



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Reaktorentwicklung

**Neutronenphysikalische und
thermohydraulische Untersuchungen
zur Spaltstoffproduktion
mit Spallationsneutronen**

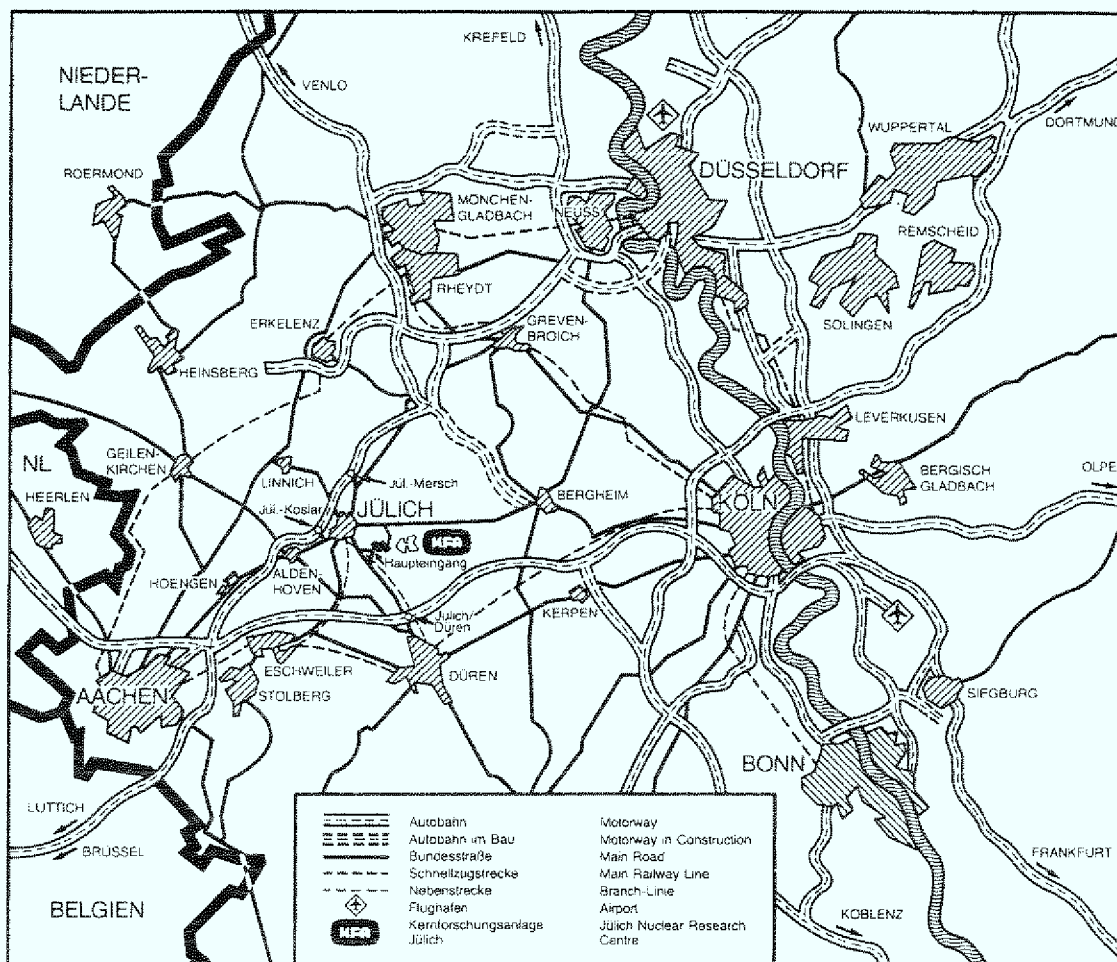
von

T. Schilling

Jül - 1835

März 1983

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1835
 Institut für Reaktorentwicklung Jülich - 1835

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Neutronenphysikalische und
thermohydraulische Untersuchungen
zur Spaltstoffproduktion
mit Spallationsneutronen**

von
T. Schilling

D 82 (Diss. T.H. Aachen)

NEUTRON PHYSICAL AND THERMOHYDRAULIC
INVESTIGATIONS ON THE FISSILE FUEL PRODUCTION
WITH SPALLATION NEUTRONS

by

Thomas Schilling

ABSTRACT

In case of an enhanced utilisation of nuclear energy from fission reactors it is necessary to preserve the natural deposits of fissile material. One possibility for this preservation could be the breeding of synthetic fuel by the means of spallation neutrons.

