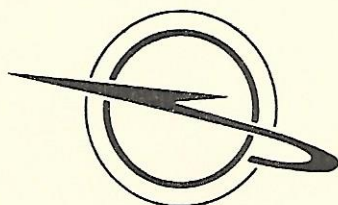


FORSCHUNGSZENTRUM DER LUFTFAHRTINDUSTRIE

Vorträge und Abhandlungen Nr. 11



Dr. rer. nat. Reinhart Grochalski

Ausnutzungsmöglichkeiten der Atomkernenergie für den Antrieb von Flugzeugen

Vortragsreihe der Kammer der Technik

Probleme des Flugzeug- und Triebwerkbaus

Als Manuskript gedruckt

Mit der Herausgabe beauftragt:

ZENTRALSTELLE FÜR LITERATUR UND LEHRMITTEL

Dresden 1959

Als Manuskript gedruckt
1959

Nachdruck, Reproduktion und Nachbildung – auch auszugsweise –
nur mit Genehmigung des Verfassers und
der Zentralstelle für Literatur und Lehrmittel
im Forschungszentrum der Luftfahrtindustrie
Dresden N 2 – Postschließfach 40

Inhaltsverzeichnis

	Seite
A Die Ausnutzung der Urankernspaltung zum Flugzeugantrieb	1
I. Atomphysikalische Grundlagen	1
1. Elemente - Atome - Atomkern - Atomhülle - chemische Verbindungen	1
2. Elemente und Ordnungszahl - Periodisches System der Elemente	3
3. Atomart - Isotopie	4
4. Masse und Energie	5
5. Energiefreisetzung	7
6. Energiebilanzen	8
7. Urankernspaltung und Kettenreaktion	10
8. Spaltungsreaktor	11
II. Spaltungsreaktor als Energiequelle im Flugzeug	12
1. Bedeutung der Forschungsaufgabe Flugzeugreaktor	12
2. Anordnung und Größe von Flugzeugreaktoren	12
3. Wärmeübergangsfragen	16
4. Strahlenschutz	19
III. Kritische Beurteilung der bisher skizzierten Entwicklungsstufe	25
B Möglichkeiten der Ausnutzung radioaktiver Isotope für die Energieerzeugung	27
I. Grundbegriffe	27
1. Allgemeine Übersicht und Problemstellung	27
2. Halbwertszeit	28
3. β -Zerfall radioaktiver Kerne	29
4. Erzeugung β -aktiver Substanzen im Uranspaltungsreaktor	31
II. Lichtbogenheizung und elektrische β -Zerfallsbatterie	33
1. Lichtbogenheizung	33
2. β -Zerfallsbatterie nach Kaeppler	34
III. Ionisationsreaktor	35
1. Allgemeine Betrachtungen	35
2. β -Zerfallsreaktor	37
3. Künstliche Aktivierung von β -Zerfallsstoffen	38
IV. Beurteilung der Ausnutzung der β -Energie	40
C Kernfusion und ihre technische Anwendungsmöglichkeit	41
I. Physikalische Grundlagen der Kernfusion	41
II. Technik des Fusionsprozesses	43
D Zusammenfassung	46
E Tabellen	47
I. Oft gebrauchte Daten und Konstanten	47
II. Umrechnungstabelle für verschiedene Energieeinheiten	48
III. Funktion $1 - \exp(-\lambda t)$	48
Quellenverzeichnis	49
Bildliste	50
Zentralstelle für Literatur und Lehrmittel	
Vorträge und Veröffentlichungen	52

A Die Ausnutzung der Urankernspaltung zum Flugzeugantrieb

Die Uranspaltung macht theoretisch aus 1 g spaltbarem Uran 235 eine Wärmemenge frei, die der Verbrennungsenergie von 1,7 t Benzin entspricht.

Das besagt auch: Ein Flugzeug heute üblicher moderner Bauart mit einer Antriebsleistung von 50 000 PS würde in einem 24stündigen Non-stop-Flug nur etwa 50 g Uran 235 verbrauchen.

Der Gedanke, die A t o m k e r n e n e r g i e zum Antrieb auszunutzen, ist deshalb naheliegend. Große Anteile des Gesamtabfluggewichts eines Flugzeugs müssen heute noch für den mitzuführenden Kraftstoff bereitgestellt werden. Beim Atomenergieantrieb wird das Flugzeug von jedem Nachschub an Kraftstoff unabhängig. Das bedeutet praktisch u n b e g r e n z t e Reichweite. Nicht mehr die Kraftstoffmenge, sondern die Ermüdung der Besatzung begrenzt die Reichweite atomenergiegetriebener Flugzeuge.

I. Atomphysikalische Grundlagen

An den Anfang der Ausführungen müssen einige p h y s i k a l i s c h e Erfahrungstatsachen gestellt werden. Der Flugzeugbauer kann nur dann kritisch zu diesem Grenzgebiet Stellung nehmen, wenn er wenigstens im großen Überblick die E n e r g i e f r e i s e t z u n g aus dem Atomkern begrifflich verstanden hat. Allerdings wird sich die Darstellung des Grundsätzlichen auf ein Mindestmaß beschränken müssen, um möglichst schnell "zur Sache" zu kommen. Es wird daher im folgenden auch kein Wert darauf gelegt, eine ins einzelne gehende Interpretation der modernen Atomtheorie zu geben, sondern in möglichst anschaulicher Weise die zum Verständnis der Vorgänge unbedingt notwendigen Begriffe kurz zu erläutern.

1. Elemente -- Atome -- Atomkern -- Atomhülle -- chemische Verbindungen

Die sich unserer Anschauung darbietende materielle Welt besteht aus einer großen Mannigfaltigkeit von Stoffen, die man jedoch auf eine verhältnismäßig geringe Zahl von G r u n d s u b s t a n z e n - es sind etwa 100 - zurückführen kann. Diese Elemente lassen sich c h e m i s c h nicht mehr in andere Stoffe aufteilen. Man brachte diese Tatsache der U n t e i l b a r k e i t dadurch zum Ausdruck, daß man die kleinsten Bausteine der Elemente A t o m e nannte. Wir wissen heute, daß der Begriff der Unteilbarkeit des Atoms erheblich eingeschränkt werden mußte. Die Atome der Grundstoffe haben sich als komplizierte physikalische Gebilde herausgestellt, die aus E l e m e n t a r t e i l c h e n aufgebaut sind und die man nunmehr - im Sinne des Worts - als Atome bezeichnen müßte. Glücklicherweise hat man aber davon abgesehen und den Begriff Atom für die kleinsten Teilchen der c h e m i s c h e n E l e m e n t e beibehalten.

Der Aufbau der Atome von den vier chemischen Elementen Wasserstoff, Helium, Lithium und Sauerstoff aus den E l e m e n t a r t e i l c h e n ist in Bild 1 (Seite 2) schematisch dargestellt. Aus dem Experiment läßt sich ein A t o m k e r n feststellen, der mit Ausnahme des Wasserstoffs, aus zwei verschiedenen Arten von Elementarteilchen aufgebaut ist.

Wir unterscheiden positiv geladene Teilchen mit der Masse

$$m_p = 1,6727 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

und elektrisch neutrale Teilchen mit der Masse

$$m_n = 1,6749 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Wir bezeichnen die ersten als Protonen und die zweiten als Neutronen. Der geringe Unterschied der Massen beider Teilchen ist - so unbedeutend er uns erscheinen mag - von allergrößter Bedeutung für unsere Betrachtungen.

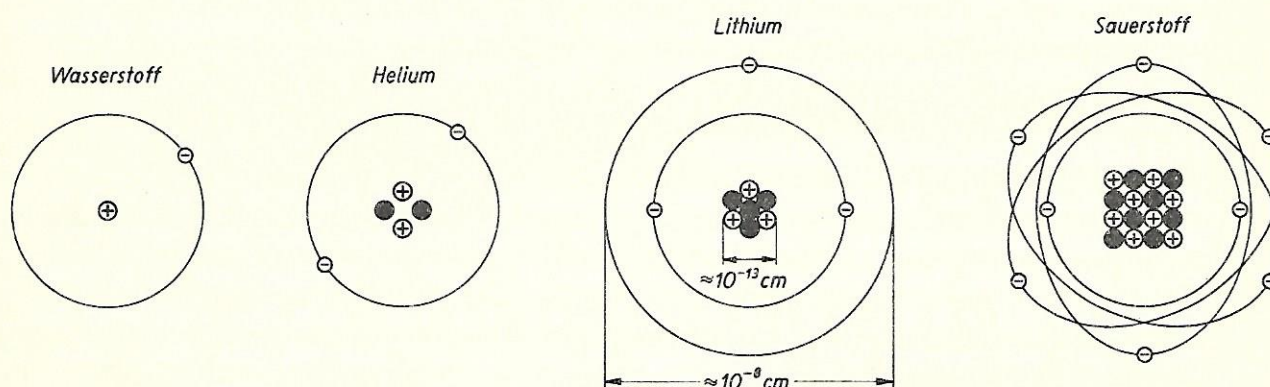


Bild 1: Schematischer Aufbau der Atome

In der Mitte befindet sich der Kern, bestehend aus Protonen \oplus und Neutronen \bullet . Die Elektronen \ominus bilden eine Hülle um den Kern. Ihre Zahl stimmt mit der Protonenzahl im Kern überein.

Will man nicht ausdrücklich den elektrischen Charakter der Teilchen hervorheben, so faßt man Protonen und Neutronen auch unter der Bezeichnung Nukleonen, d.h. Kernteilchen zusammen.

Die Ausdehnung eines Atomkerns ist von der Größenordnung 10^{-13} cm, genauer

$$R = 1,2 \cdot 10^{-13} \cdot M^{1/3} \text{ cm,}$$

worin R der Radius und M die Massenzahl bedeuten.

Die Nukleonen sind im Kern sehr dicht "gepackt" und verkörpern praktisch fast die gesamte Masse des Atoms.

Die Atome sind im allgemeinen elektrisch neutral. Das heißt, es müssen negative elektrische Ladungen im Atom zur Kompensierung der positiven Kernladung vorhanden sein. Wir finden sie in den negativ geladenen Elektronen, die auf Bahnen im Abstand 10^{-8} cm um den Kern als kreisend angenommen werden. Die Analogie mit dem Sonnen-Planetensystem liegt auf der Hand. Obwohl die moderne Atomphysik den Begriff des kreisenden Atoms weitgehend verfeinert und verwischt hat, ist für unsere Zwecke die Anschaulichkeit des Miniaturplanetensystems von großem Nutzen. Es genügt, wenn wir das Vorhandensein von Feinheiten zur Kenntnis nehmen und sie in dem Maße ignorieren, wie wir sie nicht für die Erklärung unserer Modellvorstellung brauchen.

Das kreisende Elektron hat eine sehr viel kleinere Masse als die Nukleonen (rund 1/2000), genau

$$m_e = 9,107 \cdot 10^{-28} \text{ g.}$$

Seine elektrische Ladung ist ebenso groß wie die eines Protons, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Sind im Kern viele Protonen enthalten, so müssen sich ebenso viele Elektronen auf Kreis- oder Ellipsenbahnen um den Kern bewegen. Da die Bahnen nicht alle in einer Ebene liegen, bilden sie um den Kern eine *H ü l l e*. Das ganze Gebilde "Atom" enthält sehr wenig Materie je Raumeinheit. Vergrößert man den Atomkern zum Stecknadelkopf und setzt ihn in die Mitte eines Zimmers von etwa 10 m \varnothing , so kreisen die Elektronen etwa in Wandnähe! Zwischen den Teilchen wirkt das *e l e k t r o m a g n e t i - s c h e F e l d* der Protonen und Elektronen.

Mit diesem elektromagnetischen Feld, das beim Atom über dessen Radius nach außen und innen wirkt, wollen wir ein Gedankenexperiment anstellen, indem wir zwei Wasserstoffatome miteinander reagieren lassen, um sie zu einer Einheit zu verschmelzen. Die beiden Kerne werden sich wegen ihrer positiven Ladung zwar abstoßen, sich aber stabil in einem bestimmten Abstand aufhalten, sofern die beiden Elektronen auf einer gemeinsamen Bahn die positive Ladung kompensieren. Wir haben hier den einfachsten Fall der *M o l e k ü l -* oder *V e r b i n d u n g s b i l d u n g*.

Der Aufbau von Molekülen aus Einzelatomen gehört in das Gebiet der Chemie. Bei jeder chemischen Reaktion bleiben die Atomkerne unangetastet. Lediglich die *E l e k t r o n e n h ü l l e n* der Einzelatome verschmelzen zu einer neuen, anders gearteten Elektronenhülle des Moleküls. Eine so entstandene Verbindung ist jederzeit wieder rückwärts in die Atome der Ursprungselemente aufspaltbar.

Im Gegensatz zu den chemischen *A t o m h ü l l e n* reaktionen stehen die physikalischen *A t o m k e r n* reaktionen. Bei ihnen werden Nukleonen in einen anderen Kern hineingeschossen und auf diese Weise ein neuer Kern, mithin ein neues Element erzeugt. Durch die moderne Physik ist damit ein alter Menschheits-*t r a u m*, die Alchemie (Umwandlung der Grundstoffe, z.B. Quecksilber-Gold), Wirklichkeit geworden.

2. Elemente und Ordnungszahl - Periodisches System der Elemente

Es ist zweckmäßig, bei der Betrachtung von Kernreaktionen von einem *O r d - n u n g s s y s t e m* der chemischen Grundstoffe auszugehen. Diese Ordnung liegt bei den uns bekannten rund 100 Elementen in ihrer positiven *K e r n - l a d u n g s z a h l Z* begründet. Jedes Element erhält damit neben seinem Namen eine Nummer in diesem System (Bild 2, Seite 4).

Unterbricht man die stetig ansteigende Zählung der Elemente an ganz bestimmten Stellen, wie dies im Bild gezeigt ist, so erhalten die entstehenden vertikalen Reihen eine besondere Bedeutung. Sie bilden nämlich Gruppen *ä h n - l i c h e r* Elemente, z.B. Alkaligruppe, Halogene, Edelgase. In diesen, periodisch sich wiederholenden chemischen Eigenschaften liegt keineswegs eine Mystik verborgen.

Jede der vorhin besprochenen Elektronenhüllen hat nämlich nur ein b e -
s t i m m t e s Fassungsvermögen für Elektronen. Ist sie voll, so wird
eine neue, weiter außen liegende Hülle angebaut. Der Beginn einer neuen Pe-
riode im Periodischen System ist also gleichzeitig der Aufbau-Beginn einer
neuen Elektronenhülle. Da bei chemischen Reaktionen immer nur die Elektronen
der äußersten Hülle in Aktion treten, findet die chemische Ähnlichkeit ge-
wisser Elemente ihre Erklärung, denn diese beruht auf der Ähnlichkeit der
äußeren Atomhüllen.

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57...71	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89...															
Lanthaniden		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	
Aktiniden		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 E	100 Fm				

Bild 2: Periodisches System der Elemente

Von den aufgeführten Elementen kommen nicht alle in der Natur vor. Besonders
die Elemente $Z = 93$ bis 100 werden künstlich hergestellt und zerfallen nach
einer ganz genau bestimmten Zeit.

3. Atomart - Isotopie

Während die Anzahl der P r o t o n e n (also die Zahl der positiven La-
dungen) das chemische Verhalten des Elements eindeutig bestimmt, kann die
Zahl der N e u t r o n e n im gleichen Element variieren.

Wir betrachten in Bild 3 jetzt nur noch den Atomkern, da die Atomhülle für
die folgenden Ausführungen unwesentlich ist. Als Beispiel werden die Kerne
der leichten Elemente Wasserstoff, Helium und Lithium gewählt, von denen in
der Waagerechten drei Erscheinungsformen dargestellt sind. Diese haben je-
weils g l e i c h e p o s i t i v e Ladungen und unterscheiden sich
nur durch den Neutronengehalt. Da dieser aber für die Stellung im Periodi-
schen System nicht maßgebend ist, handelt es sich in allen drei Fällen (Waage-
rechte) um dasselbe Element. Im Periodischen System (P.S.) stehen sie auf dem
gleichen Platz (isos heißt gleich, topos Platz). Man kennzeichnet mithin Stoffe
mit gleicher Protonenzahl, aber verschiedenem Neutronengehalt als I s o t o -
p e eines bestimmten Elements.

Symbolisch drückt man diesen Tatbestand durch Hinzufügen der Gesamt-nukleonenzahl aus, z.B.

${}^1_1\text{H}$ Wasserstoff

${}^2_1\text{H}$ "schwerer" Wasserstoff = Deuterium

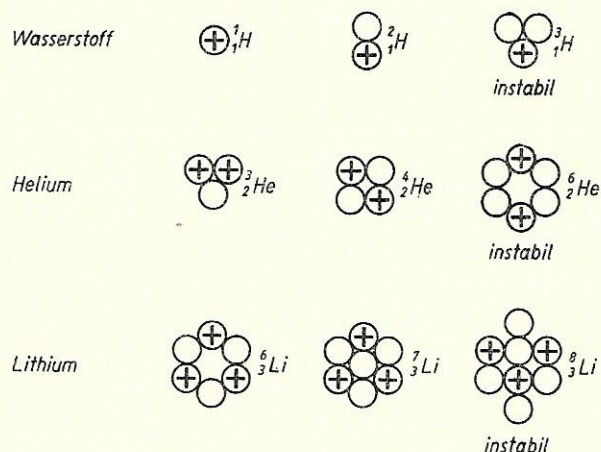


Bild 3: Atomkerne der Isotope von Wasserstoff, Helium und Lithium (die leichtesten Elemente des Periodischen Systems)

Die in der Natur vorkommenden Elemente sind meist Gemische verschiedener Isotope, z.B. besteht das natürliche Uran zu 99,28 % aus Uran 238 = ${}^{238}_{92}\text{U}$ und zu 0,71 % aus Uran 235 = ${}^{235}_{92}\text{U}$ (Rest: Uran 234).

Bild 4 (Seite 6) zeigt eine Auswahl einiger Elemente mit ihren Isotopen. Die zweite Zahlenspalte gibt die Zusammensetzung des Kerns an, die dritte den prozentualen Anteil eines Isotops im natürlichen Isotopengemisch. Im Gegensatz zu den meisten der hier aufgeführten stabilen Isotope gibt es einige, die nach einer bestimmten Zeit zerfallen und sich dabei in stabile Isotope desselben oder eines anderen Elements umwandeln. Sie werden meist künstlich hergestellt und unter dem Sammelbegriff instabile Isotope zusammengefaßt.

4. Masse und Energie

Die Massen des Protons, des Neutrons und des Elektrons lassen sich, wie man aus den vielen Dezimalen der angegebenen Gewichte entnehmen kann, experimentell recht genau bestimmen.

Da man die Zahl der Elementarteilchen in jedem Element kennt, wäre somit die Berechnung seines Atomgewichts ohne weiteres möglich. Wir wollen eine solche Berechnung hier durchführen. Sauerstoff enthält z.B. 8n, 8p und 8e. Wenn man

$$1,6603 \cdot 10^{-24} \text{ g} = \frac{1}{N}$$

als eine Masseneinheit bezeichnet (N Avogadros Zahl, Umrechnungstabelle im

Element	Zeichen des Isotops	Zusammensetzung p \triangleq Proton n \triangleq Neutron	Prozent-Anteil im natürlichen Isotopengemisch
Wasserstoff	${}^1_1\text{H}$	1 p	99,98
Schwerer Wasserstoff (Deuterium)	${}^2_1\text{H}$	1 p + 1 n	0,016
Dreifach schwerer Wasserstoff (Tritium)	${}^3_1\text{H}$	1 p + 2 n	künstlich
Helium	${}^3_2\text{He}$	2 p + 1 n	0,00013
	${}^4_2\text{He}$	2 p + 2 n	99,99
Lithium	${}^6_3\text{Li}$	3 p + 3 n	7,35
	${}^7_3\text{Li}$	3 p + 4 n	92,65
Beryllium	${}^9_4\text{Be}$	4 p + 5 n	100
Bor	${}^{10}_5\text{B}$	5 p + 5 n	18,8
	${}^{11}_5\text{B}$	5 p + 6 n	81,2
Kohlenstoff	${}^{12}_6\text{C}$	6 p + 6 n	98,9
	${}^{13}_6\text{C}$	6 p + 7 n	1,1
	${}^{14}_6\text{C}$	6 p + 8 n	künstlich
Xenon	${}^{124}_{54}\text{Xe}$	54 p + 70 n	0,096
	${}^{126}_{54}\text{Xe}$	54 p + 72 n	0,090
	${}^{128}_{54}\text{Xe}$	54 p + 74 n	1,92
	${}^{129}_{54}\text{Xe}$	54 p + 75 n	26,4
	${}^{130}_{54}\text{Xe}$	54 p + 76 n	4,08
	${}^{131}_{54}\text{Xe}$	54 p + 77 n	21,2
	${}^{132}_{54}\text{Xe}$	54 p + 78 n	26,91
	${}^{134}_{54}\text{Xe}$	54 p + 80 n	10,4
	${}^{136}_{54}\text{Xe}$	54 p + 82 n	8,93
Uran	${}^{234}_{92}\text{U}$	92 p + 142 n	0,0057
	${}^{235}_{92}\text{U}$	92 p + 143 n	0,71
	${}^{238}_{92}\text{U}$	92 p + 146 n	99,28

Bild 4: Beispiele einiger Isotope und die Zusammensetzung ihrer Atomkerne

Anhang), so ergibt sich für die Masse des Sauerstoffs $^{16}_8\text{O}$

16,13680 Masseneinheiten (ME).

Das tatsächliche Isotopengewicht des Sauerstoffs $^{16}_8\text{O}$ beträgt dagegen (laut Definition!) genau 16,00000 ME. 0,13680 ME müssen demnach beim Zusammenschweißen von 16 Nukleonen zu einem Kern und Hinzufügen von 8 Elektronen "verloren" gegangen sein.

Einstein hat in seiner berühmten Relativitätstheorie die Äquivalenz von Masse m und Energie E ausgesprochen.

