

Staatliche Ingenieurschule
für Maschinenwesen Essen
Abteilung: Kernverfahrenstechnik

Hauptentwurf

Berechnung und Konstruktion eines
Kernspaltungsraketenriebwerkes

Fachgebiet:

Reaktoren

Dozent:

Baurat Hudy

Dieter Hannemann

Essen, im Januar 1964

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
2. Aufheizung des Wasserstoffs im Reaktor.....	4
2.1. Allgemeine Ableitung des Wärmeüberganges.....	4
2.2. Abmessungen und Stoffwerte.....	7
2.3. Berechnung.....	7
2.4. Zusätzliche Wärmeübertragungsmechanismen.....	8
3. Berechnung des Reaktors.....	10
3.1. Allgemeines.....	10
3.2. Konstruktions - und Stoffdaten.....	11
3.3. Rechnungsgang.....	12
3.4. Nukleare Strahlung.....	13
4. Ausströmgeschwindigkeit und Schub.....	16
4.1. Grundlagen.....	16
4.2. Die Ausströmgeschwindigkeit.....	16
4.3. Der Schub.....	16
5. Der Druckbehälter.....	18
6. Druckbehälterverschraubung.....	19
6.1. Berechnung der Einheitskräfte.....	20
6.2. Das Verspannungsschaubild.....	21
7. Materialprobleme.....	23
7.1. Allgemeines.....	23
7.2. Reaktordruckbehälter.....	23
7.3. Brennelemente.....	23
7.4. Moderator und Reflektor.....	25
7.5. Zusammenfassung.....	26
8. Literatur	27

Dieter Hannemann
Semester K6
Fachdozent:
Baurat Hudy

Staatl. Ingenieurschule
f. Maschinenwesen Essen

Bochum, den 26.10.1963

Berechnungen zum konstruktiven Entwurf des Kernspaltungstriebwerkes.

1. Einleitung

Es soll mit dieser Arbeit der Versuch unternommen werden, einen Reaktor für den nuklearen Antrieb von Raketen konstruktiv und mathematisch zu erfassen.

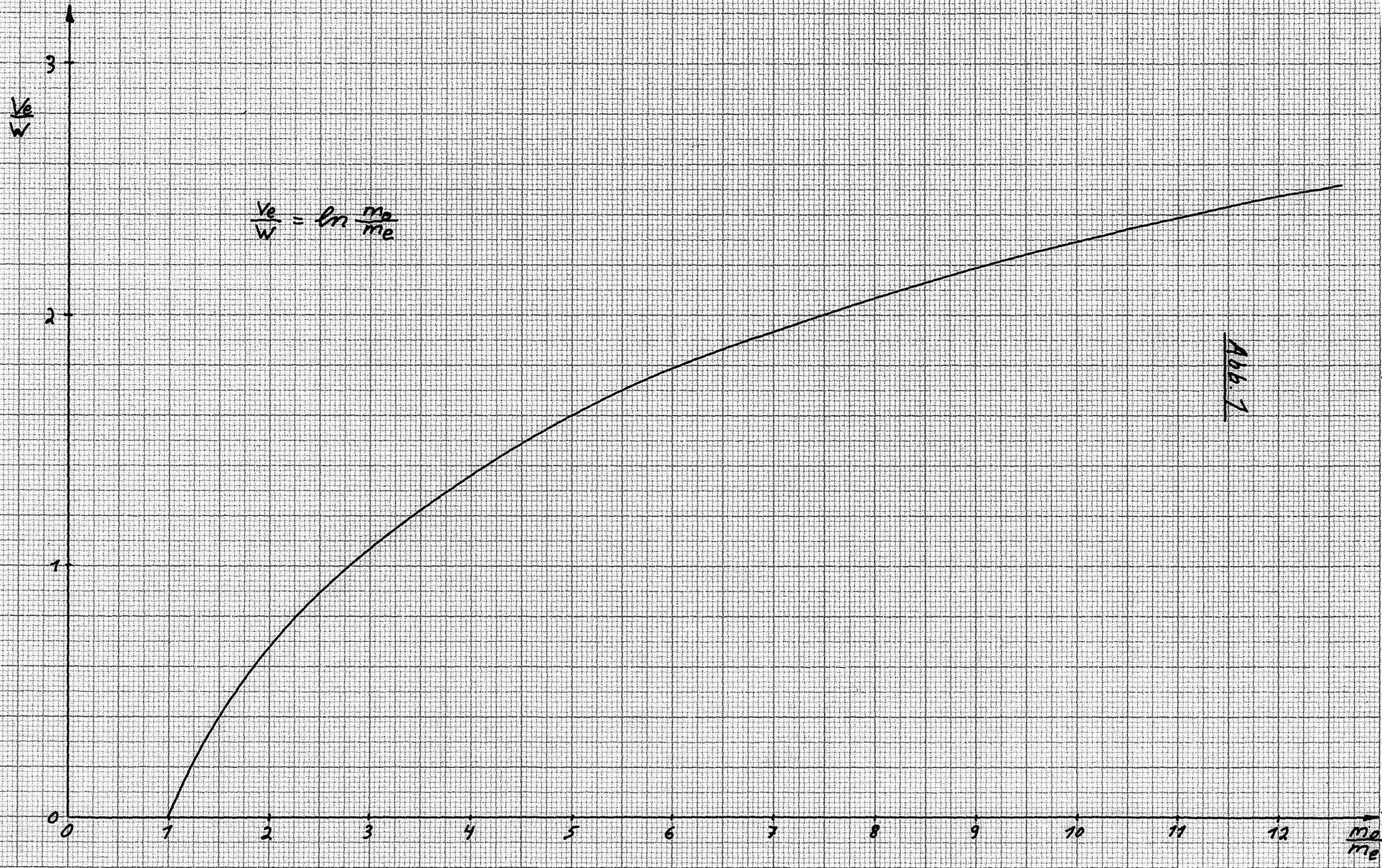
Raketen, welche für die Raumfahrt geeignet sein sollen, müssen Endgeschwindigkeiten von etwa 11 km/s erreichen können. Ferner soll die Nutzlast, bezogen auf das Startgewicht, möglichst groß sein. Wenn das Fahrzeug von der Erdoberfläche starten soll, muß der Schub, den das Triebwerk liefert, größer als das Startgewicht des gesamten Aggregates sein.

Hohe Endgeschwindigkeit erfordert hohe Ausstoßgeschwindigkeit der Treibmaterie sowie großes Massenverhältnis m_0/m_e , wie man aus der Raketengrundgleichung entnehmen kann:

$$v_e = w \cdot \ln m_0/m_e \quad (1)$$

v_e = Endgeschwindigkeit, w = Ausstoßgeschwindigkeit, m_0 = Startmasse, m_e = Endmasse. Gl. (1) gilt nur im schwebefreien Raum. Gl. (1) ist in Abb. 1 dargestellt. Man sieht hieraus, daß die Erhöhung der Endgeschwindigkeit durch Vergrößerung des Massenverhältnisses immer geringer wird, je größer das Massenverhältnis wird. Eine Erhöhung der Endgeschwindigkeit durch Steigerung der Ausstoßgeschwindigkeit ist hierbei viel wirksamer. Eine derartige Steigerung ist jedoch bei den chemischen Raketen - die derzeit allein in der Lage sind, von der Erdoberfläche zu starten - nicht mehr möglich, und eine Erhöhung des Massenverhältnisses ist wegen des gewaltigen Aufwandes - man denke an die sechsstufigen Nova Aggregate mit 3000 t Startgewicht für die bemannte Mondlandung - ebenfalls nicht mehr möglich.