The configuration discussed here consists of an integral spallation target/breeding blanket pebble bed of hollow Thorium spheres, which is cooled alternatively with helium gas or liquid sodium or lithium.

With helium cooling the neutron yield is 35 neutrons per initial proton and the breeding gain is 775 kg U-233/a. With sodium as coolant the n-yield is 25 n/p, and the fuel production is 520 kg U-233/a. If liquid lithium is used as coolant the neutron yield is 30 n/p with a production of 440 kg Uranium-233 per year.

Supposing a fuel requirement of a high converting HTR of 90 kg U-233/GW_e-a, 5 to 9 1-GW_e-reactors could be supplied depending on the coolant.

NEUTRONENPHYSIKALISCHE UND THERMOHYDRAULISCHE
UNTERSUCHUNGEN ZUR SPALTSTOFFPRODUKTION
MIT SPALLATIONSNEUTRONEN

von

Thomas Schilling

KURZFASSUNG

Für den Fall einer verstärkten Nutzung der Kernenergie aus Fission-Reaktoren sind Maßnahmen zur Schonung der natürlichen Spaltstoffreserven erforderlich. Eine Möglichkeit hierzu ist das Erbrüten synthetischen Spaltstoffs mit Hilfe von Neutronen aus Spallationsprozessen.

Das hier dargestellte Konzept besteht aus einer integrierten Spallationstarget/Brutblanket-Kugelhaufenanordnung mit einer Schüttung aus Thorium Hohlkugeln, welche mit gasförmigem Helium oder alternativ mit flüssigem Natrium bzw. Lithium gekühlt wird.

Für den Fall der Heliumkühlung ergibt sich eine Neutronenausbeute von 35 Neutronen pro Initialproton und eine Brutrate von 775 kg U-233/a, während bei Natriumkühlung die Neutronenausbeute 26 Neutronen pro Proton beträgt, womit 520 kg U-233/a erzeugt werden können. Bei der Verwendung von Lithium als Kühlmedium beträgt die Neutronenausbeute 30 n/p, was zu einer Spaltstoffproduktion von 440 kg U-233/a führt.

Legt man für einen hochkonvertierenden Kugelhaufen-HTR einen Spaltstoffbedarf von 90 kg U-233/GW_a zugrunde, so können mit einer solchen Anlage je nach Kühlmittel^e zwischen 5 und 9 1-GW_e-Reaktoren versorgt werden.

Für die interessante Themenstellung der Dissertation und die Möglichkeit, diese im Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich anfertigen zu können, danke ich Herrn Prof. Dr. R. Schulten.

Herrn Privatdozent Dr. H. Barnert danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen danke ich Herrn Dr. W. Scherer.

Ferner möchte ich allen Mitgliedern des Instituts für Reaktorentwicklung der KFA meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der Spallationsprozeß	3
3. Rechenmodelle und Programme	12
4. Verifizierung der nuklearen Rechencodes	18
5. Kugelhaufen-Spallationstarget zur Spaltstoffproduktion	23
5.1 Referenzanordnung mit Heliumkühlung	28
5.2 Anordnung mit Natriumkühlung	47
5.3 Anordnung mit Lithiumkühlung	52
6. Folgerungen	57
7. Zusammenfassung	58
Literaturverzeichnis	60
Anhang	A1

1. Einleitung

Im Zuge der allgemeinen Rohstoffverknappung ist es besonders bei den Primärenregieträgern notwendig, die vorhandenen Ressourcen möglichst weit zu strecken. Dies gilt sowohl für fossile als auch für nukleare Brennstoffe.

Auf dem Gebiet der nuklearen Energieträger bietet die Produktion von synthetischem Kernbrennstoff aus nicht spaltbarem Material eine gute Möglichkeit zur Erreichung dieses Ziels. Deshalb haben sich einige Länder für den Betrieb von schnellen Brutreaktoren entschlossen, in denen durch Neutronenabsorption Spaltstoff erbrütet werden soll.

Bereits Mitte der vierziger Jahre erkannten Wissenschaftler, daß der Prozeß der Spallation, insbesondere in schweren Atomkernen, eine große Zahl von Neutronen freisetzen kann. Deshalb ist auch in jüngster Zeit in der Bundesrepublik Deutschland ein Projekt entstanden, die zu Forschungszwecken auf zahlreichen Gebieten erforderlichen Neutronen mit einer Spallationsneutronenquelle (SNQ) bereitzustellen.