Hiernach gilt

$$E = m \cdot c^2 ,$$

c bedeutet die Lichtgeschwindigkeit. Mit Hilfe der Einsteinschen Äquivalenzbezeichnung können wir die obige Massendifferenz in Energieeinheiten umrechnen, denn

$$1 \text{ ME} = 0,931 \cdot 10^3 \text{ MeV} = 3,565 \cdot 10^{-11} \text{ cal.}$$

Wir erhalten im Falle der Sauerstoffbildung aus Einzelteilchen

$$E = 0,13680 \cdot 931 = 127,4 \text{ MeV}$$

bzw. je Nukleon

$$\frac{127,4}{16} \text{ MeV} = 7,96 \text{ MeV.}$$

1 Elektronenvolt ist die Energie eines Elektrons nach Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 Volt. Für Umrechnung gilt:

$$1 \text{ MeV} = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ kWh} = 3,827 \cdot 10^{-14} \text{ cal.}$$

Beim Zusammenfügen von Nukleonen zu einem Atomkern tritt immer grundsätzlich ein Massenverlust oder Massendefekt auf, den man entsprechend dem Beispiel in Energie umrechnen kann. Die Art und Weise, wie diese Energieumwandlung begrifflich zu verstehen ist, muß zunächst als ungeklärt angesehen werden. Sie ist jedoch zahlenmäßig in jedem Fall durch das Experiment nachzuweisen. Die beim Zusammenschluß von Nukleonen freiwerdende Energie nennen wir die Bindungsenergie des Kerns. Ein gleich hoher Energiebetrag muß aufgewendet werden, wenn ein Kern in seine Nukleonen aufgespalten werden soll.

5. Energiefreisetzung

Nach alledem sollte man annehmen, daß beim Aufbau der Kerne aus Nukleonen mit jedem hinzugefügten Nukleon ein gleichbleibender Energiegewinn verbunden ist, der also nach dem oben errechneten Beispiel rund 8 MeV je Nukleon betragen müßte.

In Wirklichkeit ist dieser Betrag nicht konstant, sondern verläuft, wenn man ihn über der Massenzahl, also in aufsteigendem Sinne des Periodischen Systems. wie Bild 5 (Seite 8) zeigt.

Aus Raummangel kann der Kurvenverlauf an dieser Stelle theoretisch nicht interpretiert werden, da eine zu große Zahl von Einflußgrößen zu besprechen wäre. Wir nehmen daher lediglich zur Kenntnis, daß die Bindungsenergie je Nukleon bei den leichten Elementen gering ist und bei Elementen mit mittlerem Atomgewicht einem Maximum zustrebt.

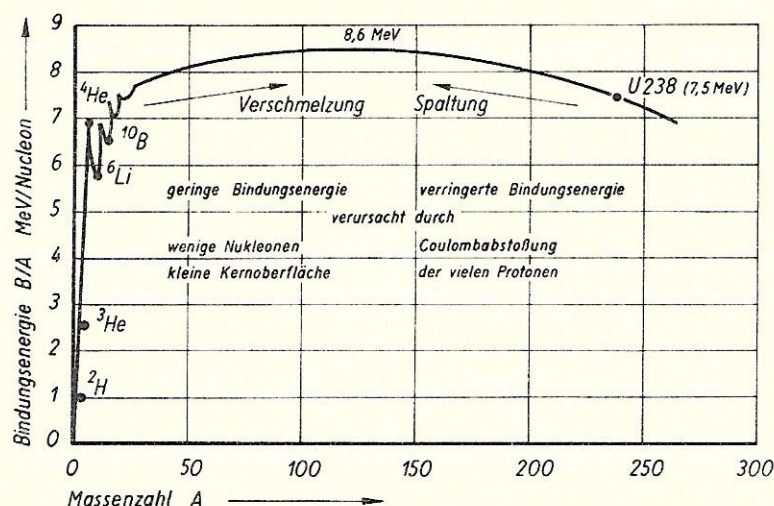


Bild 5: Bindungsenergie je Nukleon

Große Atomkerne haben wiederum eine kleinere Bindungsenergie. Hier ist eine Erklärung des Tatbestands ohne weiteres verständlich. Die an den Oberflächen großer Kerne befindlichen Nukleonen tragen nicht im gleichen Maße zur Bindung bei wie die inneren, da die anziehenden Kernkräfte nur auf Nukleonendurchmesserentfernung wirksam sind und die Abstoßung der Protonen überwiegt. Ein großer Kern trägt deshalb schon den Beginn einer Instabilität in sich verborgen.

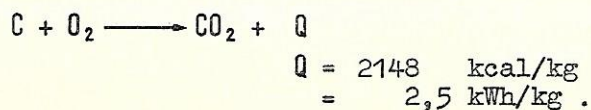
Der Kurvenverlauf läßt eine wichtige Schlußfolgerung zu. Bei konstanter Bindungsenergie je Nukleon ließe sich nur durch Kernfusion eine Energiegewinnung erzielen. Nach Bild 5 ist aber auch dann eine Energiefreisetzung theoretisch möglich, wenn man einen schweren Kern in zwei stabile Kerne mit mittlerem Atomgewicht aufspalten könnte. In diesem Falle würde die Differenzbindungsenergie zwischen schwerem Anfangskern und den Endkernen zu gewinnen sein.

Dies ist die theoretische Grundlage der Energiegewinnung aus der Urkernspaltung, mit der wir uns noch ausführlicher auseinandersetzen wollen.

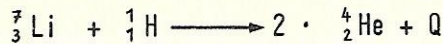
6. Energiebilanzen

Bisher wurde nur die theoretische Möglichkeit der Energiegewinnung besprochen. Wir wollen jetzt die Größenordnung der Energieproduktion in technischen Maßen abschätzen.

Bei chemischen Reaktionen schreibt man in bekannter Weise den Energiegewinn z.B. bei der Verbrennung von Kohle wie folgt:



Mit dieser Gleichung wird der gewinnbringende, d.h. exotherme Vorgang der Reaktion ausgedrückt und auf die zur Verbrennung gelangende Menge in kg bezogen. Eine Kernverschmelzung (Fusion) kann man ähnlich formulieren.



$$7,01820 + 1,00813 = 2 \cdot 4,00389 + Q$$

$$8,02633 = 8,00778 + 0,01855$$

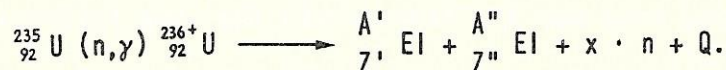
$$0,01855 \text{ ME} \hat{=} 17,3 \text{ MeV je atomarem Umsatz} = 0,77 \cdot 10^{-18} \text{ kWh}$$

$$1 \text{ g H} = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ Atome je Mol, } 1 \text{ Mol} \hat{=} 22,41 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$$

$$1 \text{ g H entspricht } 464 \text{ 000 kWh!}$$

Könnte man jedes Atom, das in 1 g Wasserstoff enthalten ist, mit allen Atomen von 7 g Lithium zur Reaktion bringen, so ließe sich der ungeheure Energiebeitrag von rund 1/2 Million kWh freisetzen!

Auch die Uranspaltung kann man aus dem Massenverlust erklären. Die genaue zahlenmäßige Berechnung wird nur dadurch erschwert, daß hier nicht eine, sondern viele Spaltungsreaktionen möglich sind. Allgemein würde man schreiben:



Diese Schreibweise bedeutet in Worten:

In einen Urankern 235 wird ein Neutron hineingeschossen, das seine Bewegungsenergie auf den entstehenden Urankern 236⁺ abgibt. Ein Teil der frei werdenden Bindungsenergie wird als γ -Strahlung abgestrahlt. Der Rest verbleibt als Bewegungsenergie im angeregten Kern (236⁺) und verursacht zunächst Deformation und endgültig die Aufspaltung des Kerns in zwei Elemente mit den Massenzahlen A' und A'' und den Ordnungszahlen Z' und Z''. Die Gleichung besagt, daß bei dem Vorgang noch x Neutronen freiwerden.

Da $A' + A'' + x \cdot n = 236$ und $Z' + Z'' = 92$ sein muß, kann man

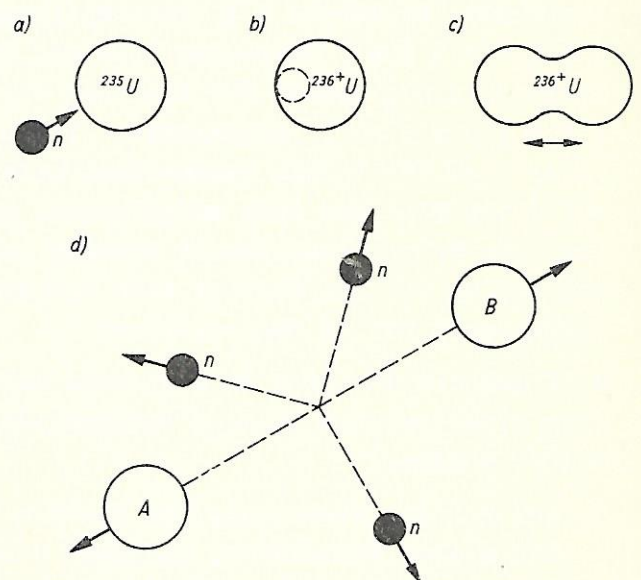


Bild 6: Spaltung des Urankerns durch ein Neutron

a) Eindringen des Neutrons

in den Kern ${}^{235}\text{U}$

b) Bildung eines Compoundkerns ${}^{236+}\text{U}$

c) Spaltung des Compoundkerns

d) Spaltprodukte A und B sowie

Spaltneutronen n fliegen auseinander

für jede Reaktion den Massendefekt Q bzw. die daraus umzurechnende Energie ermitteln.

Wir wollen auf die zahlenmäßige Berechnung eines Beispiels verzichten und geben nur das mittlere Ergebnis an.

Bei der Uranspaltung werden je Spaltung 198 MeV frei. Das bedeutet, daß

1 mg Uran 235/Tag	1 kW Kraftwerkleistung und
1 g Uran 235/Tag	1000 kW Kraftwerkleistung

äquivalent sind.

7. Urankernspaltung und Kettenreaktion

Bei der eben besprochenen Kernspaltung des Urans 235 werden 1 Neutron verbraucht und 2 bis 3 Neutronen je Spaltung neu erzeugt. Sofern diese Neutronen weitere Spaltungsprozesse einzuleiten vermögen, würde in unvorstellbar kleiner Zeit lawinenartig ein Neutronenerzeugungsakt ablaufen, der die Gesamtheit der vorhandenen spaltbaren Uranatome erfassen müßte. Dieser Vorgang wird als **K e t t e n - r e a k t i o n** bezeichnet und läuft tatsächlich in einer aus reinem Uran 235 bestehenden Atombombe explosionsartig ab.

Eine derart ungesteuerte und unkontrollierbare Reaktion ist von geringem technischen Interesse, wenn man die Atomenergie für eine friedliche Energieausnutzung anwenden will.

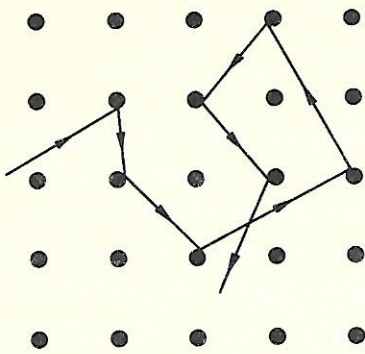
Im natürlichen Uran, in dem wie schon erwähnt, die spaltbaren Anteile nur zu 0,71 Prozent enthalten sind, verläuft der Spaltungsprozeß nicht in der geschilderten Art ab, da es notwendigerweise nicht zu einer Kettenreaktion kommt.

Der Grund hierfür liegt in einigen physikalischen Eigenschaften der Neutronen begründet. So werden z.B. beim Spaltungsprozeß sehr energiereiche, d.h. **s c h n e l l e** Neutronen erzeugt, die einen Energieinhalt von einigen Mega-Elektronenvolt haben. Zur Spaltung der ^{235}U -Kerne eignen sich dagegen besser **l a n g s a m e**, sogenannte **t h e r m i s c h e** Neutronen mit Energien unter 1 eV. Weiterhin werden Neutronen wegen ihrer elektrischen Neutralität auf ihrem Wege nur dann aufgehalten, wenn sie mit einem Atomkern zusammentreffen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist in einem Stück Uran kleiner Abmessungen gering und das Neutron kann aus dem Uran heraus entweichen. Für den Spaltungsprozeß ist es dann verloren.

Will man die Verluste an Neutronen klein halten, so müssen zur Aufrechterhaltung einer relativ langsam verlaufenden Kettenreaktion folgende Grundsätze beachtet werden.

1. Man muß die Neutronen, ehe sie von Fremdstoffen absorbiert werden oder aus dem System entweichen, in ihrer Geschwindigkeit abbremesen. Stoffe, die die Neutronenenergie beim Stoß aufnehmen, ohne das Neutron zu absorbieren, nennt man **M o d e r a t o r e n** oder **B r e m s s u b s t a n z e n** (Bild 7).

Wasser, Graphit und Beryllium sind gute Moderatoren, weil sie wegen ihres geringen Atomgewichts große Anteile der Neutronenenergie mit wenigen Stößen aufnehmen können.



Das Neutron wird durch die Zusammenstöße mit den Atomkernen verlangsamt.

Bild 7: Elastische Streuung eines Neutrons in einem Moderator

2. Das System Uran-Moderator muß groß genug sein, um Neutronenverluste durch Entweichen aus der Oberfläche des Systems klein halten zu können. Kleine Massen bzw. Abmessungen begünstigen die Neutronenverluste. Reflektoren, das sind feste Moderatorstoffe, die die Neutronen wieder in das Innere des Systems zurückreflektieren, verbessern die Verhältnisse.
3. Wenn die geschilderten Maßnahmen nicht oder nicht im erforderlichen Maße anzuwenden sind, muß zwangsweise die Zahl der spaltbaren Atome Uran 235 je Volumeneinheit erhöht werden. Dies geschieht durch Isotopenanreicherung in sehr komplizierten und teuren Verfahren.

8. Spaltungsreaktor

Ein technisches Gerät, in dem die geschilderte Uranspaltung als Kettenreaktion gesteuert abläuft, nennt man einen Reaktor (Bild 8).

Grundsätzlich können wir einen Reaktor als einen Ofen betrachten, der durch seine Abmessungen, seinen Kernbrennstoffinhalt und seinen stofflichen Aufbau in die Lage versetzt wird, das Uran 235 selbsttätig zu spalten und die dabei frei werdende Energie in Form von Wärme wegzutransportieren.

Im Beispiel haben wir Brennstoffelemente in Stab- oder Plattenform aus metallischem Uran oder Uranoxyd. Auch der Moderator besteht hier aus einem Feststoff, doch ist der Aggregatzustand des Brennstoffs und des Moderators nicht maßgebend. Es gibt z.B. auch Reaktoren, bei denen der Brennstoff in Form eines Uransalzes im Moderator Wasser vollkommen gelöst ist (Homogenreaktor im Gegensatz zum obigen heterogenen Reaktor).

Die Reaktorwände werden durch den Reflektor gebildet. Außerdem ist ein Kühlmedium vorgesehen, um die Wärme von den Brennstoffelementen abzuführen. Der ganze Reaktor ist mit einer starken Betonschicht umgeben, um zu verhindern, daß die bei der Spaltung entstehende harte γ -Strahlung nach außen dringt. Diese Abschirmung gehört also schon nicht mehr zur eigentlichen Funktion des Reaktors, sondern dient dem biologischen Schutz des Bedienungspersonals.

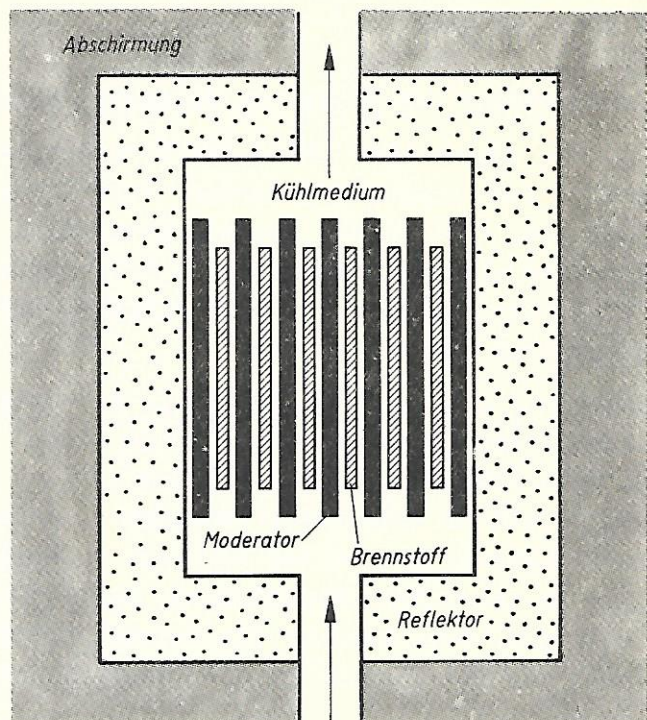


Bild 8: Schematischer Aufbau eines Kernreaktors

II. Spaltungsreaktor als Energiequelle im Flugzeug

1. Bedeutung der Forschungsaufgabe Flugzeugreaktor

Die Luftfahrtindustrien aller großen Länder der Welt schenken den Entwicklungen der Kerntechnik größte Beachtung. In den Vereinigten Staaten arbeiten die bedeutendsten Flugzeugfirmen, wie Lockheed, Convair, Boeing und North Aviation, an der Aufgabe, die Kernenergie für den Flugzeugantrieb nutzbar zu machen. Sie wird als größte, jemals in Angriff genommene Entwicklungsaufgabe der Luftfahrttechnik bezeichnet. Die Höhe der zur Verfügung gestellten Mittel kennzeichnet die Wichtigkeit. Die Atomkommission schätzt z.B. den Gesamtaufwand an Forschungs- und Entwicklungsmitteln bis zur Betriebsreife der Triebwerke auf 500 Millionen bis 1000 Millionen Dollar.

Der derzeitige Entwicklungsstand läßt sich aus der prozentualen Aufteilung der Mittel ersehen. Nur 11 Prozent der Mittel werden noch für rein physikalische Probleme aufgewendet. 89 Prozent sind dagegen für reine Ingenieurarbeiten angesetzt. Das bedeutet, daß die Reaktortechnik vom Physiker an den Ingenieur übergeben worden ist, der seinerseits nun Wärmeübertragungs-, Werkstoff-, Regelungs- und Chemieprobleme zu lösen hat.

Für viele Anwendungszwecke kann der S p a l t u n g s r e a k t o r mit gewissen Anpassungsarbeiten direkt übernommen werden. Auch der Flugzeugbau ist diesen Weg gegangen. Die heute entwickelten atomenergiegetriebenen Flugzeuge stellen deshalb auch nicht die E n d f o r m einer Entwicklung dar. Im gegenwärtigen Zeitpunkt sind sie allein E r p r o b u n g s t r ä g e r zum Studium von Werkstoff- und Betriebssicherheitsfragen. Soweit eine e i g e n e Flugzeugreaktorentwicklung betrieben wird, bezieht sie sich auf die Beherrschung höherer Temperaturen als sonst üblich und die damit verbundenen Werkstoff-Probleme.

2. Anordnung und Größe von Flugzeugreaktoren

Im Spaltungsreaktor wird die Kernenergie als Wärmeenergie frei und muß als solche auch ausgenutzt werden. Verfahren, die Kernenergie direkt in mechanische oder elektrische Energie umwandeln, sind bisher nicht bekanntgeworden. Man wird also in herkömmlicher Weise Düsentriebwerke (TL), Propellerturbinen (PTL) oder Staurohre vorsehen müssen, bei denen die Brennkammer durch die Reaktorwärme aufgeheizt wird.

Anordnung des Reaktors innerhalb des Triebwerksystems. Bild 9 zeigt zwei mögliche Formen, und zwar im Bild 9a einen d i r e k t e n K r e i s l a u f (direct cycle) als o f f e n e s A n t r i e b s s y s t e m. Die angesaugte und im Kompressor verdichtete kalte Luft wird direkt über die Brennstoffelemente des heißen Reaktors geführt und nach Durchlaufen der Strahlтурbine in einer Düse abgestrahlt. Der Wirkungsgrad dieser Anordnung ist zwar recht gut, doch besteht die Gefahr, daß radioaktive Gase und Korrosionsprodukte aus dem Reaktor in die Atmosphäre befördert werden.

Im Bild 9b ist ein doppelter Kreislauf als offener Kreisprozeß gezeigt; dabei ist der Reaktorkreislauf geschlossen. Eine Pumpe befördert im ständigen Kreislauf eine bestimmte Menge eines Arbeitsmittels über den Reaktor zum Wärmeaus-

tauscher. Der zweite Kreislauf ist jedoch wiederum offen. Die im Kompressor verdichtete Luft wird im Wärmeaustauscher erhitzt und über die Turbine in der Düse entspannt.

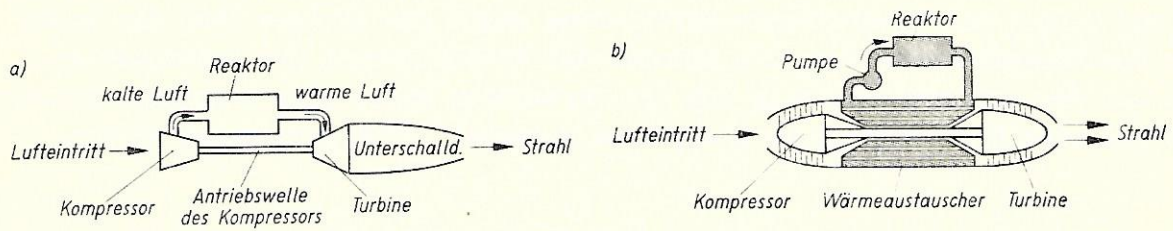


Bild 9: Anordnung des Reaktors innerhalb des Triebwerksystems
a) direkter Kreislauf als offenes Antriebsystem b) doppelter Kreislauf

Aus dem Kraftwerksbau (Bild 10) sind weitere Anordnungen bekannt, wo der gesamte Kreisprozeß geschlossen ist. Auch hier unterscheidet man einfache und doppelte Kreisläufe. Beim einfachen Kreislauf besteht die Gefahr der Verseuchung der Turbine, die ja mit dem radioaktiven Arbeitsgas ständig in Berührung steht. Beim doppelten Kreislauf verschlechtern Pumpe und Wärmeaustauscher den Wirkungsgrad der Anlage. Es können aber zwei verschiedene Gase in den beiden Kreisläufen verwendet werden, was sich manchmal vorteilhaft auswirkt. Die Übertragung der Leistung erfolgt wohl hier am besten mit einer Propellerturbine.

