von 3 fm und es kommt zur Fusionsreaktion:



Diese Reaktion läuft mit einer Rate $k_{fus} = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ab. Die mittlere Zeit bis zu einer Reaktion $t = k_{fus}^{-1}$ ist sehr viel kürzer als die Lebensdauer des Myons. Es steht daher für weitere μDT Molekülbildungen und weitere Fusionsreaktionen zur Verfügung. Eine Abschätzung zeigt, daß ein Myon 100-200 Fusionen katalysieren kann:

- Einfangzeit des μ in $\text{H}_2 (\text{liq}) \rightarrow \mu\text{D}, \mu\text{T} \quad \tau_{\text{Einf}} \simeq 10^{-8} \text{ s}$
- Molekülbildung $\rightarrow \mu\text{DT} \quad \tau_{\text{Molek}} \simeq 10^{-8} \text{ s}$
- Fusionszeit $\quad \tau_{\text{Fus}} \simeq 3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$

Die Zahl der Zyklen ist also eher durch die Lebensdauer des Myons, weniger durch den 0.6%igen Verlustkanal der ${}^4\text{He}\mu$ -Bildung bedingt.

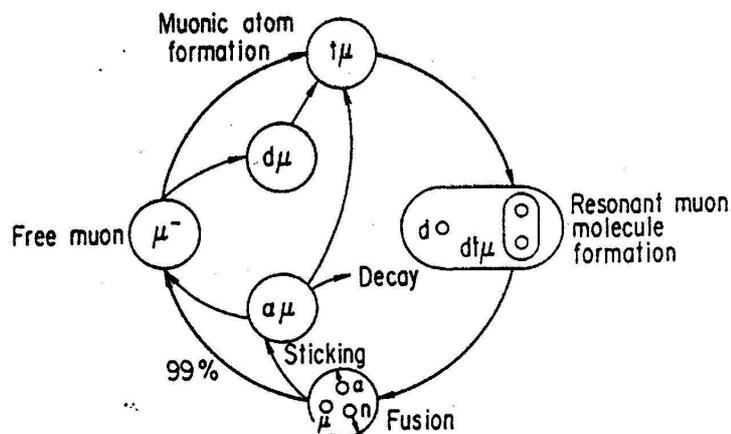


Abbildung 6.18: Ablaufschema der Myon-katalysierten Fusion

Die Myonen werden durch p-p Reaktionen bei 1 GeV in einem Beschleuniger via Pionzerfall erzeugt. Man benötigt pro μ inklusive Verlusten 5 Protonen à 1 GeV. Bei einer Beschleunigereffizienz von 0.5 und einer Kraftwerkseffizienz von 0.4 sind dies pro μ 25 GeV. Ein Myon setzt aber nur ca. $100 \cdot 17.6 \text{ MeV} = 1.76 \text{ GeV}$ frei. Einen möglichen Ausweg bietet ein Myonenkatalytischer Brüter, der die Fusionsneutronen nutzt: Ein 14 MeV-Neutron erzeugt bei der ^{239}Pu Spaltung 4 Neutronen und 200 MeV Energie. Man könnte die Neutronenausbeute also verfünffachen und so in einem unterkritischen Pu-Reaktor ca. 30 GeV zusätzliche Energie gewinnen, die wieder zur Myonen Produktion bereitstehen. Dieses Konzept birgt natürlich erneut den Nachteil der Entsorgung radioaktiven Abfalls, der mit der 'sauberen' Fusion gerade umgangen werden sollte. Die Myon-katalytische Fusion ist aber ein interessantes Beispiel dafür, wie man mit im Prinzip chemischen Methoden (Molekülbildung) kernphysikalische Effekte (Fusion) herbeiführen kann.

Zukunftsperspektiven

Die Fusionsforschung ist kurz davor, eine echte Energieverstärkung zu erreichen, das heißt, mehr Energie aus dem Fusionsprozeß zu gewinnen als für Heizleistung erbracht werden muß. Dieses Ziel könnte mit dem ITER Reaktor 2015 erreicht werden. Eine großtechnische routinemäßige Anwendung dieses Verfahrens ist aber vor Mitte dieses Jahrhunderts nicht zu erwarten. Zu viele Detailprobleme müssen noch gelöst werden (siehe Seite 191).

Das Verfahren bietet die Aussicht auf eine inhärent sichere Energieversorgung, frei von der Emission störender Treibhausgase oder langlebiger radioaktiver Substanzen. Die entstehenden Abfälle sind nach ca. 500 Jahren abgeklungen. Bis dahin müssen sie allerdings ebenfalls sicher gelagert werden. Im Betrieb speichert der Reaktor ein radioaktives Inventar von einigen 10^{20} Bq, vergleichbar dem eines LWR. Hervorgerufen wird dies größtenteils durch Neutronen-Aktivierung von Wand und Hüllenmaterial. Hinzu kommt das relativ große Tritium Inventar (siehe Seite 191). Trotzdem ist sein biologisches Gefährdungspotential deutlich geringer einzuschätzen als das eines Spaltreaktors. Im Katastrophenfall geht die Hauptgefährdung von der Tritium Freisetzung und Bildung von HtO aus. Dies könnte in den biologischen Stoffwechsel gelangen und bei ungünstiger Exposition (5 Tage bis zur Evakuierung) zu Belastungen um 100 mSv führen. Günstig ist die Verdünnung im natürlichen Wasserkreislauf und die verglichen mit z.B. Pu kurze Halbwertszeit des Tritiums von 12.3 Jahren, das ein verseuchtes Gebiet innerhalb überschaubarer Zeiträume wieder bewohnbar machen würde.

7 Windenergie

Wind, d.h. großräumige Bewegung von Luftmassen in der Atmosphäre, wird letztendlich von der Sonne verursacht. Gebiete unterschiedlich starker Sonneneinstrahlung bzw. unterschiedlichen Absorptionsvermögens erwärmen sich verschieden stark. Dies führt zu Temperaturgradienten, unterschiedlichen Luftdrücken und zum Ausgleich durch die Bewegung von Luftmassen. Etwa 1.5% - 2.5% der auf die Erde eingestrahlten Sonnenenergie werden, zum größten Teil im Windgürtel der Erde (also zwischen 30° und 70° nördlicher Breite, sowie der analogen Zone auf der Südhalbkugel), in Wind umgesetzt. Dies sind immerhin ca. $2 \cdot 10^7$ TWh pro Jahr (Gesamtenergie von der Sonne $1.5 \cdot 10^{18}$ kWh/a, siehe Kap. 8). Der globale Energieverbrauch beträgt zur Zeit rund 10^5 TWh/a (Kap. 2.3), also nur $1/200$ dieses Wertes.

7.1 Geschichte

Die Nutzung der Windkraft läßt sich ca. 3000 Jahre zurückverfolgen. Bereits zu diesem Zeitpunkt gab es in Alexandria eine Steinwindmühle, die dem Betrieb einer Orgel diente. Allerdings ist diese Quelle nicht stichhaltig belegt. Gleiches gilt für eine eventuelle Nutzung der Windenergie im frühen China (erst seit ca. 1000 Jahren ist der Betrieb windgetriebener Bewässerungsanlagen von Reisfeldern dokumentiert). Die erste sichere Quelle spricht von Windmühlen in Persien um 644 nach Christus. Es handelte sich um vertikale Kornmühlen (also mit senkrechter Drehachse, Abb. 7.1).



Abbildung 7.1: Historische Windmühle in Persien vor der Jahrtausendwende [33]

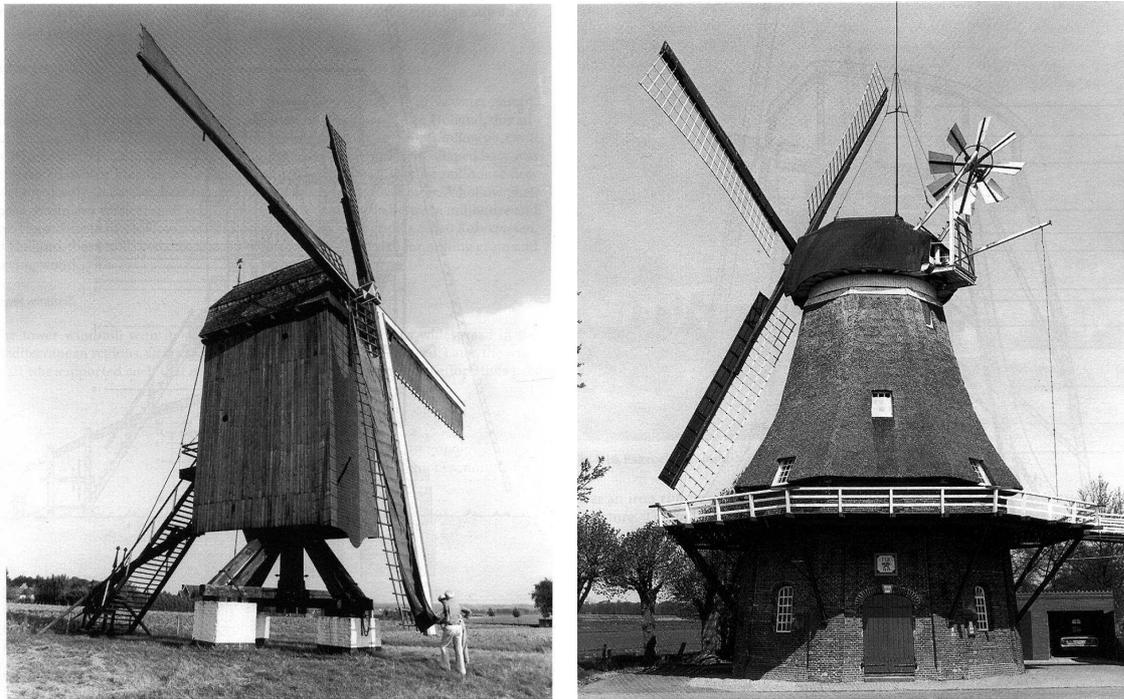


Abbildung 7.2: Pfahlwindmühle, wie sie Ende des 12. Jh. in Europa aufkam sowie eine holländische Windmühle mit drehbarem Dachstuhl wie sie 300 Jahre später gebaut wurden [33]

Horizontale Mühlen kamen gegen Ende des 12. Jh. auch in Europa, in der Normandie, auf. Es handelte sich um so genannte *Bock-* oder *Pfahlwindmühlen*, die als Ganzes, also inclusive Antrieb und Mahlwerk, drehbar gelagert waren und in den Wind gerichtet wurden (Abb. 7.2, links). Sie besaßen typischerweise einen vierblättrigen Rotor, dessen Flügel mit Tuch (Spanien) oder dünnen Holzbrettern gedeckt waren (Abb. 7.2, rechts). Zum Schutz vor zu starken Böen waren diese Bretter (*Shutter*) um bis zu 90° drehbar gelagert, konnten also ‘aus dem Wind’ gedreht werden (Abb. 7.3). Seit dem 15. Jh. kamen in Holland Windmühlen auf, die nur ein drehbares Dach hatten. Hier blieben die schweren mechanischen Teile ortsfest und lediglich der Rotor wurde nach dem Wind ausgerichtet. Als Regelung dienten hier *Ventikanten*, den Landeklappen eines Flugzeugs ähnliche Einrichtungen (Abb. 7.4). Jeder Flügel war in Längsrichtung zweigeteilt und die beiden Halbflügel konnten gegeneinander gedreht werden. Dies ermöglichte es, den Luftstrom gezielt abreißen zu lassen und bewirkte somit eine Verringerung der Drehzahl bei starkem Wind. Mitte des 19. Jh. waren in Europa ca. 200 000 Windmühlen in



Abbildung 7.3: Drehzahlregelung durch Shutter [33]

Betrieb (D: 20 000) mit einer geschätzten mechanischen Gesamtleistung von 0.8-1.5 GW (!). Wegen der übermächtigen Konkurrenz durch von fossilen Brennstoffen angetriebener Aggregate, die natürlich unabhängig von Witterungseinflüssen kontinuierlich Energie lieferten, ging die Zahl der Windmühlen zu Beginn des 20. Jh. auf ca. 8000 zurück. Um die 2000 Anlagen sind auch heute noch in Europa betriebsfähig, wenn auch größtenteils zu Museums- oder Demonstrationszwecken.

Seit dem frühen 19. Jh. begann in den USA parallel die Entwicklung von Windrädern, primär zum Antrieb von Wasserpumpen. Speziell mit der Erschließung des Westens durch die Eisenbahn gab es immensen Bedarf an solchen Förderpumpen, da der Wasserverbrauch von Dampflokomotiven den an Kohle um das Doppelte übersteigt und somit an jeder Bunkerstation ausreichende Wasservorräte vorgehalten werden mußten. Auch bei diesen Vielblattrotoren stellten Schäden durch starke Windböen ein großes Problem dar. Eine von D. HALLADY konzipierte Anlage löste dieses Problem durch eine Unterteilung der Rotoren in viele kleine Flügel und eine automatische drehzahlabhängige Steuerung des Anstellwinkels nach dem

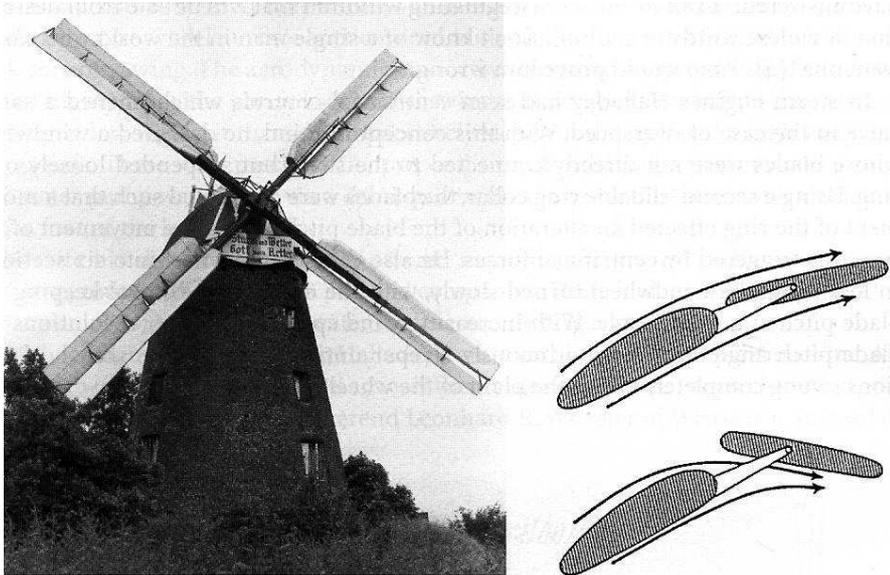


Abbildung 7.4: Drehzahlregelung durch Ventikanten [33]

Prinzip des Fliehkraftreglers. Dieser Maschine war aufgrund der hohen Komplexität außerhalb des Eisenbahneinsatzes - dort allerdings in großer Stückzahl - kein wirtschaftlicher Erfolg beschieden. Wenige Jahre später konstruierte L.R. WHEELER eine Anlage (*Eclipse*), die neben der Haupt-Windfahne, die das Rad in den Wind ausrichtet, eine zweite besaß, die im 90° Winkel zum eigentlichen Rotor montiert war (Abb. 7.5). Bei Überschreiten einer bestimmten Windgeschwindigkeit wurde das komplette Rad um 90° gedreht und so aus dem Wind genommen. Die zusätzliche Windfahne war mit einem Gewicht verbunden, so daß sich der Rotor bei nachlassendem Wind automatisch wieder ausrichtete. Bis 1930 wurden 6 Mio. Stück dieser Maschine verkauft! Sie wurde erst mit der flächendeckenden Elektrifizierung des Kontinents abgelöst. Heute gibt es noch ca. 150 000 in Betrieb befindliche Einheiten, mit in den letzten Jahren wieder steigender Tendenz.

Die bisher behandelten Anlagen wandelten Windenergie direkt in mechanische Arbeit um. Das erste Windrad, mit dessen Hilfe Elektrizität erzeugt wurde, baute 1891 der dänische Professor P. LA COUR. Der Rotor trieb einen Dynamo an, und der Strom wurde benutzt, auf elektrolytischem Wege Wasser in Sauerstoff und Wasserstoff zu zersetzen. Im Prinzip ist dies gleichzeitig der Vorläufer der *Wasserstofftechnologie*. Allerdings diente das Wasserstoffgas in diesem Fall der Raumbelichtung; es wurde in Gaslampen verbrannt. Obwohl La



Abbildung 7.5: Meistverkaufte windgetriebene Wasserpumpe in den USA Typ: *Eclipse* nach R.L. Wheeler [33]

Cour, wie aus seinen Aufzeichnungen hervorgeht, bereits um die Vorzüge eines aerodynamischen Windkonverter wußte, benutzte er die klassische Vierflügeltechnik der druckgetriebenen Windmühle. Er begründete dies damit, daß diese vertraute Technik speziell in ländlichen Regionen besser gewartet werden konnte.

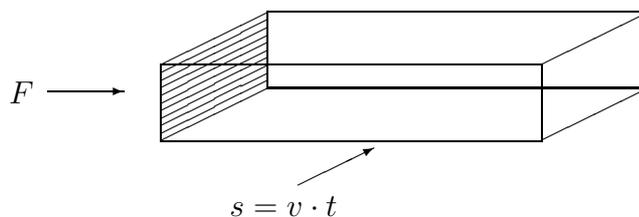
Sowohl in Deutschland als auch in Rußland und den USA wurden hinsichtlich der Stromerzeugung durch Windenergie ab den 30er Jahren ehrgeizige Projekte verfolgt. In Deutschland erarbeitete A. BETZ die physikalisch theoretischen Grundlagen der Windenergienutzung (Maximaler Wirkungsgrad, siehe nächsten Abschnitt). H. HONNEF plante eine riesige (250 m hohe) Windanlage mit 20 MW Leistung, die aber nie gebaut wurde. Verwirklichte Projekte lieferten Leistungen bis zu 100 kW (Rußland, 1931: WIME D-30) bzw. 50-75 kW (USA, 30er-40er Jahre: Smidth Aeromotor). Daß Großanlagen technisch machbar waren, bewies der Smith-Putnam Rotor, der 1941 in Vermont, USA in Betrieb ging. Der 53.3 m Rotor lieferte beachtliche 1.25 MW Energie. Die Anlage arbeitete 4 Jahre, erlitt dann aber einen Rotor-

bruch. Die Materialschwächen waren schon vorher bekannt gewesen, fehlende Mittel erlaubten aber weder eine präventive noch nachträgliche Verstärkung. Die Anlage wurde deshalb 1945 komplett abgebaut. Eine verbesserte Neuauflage wurde in den späten 50er Jahren angedacht, verfehlte aber knapp die Wirtschaftlichkeit gegenüber Stromerzeugung mittels fossiler Brennstoffe.

In den folgenden Jahren drängte der fortlaufende Preisverfall von Kohle und Öl die Windenergie weiter ins Abseits, auch wenn einzelne Projekte während dieser Zeit weitergeführt wurden. Eine Renaissance erlebt die Windenergie seit den Energiekrisen und seit durch ein zunehmendes Umweltbewußtsein der Bevölkerung der Ruf nach erneuerbaren Energiequellen lauter wird.

7.2 Leistung von Windrädern

Im folgenden wird der theoretische maximale Wirkungsgrad eines Windrades bestimmt. Die Ableitung folgt den Überlegungen von A. BETZ Mitte der 20er Jahre. Wir betrachten ein ‘Windpaket’ der Masse M_W , das eine Fläche A , senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung (Windrichtung) mit der Geschwindigkeit v durchströmt.



Dieses Paket legt in der Zeit t die Strecke $s = vt$ zurück und beinhaltet die Energie

$$E_{kin} = \frac{M_W}{2} v^2 = \frac{\rho_W}{2} v^2 \cdot Fvt \quad (7.1)$$

$$\Rightarrow \frac{E}{tF} = \frac{L_W}{F} = \frac{\rho_W}{2} v^3 \quad (7.2)$$

Hierbei wurde von der Masse auf die Dichte ρ_W der Luft übergegangen und mit dem Volumen (Fvt multipliziert). Die Leistung, die die strömende Luft verrichtet, ist nach Gl. 7.2 proportional der *dritten* Potenz der Strömungsgeschwindigkeit.

Wir schauen nun, welcher Anteil hiervon auf den Rotor übertragen werden kann. Die mittlere Umlaufgeschwindigkeit der Rotorspitzen sei sehr viel größer als die Windgeschwindigkeit, der Rotor genau senkrecht zum Wind ausgerichtet und wir vernachlässigen alle Reibungsverluste. Dann muß die übertragene Energie die Differenz aus Bewegungsenergie der Luft vor (v_1) und hinter (v_2) dem Rotor sein:

$$E_{Rot} = \frac{M_W}{2}(v_1^2 - v_2^2) \quad (7.3)$$

Die ideale Leistungsübertragung ist dann

$$L_{Rot}^{id} = \frac{1}{2} \frac{M_W}{t} (v_1^2 - v_2^2) \quad (7.4)$$

$$= \frac{1}{2} \rho_W F \tilde{v} (v_1^2 - v_2^2) \quad (7.5)$$

\tilde{v} ist die mittlere Geschwindigkeit des Pakets während des Durchgangs und somit gilt

$$\frac{M_W}{t} = \rho_W F \tilde{v} \quad (7.6)$$

Der ideale Wirkungsgrad η_{id} ist somit

$$c_P = \eta_{id} = \frac{L_{Rot}^{id}}{L_W} = \frac{\tilde{v}(v_1^2 - v_2^2)}{v_1^3} \quad (7.7)$$

in der Windtechnik spricht man statt von η auch häufig vom Nutzungsgrad c_P . Als Funktion von v_2 ist dies eine umgekehrte Parabel und hat ihr Maximum bei $v_2 = v_1/3$ (wie man leicht nachvollzieht aus $\frac{d\eta_{id}}{dv_2} = 0$). Auch anschaulich ist dieses Verhalten klar: Günstig für eine hohe Leistung ist eine hohe Differenz von Ein- und Austrittsgeschwindigkeit (Gl. 7.3). Es muß aber auch ein genügend hoher Luftstrom durch den Rotor aufrechterhalten bleiben. Letzterer sinkt natürlich mit abnehmender Geschwindigkeit v_2 nach dem Rotor. Da dies gegenläufige Bedingungen sind, muß es ein Maximum des höchsten Leistungsübertrags geben. Der optimale Wirkungsgrad ist

$$\eta_{id}^{max} = 0.593 \quad (7.8)$$

Reale Nutzungsgrade liegen bei $\eta \simeq 0.35 - 0.4$.

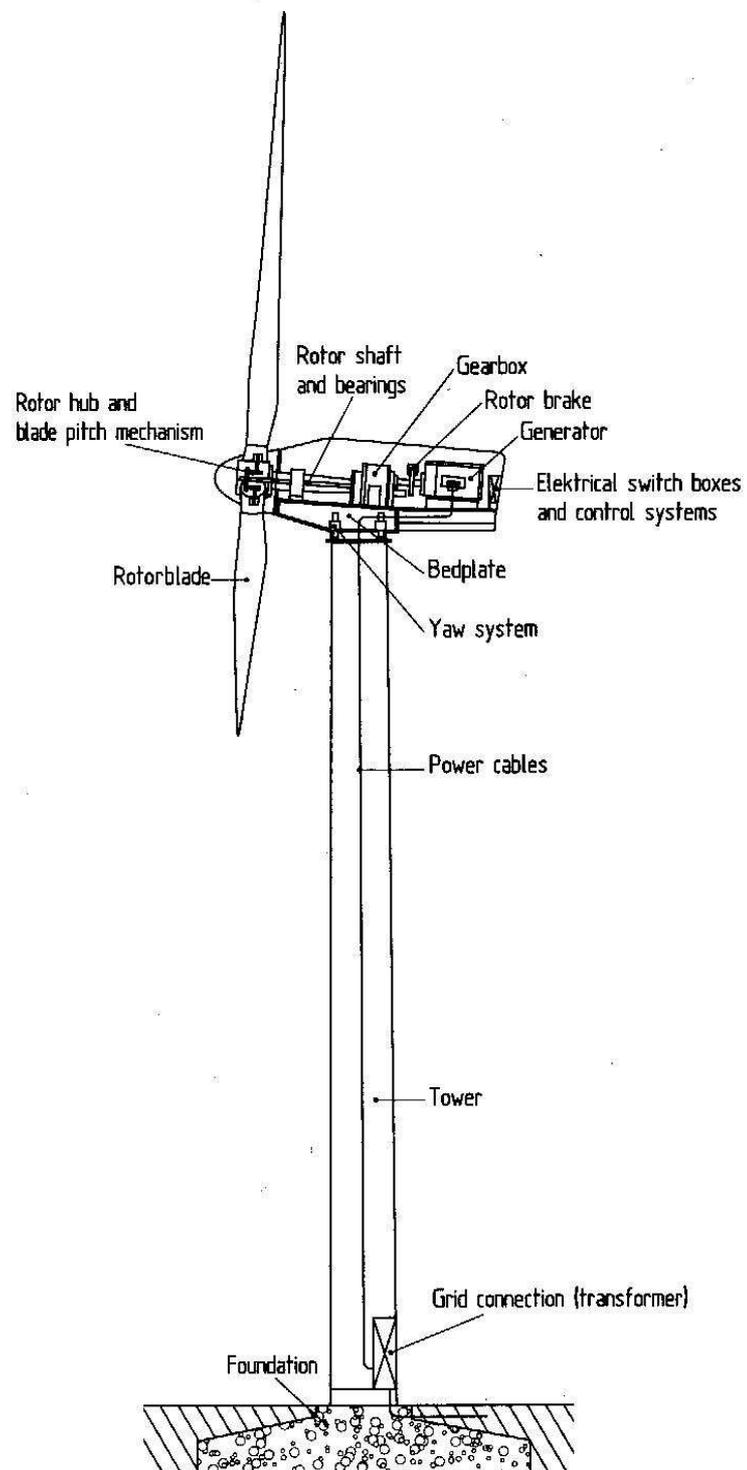


Abbildung 7.6: Horizontale aerodynamische Windturbine[33]

7.3 Der aerodynamische Windkonverter

Wieso haben nun moderne Windräder meist nur 2-3 Rotorblätter? Zum Leistungsübertrag sollte doch eine möglichst große Angriffsfläche günstig sein, also wie bei den amerikanischen Wasserpumpen. Windmühlen arbeiten nach dem Prinzip des Druckübertrags. Die anströmende Luft übt eine Druckkraft ('drag force') auf die Rotorblätter aus. Bei der Herleitung des Wirkungsgrades hatten wir allerdings gar keine Annahmen über die Art des Energieübertrags gemacht. Bei modernen Windrädern sorgt auch nicht der Windwiderstand sondern der *dynamische Antrieb* für die Bewegung.

Dieser funktioniert analog einer Flugzeug-Tragfläche. Die anströmende Luft legt auf der Oberseite des Flügels bedingt durch eine stärkere Wölbung einen längeren Weg zurück als auf der

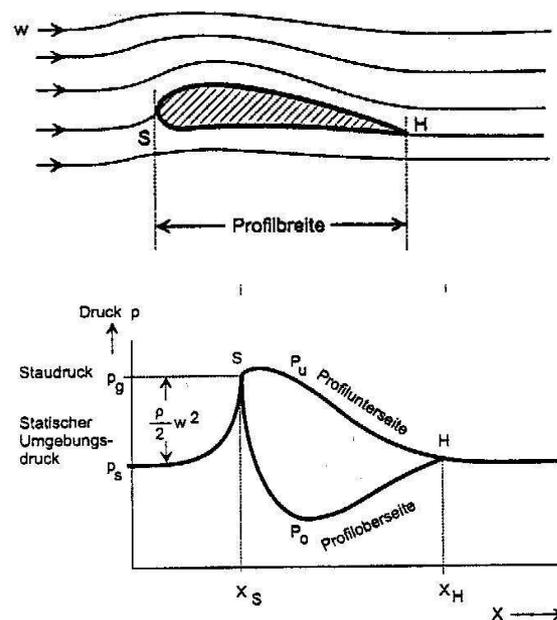


Abbildung 7.7: Oben: Strömung um ein Rotorblatt eines Windkonverters, unten: Druckverhältnisse vor, oberhalb und unterhalb des Rotorblattes [34]

unteren Seite. Gemäß der BERNOULLI GLEICHUNG strömender Flüssigkeiten

$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 = \text{const.} \quad (7.9)$$

sinkt mit zunehmender Geschwindigkeit (zunehmende Strömungsenergie) der Druck und es ergibt sich das Druckgefälle von Abb. 7.7. Der höchste Druck entsteht am Punkt S direkt vor der Flügelspitze, an dem die Luft (Anströmgeschwindigkeit w) zur Ruhe kommt. Energetisch heißt das:

$$\Delta\left(\frac{1}{2}\rho v^2\right) = -\Delta p \Leftrightarrow \frac{\rho}{2}w^2 = p_G - p_S \quad (7.10)$$

Blickt man von oben auf einen sich drehenden senkrecht stehenden Rotor (also horizontale Achse), so ergibt sich für ein Blatt folgende Kräfteverteilung (Abb. 7.8): Die Anströmge-

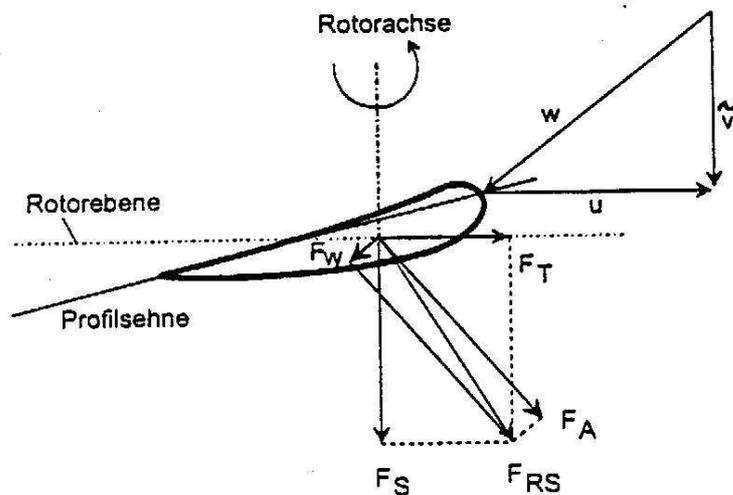


Abbildung 7.8: Kräfte auf ein Rotorblatt eines Windkonverters während des Betriebs [34]

schwindigkeit w setzt sich vektoriell zusammen aus der Windgeschwindigkeit $\tilde{v} = \frac{1}{2}(v_1 + v_2)$ und der Umfangsgeschwindigkeit u aufgrund der Drehbewegung des Rades. Es resultieren die Kräfte:

F_w	Windwiderstandskraft
F_A	Auftrieb; $F_A \simeq 150 \cdot F_w$
F_{RS}	Resultierende
F_T	Tangentialkraft dreht den Rotor
F_S	wird vom Axiallager aufgenommen

Mit diesem dynamischen Prinzip erreicht man einen sehr viel besseren Leistungsübertrag als bei der klassischen Windmühle. Die Anzahl der Flügel des Rotors ist für den Wirkungsgrad dagegen relativ unwichtig. Eine geringere Anzahl Flügel macht der Rotor durch eine höhere Drehgeschwindigkeit wett, er hat eine größere *Schnellaufzahl*. Diese ist definiert als

$$\lambda = \frac{\text{Geschwindigkeit Rotor spitze}}{\text{Windgeschwindigkeit}} \quad (7.11)$$

Abbildung 7.9 vergleicht den Wirkungsgrad als Funktion von λ . Die langsam drehenden klassischen Windmühlen besitzen geringe Wirkungsgrade. Drei-, Zwei- und Einblattrotoren erreichen deutlich höhere Werte bis zu $c_P = 0.5$, allerdings bei um so höheren Schnellaufzahlen, je weniger Flügel der Rotor hat. Mit wievielen Flügeln ein Rotor ausgestattet wird, hängt also von anderen Faktoren ab. Ein- und Zweiblattrotoren haben nichtverschwindende Quadrupolmassenmomente und ein ungünstiges dynamisches Verhalten: Biegemomente unter Last werden nicht kompensiert und Giermomente, die von den Lagern aufgenommen werden müssen, sind bei Ein- und Zweiblattrotoren sehr viel stärker ausgeprägt. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß der Lärm, den ein Windrad verursacht, mit zunehmender Schnellaufzahl stark anwächst. Auch aus diesem Grund sind Drei- oder Vierblattrotoren vorzuziehen. Die Drehmomentcharakteristik begünstigt Multiflügelrotoren. Die amerikanischen Wasserpumpen haben einen spitzen Drehmomentverlauf mit Maximum bei $\lambda \sim 1$. Je weniger Flügel ein Rotor hat, desto niedriger wird das maximale Drehmoment und desto flacher und breiter wird der Kurvenverlauf. Schnellaufende Wenigblattrotoren sind hier also im Nachteil. Dies gilt insbesondere für die Anlaufphase. Dreiblattrotoren bilden den optimalen Kompromiß aus Fertigungskosten (wenig Rotoren) bei Minimierung obiger Nachteile und prägen daher das Bild fast aller Windkraftanlagen.

Wie erfolgt nun die Leistungsregelung bei dynamischen Rotoren? Hier wird nicht der ganze Rotor aus dem Wind gedreht, sondern nur der Anstellwinkel der Flügel verändert - sie werden um ihre Längsachse gedreht (*pitch*). Abbildung 7.10 verdeutlicht die zwei prinzipiellen Möglichkeiten. In der Normalposition (links) erfährt der Rotor die in Abb. 7.8 bereits diskutierten Kräfte und es bildet sich ein laminarer Luftstrom um die Flügel aus. Je größer der

Anstellwinkel α , d.i. der Winkel, den die anströmende Luft mit dem Rotorblatt bildet, desto höher der Energiübertrag. Stellt man den Flügel 'in den Wind' ($\alpha = 0$, mitte gestrichelt), so wird keine Energie übertragen, das Windrad steht (eng. 'feather position'). Die zweite Möglichkeit besteht darin, den Anstellwinkel soweit zu vergrößern ($\alpha > \alpha_{crit}$, rechts), daß der laminare Luftstrom abreißt und sich hinter dem Flügel Wirbel bilden (*Flußseparation*). Man nennt dies in Anlehnung an die Luftfahrt *überziehen* (engl. 'stall'). Der Vorteil letzterer Technik ist die geringere maximal nötige Winkeländerung zwischen Vollastbetrieb und Stillstand. Die kontinuierliche Verstellung von $0 - 90^\circ$ bietet allerdings Vorteile gegenüber der 'Stall'-Regelung. Erstens kann die Leistungsausbeute der Windturbine sehr gut dosierbar wechselnden Windverhältnissen angeglichen werden und zweitens ist das Abschaltverhalten bei zu heftigem Wind günstiger. Auch eine Rotor im 'stall'-Betrieb erfährt noch eine gewisse

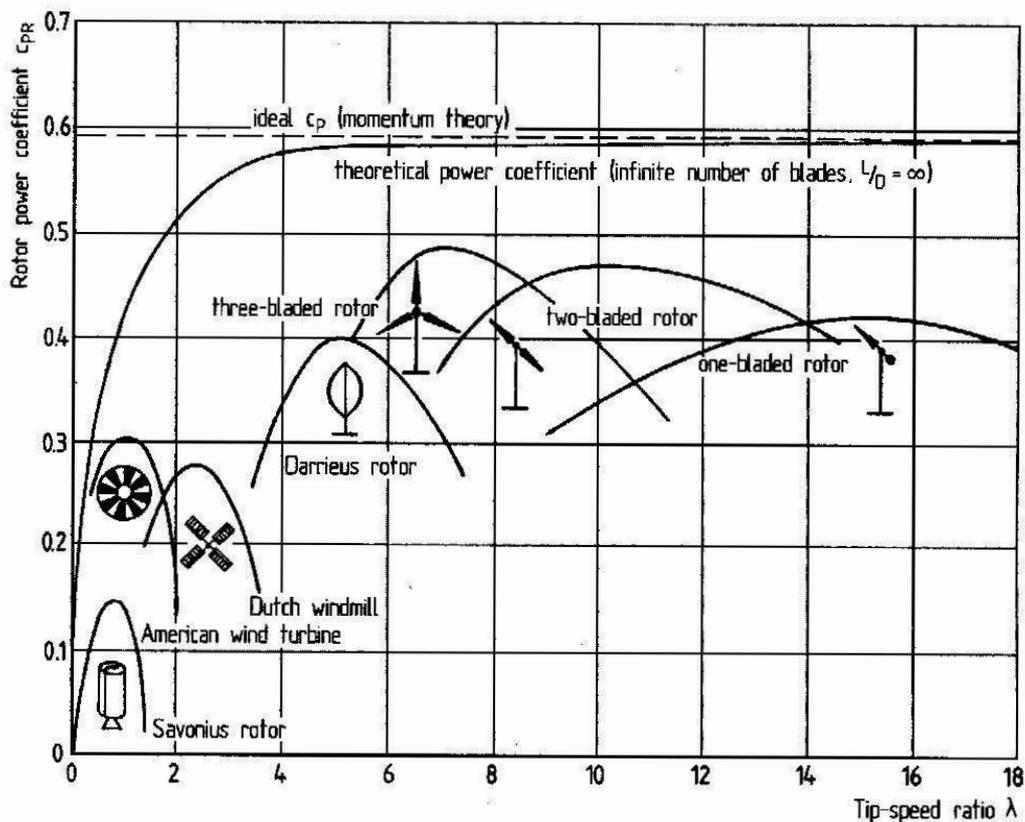


Abbildung 7.9: Wirkungsgrad eines Windrades abhängig von dessen Schnellaufzahl [33]

Schubkraft, die von der Statik aufgenommen werden muß. In den Wind gedreht, ist diese sehr viel kleiner.