Dieses Projekt gab auch neue Impulse für die Überlegungen, mit Spallationsneutronen synthetischen Brennstoff für Kernspaltungsreaktoren zu erbrüten.

In der vorliegenden Arbeit werden einige Aspekte für die Auslegung einer Anlage untersucht, die mit Hilfe der Spallationsneutronen Uran-233 aus Thorium-232 erbrütet, und die damit einen Beitrag zur Nutzung dieses Energiepotentials leisten könnte.

Die bisher vor allem in Kanada und in den USA angestellten Überlegungen zur Kernbrennstoffproduktion mit Spallationsneutronen gehen von einem Protonenstrahl mit einer Leistung von 300 MW aus, der deshalb auch für die vorliegende Arbeit zugrunde gelegt wurde. Dabei beträgt die Protonenenergie 1 GeV und der Protonenstrom 300 mA.

Als Target bietet sich eine Schüttung aus Thoriumhohlkugeln an, da in dieser integrierten Target/Blanket-Konfiguration die durch Spallation gewonnenen Neutronen direkt im Thorium absorbiert werden können. Außerdem lassen sich bei einer Anordnung mit Kugelschüttung die Vorteile nutzen, die durch den Bau und Betrieb von Kugelhaufenreaktoren bereits bekannt sind. Dazu zählt vor allem die Möglichkeit der kontinuierlichen Beschickung und Entladung der Anlage mit Spallations- bzw. Brutstoff. Damit ergibt sich die Möglichkeit für

einen gleichmäßigen Betrieb der Anlage hinsichtlich der Leistungsentwicklung und Spaltstoffproduktion sowie die Möglichkeit, diese Größen über die Kugelfließgeschwindigkeit zu regulieren.

2. Der Spallationsprozeß

Der Prozeß der Spallation vollzieht sich im wesentlichen in zwei zeitlich aufeinander folgenden Schritten. Der erste Schritt ist der Prozeß der Kaskaden, und der zweite Schritt ist die Evaporation einzelner Nukleonen bzw. Nukleonengruppen des angeregten Atomkerns.

Handelt es sich bei den mit hochenergetischen, geladenen Teilchen beschossenen Atomkernen um solche von spaltbaren Isotopen (wie z.B. von Uran oder Thorium), so kommt die sogenannte Hochenergie-Spaltung als konkurrierender Prozeß zur Nukleonenevaporation hinzu.