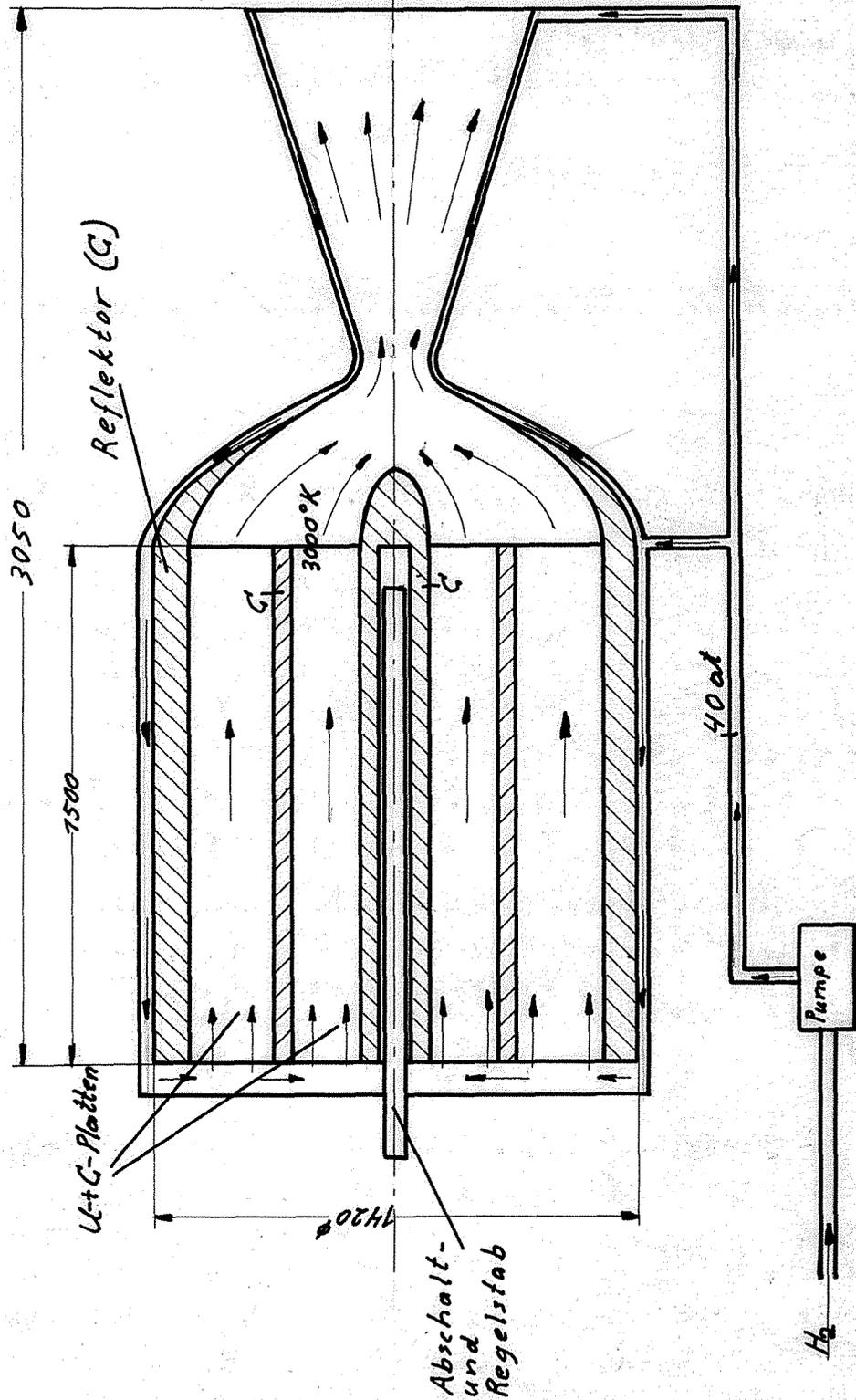
Aus diesem Grunde ist man bestrebt, Triebwerke zu finden, die bei hohem Schub hohe Ausströmgeschwindigkeit zu liefern imstande



$$\frac{v}{c} = \ln \frac{m_0}{m_e}$$

Abb. 7

$\frac{m_0}{m_e}$



	Tag	Name
Des.	4.10.63	Handmann
Apr.		
Norm.		

Abb. 2

Staatl. Ingenieurschule
f. Maschinenwesen
Essen

Maßstab
1:20

Kernspaltungstriebwerk

Maße ohne
Toleranz-
ang. nach:

(Prinzipskizze)

sind. Da bei chemischen Triebwerken keine wesentlichen Steigerungen mehr zu erwarten sind, hat man sich schon seit längerer Zeit damit befaßt, nukleare Triebwerke zu entwickeln, weil die bei Kernreaktionen freiwerdende Energie eben 10^6 mal größer ist als bei den chemischen Reaktionen. Da es der Zweck eines Raketentriebwerkes ist, einen Materiestrahl zu erzeugen und da leider die Kernenergie nur als thermische Energie verfügbar ist, muß also in derartigen Triebwerken - so wie bei den chemischen Triebwerken - die Treibmaterie aufgeheizt und dann durch eine Düse entspannt werden.

Der Unterschied gegenüber den chemischen Triebwerken ist also nur der, daß die thermische Energie der Treibmaterie von außen zugeführt werden muß. Diese Energiezufuhr kann durch Konvektion oder durch Strahlung erfolgen.

2. Aufheizung des Wasserstoffs im Reaktor

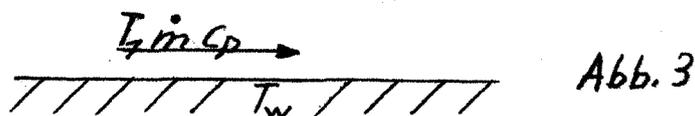
2.1. Allgemeine Ableitung des Wärmeüberganges

Ich will zunächst nur den konvektiven Wärmeübergang betrachten. Es ergibt sich hier von selbst eine Anordnung, wo ein thermischer Feststoffreaktor als Hochleistungswärmeaustauscher fungiert, wobei die im Reaktor freiwerdende Wärme konvektiv an das Gas abgegeben wird. Ein derartiger Reaktor ersetzt also die Brennkammer eines chemischen Triebwerkes (Abb. 2).

Um die Leistungen konvektiv übertragen zu können, muß der Triebwerksreaktor eine möglichst große Oberfläche besitzen. Die Brennelemente müssen daher so angeordnet werden, daß ein Maximum an wärmeübertragender Oberfläche entsteht. Ich habe deshalb die Brennelemente in Form von Platten angeordnet (siehe Konstruktionszeichnung).

Die nun folgenden Ableitungen erheben nicht den Anspruch vollkommen exakt zu sein, sondern sie stellen nur eine Näherung da, mit deren Hilfe eine Abschätzung der wirklichen Verhältnisse möglich ist.

Bei der Strömung eines Gases entlang einer Platte gilt für die übertragene Wärmemenge je Zeiteinheit im inkompressiblen Fall (Näherung).



$$dQ = dA (T_1 - T_w) \alpha = \dot{m} c_p dT_1 \quad (2)$$

A ist hierbei die Fläche, α die Wärmeübergangszahl, T_1 die Gas-

temperatur, T_w die Wandtemperatur, \dot{m} der Massendurchsatz, c_p die spezifische Wärme des Gases und Q der Wärmefluß (z.B. kcal/h).

Es wird nun eine mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m definiert, für die gilt:

$$Q_A = \alpha A \Delta T_m \quad (3)$$

wobei Q_A der Gesamtwärmefluß ist.

Man erhält dann:

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_a - \Delta T_o}{\ln(\Delta T_a / \Delta T_o)} \quad (4)$$

T_a ist die Temperatur beim Austritt und T_o die Eintrittstemperatur.

ΔT_m nennt man die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz.

Für den Wärmefluß aus dem Reaktor gilt dann:

$$\frac{Q}{A_t} = \alpha_m \Delta T_m \quad (5)$$

A_t ist hierbei die totale wärmeübertragende Fläche und α_m die mittlere Wärmeübergangszahl.

Für die Wärmeübergangszahl wird folgende Beziehung verwendet,

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{1/3} \quad (6)$$

wobei die physikalischen Kenngrößen wie Zähigkeit, Wärmeleitfähigkeit usw. auf das arithmetische Mittel von mittlerer Oberflächentemperatur und mittlerer Temperatur der freien Strömung bezogen werden. Dieser Mittelwert wird als Filmtemperatur definiert.

$$T_f = \frac{T_w + \Delta T_m}{2} \quad (7)$$

Die Beziehung 6 gilt gut für $Re > 10000$ und Prandtlzahlen um eins und größer eins, sie gilt aber nur für voll ausgebildete Strömung. Gl. 6 wird als Näherung verwendet, eine genaue Bestimmung des Wärmeübergangs erfordert selbstverständlich einen viel höheren Aufwand und sie muß immer wieder durch Messungen kontrolliert werden.