Eine präzise Kontrolle der Rotorgeschwindigkeit über den Leistungsübertrag ist auch für eine konstante Frequenz des erzeugten Stroms wichtig. Im Betrieb an einem Stromnetz gewährleisteten Asynchrongeneratoren dies auch bei wechselnden Lastbedingungen automatisch (Kap. 3.2). Beim Anfahren des Windrades auf Synchronisationsdrehzahl und im Inselbetrieb muß die Anlage diese Konstanz selbst ermöglichen.

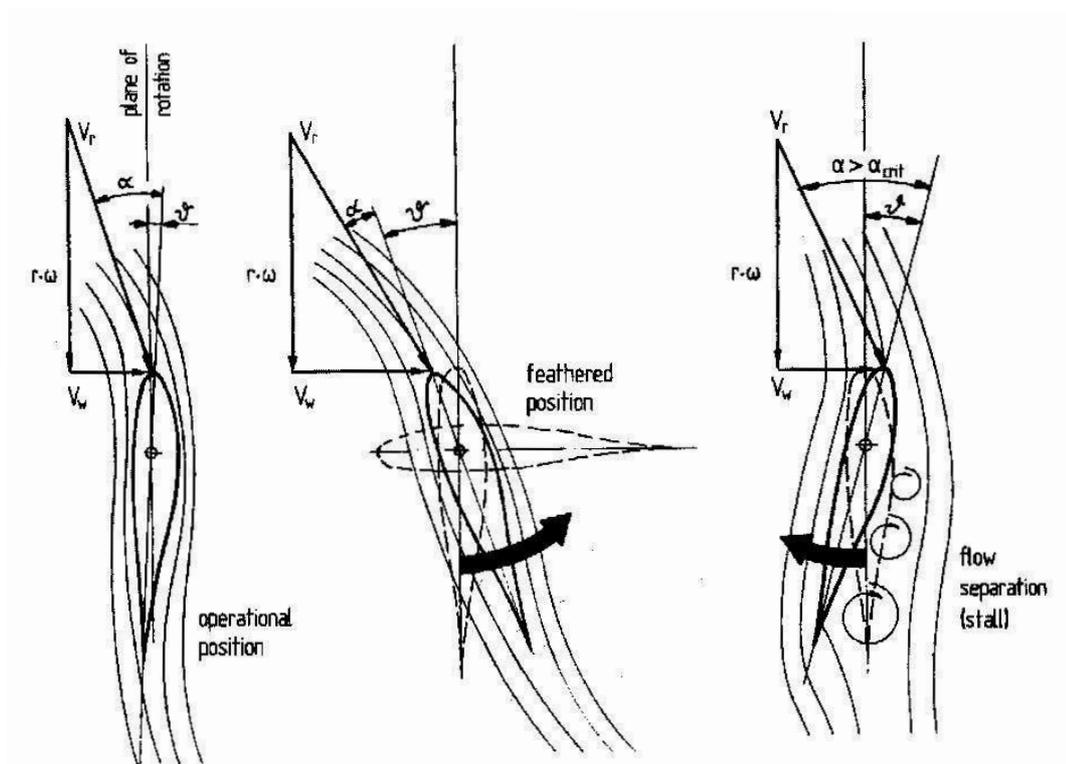


Abbildung 7.10: Leistungsregelung eines Windkonverters durch Veränderung des Anstellwinkels (Details siehe Text) [33]

7.4 Vertikalmaschinen

Neben den heute dominierenden Horizontalalmaschinen gibt es auch einige Konstruktionen mit senkrechtstehender Achse, die ja den historischen Anfang der auf Winddruck basierenden Windkraftnutzung bildeten (Abschn. 7.1, Abb. 7.1). Auch die bekannten Windgeschwindigkeitsmesser mit ihren horizontal angeordneten ‘Löffeln’ gehören zu dieser Gruppe der Windräder. Diese, sowie der *Savorius-Rotor* (nach S. SAVORIUS) arbeiten mittels Winddruck. Moderne Maschinen nutzen wie Horizontalmaschinen auch, das aerodynamischen Prinzip. Abb. 7.11 gibt einen Überblick über verschiedene Bauformen. Die bekannteste ist der *Darrieus-Rotor*, entwickelt 1925 von dem französischen Ingenieur G.D. DARRIEUS. Die

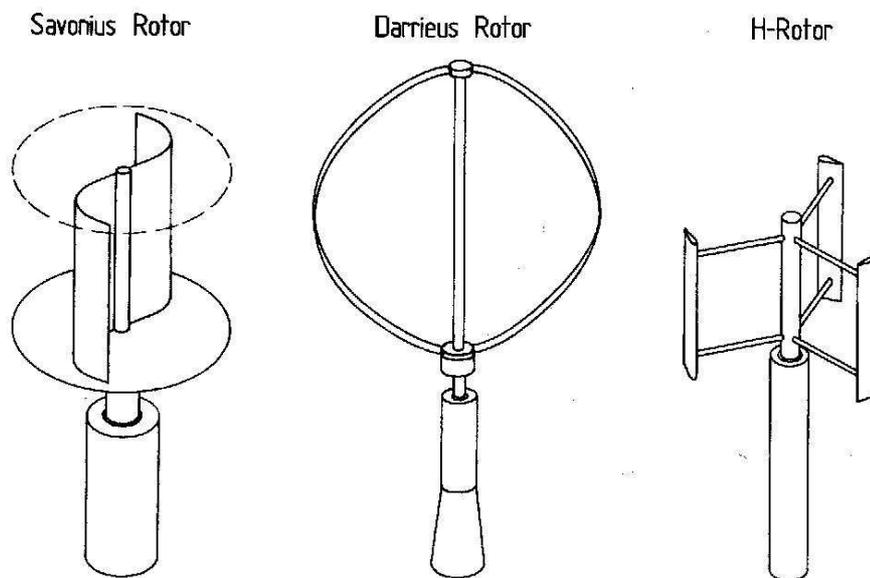


Abbildung 7.11: Verschiedene Bauformon von Vertikal-Windrädern [33]

Flügel haben ebenfalls einen ‘Tragflächenprofil’ sind aber in Form eines Spinnrades angeordnet und in sich verwunden. Das Arbeitsprinzip ist etwas komplizierter als bei einem Propellergetriebenen Windrad. Der Rotor läuft auf einer geschlossenen Fläche, die immer senkrecht zum Wind steht. Der Anstellwinkel der Flügel variiert ständig während des Umlaufs und zeitweise bewegt sich sogar einer der Flügel im Lee des anderen. Obwohl der Flügel also manchmal gegen die Luftströmung läuft, wird ein Nettodrehmoment erzeugt, das die Rotation aufrechterhält. Die Relativgeschwindigkeit des Rotors zur Luft aufgrund der Eigenbewegung ist hier

integraler Bestandteil der Aerodynamik. Ein stehender Darrieus-Rotor setzt sich nicht von selbst in Bewegung. Der sogenannte *H-Rotor* bildet eine Fortentwicklung des Darrieus-Rotors mit einfacherer Flügelform und theoretisch höherem Wirkungsgrad, mit allerdings größerem Luftwiderstand der Flügel.

Der Vorteil dieser Maschinen liegt darin, daß schwere mechanische Komponenten wie das Getriebe und auch der elektrische Generator auf dem Boden plaziert werden können und nicht vom Mast getragen werden müssen. Außerdem muß diese Windturbine nicht in den Wind ausgerichtet werden. Dem gegenüber stehen die aufwendige Flügelfertigung, die geringe Schnellaufzahl, schlechterer Wirkungsgrad (siehe Abb. 7.9) sowie die Tatsache, daß diese Rotoren nicht selbsttätig anlaufen, also mittels eines Motors gestartet werden müssen.

7.5 Windgeschwindigkeiten und Ausnutzungsgrad

Eine wirtschaftliche Nutzung der Windenergie ist nur für mittlere Windgeschwindigkeiten oberhalb von $v_m > 4$ m/s möglich. Aus diesem Grund ist nicht jeder Standort für Windkraftwerke geeignet. Günstig sind die Küstengebiete, sowie einige erhöhte Standorte im Binnenland (Abb. 7.12). In Bodennähe wird die Windgeschwindigkeit durch Reibung gesenkt (analog der Ausbildung einer Parabel-förmigen Geschwindigkeitsverteilung einer durch eine Röhre strömenden Flüssigkeit). Innerhalb einer Grenzschicht von ca. 300 – 600 m erreicht die Windgeschwindigkeit ihr Maximum. Weiterhin nimmt die Windgeschwindigkeit mit zunehmender Entfernung von der Küste ab. Auf Sylt beträgt die mittlere Geschwindigkeit 7.1 m/s, in Hannover noch 4.0 m/s in Garching bei München nur noch 2.8 m/s. Kombiniert man beide Sachverhalte ergibt sich die Regel ‘Höhe kompensiert Küstenentfernung’. Aber nicht nur die mittlere Windstärke sondern insbesondere deren zeitliche Verteilung ist wichtig. Abbildung 7.13 zeigt diese Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Standorten jeweils 100 m über dem Boden (Wasser). Die Verteilung auf dem Brocken im Harz (1142 m) ähnelt der an der Küste; es herrscht sogar ein etwas höheres Windniveau. Im flachen Binnenland (Bsp. Darmstadt, ca. 100 m ü.NN) ist die Verteilung deutlich zu niedrigeren Werten hin verschoben. Man mag nun denken, daß ein möglichst gleichmäßiger Verlauf günstig sei. Dies hätte auch in der Tat Vorteile hinsichtlich Grundlastabdeckung, die aber mit Windkraft ohnehin nicht möglich ist. Hinsichtlich einer maximalen Energieausbeute ist dagegen eine hohe Varianz nützlich: der Leistungsübertrag skaliert mit der dritten Potenz

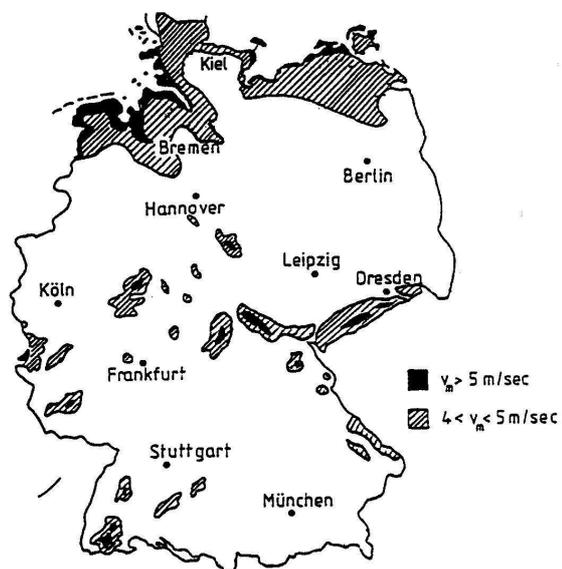


Abbildung 7.12: Regionen hoher Windstärke in Deutschland [34]

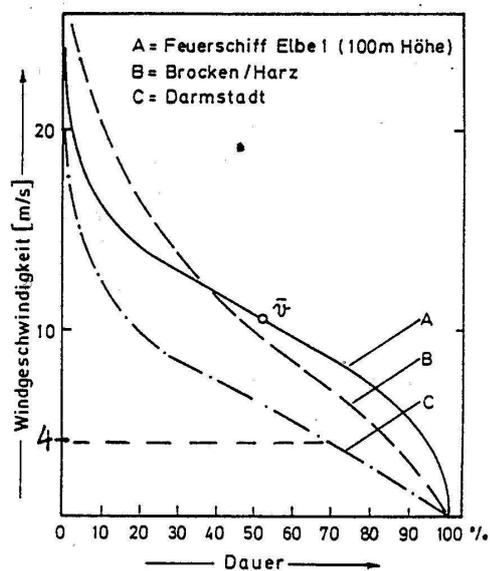


Abbildung 7.13: Häufigkeit von Windgeschwindigkeiten an ausgewählten Standorten.
[2]

der Windgeschwindigkeit (Gl. 7.2). Vergleicht man also ein hypothetisches Windrad das ein ganzes Jahr lang mit konstant 5 m/s arbeitet, mit einem zweiten, das ein halbes Jahr lang gar keinen Wind erfährt, den Rest des Jahres aber 10 m/s, so sieht man leicht, daß das zweite Rad die 4-fache Energie umsetzt! Ungünstig sind allerdings Windgeschwindigkeiten über 20 m/s, da dann die Windturbine zur Vermeidung von Überbeanspruchung abgeschaltet werden muß.

7.6 Wirtschaftliche Aspekte

Im Binnenland werden typischerweise $T_{VL} = 2000 - 2500$ Vlh/a Volllaststunden pro Jahr erreicht, an der Küste ca. $T_{VL} = 3000$ Vlh/a. Wirtschaftlich nutzbar ist eine 300 kWh-Anlage für $T_{VL} > 2700$ Vlh/a, eine 500 kW-Anlage ab $T_{VL} > 2700$ Vlh/a. Diese Werte werden an den meisten Standorten in Deutschland nur knapp erreicht. Genaue Rentabilitätsrechnungen müssen natürlich den vermutlichen zukünftigen Verlauf von Subventionen, Fördergeldern, Strompreisgarantien, aber auch Zinsabgaben und Amortisationszeiten berücksichtigen. Abb. 7.14 zeigt, wie die Energieerzeugungskosten einer mittelgroßen Windturbine mit 500 kWh Leistung von der mittleren Windgeschwindigkeit und der Amortisationszeit abhängen. Für eine marktorientierte Amortisationszeit von 10 Jahren und typischen Jahresmittelwerten der Windgeschwindigkeit von 5-6 m/s sind Stromerzeugungskosten von 0.07 US¢/kWh realistisch (siehe auch S. 25, Tab. 2.5). Unter diesen Bedingungen könnte die Windenergie mit der Stromerzeugung aus Kohle und Gas knapp konkurrieren (siehe Tab. 7.1 aus [33]). Für die Energieträger Uran und Kohle weichen die Angaben beider Tabellen allerdings deutlich voneinander ab. Im Fall der Kohle mag das bedingt sein durch stark variierende Preise. Gewinnt man in Deutsch-

Technology	Power plant Investment costs US\$/kW	Fuel costs Cent/kWh	O+M costs* Cent/kWh	Total generating costs Cent/kWh
Coal	1,100-1,400	1.7-4.9	1.3-2.1	5.3-9.6
Nuclear	1,300-2,000	0.4-1.0	1.0-1.4	4.2-8.9
Gas	500-750	1.6-1.9	0.4-0.8	3.2-4.0

* O+M costs include utility overheads and profit

Tabelle 7.1: Kosten für die Stromerzeugung aus verschiedenen Energieträgern [33]

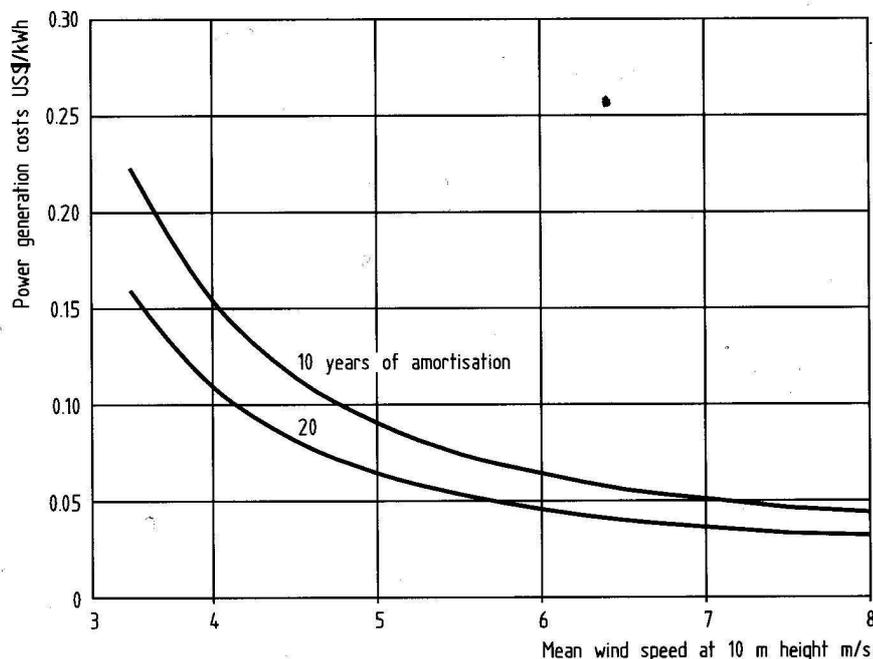


Abbildung 7.14: Energieerzeugungskosten einer mittelgroßen Windturbine mit 500 kWh Leistung abhängig von der mittleren Windgeschwindigkeit und der Amortisationszeit[33]

land Strom aus heimischer Kohle, so liegen die Gestehungskosten bei ca. 6.3 EUR¢/kWh von denen 2.75 EUR¢/kWh durch Subventionen abgefangen werden. Importkohle ermöglicht die Stromerzeugung mit unter 4 EUR¢/kWh.

Tabelle 7.2 vergleicht die Strompreise die in der EU für Windstrom von den Netzbetreibern gezahlt werden müssen. In Deutschland garantiert das Stromeinspeisegesetz den Betreibern von Windrädern 90% des mittleren Stromerlöses des vorletzten Jahres. Zur Zeit sind dies knapp 10 EUR¢/kWh.¹ Diese Gesetz wurde massiv angefochten, 1996 aber vom BVerfG für zulässig erklärt. Es steht nach Meinung seiner Gegner im Widerspruch zur Entscheidung bzgl. des Kohlepennings. Dort wurde argumentiert, daß Interessen der Allgemeinheit nicht einseitig durch Stromkunden finanziert werden dürfen. Analog fordern die Stromversorger eine Subvention des Staates, da es sich bei der politischen Zielsetzung der Ressourcenschonung um ein Interesse der Allgemeinheit handelt, nicht um ein spezifisches Interesse der Stromverbraucher.

¹Daneben gab und gibt es zahlreiche Förderprogramme (250 MW-Windprogramm bis Ende 1995, Betriebskostenzuschüsse von bis zu 3 EUR¢/kWh, Investitionszuschüsse bis 50 000 €)

Price per kWh (local currency)		US \$*
Austria	AUS 0.564–0.634	0.044–0.05
Belgium	BEF 1.8	0.049
Denmark	DKK 0.5675	0.082
France	FRF 0.1478–0.3881	0.024–0.064
Germany	DEM 0.1721	0.095
Greek Islands	GDR 22.46	0.079
Greek Mainland	GDR 17.47	0.061
Ireland	IRP 0.035–0.04	0.048–0.055
Italy	ITL 173.5	0.096
Netherlands	NGL 0.16	0.078
Portugal	PTE 12	0.066
Spain	ESP 8–10	0.053–0.079
Sweden	SKK 0.45	0.058
UK	GBP 0.04–0.06	0.054–0.080

* 1US \$ = 0,92 EUR

Tabelle 7.2: Preise für Windstrom in der EU [33]

Da die Erzeugung von Windstrom immer tages- und jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt, ist eine Grundlastdeckung mit Windrädern nicht möglich. Für jedes installierte kW aus Windenergie muß die gleiche Kapazität in konventionellen Kraftwerken vorgehalten werden. Eine, nach Ansicht der Stromversorger angemessene Vergütung bestünde also lediglich in der Erstattung der Brennstoffkosten, die durch die Stromeinspeisung aus Windkraft eingespart werden.

7.7 Derzeitiger Stand des Ausbaus

Zum Abschluß dieses Kapitels noch einige Zahlen zum Stand installierter Leistung: Zur Zeit sind weltweit ca. 13.5 GW Leistung installiert. Die Entwicklung der letzten Jahre verdeutlicht folgende Tabelle:

	1995	2000
D	1130 MW	4400 MW
DK	610 MW	1750 MW
USA	1650 MW	2500 MW
Welt	5000 MW	13 500 MW

1999 betrug die Zubaurate in Deutschland 1550 MW/a, weltweit 3700 MW/a. Eine VdEW-Prognose von 1996 sagte für 2005 eine installierte Leistung von 4800 MW in Deutschland voraus, ein Wert der inzwischen schon erreicht wurde. In aktuellen Studien wird 2005 von einer weltweit installierten Leistung von 50 000 MW ausgegangen.

Bei einem Gesamtstromverbrauch von 440 TWh/a beträgt der Anteil der Windenergie in Deutschland knapp 1.5% (5.9 TWh/a). Weltweit wurden 23 Mrd. kWh erzeugt, also 0.2%. Ein Anteil bis zu 15% wäre aus Sicht der deutschen Stromerzeuger zu verkraften, ohne daß Probleme bei der Netzstabilität zu befürchten seien. Ein so hoher Wert übersteigt aber das angenommene Winderzeugungspotential in Deutschland (einige 10 TWh/a) bei weitem.

Hier noch die Daten einiger ausgesuchter Anlagen:

Anlage	Leistung[MW]	Kosten[Mio.€]	Rotor \emptyset [m]	Turmhöhe [m]
Growian (bis 1982)	3.0	45	100	?
WKA 60	1.2	10	60	44
Monopteros50	17	0.7	56	60
AeolusII	3.0	17	80	92

In letzter Zeit geht man dazu über, die installierte Leistung von wenigen großen auf eine größere Anzahl (typ. 30) kleiner Anlagen in sogenannten Windparks aufzuteilen. Einige Beispiele:

Anlage	Leistung[MW]
N-Friesland	12.5
FW Lübke Kog	8.8
Krummhörn	4.8
Holtriene	52.5

Für alle die mehr wissen wollen, sei das sehr gut geschriebene und umfassende Buch *Wind-turbines* von Erich Hau zur Lektüre empfohlen [33].

Als Übergang zum nächsten Kapitel soll noch ein Zwitter vorgestellt werden: Das *Aufwindkraftwerk*. Hier wird in Solarmodulen Luft erwärmt und strömt durch natürliche Konvektion

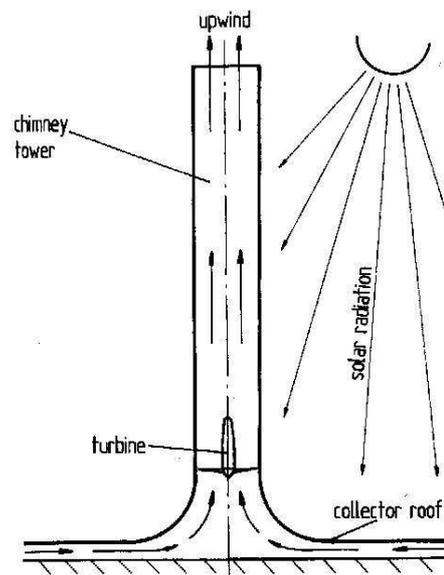


Abbildung 7.15: Prinzip des Aufwindkraftwerks [33]

in einem Turm nach oben. In diesem ‘Schornstein’ befindet sich eine Windturbine, die von der aufsteigenden Luft angetrieben wird. Eigentlich ist dieses Konzept eher der Solarenergie-nutzung als der Windkraft zuzurechnen. Eine Testanlage im spanischen Manzanares war von 1982-1989 in Betrieb². Mit 50 000 m² Kollektorfläche und einer Turmhöhe von 200 m hatte sie eine Leistung von rund 50 kW. In Australien plant man jetzt eine Anlage mit 1000 m hohem Turm, einer Kollektorfläche von 10 km Durchmesser und 200 MW_{el}.

²Sie wurde unter Federführung und finanzieller Hauptträgerschaft des deutschen BMBF errichtet.

8 Solartechnik

Provokativ könnte man sagen, daß alle auf der Erde benutzten Energieträger lediglich Speicher von Sonnenenergie sind (von der Sonne ‘aufgeladen wurden’) und daher all unsere Energieumwandlungen ihren Ursprung in der starken Kernkraft haben. Ausnahmen bilden die Energiegewinnung aus Gezeitenkraftwerken, die das Gravitationsfeld zwischen Erde, Sonne und Mond ausnutzen und die Geothermik, die auf Erdwärme zurückgreift. Letztere hat ihre Ursache im Isotopenzerfall im Erdinnern als Folge der starken und schwachen Kernkraft. Abbildung 8.1 gibt eine Zusammenstellung für die Klasse der regenerativen Energien. Auch die Wasserkraft ‘läuft mit Sonnenenergie’, da durch die Verdunstung und das Aufsteigen des Wassers aus den Weltmeeren in die Atmosphäre die potentielle Energie geliefert wird, die wir dann in Stauseen oder Stauwehren in Flüssen nutzen können. Fossile Brennstoffe gehen auf

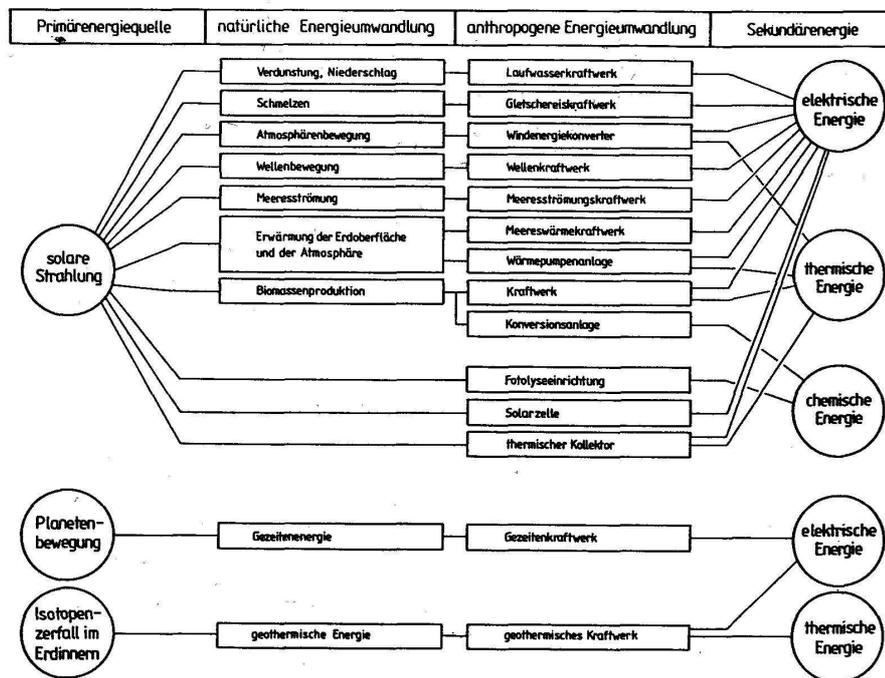


Abbildung 8.1: Energienutzung aus diversen Quellen [27]

Ablagerungen abgestorbener Pflanzen bzw. pflanzlichen und tierischen Planktons zurück, die Verkohlung bzw. anaeroben Zersetzungsreaktionen unterworfen waren. Die das pflanzliche Leben ermöglichende Photosynthese setzt ebenfalls Sonnenenergie um. Lediglich die Kernspaltung nutzt Energien außersolaren Ursprungs. Aufgrund des Bindungsenergieverlaufs bei Atomkernen (Abb. 5.4) können nur Elemente bis Eisen durch exotherme Fusionsreaktionen entstehen. Schwerere Elemente haben ihren Ursprung im späten Leben eines vorangegangenen Sternes (Supernova Explosion), wo durch den r- und s-Prozeß (also sukzessiven Neutroneneinfang) auch diese Elemente gebildet werden.

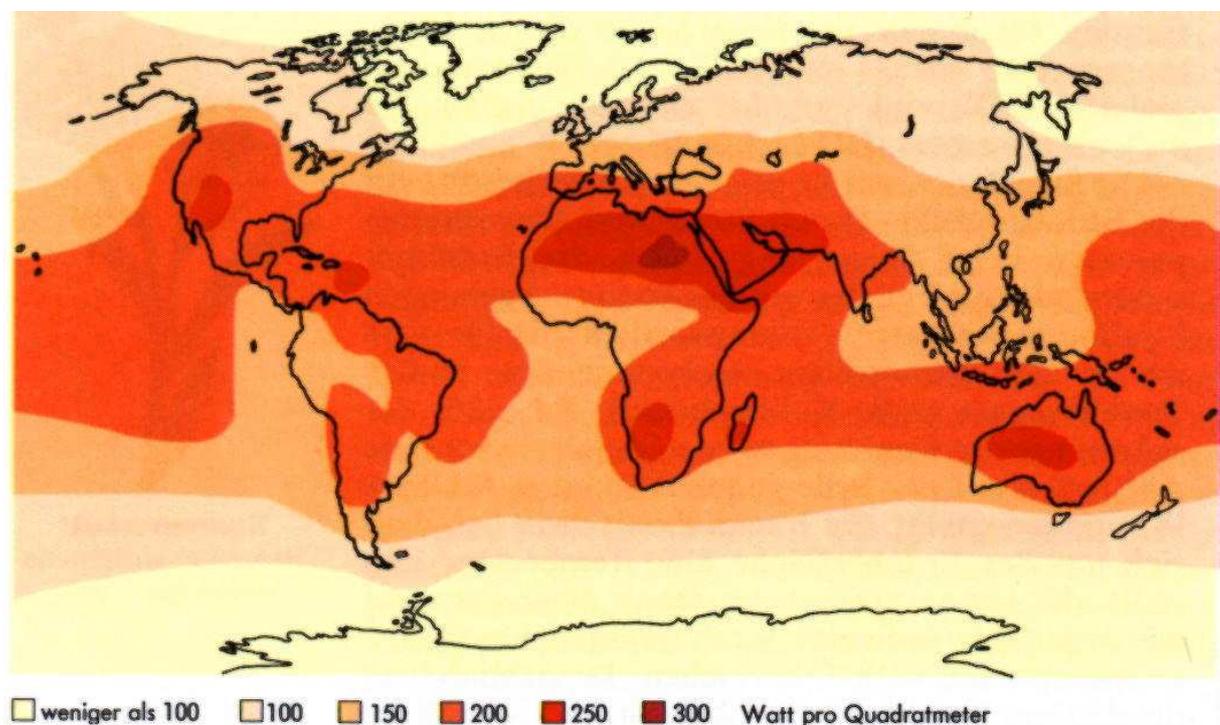


Abbildung 8.2: Der Sonnengürtel der Erde [4]

Die Sonne gibt pro Jahr ca. 10^{34} J Strahlungsenergie ab, das sind $3.3 \cdot 10^{27}$ kWh. Davon erreichen $4 \cdot 10^{24}$ J/a oder $1.5 \cdot 10^{18}$ kWh/a die Erde [4]. Pro Quadratmeter ergibt das $1750 \text{ kWh/m}^2\text{a}$ oder eine mittlere Leistung von 1368 W/m^2 . Diese Größe heißt *Solarkonstante*. Die Sonne stellt in guter Näherung einen schwarzen Strahler mit 5900 K (Oberflächentemperatur) dar (siehe Abschn. 8.1.2). Entsprechend teilt sich die Lichtleistung auf in 37% Anteil im Sichtbaren, 14% im UV und 49% im IR. Allerdings steht diese Leistung in vollem Umfang nur oberhalb der

Atmosphäre bei genau senkrechtem Sonnenlichteinfall zur Verfügung. Die Absorption (22%) und Reflektion (28%) in der Atmosphäre, Filterung in der Ozonschicht (3%) sowie die Neigung der Erdoberfläche gegen die Ekliptik mit zunehmender Breite müssen berücksichtigt werden. Auf der Erdoberfläche stehen noch $7.1 \cdot 10^{17}$ kWh/a zur Verfügung, was dem 7000-fachen des globalen Energieumsatzes entspricht. 45% hiervon erwärmen die Umwelt, 21% werden bei der Wasser-Verdunstung umgesetzt, ca. 2% erzeugen Wind (siehe Kap. 7) und nur ein verschwindender Anteil ($< 0.01\%$) gelangt über Photosynthese in den organischen Stoffwechselkreislauf.

Im weltweiten Jahresdurchschnitt deponiert die Sonne pro m^2 eine Leistung von 224 W (bei Mittelung über Tag, Nacht und Sonnenscheinstunden!). In Deutschland ist die Sonnenleistung nur etwa halb so groß, nämlich 116 W/m^2 . Trotzdem übersteigt die Gesamtleistung unseren Energieverbrauch um das 80-fache, stellt also ein riesiges Potential dar. Die Verteilung in verschiedenen Regionen der Welt ist in Abb. 8.2 dargestellt. Äquaturnahe Regionen und insbesondere Wüstengebiete haben die höchste Sonneneinstrahlung. Allerdings folgt die Verteilung nicht streng den Breitengraden. Einige Regionen hoher Luftfeuchtigkeit und somit häufiger Bewölkung erhalten weniger direktes Sonnenlicht (z.B. SO-Asien). Deshalb unterteilt man die *Globalstrahlung* auf der Erdoberfläche in direkte und diffuse Strahlungsanteile. Diese Unterscheidung ist auch aus Sicht der Solarenergietechnik wichtig, da nicht jedes Umwandlungsprinzip auch den diffusen Teil nutzen kann.

Das mit derzeitigen Techniken nutzbare Potential wird weltweit auf etwa $3 \cdot 10^{14}$ kWh abgeschätzt, dem 3-fachen des heutigen Global-Energiebedarfs. Zur Zeit werden nur 1.6 Mrd. kWh/a Sonnenenergie tatsächlich direkt in Strom umgewandelt.

Neben den indirekten Nutzungen durch Wind-, Wasserkraft oder Verbrennung von Biomasse gibt es zwei Hauptgruppen direkter Sonnenkraftwerke: *Solarthermische Anlagen* und die Stromgewinnung mittels *Photovoltaik*. Wir wollen uns zunächst ersterer zuwenden.

8.1 Solarthermische Nutzung

Sonnenlichtkollektoren konvertieren Licht in Wärme, indem ein sie durchströmendes Medium aufgeheizt wird. Die Stromerzeugung spielt hierbei nur eine untergeordnete Rolle. Der überwiegende Anteil installierter Leistung nutzt direkt die Wärme, sei es für Prozesse oder zur Warmwasserversorgung bzw. Heizung. Das viel diskutierte Nullenergiehaus gehört hierzu. Es würde den Rahmen dieser Vorlesung sprengen, detailliert hierauf einzugehen, es gibt aber viele gute Übersichtsartikel, die die Machbarkeit auch in unseren Breiten beleuchten z.B. [35].