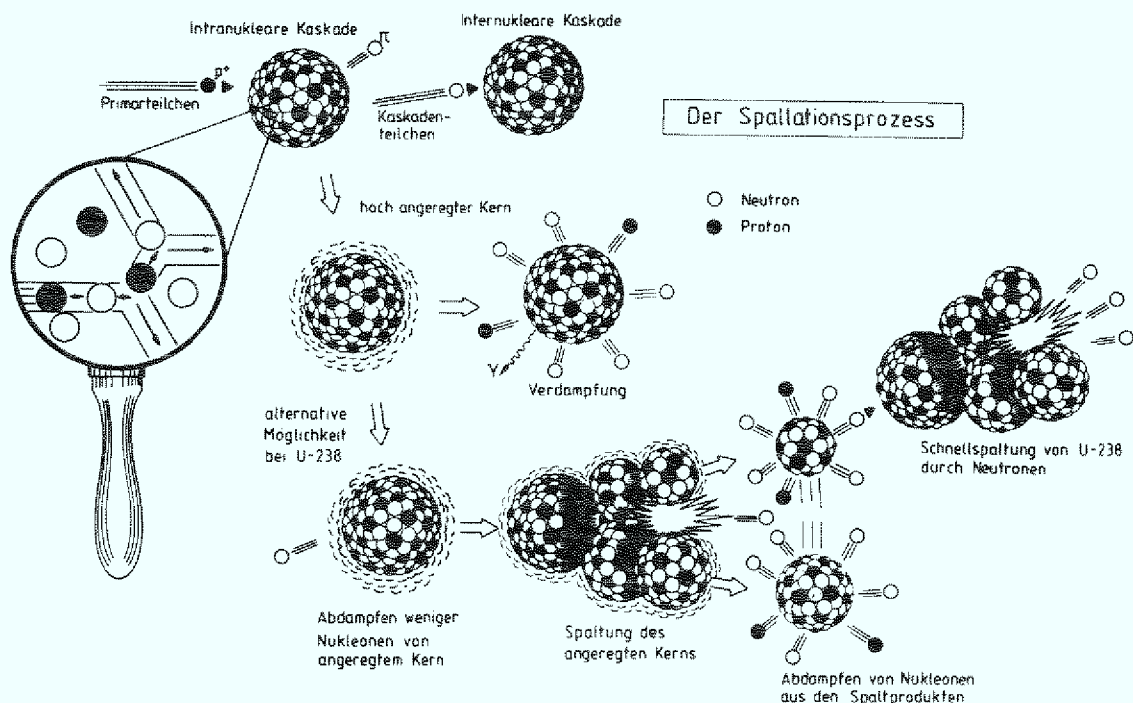


Abb.1: Der Spallationsprozeß (entnommen G.S. Bauer et al.: Relisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, Jül-Spez-113)

Um den Prozeß der Spallation beschreiben zu können, benötigt man für den mit Partikeln beschossenen Atomkern ein Modell hinsichtlich der Dichteverteilung, der Impulsverteilung sowie der Verteilung der potentiellen Energie der Nukleonen innerhalb des Kerns.

Früher ging man von einer gleichförmigen Nukleonendichteverteilung im Atomkern aus, bis Hofstadter /1/ anhand von Elektronenstreuversuchen an mittelschweren bis schweren Atomkernen feststellte, daß die Nukleonendichte im Kern – wie die Ladungsdichte – vom Radius abhängig ist.

Hofstadter fand für die Ladungsdichteverteilung im Kern eine Abhängigkeit von der Form

$$\rho(r) = \frac{\rho_1}{e^{(r-c)/z_1 + 1}} ,$$

mit ρ_1 als einer Normierungskonstanten und mit c und z_1 als Parametern.

Eine Approximation an diese kontinuierliche Ladungsdichteverteilung bildet nun ein Modell von Bertini bestehend aus drei konzentrischen Kugelschalen, in denen die Nukleonendichte jeweils als konstant angenommen wird /2/. Der Wert der Protonendichte ist jeweils der durchschnittliche Wert der kontinuierlichen Ladungsdichteverteilung in dieser Region. Man erhält also eine Drei-Stufen-Funktion für die Nukleonendichte, die in Abb. 2 dargestellt ist.

Die Normierung wird so definiert, daß die Summe der Produkte aus Volumen mal Protonendichte über alle Regionen gerade die Anzahl von Protonen im betrachteten Atomkern ergibt, d.h. $\sum_{i=1}^3 V_i \cdot \rho_i = Z$. Die äußeren Radien der drei Zonen sind so festgelegt, daß gilt

$$\rho(r) = \alpha_i \cdot \rho(0) , \quad i = 1, 2, 3$$

wobei $\alpha_1 = 0,9$, $\alpha_2 = 0,2$ und $\alpha_3 = 0,01$ sind /2/. Außerdem sind die Grenzen dieser Regionen für Neutronen und Protonen gleich angenommen. Bei gleicher Normierung für beide Nukleonentypen liegt in allen Regionen das gleiche Verhältnis von Neutronen zu Protonen vor wie im gesamten Kern.

Bezüglich der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern wird angenommen, daß die Protonen und Neutronen des Atomkerns in den einzelnen Regionen des Drei-Zonen-Modells eine Null-Grad-Fermi-Impulsverteilung besitzen,