Gl. 6 kann dann geschrieben werden:

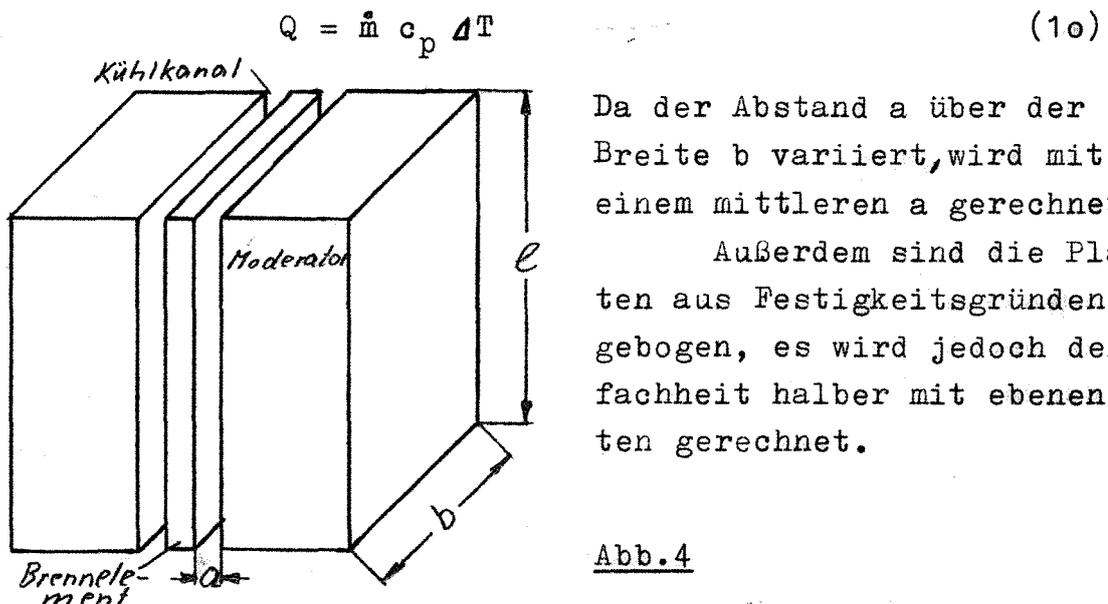
$$\frac{\alpha d_h}{\lambda} = 0,023 \left(\frac{d_h \dot{g}}{\mu} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu c_p}{\lambda} \right)^{1/3} \quad (8)$$

d_h ist hierbei der äquivalente Kreisdurchmesser des Querschnitts ($d_h = 4 A/U$) (hydraulischer Durchmesser), λ die Wärmeleitzahl, μ die Zähigkeit und g die Massenstromdichte.

Gl. 9 ergibt eingesetzt in Gl. 6:

$$Q = 0,023 \frac{A_t \lambda}{d_h} \left(\frac{d_h \dot{g}}{\mu} \right)^{0,8} \left(\frac{c_p \mu}{\lambda} \right)^{1/3} \Delta T_m \quad (9)$$

Außerdem gilt:



oder mit $\dot{m} = \dot{g} A_f$ (11)

$$Q = \dot{g} A_f c_p \Delta T$$

nach \dot{g} aufgelöst und in Gl.(9) eingesetzt ergibt sich:

$$Q = 0,023 A_t \frac{\lambda}{d_h} \left(\frac{d_h Q}{\mu A_f c_p \Delta T} \right)^{0,8} \left(\frac{c_p \mu}{\lambda} \right)^{1/3} \Delta T_m \quad (12)$$

wobei A_f die Summe der frontalen Querschnittsflächen der Kühlkanäle ist. $\Delta T = T_a - T_o$. Für Q ergibt sich dann:

$$Q^{0,2} = \frac{0,023 A_t \lambda^{2/3} \Delta T_m}{d_h^{0,2} (A_f \Delta T)^{0,8} (\mu c_p)^{0,466}} \quad (13)$$

Aus Abb. 4 folgt:

$$A_t = (b_1 \cdot Z_1 + b_2 \cdot Z_2) \cdot 2l \quad (14)$$

$$A_f = (b_1 \cdot Z_1 + b_2 \cdot Z_2) \cdot 2a \quad (15)$$

$$d_h = \frac{2a}{Z_1 + Z_2} \left\{ \frac{b_1 \cdot Z_1}{a + b_1} + \frac{b_2 \cdot Z_2}{a + b_2} \right\} \quad (16)$$

Z_1 und Z_2 sind die Anzahl der Zellen (Eine Zelle = Brennelement + Graphit + 2 Kühlkanäle) in der inneren bzw. der äußeren Schale und b_1 bzw. b_2 die dazugehörigen Breiten (siehe Konstruktionszeichnung Nr. 1).

2. 2. Abmessungen und Stoffwerte.

Maximale Gastemperatur: (Wasserstoff)	$T_a = 2500^\circ\text{K}$
Eintrittstemperatur in dem Reaktor:	$T_o = 500^\circ\text{K}$
Wandtemperatur konstant:	2800°K
Abstand Uran - Graphit - Platte:	$a = 4,5 \text{ mm}$
Breite der Platten:	$b_1 = 200 \text{ mm}$
	$b_2 = 250 \text{ mm}$
Länge der Platten:	$l = 1,5 \text{ m}$
Anzahl der Zellen:	$Z_1 = 15$
	$Z_2 = 64$
Aus den obigen Werten erhält man nach Gl. 5 und Gl. 8:	
Mittlere logarithmische Temperaturdifferenz:	$\Delta T_m = 1240^\circ\text{K}$
Mittlere Filmtemperatur	$T = 2020^\circ\text{K}$
Zähigkeit (H_2 ; T_f)	$\mu = 0,30 \cdot 10^{-4} \text{ g/m}$
Wärmeleitfähigkeit (H_2 ; T_f)	$\lambda = 7,5 \cdot 10^{-7} \text{ MW/m grad}$
Spezifische Wärme (H_2 ; T_f)	$c_p = 1,65 \cdot 10^{-2} \text{ MW}_s/\text{kg grad}$

2. 3. Berechnung

Aus Gl. 14 folgt:

$$\underline{A_t} = (0,2 \cdot 15 + 0,25 \cdot 64) \cdot 2 \cdot 1,5 = \underline{57 \text{ m}^2}$$

Aus Gl. 15 folgt:

$$\underline{A_f} = (0,2 \cdot 15 + 0,25 \cdot 64) \cdot 2 \cdot 0,0045 = \underline{0,171 \text{ m}^2}$$

Aus Gl. 16 folgt:

$$d_h = \frac{2 \cdot 0,45 \cdot 10^{-2}}{15 + 64} \left(\frac{20 \cdot 15}{0,45 + 20} + \frac{25 \cdot 64}{0,45 + 25} \right)$$

$$\underline{d_h = 0,00883 \text{ m}}$$

Aus Gl. 13 folgt dann:

$$Q^{0,2} = \frac{0,023\ 57\ (7,5\ 10^{-7})^{2/3}\ 1240}{0,00883^{0,2}\ (0,171\ 2000)^{0,8}\ (0,3\ 10^{-4}\ 1,65\ 10^{-2})^{0,466}}$$

Q = 160 MW

Bei der Berechnung dieses Q wurde in A_t , der insgesamt wärmeübertragenden Fläche, nur die Oberfläche der Brennelemente berücksichtigt. Diese Annahme ist jedoch nicht wirklichkeitsnah, denn es wird bei den herrschenden hohen Temperaturen sehr viel Strahlungsenergie vom Brennelement an das gegenüberliegende Graphit abgegeben. Die vom Graphit aufgenommene Energie wird aber dann vom Kühlmittel wieder abgeführt, sodaß man zum A_t ca. 60% hinzufügen muß. Es ergibt sich daraus für Q

$$\underline{\underline{Q = 1650\ MW}}$$

Aus Gl. 11 errechnet sich dann der Durchsatz zu

$$\dot{m} = \frac{1650}{1,65 \cdot 10^{-2} \cdot 2000} = 50 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

2.4. Zusätzliche Wärmeübertragungsmechanismen

Zum Mechanismus des Wärmeüberganges ist noch zu sagen, daß neben der reinen Konvektion auch noch zusätzlich Energie auf das Gas übertragen werden kann.