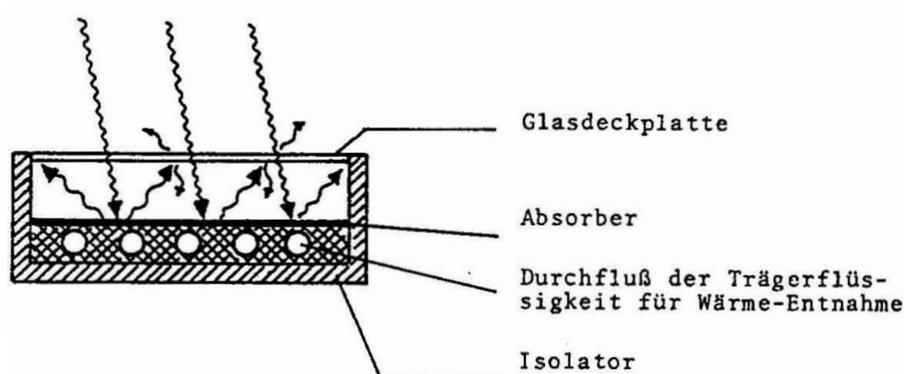


Abbildung 8.3: Prinzip eines Sonnenlichtkollektors [2]

Zunächst einige Worte zum Prinzip: Das Sonnenlicht wird im Absorber absorbiert und heizt diesen auf (Abb. 8.3). Zum Teil wird die Wärme in das Prozeßmittel weitergeleitet, zum Teil aber auch wieder abgestrahlt. Im thermischen Gleichgewicht gilt hierbei, daß die eingestrahelte Leistung L_{ein} der Summe aus abgegebener Wärmestrahlung L_{IR} und Nutzwärme L_{Nutz} entspricht. Da die Wärmestrahlung einen Verlustkanal darstellt, muß diesem entgegengewirkt werden. Zum Verständnis machen wir einen kurzen Exkurs in die Theorie der Strahlungsabsorption und Emission:

8.1.1 Emission von Strahlung

Körper mit einer endlichen inneren Energie emittieren elektromagnetische Strahlung. Dieser einfache Satz ist von erstaunlich allgemeiner Gültigkeit. Gemeint ist hier nicht die rein elastische Streuung einer Lichtwelle (im mikroskopischen Bild die Aufnahme eines Photons und

direkt im Anschluß die spontane oder bei hohen Feldern auch induzierte Abgabe eines Photons gleicher Energie), sondern die Emission von Strahlung aufgrund thermischer Anregung des Teilchens. Man spricht daher auch von *Thermischer Strahlung*.

Der einfachste Zusammenhang zwischen der Temperatur eines Gegenstandes und dessen Emissionsspektrum ergibt sich im Fall des *schwarzen Körpers*. Per definitionem zeichnet er sich durch die Absorption jeglicher auf ihn treffenden Strahlung aus, unabhängig von deren Wellenlänge. Er ist also in allen Spektralbereichen „schwarz“ und besitzt somit den *Absorptionsgrad* $\alpha(\lambda, T) = 1$. Im Labor ist ein solcher Körper am Besten durch einen Hohlkörper der Temperatur T zu realisieren, der durch eine kleine Öffnung mit der Umgebung wechselwirken kann. Jegliche in diese Öffnung treffende Strahlung wird absorbiert, und die aus ihr austretende Strahlung bildet die *Hohlraum- oder Schwarzkörperstrahlung*. Deren Entdeckung geht auf LUMMER und PRINGSHEIM zurück, war aber damals noch unverstanden. M. PLANCK schlug 1900 die nach ihm benannte revolutionäre Erklärung vor, daß in dem Hohlraum nur bestimmte Moden elektromagnetischer Schwingungen erlaubt seien, und deren An- bzw. Abregung nur in ganzen Vielfachen eines Quants $\bar{\epsilon} = h\nu$ möglich ist. Obwohl die Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes in jedem Lehrbuch der Experimentalphysik zu finden ist [36],[9], soll zur Definition der Nomenklatur ein kurzer Abriß des Gedankengangs gegeben werden.

Das Kirchhoffsche Gesetz

Der *spektrale Emissionsgrad* \mathcal{E} einer Strahlungsquelle ist definiert als der Quotient der von ihr emittierten spektralen Energiedichte $\rho(\nu, T)$ zu der eines schwarzen Strahlers $\rho_S(\nu, T)$

$$\mathcal{E}(\nu, T) = \frac{\rho(\nu, T)}{\rho_S(\nu, T)} \quad . \quad (8.1)$$

Genau wie die spektralen Energiedichten hängt er im Allgemeinen von der Temperatur der Strahlungsquelle und der Frequenz der emittierten Strahlung ab. Formal sehr ähnlich ist der *spektrale Absorptionssgrad* \mathcal{A} eines Körpers definiert als der Quotient aus absorbiertem Strahlungsleistung $\Phi_A(\nu)$ und einfallender Strahlungsleistung $\Phi_E(\nu)$

$$\mathcal{A}(\nu) = \frac{\Phi_A(\nu)}{\Phi_E(\nu)} \quad . \quad (8.2)$$

Beide Größen sind dimensionslos.

Betrachtet man einen Strahler im thermischen Gleichgewicht [36], so muß die Summe der

aufgenommenen Energie gleich der abgegebenen sein. Vorausgesetzt, der Energieaustausch geht nur über Strahlung vonstatten, gilt entsprechendes für die Summe der Strahlungsleistungen. Theoretisch denkbar wäre die Kompensation erhöhter Aufnahme bei bestimmten Wellenlängen durch entsprechend niedrigere in anderen Bereichen. Das Gesetz des detaillierten Gleichgewichts (*detailed balance*) verlangt jedoch die identische Gleichheit für *jede* Frequenz ν einzeln als Ausdruck der Zeitumkehrinvarianz. Dem gibt das KIRCHHOFFSche Gesetz Ausdruck:

$$\frac{\rho(\nu, T)}{\mathcal{A}(\nu, T)} = \rho_S(\nu, T) \quad (8.3)$$

Das Verhältnis der Strahldichte zum Absorptionsgrad eines Temperaturstrahlers ist also gleich der Strahldichte des schwarzen Strahlers. Mittels Gl. (8.1) läßt sich Gl. (8.3) auch schreiben als

$$\mathcal{E}(\nu, T) = \mathcal{A}(\nu, T) \quad . \quad (8.4)$$

Das bedeutet, daß für jede Wellenlänge und Temperatur der spektrale Emissionsgrad eines beliebigen Körpers gleich seinem spektralem Absorptionsgrad ist.

Ein weiteres Gleichgewicht muß zwischen der Wand des Strahlers und seinem Inneren bestehen: Von der Energie mit Dichte $\rho(\nu, T) d\nu$ im Hohlraum wandert die Hälfte mit der Geschwindigkeit c in Richtung der Wand (die andere Hälfte wandert in die entgegengesetzte Richtung). Auf die Wand trifft also die Energie

$$\frac{c}{2} \rho(\nu, T) d\nu \quad . \quad (8.5)$$

Diese ist per definitionem schwarz, absorbiert also die gesamte Strahlung, emittiert aber gleichzeitig die Leistung

$$\frac{\Phi_E(\nu, T) d\nu}{dA} = R(\nu, T) d\nu \quad . \quad (8.6)$$

$R(\nu, T) d\nu$ ist die spezifische Ausstrahlung der Wand pro Fläche A . Im thermischen Gleichgewicht muß die identische Gleichheit von Gl. (8.5) und Gl. (8.6) in jedem Frequenzintervall $d\nu$ gelten. Daher folgt

$$R(\nu, T) = \frac{c}{2} \rho(\nu, T) \quad . \quad (8.7)$$

8.1.2 Das Plancksche Strahlungsgesetz

Nach dem BOLTZMANN-Gesetz gibt es in einem thermalisierten System der Temperatur T mit n_o Subsystemen im Grundzustand $|n\rangle$ eine Zahl von n^* Subsystemen $|m\rangle$, mit der

Anregungsenergie W

$$\frac{n^*}{n_o} = e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad . \quad (8.8)$$

In dem hier betrachteten Fall der Photonenaufnahme gilt $W = h\nu$. Einem Gedankengang Einsteins folgend [37] können die Übergänge aufgegliedert werden in

$$\text{Anzahl d. spont. Emissionen} : \quad N_{spo} = A_m^n n^* \quad (8.9)$$

$$\text{Anzahl d. Absorptionen} : \quad N_{Abs} = B_n^m \rho(\nu, T) n_o \, d\nu \quad (8.10)$$

$$\text{Anzahl d. induz. Emissionen} : \quad N_{Ind} = B_m^n \rho(\nu, T) n^* \, d\nu \quad . \quad (8.11)$$

$\rho(\nu, T)$ ist die Energiedichte des Strahlungsfeldes pro Frequenzintervall (mit der Einheit [Jsm^{-3}]), die Konstanten A_m^n, B_n^m, B_m^n sind die EINSTEIN Koeffizienten¹. Sie sind Matrixelemente der Übergänge zwischen den Zuständen $|m\rangle$ und $|n\rangle$ in den jeweiligen Fällen. EINSTEIN postulierte damals die Gleichheit von B_n^m und B_m^n . Heute weiß man, daß dies aus dem Prinzip der Zeitumkehrinvarianz folgt. Im thermischen Gleichgewicht muß es genauso viele Emissions- wie Absorptionsvorgänge geben:

$$N_{Spo} + N_{Ind} = N_{Abs} \quad (8.12)$$

Somit folgt mittels Gln. (8.8)–(8.11) die Energiedichte der Strahlung im Frequenzintervall $d\nu$

$$\rho(\nu, T) \, d\nu = \frac{A_m^n}{B_n^m} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad . \quad (8.13)$$

Den Wert des Vorfaktors erhält man durch eine einfache Betrachtung der Eigenmoden eines Hohlraums:

Dichte der Eigenmoden eines Volumens Ω

Die Dichte der erlaubten Schwingungsmoden in einem Volumen Ω kann ganz allgemein berechnet werden. In Abb. 8.4 ist dies für den zweidimensionalen Fall dargestellt. Die mathematische Behandlung erfolgt in drei Dimensionen: Die Verteilung der erlaubten Moden läßt sich im Impulsraum als Punktgitter abbilden. Im hier gewählten Beispiel, das die Schwingungsmoden (Phononen) in einem kubischen Kristall der Kantenlänge $L = \sqrt[3]{\Omega}$ und der räumlichen Gitterkonstante d darstellt, ist auch das entsprechende inverse Gitter im Impulsraum (k -Raum)

¹Beachte: B_n^m und B_m^n tragen die Einheit [m^3/Js], A_m^n hingegen die einer Frequenz [s^{-1}].

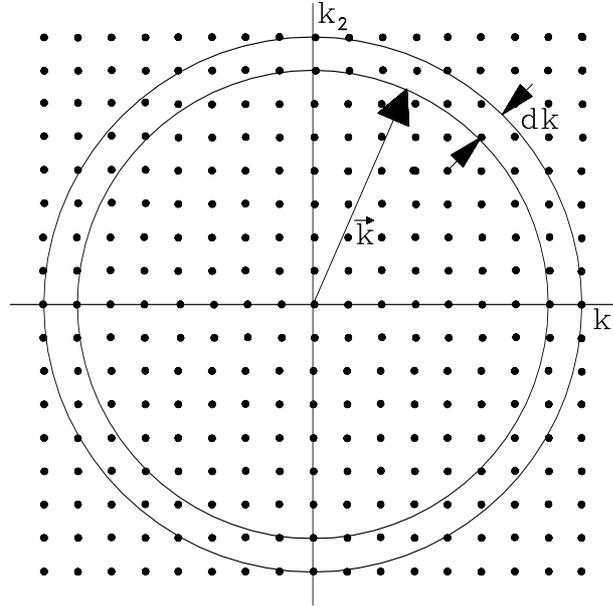


Abbildung 8.4: k -Raum mit den möglichen Schwingungsmoden eines Volumens Ω . (z.B. elektromagnetische Moden in einem mit Strahlung erfüllten Raum)

kubisch mit der (Impuls-)Gitterkonstanten

$$a = 2\pi\hbar/L \quad (8.14)$$

und Größe π/d . Jeder einzelne Punkt belegt ein Gebiet der Größe a^3 . Gesucht ist nun die Anzahl von Moden (N), die ein Impuls $\vec{k} \in [\vec{k}', \vec{k}' + \vec{d}\vec{k}]$ einnehmen kann. Diese entspricht dem Volumen einer Kugelschale mit Radius k und Dicke dk , geteilt durch den Raum, den eine einzelne Mode benötigt:

$$N = \frac{4\pi k^2 dk}{a^3} \quad (8.15)$$

Bis hierher gilt die Ableitung ganz allgemein. Nun soll der Spezialfall elektromagnetischer Moden betrachtet werden:

Der Impuls $k = |\vec{k}|$ eines Photons ist mit dessen Kreisfrequenz verknüpft über $\hbar\omega = k \cdot c$, c ist die Lichtgeschwindigkeit. Daher gilt

$$N = \frac{4\pi\hbar^3\omega^2 d\omega}{a^3 c^3} \quad (8.16)$$

Jedes Photon hat die Energie $\hbar\omega$ und trägt nach BOLTZMANN mit

$$E_n = \hbar\omega \frac{4\pi\hbar^3\omega^2 d\omega}{a^3 c^3} \frac{1}{\exp[-\hbar\omega/k_B T]} \quad (8.17)$$

bei. Summation aller Moden unter Berücksichtigung, daß jedes Photon *zwei* Einstellmöglichkeiten seines Spins besitzt, liefert:

$$E = 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} E_n = \frac{4\pi\hbar^4\omega^3 d\omega}{a^3 c^3} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1} \quad . \quad (8.18)$$

Die räumliche Energiedichte im Volumen $\Omega = L^3$ ist gegeben durch

$$dE = \frac{E}{\Omega} = \frac{8\pi}{L^3 a^3} \frac{\hbar^4\omega^3 d\omega}{c^3} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1} \quad (8.19)$$

$$= \frac{8\pi}{(2\pi)^3 \hbar^3} \frac{\hbar^4\omega^3 d\omega}{c^3} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1} \quad , \quad (8.20)$$

unter Verwendung von Gl. (8.14) im letzten Schritt. Substitution von ω durch die Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ ergibt den erwarteten Ausdruck

$$dE (= \rho(T, \nu) d\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{c^3} \frac{1}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad . \quad (8.21)$$

Mit Gl. (8.13) folgt der fehlende Vorfaktor in EINSTEINS Herleitung des PLANCKSchen Strahlungsgesetzes:

$$\frac{A_m^n}{B_n^m} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} d\nu \quad . \quad (8.22)$$

$$\frac{A_m^n}{B_n^m} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} d\nu \quad . \quad (8.23)$$

Setzt man dies in Gl. (8.13) ein, so ergibt sich das *Plancksche Strahlungsgesetz*

$$\boxed{\rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu} \quad (8.24)$$

Die Frequenz, bei der die Strahlungsenergiedichte ihr Maximum erreicht, kann durch Ableiten und numerisches Nullsetzen von Gl. (8.24) bestimmt werden

$$\nu_m = \frac{2.82k_B T}{h} \quad . \quad (8.25)$$

Diese wichtige Gleichung ist unter dem Namen *Wien'sches Verschiebungsgesetz* bekannt. Eine nützliche Näherung von Gl. (8.24) stellt das *Wien'sche Strahlungsgesetz* für den Fall großer Photonenenergien ($h\nu \gg k_B T$) dar:

$$\rho(\nu, T) d\nu \approx \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/k_B T} d\nu \quad (8.26)$$

Um die Effizienz der Strahlungskühlung zu bestimmen, muß die Gesamtemissionsdichte pro Fläche (R) des schwarzen Strahlers bekannt sein. Nach dem KIRCHHOFFSchen Gesetz (Kap. 8.1.1) entspricht sie bis auf einen Faktor $c/2$ der Gesamtenergie pro Volumen:

$$R = \frac{c}{2} \int_0^{\infty} \rho(\nu, T) d\nu \quad (8.27)$$

Auswerten dieses Integrals ergibt

$$R = \frac{4\pi k_B^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad ; \quad x = \frac{h\nu}{k_B T} \quad . \quad (8.28)$$

Das bestimmte Integral hat den Wert $\pi^4/15$, und es folgt

$$R = \frac{4\pi^5}{15} \frac{k_B^4}{c^2 h^3} T^4 \quad , \quad (8.29)$$

das *Stefan-Boltzmann-Gesetz*, 1879 entdeckt von J. STEFAN und 1884 theoretisch begründet von L. BOLTZMANN. Es besagt, daß die Strahlungsenergie pro Fläche eines schwarzen Körpers mit der vierten Potenz seiner Temperatur steigt. Der Vorfaktor von Gl. 8.29 wird häufig mit σ abgekürzt und beträgt

$$\sigma = \frac{4\pi^5}{15} \frac{k_B^4}{c^2 h^3} \approx 5.67 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4} \quad (8.30)$$

Zurück zum Sonnenlichtkollektor

Ein einfacher Weg zur Minderung der Strahlungsverluste ist die Kaskadierung mehrerer Glasplatten über dem Absorber (Abb. 8.5): Im thermischen Gleichgewicht gilt, daß die emittierte Leistung gleich der absorbierten sein muß. Insbesondere folgt daraus nach Gl. 8.29:

$$L_{ein} = L_{aus} = sT_A^4 \quad (8.31)$$

wobei s das Produkt der Gesamtoberfläche mit dem Vorfaktor aus Gl. 8.29 bildet:

$$s = F \frac{4\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^2 h^3} \quad (8.32)$$

Gl. 8.31 gilt in jeder der n Schichten der Mehrschichtabdeckung. Jeweils 50% der IR Strahlung werden zum Absorber hin abgegeben, das heißt letzterer empfängt die Leistung

$$L_{ein}^{Absorber} = (n + 1)L_{ein}^{erstePlatte} \quad (8.33)$$

und man erreicht eine Temperaturerhöhung von

$$T_A(n) = T_A(n = 0) \cdot (n + 1)^{1/4} \quad (8.34)$$

Der Exponent $1/4$ rührt von der T^4 -Abhängigkeit der Strahlungsleistung pro Fläche her (Gl. 8.29). Durch drei Glasplatten läßt sich die Temperatur von $T_A(0) = 300$ K auf $T_A(3) = 425$ K erhöhen.

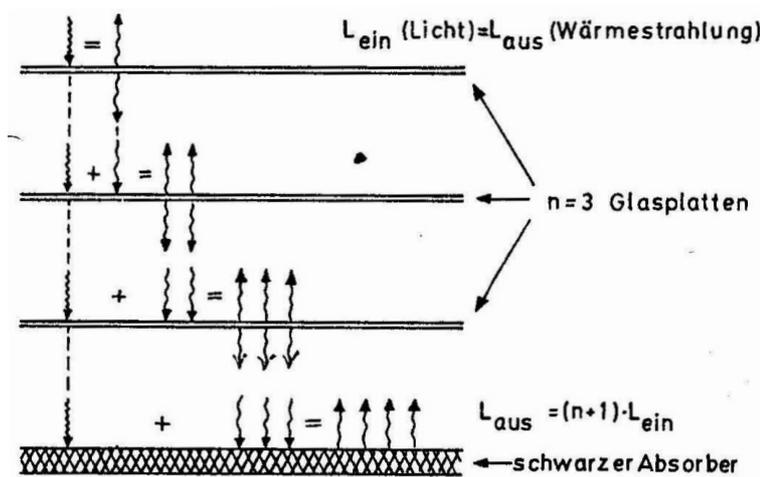


Abbildung 8.5: Schematische Darstellung der Leistungsbilanz von Ein- und Ausstrahlung für einen Kollektor [2]

Ein zweiter Ansatz nutzt die verschiedenen Wellenlängen von Sonnenlicht und Wärmestrahlung: Ein Körper mit Temperaturen von einigen 100 K strahlt nach dem PLANCKSchen Strahlungsgesetz (Gl. 8.24) im fernen IR, bei $\lambda_{IR} \simeq 5 - 10 \mu\text{m}$ (Abb. 8.6). Das einfallende Licht dagegen ist kurzwelliger $0.25 \mu\text{m} < \lambda_{VIS} < 2 \mu\text{m}$. Man bedeckt daher den Absorber mit einem teilreflektierenden Glas, das für sichtbares Licht transparent, für infrarote Strahlung aber hochreflektierend beschichtet ist, bzw. verwendet direkt einen Absorber mit diesen günstigen Eigenschaften. Abb. 8.6(b) zeigt die idealen, (c) die real erreichbaren Reflektionsgrade. Nach dem KIRCHHOFFSchen Gesetz (Gl. 8.3) ist ein niedriger Absorptionsgrad (hohe Reflexivität) im IR gleichbedeutend mit geringer Emission. Das Emissionsspektrum wird zu kürzeren Wellenlängen verschoben, was eine Temperaturerhöhung zur Folge hat. Absorberschichten aus $\text{Cr}_2\text{O}_3 \cdot \text{Cr}$ (Chromschwarz) oder $\text{NiO} \cdot \text{Ni}$ (Nickelschwarz) ermöglichen ein Abstrahlverhältnis $\mathcal{A}(VIS) : \mathcal{E}(IR)$ von 10:1. Im gleichen Maße werden die Abstrahlverluste gemindert (z.B. von 1000 W/m^2 auf 100 W/m^2), gleichbedeutend mit einer Temperaturerhöhung von 450 K auf ca. 630 K.

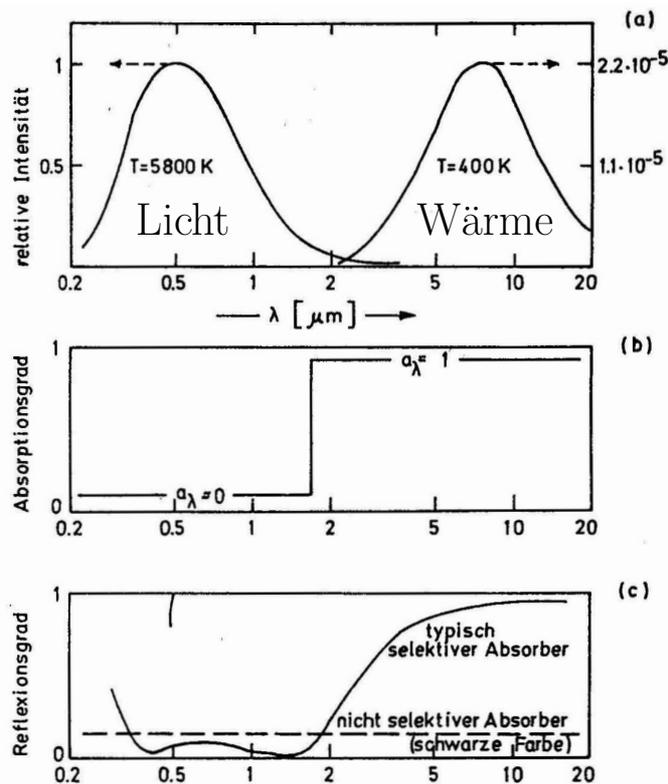


Abbildung 8.6: a) Spektrum des Sonnenlichts (links) und von Wärmestrahlung (rechts); b) Idealer Teilreflektor; c) reale Teilspiegel [2]

Flachkollektoren nutzen neben direkter Strahlung auch Streulicht und können daher in Gegenden mit häufiger Bewölkung (Deutschland!) sinnvoll eingesetzt werden. Ein typisches Anwendungsbeispiel ist die Warmwassererzeugung mit Temperaturen bis zu 100°C. Auch bei niedrigen Außentemperaturen kann die Außenwärme durch Zuschalten einer Wärmepumpe (Kap. 4.2, S. 49) genutzt werden und erlaubt somit sogar die Nutzung der Luftwärme bei völlig bedecktem Himmel – allerdings mit sehr viel geringerer Effizienz. Die Wärmeleistung der Luft beträgt nur ca. 15-25 W/m²ΔTK⁻¹. Nur in Ausnahmefällen ist diese Art der Wärmeerzeugung betriebswirtschaftlich mit konventionellen Energieträgern konkurrenzfähig. Im privaten Bereich lassen sich große Teile der Kosten durch Selbsthilfe sparen, da 75% der Gesamtkosten auf die Installation entfallen (nur 25% Materialkosten, Rest ‘Arbeit’).

8.1.3 Solarkraftwerke

Aus der Leistungsdichte der Sonnenstrahlung können wir die Fläche abschätzen, die ein einem KKW (1 GW_{el}) entsprechendes Solarkraftwerk einnehmen müßte:

Während eines Drittels des Tages steht in Wüstenregionen eine Leistungsdichte von ca. 1 kW/m² zur Verfügung. Führt man die Spiegel optimal nach, kann man Ausbeuten von 80% erreichen – man gewinnt also Nutzwärme von ca. 0.8 kW/m². Wir nehmen weiterhin an, daß die Umwandlung von Wärme in elektrische Energie einen Wirkungsgrad $\eta \simeq 0.35$ habe. Dann benötigt man eine thermische Leistung von

$$P = 1 \text{ GW} \cdot \frac{24 \text{ h}}{8 \text{ h}} \cdot \frac{1}{\eta} = 8.6 \text{ GW}_{th} \quad (8.35)$$

Bei obiger angenommener Leistungsdichte von 0.8 kW/m², entspricht das einer Kollektorfläche von immerhin ungefähr 11 km²!

Wir wollen nun den maximalen Wirkungsgrad solar-thermischer Energiekonversion abschätzen [38]: Betrachten wir einen Absorber mit Temperatur T_A und Querschnittsfläche A_A , auf den mittels einer Linse Sonnenlicht (Temperatur T_S) fokussiert wird. Er absorbiert den Energiestrom I_{abs} von der Sonne. Gleichzeitig strahlt er durch die Linse im Raumwinkel Ω den Energiestrom I_{emit} wieder ab (Gl. 8.29). Der nutzbare Anteil I_{nutz} ist dann:

$$I_{nutz} = I_{abs} - I_{emit} = \frac{\Omega}{\pi} (T_S^4 - T_A^4) \quad (8.36)$$

Wir definieren den Wirkungsgrad η_{nutz}

$$\eta_{nutz} = \frac{I_{nutz}}{I_{abs}} = 1 - \frac{I_{emit}}{I_{abs}} = 1 - \frac{T_A^4}{T_S^4} . \quad (8.37)$$

Für einen großen Nutzungsgrad sollte die Absorbtemperatur also klein sein. Wollen wir mit Hilfe dieses heißen Absorbers aber solar-thermisch Strom gewinnen, benötigen wir eine Wärmekraftmaschine, die das Gegenteil fordert: eine möglichst hohe Absorbtemperatur (Gl. 4.14). Zur Erinnerung – der maximale Wirkungsgrad einer Wärmekraftmaschine ist

$$\eta_{rev} = 1 - \frac{T_2}{T_A} . \quad (8.38)$$

Der Gesamtwirkungsgrad für Stromproduktion auf solarthermischem Wege ist damit

$$\eta_{max} = \eta_{rev}\eta_{nutz} = \left(1 - \frac{T_2}{T_A}\right) \cdot \left(1 - \frac{T_A^4}{T_S^4}\right) . \quad (8.39)$$

Für $T_2 = 300$ K, also der Wärmeabgabtemperatur der Wärmekraftmaschine, und $T_S = 5800$ K (Oberflächentemperatur der Sonne) erreicht Gl. 8.39 das Maximum von $\eta_{max} = 0.85$ bei $T_A = 2478$ K. So hohe Temperaturen sind nur schwer handhabbar, da alle bekannten Werkstoffe, die man für die optischen Komponenten benötigen würde (insbesondere Filter), schon erhebliche Dampfdrücke besitzen.

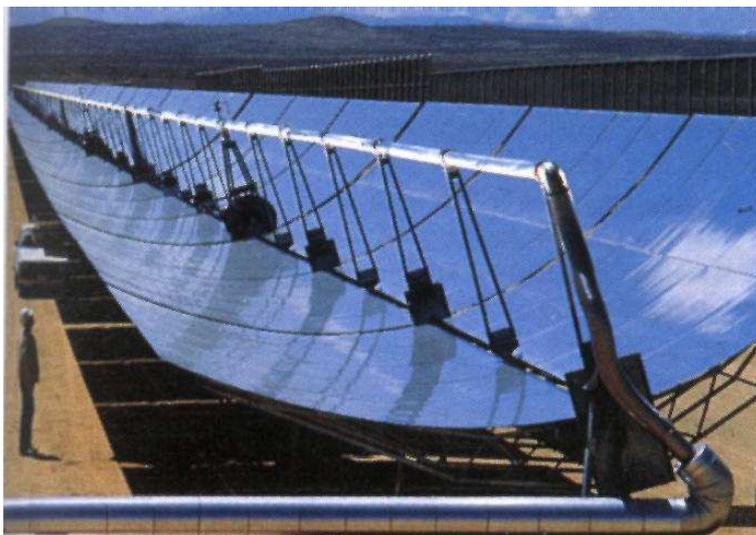


Abbildung 8.7: DCS Rinnenkollektoranlage mit parabelförmigen Zylinderspiegeln
[4]

Aus obiger Betrachtung wird jedoch offensichtlich, daß solarthermische Kraftwerke höhere Temperaturen benötigen, als sie mit Flachkollektoren erreicht werden können. Wie in einem konventionellen Kraftwerk auch, wird das Arbeitsmedium entweder direkt zur Erzeugung von Prozeßwärme verwendet oder mittels Dampferzeuger einer Turbine mit angeschlossenen Generator zugeführt. Eine dritte Variante ist der direkte Betrieb einer Wärmekraftmaschine (meist Stirling Motor). Höhere Absorbertemperaturen können durch Fokussierung des Lichts erreicht werden. Hierfür ist *direkte* Sonnenstrahlung nötig, der Bau solcher Anlagen also nur in Gebieten mit mehr als 3000 Sonnenscheinstunden pro Jahr sinnvoll (BRD: 1500-1800 h/a). Man unterscheidet nach Art der Fokussierung 2D- und 3D Anlagen:

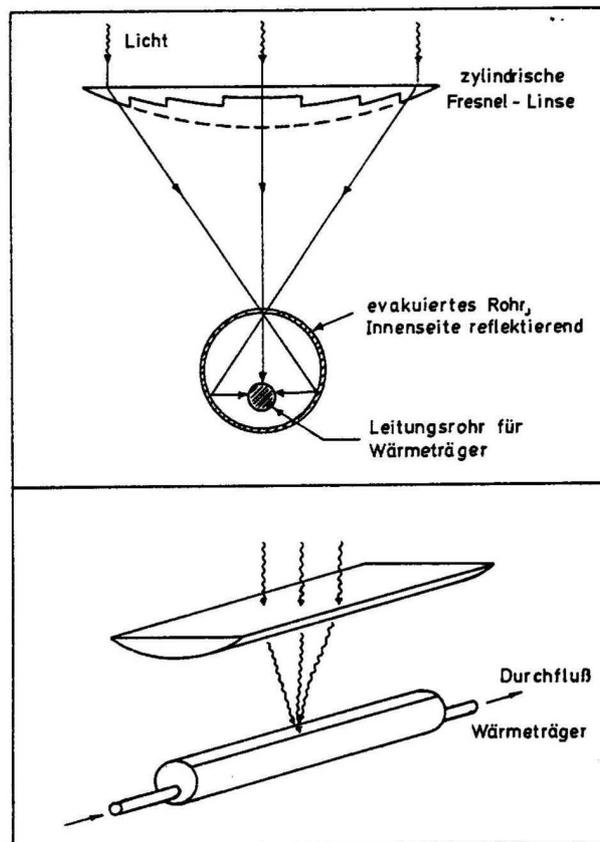


Abbildung 8.8: Prinzip eines 2D Rinnenkollektors[2]

2D-Fokussierung

Zum ersten Typ gehören die *Rinnenkollektoranlagen*, auch DCS genannt (nach eng. *distributed collector system*). Sie bestehen aus mehreren bis zu 100 m langen Metall-Glas Verbund-Röhren, in denen das Prozeßmittel fließt (meist hitzebeständiges synthetisches Öl). Das Sonnenlicht wird mittels zylindrischer Fresnellinsen oder ca. 5 m breiter parabolförmiger Spiegel-segmente auf diese Brennlinie fokussiert (Abb. 8.8) und erhitzt das Prozeßmittel auf bis zu 400°C (Erhöhung der Strahlungs-Leistungsdichte um den Faktor 80)

Für eine 80 MW Einheit, die in Kalifornien von der *Southern California Edison* errichtet wurde, wurden Stromerzeugungskosten von ca. 10 ¢/kWh nachgewiesen. Eine weitere mit 350 MW ist ebenfalls in Betrieb (*LUZ*). Zur Zeit sind solche Anlagen ohne Subventionen noch nicht überlebensfähig, könnten dies aber in naher Zukunft werden, da zum einen speziell in Kalifornien die Strompreise in letzter Zeit stark angestiegen sind, zum anderen die zum Einsatz kommenden Spiegel immer preiswerter gefertigt werden können (siehe 3D-Anlagen). Seit 1991 ist allerdings keine neue Anlage mehr in Betrieb gegangen.

3D-Fokussierung

Eine weitere Erhöhung der Strahlungsdichte (Leistungsdichte) erreicht man durch eine Fokussierung in 3 Dimensionen – bis zu einem Faktor 500. Hierfür sind Spiegel mit 2-dimensionaler Krümmung, z.B. Parabolspiegel erforderlich. Konventionelle Glassubstratspiegel sind allerdings aufwendig und teuer in der Fertigung, so daß sie in den großen Stückzahlen, wie sie für eine Solarfarm erforderlich sind, unwirtschaftlich wären. Statt dessen kommt die *Metallmembrantechnologie* zum Einsatz: Ein Hohlraum wird mit einer dünnen flexiblen Blechmembran überzogen, die luftdicht abschließen muß. Evakuiert man den Hohlraum teilweise, so wölbt sich die Membran nach innen und formt ein Rotationsparaboloid, das das Licht in einem Brennpunkt bündelt. Zur Veränderung der Brennweite (Anpassung an Sonnenstand), sowie zur Kompensation äußerer Einflüsse (Wind!) muß lediglich der Unterdruck unterhalb der Membran verändert werden.

Anlagen dieser Art können als kleine dezentrale Einheiten mit einem Stirling-Motor im Fokus gebaut werden. Temperaturen um 700°C ermöglichen einen hohen Wirkungsgrad.

Das Kraftwerk *Solar Two* in der kalifornischen Mojavewüste kombiniert 1926 solcher Spiegel, die auf einen gemeinsamen Brennpunkt des zentralen Turms ausgerichtet werden (Turmkraftwerk, Abb. 8.9). Als Prozeßmittel dient hier flüssiges Salz ($\text{Na} / \text{KNO}_3|_{\text{liq}}$), das im Fokus von 290°C auf 560°C erhitzt wird. Anschließend gelangt es in einen 1600 t-Vorratstank und gibt in einem Dampferzeuger seine Wärme an den mit der Turbine gekoppelten Sekundärkreislauf ab. Durch diese Speicherung arbeitet das Kraftwerk auch 3 Stunden nach Sonnenuntergang noch bei voller Leistung (10 MW_{el}) und erreicht im Sommer einen Nutzungsgrad von 60%. Der Flächenbedarf liegt bei ca $1 \text{ km}^2/20 \text{ MW}$. Nach Angaben der Betreiber sinken die Stromerzeugungskosten mit wachsender Anlagengröße. Eine 100 MW_{el} -Anlage könnte für ca. $16\text{-}18 \text{ ¢/kWh}$, ein Kraftwerk doppelt so hoher Leistung sogar für ca. $5\text{-}7 \text{ ¢/kWh}$ Strom liefern. Letzteres liegt bereits in der Größenordnung konventionell bereitgestellten Stroms. Einere weitere Vergrößerung stößt auf Probleme, da mit zunehmendem Abstand der Spiegel



Abbildung 8.9: Das 10 MW_{el} Kraftwerk Solar Two [4]



Abbildung 8.10: Sonnenofen bei Odeillo-Via [4]

vom zentralen Turm auch die Verluste steigen.