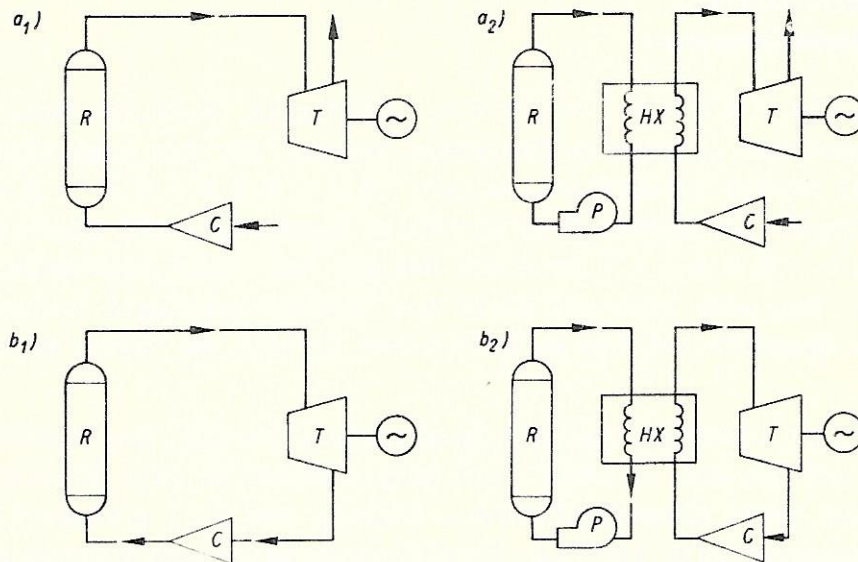


Bild 10: Möglichkeiten für Reaktoranlagen im Kraftwerksbau

- a) offene Kreisprozesse
a₁) Anlage mit einfachem Kreislauf a₂) Anlage mit doppeltem Kreislauf
b) geschlossene Kreisprozesse
b₁) Anlage mit einfachem Kreislauf b₂) Anlage mit doppeltem Kreislauf
- | | | |
|--------------|-------------|---------------------|
| C Kompressor | T Turbine | P Pumpe |
| R Reaktor | ⊖ Generator | HX Wärmeaustauscher |

Wir erkennen, daß im gesamten Triebwerkssystem der Reaktor das einzige für uns unbekannte Element ist. Seine Funktion ist jedoch denkbar einfach, und wir brauchen nur einige Betrachtungen über Form und mutmaßliche Größe anzustellen.

Form und Größe. Die theoretische Erläuterung sagte uns einiges über die Größe eines Spaltungsreaktors aus. Aus Gründen der Verkleinerung der Neutronenverluste und der Aufrechterhaltung der Kettenreaktion mußte eine bestimmte Mindestgröße und eine Mindestmasse an spaltbarem Material ^{235}U vorgesehen werden.

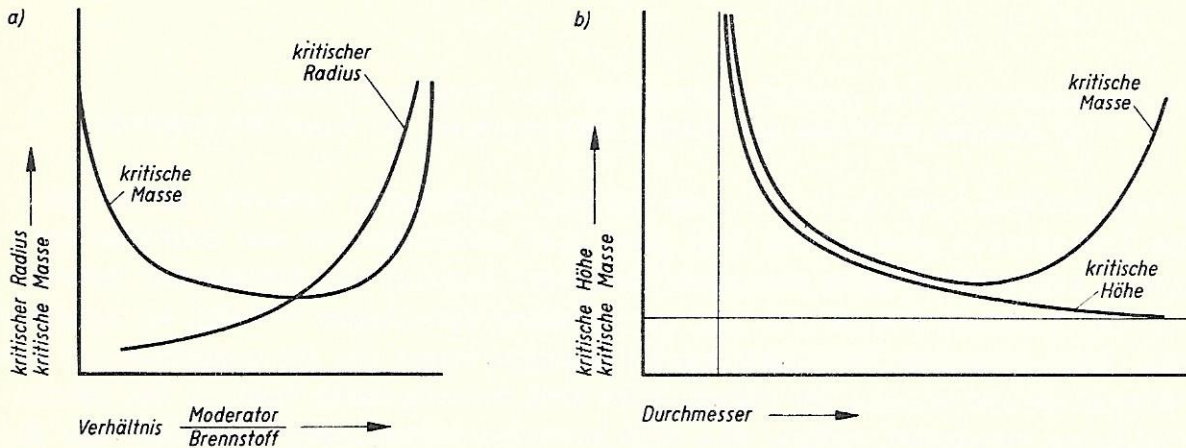


Bild 11: Kritische Abmessungen und kritische Masse von Spaltungsreaktoren
a) Kugelreaktoren
b) Zylinderreaktoren

In Bild 11 sind die k r i t i s c h e n Größen in relativem Maßstab aufgetragen. Sie sollen nur allgemeine Tendenzen zeigen. Für den kugelförmigen Reaktor (Bild 11a) wächst beispielsweise der k r i t i s c h e Radius mit größer werdendem Verhältnis Bremsmittel zu Kernbrennstoff stark an. Die k r i t i s c h e Masse erreicht dagegen bei einem bestimmten Verhältnis ein Minimum. Man kann also mit Hilfe von Optimalrechnungen zwischen einer noch zulässigen Baugröße und dem zu treibenden Aufwand an teurem Kernbrennstoff wählen.

Aus Bild 11b ist zu erkennen, daß die geometrische Gestalt des Reaktors von großem Einfluß auf den Massenbedarf ist. Scheibenförmige oder stabförmige Reaktoren erfordern große Brennstoffmassen. Günstig ist beim zylinderförmigen Reaktor, der wahrscheinlich für Flugzeugeinbauten am zweckmäßigsten ist, das Verhältnis 1 : 1, also die Ähnlichkeit mit dem Kugelreaktor.

Über Bild 12 kommen wir von den Relativabmessungen zu absoluten Größen von Reaktoren. Die unterste und die oberste Zeile der Aufstellung geben die Extremwerte an. Der s c h n e l l e Reaktor mit einem Durchmesser von 0,3 m und einem Gewichtsaufwand von 50 kg Uran 235 entspricht der ungesteuerten Atombombe und sei mit der Bezugs-Relativgröße von 1,0 gekennzeichnet. Das andere Extrem ist der g r a p h i t m o d e r i e r t e Reaktor aus natürlichem Uran mit 7,5 m Durchmesser und vielen Tonnen Gesamtgewicht. Ihm kommt die Größenvergleichszahl 25 zu. Will man auf Verhältnisse des Flugzeugbaus kommen, so wird

Art des Reaktors	Größe des Reaktors ohne Schild und Reflektor		Brennstoff kg, t	Bremsmittel t, l
	relativ	absolut m		
Graphitreaktor mit natürlichem Uran *	25	7,5	30 ... 130 t	280 ... 1200 t
Schwerwasserreaktor mit natürlichem Uran	10	3,0	1,8 ... 10 t	4 ... 25 t
Graphitreaktor mit angereichertem Uran	8	2,4	0,5 ... 30 t	einige t
Leichtwasserreaktor mit angereichertem Uran	5	1,5	0,6 ... 48 kg ²³⁵ U	10 ... 10 ⁴ l
Leichtwasserreaktor mit höchstangereichertem Uran	1,5	0,45	0,6 ... 3,5 kg ²³⁵ U	10 ... 10 ⁴ l
Schwerwasserreaktor mit höchstangereichertem Uran	1,2	0,36	0,6 ... 4,5 kg ²³⁵ U	2 ... 7 t
Intermediärer Reaktor	1,1	0,33	30 kg ²³⁵ U	keins
Schneller Reaktor	1,0	0,30	50 kg ²³⁵ U	keins

* Gesamtgewicht mit Schild und Reflektor = 20000 t

Bild 12: Größenverhältnisse von Reaktoren

nach der Tabelle in jedem Falle angereichertes bis höchstangereichertes Uran ²³⁵U gewählt werden müssen. Man kommt damit auf Durchmesser in der Größe 0,5 bis 1,5 m und kritische Massen von einigen Kilogramm. Die Frage des anzuwendenden Moderators muß hierbei offen bleiben, da die für den Betrieb von Gasturbinen nötigen hohen Temperaturen die Verwendung von Wasser ausschließen.

In Bild 13 (Seite 16) ist ein Gesamttriebwerk für ein Flugzeug mit Reaktorheizung gezeigt. Im Schema-Bild rechts unten wird das Funktionsprinzip des Reaktors erläutert. Der Reaktorkessel aus Stahl enthält in homogener Mischung Uranoxyd (UO₂) als Brennstoff und Berylliumoxyd (BeO) als Moderator. Metallisches Uran wäre als Brennstoffelement für einen Hochtemperaturreaktor nicht mehr verwendungsfähig, da es bei 662 °C eine Phasenumwandlung ($\alpha \rightarrow \beta$) erleidet, in dessen Folge es sich thermisch anisotrop ausdehnt und sich verformen würde. Sein Schmelzpunkt liegt bei 1133 °C. Für die Funktion im Reaktor ist die Verbindungsform des Urans gleichgültig. Man kann deshalb, mit der Einschränkung, daß das Begleitelement kein Neutronenabsorber ist, jede geeignete Uranverbindung als Brennstoffelement verwenden.

Uran-Beryllium (UBe_{13}) schmilzt zum Beispiel erst bei 2000°C , Uranoxyd (UO_2) bei 2270°C , desgleichen Urancarbid. Man kennt eine ganze Anzahl von Verbindungen, die sowohl wärme- als auch korrosionsfest sind.

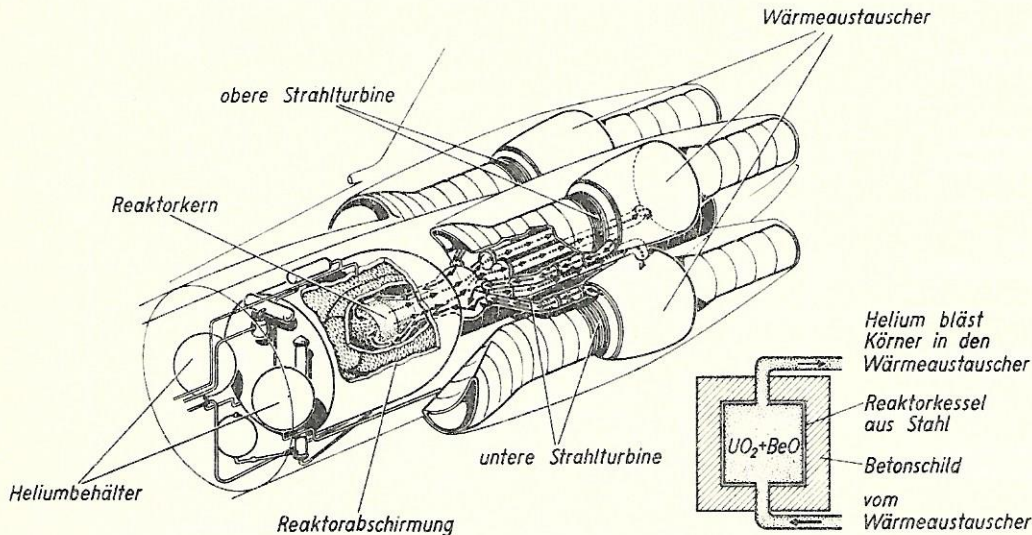


Bild 13: Reaktortriebwerk für Flugzeuge (De Havilland)

Als Moderator wurde im vorliegenden Fall das sehr feuerfeste Berylliumoxyd gewählt. Beryllium ist als gutes Bremsmittel für Neutronen bekannt. Die in Korn- oder Pulverform vorliegende Masse wird durch einen Heliumstrom unter 70 at Druck im geschlossenen Kreislauf zu den Wärmeaustauschern umgewälzt. Die im Reaktorraum befindliche Masse ist kritisch und erzeugt durch den Spaltungsprozeß Wärme. Helium wird wegen seiner chemischen Inaktivität gegenüber den Reaktor- und Wärmeaustausch-Baustoffen und wegen seiner guten Wärmeübertragungszahl gewählt.

In der Gesamttriebwerkanlage nimmt der Reaktor einen relativ geringen Platz ein. Der eigentliche Reaktorkern ist noch von dem Neutronenreflektor und von einem Strahlenschutzmantel umgeben. Als Triebwerkanordnung hat sich die gezeigte gedrungene Form durchgesetzt. Bei einer Anordnung der Triebwerke in den Flügeln würde jede Turbine einen gesonderten Reaktor mit seinem großen Aufwand an Abschirmmitteln erfordern. Lange Zuleitungen mit radioaktivem Fördergut würden die Verseuchungsgefahr im gesamten Flugzeug auf ein unerträgliches Maß vergrößern. Man ordnet daher alle Triebwerke und Wärmeaustauscher mit möglichst kurzen Zuleitungen um den Reaktor an und verlegt das Gesamt-aggregat möglichst entfernt von Besatzung und Fluggästen in das Rumpfe.

3. Wärmeübergangsfragen

Bei den heute bekannten Flugzeugtriebwerken ergibt sich die Betriebstemperatur als Kompromiß aus der mit einem bestimmten Kraftstoff erzielbaren Reaktionstemperatur und der Warmfestigkeit der bewegten Maschinenteile. Man könnte den Turbinenwirkungsgrad durch Erhöhung der Verbrennungstemperatur noch etwas steigern, sofern es gelänge, einen genügend warmfesten

Werkstoff für die Turbinenschaufeln zu entwickeln. Allerdings ist auch diesem Streben eine natürliche Grenze durch die bei der Reaktion erzielbaren Temperaturen gesetzt. Bei Raketen kann man durch Entwicklung von Sonderkraftstoffen die Betriebstemperaturen noch wesentlich erhöhen, weil in den nichtbewegten Maschinenelementen andere Werkstoffe mit höherem Schmelzpunkt, aber geringer dynamischer Festigkeit zugelassen werden können. Trotzdem sind in diesem Wettlauf zwischen Materialfestigkeit und erzielbarer Reaktionstemperatur durch Spezialbrennstoffe deutlich Grenzen zu erkennen.

Im Reaktor lassen sich, theoretisch wenigstens, fast beliebig hohe Temperaturen erreichen, wie das ja der Fall der Atombombe zeigt. Ihre Begrenzung durch die für den Aufbau des Reaktors erforderlichen Werkstoffe wurde bereits erwähnt. Ein weiteres, und zwar maßgebliches Problem ist die Abführung der Reaktorleistung auf die Turbinen.

Die bei Kraftwerkreaktoren üblichen Wärmeübertragungsmittel Wasser und flüssige Metalle kommen trotz ihrer guten Wärmeübertragungszahlen für Hochtemperatur-Reaktoren nicht in Frage. Da neben der guten Wärmeübergangszahl des Kühlmittels auch noch dessen kernphysikalische Eigenschaften bei der Reaktorkühlung berücksichtigt werden müssen, ist die Auswahl nicht sehr groß. Man hat jedoch gute Erfolge mit Gasen als Kühlmittel erzielt, deren bekannt schlechte Wärmeübertragungszahl durch Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit ausgeglichen wird. Um die Pumpleistungen des Umwälzprozesses klein zu halten, wird mit sehr hohem Druck gearbeitet.

Bei modernen Projekten kann man so hohe Wärmeströme im gasgekühlten Reaktor abführen, daß man nur noch 5 bis 10 m² Kühlfläche je Megawatt Nutzleistung braucht (Bild 14, Seite 18).

Optimalrechnungen, die bei Escher-Wyss in Zürich für eine Nutzleistung von 5000 kW und $\eta_{ges} = 30\%$ durchgeführt wurden, ergaben die in Bild 15 (Seite 18) gezeigten Bauformen und Wärmeaustauschergrößen.

Es wurden Helium, Stickstoff und Kohlendioxyd verglichen und dabei gleicher Druck (30 kg/cm²) und gleiche Temperatur (700 °C) vorausgesetzt. Man erkennt, daß Helium auf relativ kleine Volumen und Oberflächen für den Wärmeaustauscher führt. Dies ist für ein Flugzeug sehr wesentlich. Für eine 15000-kW-Anlage wird 100 kg Helium benötigt. Der Preis ist also klein gegenüber den Anlagekosten. Der Einfluß der Gasart auf die Stufenzahl und die besten Drehzahlen variiert natürlich. Helium benötigt nicht übermäßig viele Stufen.

Turbinenanlagen mit geschlossenem Kreislauf sind für Flugzeugantriebe bereits im Studium. So hat z.B. die AEC in den USA schon 1956 im Reaktorprogramm den Baubeschluß eines mit Helium gekühlten Reaktors (700 bis 1000 °C) gefaßt, der sich bei der Firma Aerojet in Kalifornien in Konstruktion befindet. Die Entwicklungszeit wird mit 5 bis 7 Jahren angegeben.

Einen besonderen Anreiz bietet der geschlossene Kreislauf für den Flugzeugbauer, da er eine aufgeladene Energiequelle darstellt, die unabhängig von der Außenumgebung ist. Durch Konstanthaltung des Aufladedrucks kann die geschlossene Gas-Turbinenanlage grundsätzlich in jeder Flughöhe ihre volle Leistung abgeben.

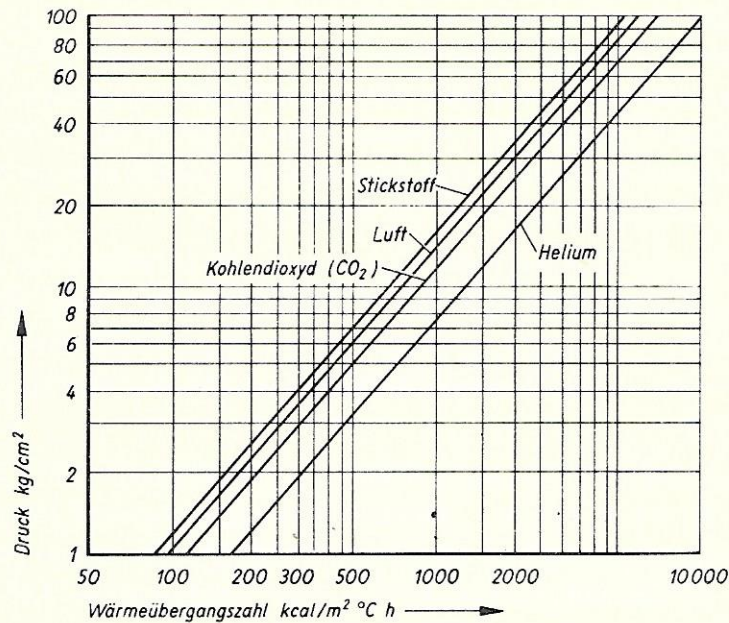


Bild 14: Wärmeübertragungszahlen verschiedener Gase, die für Gasturbinen und Reaktorbetrieb in Frage kommen, in Abhängigkeit vom Gasdruck, berechnet für konstanten spezifischen Druckverlust von 2 Prozent in einem Rohr von 1 " Durchmesser und 2,5 m Länge bei 538 °C

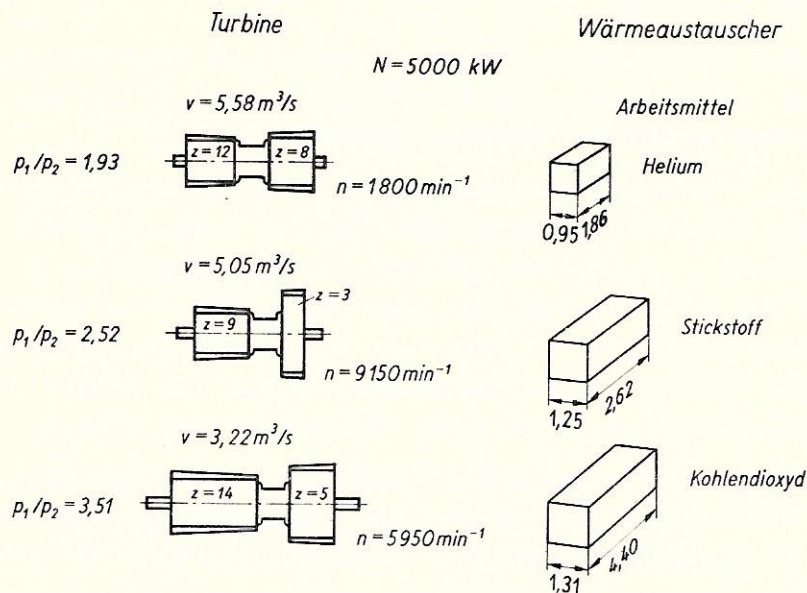


Bild 15: Einfluß der Gasart auf Maschinen- und Wärmeaustauscher-Abmessungen
 V Gasdurchsatz z Stufenzahl p_1/p_2 Druckverhältnis
 n Drehzahl N Leistung
 Maße in m

Einige Bemerkungen sollen noch zur N a t r i u m k ü h l u n g von Kernreaktoren gemacht werden. Geschmolzenes Natrium hat einige bestechende Eigenschaften, wenn es sich darum handelt, hohe spezifische Wärmeleistungen bzw. hohe Wärmestromdichten bei hohen Temperaturen abzuführen, ohne den lästigen hohen Dampfdruck des Wassers in Kauf nehmen zu müssen.

Als Nachteile müssen dagegen die ungünstigen Korrosionseigenschaften und die Explosionsgefahr angesehen werden. Beim Unterseebootreaktor Nautilus war die Natriumkühlung ein Mißerfolg und mußte aufgegeben werden.

Das Natrium ist als Element sehr reaktionsfreudig. Bereits bei normaler Temperatur reagiert es mit Sauerstoff (O_2) und sehr heftig mit Wasser (H_2O) unter Bildung von Natronlauge, die für den lebenden Organismus sehr gefährlich ist. Mit steigender Temperatur wächst die Reaktionsfähigkeit, so daß Berührungen mit Wasser zu starken Explosionen unter Flammenerscheinungen führen.