- a) Thermische Strahlung: Der Wärmeübergang durch Strahlung an das Gas ist bei den Betriebstemperaturen des Reaktors klein im Verhältnis zum konvektiven Wärmeübergang und braucht daher nicht berücksichtigt zu werden. Die Strahlung ist aber trotzdem aus drei Gründen auch hier von Bedeutung. Erstens wird durch die T^4 Abhängigkeit die Ausbildung "heißer Flecken" vermieden, bei denen durch Inhomogenitäten in den Brennelementen oder auch durch lokale Änderungen der Gasströmung ansonsten sehr hohe Temperaturen auftreten können, die zur Zerstörung der Brennelemente führen können. Zweitens kann die Abstrahlung auf der Austrittsseite des Reaktors zu zusätzlicher Aufheizung stromabwärtsgelegener Bauelemente - wie z.B. der Düse - führen, wobei die Brennelemente kühler werden. Ferner kann drittens durch die Strahlung der Zylinderfläche des Reaktors der Reflek-

tor zusätzlich aufgeheizt werden.

Ferner kann durch die thermische Strahlung das Gas zusätzlich aufgeheizt werden wenn es gelingt, die Absorption durch Beimischung beispielsweise von Kohlestäubchen zu steigern. Da dieses Verfahren des Wärmeüberganges nicht von der Zähigkeit und nicht vom Impulstransport durch die Grenzschicht abhängig ist, kann dadurch die Strömungsgeschwindigkeit zusätzlich gesteigert werden. Eine Erhöhung der Energiezufuhr bis zu 30% ist möglich.

- b) Thermochemische und thermionische Effekte: Infolge der hohen Temperatur können Effekte wie thermische Dissoziation, Ionisation und Elektronenemission von Bedeutung sein.

Wasserstoffmoleküle können an der Wand dissoziiert werden wobei der atomare Wasserstoff dann in die Strömung diffundiert und dort bei nachfolgender Rekombination durch Dreierstoß Energie abgibt. Da die Dissoziationsenergie 2,2 eV gegenüber den etwa 0,4 eV der Translationsenergie (bei 3000°K) ist und da bei höher werdener Wandtemperatur die Dissoziationsrate und auch der Diffusionskoeffizient wachsen, kann dieser Effekt merkbar werden. Es läßt sich damit ein Gewinn in der Energiezufuhr bis zu 80% erzielen. Der Energietransport durch Ionisation ist ähnlich dem Dissoziationsprozess und kann trotz des geringen möglichen Ionisationsgrades ebenfalls merkbar werden. Wird ein Material mit geringer Ionisierungsarbeit (Cs) beigefügt kann ein Gewinn in der Energiezufuhr bis zu 30% möglich sein.

3. Berechnung des Reaktors

3.1. Allgemeines

Werden zur Aufheizung des Arbeitsmediums bei Kernraketen Reaktoren verwandt, bei denen der Brennstoff über den Reaktorkern gleichmäßig verteilt ist, so wird das Profil des Neutronenflusses im Reaktor cos-funktionsähnlich sein. Durch den Zusammenhang zwischen Neutronenfluß ϕ und Leistungsdichte Q

$$Q = E \cdot \Sigma_f \cdot \phi, \quad (17)$$

wo E die pro Spaltung freiwerdende Energie und Σ_f der makroskopische Wirkungsquerschnitt für Spaltung ist, wird daher nach Gl. 17 auch die Leistungsverteilung im Reaktorkern die Form einer cos-ähnlichen Funktion besitzen. Im Innern des Reaktors werden deshalb sehr viel größere Temperaturen auftreten als in den Randpartien. Der Anteil des Arbeitsmediums, der durch die Kühlkanäle der Randzonen des Reaktors strömt, wird weit weniger gut aufgeheizt als das durch das Zentrum des Reaktors strömende Kühlmittel.

Die Form der Leistungsverteilung führt außerdem zu höheren Temperaturen im Innern des Reaktors als in den Randzonen. Die höchste dem Material zumutbare Temperatur wird daher nur im Innern des Kerns erreicht, während die Randzonen nicht voll ausgelastet werden können. Es ist daher anzustreben andere, nicht mehr gleichförmige Spaltstoffverteilungen einzuführen, die eine gleichmäßige thermische Belastung des gesamten Reaktorkerns sicherstellen und bei größtmöglicher Kühlung den besten Wirkungsgrad gewährleistet.

Bei Gl. 17 ist noch zu bemerken, daß für thermische und schnelle Reaktoren das Produkt $\Sigma_f \phi$ nahezu temperaturunabhängig ist. Für thermische Neutronen beobachtet man eine $1/v$ -Abhängigkeit von Σ_f . Da der Neutronenfluß der Gleichung $\phi = n \cdot v$ gehorcht, wo n die Neutronendichte (Anzahl der Neutronen pro cm^3) ist, wird das Produkt $\Sigma_f \phi$ geschwindigkeitsunabhängig und damit auch unabhängig von der Temperatur. Bei schnellen Reaktoren wiederum hat die Reaktortemperatur keinen Einfluß auf das Neutronenspektrum. Die Folge davon ist, daß auch bei schnellen Reaktoren $\Sigma_f \phi$ temperaturunabhängig ist und damit der Gültigkeitsbereich von 17 für alle in Frage kommenden Reaktoren sichergestellt ist.

Nach (2) muß bei einem zylindrischen Reaktor die Spaltstoffkonzentration zum Rand hin etwa auf das doppelte zunehmen.

3.2. Construktions- und Stoffdaten

3.2. Konstruktions- und Stoffdaten

Die genauen Maße des Reaktors gehen aus der Konstruktionszeichnung 1 hervor.

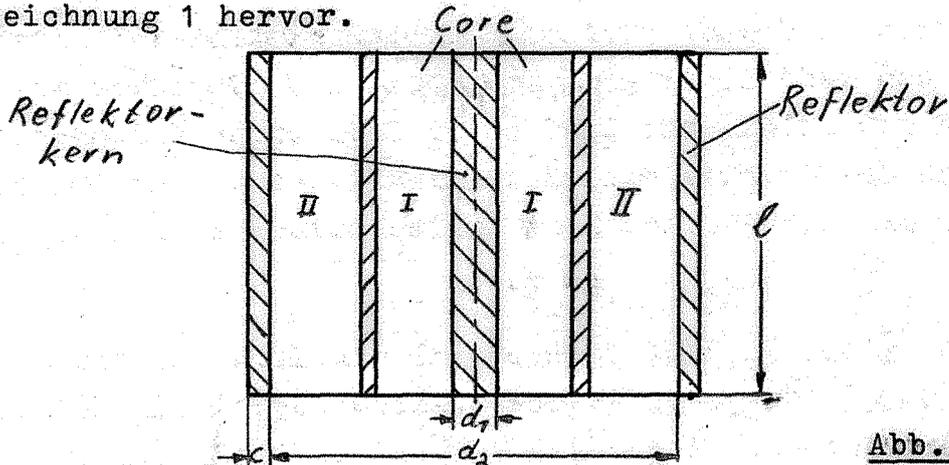


Abb. 5

Durchmesser des Reflektorkerns	$d_1 = 190 \text{ mm}$
Durchmesser des Cores	$d_2 = 1220 \text{ mm}$
Dicke des Reflektors	$c = 100 \text{ mm}$
Länge des Reaktors	$l = 1500 \text{ mm}$
Anzahl der Brennelemente der Ione I (BrI) und der Moderatorplatte	$z_1 = 15$
Anzahl der Brennelemente der Ione II (BrII) und der Moderatorplatte	$z_2 = 64$
Zusammensetzung des Brennstoffs nach (7)	
$^{235}\text{UC} + \text{ZrC} + \text{Graphit}$	
Molekularverhältnis: 1 + 1 + 13	
Dichte von UC	$\rho = 12,97 \text{ g/cm}^3$
Dichte von ZrC	$\rho = 5,8 \text{ g/cm}^3$
Dichte von Graphit	$\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$
Dichte des Brennelementes	$\rho = 2,86 \text{ g/cm}^3$ (nach 7)
Masse eines Brennelementes (BrI)	$m = 7,55 \text{ kg}$
Masse U-235 pro Brennelement (BrI)	$m = 2,355 \text{ kg}$
Masse eines Brennelementes (BrII)	$m = 9,45 \text{ kg}$
Masse U-235 pro Brennelement (BrII)	$m = 2,945 \text{ kg}$
Gesamtmasse des U-235	$m = 222,3 \text{ kg}$
Gesamtvolume der Brennelemente	$V_B = 250,6 \text{ dm}^3$
Gesamtvolume der Kühlkanäle	$V_K = 130,5 \text{ dm}^3$
Wirkungsquerschnitte: U-235	$\sigma_a = (698 \pm 10) \text{ barn}$
C	$\sigma_a = 0,0034 \text{ barn}$
Z	$\sigma_a = 0,180 \text{ barn}$
Die pro absorbiertem Neutron freigesetzten Neutronen betragen für U-235	$\eta = 2,07$
Fermialter (Graphit)	$\tau = 350 \text{ cm}^2$
Diffusionslänge (Graphit)	$L_0 = 50,2 \text{ cm}$