Eine weitere Variante der 3D Fokussierung stellt der *Sonnenofen* bei Odeillo-Via (franz. Pyrenäen). 63 steuerbare Spiegel von je 42 m^2 bilden einen großen Parabolspiegel, der das Licht auf einen Brennfleck fokussieren. Bei einer Leistung von 1100 kW erreicht dieser Ofen Temperaturen um 3500°C . Diese Anlage dient allerdings nicht der Stromerzeugung sondern der Hochtemperaturforschung.

8.2 Photovoltaik

Die erste direkte Erzeugung von Strom aus Sonnenlicht gelang 1839 A. BECQUEREL. Er beobachtet den Aufbau einer Spannung zwischen zwei Se-Elektroden in einer Salzlösung, wenn eine davon beleuchtet wurde. Die erste ‘Solarzelle’ war also gewissermaßen flüssig – eine photochemische Zelle. Wir werden im nächsten Abschnitt dieses Kapitels sehen, daß aktuelle Entwicklungen diesen Ansatz wieder aufgreifen. Gewöhnlich bringt man mit dem Begriff Solarzellen allerdings Halbleitermaterialien in Verbindung, speziell kristallines Silizium. Die ersten Solarzellen dieser Art wurden 1954 gebaut und ursprünglich für die Raumfahrt eingesetzt.

Durch ihre *Bandlücke* sind Halbleiter ideal für die Absorption von Photonen geeignet. Während in einem Metall nach Photonen-Absorption entstandene freie Ladungsträger durch Phononenkopplung sehr schnell (ps) wieder rekombinieren, ist dies in einem Halbleiter nicht möglich. Elektronen, die vom Valenzband ins Leitungsband angeregt wurden, besitzen eine Energie von typischerweise über einem eV (die Energie der Bandlücke) während ein Phonon größenordnungsmäßig 0.05 eV Energie besitzt. Deshalb ‘leben’ angeregte Elektronen im Halbleiter bis zu ms, eine Zeit in der die getrennten Ladungsträger gut ‘abtransportiert’ werden können. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die Grundlagen der Photovoltaik gegeben. Für ein fundiertes aber trotzdem allgemeinverständliches Studium sei z.B. [38] empfohlen.

8.2.1 Funktion eines Halbleiters

Elektronen haben halbzahligen Spin und sind Fermionen. Diese folgen dem PAULI Prinzip, das besagt, daß jeder Zustand maximal einfach besetzt sein darf. In einem Halbleiter werden deshalb die freien Zustände von unten nach oben bis zur FERMI Energie E_F aufgefüllt. Allerdings ‘schmiert’ diese Verteilung bei endlicher Temperatur aus und man erhält die FERMI Verteilung als Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes der Energie E_e :

$$f(E_e) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_e - E_F}{k_B T}\right] + 1} \quad (8.40)$$

Das Leitungsband beginnt beim Energie-Niveaus E_C (Abb. 8.11) und die Zahl der Elektronen n pro Volumen im Leitungsband ergibt sich durch Integration:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} f(E)N(E)dE \quad (8.41)$$

Die Besetzung der Zustände minimiert die Freie Energie $F = E - TS$. Würde dagegen E minimiert, so wäre bei Raumtemperatur das Leitungsband vollständig leer! Bei der FERMI-Energie E_F ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Zustand besetzt ist, gerade auf $f(E_F) = \frac{1}{2}$ abgesunken.

$$N(E) \propto \sqrt{E - E_C} \quad (8.42)$$

ist die energetische Verteilungsfunktion der Zustände im Leitungsband. Man erhält

$$n = N_C \exp \left[\frac{E_e - E_C}{k_B T} \right] \quad (8.43)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (8.44)$$

dabei ist m_e^* die effektive Masse der Elektronen. Durch Streuung am Kristallgitter erhöht sich dieser Wert auf $m_e^* \approx 1.09m_e$. N_C heißt auch die *effektive Zustandsdichte* und hat den Wert $N_C \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Analog gilt für die positiven Ladungsträger, die Löcher im Valenzband²:

$$p = N_v \exp \left[\frac{E_v - E_C}{k_B T} \right] \quad (8.45)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (8.46)$$

Die effektive Masse der Löcher ist $m_v^* \approx 1.15m_e$. Im Falle von Si ist die Bandlücke $E_G = 1.124 \text{ eV}$ breit (Abb. 8.11, a) und die FERMI-Energie E_F liegt 0.023 eV oberhalb der Mitte der Lücke (nicht eingezeichnet). Im thermischen Gleichgewicht muß die Dichte der Löcher der der freien Elektronen gleichen

$$n = p \quad (8.47)$$

²Die ins Leitungsband angehobenen Elektronen hinterlassen Fehlstellen im Valenzband, die durch Elektronenaustausch von Atom zu Atom weitergeleitet werden

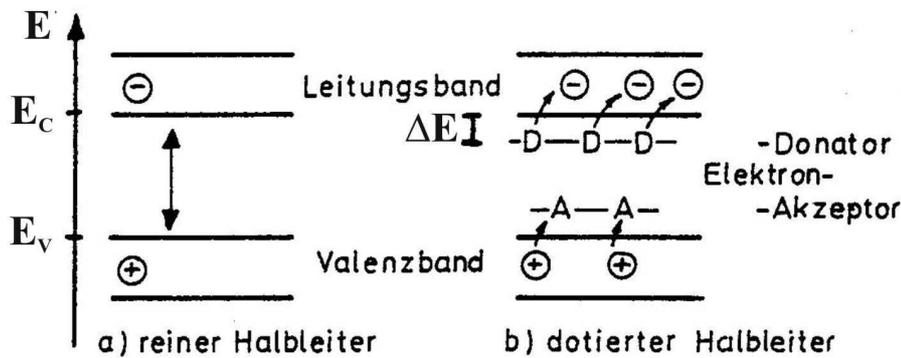


Abbildung 8.11: Potentialschema eines reinen (a) und dotierten (b) Halbleiters [2]

Das Produkt beider Dichten ergibt

$$np = n_i^2 = N_C N_v \exp \left[\frac{E_v - E_C}{k_B T} \right] = N_C N_v \left[\frac{-E_G}{k_B T} \right] \quad (8.48)$$

n_i ist die *intrinsische Trägerdichte*, die nur von E_G und T abhängt. Sie ist insbesondere unabhängig von einer Dotierung (siehe unten). Für Si bei 300 K ist $n_i = 1.1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. (Zum Vergleich: bei Metallen ist ein typischer Wert dieser Trägerdichte $\approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)

Dotierung

Die Erhöhung der Leitfähigkeit eines Halbleiters erreicht man durch *Dotierung* mit Fremdatomen: Ersetzt man ein 4-wertiges Si-Atom durch ein 5-wertiges P-Atom, so werden nur 4 Valenzelektronen zur Einbindung in ds Kristallgitter verwendet und das 5. Elektron ist schwach gebunden. Die Bindungsenergie läßt sich abschätzen, indem man das 4-fach abgesättigte P-Atom (einfach positiv) und sein 5. Elektron als Pseudo-Wasserstoffatom auffaßt. Das Elektron eines freien Wasserstoffatoms hat die Bindungsenergie:

$$E_H = \frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} = 13.5 \text{ eV} \quad (8.49)$$

Nun ist das P-Atom aber im Kristallgitter eingebunden und erfährt ein zusätzliches elektrisches Feld, das *Kristallfeld*, das durch Polarisation der Nachbaratome gebildet wird. Es schwächt die Bindung des Elektrons und in Gleichung 8.49 wird dem durch Übergang von der

Vakuuminfluenzkonstante ϵ_0 zur Dielektrizitätskonstante in Materie Rechnung getragen

$$\epsilon_0 \rightarrow \epsilon\epsilon_0, \text{ hier } \epsilon \approx 10 \quad (8.50)$$

Da ϵ quadratisch in Gl. 8.49 eingeht, wird die effektive Bindungsenergie auf $E_P \approx 0.13$ eV gesenkt. Die Donatorelektronen befinden sich daher in Zuständen knapp unterhalb der Kante des Leitungsbandes (Abb. 8.11,b) und sind schon ab $T \approx 70$ K größtenteils frei beweglich (die Donatoratome sind ionisiert). Entsprechend kann man zur Erhöhung der p-Leiter (Löcher) das Si mit einem dreiwertigen Element (z.B. Bor) dotieren. Diese *Akzeptoratome* sitzen energetisch gesehen in Zuständen knapp oberhalb von E_v .

Betrachten wir einen n-dotierten Halbleiter, mit der Dichte der Donatoratome von

$$N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (8.51)$$

Wie groß ist dann p, also die Zahl der Löcher? Da n_i nicht von der Dotierung abhängt, gilt

$$n_i^2 = pn \simeq pN_D \quad (8.52)$$

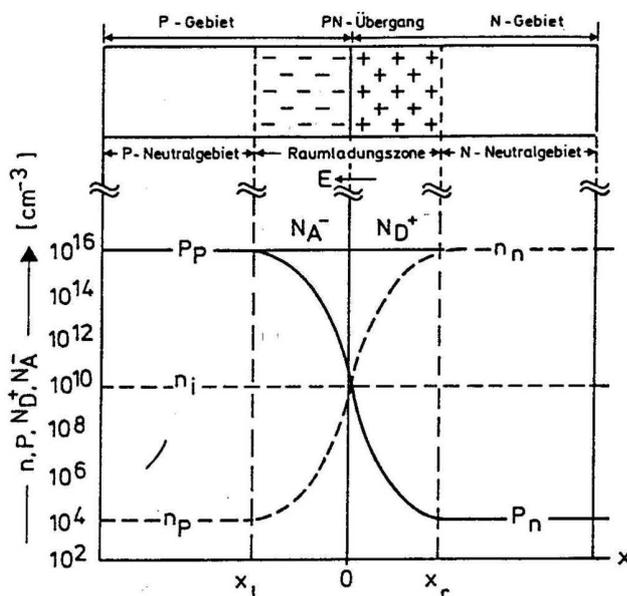


Abbildung 8.12: Dotierungsverlauf und Konzentrationsverlauf der Ladungsträger in einem symmetrischen p-n Übergang im thermischen Gleichgewicht [39]

und daraus folgt

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} = 10^4 \text{ cm}^{-3}. \quad (8.53)$$

Diesen Zusammenhang veranschaulicht Abbildung 8.12. Die Dichte freier Elektronen bzw. Löcher ändert sich am pn-Übergang (siehe unten) über mehr als 10 Größenordnungen, ihr Produkt bleibt dagegen konstant.

Wie verhält sich das FERMI-Niveau bei Dotierung? Im n-Leiter liegt dieses nahe der Kante des Leitungsbandes, im p-Leiter nahe des Valenzbandes:

n-Leiter:

$$N_D \simeq n = N_C \exp \left[\frac{E_F - E_C}{k_B T} \right] \quad (8.54)$$

$$\Leftrightarrow E_F - E_C = k_B T \ln \left(\frac{N_D}{N_C} \right) \quad (8.55)$$

Für Si bei 300 K, $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $N_C = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ folgt, daß die Fermi Energie 0.18 eV unterhalb des Leitungsbandes (E_C) zu liegen kommt.

pn-Übergang

Bringt man n-dotierte und p-dotierte Gebiete in Kontakt, so diffundieren Elektronen über die Berührungsfläche in die p-Schicht und Löcher in die n-Schicht. Die geladenen Akzeptor bzw. Donator-Ionenrümpfe bleiben zurück und bauen an der Grenzschicht ein elektrisches Feld auf. Dieses wirkt der Diffusion entgegen und führt zu einem Gleichgewicht aus Diffusions- und Feldstrom. Die Ausdehnung dieser Raumladungsschicht beträgt ca. 100 nm.

Wie groß ist das *Potential* zwischen n- und p-Schicht? Wir haben gesehen, daß bei einem n-dotierten Halbleiter E_F knapp unterhalb E_C liegt, bei einem p-dotierten Halbleiter knapp oberhalb E_V . Im thermischen Gleichgewicht muß das FERMI-Niveau in beiden dieselbe Energie erreichen, da man ansonsten ein *perpetuum mobile* hätte, d.h. es flösse permanent Strom. Abbildung 8.13 illustriert die energetischen Verhältnisse. E_1 und E_2 ergeben sich nach Gl. 8.55. Damit folgt:

$$qU_D = E_G - E_1 - E_2 \quad (8.56)$$

$$= E_G - k_B T \ln \left(\frac{N_V N_C}{N_A N_D} \right) \quad (8.57)$$

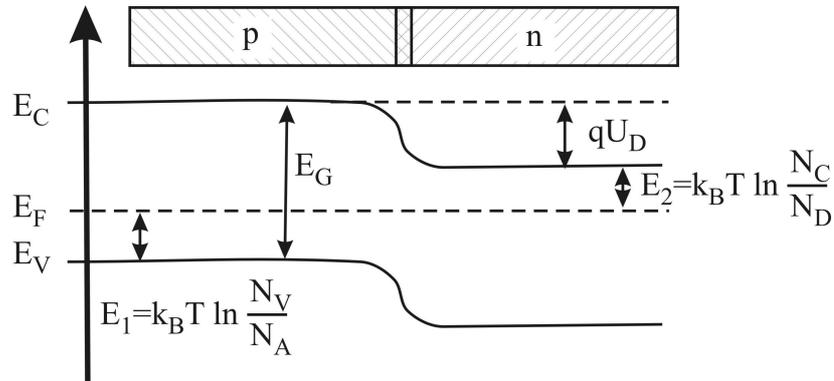


Abbildung 8.13: Potentialverlauf in einem symmetrischen p-n Übergang

Das Potential U_D ist demnach proportional der Bandlücke E_G . Mit

$$n_i^2 = N_C N_V \exp \left[\frac{-E_G}{k_B T} \right] \quad (8.58)$$

folgt

$$qU_D = E_G - k_B T \ln \left(\frac{n_i^2 \exp [E_G/k_B T]}{N_A N_D} \right) \quad (8.59)$$

und somit

$$qU_D = k_B T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (8.60)$$

Mit den Werten für Silizium ($N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 300 \text{ K}$) folgt $U_D = 0.72 \text{ V}$. Dies ist die von der Solarzelle gelieferte Maximalspannung.

Die Belichtung des pn-Übergangs

Bei einer Solarzelle werden durch Absorption von Photonen zusätzlich Elektronen und Löcher erzeugt. Abhängig von der Photonenenergie haben diese direkt nach ihrer Erzeugung eine andere Energieverteilung in den Bändern als die im Dunkeln vorhandenen. Durch Stöße mit dem Gitter (Phononenabsorption und -emission) thermalisieren sie zu einer Verteilung mit einer mittleren kinetischen Energie von $E_{kin} = 3/2 k_B T$. Auch für diese neu erzeugten Ladungsträger gilt natürlich das PAULI Prinzip und deshalb folgt die nun höhere Gesamtzahl ebenfalls einer

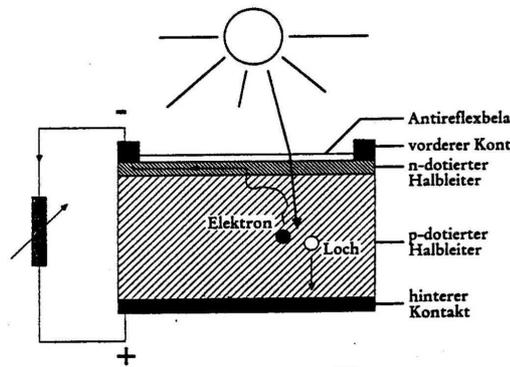


Abbildung 8.14: Schematischer Schnitt durch eine Solarzelle [40]

FERMI Verteilung. Durch die Belichtung ist nun sowohl die Dichte der Löcher (p) als auch die Dichte der Elektronen (n) gewachsen und

$$np > n_i^2, \quad (8.61)$$

was mit der Dotierung nicht gelungen war. Dies hat Einfluß auf die Lage des FERMI-Niveaus: Wegen der Vergrößerung der Elektronendichte müßte die FERMI Verteilung näher ans Leitungsband rücken, aufgrund der höheren Löcherdichte aber auch näher ans Valenzband. Den Ausweg aus diesem Dilemma bildet die Einführung *zweier* FERMI-Funktionen: einer mit der FERMI-Energie E_{FC} , die für die Besetzung mit Elektronen im Energiebereich des Leitungsbandes und der Donatoren gilt, sowie einer zweiten mit der FERMI-Energie E_{FV} , die für die Besetzung mit Elektronen im Bereich des Valenzbandes und der Akzeptoren gilt und somit auch die Löcherdichte im Valenzband festlegt.

Ohne elektrisches Feld gäbe es nun eine schnelle Rekombination. Durch das Feld des pn-Übergangs werden jedoch Elektron-Loch Paare, die in der Raumladungszone erzeugt werden, getrennt, und es fließt ein Strom. Schematisch ist das in Abb. 8.14 skizziert.

Die maximale Spannung ($U_{OC} = U_D$) einer Solarzelle, die ohne Nutzlast, also im 'open circuit' betrieben wird, erhalten wir durch Gl. 8.60. Der maximale Strom bei Kurzschluß (I_{SC} , 'short circuit') wird durch die Reaktionsrate im pn-Gebiet, also die Erzeugung der Ladungsträger gegeben. Im realen Betrieb unter Last folgen Strom und Spannung bei einem Halbleiter der sogenannten *Strom-Spannungskennlinie*, die in Abbildung 8.15 für eine Si-Zelle gezeigt ist. Die optimale Leistungsausbeute erzielt man beim Maximum des Produkts $I \cdot U$, graphisch

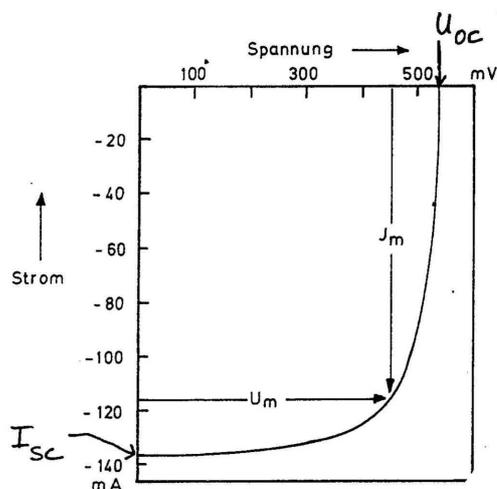


Abbildung 8.15: Strom-Spannungskennlinie einer Solarzelle [2]

gesprochen, indem man die Fläche $U_m \times I_m$ maximiert. Ideal wäre also eine rechteckige Form der Strom-Spannungskennlinie ($P = U_{OC} I_{SC}$). In der Praxis versucht man, möglichst steile Flanken der Kurve zu erzielen. Man erreicht 75-80% des theoretischen Maximums

$$\frac{U_m I_m}{U_D I_{SC}} \simeq 0.75 - 0.80 . \quad (8.62)$$

8.2.2 Wirkungsgrad einer Solarzelle

Der Wirkungsgrad ist definiert als Quotient der aus der Solarzelle gewonnenen elektrischen Leistung P und der (senkrecht) einfallenden Lichtleistung L_{ein}^\perp

$$\eta = \frac{U_m I_m}{L_{ein}^\perp} \quad (8.63)$$

Verwendet man monochromatisches Licht, das genau die Energie der Bandlücke aufweist ($h\nu = E_G$), so wird jedes absorbierte Photon in ein Elektron-Loch Paar umgewandelt und der Wirkungsgrad ergibt sich zu

$$\eta = (1 - R) \cdot \frac{U_m I_m}{U_D I_{SC}} . \quad (8.64)$$

Lediglich die Reflexionsverluste (R) müssen berücksichtigt werden. Sonnenlicht ist natürlich nicht monochromatisch und der Energieübertrag daher unvollständig:

Photonen mit geringerer Energie ($h\nu < E_G$) können gar keine Elektronen ins Leitungsband anheben. Sie werden daher nicht absorbiert und sind für die Stromgewinnung verloren. Der Halbleiter ist für diese Photonen transparent.

Photonen, deren Energie die der Bandlücke übersteigt, erzeugen zwar ein Elektron-Loch Paar, allerdings wird die Überschussenergie $E_X = h\nu - E_G$ in Phononen, also Wärme, und nicht in Strom umgesetzt.

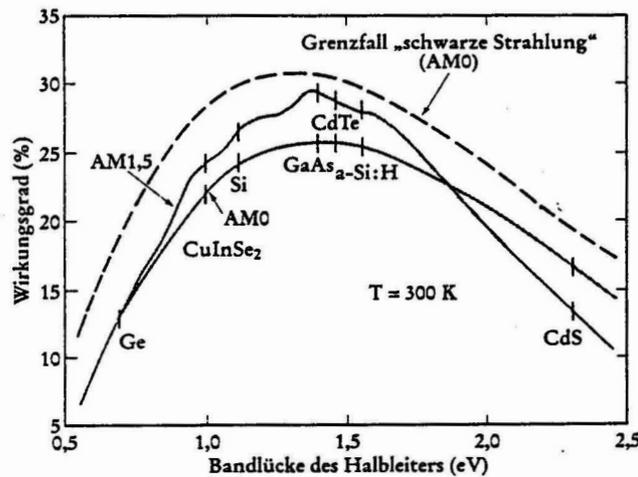


Abbildung 8.16: Maximaler Wirkungsgrad modellhafter Solarzellen abhängig von der Energielücke des verwendeten Halbleitermaterials [40]

Abb. 8.16 zeigt die maximal erreichbaren Wirkungsgrade verschiedener Halbleitermaterialien. Die durchgezogene Linie (AM1,5) gibt das Sonnenspektrum wieder, wie es auf der Erdoberfläche nach Durchgang durch die Atmosphäre bei 48° nördlicher Breite empfangen wird. Der Wirkungsgrad eines Halbleitermaterials ist um so günstiger, je näher die Bandlücke (E_G) bei dem Maximum des Sonnenspektrums ($h\nu = 1.5$ eV) liegt. III/V-Halbleiter wie GaAs oder II/VI Halbleiter wie CdTe übertreffen kristallines Si ($\eta_{max} = 21\%$) deutlich.

Der derzeitige Rekordwirkungsgrad für Stromerzeugung mit Solarzellen liegt bei $\eta = 43\%$. J. WERNER et al. [41] vom MPI f. Festkörperforschung in Stuttgart demonstrierten, daß durch optimale Anpassung der Bandstruktur eines Si-Halbleiters bei Photonenenergien um 4 eV (nahes UV) eine Quantenausbeute von 1.3 möglich ist. Pro absorbiertem Photon wurden im Mittel 1.3 Elektronen-Loch Paare produziert, indem die Überschussenergie $E_X = h\nu - E_G$ nur teilweise als Wärme an das Gitter abgeführt wurde. Der überwiegende Teil wird an das Elektron übertragen, das in einem AUGER-Prozeß ein weiteres Elektronen-Loch Paar erzeugt. Diese Arbeit könnte eine neue Entwicklung zur Verbesserung des Wirkungsgrades andeuten.

8.2.3 Aufbau von Solarzellen

Kristallines Silizium

Silizium ist nach Sauerstoff das zweithäufigste Element der Erdkruste, wo es meist in Form von Oxiden und Silikaten vorkommt. Um es in reiner Form darzustellen, wird es im Lichtbogen bei 2000 °C mit Kohlenstoff reduziert. Dies geschieht großtechnisch mit Millionen t pro Jahr, von denen ca. 20 000 t für die Halbleiterindustrie auf extreme Reinheit gebracht werden. Hiervon erhält die Silizium-Photovoltaik zur Zeit rund 4000 t minderwertiges ‘Abfallmaterial’, ausreichend für 250 MWp Leistung (Megawatt Spitzenleistung bei vollem Sonnenlicht). Der Preis liegt zur Zeit bei ca. 30 \$/kg. Den größten Anteil an der Produktion haben die *Siebdruckzellen*, die aus $12.5 \times 12.5 \text{ cm}^2$ großen Scheiben mit Dicken von ca. $250 \mu\text{m}$ hergestellt werden. Die Dicke ist durch die Stärke der Lichtabsorption bestimmt. Zu dünne Scheiben wären transparent und hätten einen schlechteren Wirkungsgrad (siehe unten).

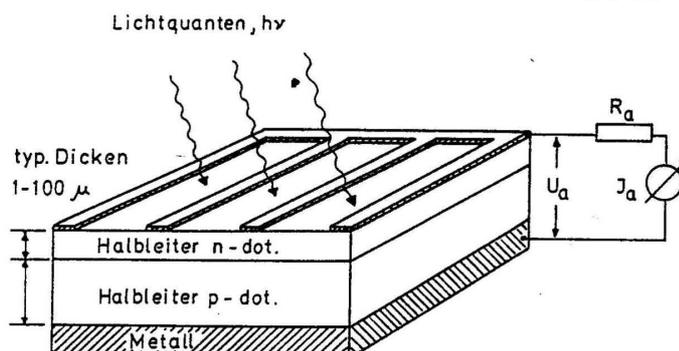


Abbildung 8.17: Aufbau-Prinzip einer Solarzelle [2]

Anschließend wird das Halbleitermaterial dotiert. Für Si kommen als Donatoren P und As zum Einsatz, als Akzeptoren B oder In. Hierzu wird der Si-Chip im Dampf der Dotieratome auf ca. 900°C erhitzt. Bei dieser Temperatur diffundieren die Atome von der Oberfläche ins Innere. Weitere Möglichkeiten der Dotierung sind die Implantation hochenergetischer Ionen aus einem Strahl (ungleichmäßig), oder auch die Neutronenbestrahlung des Si-Wafers. Bei letzterer nutzt man die Kernreaktion $^{30}\text{Si} (n, \beta^-) ^{31}\text{P}$ und erhält eine besonders gleichmäßige Verteilung der P-Atome im Si. Allerdings ist diese Technik teuer.

Typische Donatorkonzentrationen liegen bei $10^{15} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Das ist, gemessen an der Dichte

der Gitteratome 10^{23}cm^{-3} recht wenig und erklärt die hohen Anforderungen an die Reinheit des Siliziums.

Die Front- und Rückseitenkontakte ('Finger') der Zelle (Abb. 8.17) werden mittels einer Silber- bzw. Aluminium-haltigen Paste aufgedruckt (100 μm breite Kontakte in 2-3 mm Abstand). Die Vorderseite der Zelle ist mit einer Antireflexschicht aus Si-Nitrid überzogen, die die Reflexionsverluste von 30% auf 10% senkt. Verbesserte Technologien verwenden eine zusätzliche p^+ Schicht (besonders starke p-Dotierung) unter dem Rückseitenkontakt (Abb. 8.18, oben). Diese wird durch Aufdrucken einer Aluminiumpaste mit nachfolgendem Einsintern hergestellt und vermindert durch Niedrighalten der Elektronenkonzentration die Rekombination der Ladungsträger an der Rückseite. Hierfür hat sich aufgrund der etwas zu bildlichen Vorstellung einer negativen Aufladung des p^+ -dotierten Bereichs der Begriff (BSF, *back surface field*) eingebürgert. Solche Solarzellen erreichen heute Wirkungsgrade von $\eta = 13 - 15\%$. Zum Vergleich: 1980 lag der mittlere Wirkungsgrad bei $\eta = 8\%$, 1990 bei $\eta = 12\%$.

Um eine weitere Wirkungsgradsteigerung zu erreichen, muß ein schwächer dotierter n-Emitter mit einem höheren Schichtwiderstand verwendet werden. Dies erfordert einen kleineren Fingerabstand und, um die Abschattungsverluste klein zu halten, schmalere Strukturen als mit Siebdruck realisiert werden können. Ein Alternativverfahren wurde mit der *buried contact* Technik entwickelt (Abb. 8.18, unten): Ca. 30 μm breite Gräben werden mit Laserschneidetechnik in die Oberfläche gegraben und mit einem starken n^{++} Emitter gefüllt, der mit einer Ni/Cu Schicht überzogen wird. Wirkungsgrade von $\eta = 17\%$ sind mit dieser Technik in der Massenfertigung erreichbar.

Zusätzlich kommt neuerdings eine mikrostrukturierte Oberfläche zum Einsatz (Pyramiden- oder Waffeleisentechnik), die den Wirkungsgrad in zweifacher Hinsicht steigern hilft: Oberflächenreflektionen werden gesenkt, da unter flachem Winkel reflektiertes Licht mit großer Wahrscheinlichkeit in eine benachbarte Pyramide eindringt und dort absorbiert werden kann. Zum anderen wird Licht, das durch die Zelle hindurchdringt und an der Rückseite reflektiert wird³ an einer strukturierten Oberfläche zu einem großen Anteil totalreflektiert, da der Brechungsindex von Si mit $n_{Si} = 3.5$ sehr hoch ist und Totalreflexion bereits ab $\alpha_{tot} = 16.6^\circ$ einsetzt. Das Licht wird dann innerhalb der Zelle 'eingefangen', läuft also mehrfach hin und her. Photonen müssen nicht beim ersten Durchgang absorbiert werden wie bei konventionel-

³Zur Steigerung der Reflexivität an der Rückseite wird diese ebenfalls mit einer Siliziumoxid oder -nitridschicht passiviert, was eine gute Reflexivität zur Folge hat

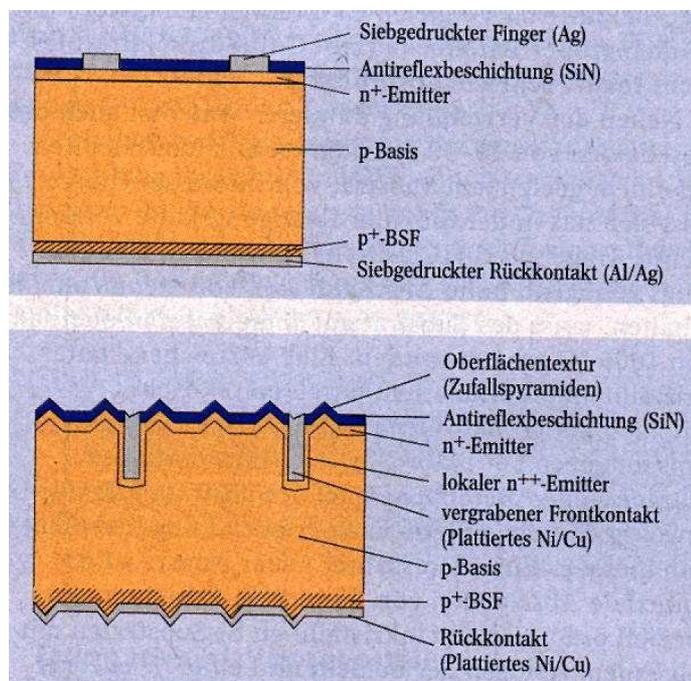


Abbildung 8.18: Querschnitt durch einen Siebdruck Solarzelle mit BSF (*back surface field*) Rückseitenkontakt (oben) und *buried contact* Technik mit mikrostrukturierter Oberfläche [42]

len Zellen mit glatter Oberfläche, sondern erhalten ‘mehrere Chancen’. Am Fraunhofer ISE wurden Wirkungsgrade über 20% auf $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen CZOCHRALSKI Wafern erzielt. Alternativ kann die Solarzelle bei gleichbleibender Effizienz viel dünner (und daher preiswerter) gefertigt werden. Statt 200-300 μm reichen 20 μm , die dann auf eine geeignete Trägersubstanz aufgebracht werden, aus.

Dünnschichttechniken

Die geringeren Kosten sind der Hauptgesichtspunkt bei der Entwicklung der Dünnschichttechniken, die immer stärkere Bedeutung erlangen. Vorreiter in dieser Technologie ist die Zellen- und Modulentwicklung aus hydrogenisiertem amorphem Silizium (a-Si:H). Wie der Name sagt, liegt dieses Si nicht als Einkristall, sondern amorph vor. Die aufgebrochenen Bindungen werden mit H-Atomen abgesättigt (bis zu 10 Atom%). Solarmodule aus a-Si:H besitzen einen

geringeren Wirkungsgrad, bieten aber den Vorteil höherer spezifischer Absorption (10-100 mal stärker als kristallines Si) und können daher in entsprechend dünneren Schichten verarbeitet werden. Niedrigere Prozeßtemperaturen erlauben das Aufbringen auf (flexiblen) Folien und die Fertigung großer Flächenmodule, deren Massenproduktion bereits läuft. Ein gravierender Nachteil ist bei a-Si:H die lichtinduzierte Degradation: Innerhalb der ersten Betriebswochen sinkt der Wirkungsgrad um einige Prozentpunkte. Im Labor wurden Zellen entwickelt, die vor der Degradation 14.6%, danach immerhin noch 13% Wirkungsgrad haben. In der Massenproduktion lassen sich zur Zeit allerdings nur 7-8% erreichen.

8.2.4 Andere Halbleitermaterialien in der Solartechnik

Neben dem vierwertigen Silizium gibt es eine Reihe anderer Halbleitermaterialien, die aus Verbindungen drei- und fünfwertiger Elemente (III/V-Halbleiter) oder zwei- und sechswertiger Elemente bestehen.

Galliumarsenid

Für die erste Gruppe sei *Galliumarsenid* (GaAs) erwähnt, dem nach Si zweitwichtigstem Halbleitermaterial. Es wird in Hochfrequenzbauteilen, Leuchtdioden und Halbleiterlasern bereits in der Massenfertigung eingesetzt. Mit einer Bandlücke von $E_G = 1.4$ eV ist es auch für die Konversion von Sonnenlicht optimal geeignet. Die Kombination mit Al, In, N, P oder Sb erlaubt es, die Bandlücke in gewissen Grenzen zu verändern. Durch Kombination mehrerer solcher Zellen verschiedener Bandlücken (Multispektralzellen) lassen sich sehr hohe Effizienzen erreichen. Am Fraunhofer Institut wurden Wirkungsgrade deutlich über 30 % demonstriert. Der Preis für GaAs Zellen liegt allerdings auf dem fünfzigfachen Niveau der Si-Technik und kommt daher derzeit nur in Spezialanwendungen wie in der Raumfahrt zum Einsatz, wo es sich auch durch seine hohe Strahlenresistenz auszeichnet.

Kadmiumtellurid

Ein Mitglied der II/VI Gruppe ist *Kadmiumtellurid* (CdTe). Es besitzt eine Bandlücke von $E_G = 1.45$ eV, die im günstigsten Bereich des Sonnenlichtspektrums liegt. CdTe absorbiert

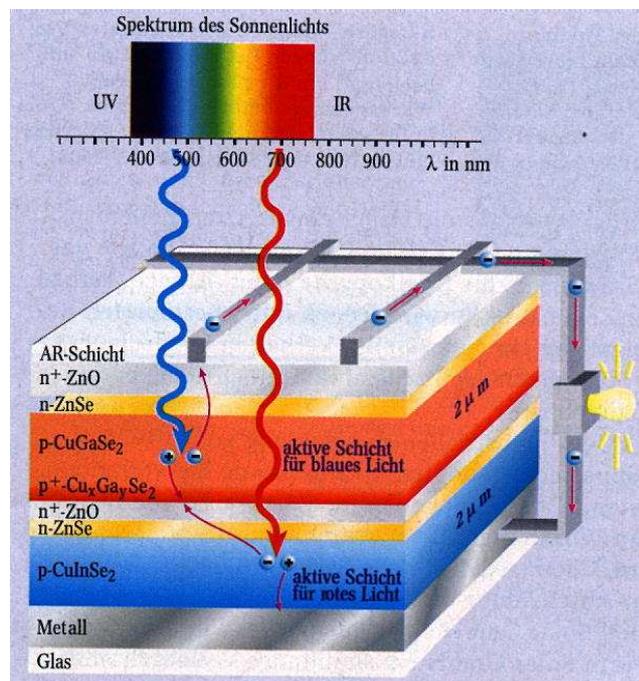


Abbildung 8.19: Monolythische Chalkopyrit Multispektralzelle auf Glas. (Details siehe Text) [42]

Licht im sichtbaren Spektralbereich innerhalb weniger Mikrometer, ist also ebenfalls für die Dünnschichttechnologie gut geeignet. Das Funktionsprinzip basiert auf dem Heteroübergang n-CdS/p-CdTe. Infolge der relativ zu den Photonenenergien hohen chemische Bindungsenergie von 5.75 eV ist dieses Material photostabil und es tritt weder Degradation noch Freisetzung des giftigen Cd auf. Für die großtechnische Produktion ist besonders die hohe Abscheiderate ($10 \mu\text{m}/\text{min}$ und bis zu $1\text{m}/\text{min}$ Vorschubrate), die mit diesem Material möglich ist, interessant. Die Firma Antec Solar plant eine Jährlich Jahresproduktion von $100\,000 \text{ m}^2$, d.h. etwa 10 MWp. Modulwirkungsgrade von 9-10% werden erwartet.