Das Korrosionsvermögen des Natriums ist so groß, daß nur Stahlleitungen und Armaturen mit 18 % Cr und 8 % Ni mit höheren Legierungsbestandteilen wie Tantal, Wolfram und Zirkon in Frage kommen. Weiterhin muß ein erheblicher Aufwand für Kühlfallen vorgesehen werden. Für den Flugzeugbau wird aus diesen Gründen die Natriumkühlung kaum anwendbar sein.

4. Strahlenschutz

Eine kritische Betrachtung des Strahlenschutzproblems muß von den gesetzlich festgelegten Toleranzdosen für den menschlichen Körper ausgehen.

Unter T o l e r a n z d o s i s versteht man hierbei (nach Zimen)

"die maximal zulässige Strahlendosis, die bei langdauernder Bestrahlung, z.B. tägliche Arbeit mit Strahlenquellen, nicht überschritten werden darf, wenn gesundheitsschädliche Effekte mit großer Wahrscheinlichkeit vermieden werden sollen."

Es gilt zunächst, eine geeignete Maßeinheit für diese Toleranzdosis festzulegen. Man definiert als Einheit das R o e n t g e n (r) als Menge derjenigen Roentgen- oder γ -Strahlung, die durch Absorption in 1 cm^3 Luft unter Normalbedingungen $2,083 \cdot 10^9$ Ionenpaare erzeugt. Die Roentgeneinheit bezieht sich demnach auf eine elektromagnetische oder Photonenstrahlung und mißt eine Energiemenge. Sie ist unabhängig von der Bestrahlungszeit. Da der biologische Effekt einer bestimmten Strahlendosis auf eine lebende Zelle aber auch von der Einwirkungszeit abhängt und der bestrahlte Organismus ein gewisses Erholungsvermögen besitzt, hat man den Begriff der D o s i s l e i s t u n g = Roentgen pro Stunden (r/h) eingeführt.

Auch mit dieser Definition ergeben sich bezüglich ihrer Anwendung bestimmte Mängel. Die Energieüberführung bezieht sich ja laut Begriffsbestimmung auf die Luft. Sie ist aber vom Absorbermaterial stark abhängig. Weiterhin besagt die Definition nichts über die Z a h l der Photonen und deren E i n z e l -energie (harte oder weiche Strahlung).

Einige Abwandlungen der Roentgeneinheit versuchen diese Mängel zu beseitigen. So bezeichnet man beispielsweise als

$\text{rep} = \text{roentgen equivalent physical}$

eine Strahlendosis, die in einer betrachteten toten Substanz eine ebenso große

Energieabsorption erzeugt wie 1 r in Luft NTP. Ein

rem = roentgen equivalent man

ist dagegen die Quantität einer b e l i e b i g e n Strahlung, d.h. nicht nur Photonenstrahlung, die in dem betrachteten Gewebe denselben biologischen Effekt erzeugt wie 1 r Photonenstrahlung. Zwei der Art oder Energie nach verschiedene Strahlungen (Neutronen, γ -Strahlung) können nämlich völlig unterschiedliche Wirkungen haben. Die rem-Einheit ist also kennzeichnend für den biologischen Effekt.

Der Strahlenschutz bezieht sich in erster Linie auf γ - und Neutronenstrahlung. α - und β -Strahlen führen wegen ihrer Absorption in dünnsten Materieschichten (einige μ) nur dann zu biologischen Schäden, wenn sie d i r e k t mit dem Gewebe in Berührung kommen. (Etwa durch ^{90}Sr , das sich in den Knochen ablagert, wenn es durch die Ernährung in den Körper gelangt).

Die Toleranzdosen sind von der "Internationalen Kommission für radiologischen Schutz" (ICRP) im Jahre 1950 festgelegt worden (Bild 16).

Strahlung	Dosis	
	mrep/woche	mrep/h
Photonenstrahlung ($E < 3 \text{ MeV}$)	300	8
β -Strahlung	300	8
langsame Neutronen ($E < 1 \text{ keV}$)	300	8
schnelle Neutronen	30	0,8
α -Strahlung	15	0,4

Bei achtstündiger Bestrahlung entspricht die Toleranzdosis einem Fluß thermischer Neutronen bei einer Sicherheit > 2 von 1200 bis $1250 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Für schnelle Neutronen sinkt diese Größe auf $70 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oder 4000 Photonen $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ von 1 MeV. Die Toleranzdosis bezieht sich auf 8 h je Tag bzw. 40 Stunden je Woche (lt. Aeroplane 1956, S. 905).

Es wird in den ICRP-Vorschriften darauf hingewiesen, daß diese maximal erlaubten Bestrahlungen, verglichen mit anderen Lebensgefahren weniger gefährlich sind, wegen ihrer Irreversibilität aber stets auf den niedrigstmöglichen Spiegel gehalten werden sollten.

Bild 16: Toleranzdosen für verschiedene Strahlungen

Diese Toleranzdosen lassen sich nun auf S c h u t z s c h i l d d i c k e n umrechnen, die angewendet werden müssen, wenn für die menschliche Gesundheit keine Gefahr bestehen soll.

Bild 17 zeigt den gewichtlich bedeutsameren Anteil des Schutzschildaufwands gegen die γ -Strahlung.

Vorausgesetzt ist eine Toleranzdosis von 8 mrep/h bei 40 Wochenstunden. Die Ordinate gibt die Schilddicke in mm an, die Abszisse die Energie der Einzelteilchen zwischen 0,2 und 2 MeV, die als γ -Strahlung etwa am häufigsten bei der Uranspaltung auftritt. Als Parameter wurde die Strahlungsintensität, d.h. die Anzahl der abgestrahlten Photonen aufgetragen. Zusammen mit der Einzelenergie der Photonen ist sie ein Maß für die Leistung des Reaktors und wird in Curie gemessen. Bei Flugzeugen muß man mit Strahlungsintensitäten von 10^7 bis 10^9 Curie rechnen (1 Watt = 169 MeV.Curie). Es sei nur erwähnt, daß man in den Strahlungslaboratorien mit ihren umfangreichen Schutzmaßnahmen mit der Größenordnung Millicurie arbeitet!

Die Strahlungsintensität nimmt mit dem Quadrat des Abstands von der Strahlungsquelle ab. Der Einfluß wurde deshalb für drei Abstände, nämlich 0,2 m für direkte Handhabung am Reaktor, 1 m für Begehabstand und 10 m für Kabinenabstand, angegeben.

Aus der Kurvendarstellung ist ersichtlich, daß der Teilchenenergie der größte Einfluß zukommt. Da man, wie weiter unten noch näher ausgeführt wird, die Teilchenenergie durch die streuende Wirkung des Comptoneffekts bei leichten Stoffen herabsetzen kann, besteht in der Kombination leichter und schwerer Stoffe im Schutzschild ein Mittel, die Abschirmgewichte herabzusetzen.

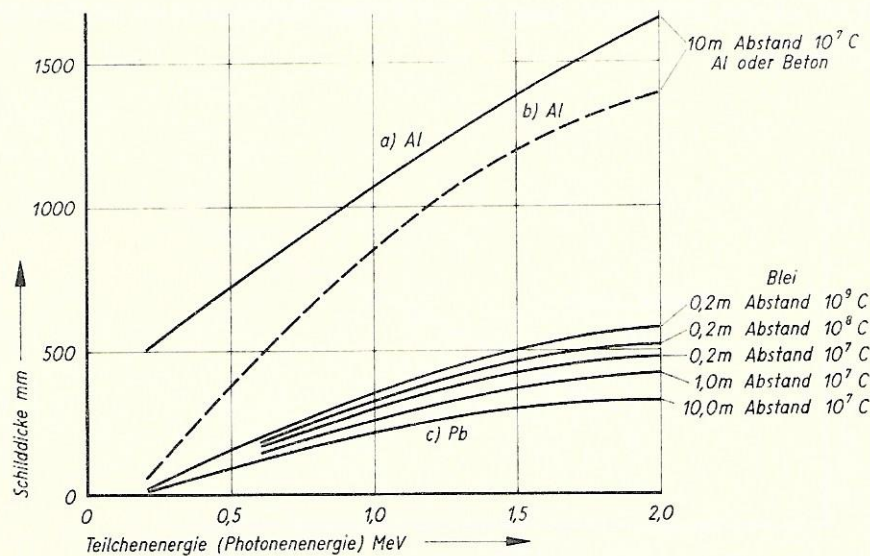


Bild 17: Erforderlicher Strahlenschutz gegen γ -Strahlung
 Toleranzdosis ($E < 3$ MeV) = 8 mrep/h (1 Watt = 169 MeV · Curie)
 Kurve a entspricht gleichem Schutz wie Kurve c.
 Kurve b entspricht gleichem Gewicht wie Kurve c.

Zu erwähnen ist, daß die schweren Elemente wegen ihrer großen Elektronenhüllen die größte Absorptionsfähigkeit besitzen. Der Ersatz des Bleis durch Aluminium oder Beton ergibt bei gleichem Schutz gewichtliche Nachteile.

Ein leistungsstarker Flugzeugreaktor ist kaum unter 1 m Durchmesser zu bauen. Nimmt man 10^8 Curie $\hat{=}$ 100 MW als thermische Reaktorleistung bzw. als vorhandene Strahlungsintensität an, so beträgt bei 10 m Kabinenabstand die Wandstärke allein gegen γ -Strahlung rund 40 cm Blei oder rund 25 t. Hierzu kämen noch der Neutronenschutzmantel, ein Eisenmantel als Konstruktionselement und der Aufwand für eine intensive Kühlung.

Entsprechend Bild 18 (Seite 22) kommt man nach Perkins zu folgenden Ergebnissen bezüglich des Gewichtsaufwands für die Reaktoren von Überschallflugzeugen:

Es gibt ein **Mindestgewicht** für den Reaktor, das bei etwa 18 bis 20 t liegt. Der thermischen Leistung von 120 MW entspricht ein Flugzeug von rund 100 t. Unterhalb dieser Flugzeuggröße besteht keine Möglichkeit, den Reaktorbetrieb einzusetzen.

Beim Reaktorbetrieb mit Uranspaltung entsteht nicht nur γ -Strahlung, sondern auch eine beträchtliche Neutronenstrahlung. Die Neutronen können als ungeladene

Masseteilchen ohne Behinderung die Atomhüllen der Atome durchdringen und werden erst durch einen Atomkern abgebremst oder eingefangen. Sie übertragen mit einem oder mehreren Stößen ihre Bewegungsenergie auf den gestoßenen Kern. Bei sehr leichten Atomkernen (der Wasserstoffkern ist dem Neutron etwa massegleich) kann die Energie schon in wenigen Stößen übernommen werden. Da der Einfangkern durch das Neutron radioaktiv werden kann, bedeutet der Neutroneneinfang besonders für das lebende Gewebe mit seinen leichten Elementen eine große Gefahr.

Während schwere Elemente gute γ -Absorber darstellen, sind für die Neutronenabsorption leichte Stoffe am geeignetsten. Es gibt aber keinen Stoff, der in gleich guter Weise beide Strahlungen aufnehmen könnte. Aus diesem Grunde muß der Schutzschild eines Reaktors immer aus einer Kombination schwerer und leichter Stoffe bestehen.

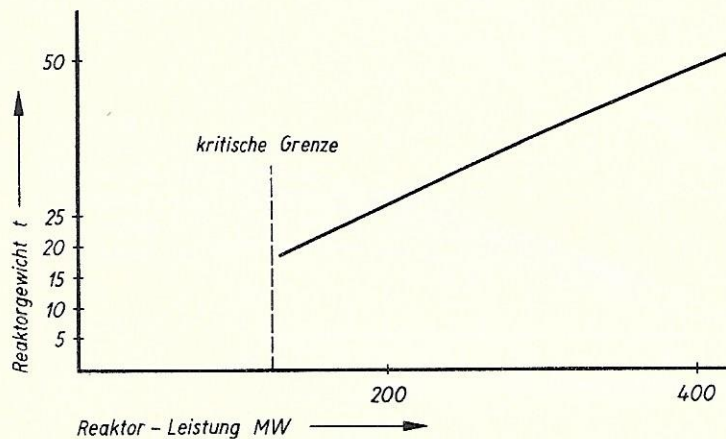


Bild 18: Festlegung des Reaktorgewichts für ein Überschallflugzeug

Das Abschirmproblem läßt sich aber nicht durch je eine γ - bzw. Neutronenabsorptionsschicht lösen. Liegt beispielsweise die Neutronenabsorptionsschicht außerhalb der γ -Abschirmung, dann passieren die Neutronen ohne Abschwächung den schweren Absorber und erzeugen in der Außenschicht eine sogenannte *Einfang- γ -Strahlung*, die nun ungehindert weiter nach außen dringen kann. Umgekehrt werden bei außenliegender γ -Absorptionsschicht dort Photoneutronen erzeugt, die ihrerseits ungeschützt nach außen entweichen können. Ein wirksamer Schutz käßt sich daher nur mit einer vielfältigen Schichtung leichter und schwerer Stoffe erzielen. Selbstverständlich kann diese *Schichtung* wie beim Barytbeton auch homogen sein.

Man hat nun einige Wege gefunden, um mit kleineren Abschirmgewichten auszukommen. Ein Ausweg ist die *Teilabschirmung*. Man läßt hier bewußt an der Oberfläche des Reaktors eine höhere Toleranzdosis zu. Die Kabine ist nach Bild 19 besonders abgeschirmt. Der Reaktor befindet sich mit der gesamten Triebwerkanlage im äußersten Schwanzende des Flugzeugs und ist selbst nur in direkter Geradeausrichtung stark abgeschirmt.

Nach hinten wird die Abschirmung eingespart, nach den Seiten zu ist sie mäßig

stark. Die Kabine selbst ist wiederum gestaffelt, nach hinten am stärksten, abgeschirmt. Zwischen Reaktor und Kabine liegt ein Wassertank als Neutronenabfangschutz.

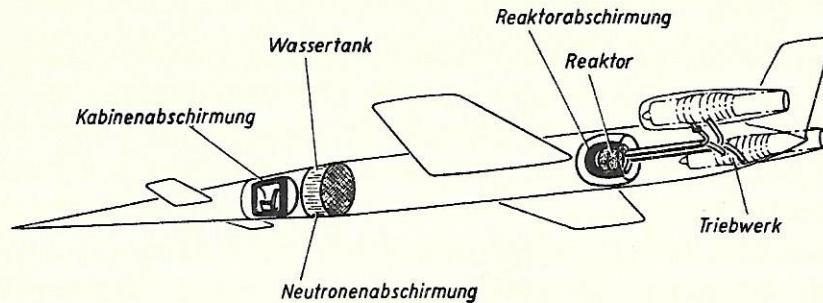


Bild 19: Aufteilung des γ - und Neutronenschutzschilds (De Havilland)

Dieser Anordnung liegt der schon erwähnte sogenannte Compton-Effekt zugrunde. Trifft nach Bild 20 ein auffallendes Photon auf ein Elektron, so wird das Elektron im Winkel Φ aus seiner Bahn abgelenkt und das Photon im Winkel Θ gegenüber seiner Ursprungsrichtung gestreut (Comptonstreuung).

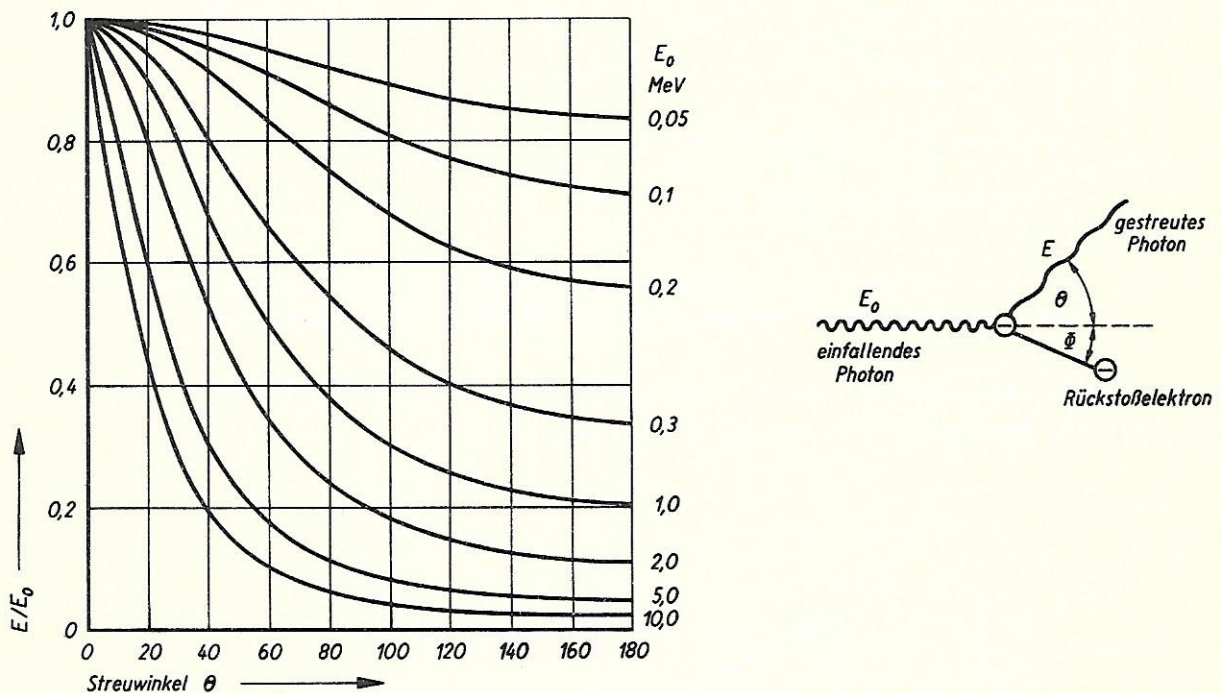


Bild 20: Schema des Comptoneffekts und Schwächung durch Streuung

Das Photon ändert hierbei seine Wellenlänge und damit seine Energie ($E = h \cdot \nu$). Die prozentuale Schwächung E/E_0 ist abhängig vom Streuwinkel Θ und der Energie E_0 des auffallenden Photons. Die hohe Einfallensenergie von beispielsweise 10,0 MeV würde bei 60 Grad Streuwinkel um eine Zehnerpotenz geschwächt werden.

Würde z.B. aus dem nur teilweise abgeschirmten Reaktor ein Photon durch ein seitlich oder sogar vor der Kabine sich befindendes Luftmolekül oder auch an einem Strukturelement des Flugzeugs gestreut werden, so trifft dieses gestreute Photon wohl die Kabine, jedoch mit stark verminderter Teilchenenergie. Summarisch gesehen, wird die Gesamtheit aller aus dem Reaktor austretenden Photonen ähnlich wie das Sonnenlicht an den Molekülen der Atmosphäre gestreut.

Es ergibt sich bei der geteilten Abschirmung ein Gewichtsvorteil von 20 Prozent, wenn man die vollständige Abschirmung am Reaktor als Bezugsbasis 100 Prozent wählt (Bild 21). Eine ausschließliche Abschirmung der Kabine ohne Reaktorschutz würde dagegen den Gewichtsbedarf auf 120 Prozent steigern. Das flache Minimum bringt einen Vorteil für den Flugzeugentwurf mit sich. Der Schwerpunktbereich kann beträchtlich eingeengt werden, weil man durch Verlagerung des Schutzes vom Reaktor zur Kabine oder umgekehrt die sich bei verschiedenen Beladungen ergebenden Schwerpunkte korrigieren kann.

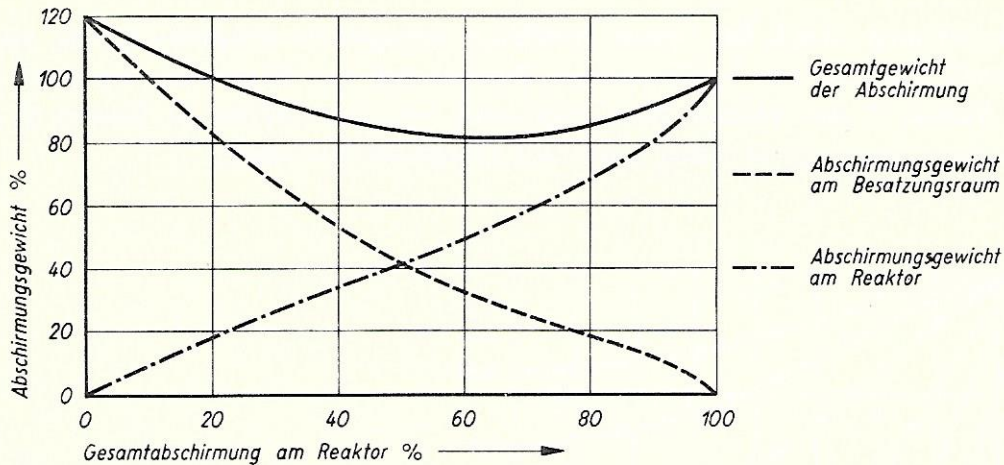


Bild 21: Einfluß der Abschirmungsaufteilung auf das Abschirmungsgesamtgewicht
Der Ordinatenmaßstab bezieht sich auf 100%ige Reaktorabschirmung

Es muß natürlich erwähnt werden, daß durch die geteilte Abschirmung die Gefahr für das Bodenpersonal steigt (Bild 22).