3.3. Rechnungsgang

Corevolumen:

$$V_G = \pi l / 4 (d_2^2 - d_1^2)$$

$$\underline{V_G} = \pi 1,5 / 4 (1,22^2 - 0,19^2) = \underline{1,71 \text{ cm}^3}$$

U = 235 - Konzentration:

$$\rho(U) = \{ m_U(\text{BrI}) Z_1 + m_U(\text{BrII}) Z_2 \} / V_G$$

$$\underline{\rho(U)} = (2,355 \text{ 15} + 2,945 \text{ 64}) / 1710 = \underline{0,13 \text{ g/cm}^3}$$

Graphit - Konzentration

$$\rho(C) = \{ \rho(V_G - V_B - V_K) \} / V_G$$

$$\underline{\rho(C)} = \{ 1,6(1710 - 250,6 - 130,5) \} / 1710 = \underline{1,245 \text{ g/cm}^3}$$

Da im Brennelement auch noch Graphit vorhanden ist wird ρ aufgerundet.

$$\underline{\rho(C)} = \underline{1,3 \text{ g/cm}^3}$$

In dem nun folgenden Rechnungsgang soll k_{eff} bestimmt werden. Es wird angenommen, daß der Reaktor homogen sei und ohne Reflektor arbeitet. Die genaue Berechnung würde den Rahmen dieser Arbeit weit übersteigen.

$$k_{\text{eff}} = \xi p f \eta P_s P_{\text{th}} \quad (18)$$

Da reines U-235 verwandt wird und damit kein U-238 vorhanden ist, wird der Schnellspaltfaktor $\xi = 1$. Außerdem erfolgt dadurch keine Resonanzabsorption und die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p wird ebenfalls 1.

Die thermische Nutzung f errechnet sich folgendermaßen

$$f = \frac{\Sigma_a(U)}{\Sigma_a(U) + \Sigma_a(C) + \Sigma_a(Zr)} \quad (19)$$

Es zeigt sich jedoch, daß die Absorptionsquerschnitte des Graphits und des Zirkoniums gegenüber dem Uran so klein sind, daß innerhalb der Rechengenauigkeit $f = 1$ gesetzt werden kann.

Die pro absorbierten Neutron frei werdenden Neutronen η betragen für U-235 $\eta = 2,07$.

Die Nichtausfließwahrscheinlichkeit P_s der schnellen Neutronen

beträgt:

$$P_s = e^{-B^2 \tau_{th}} \quad (20)$$

wobei die Flußwölbung B sich aus der Geometrie des Reaktors errechnet.

$$B^2 = \frac{77^2}{(1 + 2d_e)^2} + \frac{2,404^2}{(d_2 + d_e)^2} \quad (21)$$

Die Extrapolationslänge d_e ist folgendermaßen bestimmt:

$$d_e = 0,71 \cdot \lambda_{Tr} = 0,71 \cdot 3 \cdot D$$

Die Diffusionskonstante D hat für Graphit den Wert $D = 0,90 \text{ cm}$. Daraus ergibt sich

$$B^2 = 7,7 \cdot 10^{-4} / \text{cm}^2$$

und

$$\underline{P_s = 0,77}$$

Die Nichtausfließwahrscheinlichkeit P_{th} der thermischen Neutronen beträgt.

$$P_{th} = 1 / (1 + B^2 L^2) \quad (22)$$

L ist dabei die Diffusionslänge des Coregemisches

$$L = (1-f) L_0 \quad (23)$$

Da f näherungsweise 1 ist wird $L = 0$ und damit

$$P_{th} = 1$$

Folglich ergibt sich für k_{eff} :

$$\underline{\underline{k_{eff} = 1,59}}$$

3.4. Nukleare Strahlung

Ein ernstes Problem ist die Strahlung des Reaktors. Eine Gefährdung für die Umgebung läßt sich durch die Verlegung des Startplatzes in unbewohnte Gegenden, etwa in Wüsten usw. vermeiden. Die Mannschaft des Fahrzeuges muß jedoch gegen die Strahlung des Reaktors abgeschirmt werden.

Um die Größe des Problems besser zu zeigen, soll hier etwas genauer auf die Verhältnisse eingegangen werden.

Vorher ist es jedoch nötig, die Intensität und die Eigenschaften der Strahlungsquellen - welche die Reaktoren sind - zu kennen. Wegen der Vielfalt der Spaltprodukte und Zerfallmechanismen ist es nur möglich, mit Mittelwerten zu operieren, wie sie hier für einen ^{235}U teilweise moderierten Reaktor angegeben sind.

Verteilung der bei der Kernspaltung freiwerdenden Energie:
sofort

- 166 MeV Kinetische Energie der Spaltprodukte
- 5 MeV Kinetische Energie der Spaltneutronen
- 6 MeV γ -Strahlung bei der Spaltung
- 4 MeV γ -Strahlung durch (n, γ) Prozesse
- 11-14 MeV Neutrino

verzögert

- 6 MeV γ -Strahlung
- 6 MeV β -Strahlung
- 2 MeV β - und γ -Strahlung durch Neutroneneinfang

Es sind also je Spaltung 181 MeV sofort (nach einigen ms) verfügbar und 14 MeV verzögert, zusammen also 195 MeV. (Die Neutrinoenergie ist wegen der äußerst geringen Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie nicht verfügbar).

Man sieht ferner, daß 16 MeV in Form von γ -Strahlung freiwerden, dies entspricht etwa 8% der Reaktorleistung. Bei einem 1650 MW Reaktor entspricht dies also 132 MW Strahlungsleistung!

Um nun den Sicherheitsabstand bzw. den Abschirmfaktor zu bestimmen, müssen die zulässigen Strahlungsdosen für den Menschen bekannt sein. Diese sind in der folgenden Tabelle angegeben und gelten auch für das amerikanische nukleare Testprogramm.

Strahlungsart	mr/Woche	mrem/Woche	mrad/Woche (im Gewebe)
Röntgen - und γ	300	300	300
β		500	500
Term. Neutronen		300	100
schnelle "		300	30

Um nun die Dosis angeben zu können, wenn man der Strahlung eines Reaktors ausgesetzt ist, benötigt man nur noch die Beziehung zwischen Reaktorleistung und Dosis für γ -Strahlung und Neutronen.

Es gilt für γ -Strahlungsabsorption:

$$5,6 \cdot 10^5 \text{ MeV/cm}^2\text{s} = 1 \text{ rad/h} \quad (24)$$

und für die Absorption schneller Neutronen:

$$2,6 \cdot 10^5 \text{ MeV/cm}^2\text{s} = 1 \text{ rad/h} \quad (25)$$

Für einen punktförmigen Reaktor gilt dann für die Dosen D_γ und D_n im Abstand r näherungsweise:

$$A_s D_\gamma(r)/P_r = 4,9 \cdot 10^{10} \cdot 1/r^2 \text{ rad/h MW} \quad (26)$$

$$B_s D_n(r)/P_r = 5,3 \cdot 10^{10} \cdot 1/r^2 \text{ rad/h MW} \quad (27)$$

mit P_r Reaktorleistung

A_s, B_s Abschirmfaktoren ; r in cm

Bei einem unabgeschirmten 1650 MW Reaktor, mit einer Betriebsdauer von 5 Minuten ergibt sich bei einer zulässigen Dosis von 0,3 rad/Woche = $1,8 \cdot 10^{-3}$ rad/h für γ -Strahlung und 1/10 dieses Wertes für schnelle Neutronen ein Sicherheitsabstand von 1750 m bzw. 2850 m in Höhe des Meeresspiegels.

Es ist unmittelbar einzusehen, daß es aus Gewichtsgründen nicht möglich sein wird, den gesamten Reaktor abzuschirmen, es kann daher nur ein Schattenschild verwendet werden.

Ferner ist zu bedenken, daß sich der Schild infolge der enormen absorbierten Strahlungsenergie beträchtlich erwärmt.

Bei allen bisher angeführten Problemen wirkt sich die schon erwähnte Tatsache günstig aus, daß das Triebwerk nur einige Minuten arbeiten muß. Man kann sogar sagen, daß nur dadurch eine Realisierung dieser Projekte ermöglicht wird.