Chalkopyrite

Eine weitere wichtige Gruppe sind die *Chalkopyrite*, Verbindungen der Elemente Cu, In, Ga, S und Se. Sie lassen sich in ihren elementaren Zusammensetzungen so kombinieren, daß sie bei gleichbleibender Kristallstruktur unterschiedliche Energielücken aufwei-

sen: CuInSe_2 : 1.05 eV, CuInS_2 : 1.55 eV (beide heißen auch CIS), CuGaSe_2 : 1.68 eV und CuGaS_2 : 2.3 eV. Alle Materialien sind hochabsorbierend und können durch geringe Variation der Stöchiometrie ohne zusätzlich Fremdatome für die Photovoltaik dotiert werden. Die Feineinstellung der photoelektrischen Eigenschaften erfolgt durch Manipulation der Zusammensetzung bis hin zu quinternären Verbindungen $(\text{Cu}(\text{In},\text{Ga})(\text{S},\text{Se})_2$, kurz CIGSSe). Auch dieses Material läßt sich im Dünnschichtverfahren auf Glas oder Metallfolien aufbringen. Seine größte Stärke liegt jedoch in der Kombination verschiedener Schichten mit unterschiedlichen Bandlücken zu sogenannten *Multispektralzellen*. Abbildung 8.19 zeigt ein Modul aus CIGSSe/CIS Absorber, und ZnO-Emitter. Blaues Licht wird in der oberen (CuGaSe_2) Schicht absorbiert, während der niederenergetische Spektralanteil transmittiert wird. Auf diesen ist der untere Layer aus CuInSe_2 abgestimmt. Wirkungsgrade um 20% sind mit diesen Techniken erreichbar, limitiert durch die etwas schlechtere Absorption bei höheren Photonenenergien. Für eine Massenfertigung noch problematisch ist der hohe Bedarf an Indium und Selen, die zur Zeit nur als Abfallprodukte bei der Zink- und Kupfer-Verhüttung anfallen. Die Fördermengen müßten erheblich gesteigert werden, was aber ohne erhöhte Anstrengungen machbar ist [42]. Dann wäre eine CIS-Solar modul-Produktion von 75 GWp im Jahr möglich, dem 100-fachen der heutigen c-Si Produktion.

8.3 Photochemische Zellen

Neben der Halbleitertechnologie gibt es noch einen zweiten Weg, Strom aus Sonnenlicht zu gewinnen: Photochemische Umwandlungsprozesse (Abb. 8.20). Die erste ‘Solarzelle’ von BECQUEREL (siehe S. 238) nutzte dieses Prinzip genauso wie die Photosynthese in Pflanzen, die mit Hilfe der Energie des Sonnenlichts CO_2 in Sauerstoff und den Energieträger Zucker umsetzt.

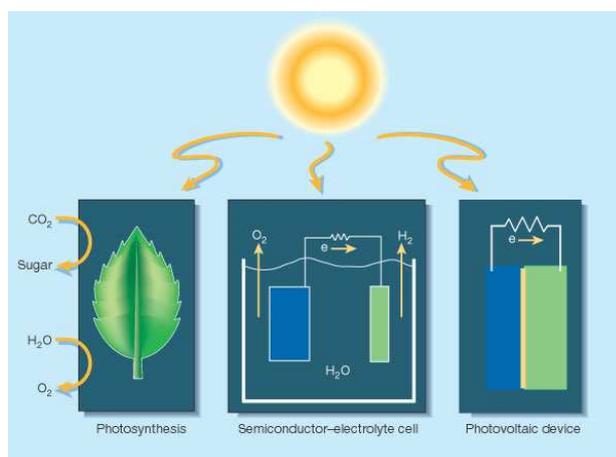


Abbildung 8.20: Möglichkeiten der Energie Umwandlung aus Sonnenlicht. Links: Photosynthese, mitte: photochemische Zelle, rechts: Solarzelle [43]

Das Ziel bei modereren photochemischen Zellen ist, Wasser in Wasserstoff und Sauerstoff zu spalten. Wasserstoff dient dann als Energieträger, wird zum Verbraucher transportiert und kann zum Beispiel in einer Brennstoffzelle als hocheffizienter Stromlieferant dienen. Hierzu sind drei Bedingungen nötig: Licht muß hinreichend effizient absorbiert werden, das erzeugte Elektron-Loch Paar muß schnell separiert werden, um eine Rekombination zu vermeiden und drittens muß diese so erzeugte Ladung fähig sein, die gewünschte chemische Reaktion (Spaltung von Wasser) auszulösen.

Wieder sind Halbleiter die Absorber der Wahl, diesmal in einem wäßrigen Elektrolytbad, das den Stromtransport zwischen Anode und Kathode gewährleistet und gleichzeitig das Reservoir für den zu erzeugenden Brennstoff (z.B. Wasserstoff) bildet. Wie wir bereits wissen, erfüllen Halbleiter die erste Bedingung; sie haben eine hohe Absorption für sichtbares Licht. Die

zweite Bedingung, der Ladungsträgertransport, wird ebenfalls gut an der Grenzfläche zwischen Elektrolyt und Halbleiter erfüllt. Das Problem ist die dritte Bedingung: SrTiO_3 oder KTaO_3 sind in der Lage die Wasserspaltung anzutreiben. Leider ist deren Energielücke so groß, daß sie Sonnenlicht nur sehr unzureichend ausnutzen. Nur ultraviolettes Licht ist energiereich genug, Elektronen ins Leitungsband anzuheben (vgl. Abb. 8.16). CdTe oder InP haben günstigere

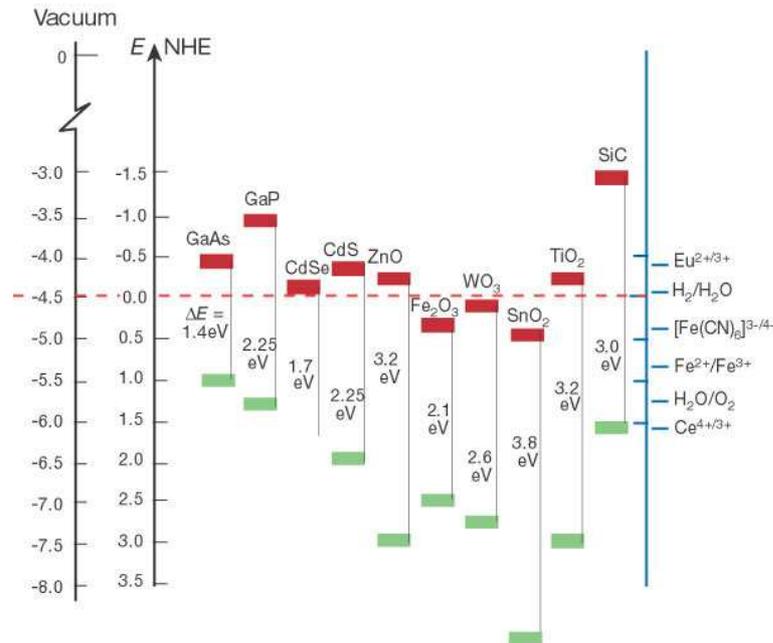


Abbildung 8.21: Lage der Bandlücke verschiedener Halbleitermaterialien bei Kontakt mit einem wäßrigen Elektrolyten bei $\text{pH}=1$ [44]

Bandlücken, eignen sich aber nicht zum Betrieb in elektrolytischen Flüssigkeiten (Korrosion, Passivierung). Wird die Bandlücke von Metalloxiden wie ZnO oder Fe_2O_3 verkleinert, um eine bessere Anpassung an das solare Spektrum zu erreichen, so wird das Potential des Elektrons zu positiv, um Wasser zu reduzieren und H_2 zu bilden (siehe Abb. 8.21). Kurz gesagt, die Materialien, die Wasser spalten können, absorbieren das Sonnenlicht nicht hinreichend oder sind photoinstabil, die Materialien, die gut absorbieren, spalten kein Wasser. Dies ist allerdings kein fundamentales thermodynamisches Hindernis: Die optimale Bandlücke für die Absorption liegt bei 1.5-1.6 eV, um Wasser zu spalten müssen 1.23 eV freie Energie aufgewendet werden. Neueste Forschungsarbeiten [43] demonstrieren die prinzipielle Lösbarkeit. Eine InNiTiO_4 Verbindung erfüllt alle Voraussetzungen und spaltet Wasser mit blauem Licht (420 nm). Zur Zeit beträgt die Effizienz erst ca. 1%, aber diese Methode birgt Entwicklungspotential.

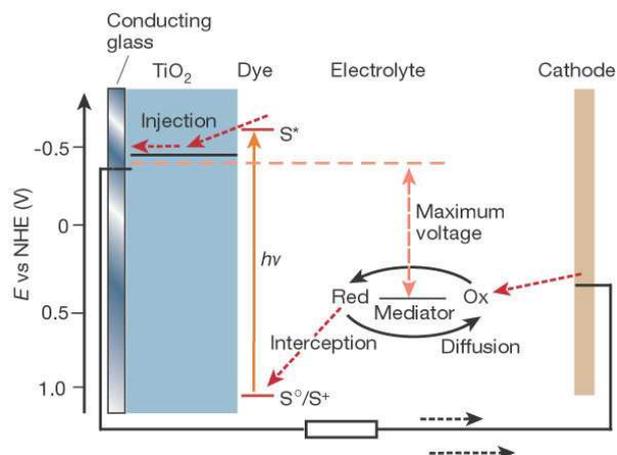


Abbildung 8.22: Farbstoff-Sensibilisierung photochemischer Zellen [44]

Weitere Möglichkeiten, die Effizienz photochemischer Zellen zu steigern ist die Entkopplung von Lichtabsorption und Ladungserzeugung (Abb. 8.22): Ein Farbstoffmolekül mit einer hohen Absorption im Sichtbaren absorbiert Licht, wird oxidiert und gibt das entsprechende Elektron an den Halbleiter weiter. Dieser dient als Anode und speist einen Stromkreis, der sich an einer Kathode im Elektrolyten schließt. Das oxidierte Dye-Molekül oxidiert seinerseits ein Mediatormolekül, das an der Kathode regeneriert wird und so den katalytischen Prozeß schließt. Mit diesen Modulen sind Wirkungsgrade um 10% erzielbar, bei erheblich geringeren Herstellungskosten als dies für kristalline Si-Solarzellen der Fall ist. Eine gute Übersicht über den derzeitigen Stand und die Zukunftspotentiale dieser Techniken gibt [44]. Zur Zeit stehen im Mittelpunkt der Bemühungen eine Verbesserung der Effizienz und der thermischen Stabilität, sowie das sogenannte ‘scale-up’ also der Übergang vom Labor- zum Industriemaßstab.

8.4 Entwicklung des Solarstrom- und Photovoltaikmarktes

Die Solarstromerzeugung befindet sich derzeit noch im Pionier- und Entwicklungsstadium und deckte mit 1.6 Mrd. kWh 1999 nur ungefähr 0.1% des Weltstrombedarfs⁴. Der größere Anteil wurde mit 0.9 Mrd. kWh von solarthermische Anlagen beigetragen (Installierte Leistung 325 MW). 1999 waren weltweit 700 MWp photovoltaische Leistung installiert, die 0.7 Mrd. kWh Strom erzeugten. Im selben Jahr wurden 200 MWp neue Solarzellen produziert, bei einem Wachstum von ca. 30% gegenüber dem Vorjahr. Der positive Trend setzte sich fort mit 287 MWp produzierten Zellen im Jahr 2000. In den letzten 10 Jahren hat sich damit der Markt verzehnfacht. Mit 90.2% Anteil im Jahr 2000 dominiert die mono- und polykristalline Siliziumtechnologie. Amorphes Silizium hält einen Marktanteil von 9.4%, Module auf der Basis von Chalkopyriten und CdTe liegen noch unter 1%. Letzteren wird erhebliches Entwicklungspotential zugestanden, ihre Serienproduktion hat gerade erst begonnen.

Studien gehen von einer Gesamt-Produktionsrate von 1400 MWp im Jahre 2010 aus, wovon rund 35% auf Dünnschichttechnologien entfallen sollen. Japan nimmt aufgrund des schon seit einigen Jahren laufenden weltweit größten nationalen Förderprogramms die Spitzenposition ein und verfügt zur Zeit über eine kummulierte Spitzenleistung von 320 MWp. Ziel ist die Errichtung von 5000 MWp bis 2010. Auch in den USA ist im Rahmen des 1 000 000-Dächer Programms mit einem ähnlichen Ausbau der Photovoltaik in den nächsten 10 Jahren zu rechnen. Deutschland betreibt Anlagen mit einer Gesamtleistung von 110 MWp. Hier liegt der Schwerpunkt der Förderung allerdings eher in der solarthermischen Nutzung (100 000-Dächer-Program), weniger in der Photovoltaik.

Die Preise für Solarstrom sind in den letzten 20 Jahren um den Faktor 3-4 auf ca. 3.2 €/Wp gefallen. Die Stromproduktionskosten liegen zwischen 55 und 80 EUR¢ pro kWh. In den nächsten 10 Jahren wird mit einer weiteren Halbierung der Herstellungskosten für kristalline Si-Module gerechnet. Eine zuverlässige Kostenabschätzung für Dünnschichtmodule ist noch nicht möglich, sollte aber auf ähnlichem Niveau liegen. Insgesamt sollte Solarstrom zwar billiger werden, wird aber wohl auf absehbare Zeit noch nicht mit konventionell erzeugtem Strom konkurrieren können. Auch der enorme Energieaufwand zur Herstellung kristallinen

⁴Zahlenangaben aus [42] und [www.iwr.de]



Abbildung 8.23: Solarkraftwerk Neurathersee mit 360 kWp Leistung [4]

Siliziums (5 GJ/m^2 , [44]) muß bei einem Ausbau in Betracht gezogen werden.

8.4.1 Zukunftsvisionen

Zur Zeit gibt es nur wenige Großanlagen für die Produktion von Solarstrom (Abb. 8.23). Der größte Teil entfällt auf dezentrale Solaranlagen zur Versorgung von Kleinverbrauchern und/oder im Inselbetrieb (z.B. Verkehrsüberwachung an Autobahnbrücken). Aus [38] stammen folgende Überlegungen: Die Hälfte des weltweiten Energieverbrauchs von rund $13 \cdot 10^9 \text{ t SKE/a}$ dient der Wärmeerzeugung bei niedrigen Temperaturen (Heizen/Kochen). Ein großer Teil dieses Bedarfs kann selbst in Ländern mit geringen Sonnenscheindauern und ungünstiger geographischer Lage bei guter Wärmeisolation mit Solarkollektoren gedeckt werden. Der Rest, also immerhin $7 \cdot 10^{13} \text{ kWh/a}$, könnte in sonnenreichen Gegenden mit Einstrahlungen von mehr als $2000 \text{ kWh/(m}^2\text{a)}$ auf einer Fläche von rund $300\,000 \text{ km}^2$ (BRD: $357\,000 \text{ km}^2$) photovoltaisch als Strom erzeugt werden und über geeignete Energieträger (Wasserstoff) zu den Verbrauchern gelangen. Ein Vielfaches dieser Fläche steht in den Wüsten zur Verfügung. Diese Vision ist gegenwärtig natürlich nicht zu verwirklichen.

Interessant ist aber eine Abschätzung für Deutschland: Hier leben 226 Einwohner pro km^2 , jedem stehen also im Mittel 4425 m^2 zur Verfügung. Die Sonne liefert im zeitlichen Mittel 116 W/m^2 , das sind auf obigen 4425 m^2 also rund 500 kW/Kopf . Der gegenwärtige Verbrauch liegt bei 5.7 kW/Kopf , davon 0.76 kW elektrischer Strom. Geht man, optimistisch, von einem zukünftigen Wirkungsgrad der Solarzellen von 20% aus, so werden pro Kopf 33 m^2 Fläche benötigt. Dies ist nur etwas mehr als die 23 m^2 pro Kopf, die zur Zeit von Gebäuden bedeckt sind. Die Dächer zusammen mit den nach Süden weisenden Häuserfassaden sollten also schon genug Fläche liefern, es wäre keine weitere Verbauung von Land notwendig. Natürlich ist auch diese Zahlenspielerei nicht sehr realistisch, verdeutlicht aber in etwa das Potential der Sonnenenergie. Ein wahrscheinlicheres Szenario vermehrter Solarenergienutzung wird der massive Einsatz solarthermischer Anlagen zur Wärmeversorgung sowie der Import von Strom aus dünner besiedelten sonnenreicheren Ländern sein.

9 Wasserkraft

Wie bereits in Kap. 2.3 herausgestellt wurde, ist die Wasserkraft der mit Abstand wichtigste regenerative Energieträger, der weltweit mit fast 20% an der Stromerzeugung beteiligt ist (1999: 669 GW installierte Leistung). Vor allem in Entwicklungs- und Schwellenländern spielt sie eine sehr große Rolle (S. 24), aber auch in Norwegen, den Alpenländern, sowie Kanada.

Man wandelt bei der Wasserkraftnutzung stets die kinetische/potentielle Energie des zu Tal bzw. ins Meer strömenden Wassers um. Theoretisch erlaubt dies Wirkungsgrade von 100%. In der Praxis erreicht man aufgrund von Reibung in den Leitungen, Turbinenverlusten und Eigenverbrauch immerhin noch Werte zwischen 75 und 90%.

Im folgenden ein Auszug aus [4]: Nach der Betriebsweise unterscheidet man Laufwasser- und Speicherkraftwerke. Laufwasserkraftwerke nutzen den natürlichen Zufluss eines Fließgewässers (Fluss, Bach). Das zufließende Wasser wird durch ein Wehr aufgestaut und direkt verarbeitet. Das ungenutzte Wasser fließt über das Wehr. Laufwasserkraftwerke dienen meist als Grundleistungskraftwerke, abgesehen von schwellbetriebsfähigen Laufwasserkraftwerken, bei denen der Zufluss im Stauraum - üblicherweise in einem Tageszyklus - gespeichert werden kann. In Zeiten besonders hohen Elektrizitätsbedarfs (z.B. Mittagsspitze) ermöglicht die Entnahme des gespeicherten Wassers eine höhere Leistung als bei Durchlaufbetrieb. Bei Speicherkraftwerken wird das zufließende Wasser in einem Stausee oder -becken gespeichert (Tages-, Wochen-, Saison- oder Jahresspeicher) und kann diesem bei Bedarf entnommen werden, auch als Spitzenkraftwerk zur Deckung von Spitzenlasten. Eine Sonderbauform zur Speicherung überschüssiger Energie aus anderen Kraftwerken ist das Pumpspeicherwerk.

Hinsichtlich der Nutzfallhöhe werden Niederdruck-, Mitteldruck- und Hochdruckkraftwerke unterschieden. Niederdruckkraftwerke besitzen eine Nutzfallhöhe bis etwa 20 m. Sie sind stets Laufwasserkraftwerke ohne nennenswertes Speichervermögen. Das Krafthaus ist entweder mit dem Stauwerk verbunden und im Fluss angeordnet, oder es befindet sich in einem Seitenkanal (Kanal-, Umleitungskraftwerk). Oft wird der Generator über der Wasserturbine mit vertikaler Welle angeordnet. Diese Anordnung wird bis zu den größten Leistungen ausgeführt.

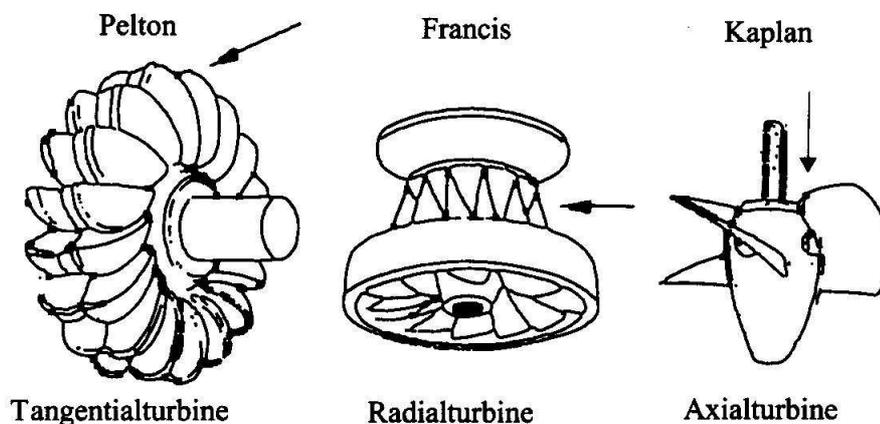


Abbildung 9.1: Turbinentypen der Wasserkraftnutzung [2]

Als Turbinen werden Durchström-, Kaplan- oder Francis-Turbinen verwendet (Abb. 9.1). Bei kleineren Leistungen werden Rohrturbinen mit liegender Welle und mit vom Wasser umströmtem und gekühltem Generator eingesetzt. Eine Sonderform eines Niederdruckkraftwerks ist das Gezeitenkraftwerk. Mitteldruckkraftwerke sind Speicherkraftwerke und besitzen eine Nutzfallhöhe zw. 20 m und 100 m. Als Turbinen werden Kaplan- und Francis-Turbinen eingesetzt. Bei Hochdruckkraftwerken beträgt die Nutzfallhöhe 100 m bis etwa 2000 m. Sie werden i. Allg. als Speicherkraftwerke betrieben. Der Stausee liegt dabei oft hoch oben im Gebirge und das Krafthaus tief unten im Tal. Das Triebwasser wird über einen Stollen, das Wasserschloß und eine Druckleitung den Turbinen zugeführt. Die Turbinen mit den Generatoren sind in einem Krafthaus, manchmal aber auch in einer Kaverne im Innern eines Berges (Kavernenkraftwerk) untergebracht. Mit größerer Fallhöhe kommen nur noch Freistrahlturbinen (Peltonräder) zur Anwendung. Die Nutzung der Wasserkraft ist äußerst zuverlässig, technisch ausgereift und bewährt.

In Deutschland werden rund 70% der Wasserkraftressourcen ausgeschöpft (entsprechen durchschnittlich 20.5 Mrd. kWh jährlich, oder 3% der Stromerzeugung), in Europa rund 33%, weltweit aber erst etwa 10%. Die Nutzungsmöglichkeiten der Wasserkraft hängen vor allem von der Geländeform ab. So stehen Speicherkraftwerke bevorzugt in engen Taleinschnitten mit einem großen erschlossenen Speichervolumen. Von den Wasserkraftwerken stellen Pumpspeicherwerke die kostengünstigste und auch umweltverträglichste Möglichkeit der Speicherung großer Energiemengen dar. Problematisch ist allerdings bei Wasserkraftnutzung der

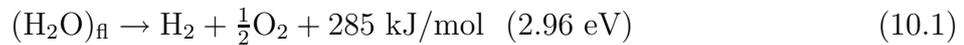
Tabelle 9.1: Große Wasserkraftwerke der Welt: [2]

Name	Land	seit	Leistung GW
Yang Tse	China	in Planung	(18.2)
Itaipu	Brasilien	1983	12.6
Guri	Venezuela	1986	10.3
Grand Coulee	USA	1942!	6.5
Sajan	Rußland	1978	6.4
Krasnojarsk	Rußland	1967	6.0
La Grande 2	Kanada	1979	5.3
Churchill F.	Kanada	1971	5.2
Bratsk	Rußland	1961	4.5
Ust Irimsk	Rußland	1977	4.3
Tucurui	Brasilien	1984	3.9 (7.2)
Cabora Bassa	Mosambik	1977	2.4 (7.2)
Eisernes Tor	Serbien	1970	2.1 (2.7)
Summe über > 2 GW			107

Landschaftsverbrauch und der gravierende ökologische Eingriff in die Natur (z. B. Nassersee, Nil; Itaipu, Brasilien) durch große Talsperren, der dem Neubau von Großanlagen weltweit entgegensteht. Eine extensive Nutzung dieser erneuerbaren Energiequelle ist auch wegen der Umsiedlung großer Menschengruppen sehr umstritten.

10 Wasserstofftechnologie

Dieses Kapitel fällt etwas aus dem engeren Rahmen ‘Stromerzeugung’, jedoch soll die Wasserstofftechnologie mit ihrem enormen Zukunftspotential kurz Erwähnung finden. Wasserstoff stellt keinen Energierohstoff dar. Er ist viel mehr ein Energieträger in dem Sinne, daß elektrische oder chemische Energie in die Zersetzung von Wasser investiert, in Form des Wasserstoffs gespeichert, transportiert und beim Verbraucher wieder freigesetzt wird. Letztendlich basiert diese Technik auf den beiden Zersetzungsreaktionen



Die zugehörigen Reaktionsenthalpien unterscheiden sich je nach Aggregatzustand des Wassers. Bei der Rückreaktion des Wasserstoffs mit Sauerstoff zu Wasser werden diese 285 kJ/mol oder 39.4 kWh/kg wieder frei (dies ist immerhin die dreifache Energiedichte von Mineralöl: 12 kWh/kg, siehe auch Tab. 2.2). Es entstehen keine schädlichen Emissionen, das einzige

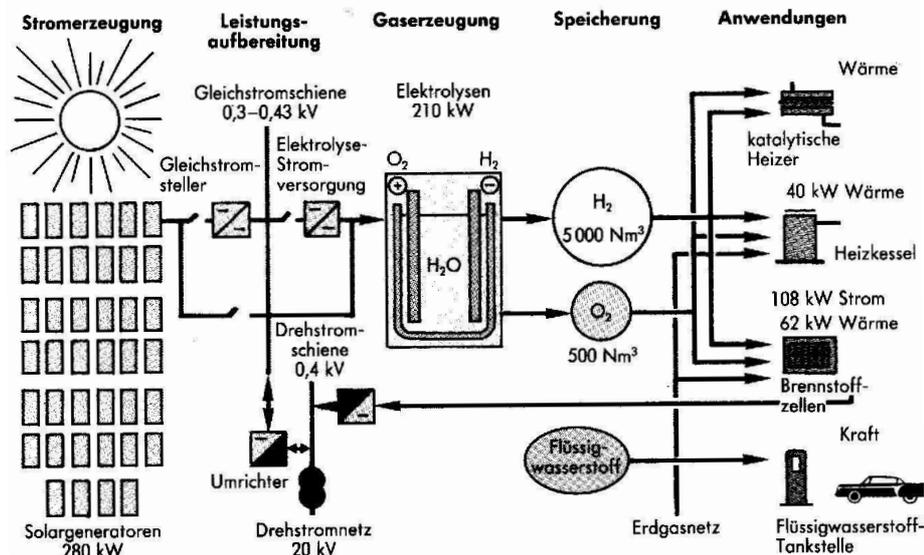


Abbildung 10.1: Schematische Übersicht einer Wasserstoffanlage [4]

‘Abgas’ bei dieser Reaktion ist Wasser. Der theoretische Wirkungsgrad dieser Reaktion liegt bei 100%, real erreichbar sind derzeit ca. 60% [2].

Die Wasserspaltung kann durch Elektrolyse, endotherme chemische Zersetzung, Photolyse oder Biokonversion bewerkstelligt werden. Wir wollen uns hier auf solargestützte Prozesse beschränken. In Kap. 8.3 wurden neueste Entwicklungen zur direkten Wasserstoffproduktion in photochemischen Zellen vorgestellt. Aufgrund der zur Zeit noch geringen Wirkungsgrade um 1% ist allerdings zur Zeit noch der indirekte Weg über Stromerzeugung mittels Solarzellen und anschließender Elektrolyse des Wassers der erfolgversprechendere Weg.

Ein denkbare Szenario einer Wasserstoff-basierten Energiekette ist in Abb. 10.1 gezeigt. Sie entspricht der Versuchsanlage in Neunburg, mit einem Photovoltaikpark von 3000 m² Fläche und 268 kW, ähnlich Abb. 8.23. Der erzeugte Solarstrom (Gleichstrom) kann entweder in Gleichstromleistungsnetzen transportiert werden (zur Zeit noch nicht flächendeckend vorhanden), nach Wechselrichtung (Verluste) ins konventionelle Drehstromnetz eingespeist werden oder aber zur Elektrolyse von Wasser genutzt werden.

Die vielleicht wichtigste Rücktransformationsmöglichkeit des Wasserstoffs in Strom bietet die *Brennstoffzelle* (Abb. 10.2). Bei einer normalen exothermen Reaktion laufen Oxidation des

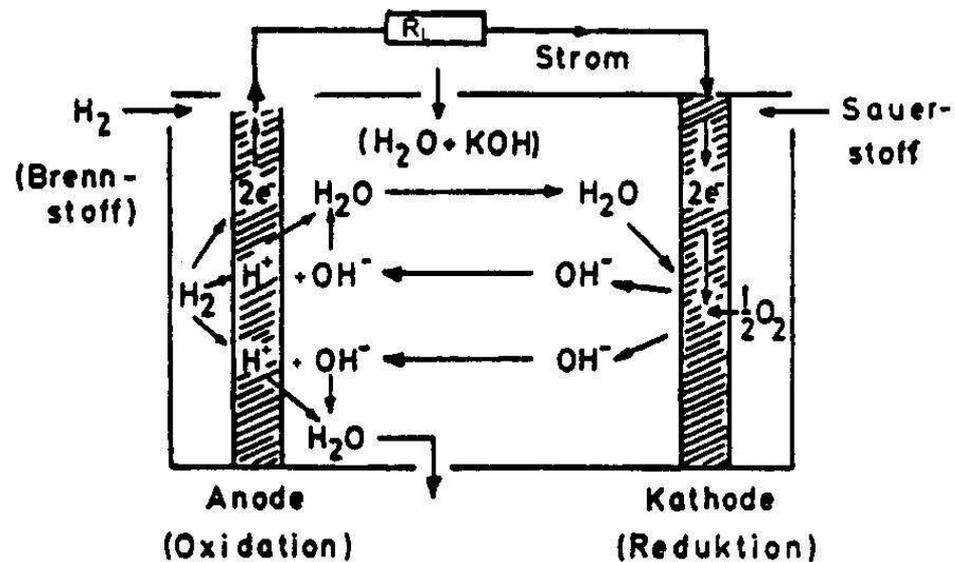
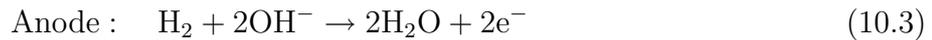


Abbildung 10.2: Schema einer Brennstoffzelle [2]

Brennstoffs und Reduktion des Lieferanten von Sauerstoff gleichzeitig ab und setzen Wärme frei. Die Brennstoffzelle trennt diese Prozesse voneinander und stellt die Elektronenbalance über einen externen Verbraucher her. Diese ‘kalte’ Verbrennung setzt im Prinzip Bindungsenergie direkt in elektrische Arbeit um. In einem alkalischen Elektrolyten kehrt sich Reaktion 10.1 in zwei Schritten um:



H_2 Moleküle treten in eine poröse Metallelektrode, werden adsorbiert und dissoziiert. Die H-Rümpfe bilden im Elektrolyten mit den an der Kathode erzeugten OH^- -Ionen Wasser und die dabei entstehenden Elektronen werden in den Verbraucherstromkreis abgezogen. Dies ist nur eine der möglichen Brennstoffzellen, weitere Typen sind Knallgaszellen, Methangaszellen, Methanolzellen (siehe unten), u.v.m, die vielleicht in einer zukünftigen Version dieser Vorlesung einmal ausführlicher diskutiert werden können.

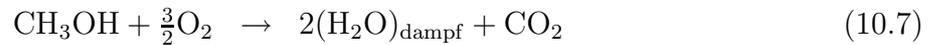
Der Wirkungsgrad einer Zelle ergibt sich aus dem Verhältnis von GIBBScher Enthalpie \mathcal{G} und Enthalpie \mathcal{H} (siehe Kap. 4.1)

$$\eta = \frac{d\mathcal{G}}{d\mathcal{H}} \quad (10.5)$$

und ist temperaturabhängig. Im Gegensatz zur Wärmekraftmaschine bieten niedrigere Temperaturen höhere Wirkungsgrade: Bei 298 K ist $\eta = 94.5\%$, bei 500 K $\eta = 90\%$ und bei 1000 K nur noch $\eta = 77.7\%$. Die direkte Umwandlung chemischer in elektrische Energie ist also bei niedrigen Temperaturen sehr viel effizienter als der indirekte Weg über Wärme.

In der Antriebstechnik wird der Einsatz von Wasserstoff in Straßenfahrzeugen erprobt, wobei weniger die Motorentechnik als vielmehr die Wasserstoffspeicherung technische Probleme aufwirft: Die Speicherung gasförmigen Wasserstoffs in Druckbehältern bei über 200 bar verursacht hohes Gewicht und birgt Sicherheitsrisiken; dagegen ist die Speicherung flüssigen Wasserstoffs in doppelwandigen Kryotanks bei bis zu 20 K hinsichtlich Gewicht und Speicherkapazität am günstigsten, erfordert aber eine kostenaufwendige Kühlung. Die sicherste und bei der Weiterentwicklung bevorzugte, aber materialkostenaufwendige sowie von der Speicherkapazität noch unzureichende Methode ist die Speicherung in metall. Hydriden (Metallhydridspeicher), bei der die Speicher unter Druck mit Wasserstoff beladen werden, der während der Fahrt durch Wärmezufuhr wieder ausgetrieben wird. Um ohne komplizierte Speichertechnik auszukommen, wird auch versucht, Wasserstoff an Bord aus Methan oder Methanol und Wasser zu

erzeugen.



Hierbei entsteht allerdings CO_2 als ‘Abgas’.

Ende 1997 gab es weltweit etwa eine Million mit Wasserstoff betriebene Fahrzeuge, davon 3 500 in Dtl. Bei Verkehrsflugzeugen wird die Entwicklung durch Umrüstung des Antriebssystems vorangetrieben. Der Durchbruch bei Fahrzeugen wird etwa 2003/04 erwartet. Alle großen Automobilhersteller präsentierten in den letzten Jahren funktionstüchtige Automobile mit an benzinbetriebene Fahrzeuge heranreichenden Fahrleistungen und Reichweiten über 350 km. Für kommerzielle Strom- und Wärmegewinnung soll die Brennstoffzellentechnik bis 2010 ausgereift sein. Der Einsatz wird für die dezentrale Kraft-Wärme-Kopplungs-Technik und auch für Hausanlagen erwartet. Für mobile Kleingeräte (Handy, Laptop, Camcorder) wurde eine Minibrennstoffzelle mit gegenüber Batterien wesentlich höherer Betriebs- und Lebensdauer entwickelt, die aber noch nicht produktionsreif ist.