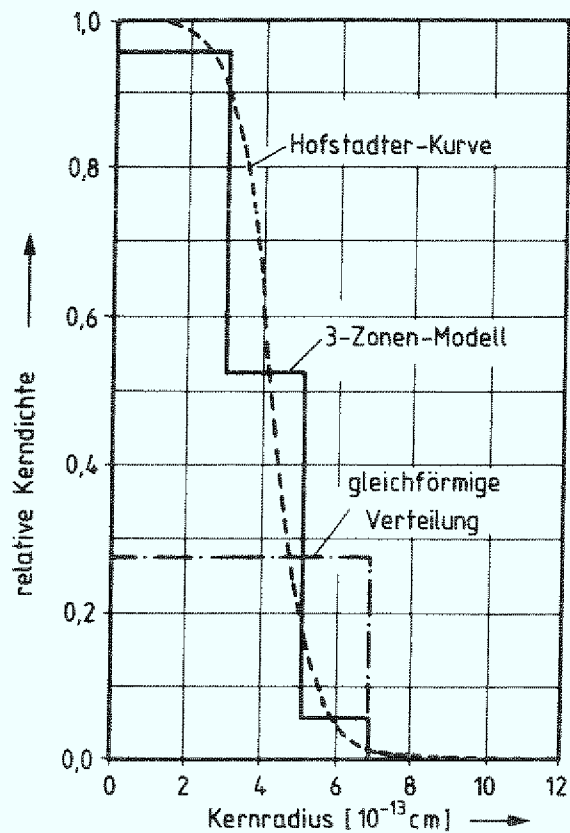


Abb. 2: Kerndichteverteilung im Cu^{65} -Kern

d.h. die Verteilungsfunktion $f(p)$ ist von der Form

$$f(p) = c \cdot p^2$$

Die Normierungsbedingung für eine Zone lautet so, daß das Integral über die Verteilungsfunktion $f(p)$ von Null bis zum Impuls der Fermienergie p_F die Anzahl der jeweiligen Nukleonen innerhalb dieser Region ergibt. Es gilt also für jede Region:

$$\int_0^{p_F} f(p) dp = \text{Anzahl Neutronen (Protonen)}.$$

Die Fermienergie ist von der Nukleonendichte im Kern abhängig und ist unterschiedlich für verschiedene Nukleontypen /2/.

Mit diesen Annahmen folgt für die zusammengesetzte Impulsverteilung für den ganzen Atomkern die in Abb. 3 dargestellte Funktion /2/.

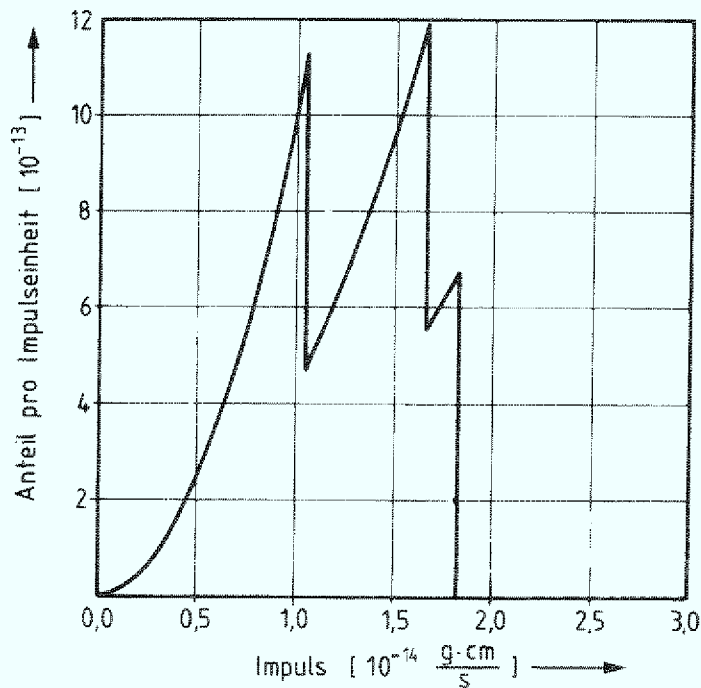


Abb. 3: Impulsverteilung der Nukleonen im Kern

Die potentielle Energie in jeder Region setzt sich zusammen aus der Summe der Null-Grad-Fermienergie der Nukleonen in jeder Region und der Bindungsenergie des am wenigsten stark gebundenen Nukleons (~ 7 MeV). Diese Kombination ergibt sowohl für Nukleonen als auch für π -Mesonen sinnvolle Potentiale /2/.

Abb. 4 zeigt am Beispiel des Kupferisotops Cu^{65} das Nukleonenpotential in Abhängigkeit vom Kernradius.