4. Ausströmgeschwindigkeit und Schub

4.1. Grundlagen

Wird aus der Rakete je Sekunde die Masse $\dot{m} = dm/dt$ mit der Geschwindigkeit v relativ zur Brennkammer ausgestoßen, so erfährt sie einen Schub, der nach dem Impulssatz entgegengesetzt gleich ist der zeitlichen Änderung des Impulses der ausgestoßenen Masse. Da die Geschwindigkeit des Gases vom Wert Null in der Rakete auf die Austrittsgeschwindigkeit v ansteigt, ist der Schub

$$- S = \dot{m} v \quad (28)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß die Schubdüse sich hinter dem engsten Querschnitt genügend erweitert, um die Expansion der Gase bis auf den Außendruck zu ermöglichen.

Die höchste Geschwindigkeit v wird erreicht, wenn die Gase in den luftleeren Raum austreten durch eine Lavalldüse mit unendlichem Erweiterungsverhältnis. Dabei kühlt sich das Gas von der höchsten Gastemperatur T_a in dem Reaktor bis auf den absoluten Nullpunkt ab, und die ganze Enthalpie i_0 bestehend aus der Anfangsenthalpie vor dem Reaktor und der Aufheizung im Reaktor, verwandelt sich in kinetische Energie. In diesem Fall ist

$$v_{\infty} = \sqrt{2 i_0} = \sqrt{2 c_p T_a} \quad (29)$$

4.2. Die Ausströmgeschwindigkeit

Aus den Daten auf der Seite 7 folgt:

$$T_a = 2500^{\circ}\text{K}$$

$$c_p = 1,65 \cdot 10^{-2} \text{ MWh/kg grad} = 1,65 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ grad}$$

Die Daten in Gl. 29 eingesetzt ergibt:

$$v_{\infty} = 2 \cdot 1,65 \cdot 10^4 \cdot 2500 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\underline{\underline{v_{\infty} = 9080 \text{ m/s}}}$$

Praktisch verwirklichen läßt sich jedoch höchstens $v = 6500 \text{ m/s}$

4.3. Der Schub

Auf der Seite 8 ist der Massendurchsatz $\dot{m} = 50 \text{ kg/s}$ ermittelt worden, hieraus errechnet sich der Schub zu

$$S = \frac{50 \text{ kg} \cdot 65000 \text{ kp} \cdot \text{s}^2}{\text{s} \cdot 9,81 \text{ kg} \cdot \text{m}}$$

$$\underline{\underline{S = 33100 \text{ kp}}}$$

Wenn man den Schub durch den Massendurchsatz dividiert, erhält man den spezifischen Schub s

$$s = \frac{33100 \text{ kp} \cdot \text{s}}{50 \text{ kg}}$$

$$\underline{\underline{s = 662 \text{ kp} \cdot \text{s}/\text{kg}}}$$

5. Der Druckbehälter

Rechnungsgang nach AD - Merkblatt B1

$$s = \frac{D_i \cdot p}{200 \frac{K}{S} - p} \quad (30)$$

- s = die auszuführende Wanddicke in mm
D_i = der innere Durchmesser in mm
p = der höchste Betriebsdruck in atü
K = der Festigkeitskennwert in kp/mm²
S = ein Sicherheitsbeiwert -

Die Berechnungstemperatur beträgt t = 500°C.

Der Sicherheitsbeiwert beträgt nach AD-Merkblatt B1 Abschnitt 6

S = 2,5.

Der Festigkeitskennwert für den Werkstoff GS-24 Cr Mo V 55

ist K = 25 Kp/mm² (1% Zeitdehngrenze für 100000 h)

Der Betriebsdruck beträgt p = 50 atü.

$$s = 1520 \cdot 50 / (200 \cdot 25 / 2,5 - 50) = 39 \text{ mm}$$

Gewählt s = 40 mm

6. Druckbehälterverschraubung

Die Verschraubung des Druckbehälters (9) mit dem Deckel (10) erfolgt durch Dehnschrauben (28) (siehe Abb. 7). Die Materialien und Temperaturen (t) gehen aus der Tabelle hervor.

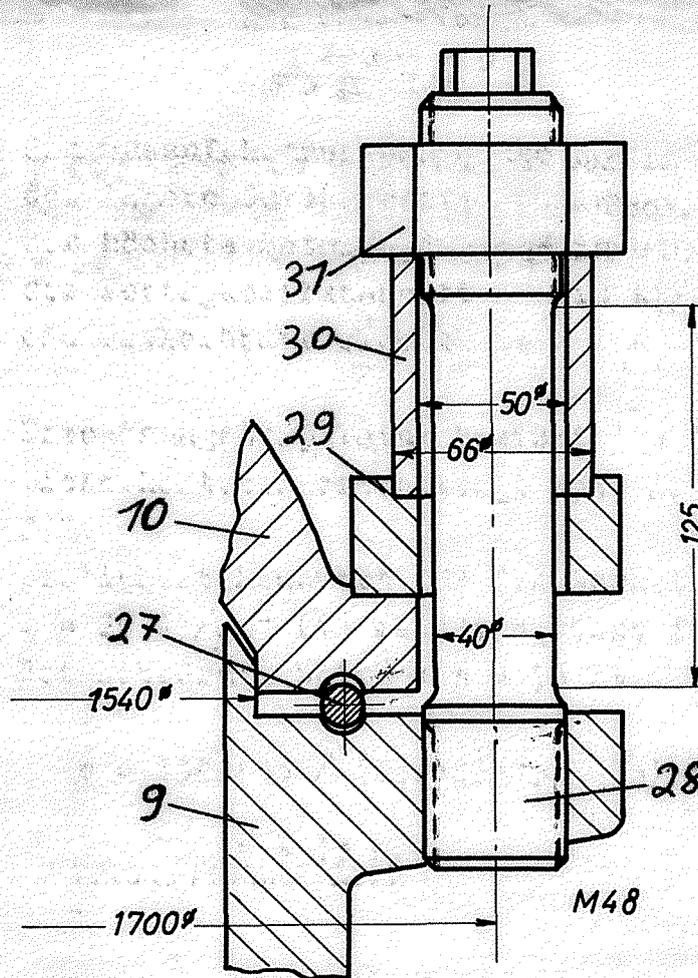


Abb. 7

	Werkstoff	t (°C)
Druckbehälter (9)	GS - 24 Cr Mo V 55	t ₉ = 500
Druckdeckel (10)	GS - 24 Cr Mo V 55	t ₁₀ = 495
Flansch (29)	GS - 24 Cr Mo V 55	t ₂₉ = 490
Abstandsbüchse (30)	GS - 24 Cr Mo V 55	t ₃₀ = 490
Mutter (31)	X 22 Cr Mo V 121	t ₃₁ = 495
Dehnschraube (35)	X 22 Cr Mo V 121	t ₃₅ = 495

Nach Abb. 7 hat der Behälterdeckel einen Durchmesser von d=1540mm. Daraus errechnet sich die Kraft die auf den Deckel wirkt zu:

$$P_g = F p = \frac{d^2}{4} p \quad (37)$$

mit $p = 50 \text{ atü}$ ergibt sich:

$$\underline{P_g = 930 \text{ Mp}}$$

Daraus ergibt sich für eine Schraube (M48) bei 60 Schrauben auf dem Umfang:

$$\underline{P = 15,5 \text{ Mp}}$$

6. 1. Berechnung der Einheitskräfte

Es gilt allgemein:

$$C = F E / l \quad (32)$$

wobei C die Einheitskraft ist (sie entspricht der Federkonstanten), E der Elastizitätsmodul, F die Fläche und l die Länge.

a) Schraube

$$t = 20^\circ\text{C} \quad C_{35} = \frac{F_{35} E_{35}}{l_{35}} = \frac{12,6 \text{ cm}^2 \cdot 2,1 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}^2}{12,5 \text{ cm}}$$

$$= 2,12 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

$$t = 495^\circ\text{C} \quad C_{35t} = \frac{12,6 \cdot 1,8 \cdot 10^6}{12,5} = 1,815 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

b) Flansch

$$t = 20^\circ\text{C} \quad C_{29} = \frac{F_{29} E_{29}}{l_{29}} = \frac{\frac{\pi}{4} (6,6^2 - 5^2) \cdot 2,1 \cdot 10^6}{3,2} = 9,6 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

$$t = 490 \quad C_{29t} = \frac{14,35 \cdot 1,65 \cdot 10^6}{3,2} = 7,4 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

c) Büchse

$$t = 20^\circ\text{C} \quad C_{30} = \frac{F_{30} E_{30}}{l_{30}} = \frac{14,35 \cdot 2,1 \cdot 10^6}{8} = 3,76 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

$$t = 490^\circ\text{C} \quad C_{30t} = \frac{14,35 \cdot 1,65 \cdot 10^6}{8} = 2,955 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