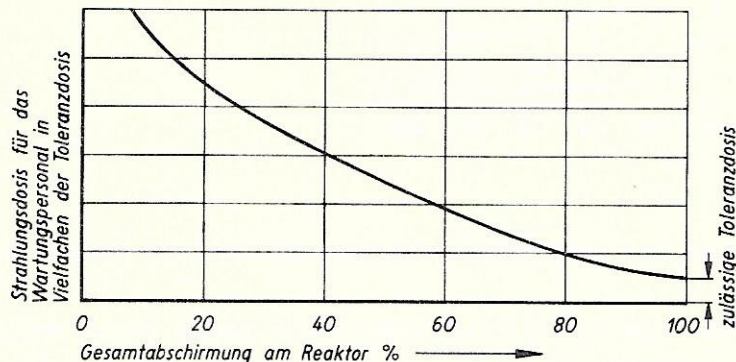


Bild 22: Einfluß der geteilten Abschirmung auf die Toleranzdosis des Wartungspersonals

In der zivilen Luftfahrt wird man hier mit größten Schwierigkeiten bei der Einhaltung der geforderten Sicherheitsvorschriften rechnen müssen. Da das Schutzgewicht auf dem Lande aber nicht dieselbe Rolle spielt wie in der Luft, lassen sich solche Probleme genau wie beim Kraftwerkreaktorbetrieb durch abgeschirmte fahrbare Arbeitsplätze technisch lösen. Ein schwerwiegendes Argument gegen die Einführung des Spaltungsreaktorantriebs im Flugzeugbau ist jedoch die Möglichkeit eines Flugzeugabsturzes. Die Gefahr liegt hier weniger in der Auslösung einer Explosion in Art einer Atombombe, wie häufig angenommen wird. Immerhin enthält der Reaktor nach bestimmter Betriebszeit eine Reihe von radioaktiven Spaltungsprodukten, die als Gase oder auch Feststoffe durch die Atmosphäre oder durch Wasser aufgenommen und über die Unfallstelle hinaus rasch verbreitet werden können. Gegenwärtig versucht man diese Schwierigkeit dadurch zu umgehen, daß man als Versuchsträger für die Reaktoren große Flugboote wählt und die Versuche über großen Wasserflächen erfliegt.

III. Kritische Beurteilung der bisher skizzierten Entwicklungsstufe

Der Spaltungsreaktor wird noch nicht die *e n d g ü l t i g e* Entwicklungsstufe für den Flugzeugantrieb darstellen. Er erfordert relativ hohe Abschirmgewichte und mit seinem notwendigen apparativen Aufwand ein erhebliches Volumen. Reaktorseitig ist der Übergang auf höhere Temperaturen als bisher üblich anzustreben (eine Aufgabe, die schon bearbeitet wird). Aber auch mit der Klärung des Wärmeentzugsproblems aus dem Reaktor ergibt sich nach Bild 23 ein Gesamtmindestflugzeuggewicht von rund 80 t. Mit geringeren Baugewichten ist kein Reaktorbetrieb möglich.

Man erkennt ebenfalls aus Bild 23, wie wichtig die oben behandelte Betriebstemperatur für den Flugzeugentwurf ist.

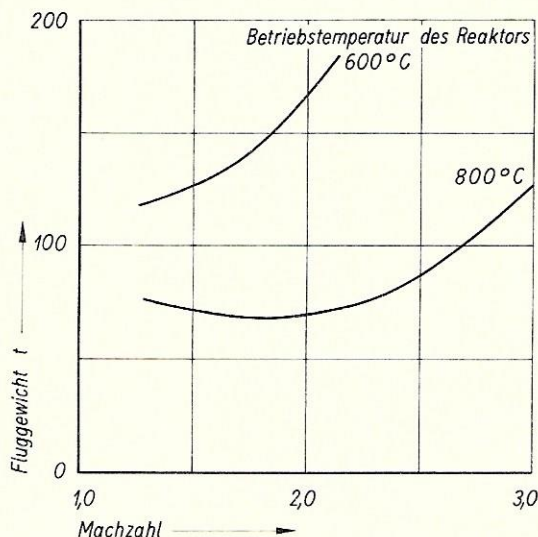


Bild 23: Gesamtfluggewicht bei partieller Abschirmung

Die Vorteile der bisher gebauten atomenergiegetriebenen Flugzeuge, wie in erster Linie die unbegrenzte Reichweite, wären nicht überzeugend genug, um

den ungeheuren finanziellen Aufwand der Entwicklungsarbeiten zu rechtfertigen. Der Bau dieser Flugzeuge stellt aber nur eine Entwicklungsstufe dar, die dazu dient, mit der neuen Materie vertraut zu werden. Es ergibt sich nämlich eine derartige Fülle von neuen Problemen, die unabhängig von der späteren Form von Antrieb und Flugzeug gelöst werden müssen, daß es tatsächlich verständlich wird, warum Tausende von Wissenschaftlern in den verschiedensten Ländern, unterstützt durch ihre Regierungen, sich dieser Fragen annehmen.

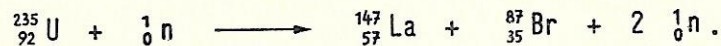
B Möglichkeiten der Ausnutzung radioaktiver Isotope für die Energieerzeugung

I. Grundbegriffe

1. Allgemeine Übersicht und Problemstellung

Wir knüpfen in diesem Teil, in dem wir die Möglichkeiten der Energiegewinnung aus radioaktiven Isotopen behandeln wollen, rückschauend an die Uranspaltung (Bild 6, S. 9) an.

Beim Spaltungsprozeß flogen zwei Bruchstücke (A, B) des Urankerns ^{235}U mit sehr großer kinetischer Energie in entgegengesetzter Richtung auseinander. Ein Teil der im Kern ^{235}U enthaltenen Neutronen – im Mittel sind es 2 bis 3 Neutronen – verdampft bei diesem Prozeß. Einschließlich dieser freien Neutronen galt die Bedingung, daß die Nukleonenzahl 235 (bzw. 236) und die Ladungszahl 92 erhalten bleiben müssen. Das ist zum Beispiel der Fall bei der Reaktionsgleichung



Wir erkennen aus dieser Gleichung, daß der Urankern in zwei ungleich große Teile aufgespalten wird. Diese Reaktion ist jedoch nur ein Beispiel einer Vielzahl von möglichen Prozeßabläufen, die alle parallel miteinander stattfinden.

Die Kerne der auf diese Weise erzeugten neuen Elemente sind in den meisten Fällen instabil und zerfallen solange unter Aussendung positiver oder negativer Elektronen, auch β -Teilchen genannt, bis Ladung und Nukleonenzahl ein stabiles chemisches Element kennzeichnen. Der Vorgang soll noch im einzelnen genauer besprochen werden.

Zunächst sei wieder eine kurze Energiebetrachtung eingefügt. Der Energiegewinn bei der Spaltung eines ^{235}U -Kerns beträgt rund 198 MeV. Hiervon entfallen 85,5 Prozent = 169 MeV auf die kinetische Energie der Spaltungsbruchstücke, die aber sehr schnell vom Reaktormaterial aufgenommen wird und in der Erwärmung des Reaktors zum Ausdruck kommt. Je 5 MeV gehen für die Energie der verdampfenden Neutronen und für die bei der Spaltung momentan entstehende γ -Strahlung verloren. Gegen diese beiden Verlustanteile muß abgeschirmt werden.

Weitere 5 MeV entfallen auf den erwähnten β -Zerfall, jedoch nicht momentan bei der Uranspaltung, sondern entsprechend den sogenannten **H a l b w e r t s z e i t e n** der entstehenden neuen Kerne.

In Bild 24 (S. 28) ist als Beispiel die β -Umwandlung der Kerne $A \hat{=} 140$, $A \hat{=} 135$ und $A \hat{=} 149$ gezeigt. Die endgültige Umwandlung eines Kerns in den stabilen Zustand kann u. U. sehr lange dauern. Beim Kern $A \hat{=} 135$ beträgt die Halbwertszeit 20 000 Jahre! Der Begriff der Halbwertszeit wird noch etwas näher erläutert werden.

Beim β -Zerfall liegen die erzielbaren Energieausbeuten je Atom 2 bis 3 Zehnerpotenzen niedriger als bei der Uranspaltung, nämlich bei 0,2 bis 2,0 MeV gegenüber ≈ 200 MeV. Logischerweise steigt damit der Massenaufwand gegenüber

dem Uran um gleiche Größenordnungen. Da der Spaltbrennstoffverbrauch jedoch extrem gering ist (in dem zum Beginn des Vortrags angegebenen Beispiel 50 g für einen 24stündigen Flug eines Großverkehrsflugzeugs), bedeutet aber selbst ein Aufwand von 50 kg Brennstoff noch keine Beschränkung in den Erfordernissen der Flugzeugprojektierung, insbesondere wenn hiermit die Möglichkeit der Einsparung von Abschirmmaterial verbunden ist.

Z	52 Te	53 J	54 Xe	55 Cs	56 Ba	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	Ausbeute %
A 140			16 s	66 s	12,8 d	40 h	stabil					6,15
A 135	2 m	6,7 h	9,2 h	$2 \cdot 10^4$ a	stabil							5,6
A 149									1,7 h	47 h	stabil	1,4

Bild 24: Folgeaktivität von Uranspaltprodukten

2. Halbwertszeit

Die in Bild 24 angegebenen Zerfallszeiten werden als **H a l b w e r t s - z e i t e n** bezeichnet.

Der β -Zerfall hat die Eigentümlichkeit, daß er in keiner Weise durch äußere Mittel beeinflusst, d.h. verzögert oder beschleunigt werden kann. Der Zerfall erfolgt auch nicht derart, daß in einer bestimmten Zeit **a l l e** radioaktiven Kerne einer Stoffmenge stabilisiert werden.

Der radioaktive Zerfall geschieht vielmehr anteilmäßig, d.h. prozentual einer gewissen Stoffmenge. Wir vergleichen beispielsweise eine Stoffmenge mit 100 und eine zweite mit 1000 radioaktiven Kernen und stellen fest, daß nach einer genau vorgegebenen Zeit in **b e i d e n** Fällen die Hälfte, also einmal 50, das andere Mal 500 Kerne zerfallen sind. Der Zerfall ist mithin der anfänglich vorhandenen radioaktiven Stoffmenge proportional.

Mathematisch drückt man das durch die Formel

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0$$

aus. Dabei ist

dN/dt die Zahl in der Zeiteinheit zerfallender Kerne,
 N_0 die anfängliche Menge radioaktiver Kerne und
 λ eine von der Stoffart abhängende und für sie charakteristische Proportionalitätskonstante.

Durch Integration erhält man

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

ein Gesetz, das durch Bild 25 dargestellt ist.

Erst nach unendlich langer Zeit sind wirklich sämtliche Kerne zerfallen. Da man mit dem Begriff der Unendlichkeit schlecht rechnen kann, ist es zweckmäßig, die Zeit anzugeben, in der ein Bruchteil aller Kerne, etwa die Hälfte, zerfallen ist. Diese Zeit bezeichnet man als **Halbwertszeit**. Aus dem Bild 25 ist ersichtlich, daß **praktisch** eine Substanz nach 7 Halbwertszeiten auf etwa 1 Prozent abgeklungen ist.

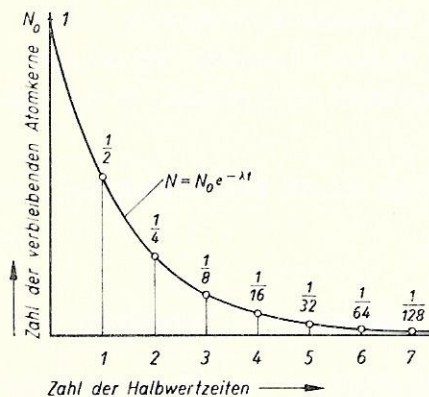


Bild 25: Zeitliche Abnahme der radioaktiven Atomkerne durch Zerfall

β -Strahlungsquelle von $5 \cdot 10^9$ Curie erforderlich. Die betrachtete Substanz muß also je Sekunde

$$5 \cdot 10^9 \cdot 3,7 \cdot 10^{10} = 1,85 \cdot 10^{20} \text{ Zerfälle}$$

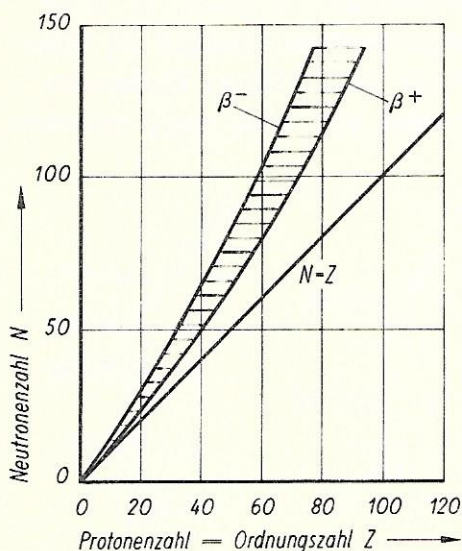


Bild 26: Anzahl der Neutronen als Funktion der Anzahl Protonen in stabilen Kernen

Die Halbwertszeiten der β -strahlenden Kerne schwanken zwischen Sekunden und Jahren, wobei im allgemeinen mit den kurzen Halbwertszeiten ein größerer Energieinhalt verbunden ist. Stoffe mit kurzen Halbwertszeiten ergeben deshalb gute Leistungsausbeuten je Masseneinheit.

$3,7 \cdot 10^{10}$ Zerfälle je Sekunde (tps $\hat{=}$ transmutations per second) nennt man laut Definition ein **Curie (C)**. Da bei jedem Zerfall ein bestimmter Energiebetrag in MeV frei wird, gilt allgemein

$$1 \text{ Watt Leistung} = 169 \text{ MeV} \cdot \text{C}.$$

Hat mithin ein β -Teilchen die Energie von 1,69 MeV, so ist für eine Leistung von 50 Megawatt = 50 000 Kilowatt = $5 \cdot 10^7$ Watt eine

hervorbringen. Aus der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Sekunden, dem Molekulargewicht M und der Aktivität Λ in Millicurie kann man die erforderliche Substanzmenge G in Gramm errechnen. Die Gleichung hierfür lautet:

$$G = 8,875 \cdot 10^{-17} \cdot M \cdot \Lambda \cdot t_{1/2}.$$

3. β -Zerfall radioaktiver Kerne

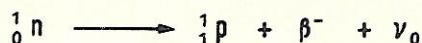
In zusammengesetzten Kernen, die aus zwei Arten von Teilchen, nämlich Neutronen und Protonen bestehen, liegt für jedes Isotop das zahlenmäßige Verhältnis dieser Elementarteilchen fest (Bild 26).

Trägt man in Richtung der Ordinate die Neutronenzahl, in Richtung der Abszisse dagegen die Protonenzahl aller Elemente auf, so erhält man für die bekannten stabilen Isotopen den schraffierten Bereich zwischen den beiden Kurven.

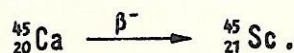
Der Fall Neutronenzahl gleich Protonenzahl, $N = Z$ - dargestellt durch die Gerade unter 45° Neigung - ist nur bei den sehr leichten Elementen verwirklicht. Sauerstoff $^{16}_8\text{O}$ besitzt 8 Protonen und 8 Neutronen. Bei den schweren Elementen haben wir anwachsende Neutronenzahl. Die theoretische Begründung hierfür soll an dieser Stelle nicht erörtert werden. Es sei nur erwähnt, daß das N/Z -Verhältnis die Bindungsfestigkeit bestimmt, und daß die im schraffierten Bereich liegenden Kerne am stabilsten sind.

Die durch die Spaltung des Urankerns entstehenden neuen Elemente haben trotz der verdampfenden Neutronen noch einen erheblichen Neutronenüberschuß. Sie liegen oberhalb der mit β^- gekennzeichneten Kurve. Diese Elemente haben das Bestreben, durch β^- -Umwandlung in das schraffierte Gebiet zu kommen. Durch die damit verbundene Energieabgabe werden sie stabiler.

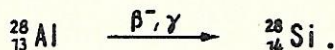
Der Umwandlungsvorgang, also der β^- -Zerfall, läßt sich durch die Gleichung



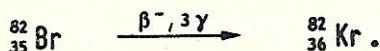
darstellen. Das im Kern überzählige Neutron 1_0n kann sich in ein Proton 1_1p umwandeln. Das Proton ist leichter als das Neutron. Der Massenunterschied kann dazu dienen, ein Elektron zu bilden und dieses erheblich zu beschleunigen, so daß es mit großer kinetischer Energie den Kern verlassen kann. Im Mutterkern verbleibt das aus dem Neutron umgewandelte Proton mit seiner um 1 vermehrten Ladung. Das entstehende Element wird also im Periodischen System um eine Stelle nach rechts verschoben, z.B.



Das Experiment mit verschiedenen Stoffen zeigt nun, daß der Vorgang nicht immer so einfach abläuft. Nach Abstrahlung des β^- -Teilchens kann sich der gebildete Tochterkern noch in stark angeregtem Energiezustand befinden. Er gibt dann diese Energie durch Abstrahlen von elektromagnetischer Energie in Form von γ -Strahlung ab. Da eine solche Strahlung infolge ihrer Härte Wirkungen wie ein korpuskulares Teilchen ausüben kann, sprechen wir auch von γ -Quanten oder Photonen. Wir schreiben



Die Abstrahlung der überschüssigen Energie kann auch in mehreren Stufen, also unter Aussendung mehrerer Photonen erfolgen



In diesen beiden Fällen ist die radioaktive Substanz kein reiner β^- -Strahler, sondern wird von einer γ -Strahlung begleitet. Gegen diese Strahlung müßten wir wiederum eine Abschirmung vorsehen.

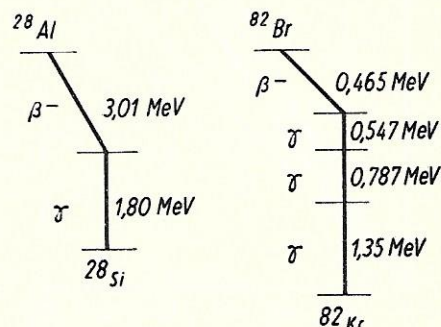


Bild 27: Kernumwandlung von ^{28}Al und ^{82}Br

Die aus dem Kern austretenden β^- -Teilchen haben noch weitere Eigenarten. Die Teilchenenergien verschiedener ausgestrahlter Elektronen in ein- und derselben Substanz sind nämlich nicht untereinander gleich. Sie folgen einem Verteilungsgesetz und bilden ein kontinuierliches Spektrum (Bild 28).

Die Abszisse zeigt die Teilchenenergie der herausgeschleuderten Elektronen, die Ordinate die Häufigkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Elektronenenergie auftritt. Es gibt also nur sehr wenige Teilchen mit der maximal auftretenden Teilchenenergie. Die größte Häufigkeit liegt bei ungefähr $1/3 E_{\max}$, während die Wahrscheinlichkeit des Auftretens noch langsamerer Elektronen wieder geringer wird.

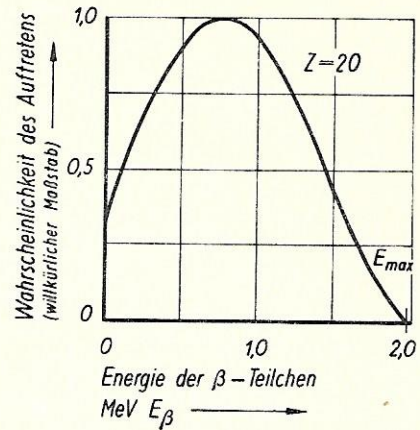


Bild 28: Theoretisches β -Spektrum für $Z = 20$

Diese Tatsache hat eine weitreichende Bedeutung.

Der energiemäßige Anfangs- und auch der Endzustand des radioaktiven Kerns liegen nämlich eindeutig fest. Das Auftreten verschiedener Energieinhalte der β -Teilchen würde damit dem Satz von der Erhaltung der Energie widersprechen. Die Physiker haben jedoch nachgewiesen, daß bei dem Emissionsvorgang des β -Teilchens ein weiteres, fast masseloses Teilchen ν_0 gebildet wird, das neutral ist und wegen seiner geringen Masse und seiner großen Geschwindigkeit mit der Materie nicht in Wechselwirkung treten kann. Es wird Neutrino genannt.

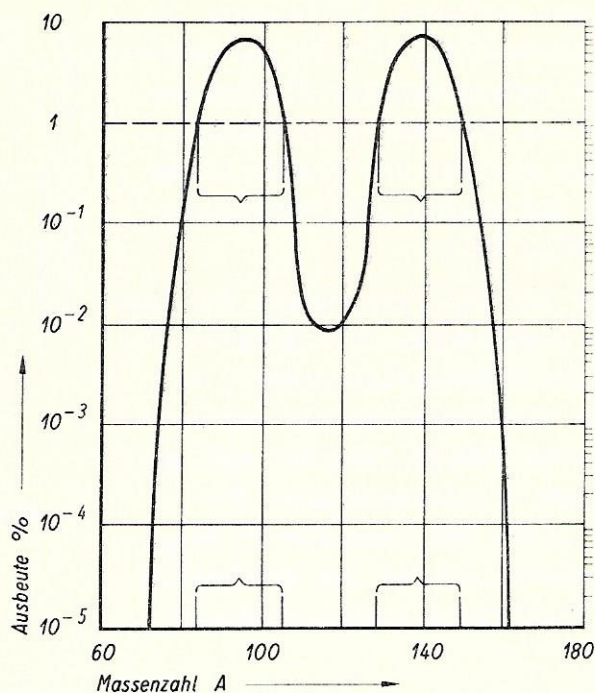
Für uns ist die Existenz eines Neutrino nur deshalb wichtig, weil in unseren Energieberechnungen nicht die Maximalenergie E_{\max} der β -Teilchen, sondern ein mittlerer Wert $E = E_{\max} \cdot \eta_i$ eingesetzt werden muß. η_i ist sozusagen der innere Wirkungsgrad des β -Zerfalls. Er liegt bei etwa 0,4 und kann aus dem gemessenen β -Spektrum genau ermittelt werden.

4. Erzeugung β -aktiver Substanzen im Uranspaltungsreaktor

Im gleichen Maß wie das spaltbare Uran 235 im Reaktor "verbrannt" wird und als solches verschwindet, bilden sich als "Asche" neue Elemente in großer Mannigfaltigkeit. Die Spaltungsreaktionen laufen jedoch mit verschieden großer Häufigkeit ab.

Die Folge davon ist eine verschieden große Ausbeute radioaktiver Kerne im Rückstand der verbrannten Urankerne. Aus Bild 29 erkennt man die prozentualen Ausbeuten der auftretenden Spaltungselemente.

Nur ein geringer Anteil der im Periodischen System vorhandenen Elemente wird im Reaktor in nennenswertem Umfang erzeugt. Die Aufstellung der über 1 Prozent anfallenden Stoffe ist in der Tabelle unter dem Bild aufgeführt. Der Verlauf der Ausbeutekurve ist verständlich, da der Urankern mit großer Wahrscheinlichkeit in zwei ungleich große und viel seltener in mehrere kleine Kerne aufgespalten wird. Die Tabelle gibt außer den Ausbeuteprozenten die Halbwertszeiten und die β - bzw. γ -Energien an.