Da die maximale kinetische Energie eines Nukleons im Kern

$$\epsilon_0 = \frac{p_{\max}^2}{2M}, \quad M = \text{Nukleonenmasse}$$

gerade die Fermi'sche Grenzenergie ist /3/, und da diese Grenzenergie für Neutronen größer ist als für Protonen /3/,

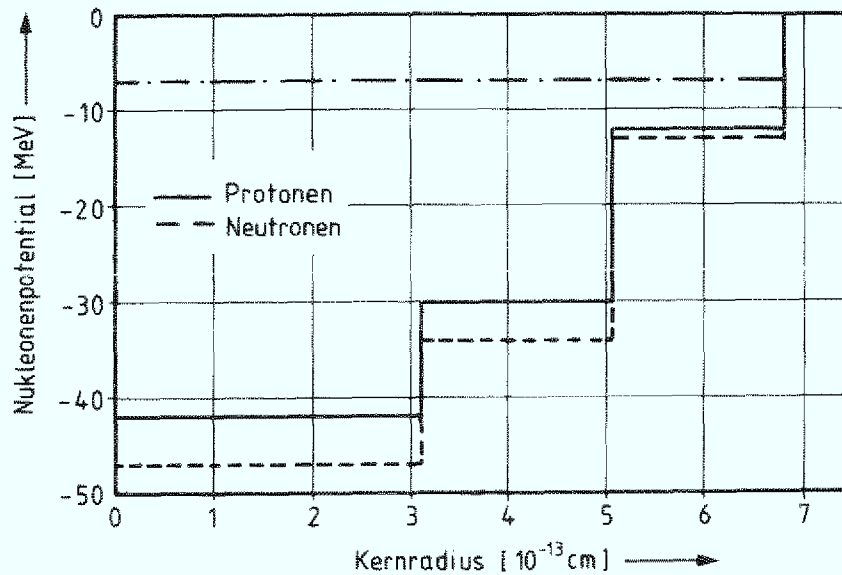


Abb. 4: Nukleonenpotential als Funktion des Kernradius für Cu^{65}

$$\varphi_0^{\text{Proton}} = 38,6 \cdot \left(\frac{Z}{A}\right)^{2/3} \text{ MeV}$$

$$\varphi_0^{\text{Neutron}} = 38,6 \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3} \text{ MeV}$$

liegen die negativ aufgetragenen Werte für Neutronen in Abb. 4 unterhalb von denen für Protonen.

Nukleare Kaskaden

Treffen hochenergetische geladene Teilchen auf schwere Atomkerne auf, so ist die Zeit des Zusammenstoßes zwischen Partikel und Kern kurz im Vergleich zu Zusammenstößen der Nukleonen innerhalb des Atomkerns /4/.

Daraus läßt sich schließen, daß der erste Schritt im Kaskadenprozeß als Stoß zwischen dem geladenen Geschosspartikel und den einzelnen Nukleonen des Kerns (ohne ihr kollektives Verhalten) angesehen werden kann /4/.

Das bedeutet, daß ein Proton zum Beispiel als hochenergetisches Projektil-Partikel zunächst einen Teil seiner Energie an einzelne Nukleonen des Target-Kerns abgibt, wobei diese eine so hohe Energie erhalten, daß sie entweder gleich aus dem Kern fliegen oder weitere Nukleonen dieses Kerns anstoßen.

Sollte das beschleunigte Partikel einen Kern nur in dessen Randzone durchdringen, so wäre es möglich, daß dieses Partikel nur einen Partikel-Nukleon - Stoß ausführt, bei dem es nur ca. 25 MeV seiner Energie verliert /4/. Trifft das Partikel jedoch das Kernzentrum, d.h. durchdringt das Partikel den Atomkern über die maximale Strecke des gesamten Kerndurchmessers, so steigt die Wahrscheinlichkeit mehrerer Partikel-Nukleon-Stöße an, und das Partikel verliert unter Umständen so viel Energie innerhalb der Abmessung des Targetkerns, daß es diesen nicht mehr verlassen kann. Natürlich gibt es eine ganze Reihe von Möglichkeiten einer Interaktion von Geschoßpartikel mit dem Targetkern, die zwischen den beiden beschriebenen Extremfällen liegen. Damit variiert auch die Austrittsenergie des Partikels aus dem Kern von einem Maximalwert (der ursprünglichen Energie) für den Fall keines Partikel-Nukleon-Stoßes bis zu einem Minimalwert (kinetische Energie gleich Null) für den Fall einer Absorption des Partikels im Restkern.

Da bei diesen Reaktionen eine ganze Reihe von Nukleonen mit Energien bis hinauf zur Geschoßpartikelenergie freigesetzt werden können, nennt man diese Phase auch die intranukleare Kaskade, die zu einer Multiplikation freier Partikel führt. Die dabei frei werdenden Nukleonen müssen sich jedoch die kinetische Energie des Geschoßpartikels aufteilen, weshalb diese bei größerer Multiplikation energieärmer werden.