Für Flansch und Büchse ist dann, wenn beide zusammengedrückt werden, $1/C_{\text{ges}} = 1/C_{29,30} = 1/C_{29} + 1/C_{30}$

$$t = 20^{\circ}\text{C} \quad 1/C_{29,30} = (1/9,6 + 1/3,76) \cdot 10^{-6} = 0,37 \cdot 10^{-6} \text{ cm/kp}$$

$$C_{29,30} = 2,7 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

$$t = 490^{\circ}\text{C} \quad C_{29,30t} = 2,11 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

Nimmt man an, daß sich unter der Wirkung von P nur der Flansch ausdehnen kann, während die Buchse stärker zusammengedrückt wird, so wirken Schraube und Buchse wie zwei hintereinandergeschaltete Federn

$$C_{35,30t} = 1/(1/C_{35t} + 1/C_{30t}) = 1,125 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}$$

6.2. Das Verspannungsschaubild

Das Verspannungsschaubild Abb. 8 kann erst gezeichnet werden, nachdem die Längenänderung der verspannten Teile berechnet ist, die sich durch die jeweilige Betriebstemperatur ergibt. Die Differenz der Längenänderung ist

$$\Delta' \delta = \Delta \delta_{29,30} - \Delta \delta_{35} = \Delta \delta_{29} + \Delta \delta_{30} - \Delta \delta_{35} = \alpha_{29} \cdot l_{29} \cdot \Delta t_{29} + \alpha_{30} \cdot l_{30} \cdot \Delta t_{30} - \alpha_{35} \cdot l_{35} \cdot \Delta t_{35}$$

$$\Delta' \delta = 13,9 \cdot 10^{-6} / \text{grd} \cdot 3,2 \text{ cm} \cdot 490^{\circ}\text{C} + 8 \text{ cm} \cdot 490^{\circ}\text{C} \cdot 13,9 \cdot 10^{-6} / \text{grd}$$

$$- 12,5 \text{ cm} \cdot 495^{\circ}\text{C} \cdot 12 \cdot 10^{-6} / \text{grd}$$

$$= 0,21 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

Die maximale Kraft, die eine Schraube aufnehmen kann errechnet sich zu

$$P_{\text{max}} = F \cdot \sigma = 25,2 \text{ Mp}$$

Es bleibt also eine restliche Vorspannkraft P_{yr} von 9,7 Mp über, insgesamt also 582 Mp. Diese Kraft ergibt nach der Hertzschen Gleichung eine Dichtfläche von 1,2 mm an der Ringdichtung. Die für die Güte der Dichtung maßgebliche plastische Verformung ist damit ausreichend.

Aus Abb. 8 geht hervor, daß die Schrauben mit einer Vorspannkraft $P_{\text{v}} = 24,9 \text{ Mp}$ bei 20°C angezogen werden müssen.

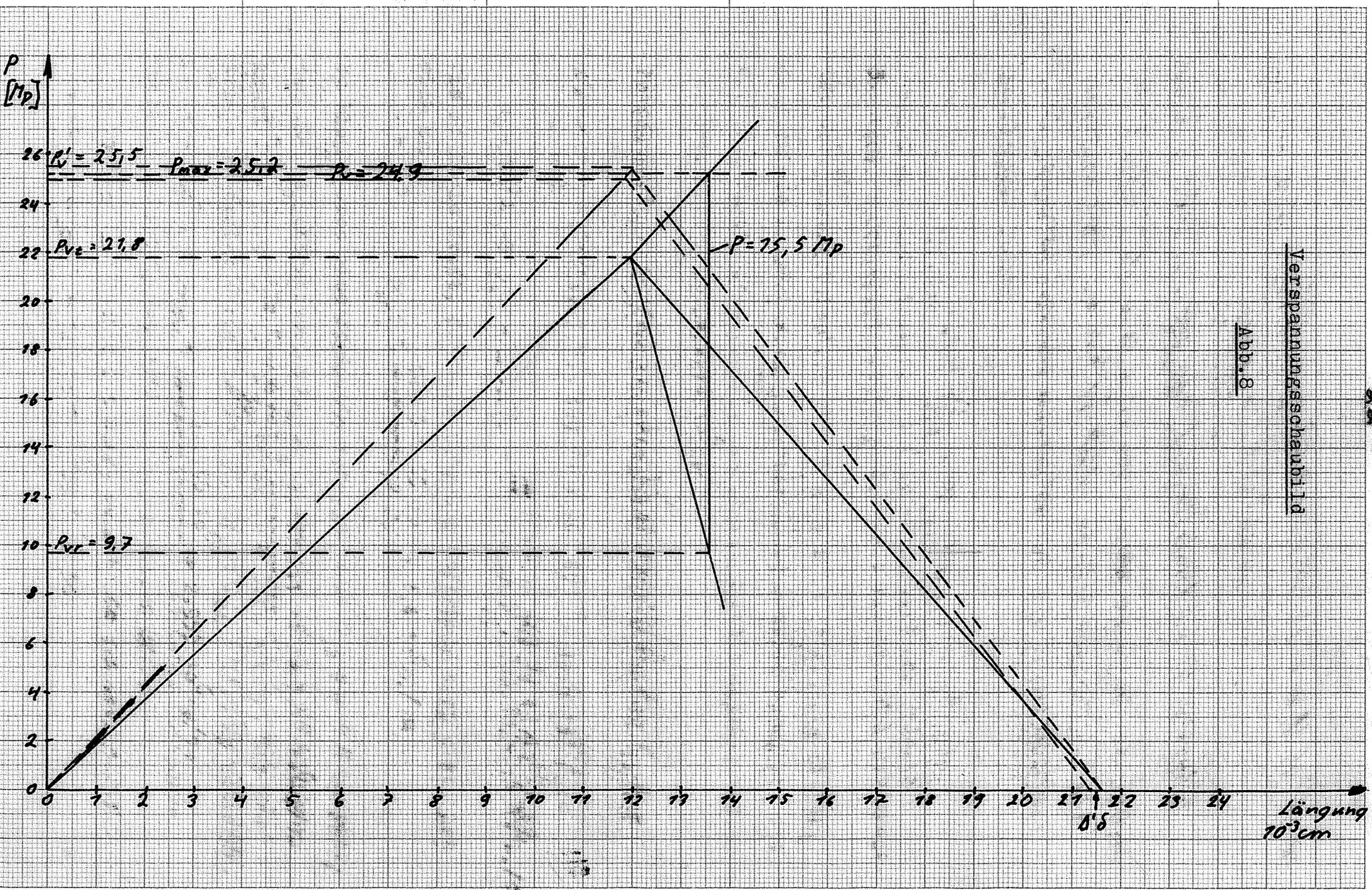


Abb. 8

Verspannungsschaubild

28

7. Materialprobleme

7.1. Allgemeines

Die außergewöhnlichen Verhältnisse bei dieser Konstruktion bedingen, daß man sich mit den Fragen der Werkstoffwahl besonders eingehend befassen muß.

Im Folgenden soll nun versucht werden, einen kurzen Überblick über die Problemstellung und Ansätze zur Lösung zu geben.

7.2. Reaktordruckbehälter

An der Innenwand des Reaktordruckbehälters strömt der Wasserstoff, zur Kühlung des Reflektors, entlang. Der Wasserstoff, steht unter einem Druck von 50 at und hat eine Temperatur von ca. 500°C. Unter diesen Bedingungen diffundiert der Wasserstoff in die Wand des Druckbehälters hinein. Wenn es sich nun um einen gewöhnlichen Stahl handelt, dann verbindet sich der Wasserstoff mit dem Kohlenstoff des Stahls zu Methan (CH₄) und das eingeschlossene Gas führt zu Gitterspannungen und Sprödigkeit. Um diesen Effekt zu verhindern legiert man den Stahl mit Crom, denn dann ist im Stahl kein freier Kohlenstoff vorhanden, da das Crom im Stahl Karbide bildet und somit den Kohlenstoff festhält.