Um den Umweltvorteil der Wasserstofftechnologie auszunutzen, ist es notwendig, bei der elektrolytischen Herstellung von Wasserstoff auf elektrische Energie aus fossilen Brennstoffen (mit Schadstoff- und CO_2 -Emission) zu verzichten. Favorisiert werden für die Wasserstofftechnologie daher erneuerbare Energien (Sonne, Wasser, Wind).

11 Umweltaspekte und Nachhaltigkeit

Der hohe Energiebedarf unserer heutigen Industriegesellschaft und insbesondere die intensive Nutzung fossiler Rohstoffe wirft schwerwiegende ethische Probleme auf. Speziell die Frage, ob unsere Handlungsweisen kommenden Generationen schaden, bedürfen der öffentlichen Diskussion. Sind die Belastungen, die wir der Umwelt zumuten, hinsichtlich der begrenzten Aufnahme- und Pufferreserven des natürlichen Ökosystems zu hoch? Beuten wir zu viele nicht erneuerbare Rohstoffe aus? Hinterlassen wir somit unseren Nachfolgenerationen einen Lebensraum, der irreparable Schäden erfahren hat und keine ausreichenden Ressourcen bietet? Diese Fragen werden im Rahmen der sogenannten *Nachhaltigkeits*diskussion gestellt. Im Englischen bezeichnet man dieses Feld mit dem Begriff *'sustainable development'*, einem, wie ich finde, sehr viel aussagekräftigeren Ausdruck. 'To sustain' hat die Bedeutung *aufrechterhalten*. Gleichzeitig wird mit 'development', also *Entwicklung* aber zum Ausdruck gebracht, daß dieser Erhalt von Ressourcen und Umwelt keinen Stillstand bedingt. Im Gegenteil, diese Aufrechterhaltung soll eine Folge der durch die (Fort-)Entwicklung erreichten neuen Möglichkeiten sein. Unsere derzeitige Handlungsweise bewegt sich noch ein gehöriges Stück weit von dieser idealistischen Deutung. Trotzdem ist zu hoffen, daß das Wort 'sustain' nicht irgendwann in einer seiner weiteren Bedeutungen, nämlich 'eine Niederlage erfahren', 'einen Schaden erleiden' interpretiert werden muß.

Natürlich ist es nicht Aufgabe dieser Vorlesung, sich eingehend mit obigen Problemen zu beschäftigen. Es sollen aber einige Fakten vermittelt werden, die vielleicht zum Nachdenken anregen und helfen, eine Grundlage zur *fundierten allgemeinen* Diskussion zu bilden, die nicht nur von den 'Experten' geführt werden darf. Im ersten Abschnitt wird daher das vielleicht wichtigste anthropogen verursachte Umweltproblem, der Treibhauseffekt, behandelt. Anhand von Zahlenmaterial aus unterschiedlichen Quellen¹ werden anschließend die wichtigsten, der Stromerzeugung dienenden Energieträger hinsichtlich Gestehungskosten und Schadstoffemission verglichen. Zum Schluß folgt eine kurze Auflistung der momentanen klimapolitischen Ziele sowie ein zusammenfassender Ausblick.

¹Je nach Zielsetzung der publizierenden Institutionen unterscheidet sich nicht nur die Interpretation sondern auch das 'objektive' Zahlenmaterial um teilweise mehr als einen Faktor zwei.

11.1 Der Treibhauseffekt

Die Erde wird fortwährend von der auf sie treffenden Sonnenstrahlung erwärmt. Jeder Quadratmeter Querschnittsfläche der der Sonne zugewandten Seite der Erde empfängt außerhalb der Atmosphäre eine Leistungsdichte von $L = 1390 \text{ Wm}^{-2}$ (Kap. 8). Das spektrale Maximum dieser Strahlung liegt gemäß dem WIENSchen-Verschiebungsgesetz (Gl. 8.25) entsprechend der Oberflächentemperatur der Sonne von $T_{\odot} = 5800 \text{ K}$ bei $\lambda_{max} \approx 500 \text{ nm}$.

30% dieser Strahlung wird an der Atmosphäre, den Wolken oder dem Erdboden *reflektiert*, der Rest ($L_{ein} = 1000 \text{ Wm}^{-2}$) in der Atmosphäre oder auf dem Erdboden (bzw. im Meer) absorbiert.

17% der Absorption entfallen auf den Durchgang durch die Atmosphäre: ein Großteil des UVB-Lichts mit Wellenlängen unterhalb $\lambda = 300 \text{ nm}$ in der Ozon-Schicht, IR-Strahlung im Bereich $1 \mu\text{m} < \lambda < 50 \mu\text{m}$ teilweise durch die Moleküle Wasser, Kohlendioxid und Methan (siehe unten).

Auf die Erdoberfläche gelangt so während der Sonnenstunden eine Leistung von rund 700 Wm^{-2} bei senkrechtem Einfall, in höheren Breiten durch die tieferstehende Sonne entsprechend weniger. Über Jahreszeiten sowie Tag und Nacht gemittelt ergeben sich im weltweiten Schnitt nur noch 224 Wm^{-2} (siehe S. 222). Wie in Kap. 7 diskutiert, werden 2% dieser Energie in Luftbewegung (Wind) umgesetzt und ein kleiner Teil ($< 0.1\%$) zur Photosynthese genutzt. Der Rest erwärmt die Erde.

Die erwärmte Erdoberfläche emittiert natürlich gleichfalls Wärmestrahlung. Betrachten wir sie in erster Näherung als schwarzen Strahler, so läßt sich nach Gl. 8.29 die abgestrahlte Leistung berechnen. Im thermischen Gleichgewicht muß sie den selben Wert haben wie die empfangene Leistung auf Oberfläche und Atmosphäre, also $L_{ein} = 1000 \text{ Wm}^{-2}$. Die Sonnenstrahlung wird immer nur auf der der Sonne zugewandten Erdseite absorbiert (in Projektion eine Kreisscheibe mit Radius R_E , $F_{ein} = \pi R_E^2$), die Abstrahlung erfolgt aber von der gesamten Kugeloberfläche ($F_{aus} = 4\pi R_E^2$). Es gilt also

$$L_{aus} = 4\pi R_E^2 \sigma T^4 \stackrel{!}{=} \pi R_E^2 L_{ein} \quad (11.1)$$

und wir bestimmen die Gleichgewichtstemperatur zu

$$\Rightarrow T_{eq} = \left(\frac{L_{ein}}{4\sigma} \right)^{1/4} = 258 \text{ K} \quad (11.2)$$

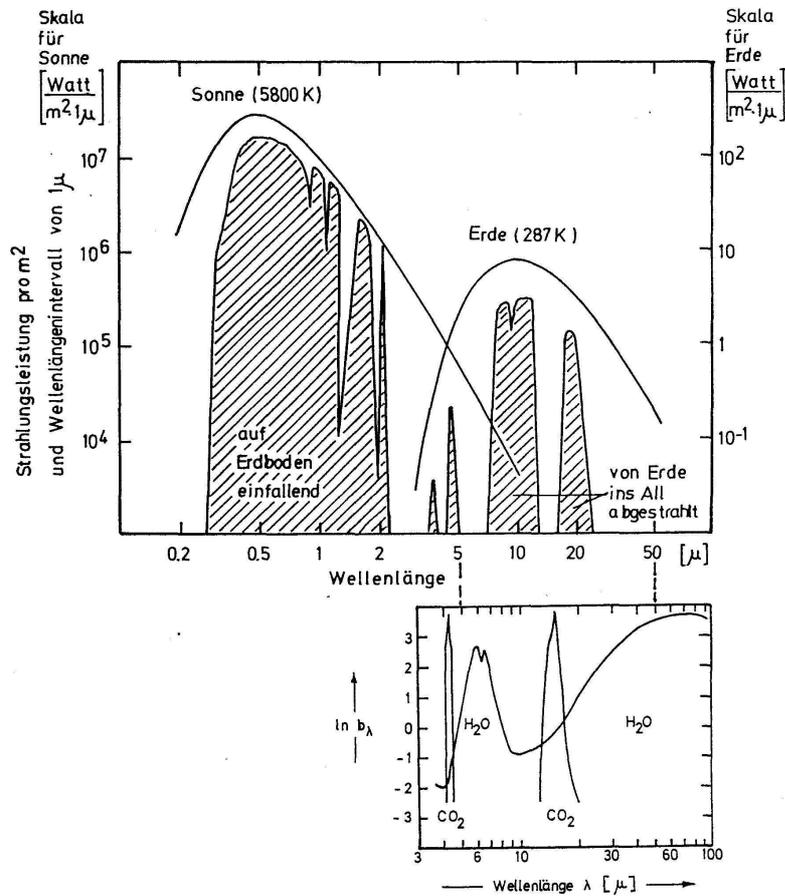


Abbildung 11.1: Die (infrarote) Wärmestrahlung wird in der Erdatmosphäre absorbiert und erzeugt ein charakteristisches Spektrum (oben). Ein Vergleich mit den jeweiligen molekularen Absorptionsspektren (unten) zeigt, daß es sich bei den Absorbieren hauptsächlich um H₂O und CO₂ handelt [2].

Tatsächlich ist es glücklicherweise im Mittel deutlich wärmer auf der Erde, nämlich 288 K. Die Differenz von, genauer, $\Delta T_{nat} = 33.2$ K verdanken wir dem natürlichen Treibhauseffekt, der organisches Leben auf unserem Planeten überhaupt erst ermöglicht:

Dieselben Moleküle, die einen Teil des infraroten Sonnenlichts absorbieren, in der Reihenfolge ihrer Relevanz H₂O, CO₂, O₃, N₂O, CH₄, absorbieren auch die von der Erde abgestrahlte (infrarote) Schwarzkörperstrahlung². Die anschließende Abgabe erfolgt isotrop in alle Richtun-

²siehe Abb. 8.6 und Diskussion in Kap. 8.1.1 ab S. 223

gen. Im Mittel wird daher etwa die Hälfte dieser Energie wieder auf die Erde zurückgestrahlt. Damit sinkt die Emissivität in diesem Spektralbereich \mathcal{E} , was eine Temperaturerhöhung und Verschiebung des Spektrums zu kürzeren Wellenlängen hin bedeutet. Abbildung 11.1 zeigt die charakteristischen Spektren der auf der Erdoberfläche eintreffenden Sonnenstrahlung und der von der Erde ins All abgegebenen Wärmestrahlung. Die Lücken entsprechen genau den Absorptionsbanden des Wasser- bzw. CO_2 -Moleküls (unterer Teil der Graphik). Die dort aufgetragene Größe b_λ ist das Produkt aus Halbwertsflächendichte X_0 und *Extinktionskoeffizient* μ des jeweiligen Gases gemäß dem *Bouger-Lambert-Gesetz*³ für die Abschwächung B monochromatischen Lichts der Wellenlänge λ

$$B(\lambda) = 2^{-\mu x} = 2^{-b_\lambda \cdot \frac{X}{X_0}} \quad (11.3)$$

nach der Weglänge X . X berechnet sich aus Dichte ρ , Konzentration c und dem höhenabhängigen Luftdruck $p(h)$ in der Atmosphäre zu

$$X = \rho \cdot c \int_0^\infty h p(h) dh \quad (11.4)$$

$$\stackrel{\text{CO}_2}{=} 1.87 \cdot 355 \cdot 10^{-6} \cdot 8400 = 0.56 \text{ g cm}^{-2} . \quad (11.5)$$

H_2O mit einer Konzentration von $c = 1600$ ppm, hat eine Flächendichte X von 1.09 g cm^{-2} .

Gleichung 11.3 drückt die Absorption also in Vielfachen einer Art Absorptionslänge (bzw. Schichtdicke) aus. Im Maximum der Absorption des CO_2 -Moleküls bei $\lambda = 15 \mu\text{m}$ würde die Transmission schon bei einer Konzentration von 58 ppm um einen Faktor 10 sinken. Gemittelt über den gesamten Spektralbereich entsprechen die 355 ppm etwa 8 Absorptionslängen.

Zusammen mit den beiden breiten Absorptionsbanden des Wassers ergeben sich zwei *atmosphärische Fenster* im Bereich von $7.5 < \lambda < 14.5 \mu\text{m}$ und um $17 < \lambda < 24 \mu\text{m}$ ⁴.

Somit wird klar, daß die Stärke des Treibhauseffektes direkt von der Konzentration der Treibhausgase abhängt. Der natürliche Effekt von heute $\Delta T_{\text{nat}} = 33.2 \text{ K}$ wird zu 62% von Wasser, und zu 22% von CO_2 verursacht. Die Konzentration dieser und weiterer Gase war im Laufe der Erdgeschichte erheblichen Schwankungen unterworfen. Tabelle 11.1 gibt einen Überblick

³Von P. BOUGER experimentell gefunden und von J.H. LAMBERT theoretisch begründet.

⁴Diese und weitere Fenster in den Bereichen $1 < \lambda < 2.5 \mu\text{m}$, um 0.35 mm , um 0.45 mm und 0.8 mm sind die sogenannten *Infrarotfenster* oder *astronomischen Fenster*

Tabelle 11.1: Konzentration von Gasen in der Atmosphäre und Temperaturerhöhung durch den Treibhauseffekt (ΔT) im Laufe der Erdgeschichte (heute = 4.5 Mrd. a). **Beachte Notation:** $0.34\bar{3} \hat{=} 0.34 \cdot 10^{-3}$

Mrd. Jahre	O ₂	N ₂	H ₂ O ^{a)} (g/cm ²)	CO ₂	O ₃ ^{a)} (atm. cm)	CH ₄	N ₂ O	T _s (K)	T _e (K)	ΔT (K)
0	0	0,03	2	0,9	0	0,05	0	296	235	61
0,2	0	0,10	8,1	0,5	0	0,40	0	318	216	102
0,8	0,24 ^{b)}	0,04	22	0,1	0,36	0,83	0	336	218	118
1	0,23	0,04	16	0,08	0,34	0,85	0	328	219	109
2	0,22	0,40	7,1	0,04	0,33	0,57	0	316	225	91
2,5	0,21	0,95	2	0,02	0,32	0,22	0,17	298	246	52
3,5	0,04	0,95	1,4	0,52	0,31	0,13	0,16	288	253	35
4	0,05	0,95	1,2	0,12	0,17	0,184	0,26	285	258	27
4,5	0,21	0,78	1,4	0,343	0,3-0,56	0,163	0,36	288	255	33

a) Die Werte sind auf eine vertikale Luftsäule bezogen

b) 0,24 bedeutet $0,2 \times 10^{-4}$

Nach: Kondratyev and Moskalenko 1984

der Entwicklung auf größeren Zeitskalen. CO₂ bildete die Uratmosphäre und bis zum Ende des Archaikums, vor 2.5 Mrd. Jahren war dessen Konzentration noch um einen Faktor 100 höher⁵.

Zusammen mit dem hohen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre erzeugte dies einen Treibhauseffekt von bis zu $\Delta T_{nat} = 120$ K und sorgte für tropische Temperaturen auch in unseren Breiten. Über die letzten 150 000 Jahre stabilisierte sich der CO₂-Gehalt in der Atmosphäre aber konstant unter 300 ppm (Abb. 11.2) und es stellte sich ein natürliches Gleichgewicht der Aufnahme und Abgabe zwischen Land, Ozeanen und Atmosphäre ein. Abbildung 11.3 zeigt die Umsätze und Gehalte in Mrd. t Kohlenstoff ($1 \text{ t C} \hat{=} 3.6 \text{ t CO}_2$).

Seit der Industrialisierung kamen zunehmend anthropogen verursachte Emissionen zum Tragen (Abb. 11.4): Der Verbrauch fossiler Brennstoffe (75%), Brandrodung der Regenwälder (20%) und die Zementindustrie (5%) entlassen pro Jahr 7.9 Mrd. t Kohlenstoff zusätzlich in die Atmosphäre. Dies ist zwar wenig, gemessen am natürlichen Gesamtaustausch von 190 Mrd. t, aber nur 4.6 Mrd. t können in diesen natürlichen Kreislauf eingebunden und von Weltmeeren und Landökosystemen abgefangen werden. Jahr für Jahr reichern sich deshalb rund 3.3 Mrd. t zusätzlich in der Atmosphäre an und haben die CO₂-Konzentration in der Atmosphäre von

⁵CO₂ wurde durch Photosynthese organischen Lebens verbraucht und führte gleichzeitig zur Bildung der Luftsauerstoff.

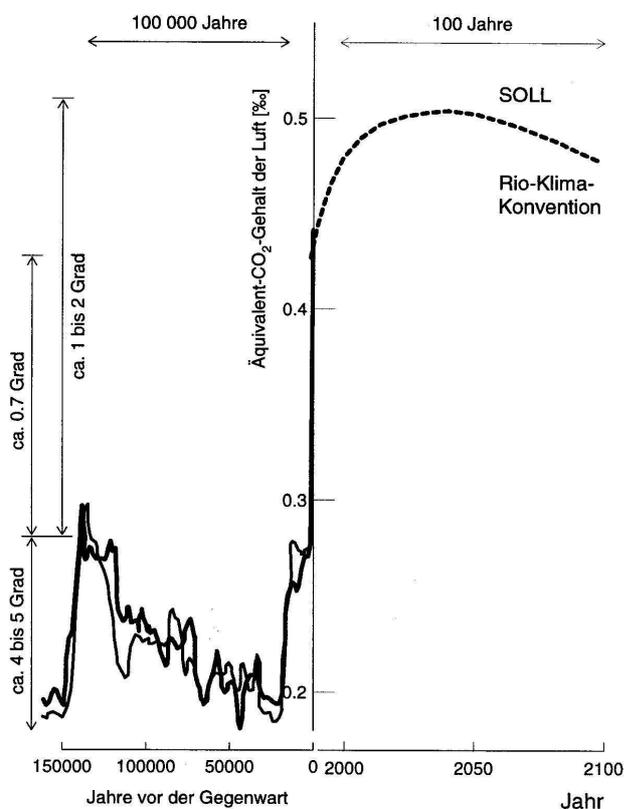


Abbildung 11.2: CO₂-Gehalt der Atmosphäre in den letzten 150 000 Jahren bis in die Neuzeit [3]

280 ppm (um 1850) auf 362 ppm (1997) ansteigen lassen. Noch drastischer ist die Zunahme des Gehaltes von CH₄: Von 0.7 ppm (1850) stieg er auf 1.7 ppm heute. Verursacher sind beim Abbau von Kohle entweichendes Grubengas (30%), Massenviehhaltung (20%), mikrobiologische Zersetzung beim Reisanbau (20%), sowie die Verbrennung von Biomasse und Müll.

Durch den anthropogenen Treibhauseffekt hat sich die Temperatur bisher global um ca. 1°C seit der Mitte des 19. Jahrhunderts erhöht (Abb. 11.5). Man rechnet damit, daß bis 2040 die CO₂-Konzentration in der Atmosphäre auf den doppelten vorindustriellen Wert gestiegen sein wird. Genaue Aussagen über die Höhe des daraus resultierenden Temperaturanstiegs sind allerdings schwierig. Zum einen bewirkt ein wärmeres Klima eine erhöhte Wasserverdunstung und der Treibhauseffekt erfährt eine Verstärkung durch den entsprechend höheren H₂O-Gehalt der Atmosphäre. Man nennt dies die *indirekte positive Wasserdampfrückkopplung*.

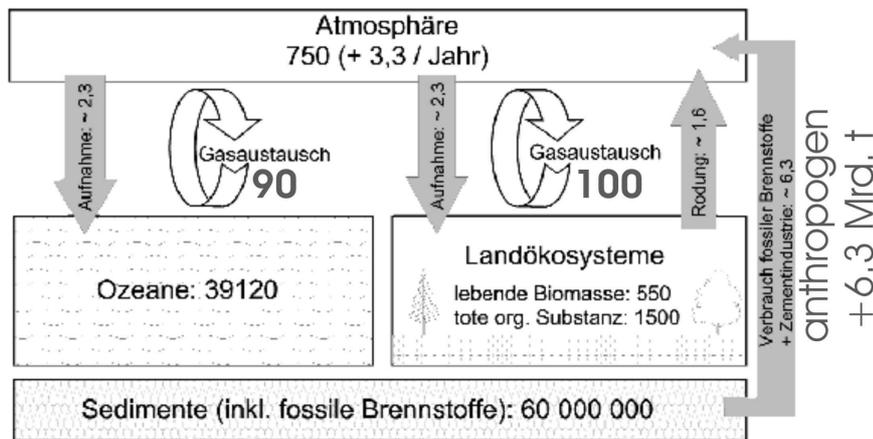


Abbildung 11.3: CO₂-Kreislauf sowie Gehalte und Pufferkapazitäten in Mrd. t Kohlenstoff [www.giub.uni-bonn.de]

Es gibt aber auch gegenläufige Effekte, wie die zunehmende Belastung der Troposphäre mit Sulfat aufgrund der SO₂-Emissionen, die den Treibhauseffekt abschwächt. Weiter müssen in aussagekräftige Modelle auch Stadtklimaeffekte miteinbezogen werden, die nicht nur lokale Auswirkungen zeigen. Schätzungen gehen von einer geringen Erwärmung in den Tropen aus, 4-5°C in nördlichen Breiten, im Winter sogar bis zu 10°C (!). Am Südpol dagegen rechnet man mit einer Abkühlung, wie durch erste Messungen bereits bestätigt wurde. DORAN et al.[45]

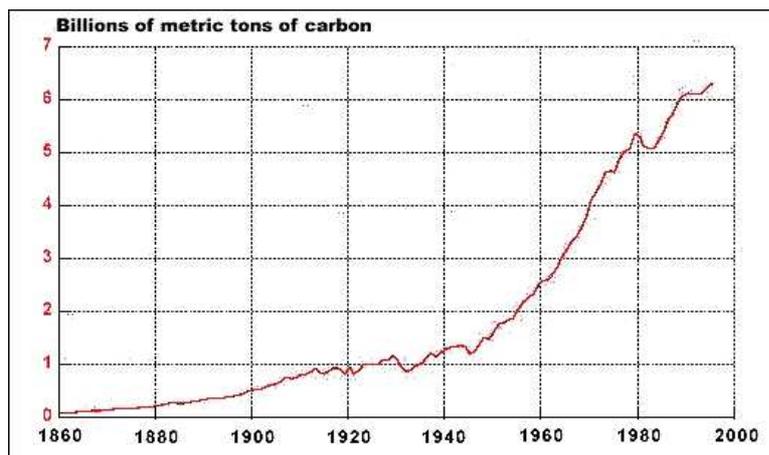


Abbildung 11.4: CO₂-Gehalt der Atmosphäre in der Neuzeit[www.eun.com]

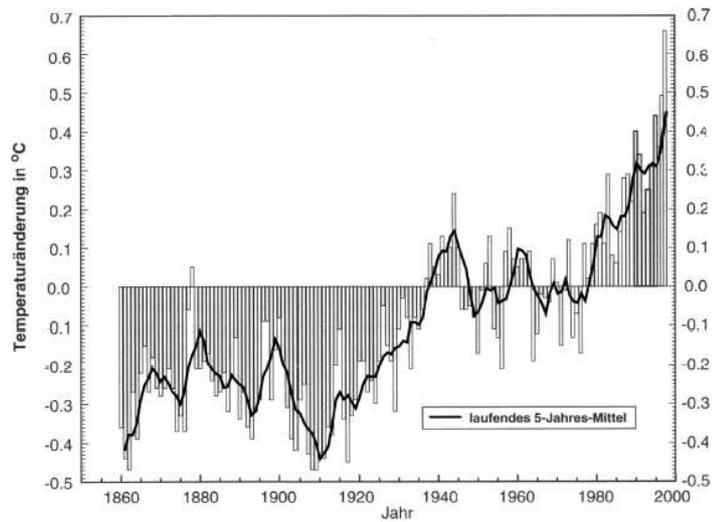


Abbildung 11.5: Temperaturanstieg durch den Treibhauseffekt seit 1850
[www.giub.uni-bonn.de]

fanden eine Abkühlung im McMurdo Dry Valley der Antarktis von mehr als 0.7°C pro Dekade seit 1986. Dies ist besonders im Hinblick auf die zu erwartende Erhöhung des Meeresspiegels (Erwartung 50 cm bis 2050) ein wichtiger Parameter.

11.2 Kosten und Schadstoffemissionen bei der Stromerzeugung

Die ökologische Beurteilung und der ökonomische Vergleich konkurrierender Energieträger muß auf der Grundlage einer kompletten *Lebensweganalyse* durchgeführt werden. D.h. in die Evaluierung dürfen nicht nur die pro kWh benötigten Betriebsmittel (also z.B. der Brennstoff) eingehen, sondern auch der investive Aufwand. Rohstoffe und Primärenergie, die zum Bau des jeweiligen Kraftwerks nötig sind, Aufwand für Förderung und Transport des Energieträgers, Kosten der Abfallbeseitigung und Rückbau der Anlage müssen berücksichtigt werden:

11.2.1 Primärenergieaufwand

Tabelle 11.2 erfaßt den kumulierten Primärenergie-Aufwand, der der Stromerzeugung vorausgeht. Er beinhaltet Bau und Entsorgung des Kraftwerks sowie Gewinnung und Bereitstellung des Brennstoffs. In der mittleren Spalte ist dieser Aufwand in kWh_{prim} pro erzeugter kWh_{el} aufgelistet. In diese Rechnungen gehen natürlich die Laufzeiten bzw. Lebensdauern der Anlagen ein. Gerade im Fall der regenerativen Energien bestehen auch deutliche Varianzen innerhalb einer Kategorie. Zum Beispiel ist der Primärenergieaufwand für die Stromerzeugung

Tabelle 11.2: Lebensweganalyse: Kumulierter Primärenergieaufwand: [46]

	kumulierter Primärenergieaufwand in $\text{kWh}_{\text{prim}}/\text{kWh}_{\text{el}}$	Amortisationszeit in Monaten
Photovoltaik ¹	0,62 - 0,84	61 - 88
Wasserkraft	0,04 - 0,09	7 - 13
Windkraft ²	0,11 - 0,17	8 - 13
Steinkohle	0,3 ³	4
Braunkohle	0,23 ³	4
Erdgas	0,26 ³	2
Kernenergie	0,07 ³	3

¹ monokristallin, amorph

² mittlere Windgeschwindigkeit 4,5 m/s

³ ohne Brennstoffeinsatz im Kraftwerk

mittels monokristalliner Solarzellen deutlich höher als mittels amorpher Dünnschichtzellen. Auch bei der Wasserkraft hängen die Kosten von der Art der Anlage ab (Laufwasser, Speicherspeicher, Fallhöhe, ...). Wind-, Wasser- und Kernenergie bieten die günstigsten Verhältnisse. Der deutlich höhere Energieaufwand bei der Kohle ist durch die aufwendige Gewinnung, Aufbereitung und Transport des Brennstoffs bedingt. Bei der Photovoltaik liegen die Kosten am höchsten, wobei hier wiederholt werden muß, daß die solarthermische Stromerzeugung besser abschneidet (siehe S. 236). Entsprechend stark unterscheiden sich die jeweiligen Amortisationszeiten (rechte Spalte), in die natürlich große Unsicherheiten, wie die Zinsentwicklung für Abzahlung der Investitionskosten eingehen. Bei der Photovoltaik liegen sie derzeit im Bereich von fünf bis sieben Jahre, eine Zeitspanne die unter ungünstigen Bedingungen schon nahe an die Lebensdauer von diesen Zellen heranreicht.

11.2.2 Rohstoffaufwand

Tabelle 11.3 zeigt für drei ausgewählte Materialien die Ressourcenintensität der hier betrachteten Stromerzeugungssysteme. Erfasst ist wieder der jeweilige Rohstoffaufwand für den Bau der Kraftwerke sowie für alle Prozeßschritte zur Bereitstellung des Brennstoffs. Schon diese kleine Auswahl an Rohstoffen läßt erkennen, daß die vergleichsweise geringe Energiedichte von Wind und Sonnenlicht über die notwendigen großen Energiesammelungsflächen einen ho-

Tabelle 11.3: Lebensweganalyse: Ressourcenaufwand [46]

	Eisenerz in kg/GWh _{el}	Kupfererz in kg/GWh _{el}	Bauxit in kg/GWh _{el}
Photovoltaik ¹	4 162 - 40 569	218 - 514	257 - 4 772
Wasserkraft	1 510 - 2 768	10 - 13	16 - 19
Windkraft ²	5 155 - 10 798	91 - 204	213 - 529
Steinkohle	2 509	19	50
Braunkohle	952	25	28
Erdgas	1 813	12	33
Kernkraft	501	2,3	29

¹ monokristallin, amorph

² mittlere Windgeschwindigkeit 4.5 m/s

hen Materialbedarf bedingen. Dem steht gegenüber, daß die Stromerzeugung nicht an die Umsetzung stofflicher Energieträger gebunden ist. Umweltbelastungen können daher nur bei Herstellung und Entsorgung des Kraftwerks entstehen. Schwer quantifizierbar sind auch die Kosten bzw. der Materialaufwand, der dadurch entsteht, daß Wind- und Solaranlagen nicht zur Grundlastdeckung geeignet sind, und zur Zeit für jedes installierte kW Windenergie, die gleiche Leistung in einem konventionellen Kraftwerk vorgehalten wird.

11.2.3 Emissionen

In Tabelle 11.4 sind die über den gesamten Lebensweg kumulierten Emissionen ausgewählter Schadstoffe pro GWh elektrischer Energie aufgelistet. Kernenergie, Wind- und Wasserkraft schneiden hier gut ab, die höchsten Emissionen haben erwartungsgemäß Kohlekraftwerke. Erdgas ist vergleichsweise 'sauber' mit Emissionen, die um 30% - 70% niedriger sind als bei der Kohle. Der aufwendige Herstellungsprozeß kristalliner Solarzellen verhindert eine besseres Abschneiden der Photovoltaik und zeigt, daß ein hoher kumulierter Energieaufwand und eine hohe Materialintensität auch bei Energie-Bereitstellungssystemen mit nichtstofflichem Energieträger mit hohen indirekten Schadstoffemissionen verbunden sein kann. Dünnschicht-CIS-Technologien mit einfacheren Herstellungsprozessen bei gleichzeitig höheren Wirkungsgraden werden hier vermutlich deutlich besser abschneiden, sobald sie serienreif sind.

Tabelle 11.4: Lebensweganalyse: Schadstoffemissionen [46]

	SO ₂ in kg/GWh _{el}	NO _x in kg/GWh _{el}	CO ₂ in t/GWh _{el}
Photovoltaik ¹	239 - 329	246 - 286	141 - 183
Wasserkraft	20 - 36	31 - 56	12 - 20
Windkraft ²	64 - 104	47 - 92	24 - 39
Steinkohle	755	728	844
Braunkohle	795	686	1 027
Erdgas	228	489	424
Kernenergie	37	35	11

¹ monokristallin, amorph

² mittlere Windgeschwindigkeit 4.5 m/s

11.2.4 Externe Kosten

Sehr viel schwerer zu quantifizieren sind die Umweltschäden und Gesundheitsrisiken, die von verschiedenen Stromgewinnungsverfahren ausgehen. Vor allem die Umrechnung in € und ¢ ist nicht ganz einfach. Abb. 11.6 unternimmt diesen Versuch, aufgegliedert in 6 Kategorien. Ein gangbarer Weg ist, die Kosten, die eine Minderung des Schadstoffausstoßes durch Ein-

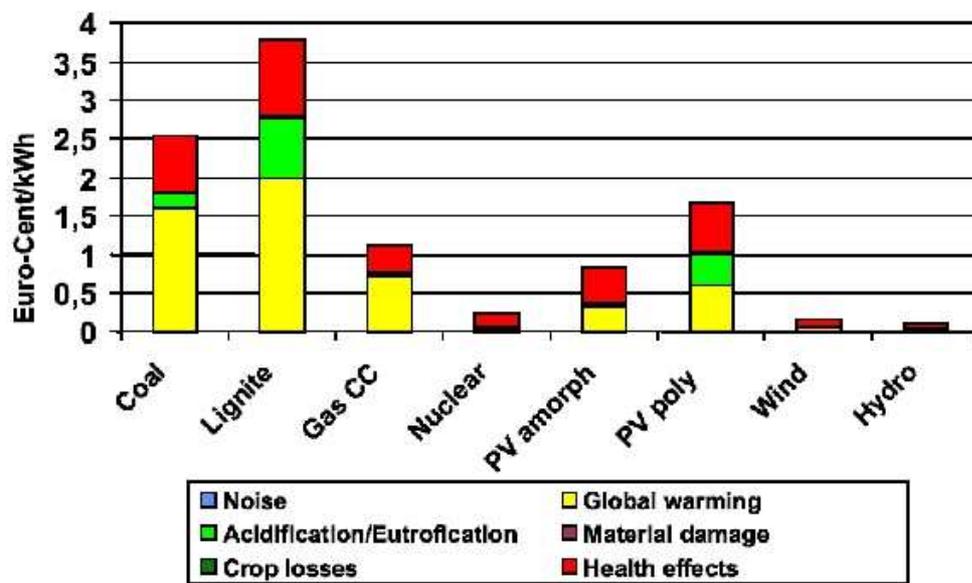


Abbildung 11.6: Externe Kosten der Stromerzeugung [elib.uni-stuttgart.de]

bau entsprechender Filteranlagen verursachen würde, auf jede erzeugte kWh umzulegen. Die Übersäuerung des Bodens als Folge des SO_2 -Ausstoßes beispielsweise wird auf der Grundlage einer 50%-Reduzierung im Rahmen des 'EU-50%-Programmes' quantifiziert. Der Treibhauseffekt auf der Grundlage einer 25%igen Reduzierung des Ausstoßes in Deutschland (19 € /tCO₂). Größen wie Ernteauffälle aufgrund von Pflanzenschädigungen sowie Materialschäden sind noch relativ direkt zugänglich, Lärm und Gesundheitsschäden sind schon schwerer zu fassen. Folgende Statistik, versucht die Auswirkungen der Stromerzeugung auf die Gesundheit zu quantifizieren. Als Einheit wird die Anzahl verlorener Lebensjahre pro erzeugter TWh elektrischer Energie verwendet, aufgeteilt nach Risiken von Herstellung und Rückbau der Anlagen sowie den Folgen des Betriebs, also des Schadstoffausstoßes. Bei den regenerativen Energien trägt natürlich nur der erste Anteil bei. Da die hier betrachteten 'Schadensfälle' eine Folge

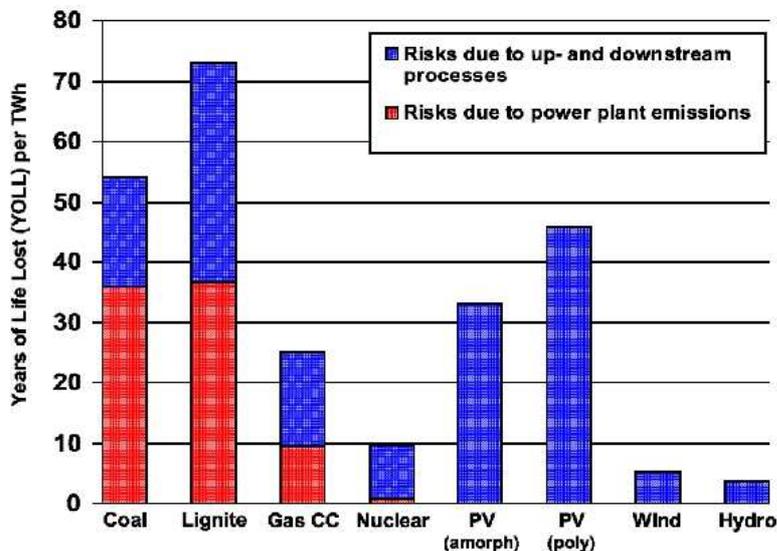


Abbildung 11.7: Gesundheitsrisiken bei der Stromerzeugung [elib.uni-stuttgart.de]

des kumulierten Schadstoffausstoßes darstellen, sind die Energieträger ähnlich angeordnet wie in Tab. 11.4. Wind- und Wasserkraft führen in dieser Aufstellung klar vor Kernenergie

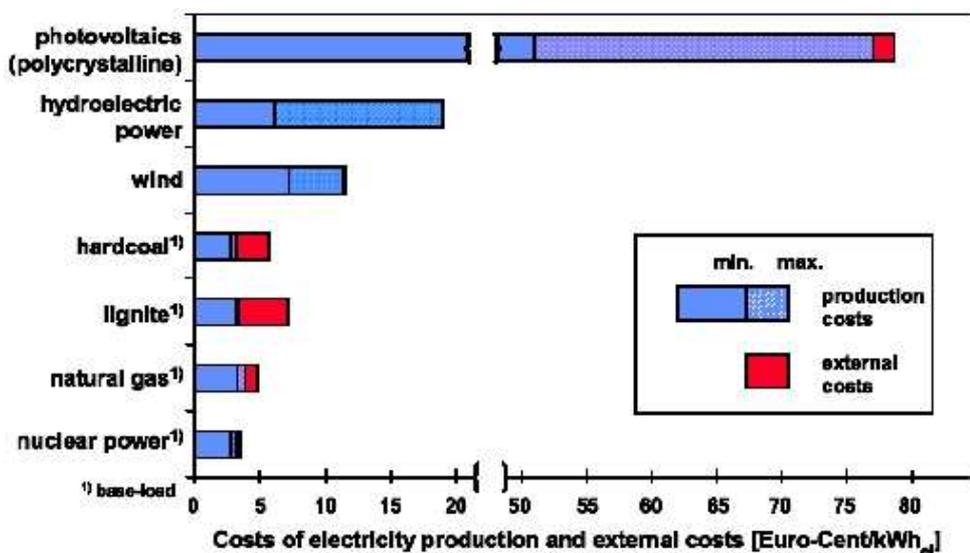


Abbildung 11.8: Gesamt-Gestehungskosten der Stromerzeugung [elib.uni-stuttgart.de]

und den fossilen Energieträgern, die Photovoltaik leidet unter dem Herstellungsprozeß.