Die innerhalb einer intranuklearen Kaskade freigesetzten Nukleonen können nun in anderen Atomkernen wiederum Kaskaden auslösen, so daß eine intranukleare Kaskade von einer internuklearen Kaskade begleitet wird.

Für das Fortschreiten der Kaskade innerhalb eines Spallationstargets sind besonders die in einer Kaskade freigesetzten Neutronen verantwortlich, da diese auf ihrem Weg zwischen zwei Stößen der internuklearen Kaskade keinen Energieverlust durch Ionisationsprozesse - wie z.B. die Protonen - erleiden.

Betrachtet man die erste Phase des Spallationsprozesses, also die der intranuklearen Kaskade, unter dem von R. Serber vorgeschlagenen /4/ Aspekt einzelner freier Partikelkollisionen, so erkennt man die Notwendigkeit zur Bereitstellung gewisser nuklearer Daten zur Beschreibung solcher Kollisionen.

Dazu zählen die Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung von Nukleonen an einzelnen Nukleonen, wobei u.a. die Produktion von Pionen (π^+ , π^0 , π^-) bei Partikelenergien über 400 MeV berücksichtigt werden muß. Diese Daten sind aus Experimenten gewonnen.

Um eine nukleare Kaskade richtig erfassen zu können, müssen auch die erzeugten Pionen unter Berücksichtigung ihrer Lebensdauer verfolgt werden, d.h. auch für sie müssen nukleare Daten vorhanden sein. H. W. Bertini /5/ hat für die mathematische Behandlung der nuklearen Kaskaden eine Reihe solcher Daten bereitgestellt.

Nukleare Evaporation

Ist die erste Phase der Spallationsreaktion - die der nuklearen Kaskaden - abgeschlossen, deren zeitliche Dauer etwa 10^{-22} bis 10^{-23} Sekunden beträgt /6/, so schließt sich ein wesentlich langsamer ablaufender Prozeß an (ca. 10^{-13} bis 10^{-18} Sekunden /6/), bei dem der verbliebene Restkern überschüssige Anregungsenergie durch Abdampfung einzelner Nukleonen bzw. ganzer Nukleonengruppen abgibt. Analog dem Verdunsten von Flüssigkeiten nennt man diesen zweiten Schritt des Spallationsprozesses auch die nukleare Evaporation.

Den nach den Kaskaden im angeregten Zustand verbliebenen Kern stellt man sich als erhitztes Gemisch von Protonen und Neutronen vor, bei dem die Geschwindigkeitsverteilung (nach der Fermi-Statistik) bekannt ist. Wenn man die Geschwindigkeitsverteilung mit der Wahrscheinlichkeit, den Potentialberg am Kernrand zu überwinden, multipliziert, so ergibt sich daraus das Spektrum der emittierten Protonen und Neutronen /7/. Charakteristisch ist bei der Nukleonenevaporation, daß wegen der fehlenden elektrischen Wechselwirkung wesentlich mehr Neutronen als Protonen emittiert werden. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission ganzer Kern-Fragmente (d, t, He-3, α oder schwerere) wesentlich kleiner als die für eine Emission einzelner Nukleonen /8/.

Da die Anregungsenergie des Kerns sehr hoch sein kann, vollzieht sich der Prozeß der "Abkühlung" (Evaporation) in mehreren Stufen, wobei jedesmal einzelne Nukleonen bzw. Nukleonengruppen emittiert werden.

Wegen der Überwindung des Kernpotentialberges haben geladene Teilchen aus der Kernverdampfung relativ geringe Energien (einige 10 MeV), weshalb die Abgabe der kinetischen Energien dieser Teilchen sowie der Recoil-Energien der Restkerne als lokale Energiedeposition in der näheren Umgebung des Evaporationseignisses angesehen werden kann /8/.

Nach der Verdampfung bleibt ein Restkern zurück, der radioaktiv sein kann. Aufgrund der Vielfalt hinsichtlich Anzahl und Typ der emittierten Partikel verbleibt ein sehr breites Band von Restkernen mit verschiedenen Massen bzw. Ladungen.

Hochenergiespaltungen

Beim Beschuß schwerer Atomkerne (insbesondere Uran) mit Protonen tritt zur nuklearen Evaporation noch ein weiterer Prozeß hinzu, der dem hochangeregten Restkern nach einer nuklearen Kaskade dazu verhilft, in den Grundzustand überzugehen, nämlich die Energieabgabe durch Hochenergiespaltung /8/.