Aus diesem Grunde schlage ich vor. den Reaktordruckbehälter, nebst Deckel, aus dem hitzebeständigen, legierten Stahl

24 Cr Mo V 55

herzustellen.

7.3. Brennelemente

Die Brennelemente müssen die höchsten Temperaturen aushalten. An ihrer Oberfläche wird maximal eine Temperatur von ca. 2800°K herrschen. In diesem Temperaturbereich lassen sich nur keramische Werkstoffe verwenden. Es wird vorgeschlagen, nach 7 einen gesinterten Werkstoff der Zusammensetzung

²³⁵UC + ZrC + 13 Graphit

zu verwenden.

Der Anwendungsbereich dieses Materials soll bis maximal 3190°K reichen (nach Angaben von 7). UO₂ kommt nicht zur Anwendung, weil es sich durch das H₂ reduzieren würde.

Wie aus der Konstruktionszeichnung 2 zu ersehen ist bestehen die Brennelemente aus gebogenen, leicht konischen Platten. Ob es möglich sein wird, Platten dieser Größe (1,5m lang) zu sintern, steht noch nicht fest. Man könnte jedoch, um den Fabrikationsprozeß zu vereinfachen, die Platten in der Länge aufteilen und eine Brennelementplatte aus etwa 10 einzelnen Stücken zusammensetzen. Die einzelnen Teile würden dann einfach im Reaktor aufeinander geschichtet und durch die Führungen im Graphit gehalten.

Bei Raumtemperatur sind keramische Werkstoffe im allgemeinen sehr hart und spröde, bei den hier herrschenden hohen Temperaturen wird jedoch eine gute Plastizität des Materials erreicht.

Um dem Brennelement eine bessere Oberfläche zu geben und einen Abtrieb durch den Wasserstoff zu vermeiden schlage ich vor, einen Überzug aus Wolfram vorzusehen. Wolfram hat den höchsten Schmelzpunkt aller reinen Metalle er liegt bei 3650°K . Außerdem hat Wolfram eine sehr gute Festigkeit und Dichte. Selbst bei der Arbeitstemperatur des Reaktors (Brennelementoberfläche $T = 2800^{\circ}\text{K}$) ist noch eine Festigkeit von $1,7 \text{ kp/mm}^2$ vorhanden. Wenn man dem Wolfram 1,5% Thoriumhydroxid (Th O_2) zusetzt, erhöht sich die Zugfestigkeit auf $4,5 \text{ kp/mm}^2$. Die Verdampfungsrate des Wolframs beträgt bei 2800°K $10^{-7} \text{ g/cm}^2\text{S}$, sie braucht also bei den in Betracht kommenden Betriebszeiten (einige Minuten) überhaupt nicht berücksichtigt werden. Da Wolfram einen relativ hohen Absorptionskoeffizienten von $\sigma_a = 19,0$ barn hat ist es vorteilhaft, die Auflageschicht möglichst dünn zu machen.

Um das Wolfram auf das Brennelement aufzubringen, bieten sich verschiedene Möglichkeiten an, 1. galvanische Abscheidung, 2. Aufdampfung, 3. Plattieren. Bei der ersten Möglichkeit müßte also durch Elektrolyse eine Wolframschicht auf das Brennelement aufgebracht werden. Schwierigkeiten werden dabei wahrscheinlich durch die mikroskopisch, heterogene Struktur des Materials und durch den hohen und mikroskopisch verschiedenen Widerstand des Brennelementes auftreten, d.h. es wird schwierig sein, eine glatte, gleichmäßige und fest haftende Schicht aufzubringen.

Das unter 2. genannte Aufdampfen der Wolframschicht müßte im Vakuum erfolgen. Die Schwierigkeit wird darin bestehen, eine gleichmäßige und vorallem genügend dicke Schicht herzustellen.

Außerdem läßt sich bei den beiden ersten Methoden nur reines Wolfram und kein mit ThO_2 versetztes Material aufbringen, so daß die Festigkeit der Schicht nicht maximal ist. Durch die dritte Methode kann man auch $\text{W} + 1,5\% \text{ThO}_2$ aufbringen und damit die Festigkeit erheblich erhöhen. Man wird also Wolframfolien beim Sintern der Brennelemente außen auflegen, mitpressen und miterhitzen. Die Sintertemperaturen werden etwa um 2000°C liegen, so daß sich das Wolfram an der Berührungsfläche mit dem Kohlenstoff des Brennelementes zu Wolframkarbid (WC) verbindet (die Reaktionstemperatur für diesen Vorgang (WC) liegt bei 1400°C). Dadurch findet eine innige Verbindung des Wolframs mit dem Brennelement statt. Die optimale Schichtdicke wird etwa zwischen $10 - 50 \mu\text{m}$ liegen.

7.4. Moderator und Reflektor

Der Moderator und der Reflektor bestehen aus Reaktorgraphit. Die Temperaturbeständigkeit des Graphits ist gut ($T_s = 3920^\circ\text{K}$), seine Fertigkeit nimmt sogar mit steigender Temperatur zu.

Problematisch ist beim Graphit die verschiedene Temperaturdehnung in zwei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen. Diese verschiedenartige Dehnung ist eine Folge der hexagonalen Gitterstruktur des Graphits. Die verschiedenartige Ausdehnung macht sich in ihrer vollen Größe nur bei einem Graphiteinkristall bemerkbar. Wenn nun Graphit durch pressen oder ziehen hergestellt wird, haben die Kristalle eine mehr oder weniger starke gleiche Ausrichtung im Werkstoff, d.h. der Werkstoff besitzt Textur. Aus diesem Grunde verhält sich der gewöhnliche Graphit in etwas abgeschwächtem Maße wie ein Einkristall, er hat also in den verschiedenen Richtungen andere Wärmeausdehnungskoeffizienten.

Eine Möglichkeit der Behebung oder Verminderung dieses unangenehmen Effektes besteht darin, daß man den Graphit möglichst feinkörnig macht und durch geeignete Herstellungsverfahren dafür sorgt, daß eine Textur nicht auftreten kann.

Die durch das anisotrope Verhalten des Graphits im Reaktorkern auftretenden Dehnungen und Spannungen lassen sich nur schwer überblicken und eine mathematische Behandlung dieser Probleme würde sehr umfangreich und komplex werden, aus diesem Grunde soll an dieser Stelle darauf verzichtet werden.

7.5. Zusammenfassung

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die meisten technologischen Probleme durch die hohen Temperaturen auftreten. Die große Erwärmung hat jedoch auch gewisse Vorteile und zwar folgende:

a) Abbau von Gitterspannungen und Fränkel - Defekten b) Ständige Abfuhr der Wigner - Energie im Graphit.

Zu a): Die Gitterspannungen und Fränkel - Defekte nehmen bei den hohen Neutronenflußdichten ein beträchtliches Ausmaß an, so daß die Kompensation dieser Einflüsse durch die hohe Temperatur sehr willkommen ist.

Zu b): Bei längerer Betriebsdauer kann die Energiespeicherung durch Neutronenbeschuß im Graphit recht hoch werden und bei einer plötzlichen, unkontrollierten Abgabe dieser Energie erheblicher Schaden entstehen. Die hohen Temperaturen bewirken jedoch einen ständigen Abbau dieser Energie.

8. Literatur

- 1 Bedeutung und Anwendung von Atomkernenergie für zukünftige Raumfahrtmissionen.
Dipl. Phys. Günter F. Au
Vortrag auf dem III Europäischen Raumfahrt - Kongreß.
- 2 Besondere Brennstoffverteilung und Kühlungsprobleme in
Reaktoren von Kernraketen.
F. Winterberg
Astronautica Acta 1958/2
- 3 Nuclear Rocket Propulsion.
Bussard and De Lauer
- 4 Prospects for Advanced Nuclear Systems
ARS Journal Volume 32 Number 1 January 1962
- 5 Berechnung von Raketentriebwerken
Mebus
- 6 Physik und Technik der Atomreaktoren
F. Cap
- 7 Ein Kernreaktor für den Energiebedarf elektrischer Antriebe
Raketentechnik und Raumfahrtforschung 1963/1
- 8 Thermodynamik
E Schmidt
- 9 Physik der Rakete
Robert Schmidt
- 10 Aufbau und Arbeitsweise von Reaktoren für nukleare Antriebe
W. Peschka
Vortrag auf dem 2 Lehrgang für Raumfahrttechnik in Braunschweig 1963