Atomart	Ausbeute bei $^{235}\text{U}(n,f)$ %	Halbwertszeit $t_{1/2}$ s, m, d, a	β -Energie MeV	γ -Energie MeV
Strontium 89	4,6	54,5 d	1,463	keine
Strontium 90 ↓ Yttrium 90	5,3	19,9 a 2,54 d	0,531 2,18	keine keine
Yttrium 91	5,4	61 d	1,537	0,2 1,22
Zirkonium 95 ↓ Niob 95	6,4	65 d 38,7 d	0,39 (98 %) 1,0 (2 %) 0,146	0,73 u.a. 0,758
Technetium 99	6,2	$0,94 \cdot 10^6$ a	0,30	keine
Ruthenium 103	3,7	39,8 d	0,222 (94 %) 0,684 (6 %)	0,494
Ruthenium 106 ↓ Rhodium 106	0,5	330 d 30 s	0,0392 3,55 (80 %) 2,3 (20 %)	keine 1,25 (5...10 %) 0,73 (\approx 90 %) 0,51 (\approx 90 %)
Cäsium 137 ↓ Barium 137 m	6,2	33 a 2,6 m	0,518 (96 %) 1,18 (4 %) keine	0,6614
Cer 144 ↓ Praseodym 144	5,3	310 d 17 m	0,348 2,87	keine 2,60
Promethium 147	2,6	2,26 a	0,22	keine

Pfeile markieren radioaktive Tochtersubstanz

Bild 29: In Spaltungsreaktoren erzeugte, als Strahlungsquellen wichtige Spaltungsprodukte

Aus diesen Daten und dem chemischen Verhalten der Stoffe kann man beurteilen, ob sie für eine Energieerzeugung in Frage kommen könnten. Bei einer kritischen Auswahl der Stoffe kommen aber wohl nur Strontium-Yttrium-Gemische in Betracht. Sie sind reine β -Strahler, benötigen also keine γ -Abschirmung, ihre Halbwertszeiten führen auf annehmbare Massen, mit ihren feuerfesten Oxyden lassen sich hohe Betriebstemperaturen realisieren, und die Erzeugung im Reaktor beträgt rund 5 Prozent, ist also lohnend.

Die **Ausnutzung der Reaktorrückstände**, also der radioaktiven Isotopen, muß einmal kurz vom Standpunkt des Reaktortechnikers aus besprochen werden. Die bei der Spaltung auftretenden Bruchstücke sind, sobald ihre kinetische Energie vom Reaktormaterial aufgenommen und in Wärmeenergie umgewandelt worden ist, für den Reaktorbetrieb uninteressant und eventuell schädlich. Einige der entstehenden Produkte wie ^{135}Xe und ^{149}Sm absorbieren beispielsweise in starkem Maße Neutronen und vergiften so den Reaktor. Eine starke Konzentrierung dieser Stoffe kann zum Abbruch der Kettenreaktion und zum Stillstand des Reaktors führen.

Man versucht natürlich, für die im Reaktor anfallenden Produkte Verwendungsgebiete zu finden. Das ist schwierig, da man nur die **strahlenden Eigenschaften** der Materie ausnutzen kann. Die Hauptanwendungsgebiete radioaktiver Isotope liegen heute noch auf dem Gebiet der **Forschung**, wo jedoch nur relativ geringe Stoffmengen aufgenommen werden können. Das Arbeiten mit den strahlenden Stoffen macht sowohl die Aufbereitung als auch die spätere Handhabung umständlich und teuer. Wegen der biologischen Gefährlichkeit der Strahlung sind umfangreiche Schutzvorkehrungen notwendig.

Es ist deshalb nicht verwunderlich, wenn die zwangsweise Erzeugung des sogenannten "Atom Mülls" stärker ansteigt als der Bedarf an diesen Stoffen. Die sichere Beseitigung stellt schon heute ein ernsthaftes Problem dar. Wenn auch die bisher erhältlichen Mengen noch nicht für eine breitere Energieerzeugung ausreichen, so ist doch die grundlegende Veränderung dieser Verhältnisse abzusehen.

Legen wir zunächst den derzeitigen Stand der Technik zugrunde, so werden beispielsweise im Rossendorfer Forschungsreaktor täglich bei einem Abbrand von 2,5 g Uran 235 je Tag etwa 5 Prozent Strontium 89 - Yttrium, d.h. jährlich rund 45 g erzeugt. Das entspricht zwar schon der sehr großen Aktivität von $1,23 \cdot 10^6$ Curie, die jedoch erst eine nutzbare Leistung von 4 kW ergeben. Man könnte mit dieser Menge also bestenfalls einen kleinen Versuchsreaktor betreiben.

II. Lichtbogenheizung und elektrische β -Zerfallsbatterie

1. Lichtbogenheizung

Wir müssen an dieser Stelle einen kleinen gedanklichen Seitensprung machen und einer Idee nachgeben, die zunächst nicht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Energieerzeugung aus radioaktiven Isotopen steht.

Man hat verschiedentlich, besonders in der **Raketentechnik**, Anstrengungen unternommen, die Brennkammertemperaturen, die bei chemischen Heizungen auf einige Tausend Grad begrenzt sind, heraufzusetzen. Setzt man

nun elektrische in thermische Energie um, wie dies im elektrischen Lichtbogen bequem geschehen kann, so kann man im Lichtbogen selbst Temperaturen erreichen, die um eine Zehnerpotenz höher liegen als bei chemischen Heizungen. Man erreicht im Lichtbogen einige Zehntausend Grad Kelvin.

Das Werkstoffproblem wird in der Weise gelöst, daß zwischen Lichtbogen und Brennkammerwand ein Flüssigkeitsfilm zum Verdampfen gebracht wird. Dieser Film, der ständig erneuert wird, kühlt die Kammerwand. Die verdampfenden Anteile werden zur Arbeitsleistung ausgestoßen.

Nach Bild 30 benutzt man als technisches Gerät hierfür einen Druckkessel, in dem der Lichtbogen zwischen zwei Kohleelektroden brennt. Ein Teil des Wassers wird durch den Lichtbogen stark erhitzt, erhöht den Druck im Kessel und wird schließlich durch die als Lavaldüse ausgebildete Anode mit hoher Geschwindigkeit ausgestoßen. Versuchsmäßig hat man in der Achse eines 2,3 mm starken Bogenkanals 450 kW in einem Hochstromlichtbogen von 1 500 A, 300 V/cm umgesetzt und dabei 52 000 °K erhalten (Peters).

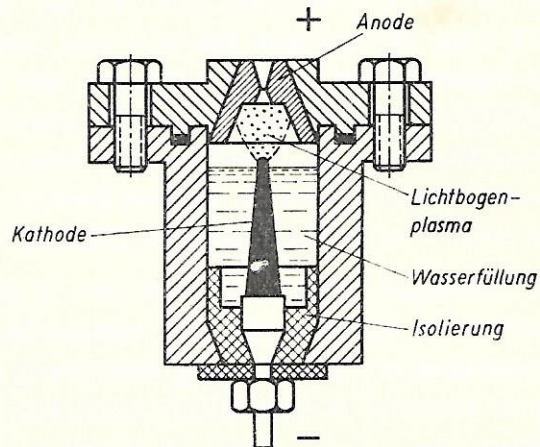


Bild 30: Lichtbogenbrennkammer

Bei diesen Versuchen wurde die elektrische Leistung rotierenden elektrischen Maschinen entnommen. Die Leistungsgewichte elektrischer Generatoren liegen aber bekanntlich so hoch, daß sie für Leistungsübertragung im Flugzeugbau nicht in Betracht gezogen werden können. Aus diesem Grund könnte auch die Lichtbogenheizung in den Brennkammern von Turbinen oder Staustahlrohren nicht angewendet werden.

Hier setzt nun ein Vorschlag von Kaeppler ein, der die leistungsliefernden elektrischen Maschinen durch Batterien ersetzen will, die ihre Leistung aus dem β -Zerfall radioaktiver Substanzen entnehmen.

2. β -Zerfallsbatterie nach Kaeppler

Die beim β -Zerfall emittierten Teilchen sind Elektronen, also Elektrizitätsträger. Ihre direkte Verwendung in Form des elektrischen Stroms ist naheliegend.

Bild 31 (S. 35) zeigt ein Gerät, in dem die direkte Stromerzeugung aus dem β -Zerfall verwirklicht wurde.

Die radioaktive Substanz befindet sich auf einer Elektrode E im Innern eines evakuierten Gefäßes C. E ist mit der Kugelelektrode A verbunden und gegen das Gefäß C stark isoliert. Die Gefäßwandung von C dient als Kollektor, d.h. Sammler für die von E ausstrahlenden Elektronen (β -Teilchen). Zwischen A und C entsteht ein Potentialunterschied, weil die von E weggeschleuderten negativen Ladungen dort eine positive Restladung hinterlassen und gleichzeitig C negativ aufladen. Der Aufladevorgang erreicht schließlich ein Grenzpotential, wenn

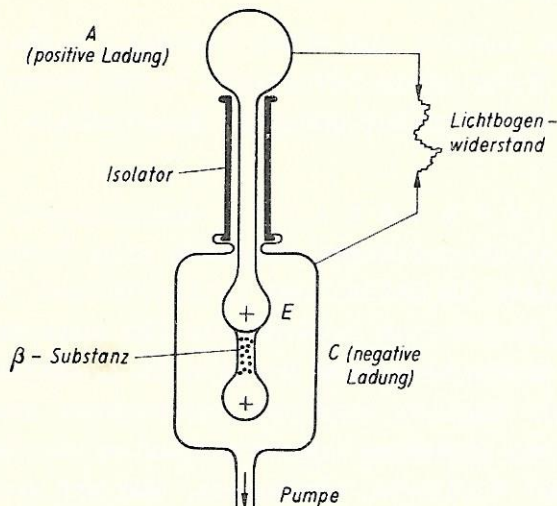


Bild 31: Hochspannungsgenerator
nach Linder und Christian

die Geschwindigkeit der Elektronen nicht mehr groß genug ist, um gegen das sich aufbauende Feld anlaufen zu können. Die Teilchen wandern dann wieder zurück und erwärmen beim Aufprall die Kathode und erzeugen gleichzeitig eine Röntgenstrahlung. Dasselbe findet auch beim Aufprall der Primärelektronen auf C statt. Wärme- und Röntgenstrahlung stellen die Verlustleistung der Anlage dar, die beträchtlich hoch ist.

Nach beendetem Aufladevorgang wird die gespeicherte Energie über einen Widerstand R, in unserem Fall über den Lichtbogen, entladen.

Mit dem Gerät konnten 365 kV bei einem Strom von 10^{-9} A erreicht werden. Verwendung fand ein ^{90}Sr - ^{90}Y - β -Strahler von 250 Millicurie.

Kaeppler übersetzt dieses physikalische Gerät ins Technische und schlägt vor, die radioaktive Substanz (50 bis 60 kg!) auf Kondensatorplatten aufzubringen und auf den ihnen gegenüberliegenden Kollektorplatten die Ladungen zu sammeln.

Nach seinen Schätzungen beträgt das Batteriegewicht für ein Flugzeug von 3000 kg Fluggewicht nur 300 kg, d.h. das Fünffache des radioaktiven Brennstoffs.

Leider muß diese Schätzung angezweifelt werden. Radioaktive Substanzen sind nur dann im angegebenen Sinne wirksam, wenn sie in feinsten Verteilung verwendet werden. Da die β -Teilchen in dünnsten Materieschichten absorbiert werden, wird ein großer Teil der Leistung im Trägermaterial bzw. in der Substanz selbst in Wärme- und Röntgenstrahlung umgesetzt, ohne die Kollektorplatten zu erreichen.

Um das angegebene Gewichtsverhältnis von 1 : 5 zu erreichen, dürften also (sogar ohne Berücksichtigung des erheblichen Aufwands für Vakuumpumpen, Gefäße, Abstützungen, Isoliermaterial) die Kondensatorplatten nur Folienstärken von einigen hundertstel Millimetern haben.

Die Idee der β -Zerfallsbatterie scheitert am benötigten Gewichts- und Volumenaufwand.

Es erübrigt sich daher, auf die mit dem Betrieb bei sehr hohen elektrischen Spannungen verbundenen Schwierigkeiten einzugehen.

III. Ionisationsreaktor

1. Allgemeine Betrachtungen

Man könnte die Erzeugung eines elektrischen Stroms aus β -Zerfallssubstanzen und die Umwandlung der elektrischen in thermische Energie im Lichtbogen als einen Umweg ansehen.

Bedenken wir die einzelnen Stufen des Vorgangs.

Jedes Körnchen einer radioaktiven Substanz besteht aus einer Vielzahl zerfallender Atomkerne. Die aus ihm emittierten β -Teilchen bevorzugen keine besondere Richtung, sondern durchsetzen eine um das Körnchen gedachte Kugelschale statistisch gleichmäßig.

Die β -Teilchen sind also in ihrer Gesamtheit ungerichtet, hochentropisch. Nach ihrer Sammlung auf Kollektorplatten erhalten alle Elektrizitätsträger die Richtung des Stromflusses im Leiter und im Lichtbogen. Der Vorgang ist tiefentropisch gerichtet. Der Lichtbogen erwärmt das ihn umgebende Medium (Flüssigkeit), wobei wiederum die tiefentropische Energie in hochentropische, ungerichtete Wärmeenergie übergeht. Endlich wird der entstehende Druck in Geschwindigkeitsenergie der abgestrahlten Gasmasse umgesetzt und wiederum gerichtet. Jede dieser Umwandlungen ist mit Verlusten verbunden, und man muß fragen, ob sich nicht einfachere thermodynamische Prozesse finden lassen.

Die Funktion des Lichtbogens, ein stoffliches Medium aufzuheizen, kann man natürlich auch ohne Umweg über die Stromerzeugung den mit großer Energie austretenden β -Teilchen selbst übertragen. Wir haben ja gesehen, daß die auf Materie auftreffenden Elektronen dort Wärme- und Röntgenstrahlung erzeugen. Dort traten sie als Verlustenergie auf, und die Wärme mußte weggekühlt werden. Selbstverständlich kann man von vornherein die Anlage so gestalten, daß sie nur auf zu nutzende Wärmeerzeugung ausgelegt ist. Der hierfür in Frage kommende physikalische Vorgang ist die Ionisation.

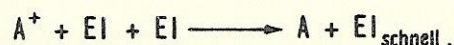
Prinzip der Ionisation. Wir haben schon weiter vorn den Aufbau der Atome aus Kern und Hülle kennengelernt und erinnern uns, daß die Atomhüllen mit Elektronen belegt waren, die in verschiedenen Abständen auf bestimmten Bahnen um den Kern kreisten. Ein schnelles β -Teilchen wird nun auf seinem Weg durch die Materie, in die es hineingeschossen wird, mit den Hüllenelektronen der Atome in Wechselwirkung treten. Dabei können ein oder auch mehrere Hüllenelektronen aus ihrem Verband herausgeworfen werden. Der verbleibende Atomrumpf ist dann wegen seiner nicht veränderten Kernladung positiv geladen. Man bezeichnet diesen Atomrumpf als Ion (A^+), den Vorgang als Stoßionisation. Das β -Teilchen hat einen Teil seiner Energie hierbei an das befreite Elektron abgegeben und verlangsamt sich selbst.

Man kann dies wie folgt schreiben

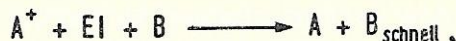


Der Vorgang wiederholt sich solange, bis das β -Teilchen auf seinem Weg durch die Materie seine überschüssige kinetische Energie gegenüber den anderen Teilchen abgegeben hat.

Wenn sich genügend Ionen und freie Elektronen in der Materie, beispielsweise in einem Gas, angesammelt haben, dann kann der umgekehrte Vorgang eintreten. Ein positives Ion stößt mit zwei Elektronen im Dreierstoß zusammen und vereinigt sich mit einem Elektron zu einem neutralen Atom, während das zweite Elektron die freiwerdende Bindungsenergie des Atoms als kinetische Energie mitnimmt. Wir sprechen nun von einer Rekombination,



Das eine Elektron hat nur die Aufgabe, die Bindungsenergie der Vereinigung Ion - Elektron aufzunehmen und abzuführen. Diese Funktion kann deshalb auch von einem beliebigen Teilchen (Atom, Molekül, Ion) übernommen werden. Die Dreierstoß-Rekombination schreibt man dann



Schließlich kann B auch die Gefäßwand sein, die dann die Bindungsenergie aufnimmt und sich hierbei erhitzt.

Man erkennt wohl eindeutig, daß sich die Rekombination in einer Erhöhung des Wärmeinhalts der bestrahlten Materie auswirkt und die β -Energie durch Aufteilung in zahlreiche Ionisationsstöße derart in Wärmeenergie umgewandelt wird.

2. β -Zerfallsreaktor

Die geschilderten Vorgänge sind in allen Einzelheiten verfolgt und durch Messungen zahlenmäßig belegt worden. Man hat dabei auch festgestellt, daß in manchen Fällen innere Elektronen der Atomhülle herausgeschlagen werden. Das Atom hat dann das Bestreben, diese innere Schale mit einem Elektron der äußeren Schalen aufzufüllen. Das geschieht dann regelmäßig unter der Begleiterscheinung einer Röntgenstrahlung. Stoffe mit großer Elektronenhülle, also spezifisch schwerer Materie, senden hierbei mehr Röntgenstrahlung aus als leichte Stoffe. Leichte Gase sind strahlungsarm.

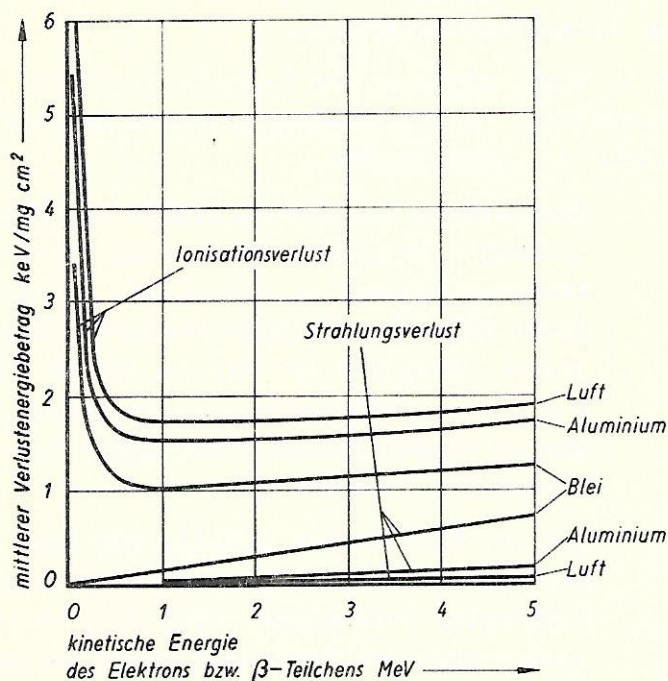


Bild 32: Massenabsorption
Energieverlust von Elektronen
in Luft, Aluminium und Blei

Bild 32 zeigt die gemessenen Ionisations- und Strahlungsanteile, wenn Elektronen bzw. β -Teilchen verschiedenen Energieinhalts in verschiedenen Stoffen absorbiert werden. Die von uns zu betrachtenden β -Teilchen haben Energien von etwa 0,5 bis 1,5 MeV. Ihre Energieumwandlung dient zum überwiegenden Teil der Ionisation. Bei leichten Stoffen braucht man nur mit 1 bis 2 % Röntgenbremsstrahlungsenergie zu rechnen. Der Abschirmungsaufwand hierfür ist gering. 98 Prozent werden in Ionisationsenergie umgewandelt und dienen der Erwärmung des Mediums.

Erinnern wir uns des Vorschlags, Uranoxyd als Brennstoff und Berylliumoxyd als Moderator im Heliumstrom vom Wärmetauscher

zum Reaktor und zurück umzuwälzen (S. 16). Die technische Verwirklichung des β -Reaktors kann ähnlich einfach gestaltet werden. Die β -Substanz wird ebenfalls

in sehr feinkörniger Form (einige μ) als Suspension im Heliumstrom gemischt und im geschlossenen Kreislauf umgepumpt. Die Eignung des Heliums als idealer Wärmeaustauscherstoff wurde bereits eingangs erwähnt. Es dient hier weiter als zu ionisierendes Gas und als chemisch inaktiver Stoff, der sowohl mit dem Brennstoff als auch mit den Gefäßwandungen keinerlei Bindungen eingeht.

Als β -Zerfallssubstanz wird man Stoffe wählen, die einen sehr hohen Schmelzpunkt besitzen und auch bei hohen Temperaturen mit den Gefäßwandungen nicht reagieren. Geeignet sind Oxyde der Erdalkaligruppen, z.B. des radioaktiven Strontiums 89.

Strontiumoxyd hat einen Schmelzpunkt von 2430°C und kann als keramischer Stoff sehr fein gemahlen werden. Die feine Vermahlung ist nötig, damit die β -Strahlen in großem Anteil zur Ionisation den Gasraum erreichen können.

3. Künstliche Aktivierung von β -Zerfallsstoffen

Die Ausnutzung der in den Uranspaltungs-Reaktoren anfallenden radioaktiven Spaltprodukte bringt bezüglich der Energiegewinnung Nachteile mit sich. Die Bereitstellung der β -Zerfallsstoffe wird nicht immer im geeigneten Zeitpunkt möglich sein, da die Aufbereitung der Reaktornebenprodukte nicht kontinuierlich, sondern nur nach längeren Betriebszeiten des Reaktors erfolgt. Ein großer Teil der für die Energiegewinnung wichtigen Stoffe mit relativ kurzen Halbwertszeiten (Tage) zerfällt dann schon wieder ungenutzt im Reaktor selbst.

Die chemische Trennung des radioaktiven Stoffgemischs ist nicht einfach durchzuführen und erfordert kostspielige Fernbedienungsanlagen.