In allen Bereichen besteht natürlich die Problematik unter mehreren potentiellen Verursachern die jeweiligen Anteile richtig zuzuordnen. Insgesamt sind diese Werte jedoch erstaunlich gering, geringer jedenfalls als sie noch vor 5 Jahren abgeschätzt wurden. Ob dies politische Gründe hat, ob die früheren Werte zu hoch, oder die jetzigen zu niedrig sind, und in wie weit man überhaupt in Geld aufwiegen kann, was an Lebensraum und Artenvielfalt zerstört wird, kann an dieser Stelle nicht weiter diskutiert werden.

Addiert man diese Kosten zu den internen Stromgestehungskosten, so ergibt sich das in Abb. 11.8 gezeigte Bild: Bei den fossilen Energieträgern Braun- und Steinkohle verdoppeln sich die Kosten nahezu, Erdgas und Kernenergie werden weniger stark beeinflusst. Die Gesteungskosten von Wasser- und Windkraft ändern sich fast gar nicht. Die Photovoltaik bewegt sich dazwischen, mit den aber immer noch mit Abstand höchsten Kosten. Insgesamt verschiebt sich das Bild durch Einbringen der externen Kosten nicht wesentlich zugunsten der regenerativen Energien.

11.3 Derzeitiger Stand und Ziele

Das Leitbild der Nachhaltigkeit hat in den letzten 15 Jahren die öffentliche Diskussion maßgebend geprägt. Die Weltkommission für Umwelt und Entwicklung (WCED) oder nach ihrerer Vorsitzenden auch *Brundtland-Kommission* prägte den Begriff 'sustainable development' 1987 und seit der Konferenz der Vereinten Nationen über Umwelt und Entwicklung (UNCED) 1992 in Rio de Janeiro hat dieses Ziel Eingang in viele politische und wirtschaftliche Absichtserklärungen gefunden. In Deutschland befaßten sich 1987-91 und 1991-94 zwei Enquete Kommissionen des Bundestages mit Klimaschutz und erarbeiteten einen in den Grundzügen allgemein akzeptierten Maßnahmenkatalog. Unsere derzeitige Bundesregierung unter Kanzler G.SCHRÖDER definierte den Ausstieg aus der Kernenergie im Geiste der Nachhaltigkeit folgendermaßen: 'Der Ausstieg aus der Kernenergie ist der Einstieg in eine nachhaltige, wirtschaftlich leistungsfähige, sozial gerechte und ökologisch verträgliche Entwicklung'.

Tabelle 11.5: Zielsetzungen und tatsächliche CO₂ Emissionen, Welt [www.learn-line.nrw.de]

Land / Region	prozentuale Veränderung der CO ₂ -Emission zwischen 1990 und 1997	Kyoto-Zusage, die Emission von Treibhausgasen bis 2008/2012 zu beschränken : %-Veränderung zu 1990	Volumen der CO ₂ -Emission in Mio Tonnen 1997
Australien	12	8	308,4
EU-15 Extra-Tabelle siehe unten	2	-8	3149,1
Japan	9	-8	1230,8
Kanada	11	-7	5455,6
Neuseeland	20	0	30,3
Norwegen	18	1	41,4
Polen	-5	-6	361,6
Russland	-30	0	1660,0
Schweiz	-4	-8	43,4
Ukraine	-54	0	322,9
USA	11	-7	5455,6

Verpflichtung der Industriestaaten und Trend. Zusagen von Kyoto: Veränderung der Treibhausgas-Emissionen bis 2008/ 2012 (prozentuale Änderung gegenüber 1990)	
Industriestaaten	-5,2
EU	-8,0
Aktuelle Projektion nach UN-Angaben	
Industriestaaten	+18

Ursachen des anthropogenen Treibhauseffektes	Anteil %
Verbrennung fossiler Energie	50
Chemische Industrie (FCKW, Halone)	20
Waldvernichtung /Abholzung	15
Landwirtschaft und andere (Methan, Lachgas)	15

Tabelle 11.6: Zielsetzungen und tatsächliche CO₂ Emissionen, EU [www.learnline.nrw.de]

EU-Land	prozentuale Veränderung der CO ₂ -Emission zwischen 1990 und 1997	EU-interne Verteilung der Beschränkung von Treibhausgas-Emissionen bis 2008/2012 prozentuale Änderung gegenüber 1990	Volumen der CO ₂ -Emission in Mio Tonnen 1997
Belgien	11	-7,5	128,5
Dänemark	23	-2,1	64,3
Deutschland	-12	-21,0	894,0
Finnland	9	0	64,6
Frankreich	2	0	402,2
Groß-Britan.	-7	-12,5	540,6
Griechenland	8	25,0	92,0
Irland	13	13,0	34,8
Luxemburg	-25	-28,0	9,5
Niederlande	15	-6,0	184,9
Norwegen	18	1,0	41,4
Österreich	6	-13,0	66,1
Portugal	8	27,0	50,8
Schweden	2	4,0	56,4
Spanien	9	15	247,7

Tabelle 11.7: Zielsetzungen und tatsächliche CO₂ Emissionen, BRD [www.learnline.nrw.de]

Energiebedingte CO ₂ -Emissionen in Deutschland		
Jahr	CO ₂ -Emission in Mio t	Rückgang bezogen auf 1990
1990	986,6	
1992	901,4	- 8,6%
1994	876,8	- 11,1%
1996	898,2	- 9,0%
1998	857,2	- 13,1%
2005	Ziel	-25%

1998 verursacht durch die Verbrennung von:	
Energieträger	Anteil in %
Mineralöl	37,2
Naturgas	22,9
Steinkohle	19,8
Braunkohle	19,7
Sonstige	0,4

1997 wurden auf dem Klimagipfel in Kyoto konkrete Ziele zur Verminderung des Ausstoßes von Treibhausgasen vereinbart. Weltweit soll die Emission von CO₂ bis 2050 um 50% gegenüber den Werten von 1990 vermindert werden. Als erstes Ziel waren 5% Reduzierung bis 2010 angestrebt. Die EU setzte sich als Ziel eine Reduktion um 21% bis 2010, Deutschland verpflichtete sich zu einer Reduzierung um 25% bis 2005.

Inzwischen ist dieser Termin näher gerückt, und die Tabellen 11.5-11.7 stellen Ziele und tatsächliche Emissionen nebeneinander. Sie sind dem nordrhein-westfälischen Bildungsserver learn-line, herausgegeben vom Landesinstitut für Schule und Weiterbildung (LSW), entnommen. Ohne im Einzelnen auf die Zahlen einzugehen, kann man sagen, daß noch einige Herausforderungen zu bewältigen sind.

Auch die Zahlen in Deutschland sind bei näherer Betrachtung nicht so schmeichelhaft wie sie scheinen. Bereits 1994 wurde vollmundig eine Reduktion des CO₂-Ausstoßes um 15% verkündet. Ein Großteil des Rückgangs ist auf den Zusammenbruch der Industrie in den neuen Bundesländern zurückzuführen (Abb. 11.9). In den alten Bundesländern erhöhte sich der Ausstoß 1987-97 dagegen kontinuierlich um 3,8%. Erst seit 1999 zeichnet sich ein leichter Rückgang ab, hauptsächlich durch Reduktion des Industrieausstoßes. Der Straßenverkehr er-

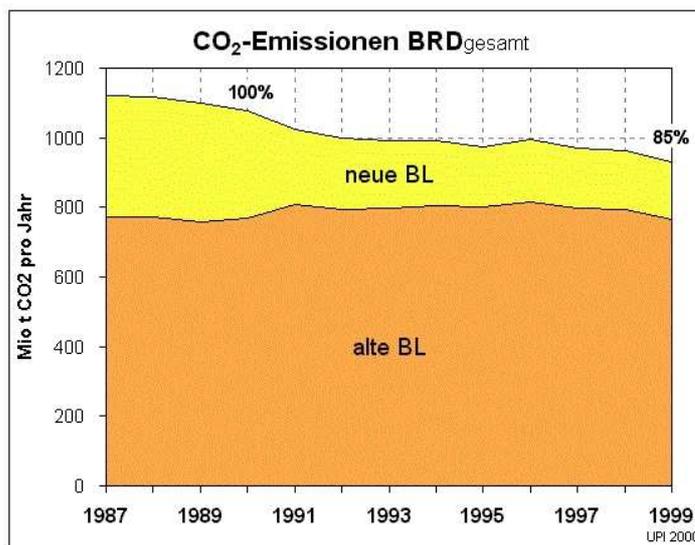


Abbildung 11.9: Entwicklung des CO₂ Ausstoßes in Deutschland in den alten und neuen Bundesländern [www.upi-institut.de]

zeugt in den letzten 10 Jahren stetig wachsende Emissionen und liegt zur Zeit nach einer Statistik des *Umwelt und Prognose Instituts Heidelberg* 25% über dem Niveau von 1990, 50% über dem Ziel für 2005. Hinzu kommen noch die sogenannten 'grauen Emissionen': Schadstoffe, die bei ausgelagerter Produktion im Ausland für deutsche Auftraggeber, bei Tochterfirmen deutscher Industrieunternehmen oder für den deutschen Import entstehen (z.B. Stahl:Abbau der Erze, Transporte und Aufarbeitung im Schmelzofen).

11.4 Ausblick

Nachhaltig wirtschaften, beinhaltet sowohl sparsamen Umgang mit nicht erneuerbaren Ressourcen, insbesondere der Umwelt, als auch volkswirtschaftliche Entwicklung zur Erhaltung des Lebensstandards und Erschließung neuer technischer Möglichkeiten durch wissenschaftlichen Fortschritt. Auf den ersten Blick scheinen sich diese beiden Zielsetzungen gegenseitig auszuschließen, wissen wir doch aus unserer bisherigen Geschichte, daß rasanter wirtschaftlicher Aufschwung (z.B. während der Industrialisierung, oder auch heute in den Entwicklungs- und Schwellenländern) meist auf Kosten der Umwelt erreicht wurde. Dies ist jedoch kein notwendiges Naturgesetz. Unsere heutigen technischen Möglichkeiten erlauben uns im Prinzip schon jetzt, beide Vorgaben einzuhalten. Nur ist es weder der einfachste noch der billigste (aber vielleicht der *preiswerteste*) Weg.

Die Anforderungen an eine moderne Energieversorgung sind:

- Kostengünstige Bereitstellung von Energie
- Haushälterischer Umgang mit Ressourcen
- Begrenzung von Umweltbelastungen
- Geringstmögliche Beeinträchtigung von Leben und Gesundheit

Nun können die einzelnen Gesichtspunkte natürlich je nach Grundeinstellung unterschiedlich gewichtet werden und führen zu zwei sich gegenüberstehenden Interpretationen der Nachhaltigkeit:

- Die *'weak sustainability'* stützt sich auf das *Substitutionsparadigma*, nach dem es erlaubt ist, erneuerbare aber auch erschöpfbare Umweltressourcen gegen 'Kapital', also wirtschaftlichen bzw. technischen Fortschritt aufzurechnen.
- Die *'strong sustainability'* verneint diese Aufrechnung strikt und verlangt einen unbedingten Erhalt von Naturkapital. Sie geht von einer Komplementarität von Natur und Sachkapital aus.

Beiden Standpunkten ist ihre Herkunft klar anzumerken und ebenso klar ist, daß beide Forderungen in ihrer letzten Konsequenz wenig sinnvoll sind. Wenn man sich seine Umwelt zugrunde

richtet, wird man bekanntlich feststellen, daß man Geld nicht essen kann. Auf der anderen Seite erscheint es aber auch absurd, daß jegliche nicht erneuerbaren Ressourcen (also auch mineralische Rohstoffe) *nie* angegriffen werden dürfen – auch von zukünftigen Generationen nicht, denn für diese gilt der Erhaltungsgrundsatz ja auch. Ein weiteres Beispiel ist der Ausstieg aus einem Energieträger um jeden Preis. Ein zu hoher volkswirtschaftlicher Schaden widerspricht ebenfalls dem Prinzip der Nachhaltigkeit, da er fortschreitende Verschuldung, rückgehenden Lebensstandard, Verlust von Wettbewerbsfähigkeit, und u.U. erhöhte Arbeitslosigkeit nach sich zieht. Somit würden nachfolgenden Generationen gerade *nicht* die gleichen Chancen auf eigenständige Entwicklung eingeräumt, die wir hatten. Der *sofortige* Ausstieg aus der Kernenergie in Deutschland würde rund 400 Mrd. € kosten. Eine Summe, an deren Schuldendienst noch unsere Kinder abzutragen hätten.

Einen möglichen Kompromiß bildet der Leitsatz, die Ressourcen- und Senkenfunktion der Umwelt für anthropogene Stoffströme zu erhalten, bei einer engen Begrenzung ökologischer Belastungen und Klimaveränderungen. Wie wir gesehen haben, bedingt auch die Nutzung regenerativer Energien eine gewisse Inanspruchnahme von nicht erneuerbaren Rohstoffen. Diese nicht anzugreifen, ist also völlig unmöglich, wollen wir unseren Lebensstandard auch nur annähernd beibehalten. Auf der anderen Seite bedeutet nachhaltiges Handeln aber auch, Ressourcen in gleichbleibender Qualität und Quantität für unsere Kinder und Enkel zur Verfügung zu halten. In diesem Sinne kann durchaus auch die Nutzung fossiler Energieträger nachhaltig sein, wenn nämlich, wie das bisher der Fall ist, durch optimierte Fördertechniken und Neuerkundungen die Menge wirtschaftlich ausbeutbarer Lagerstätten mindestens genauso stark wächst, wie derzeitige Abbaustätten schrumpfen. Nicht der Verbrauch der fossilen Energieträger selbst verstößt momentan gegen die Nachhaltigkeit, sondern die mit ihrer Nutzung verbundenen Stofffreisetzungen und den daraus resultierenden Umweltschäden.

Nachhaltigkeit ist auch gewährleistet, wenn ein Energieträger erschöpft werden sollte, nachfolgenden Generationen aber eine technisch wirtschaftlich *gleichwertige* Basis hinterlassen wird. Sollte es zum Beispiel unserer jetzigen Generation gelingen, die Wasserstoff-Fusion (insbesondere die D-D Fusion) zu technischer Reife zu entwickeln, wäre ob der dann fast unerschöpflichen Vorräte ein Versiegen konventioneller fossiler Energieträger sicherlich von untergeordneter Bedeutung.

Bei der Abwägung, dem Vergleich, zweier möglicher Energiewandlungsketten schließlich muß stets eine Bilanzierung über den gesamten Lebensweg erfolgen. Eine Energiewandlungskette ist

genau dann effizienter als eine zweite, wenn sie weniger Ressourcen benötigt, und der Begriff Ressourcen schließt selbstverständlich auch eine intakte Umwelt mit ein. Wie man an den enormen Energiemengen, die uns ständig von der Sonne erreichen, ersehen kann, ist es nicht die Arbeitsfähigkeit der Energie, die der Umwelt schadet. Vielmehr sind es die Freisetzungen als Folge der Verwendung stofflicher Energieträger. Werden letztere begrenzt, ermöglicht dies weiterhin steigende Energieströme bei gleichzeitiger Umweltschonung, den beiden Hauptzielen nachhaltiger Entwicklung.

An das Ende dieses Kapitels und der gesamten Vorlesung möchte ich daher den Leitsatz der Brundtland Kommission von 1987 stellen:

NACHHALTIGE ENTWICKLUNG IST DIE ENTWICKLUNG, DIE DIE
BEDÜRFNISSE DER GEGENWÄRTIG LEBENDEN MENSCHEN BE-
FRIEDIGT, OHNE DIE BEFRIEDIGUNG ÄHNLICHER BEDÜRFNISSE
ZUKÜNFTIGER GENERATIONEN ZU BEEINTRÄCHTIGEN.

12 Anhang

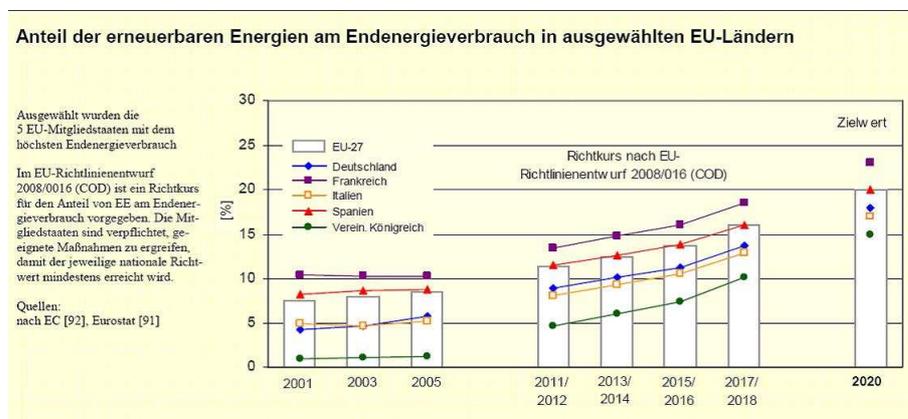


Abbildung 12.1: Anteil der erneuerbaren Energien am Endenergieverbrauch in ausgewählten EU-Ländern [www.bmu.de]

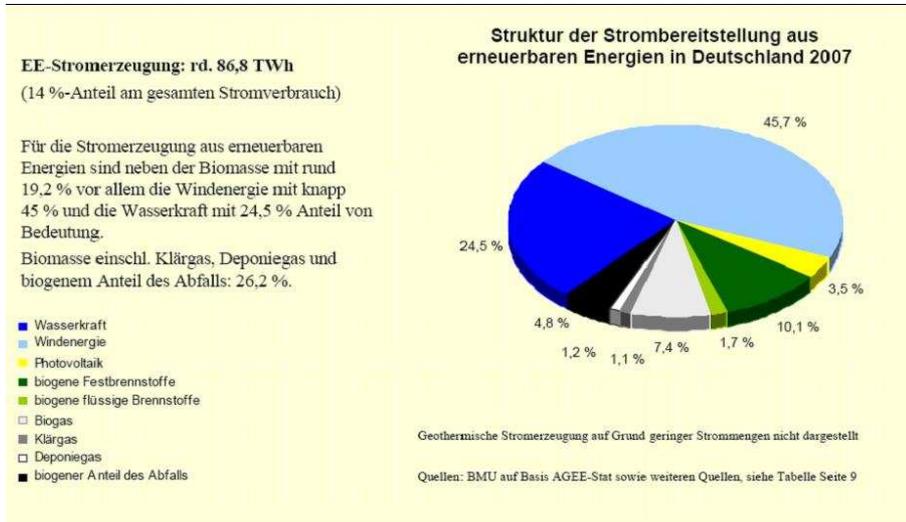


Abbildung 12.2: Anteil der erneuerbaren Energien an der Stromerzeugung in Deutschland [www.bmu.de]

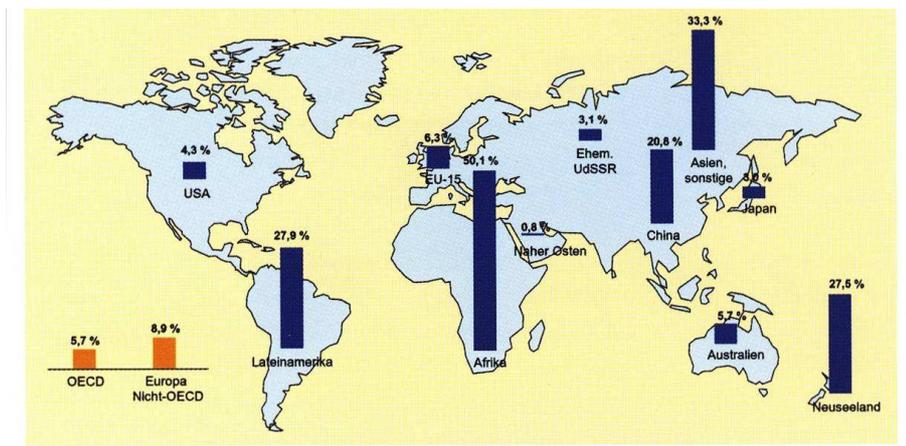


Abbildung 12.3: Anteil der erneuerbaren Energien in der Welt [Thomas Bürke, *Erneuerbare Energie*. Wiley-VCH (2007).]

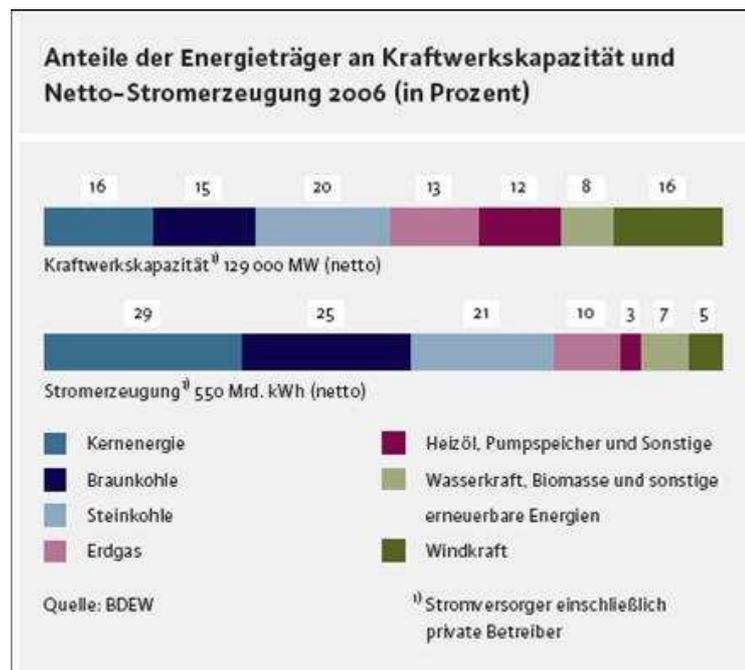


Abbildung 12.4: Anteil der Energieträger an Kraftwerkskapazität und Netto-Stromerzeugung 2006 [www.bdew.de]



Abbildung 12.5: Jahresvolllaststunden deutscher Kraftwerke 2006 [www.bdew.de]

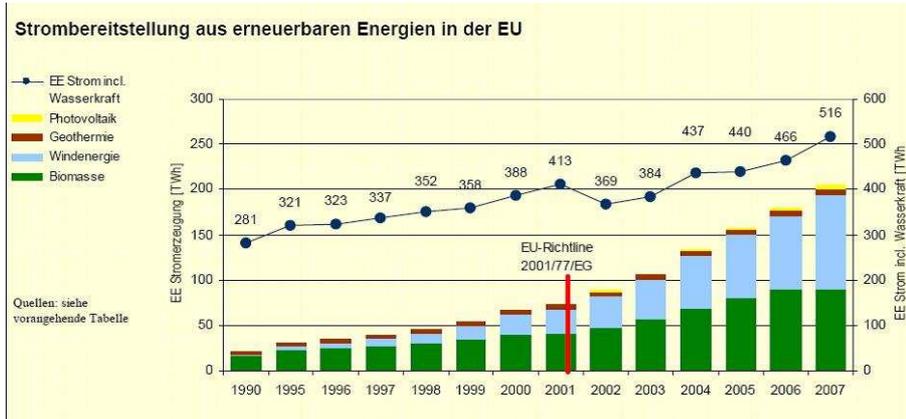


Abbildung 12.6: Strombereitstellung aus erneuerbaren Energien in der EU bis 2007 [www.bmu.de]

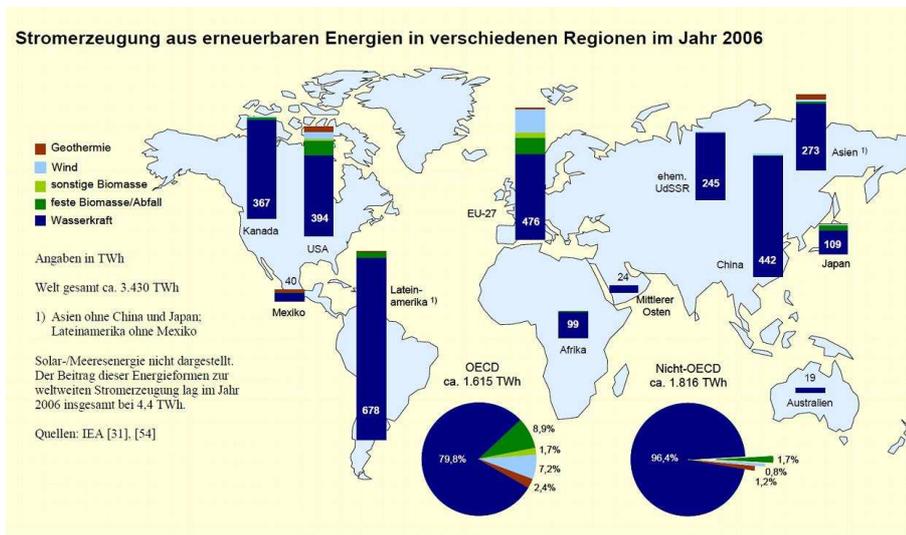


Abbildung 12.7: Stromerzeugung aus erneuerbaren Energien in verschiedenen Regionen 2006 [www.bmu.de]



Abbildung 12.8: Struktur des Stromverbrauchs im Haushalt 2006 [www.bdew.de]

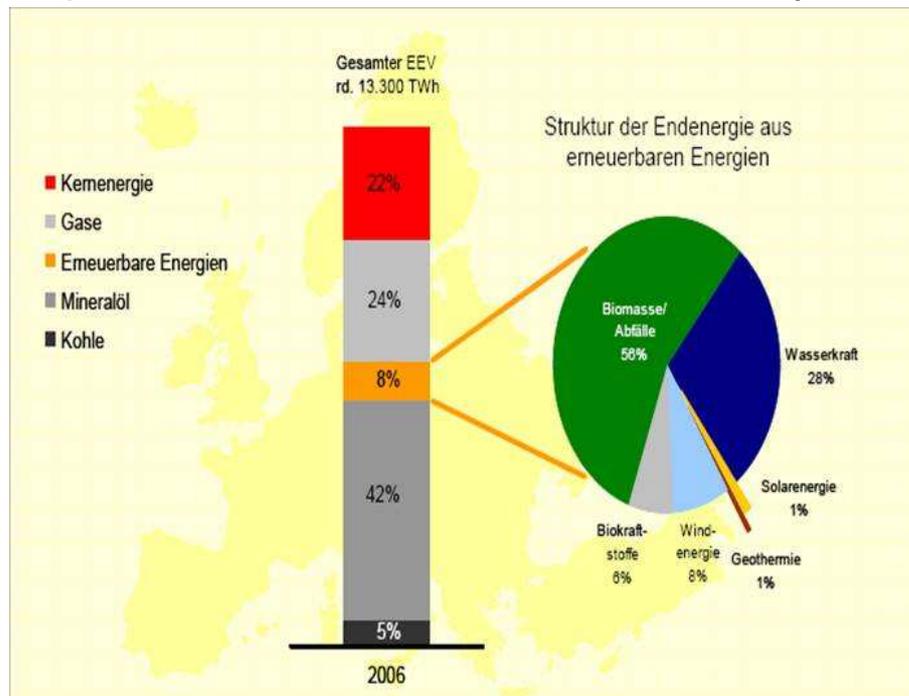


Abbildung 12.9: Struktur des Endenergieverbrauchs in der EU 2006 [www.bmu.de]

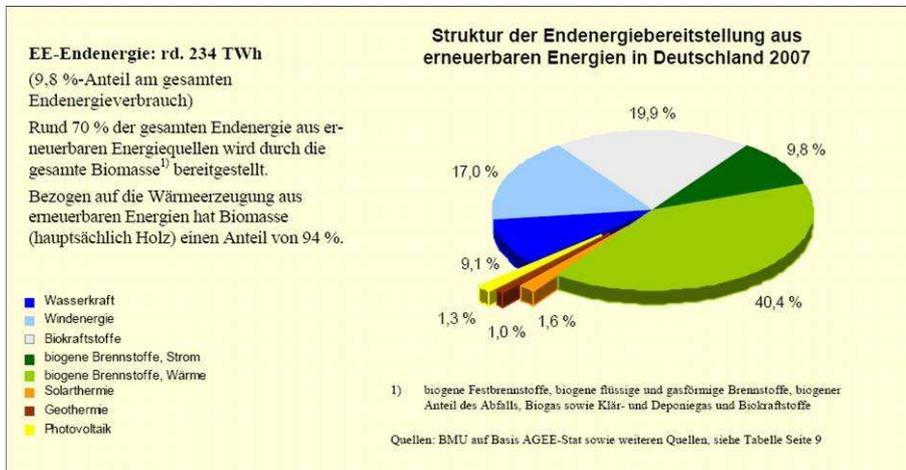


Abbildung 12.10: Struktur der Endenergiebereitstellung aus erneuerbaren Energien in D 2007 [www.bmu.de]

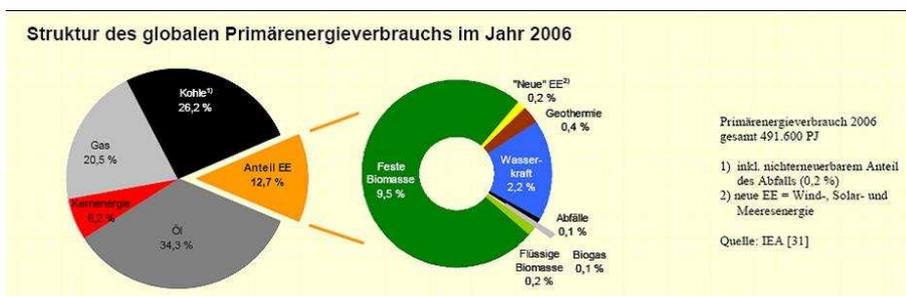


Abbildung 12.11: Struktur der globalen Primärenergieverbrauchs 2006 [www.bmu.de]



Abbildung 12.12: Vermiedene CO₂-Emissionen durch erneuerbare Energien und Kernenergie [www.bdew.de]

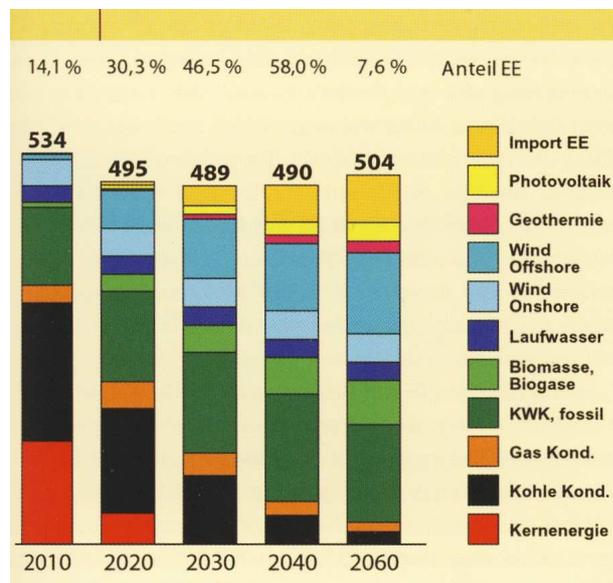


Abbildung 12.13: Zukünftige Energieerzeugung im Zukunftsszenario „Naturschutz Plus I“ [Thomas Bürke, *Erneuerbare Energie*. Wiley-VCH (2007).]

Literaturverzeichnis

- [1] M. v. Baratta. *Der Fischer Weltalmanach 2002*. Fischer Taschenbuchverlag Frankfurt (2001).
- [2] B. Diekmann and K. Heinloth. *Energie*. Teubner Stuttgart 2 edition (1997).
- [3] K. Heinloth. *Die Energiefrage*. Vieweg Braunschweig (1997).
- [4] Brockhaus. *Die Enzyklopädie in 20 Bänden*. Brockhaus Mannheim 20 edition (1999).
- [5] L. Bergmann and C. Schaefer. *Elektromagnetismus*. Walter de Gruyter Berlin 8 edition (1999).
- [6] DVD-ROM. *Encyclopaedia Britannica*. Britannica.co.uk London (2001).
- [7] R. Pathria. *Statistical Mechanics*. Pergamon Press Oxford (1978).
- [8] H. Callen. *Thermodynamics*. John Wiley and Sons New York (1960).
- [9] C. Gerthsen, H. O. Kneser, and H. Vogel. *Physik*. Springer Verlag Berlin 15 edition (1986).
- [10] J. Hoffmann(Ed.). *Radioaktivität und Kernenergie*. Forschungszentrum Karlsruhe (2001).
- [11] W. Koelzer. *Lexikon zur Kernenergie*. Forschungszentrum Karlsruhe (1997).
- [12] C. Keller. *Geschichte der Radioaktivität*. Wiss. Verlagsanstalt mbH Stuttgart (1982).
- [13] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill Book Corp. New York (1969).

- [14] O. Hahn and F. Strassmann. Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Uran mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle. *Naturwissenschaften* 27 (1939), 11.
- [15] O. R. Frisch. Physical Evidence for the Division of Heavy Nuclei under Neutron Bombardement. *Nature* 143 (1939), 276.
- [16] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner Stuttgart (1992).
- [17] H. Michaelis and C. Salander. *Handbuch Kernenergie, Kompendium der Energiewirtschaft und Energiepolitik*. VWEW-Verlag Frankfurt (1995).
- [18] A. Ziegler. *Reaktortechnik I-III*. Springer Berlin (1985).
- [19] G. R. Choppin and J. Rydberg. *Nuclear Chemistry. Theory and Application*. Pergamon Press Oxford (1980).
- [20] M. Volkmer. *Basiswissen zum Thema Kernenergie*. HEW Hamburg (1995).
- [21] X. Cheng. *Thermal Hydraulics of a Supercritical Pressure Light Water Reactor*. FZKA Karlsruhe (2000).
- [22] H.-J. Zech. *Kernreaktoren*. Verlag Infoforum Bonn (1988).
- [23] O.-A. Neumüller. *Römpps Chemie-Lexikon*. Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart (1988).
- [24] Diverse. *Le Phénomène d'Oklo, Compte rendu d'un colloque*. IAEA Wien (1975).
- [25] F. Gauthier-Lafaye. nuclear science and technologie. In *OKLO-natural analogue Phase II* page 17. EURATOM.
- [26] K. Kugeler. Der katastrophenfremde Reaktor. *Phys. Bl.* 57(11) (2001), 33.
- [27] K. Kugeler and P.-W. Philippen. *Energietechnik*. Springer Verlag Berlin (1993).
- [28] H. Nifenecker, S. David, J. M. Loiseaux, and A. Giorini. Hybrid nuclear reactors. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 43 (1999), 683.
- [29] C. Rubbia. The energy amplifier - a description for the non-specialist. *CERN/AT* 95 (1995), 44.