Hier drängt sich die Frage auf, ob es nicht möglich ist, β -Zerfallsstoffe künstlich in beliebiger Menge herzustellen, um den kontinuierlichen Betrieb instationärer Energieerzeugungsanlagen zu gewährleisten.

Theoretisch besteht natürlich die Möglichkeit, beliebige Substanzen durch Neutronenbeschuß zu aktivieren und auf diese Weise β -Zerfallssubstanzen zu erzeugen. Fraglich ist allein die A u s - b e u t e bei derartigen Prozessen, die an dieser Stelle etwas näher beleuchtet werden soll.

Bei der künstlichen Aktivierung von Stoffen wird man in erster Linie reine β -Strahler betrachten (Bild 33), um möglichst geringen Abschirmaufwand zu haben. Wir sehen, daß eine gewisse Auswahl an Stoffen besteht, die sowohl geeignete Halbwertszeiten als auch brauchbare Teilchenenergien besitzen. Für die technische Anwendung ist aber auch das chemische Verhalten maßgebend, wie wir oben

Atomart	$t_{1/2}$ m, h, d, a	E_{max} MeV
^3H	12,46 a	0,0186
^{14}C	5589 a	0,155
^{35}S	88 d	0,1670
^{147}Pm	2,26 a	0,2232
^{45}Ca	152 d	0,254
^{99}Tc	$9,4 \cdot 10^5$ a	0,30
^{144}Ce	310 d	0,348
^{90}Sr	19,9 a	0,531
^{18}F	1,92 h	0,635
^{204}Tl	3,5 a	0,783
^{143}Pr	13,7 d	0,922
^{109}Pd	14,1 h	0,95
^{89}Sr	54,5 d	1,463
^{91}Y	61 d	1,537
^{31}Si	157 m	1,48
^{32}P	14,07 d	1,689
^{90}Y	2,54 d	2,180

Bild 33: Einige reine β -Strahler

schon erläutert haben. Wir wollen unsere Betrachtungen daher hier auf das dem Strontium verwandte Calcium beschränken, dessen Oxyd einen Schmelzpunkt von 2570°C hat. Es kommt in der Natur in unbegrenzter Menge vor und kann mit einer sehr großen Reinheit metallurgisch hergestellt werden.

Bei der Stoffauswahl spielt allerdings noch eine Größe, der sogenannte Aktivierungsquerschnitt, eine Rolle. Er muß zunächst kurz besprochen werden.

Wir gehen von dem Begriff der Ausbeute aus und bezeichnen als Ausbeute einer Aktivierungsreaktion den Reziprokwert der aufgewendeten Neutronenzahl, die notwendig ist, um eine Kernumwandlung zu bewerkstelligen.

Der Durchmesser eines zu aktivierenden Kerns hat die Größenordnung 10^{-13} cm, der Abstand zweier Kernmittelpunkte war von der Größenordnung 10^{-8} cm. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn je nach Reaktionsart oft zehntausend bis zehn-millionen Stoßteilchen erforderlich sind, um eine Kernreaktion einzuleiten.

In der Physik rechnet man besser mit sogenannten Wirkungsquerschnitten. Man gibt eine Kreisfläche an, die ein Kern besitzen müßte, wenn jeder diese Fläche treffende Teilchenstoß zu einer Umwandlung führen würde (Finkelnburg). Diese Fläche ist absolut genommen sehr klein (Größenordnung 10^{-24} cm² = 1 barn) und hat annähernd die Größe der wirklichen Kernquerschnitte. Sie ist jedoch eine mathematische Hilfsgröße, die man auch als Wahrscheinlichkeit bezeichnen kann, mit der eine Reaktion verläuft.

Wenn wir so den Wirkungsquerschnitt als eine Definitionsgröße und nicht als wahre Fläche ansehen, werden wir auch nicht erstaunt sein, wenn diese Größe veränderlich ist und von der Art einer Reaktion oder der Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen abhängt.

Wir sagen z.B., daß der Wirkungsquerschnitt des Urans 235 gegenüber langsamen Neutronen (Absorption mit Spaltung) 549 barns beträgt, der Wirkungsquerschnitt gegenüber Aktivierung (ebenfalls Neutroneneinfang) des erwähnten Calciums zur Erzeugung von radioaktivem ⁴⁵Ca dagegen nur 0,013 barns. Die Wahrscheinlichkeit einer Uranspaltungsreaktion durch langsame Neutronen ist nach diesen Zahlen 42 300mal größer als die einer Neutroneneinfangreaktion zur Erzeugung von Calcium 45, (langsame, thermische Neutronen mit Index t).

Aktivierung und Leistung zweier β -Strahler. Aus dem formelmäßigen Zusammenhang

$$\Lambda_t = 1,63 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{G}{M} \cdot \sigma_t \cdot \Phi \cdot [1 - \exp(-\lambda t)]$$

β -Strahler	Molzahl	Gewicht G kg	Wirkungs- querschnitt σ_t barn	Reaktor- fluß Φ n/cm ² s	Bestrahlungs- zeit d	Klammer- ausdruck	Aktivität Λ_t Curie
⁴⁵ Ca	100	4,5	0,013	$2 \cdot 10^{13}$	50	18,8	$0,8 \cdot 10^4$
¹⁰⁷ W	100	18,4	10,2	$2 \cdot 10^{13}$	7	99,5	$3,18 \cdot 10^7$

läßt sich die A k t i v i e r u n g s m ö g l i c h k e i t für verschiedene Stoffe gut übersehen. Wir erkennen, daß die Aktivierung Λ in Curie der Molzahl, d.h. dem Gewicht G dividiert durch das Molekulargewicht M proportional ist. Ein hohes Molekulargewicht wirkt sich mithin ungünstig auf die Aktivierung aus. Als zweite Einflußgröße erkennen wir den eben besprochenen Wirkungsquerschnitt σ_t , der bei den beiden Stoffen stark unterschiedlich ist. Der Neutronenfluß Φ liegt durch den Spaltungsreaktor, in dem die Aktivierung betrieben wird, fest.

Der letzte Faktor (Klammerausdruck) enthält die Halbwertszeit des zu aktivierenden Stoffs bzw. die damit zusammenhängende Bestrahlungszeit. Mit diesem Ausdruck kann man die Aktivität praktisch höchstens um den Faktor 10 verändern. Da der Wirkungs- bzw. Aktivierungsquerschnitt von der Art des zu aktivierenden Stoffs abhängt, bleibt nur die Erhöhung des Neutronenflusses für eine wirksame Steigerung der Aktivität übrig. Solche Neutronenflußsteigerungen sind theoretisch möglich und im Bedarfsfall wahrscheinlich auch technisch zu verwirklichen.

Aus der L e i s t u n g s g l e i c h u n g

$$N = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot \Lambda_t \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} \cdot E_{\max} \cdot \eta_i$$

β -Strahler	Halbwertszeit $t_{1/2}$ d, h	Aktivität Λ_t Curie	Energie $E_{\max} \cdot \eta_i$ MeV	Leistung N W
^{45}Ca	152 d	$0,8 \cdot 10^4$	$0,254 \cdot 0,4$	5
^{187}W	21,4 h	$3,18 \cdot 10^7$	$0,83 \cdot 0,4$	64 000

erkennt man die zur Zeit mit den beiden Stoffen erreichbaren Leistungsgrenzen in Watt. Beim Wolfram tritt allerdings eine schwache γ -Strahlung auf. Es handelt sich hier um keinen reinen β -Strahler.

IV. Beurteilung der Ausnutzung der β -Energie

Die β -Zerfallsstoffe scheinen die idealen Energieträger für i n s t a t i o - n ä r e Energieerzeugungsanlagen zu sein. Der reine B r e n n s t o f f - a u f w a n d ist zwar höher als beim spaltbaren Uran, liegt jedoch noch um Größenordnungen niedriger als bei fossilen Brennstoffen.

Der A b s c h i r m a u f w a n d ist wesentlich geringer als beim Spaltungsreaktor. Da keine Neutronen beim β -Zerfall entstehen, ist die biologische Schädigungsmöglichkeit gering und auf einen abzuschirmenden Röntgenstrahlenanteil begrenzt.

Die A u s n u t z u n g der β -Zerfallsenergie in Ionisationsbatterien ist technisch einfach. Die Bedienung gestaltet sich harmlos.

Die E r z e u g u n g s m ö g l i c h k e i t für radioaktive Zerfallssubstanzen ist im Augenblick gering. Sie liegt jedoch im Bereich technischer Möglichkeiten. Mit der ständigen Steigerung wirksamer Neutronenquellen wird sich dieses Problem allein lösen.

C Kernfusion und ihre technische Anwendungsmöglichkeit

I. Physikalische Grundlagen der Kernfusion

Dem Fusionsprozeß kommt deshalb so große Bedeutung zu, weil der Rohstoff für den Verschmelzungsprozeß, das s c h w e r e W a s s e r , in wohl unbegrenztem Maß zur Verfügung steht. Mit der technischen Verwirklichung der Kernfusion wäre das Problem der Energieversorgung der Menschheit für undenkbar lange Zeiten gelöst.

		freiwerdende Energie (Q-Wert) MeV	max. Wirkungsquerschnitt für Energien < 1 MeV 1 barn = 10 ⁻²⁸ cm ²
1	$^2\text{H} (d,p) ^3\text{H}$	4,00	0,079
2	$^2\text{H} (d,n) ^3\text{He}$	3,25	0,09
3	$^3\text{H} (d,n) ^4\text{He}$	17,58	5,0
4	$^3\text{He} (d,p) ^4\text{He}$	18,34	0,8
5	$^3\text{H} (t,2n) ^4\text{He}$	11,32	0,098

Die Schreibweise $^2\text{H} (d,p) ^3\text{H}$ bedeutet abgekürzt folgende Reaktion:

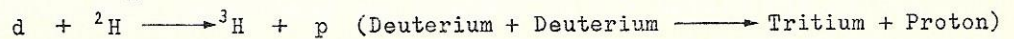


Bild 34: Energiegewinnung durch Kernfusion

Von den vielen Möglichkeiten, leichte Kerne zu verschmelzen, sind in Bild 34 einige ausgewählt worden, die bei möglichst geringer Anregungsenergie große Energieausbeute und große Wahrscheinlichkeit ihres Prozeßablaufs, also großen Wirkungsquerschnitt, versprechen.

Unter Anregungsenergie wollen wir diejenige Energie verstehen, die aufgebracht werden muß, um die Reaktion einzuleiten. Eine positive Energiebilanz erhalten wir dann, wenn die durch die Reaktion erzeugte Energie größer ist als die Anregungsenergie, also diese decken kann.

Von den im Bild 34 betrachteten Reaktionen laufen die Reaktionen 1 und 2 mit fast der gleichen Wahrscheinlichkeit ab. Die Reaktionen 3 und 4 können bei den Deuterium-Reaktionen als Sekundärprozesse auftreten. Die Reaktion 3 ist offensichtlich am günstigsten, da sie eine hohe Energieausbeute, nämlich 17,58 MeV mit sehr großer Wahrscheinlichkeit des Reaktionsablaufs ($\sigma=5$ barn) verbindet. ^3H - Tritium - ist jedoch ein in der Natur, also im Wasser, so selten vorkommendes Isotop, daß man bei technischen Verfahren immer vom leichter zu gewinnenden schweren Wasserstoff Deuterium ausgehen wird.

In Bild 35 (S.42) sind die Wirkungsquerschnitte, abhängig von der Anregungsenergie, also der Energie der sich stoßenden Teilchen, aufgetragen. Die beiden DD-Reaktionen fassen wir zu einer Kurve zusammen. Die Teilchenenergie, die im allgemeinen im Energiemaßstab Elektronenvolt angegeben wird, kann man auch als Temperatur mit Hilfe der Gleichung $E = k \cdot T$ (k = Boltz-

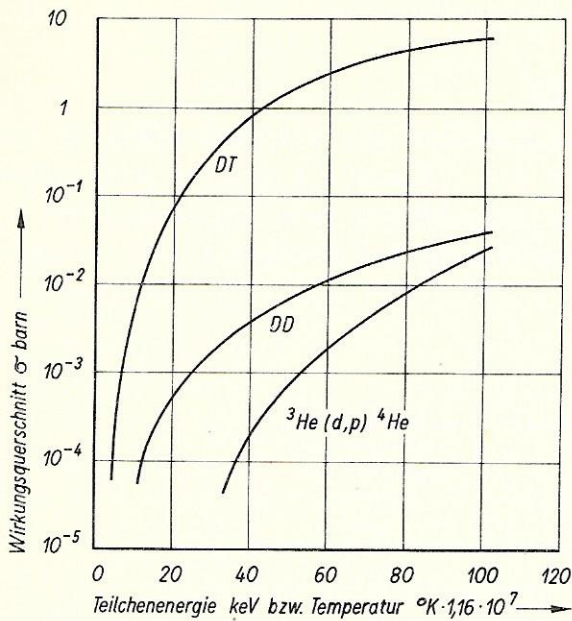


Bild 35: Wirkungsquerschnitte für einige Kernreaktionen

(Wir wollen als Plasma ein beliebiges Gas bezeichnen, das infolge seiner hohen Temperatur vollkommen ionisiert ist, also aus einem Gemisch von Atomkernen und freien Elektronen besteht).

Neben der Proportionalität mit dem Wirkungsquerschnitt einer Reaktion besteht auch noch eine solche mit der vorhandenen Teilchenzahl je Volumeneinheit. Es ist verständlich, daß um so mehr Reaktionen ablaufen können, je mehr Teilchen zur Verfügung stehen. Man könnte auf die Idee kommen, eine geringe Reaktionswahrscheinlichkeit mit einem erhöhten Gasdruck auszugleichen.

In Bild 36 ist die errechnete Leistungsdichte in Watt/cm³ abhängig von der Teilchendichte in cm⁻³ bzw. Gasdruck in at aufgetragen worden. Der Rechnungsgang ist zwar einfach, soll jedoch hier nicht interessieren.

Bei Teilchendichten, die den Normalverhältnissen (NTD) entsprechen, nämlich $1,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ergibt sich eine Leistungsdichte von rund $10^{10} \text{ Watt/cm}^3$ für die DD-Reaktion. Eine solche hohe Leistungsdichte kann man technisch in Druckgefäßen nicht beherrschen, da das Plasma einen Druck von 10^7 at ausüben würde.

Diese gewaltige Leistungsdichte würde die Konzentrierung der Leistung von 17 Großkraft-

mannkonstante) deuten. Wir erhalten dann ein für die Anschauung sinnfälligeres Bild. 100 keV entsprechen rd. 1 Milliarde = 10^9 Grad Kelvin (genau $1,16 \cdot 10^9 \text{ °K}$).

Man kann nun leicht aus der Abbildung entnehmen, daß bei einer Senkung der Anregungstemperatur von 1 Milliarde Grad Kelvin auf 1/10, also auf 100 Millionen Grad Kelvin, die Wahrscheinlichkeit des Reaktionsablaufs um drei Zehnerpotenzen, also auf rund 1/1000 des ersten Werts sinkt. Höchste Anregungstemperaturen sind mithin zur Einleitung eines Fusionsprozesses erforderlich.

Eine weitere Bedingung für den Ablauf einer Verschmelzungsreaktion ist neben der erforderlichen Anregungstemperatur die Einhaltung einer bestimmten Teilchendichte im Plasma.

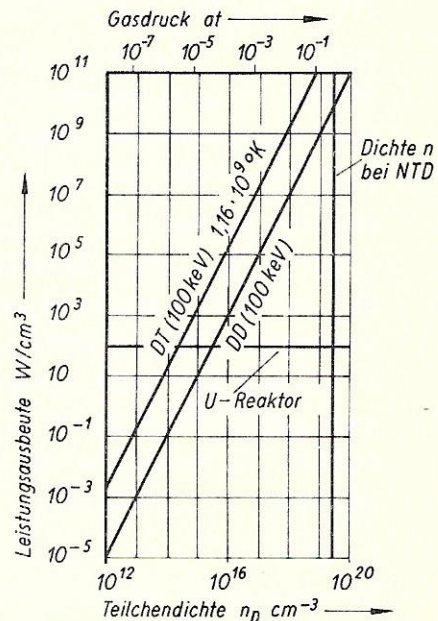


Bild 36: Leistungsdichte von Fusionsreaktoren, abhängig von der Teilchendichte

werken von je 1000 MW in 1 cm^3 Volumen bedeuten! Geht man auf beherrschbare Leistungsdichten zurück, wie sie etwa in einem Spaltungsreaktor vorliegen, nämlich 100 W/cm^3 , dann ergeben sich für den Fusionsprozeß erforderliche Teilchendichten von 10^{15} bis 10^{16} cm^{-3} bzw. 10^{-4} at Gasdruck.

Zu den beiden Forderungen der Mindesttemperatur von 10^8 bis $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ und dem sehr eingeschränkten Teilchendichtebereich von 10^{15} bis 10^{16} cm^{-3} kommt noch die dritte Forderung nach einer Mindest-Zeitdauer, während der die Anregungsenergie zur Verfügung stehen muß. Die Rechnung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, geht von den Verlusten durch elektromagnetische Abstrahlung und Neutronenabwanderung aus. Bei $T > 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ und $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ist eine Zeit von 1 s Wirkungsdauer der Anregungsenergie notwendig, um zu einer positiven Energiebilanz zu kommen.

Technisch erreicht wurde im englischen Zeta-Gerät $T \approx 3 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $t = 10^{-3} \text{ s}$. In dieses Gerät muß also ständig Energie hineingepumpt werden, um die Reaktion aufrechtzuerhalten.

II. Technik des Fusionsprozesses

Nach diesen theoretischen Überlegungen können wir auf die Technik der Erzeugung der hohen Temperaturen eingehen. Das Hauptproblem besteht darin, diese hohen Temperaturen in einem genügend dichten Plasma zu erzeugen. Alle wesentlichen Arbeiten auf dem Gebiet der Kernfusion befassen sich daher auch mit der Konzentrierung und Stabilisierung von Plasmen. Das Plasma, also eine infolge der hohen Temperatur vollständig ionisierte Gasmasse, besteht zu hundert Prozent aus elektrischen Ladungsträgern. Man kann sie durch elektrische oder magnetische Felder in ihren Bewegungseigenschaften beeinflussen (Magnetohydrodynamik).

So ist zum Beispiel seit Jahrzehnten bekannt, daß strömende Ladungsträger eine magnetische Selbstkonzentrierung erfahren.

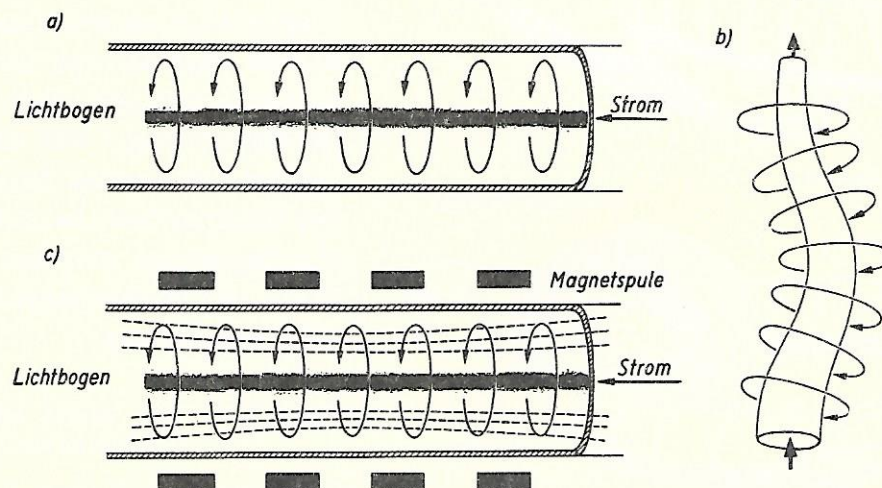


Bild 37: Pinch-Effekt beim Lichtbogen (Selbstkonzentrierung) und Beeinflussung durch äußere Magnetfelder

Bild 37 a (S. 43) zeigt in schematischer Darstellung ein mit Gas gefülltes Rohr, zwischen dessen Enden ein Lichtbogen brennt. Durch den Lichtbogen wird das zunächst neutrale Gas vollständig ionisiert und stellt nun selbst einen bewegten Strom von Ladungsträgern dar. Einem jeden elektrischen Strom entspricht aber ein zur Stromrichtung konzentrisches magnetisches Feld, das die Ladungsträger auf einen engeren, als dem Rohr entsprechenden Querschnitt zusammendrängt. Diese magnetische Selbstkonzentrierung bewirkt ein Ablösen von der materiellen Rohrwand, von der auf diese Weise die hohen thermischen Werkstoffbeanspruchungen ferngehalten werden können.

Der zusammengequetschte Lichtbogen, der Pinch (von to pinch = quetschen), ist leider nicht stabil gegen Knicken. Nach Bild 37 b bewirkt eine kleine Deformation der Plasmasäule eine Erhöhung der Kraftliniendichte an der hohlen Seite und damit eine Querkraft, die die Deformation weiter verstärkt. Der Lichtbogen kann so die Wand wieder berühren und das Gehäuse zerstören.

Ein Kunstgriff besteht darin, das Plasma durch ein äußeres magnetisches Feld, dessen Feldlinien axial zum Pinch gerichtet sind, zu stabilisieren (Bild 37c). Dieses Magnetfeld wirkt wie ein Spannungsband.

Die beschriebene Anordnung, einen zylindrischen geraden Lichtbogen zwischen Elektroden brennen zu lassen, hat noch einen Nachteil. Es gelingt zwar, die Wandungen des Gefäßes von der Berührung des Plasmas fernzuhalten, nicht jedoch, die stromführenden Elektroden. Abgesehen davon, daß eine intensive Kühlung bei den herrschenden Temperaturen kaum möglich sein dürfte, wird auch das Plasma durch abfliegende Elektrodenteilchen verunreinigt. In allen neueren Anordnungen biegt man deshalb den Plasmaschlauch nach Bild 38 in ein

ringförmiges Gefäß zusammen, wo er als elektrodenlose Entladung brennen kann. Der Pinch befindet sich im Torus, der von dem Eisenring umfaßt wird. Ein zweiter Eisenring ist an der gegenüberliegenden Seite zu denken. Der Torus trägt die Stabilisierungswicklung. Die rechts angedeutete Kondensatorbatterie entlädt sich über die Primärwicklung. Den in der Entladung fließenden Strom kann man rechnerisch leicht aus dem Gleichgewicht zwischen Plasmapressure und Eigenkonzentrationsfeld abschätzen.