- [30] C. D. Bowman, E. D. Arthur, P. W. Lisowski, G. P. Lawrence, R. J. Jensen, J.L. Anderson, B. Blind, M. Capiello, J. W. Davidson, T. R. England, L. N. Engel, R. C. Haight, H. G. Hughes, J. R. Ireland, R. A. Krakowski, R. J. LaBauve, B. C. Letellier, R. T. Perry, G. J. Russel, K. P. Staudhammer, G. Versamis, and W. B. Wilson. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source. *Nucl.Instr. Meth. A* 320 (1992), 336.
- [31] J. Raeder, K. Borrass, R. Bünde, W. Dänner, R. Klingelhöfer, L. Lengyel, F. Leuterer, and M. Söll. *Controlled Nuclear Fusion*. John Wiley and Sons Chichester (1986).
- [32] G. Brumfield. United States pledges to rethink rejection of fusion project. *Nature* 415 (2002), 247.
- [33] E. Hau. *Windturbines*. Springer Verlag Berlin (2000).
- [34] M. Kleemann. Stürmische Perspektiven - Nutzungsmöglichkeiten und Grenzen der Windenergie. *Physik i u Zeit* 27(2) (1996), 60.
- [35] J. Luther, V. Wittwer, and K. Voss. Energie für Gebäude - solare Technologien und Konzepte. *Phys. Bl.* 57(11) (2001), 39.
- [36] L. Bergmann and C. Schaefer. *Optics*. Walter de Gruyter Berlin 9 edition (1999).
- [37]
- [38] P. Würfel. *Physik der Solarzellen*. Spektrum Akad. Verlag Heidelberg (1995).
- [39] A. Goetzberger and V. Wittwer. *Sonnenenergie: Photovoltaik. Physik und Technologie der Solarzelle*. Teubner Studienbücher Stuttgart (1994).
- [40] J. Simon and H. Wagner. Photovoltaik zwischen Wirkungsgrad und Kosten. *Physik i u Zeit* 27(2) (1996), 69.
- [41] J. H. Werner, S. Kolodinski, and H. J. Queisser. Novel Optimization Principle and Efficiency Limits for Semiconductor Solar Cells. *Phys. Rev. Lett.* 72(24) (1994), 3851.
- [42] M. C. Lux-Steiner. Strom von der Sonne. *Phys. Blätt.* 11(57) (2001), 47.
- [43] N. S. Lewis. Light work with water. *Nature* 414 (2001), 589.

- [44] M. Grätzel. Photoelectrochemical cells. *Nature* 414 (2001), 338.
- [45] P. T. Duran, J. C. Prisco, W. B. Lyons, J. E. Walsh, A. G. Fountain, D. M. McKnight, D. L. Moorhead, R.A. Virginia, D. H. Wall, G. D. Clow, C. H. Fritsen, C. P. McKay, and A. N. Parsons. Antarctic climate cooling and terrestrial ecosystem response. *Nature* 415 (2002), 517.
- [46] A. Voß. Nachhaltigkeit - ein Leitbild macht Karriere. *atw* 44(3) (1999), 165.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema der Energieumformung	6
2.2	Verluste bei der Umformung von Primärenergie	8
2.3	Relative Anteile verschiedener Energieträger	10
2.4	Weltweiter Primärenergie-Verbrauch seit 1900	16
2.5	Entwicklung des weltweiten Bedarfs an Primärenergie nach Regionen	17
2.6	Entwicklung des weltweiten Bedarfs an Primärenergie	18
2.7	Weltjahresbedarf an Energie gedeckt durch Kohleverfeuerung	19
2.8	Weltweiter Bedarf an Primärenergie 1995	20
2.9	Weltweit wirtschaftlich gewinnbare Mengen an Primärenergie-Trägern	22
2.10	Regionale Verteilung der Stromerzeugung	23
2.11	Anteil der Primärenergieträger in Deutschland	24
2.12	Anteil der Regenerativen Energien an der Stromerzeugung in Deutschland	25
2.13	Verbraucher von End-Energie in Deutschland	26
2.14	CO ₂ Emission in Deutschland nach Verbrauchern	27

3.1	Funktionsprinzip von Gleich- und Wechselstromgenerator	29
3.2	Spannungsverlauf beim Gleichstrom- und Wechselstromgenerator	30
3.3	Erster selbsterregender Generator von Siemens 1866	31
3.4	Wechselspannungsgenerator mit vierfachem Joch	32
3.5	Innenpolsynchrongenerator	32
3.6	Schema eines heute in der Stromerzeugung eingesetzten Drehstromgenerators .	33
3.7	Generator zur Erzeugung von 2-Phasen Drehstrom	34
3.8	Nachweis des magnetischen Drehfeldes	35
3.9	Prinzip des Asynchronmotors	36
3.10	Spannungsverlauf beim 3-Phasen Drehstrom	38
3.11	Generatorschaltung zur Erzeugung von 3-Phasen Drehstrom	39
3.12	Prinzip des 3-Phasen Synchronmotors	39
3.13	Prinzip des 4-Pol Synchron-Drehstromgenerators	40
3.14	Erregungsmechanismen eines Generators	41
3.15	Leistungsgenerator mit Nebengenerator	42
3.16	Innenleben eines Kraftwerksgenerators	43
4.1	Thermodynamisches Viereck	46
4.2	Schema einer Wärmekraftmaschine	49
4.3	Die Carnot-Maschine	51
4.4	Clausius Rankine Prozeß	53

4.5	Joule Prozeß	55
4.6	Tageszeitabhängige Grund- und Spitzenlastverteilung	56
4.7	Wirkungsgrade verschiedener Kraftwerkstypen	57
4.8	Das Kohlekraftwerk	58
4.9	Mehrstufige Auslegung des Dampfkraftwerks	59
4.10	Wärmeschaltplan eines Dampfkraftwerks	60
4.11	Prinzip der Gasturbine	61
4.12	Kombiniertes Gas- und Dampfkraftwerk	62
4.13	Kohlekraftwerk mit Abgasreinigung	63
4.14	Abgasreinigung von Kohlekraftwerken	64
4.15	Kraftwerk Herne	66
4.16	Brennkammer eines 700 MW Kraftwerks	67
4.17	Gasturbine	67
5.1	Periodensystem der Elemente von 1934	70
5.2	‘Neutronenaktivierung’ von Uran nach Fermi 1938	71
5.3	Experimenteller radiochemischer Nachweis der Kernspaltung	72
5.4	Bindungsenergie pro Nukleon	76
5.5	Massenverteilung der Spaltprodukte von $^{236}\text{U}^*$	77
5.6	Zeitlicher Ablauf der Compoundkernspaltung	79
5.7	Energiespektrum der prompten Neutronen	81

5.8	Neutroneneinfangs-Wirkungsquerschnitte des ^{235}U	82
5.9	Resonanter Neutroneneinfang von ^{238}U	83
5.10	Neutronen Spektrum in Reaktoren und Kernwaffen	84
5.11	Neutroneneinfangs-Wirkungsquerschnitte des ^{238}U	85
5.12	Spaltneutronenausbeute	87
5.13	Entstehung der verzögerten Neutronen aus ^{87}Br	88
5.14	Reaktionsquerschnitte für n-Streuung, -Einfang, -Spaltung	90
5.15	Moderierung eines Neutrons	92
5.16	Energieabhängige Neutronenausbeute	94
5.17	Lebenszyklus einer Neutronengeneration	97
5.18	Schnellsplutfaktor ϵ	99
5.19	Multiplikationsfaktor k_{∞}	100
5.20	Neutronenreflektor	103
5.21	Würfelförmiger Reaktor	104
5.22	Neutronen-Multiplikationsfaktor als Funktion des Moderator/Brennstoff Verhältnisses beim LWR	107
5.23	Verhalten eines DWR bei Zufuhr von Überschußreaktivität	108
5.24	Arbeitspunkte von DWR und SWR im PT-Diagramm von Wasser	110
5.25	Schema eines Druckwasserreaktors	111
5.26	Schnittbild durch ein Druckwasserkernkraftwerk	112
5.27	Längsschnitt durch einen Brennstab	113

5.28	Reaktivitätssenkung durch Zugabe von Bor	115
5.29	Schema eines Siedewasserreaktors	117
5.30	Schnittbild durch das Siedewasserkernkraftwerk Krümmel	118
5.31	Schema eines Hochtemperaturreaktors	120
5.32	Schema eines 'coated particles'	121
5.33	Reflektor und Absorberstäbe beim Th-HTR	122
5.34	Schema eines schnelle Brutreaktors	124
5.35	Pfannkuchengeometrie des Brueterkerns	126
5.36	Schema des Superphönix	127
5.37	Lage von Gabun	136
5.38	Geologische Formation des Oklo Reaktors	137
5.39	^{235}U Gehalt des abgebauten Erzes in Oklo	138
5.40	Antikorrelation des ^{235}U Anteils und des Gesamt-U-Gehalts des Erzes	139
5.41	Dosis-Wirkungsbeziehung	143
5.42	Todesfälle pro Strahlungsdosis	144
5.43	Aktivitätsbarrieren eines westlichen KKW	147
5.44	Schemazeichnung des TMI-2 Reaktors in Harrisburg	148
5.45	Schema des RBMK-1000	150
5.46	Ausbreitung radioaktiver Stoffe von Chernobyl	154
5.47	Brennstoffkugeln des katastrophensicheren HTR	156
5.48	Kernkonfiguration des katastrophensicheren HTR	157

5.49	Nachwärmeabfuhr beim katastrophenfremen HTR	158
5.50	Isotopentrennung mittels Gasdiffusion	160
5.51	Isotopentrennung mittels Gaszentrifuge und Trenndüse	161
5.52	Radiotoxizität von einer Tonne Brennstoff	163
5.53	Erzeugung von Spallationsneutronen	166
5.54	Aufbau einer ADS Anlage mit festem Reaktorkern	168
5.55	ADS Reaktors mit flüssigem Brennstoff und Flüssig-Blei Target	169
5.56	Halbwertszeiten von Actiniden und Spaltprodukten bei ATW	170
5.57	Epithermische Einfang- und Spaltquerschnitte einiger Actiniden	171
5.58	Prinzip des adiabatic crossing	172
6.1	Plasmen	176
6.2	Maxwell Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten	177
6.3	Wirkungsquerschnitte für Kernfusion	178
6.4	Leistungsdichte bei der Kernfusion	179
6.5	Lawson-Kriterium	180
6.6	Plasma-Zündkurve	181
6.7	Definition der Koordinaten beim toroidalen Feld	182
6.8	Driftbewegung im toroidalen Feld	183
6.9	Substitution des Torusfeldes durch eine Helix-Form	185
6.10	Toroidales und poloidales Magnetfeld	185

6.11	Das Tokamak Prinzip	186
6.12	Schnittbild von JET	187
6.13	Schnittbild von Wendelstein 7X	188
6.14	Heizung eines Fusionsplasmas durch Neutralstrahlen	189
6.15	Brutmantel eines Fusionsreaktors	190
6.16	Schema eines Fusionskraftwerks	192
6.17	Pelletheizung bei der Trägheitsfusion	194
6.18	Ablaufschema der Myon-katalysierten Fusion	197
7.1	Historische Windmühle in Persien	199
7.2	Pfahl- und holländische Windmühle	200
7.3	Drehzahlregelung durch Shutter	201
7.4	Drehzahlregelung durch Ventikanten	202
7.5	Wasserpumpe in den USA	203
7.6	Horizontale aerodynamische Windturbine	206
7.7	Strömung um ein Rotorblatt eines Windkonverters	207
7.8	Kräfte auf ein Rotorblatt eines Windkonverters	208
7.9	Wirkungsgrad eines Windrades abhängig von dessen Schnellaufzahl	210
7.10	Leistungsregelung eines Windkonverters	211
7.11	Vertikalmaschinen	212
7.12	Regionen hoher Windstärke in Deutschland	214

<i>ABBILDUNGSVERZEICHNIS</i>	305
7.13 Häufigkeit von Windgeschwindigkeiten	214
7.14 Energieerzeugungskosten einer Windturbine	216
7.15 Prinzip des Aufwindkraftwerks	219
8.1 Energienutzung aus diversen Quellen	220
8.2 Der Sonnengürtel der Erde	221
8.3 Prinzip eines Sonnenlichtkollektors	223
8.4 Schwingungsmoden in einem Volumen Ω	227
8.5 Leistungsbilanz eines Sonnenlichtkollektors	230
8.6 Spektrum des Sonnenlichts und von Wärmestrahlung	231
8.7 DCS Rinnenkollektoranlage	233
8.8 Prinzip eines 2D Rinnenkollektors	234
8.9 Solar Two	236
8.10 Sonnenofen bei Odeillo-Via	237
8.11 Potentialschema eines Halbleiters	240
8.12 Dotierungsverlauf in einem p-n Übergang	241
8.13 Potentialverlauf in einem p-n Übergang	243
8.14 Schnitt durch eine Solarzelle	244
8.15 Strom-Spannungskennlinie einer Solarzelle	245
8.16 Maximaler Wirkungsgrad von Solarzellen	246
8.17 Aufbau-Prinzip einer Solarzelle	247

8.18	BSF und <i>buried contact</i> Aufbau von Si-Zellen	249
8.19	Chalkopyrit Multispektralzelle	251
8.20	Energie Umwandlung aus Sonnenlicht	253
8.21	Lage der Bandlücke verschiedener Halbleitermaterialien	254
8.22	Farbstoff-Sensibilisierung photochemischer Zellen	255
8.23	Solarkraftwerk Neurathersee	257
9.1	Turbinentypen der Wasserkraftnutzung	260
10.1	Schematische Übersicht einer Wasserstoffanlage	262
10.2	Schema einer Brennstoffzelle	263
11.1	Absorption von Wärmestrahlung in der Erdatmosphäre	268
11.2	CO ₂ -Gehalt der Atmosphäre in den letzten 150 000 Jahren	271
11.3	CO ₂ -Kreislauf auf der Erde	272
11.4	CO ₂ -Gehalt der Atmosphäre in der Neuzeit	272
11.5	Temperaturanstieg durch den Treibhauseffekt seit 1850	273
11.6	Externe Kosten der Stromerzeugung	277
11.7	Gesundheitsrisiken	278
11.8	Gesamt-Gestehungskosten der Stromerzeugung	278
11.9	CO ₂ Ausstoß in Deutschland	282
12.1	Anteil der erneuerbaren Energien am Endenergieverbrauch in ausgewählten EU-Ländern	287

12.2 Anteil der erneuerbaren Energien an der Stromerzeugung in Deutschland . . .	288
12.3 Anteil der erneuerbaren Energien in der Welt	288
12.4 Anteil der Energieträger an Kraftwerkskapazität und Netto-Stromerzeugung 2006	289
12.5 Jahresvollaststunden deutscher Kraftwerke 2006	289
12.6 Strombereitstellung aus erneuerbaren Energien in der EU bis 2007	290
12.7 Stromerzeugung aus erneuerbaren Energien in verschiedenen Regionen 2006 . .	290
12.8 Struktur des Stromverbrauchs im Haushalt 2006	291
12.9 Struktur des Endenergieverbrauchs in der EU 2006	291
12.10 Struktur der Endenergiebereitstellung aus erneuerbaren Energien in D 2007 . .	292
12.11 Struktur der globalen Primärenergieverbrauchs 2006	292
12.12 Vermiedene CO ₂ -Emissionen durch erneuerbare Energien und Kernenergie . .	293
12.13 Zukünftige Energieerzeugung im Zukunftsszenario „Naturschutz Plus I“	293

Tabellenverzeichnis

1	Umrechnungstabelle für Energieeinheiten	VII
2	Umrechnungstabelle für Größeneinheiten	VII
3	Energie und Stromverbrauch 2000: Welt, BRD	VIII
2.1	Energieumwandlungen	7
2.2	Auflistung denkbarer Energiequellen	11
2.3	Speichermöglichkeiten von Energie	12
2.4	Übersicht über Transportmöglichkeiten von Energie	14
2.5	Kosten für die Stromerzeugung aus verschiedenen Energiequellen	25
5.1	Otto Hahns Fazit aus der fraktionierten Bromidfällung	73
5.2	Energieaufteilung bei der Uranspaltung	80
5.3	Kritische Anregungsenergie von Atomkernen hoher Ordnungszahl	85
5.4	Mittlere Zahl der Spaltneutronen	86
5.5	Daten der verzögerten Neutronen für die thermische Spaltung von ^{235}U	89
5.6	Moderatoreigenschaften	91

<i>TABELLENVERZEICHNIS</i>	309
5.7 Weglängen thermischer Neutronen	92
5.8 Spaltneutronen pro Absorption	93
5.9 Struktur der Neutronenbilanz	94
5.10 Reaktivitätsbilanz bei einem DWR	114
5.11 Kenndaten des DWR Biblis A	116
5.12 Kombination der Grundstoffe bei thermischen Reaktoren	128
5.13 In Betrieb befindliche Reaktoren in Deutschland	129
5.14 Weltweit im Betrieb befindliche Reaktoren	130
5.15 Auslegungswerte für Leichtwasserreaktoren	130
5.16 Kenndaten für in Betrieb befindliche Leichtwasserreaktoren	131
5.17 Arbeitverfügbarkeit deutscher Kernkraftwerke	132
5.18 Mit schwerem Wasser moderierte Leistungsreaktoren	133
5.19 Magnox Reaktoren	134
5.20 Technische Hauptdaten der RBMK-1000 Reaktoren	135
5.21 RBMK-1000 Reaktoren	135
5.22 Isotopenzusammensetzung des Neodyms verschiedener Herkunft	139
5.23 Natürliche und zivilisatorische Strahlenbelastung	142
7.1 Kosten für die Stromerzeugung verschiedener Energieträger	215
7.2 Preise für Windstrom in der EU	217
9.1 Große Wasserkraftwerke der Welt	261

11.1 Konzentration von (Spuren)gasen in der Atmosphäre	270
11.2 Lebensweganalyse: Kumulierter Primärenergieaufwand	274
11.3 Lebensweganalyse: Ressourcenaufwand	275
11.4 Lebensweganalyse: Schadstoffemissionen	276
11.5 Zielsetzungen und tatsächliche CO ₂ Emissionen, Welt	280
11.6 Zielsetzungen und tatsächliche CO ₂ Emissionen, EU	281
11.7 Zielsetzungen und tatsächliche CO ₂ Emissionen, BRD	281

Index

- β -verzögerte Neutronen, 88
- ^{235}U , 85

- Abbrennbares Gift, 119
- Abgasreinigung, 63
- Absorberstab, 115
- Absorption
 - innere, 96
- Abwärme, 65
- ADAM-EVA-System, 123
- Adiabatengleichung, 51
- adiabatic crossing, 171
- adiabatisch, 50
- ADS, 165, 166
- Akkumulator
 - Blei, 13
 - NiFe, 13
- Albedo, 103
- amorphes Silizium, 249
- Anordnung
 - heterogene, 101
 - homogene, 101
 - quasihomogen, 101
- Anregungsenergie, kritische, 86
- Anreicherung, 102
- Aquivalentdosis, 141
- Arbeitsfähigkeit, 5
- Arbeitsmedium, 50

- Asymmetrieterm, 76
- Asynchronmotor, 35
- atmosphärische Fenster, 269
- Atomgesetz, 156
- Atomkern
 - Bindungsenergie, 75
 - Deformation, 78
 - gg, 76
 - gu, 76
 - ug, 76
 - uu, 76
- ATW, 166
- Aufwindkraftwerk, 219
- Ausgleichsstrom, 39

- back surface field, 248
- Bandlucke, 238
- barn, 82
- Bernoulli Gleichung, 208
- Bethe-Weizsacker-Zyklus, 173
- Bewertungsfaktor, 141
- Bindungsenergie, 75
- Blanket, 191
- Blaskoeffizient, 92, 109
- Bleiakkumulator, 13
- Blindleistung, 38
- Blitzableiter, 2
- Borsäure, 115

- Bouger-Lambert-Gesetz, 269
 Breit-Wigner Formel, 83
 Bremsnutzung, 97
 Brennelement, 113
 Brennstoffzelle, 263
 Brennwert, 6
 Brundtland-Kommission, 280
 Brutmantel, 169
 Brutreaktor, 93, 124
 BSF, 248
 buried contact, 248

 Carnot Prozes, 50
 Carnotit, 159
 Chalkopyrite, 251
 Chernobyl, 150
 CIS, 252
 Clausius Rankine Prozes, 53
 Club of Rome, 20
 CO₂-Freisetzung, 19
 coated particles, 121
 Compoundkern, 78
 Compton Effekt, 68
 corpora electrica, 2
 Coulombterm, 76

 Dampf
 ubersattigt, 54
 Dampfblasen, 92
 Dampfblasenkoeffizient, 101
 Dampferzeuger
 DWR, 112
 Dampfkraftwerk, 54
 Dampftrockner, 117
 Dampfturbine, 57

 Darrieus-Rotor, 212
 Deformation des Atomerns, 78
 DENOX Prozes, 64
 distributed collector system, 235
 Doppelschluss, 41
 Dotierung, 240
 Drehfeld, 35
 Drehstrom, 34
 Dreiphasen, 38
 Dreieckschaltung, 38
 Dreiphasendrehstrom, 38
 Druckluftspeicher, 14
 Druckrohren, 150
 Druckrohrenreaktor, 150
 Druckwasserreaktor, 110
 Primarkreislauf, 110
 Sekundarkreislauf, 112
 Selbstregelung, 115
 Dulong Petitsche Regel, 51
 Dunnschichttechnik, 249
 Durchleitungskosten, 15
 Dynamischer Antrieb, 207
 Dynamoelektrischen Prinzip, 4
 Dynamoelektrisches Prinzip, 31

 Effektive Zustandsdichte, 239
 Einfangquerschnitt, 83
 Eka-Osmium, 69
 Eka-Rhenium, 69
 electricity, 2
 Elektrochemie, 2
 Elektrodynamik, 2
 Elektrofiter, 64
 Elektromagnetismus, 2

- Elemententstehung, 174, 221
- Emission, 63
- Emissionsgrad, 224
- Endenergie, 9
- Energie, 5
 - End, 9
 - Freisetzung, 5
 - Gibbsche, 45
 - Helmholtzsche, 45
 - Inhalt, 5, 11
 - Nutz, 9
 - Primar, 8
 - Sekundar, 8
 - Speicherung, 12
 - totale, 45
 - Transport, 14
 - Umformung, 7
 - Umwandlung, 5
- Energiebedarf
 - pro Kopf, 18
 - Welt, 18
- Energiedosis, 141
- Energiefreisetzung, 75
- Energiemix, 10
- Energiespeicherung
 - Induktiv, 13
 - Kapazitiv, 13
- Energietrager, 16
 - Fossil, 45
- Energieumwandlung
 - Verluste, 9
- Energieverbrauch
 - Deutschland, 27
 - Gesamt, 23
- Energieverstärker, 166
- Energieverstärkung, 180
- Enthalpie, 45
- Entropie, 46, 47
- Entschwefelung, 65
- EPR, 156
- Erntefaktor, 26
- Erreger
 - Hilfs, 41
- Erregerspule, 31
- Erregung
 - Fremd, 40
 - Permanent, 40
 - Selbst, 40
- Extinktionskoeffizient, 269
- Fermi-Alter, 105
- Fernwärme, 14
- Flugzeug, 56
- Freileitung, 15
 - Verluste, 15
- Fusion, 173
 - Myon-induziert, 196
 - Plasma, 176
- Fusionsleistungsdichte, 178
- Galliumarsenid, 250
- Gamov-Theorie, 74
- Gas, 45
 - reales, 53
- Gasdiffusion, 159
- Gasgleichung, 51
- Gasturbinen Prozess, 55
- Gaszentrifuge, 160
- Generator, 29

- Asynchron, 36
- Burste, 30
- Burstenlos, 41
- genetische Schädigung, 143
- gg-Kern, 76
- Gift
 - abbrennbar, 119
- Gips, 65
- Gleichrichtung, 30
- Gleichstromleitungen, 15
- Globalstrahlung, 222
- gu-Kern, 76
- GuD Kraftwerk, 61
- Gyrotron, 189

- H-Rotor, 213
- Harrisburg, 147
- Hauptschluss, 40
- Helix-formiges Magnetfeld, 185
- Heterogene Anordnung, 101
- Hilfserreger, 41
- Hochtemperaturreaktor, 120
- Homogene Anordnung, 101
- Horizontalmaschinen, 212
- Hybridreaktor, 166

- Individualverkehr, 21
- Induktionsgesetz, 28
- Innenpolgenerator, 33
- Innenpolmaschine, 41
- intrinsische Tragerdichte, 240
- isentrop, 50
- ITER, 187

- JET, 186

- Joch, 31
- JouleProzes, 55

- Kadmiumtellurid, 250
- Kafig, 40
- Kanalstrahlen, 3
- Kathodenstrahlen, 3
- Kennlinie, 244
- Kernbrennstoff
 - Erbrutung von, 95
- Kerndeformation, 78
- Kernfusion, 173
- Kernreaktion, 69
- Kernspaltung
 - Energiefreisetzung, 75
 - Entdeckung, 70
 - Nachweis in Ionisationskammer, 73
 - Radiochemischer Nachweis, 70
 - symmetrische, 78
- Kerntechnik
 - Unfalle, 145
- Kerntemperatur, 81
- Kettenreaktion, 86
- Kirchhoffsche Gesetze, 224
- Koexistenzphase, 54
- Kohlekraftwerk, 58
- Kommutator, 30
- Kompaktlagerstellen, 162
- Kondensation, 53
- Kondensationswärme, 55
- Kosten, 66
- Kraft-Warme Kopplung, 58
- Kraftwerk
 - Abgasreinigung, 63

- Dampf, 54
- Generator, 33
- Investitionskosten, 26
- Kohle, 58
- kombiniertes, 61
- Kosten, 66
- Spitzenlast, 56
- Warme, 45
- Kritikalitätsbedingung, 96
- Kritische Masse, 103
- Kritischer Punkt, 111
- Kugelhaufenreaktor, 120
- Kühlturm, 55
- Kurzschlusslaufer, 36
- Kyoto Protokoll, 19

- Landverbrauch, 65
- Latentwärmespeicher, 12
- Läufer
 - Kurzschluss, 36
- Lawson Kriterium, 179
- Lebensweganalyse, 274
- Leichtwasserreaktor, 57, 110
- Leistung
 - Blind, 38
 - Schein, 38
 - Wirk, 37
- Leistungsverluste, 15
- Lenzsche Regel, 29
- Lethargie, 92

- Masse
 - kritische, 103
- Massenverteilung
 - asymmetrische, 78

- Maxwell Gleichungen, 28
- Maxwellverteilung, 81
- Metallmembrantechnologie, 235
- Moderator, 91
- Moderatoreigenschaften, 91
- modifizierender Faktor, 141
- Motor
 - Asynchron, 35
 - Otto, 57
 - Synchron, 35, 40
- MOX, 165
- Multi-Barrieren System, 147
- Multiplikationsfaktor, 87
 - Abhängigkeit vom Moderator, 100
 - effektiver, 98
- Multipolgenerator, 32
- Multispektralzellen, 252

- Nachhaltigkeit, 266
- Nebenschluss, 41
- Neptunium, 69
- Neutrino, 80
- Neutron, 68
 - β -verzögertes, 88
 - 1/v - Bereich, 83
 - Bindungsenergie, 86, 88
 - Einfang, 83
 - Entdeckung, 68
 - epithermisch, 92
 - Erzeugung, 81
 - Reaktionsrate, 82
 - Resonanzbereich, 83
 - schnell, 84
 - Streuung, 83

- Neutronen
 - Aktivierung, 69
 - Ausbeute, 86
 - Quelle, 69
- Neutronenausbeute, 86, 94
- Neutronengeneration, 87
 - Lebensdauer, 87
- Neutronenmultiplikationsfaktor, 87
- Neutronenökonomie, 91
- NiFe Akkumulatoren , 13
- Nulleiter, 38
- Nutzenergie, 9
- Nutzung
 - thermische, 98

- Oberflächenspannung, 75
- Ohm'sches Gesetz, 3
- Ol, 45
 - Speicher, 13
 - Transport, 14
- Otto Motor, 57

- p-pZyklus, 173
- P-V Diagramm, 51
- Paarungsenergie, 76
- Partitioning, 170
- Pechblende, 159
- Periodensystem
 - historisch, 69
- Permanentmagnet, 31
- Pfannkuchengeometrie, 125
- Phasenanpassung, 15
- Phasenverhalten, 37
- Photovoltaik, 238
 - Entwicklung, 256

- Pipeline, 14
- Plancksches Strahlungsgesetz, 228
- Plasma, 176
- Plutonium, 74
- Poloidfeld, 185
- Primärenergie, 7, 8
 - Verbrauch, 16
- Primärenergiebedarf
 - Deutschland, 21
- Proliferation, 126
- Prozes
 - irreversibel, 48
 - reversibel, 48
- Pumpwasserspeicher, 13

- Qualitätsfaktor, 141
- Quasihomogene Anordnung, 101

- Radioaktivität
 - von fossilen KW, 65
- Rauchgasentschwefelung, 65
- RBMK-1000, 150
- REA-Gips, 65
- Reaktionsparameter, 177
- Reaktivität
 - Regelung, 115
- Reaktor
 - Wassermodert, 87
- Reaktorgift, 114
- Reaktorgleichung, 98
- Reaktorperiode, 88
- Reaktorsicherheit, 155
- Reaktortypen, 110
- Reales Gas, 53
- Reflektor, 103

- Regenerationsfaktor, 96
- Rekombinator, 149
- Remanenz, 31
- Resonanzbereich, 83
- Resonanzentkommwahrscheinlichkeit, 97
- Ressourcen
 - Verfügbarkeit, 20
 - Vorhaltung, 20
- Rinnenkollektoranlagen, 235
- Rotor, 33

- Savorius-Rotor, 212
- Schalenmodell, 78
- Scheinleistung, 38
- Schlupf, 36
 - Drehzahl, 36
- Schnellaufzahl, 209
- Schneller Bruter, 124
- Schnellspaltfaktor, 97
- Schwarzer Strahler, 224
- Schwarzkörperstrahlung, 223
- Schwerwasserreaktor, 119
- Schwungradspeicher, 14
- Sekundärenergie, 8
- Selbstregelung des DWR, 115
- Shutter, 200
- Sicherheit
 - Inharente, 107
- Siebdruckzelle, 247
- Siedewasserreaktor, 117
- Silizium
 - amorphes, 249
- Solar Two, 236
- Solarenergie, 220

- Solarkonstante, 221
- Solarthermische Anlagen, 222
- Solarthermische Kraftwerke, 232
 - Maximaler Wirkungsgrad, 233
- Solarzelle, 243
- somatische Schädigung, 143
- Sonne
 - Energieumsatz, 221
 - mittlere Leistung, 222
- Sonnenofen, 237
- Spaltbarriere, 76
 - Deformationsabhängigkeit, 78
 - doppelte, 78
- Spaltneutron
 - Energieverteilung, 81
 - mittlere Energie, 82
 - Moderierung, 85
- Spaltprodukt
 - Primar, 78
- Spaltprodukte
 - Massenverteilung, 78
- Spannung
 - effektive, 37
- Stator, 33
- Staubfilter, 64
- Stefan-Boltzmann-Gesetz, 229
- Stellarator, 188
- Sternschaltung, 38
- Strahlenbelastung
 - natürliche, 141
 - terrestrische, 141
 - zivilisatorische, 141
- Strahlenschaden
 - deterministisch, 143

- stochastisch, 143
- Strahlenschutz, 141
- Strahlungsgesetz, 228
- Strahlungskühlung, 229
- Strom
 - Verbraucher, 21
- Strom-Spannungs-Kennlinie, 244
- Stromerzeugung
 - dynamische, 28
 - Emissionen, 276
 - Externe Kosten, 277
 - Primärenergieaufwand, 274
 - Rohstoffaufwand, 275
 - Rohstoffverbrauch, 274
 - Schadstoffemission, 274
 - Umschichtung, 21
- Strommix, 23
- strong sustainability, 284
- Strutinsky Modell, 78
- subbarrier fusion, 176
- Substitutionsparadigma, 284
- sustainable development, 266
- Synchronmotor, 35

- T-S Diagramm, 51
- Temperaturkoeffizient, 107
- Thermische Nutzung, 98
- Thermische Strahlung, 224
- Thermochemische Speicherung, 13
- Thermodynamik, 45
 - 1. Hauptsatz, 48
 - 2. Hauptsatz, 48
- Thermodynamische Variable, 46
- Thermodynamisches Potential, 45

- Thermodynamisches Viereck, 45
- Three-Mile-Island, 147
- TMI-2, 147
- Tokaimura, 145
- Tokamak, 186
- Toroidfeld, 185
- Tragerdichte
 - intrinsische, 240
- Tragheitseinschluss, 193
- Tragheitsfusion, 193
- Transmutation, 126, 165
- Transport
 - Kosten, 14
 - Verluste, 14
- Transurane, 69
- Treibhauseffekt, 19, 63, 267
- Trennduse, 160
- Trennfaktor, 159
- Trocken-Zwischenlager, 162
- Tropfenmodell, 75
- Tunneleffekt, 74
- Turbine
 - Hochdruck, 58
 - Niederdruck, 58

- Überschusreaktivität, 106
- ug-Kern, 76
- Umweltaspekte, 266
- Unschärferelation, 68, 84
- Uran
 - aus Meerwasser, 126
- Urankern, 75
- Uratmosphäre, 270
- uu-Kern, 76

- Ventikanten, 200
- Verbleibefaktor
 - schneller, 97
 - thermischer, 98
- Verzweigungsverhältnis, 84, 96
- Vier-Faktoren Formel, 98
- Viola-Systematik, 80
- Voltasche Saule , 2
- Volumenterm, 75
- Vorkommen
 - Ausbeutung, 20
- Wahrscheinlichkeitsdichte, 47
- Wanderungsfläche, 105
- Warme fluss, 48
- Wärmekapazität, 47
- Wärmekraftmaschinen, 48
- Wärmekraftwerk, 45
- Wärmepumpe, 49
- Wärmeschaltplan, 61
- Wärmeverbrauch
 - spezifischer, 57
- Wasserkraft, 259
- Wasserstofftechnologie, 262
- weak sustainability, 284
- Weltbevölkerung, 16
- Wien'sches Verschiebungsgesetz, 228
- Windenergie, 199
- Windmühle
 - Bock, 200
 - Pfahl, 200
- Windrad
 - dynamisches, 207
 - Leistungsregelung, 209
 - maximaler Wirkungsgrad, 204
 - vertikal, 212
 - Zahl der Flügel, 209
- Wirbelfeld, 35
- Wirkleistung, 37, 57
- Wirkungsgrad, 5
 - Carnot, 53
 - Gasturbine, 61
 - GuD Kraftwerk, 62
 - nach Prozesstemperatur, 57
 - Rankine Prozes, 54
 - solarthermische Anlagen, 232
 - Solarzelle, 245
 - Wärmekraftmaschine, 50
 - Windkonverter, 204
- Wirkungsquerschnitt, 82
 - Energieabhängigkeit, 83
- Yellow Cake, 159
- Zerfallsenergie
 - Aufteilung, 80
- Zustandssumme, 47