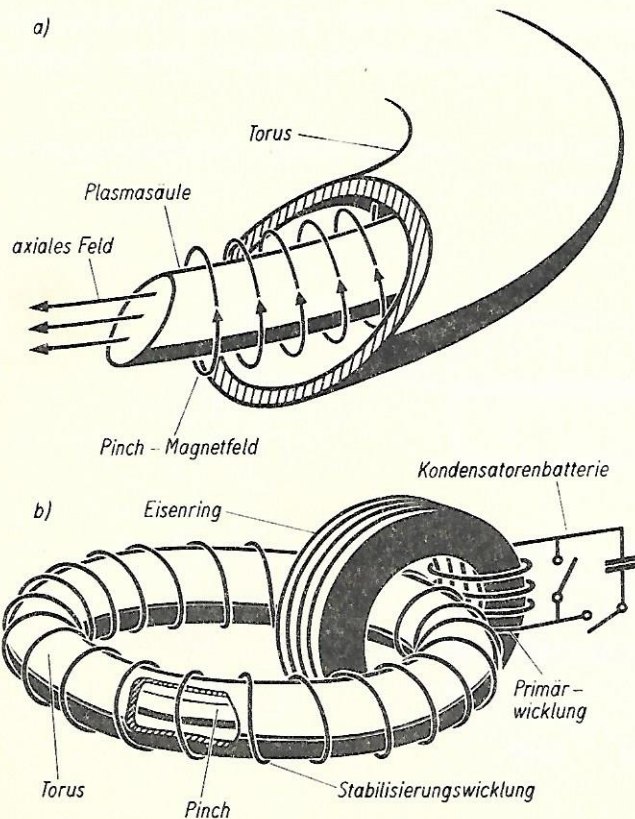


Bild 38: Der Pinch als elektrodenlose Entladung

- a) Schema der Selbstkonzentrierung und äußeres Stabilisierungsfeld
- b) technisches Prinzip

Bei $T = 10^9$ °K und einer Plasmadichte von $3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ ergibt sich im Plasma eine Leistungsdichte von 100 W/cm³. Der dieser Leistungsdichte entsprechende Plasmadruck beträgt etwa 1000 at. Ihm muß ein Magnetfeld von $1,6 \cdot 10^5$ Gauß entgegengestellt werden, das zu seiner Erzeugung einen Strom von $8 \cdot 10^6$ A benötigt.

Nach diesem Prinzip wurde im Kernforschungszentrum in Harwell (England) das Fusions-Versuchsgerät Z E T A gebaut (Zero Energy Thermo-nuclear Assembly = Thermonuklearer Nullenergie-Reaktor). Bild 39 zeigt ein Photo dieser Anlage. Die torusförmige Entladungsröhre ist gut zu erkennen. Im Vordergrund be-

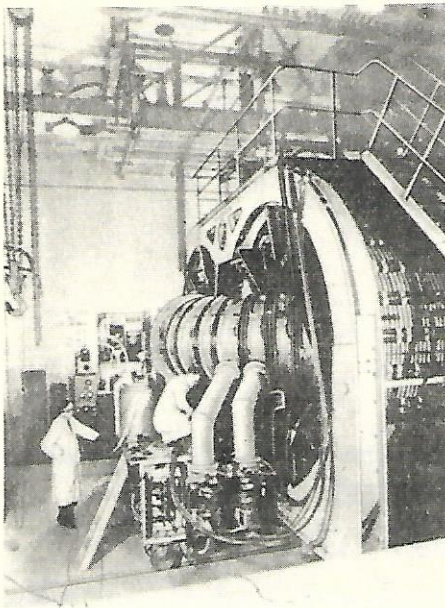


Bild 39: Torusförmige Entladungsröhre (Zeta)

finden sich die Pumpen und Absaugeröhre der Vakuumanlage. Bemerkenswert ist die große Magnetanlage zur Erzeugung des Pinchs.

Der Flugzeugbauer wird dieses Gerät zunächst unter dem Aspekt seiner Verwendung im Flugzeug sehen. Aus diesem Grund ist es vielleicht nützlich, über den Aufwand und die Abmessungen des jetzigen Geräts zu sprechen. Der Torus hat einen verhältnismäßig großen Rohrdurchmesser von 1 m und einen Ringdurchmesser von 3 m. Er besitzt zwei konzentrische Mäntel von 2,54 cm Stärke. Der innere Mantel aus 48 sich überlappenden Segmenten ist aus Aluminium und kann gekühlt werden. Der Gasdruck beträgt 10^{-4} mm Hg. Die Entladungskammer ist von dem Eisenkern eines großen Transformators umgeben, durch dessen Primärwicklung ein Stromimpuls durch Entladung eines Kondensators geschickt wird (Stromspitze primärseitig $I_p = 13,3$ kA). Der Stromstoß induziert in dem als kurzgeschlossene Sekundär-

wicklung dienenden ringförmigen Entladungsgefäß einen Impuls, bei dem Spitzenstromstärken von etwa 200 000 Ampere bis zu 5 Millisekunden lang gemessen wurden. Der Primärstoß wird alle 10 Sekunden wiederholt.

Als Stromquelle dient eine Batterie aus 25-kV-Kondensatoren mit einer Kapazität von 1,612 μ F, die eine Energie von $5 \cdot 10^5$ Joule speichern kann.

Bis jetzt wurden Temperaturen von 5 000 000 °K erreicht; man erhofft eine Steigerung auf 25 Millionen. Bei 100 Millionen könnte Energiegleichgewicht erreicht werden, d.h. ein Zustand, wo die Energie des Fusionsprozesses die Verluste deckt.

Neben der Erzeugung der Energie interessieren wir uns natürlich für ihre Weiterleitung und Nutzbarmachung im Flugzeugantrieb. Die elektrodenlose Entladung im Torus stellt einen Kreisstrom dar, und es ist logisch, daß man versucht, ihn zur direkten Elektrizitätserzeugung nutzbar zu machen. Jedoch können auf diese Weise nur 34 Prozent der Energie in Elektrizität verwandelt werden. Der große Restanteil geht als Strahlung und Wärme in die Apparatur und nach außen.

Man erkennt also auch in diesem Problem der endgültigen Nutzbarmachung der Energie ein Hindernis für die Anwendung in instationären Anlagen.

Pessimistische Stimmen schätzen die Entwicklungszeit des Fusionsreaktors auf etwa 15 Jahre; nichtsdestoweniger arbeiten in den großen Ländern Hunderte von Ingenieuren und Wissenschaftlern an diesem Programm. Obwohl die heutigen Geräte und ihre gesamte Entwicklungstendenz sehr wenig Hoffnung auf eine direkte Anwendung im Flugzeugbau übriglassen, wäre es verkehrt, über die zur Zeit laufenden Arbeiten uninteressiert hinwegzugehen.

D Zusammenfassung

=====

Die gesamten Ausführungen zur Anwendung der Atomkernenergie für Antriebe im Flugzeugbau können, wie folgt, zusammengefaßt werden:

Es lassen sich deutlich drei Entwicklungsabschnitte unterscheiden.

1. Entwicklungsabschnitt: Die in der Vergangenheit liegende und wahrscheinlich in den nächsten Jahren zum Abschluß kommende Entwicklungsrichtung ist gekennzeichnet durch den Einbau modifizierter Spaltungsreaktoren in vorhandene große Flugzeuge. Ziel dieser Entwicklungsstufe ist das Studium des Kernantriebs an sich. Ohne Rücksicht auf Wirkungsgrad und Kosten werden Erfahrungen mit der neuen Materie gesammelt. Wärmeübergangsfragen, Werkstoffprobleme und Abschirmmaßnahmen stehen im Vordergrund.
2. Entwicklungsabschnitt: Dieser reicht von der Gegenwart bis in die nahe Zukunft und bringt neue Ideen für den Ersatz des noch mit starken Mängeln behafteten konventionellen Spaltungsreaktors. Für Verkehrsflugzeuge ist der β -Zerfalls-Reaktor die gegebene Entwicklungsrichtung.
3. Entwicklungsabschnitt: Die Kernfusion ist eine Angelegenheit der nächsten 10 bis 15 Jahre. Es ist dabei müßig, ihre Anwendung zum Betrieb von Flugzeugen schon jetzt ins Auge zu fassen und technische Projekte auszuarbeiten. Die enge Verknüpfung von Gasdynamik und Magnethydrodynamik lassen jedoch eine intensive theoretische Verfolgung der Arbeiten sinnvoll und nützlich erscheinen.

E. Tabellen
=====

nach K.E. Zimen, Angewandte Radioaktivität [3]

I. Oft gebrauchte Daten und Konstanten

Ladung eines Elektrons	e	=	$4,803 \cdot 10^{-10}$	abs.esE
		=	$1,602 \cdot 10^{-19}$	abs.Coulomb
Masse eines Elektrons	m_e	=	$9,107 \cdot 10^{-28}$	g
Masse eines Protons	m_p	=	$1,6729 \cdot 10^{-24}$	g
Masse eines Wasserstoffatoms	m_H	=	$1,6739 \cdot 10^{-24}$	g
		=	1,00819	ME
Protonenmasse/Elektronenmasse	m_p/m_e	=	1837	
Masse eines Neutrons	m_n	=	$1,6751 \cdot 10^{-24}$	g
		=	1,00888	ME
atomare Masseneinheit (= 1/N)	ME	=	$1,6603 \cdot 10^{-24}$	g
phys. Atomgew./chem. Atomgew.	k_A	=	1,000272	
Avogadros Zahl (Atome je Mol)	N	=	$6,0228 \cdot 10^{23}$	mol ⁻¹
Loschmidts Zahl (Atome je cm ³)	L	=	N_0/M	
Volumen von 1 Mol Gas NTP	V_{mol}	=	$22,414 \cdot 10^3$	cm ³
Plancks Konstante	h	=	$6,624 \cdot 10^{-27}$	erg s
Boltzmanns Konstante (= R/N)	k	=	$1,3805 \cdot 10^{-16}$	erg grad ⁻¹
Gaskonstante	R	=	$8,3144 \cdot 10^7$	erg grad ⁻¹ mol ⁻¹
Lichtgeschwindigkeit	c	=	$2,99776 \cdot 10^{10}$	cm s ⁻¹
Luftsdichte NTP	ρ_{luft}	=	$1,293 \cdot 10^{-3}$	g cm ⁻³
absoluter Nullpunkt	0 °K	=	- 273,16	°C
1 Curie	1 C	=	$3,70 \cdot 10^{10}$	tps
		=	$2,22 \cdot 10^{12}$	tpm

$$1 \text{ a} = 365,24223 \text{ d} = 8765,8135 \text{ h} = 5,2595 \cdot 10^5 \text{ m} = 3,1557 \cdot 10^7 \text{ s}$$

Jahr Tage Stunden Minuten Sekunden

$$1 \text{ d} = 24 \text{ h} = 1440 \text{ m} = 0,864 \cdot 10^5 \text{ s}$$

II. Umrechnungstabelle für verschiedene Energieeinheiten

	MeV	ME	erg	g	kWh	cal
1 MeV	1	1,074 •10 ⁻³	1,602 •10 ⁻⁶	1,782 •10 ⁻²⁷	4,45 •10 ⁻²⁰	3,827 •10 ⁻¹⁴
1 ME	0,931 •10 ³	1	1,49 •10 ⁻³	1,66 •10 ⁻²⁴	4,15 •10 ⁻¹⁷	3,565 •10 ⁻¹¹
1 erg	6,24 •10 ⁵	6,70 •10 ²	1	1,113 •10 ⁻²¹	2,78 •10 ⁻¹⁴	2,389 •10 ⁻⁸
1 g ^x	5,61 •10 ²⁶	6,02 •10 ²³	8,986 •10 ²⁰	1	2,50 •10 ⁷	2,147 •10 ¹³
1 kWh	5,75 •10 ⁷	6,17 •10 ⁴	3,60 •10 ¹³	4,01 •10 ⁻⁸	1	8,60 •10 ⁵
1 cal	2,612 •10 ¹³	2,804 •10 ¹⁰	4,1855 •10 ⁷	4,658 •10 ⁻¹⁴	1,16 •10 ⁻⁶	1

^x Massenäquivalent ($E = m \cdot c^2$) von 1 g.

III. Funktion $1 - \exp(-\lambda t)$ (Zwischenwerte bei Zimen [3])

$t/t_{1/2}$	$1 - \exp(-\lambda t)$	$t/t_{1/2}$	$1 - \exp(-\lambda t)$
0,00	0,00	1,50	64,64
0,10	6,70	2,00	75,00
0,20	12,95	3,00	87,50
0,30	18,78	4,00	93,75
0,40	24,21	5,00	96,88
0,50	29,29	10,00	99,90
0,75	40,54	13,00	99,99
1,00	50,00		

Quellenverzeichnis

A Bücher

- [1] F. Cap, Physik und Technik der Atomreaktoren, Springer Verlag Wien 1957
Bild 5, 9, 12,
- [2] R. Stephenson, Introduction to Nuclear Engineering, Mc Graw Hill Book Comp.
New York 1954
Bild 11, 20
- [3] K.E. Zimen, Angewandte Radioaktivität, Springer Verlag Berlin 1952
Bild 16, 17 (nach Zahlenangaben erweitert und gezeichnet), 26, 27, 28,
29, 33, Umrechnungstabellen
- [4] D.F. Littler, J.F. Raffle, An Introduction to Reaktor Physics, Pergamon
Press London 1957,
Bild 24
- [5] R.D. Evans, The Atomic Nucleus, Mc Graw Hill Book Comp. New York 1955
Bild 32

B. Zeitschriften

- [6] S. Erdös, Einführung in die Reaktortechnik für Ingenieure, Technische
Rundschau (Bern) 1958, Nr. 36, S. 2
Bild 1 bis 4, 6 bis 8, 25
- [7] R. Berndt, Graphitmoderierete gasgekühlte Reaktoren für hohe Temperaturen,
Die Technik 12 (1957) H. 11, S. 753
Bild 10, 14
- [8] A.O. Baxter, G.E. Preece, Some Applications of Nuclear Power, De Havilland
Gazette 1958, S. 22 bis 28
Bild 13, 19
- [9] C. Keller, Über Möglichkeiten der geschlossenen Gasturbine in Atomenergie-
Anlagen, Atomkernenergie 3 (1958) H. 8/9, S. 304 bis 312
Bild 15
- [10] J.E.B. Perkins, Rolls-Royce on Nuclear Propulsion (Referat), The Aeroplane
1956, S. 905
Bild 18, 23
- [11] C.L. Johnson, F.A. Cleveland, Design of Air Frames for Nuclear Power,
Aeronautical Engineering Review 1957, S. 48 bis 57
Bild 21, 22
- [12] T. Peters, Plasmaströmungen, Intern. Tagung über Staustrahlen und Rake-
ten in Freudenstadt, Herausgeber E. Sänger, Verlag Flugtechnik,
E. v. Olnhäusen, Stuttgart 1956, S. 263
Bild 30
- [13] H. J. Kaeppler, Die direkte Erzeugung von Elektrizität aus Kernzerfalls-
prozessen für die Lichtbogenheizung in Staustahltriebwerken, Literatur-
angabe wie [12], S. 279
Bild 31
- [14] H. Grumm, Physikalische Bedingungen für die Energieerzeugung durch Kern-
verschmelzung (Fusion), Atomkernenergie 3 (1958) H. 6, 7, S. 228 bis 232
und 268 bis 272
Bild 35, 36, 38
- [15] W. Lindt, Energiegewinnung durch Kernfusion, Technische Rundschau 1958,
H. 37, S. 5 bis 7
Bild 34
- [16] J. S. Butz jr., Magnetohydrodynamics, Aviation Week 1958, Mai, S. 48
Bild 37
- [17] W. Kliefoth, Atomrundschau, Atomkernenergie 3 (1958) H. 3, S. 118
Bild 39

Bildliste

	Seite
Bild 1: Schematischer Aufbau der Atome [6]	2
Bild 2: Periodisches System der Elemente [6]	4
Bild 3: Atomkerne der Isotope von Wasserstoff, Helium und Lithium (die leichtesten Elemente des Periodischen Systems) [6]	5
Bild 4: Beispiele einiger Isotope und die Zusammensetzung ihrer Atomkerne [6]	6
Bild 5: Bindungsenergie je Nukleon [1]	8
Bild 6: Spaltung des Urankerns durch ein Neutron [6]	9
Bild 7: Elastische Streuung eines Neutrons in einem Moderator [6]	11
Bild 8: Schematischer Aufbau eines Kernreaktors [6]	11
Bild 9: Anordnung des Reaktors innerhalb des Triebwerksystems [1]	13
Bild 10: Möglichkeiten für Reaktor-Anlagen im Kraftwerksbau [7]	13
Bild 11: Kritische Abmessungen und kritische Masse von Spaltungsreaktoren [2]	14
Bild 12: Größenverhältnisse von Reaktoren [1]	15
Bild 13: Reaktortriebwerk für Flugzeuge (De Havilland) [8]	16
Bild 14: Wärmeübertragungszahlen verschiedener Gase, abhängig vom Druck [7]	18
Bild 15: Einfluß der Gasart auf Maschinen- und Wärmeaustauscher-Abmessungen [9]	18
Bild 16: Toleranzdosen für verschiedene Strahlungen [3]	20
Bild 17: Erforderlicher Strahlenschutz gegen γ -Strahlung [3]	21
Bild 18: Festlegung des Reaktorgewichts für ein Überschallflugzeug [10]	22
Bild 19: Aufteilung des γ - und Neutronenschutzschilds (De Havilland) [18]	23
Bild 20: Schema des Comptoneffekts und Schwächung durch Streuung [2]	23
Bild 21: Einfluß der Abschirmungsaufteilung auf das Abschirmungsgesamtgewicht [11]	24
Bild 22: Einfluß der geteilten Abschirmung auf die Toleranzdosis des Wartungspersonals [11]	24
Bild 23: Gesamtfluggewicht bei partieller Abschirmung [10]	25
Bild 24: Folgeaktivität von Uranspaltprodukten [4]	28
Bild 25: Zeitliche Abnahme der radioaktiven Atomkerne durch Zerfall [6]	29
Bild 26: Anzahl der Neutronen als Funktion der Anzahl der Protonen in stabilen Kernen [3]	29
Bild 27: Kernumwandlung von ^{28}Al und ^{82}Br [3]	30
Bild 28: Theoretisches β -Spektrum für $Z = 20$ [3]	31

	Seite
Bild 29: In Spaltungsreaktoren erzeugte, als Strahlungsquellen wichtige Spaltungsprodukte [3]	32
Bild 30: Lichtbogenbrennkammer [12]	34
Bild 31: Hochspannungsgenerator nach Linder und Christian [13]	35
Bild 32: Massenabsorption (Energieverlust von Elektronen in Luft, Aluminium und Blei) [5]	37
Bild 33: Einige reine β -Strahler [3]	38
Bild 34: Energiegewinnung durch Kernfusion [15]	41
Bild 35: Wirkungsquerschnitte für einige Kernreaktionen [14]	42
Bild 36: Leistungsdichte von Fusionsreaktoren, abhängig von der Teilchendichte [14]	42
Bild 37: Pinch-Effekt beim Lichtbogen (Selbstkonzentrierung) und Beeinflussung durch äußere Magnetfelder [16]	43
Bild 38: Der Pinch als elektrodenlose Entladung [14]	44
Bild 39: Torusförmige Entladungsröhre (Zeta) [17]	45

Zentralstelle für Literatur und Lehrmittel

Vorträge und Abhandlungen

1957

- | | |
|-----------------------------|--|
| 1. Obering. Strobelt: | Neuzeitliche Konstruktionen und Bauweisen im Flugzeugbau |
| 2. Prof. Dr.-phil. Cordes: | Das Strahltriebwerk als Flugzeugantrieb |
| 3. Prof. Dr.-Ing. Backhaus: | Einführung in Probleme der aerodynamischen Flugzeuggestaltung |
| 4. Dipl.-Ing. Freytag: | Entwicklungstendenzen in der Flugzeugfertigung |
| 5. Dipl.-Ing. Schmitt: | Schwingungsprobleme im Flugzeugbau |
| 6. Dipl.-Ing. Günther: | Festigkeitsprobleme des modernen Flugzeugbaus |
| 7. Dipl.-Ing. Jürgens: | Diesseits und jenseits der Schallmauer. Aerodynamische Vorgänge bei Unter- und Überschallgeschwindigkeit |

1958

- | | |
|---------------------------------|--|
| 8. Prof. Dr.-Ing. Claussnitzer: | Flugzeuggeräte und die elektrische Ausrüstung von Flugzeugen - ein Überblick |
| 9. Dr.-Ing. Mansfeld: | Organisation und Technik der Flugsicherung |
| 10. Dipl.-Phys. Schubart: | Grundlagen der gegenwärtigen und zukünftigen Raketenantriebe |
| 11. Dr.-Ing. Strauss: | Windkanäle als Arbeitsmittel für die Flugzeugentwicklung |

1959

- | | |
|-----------------------------|---|
| 12. Dipl.-Ing. Freytag: | Entwicklungstendenzen im Flugzeugbau |
| 13. Dr.rer.nat. Grochalski: | Ausnutzungsmöglichkeiten der Atomenergie für den Antrieb von Flugzeugen |
| 14. Obering. Haseloff: | Druckdichte Kabinen und Klimaanlage |
| 15. Dr.-Ing. Lehmann: | Einige aerodynamische und flugmechanische Probleme des Verkehrsflugzeugbaus |

Bereits erschienen: Nr. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 10, 11, 13, 15, fehlende Schriften erscheinen im Laufe des Jahres 1959.

Bestellungen, möglichst Sammelbestellungen, nehmen für die Mitarbeiter der Luftfahrtindustrie die Technischen Kabinette in den Werken oder andere dafür bestimmte Abteilungen entgegen.

Alle anderen Interessenten geben ihre Bestellungen bei der Zentralstelle für Literatur und Lehrmittel, Abteilung Bestell- und Lieferwesen, Dresden - N 2, Postfach 40, auf.