Bei Uran führen zum Beispiel 80 % der Spallationseignisse durch Beschuß von 100 bis 300 MeV-Nukleonen zu einer Hochenergiespaltung /6/, wobei dann die einzelnen Spaltfragmente ihrerseits durch Evaporation weitere Anregungsenergie abbauen können.

Demnach ist der Prozeß der Hochenergiespaltung bei schweren Targetkernen während des Abbaus von Anregungsenergie ein ständig konkurrierender Prozeß zur Nukleonen-Evaporation. Die Wahrscheinlichkeit, daß Spaltung beim Übergang in den Grundzustand eintritt, ist dem Verhältnis von Z^2/A proportional /8/. Das bedeutet, daß diese Wahrscheinlichkeit um so mehr steigt, je mehr Neutronen emittiert werden.

Der Beschuß von Blei mit Protonen mit Energien oberhalb einiger 100 MeV führt dagegen nur zu einer Wahrscheinlichkeit für eine Hochenergiespaltung von 0,05 /8/.

Wird von einem Spallationstarget verlangt, daß es einen maximalen Neutronenfluß bei gleichzeitig minimaler Energiedeposition sowie Restradioaktivität liefert, so ist die Hochenergiespaltung ein entscheidender Faktor.

Deshalb muß ein optimales Verhältnis von Neutronenvermehrung durch Hochenergiespaltung zur Produktion von radioaktiven Restkernen gefunden werden.

Während die Spallation nicht spaltbarer Atomkerne - wie bereits erwähnt - ein breites Spektrum von meist kurzlebigen radioaktiven Restkernen produziert, wobei ein Maximum im Massenbereich des Targetmaterials liegt, liefert die Spallation mit Hochenergiespaltung zusätzlich einen Beitrag im Massenbereich von etwa einem halben Targetkern. Das durch Hochenergiespaltung hinzukommende Radioaktivitätsinventar entspricht in der Verteilung dem von Spaltungsreaktoren /8/.

3. Rechenmodelle und Programme

Um eine möglichst realistische Abschätzung über die in einer Spallationsanordnung produzierte Menge spaltbaren Materials oder die deponierte Wärmemenge zu erhalten, ist eine Berücksichtigung möglichst aller auftretenden nuklearen Effekte notwendig. Dieses bedeutet aber für die Spallation, daß alle möglichen Partikel- bzw. Strahlungsarten (p , n , π^+ , μ^+ , γ) sowie ihre Wirkungen über einen extrem großen Energiebereich (von z.B. einigen 10^9 eV bis einigen 10^{-3} eV) so genau wie möglich mathematisch nachvollzogen werden müssen. Dazu sind außer der Kenntnis der Daten sämtlicher Prozesse (z.B. der Wirkungsquerschnitte) auch Überlegungen zur Optimierung des Rechenaufwandes notwendig.

Die mathematische Simulation der Spallation liefert der Monte-Carlo-Code HETC /9/. Dabei wird die mögliche kinetische Energie der transportierten Partikel in zwei Bereiche unterteilt, die von der wählbaren sogenannten Cutoff-Energie getrennt werden. Die anschließende Analyse muß für beide Bereiche separat durchgeführt werden, wobei wegen der notwendigen Neutronenwirkungsquerschnitte für die niederenergetische Neutronenanalyse die Cutoff-Energie auf 15 MeV festgelegt wurde.

Einen genaueren Überblick über die nukleare Berechnung des Spallationsprozesses bis hin zur produzierten Spaltstoffmenge zeigt das Flußdiagramm in Abb. 5. Daraus geht hervor, daß zunächst für das Spallationsprogramm HETC Daten über Nukleonen-Querschnitte, Querschnitte für Wechselwirkungen von π -Mesonen und Müonen, sowie Verdampfungsparameter und Daten über Hochenergiespaltungen bereitstehen müssen. Dieses sind die sogenannten Bertini-Daten für das Programm HETC. Als Output produziert dieser Code ein sogenanntes High-Energy History Tape mit den statistischen Daten aller transportierten Partikel mit Energien oberhalb der Cutoff-Energie sowie ein Neutronen-Tape mit Daten über Neutronen mit Energien unterhalb der Cutoff-Energie (15 MeV).

Die Abkürzung HETC leitet sich aus High-Energy Transport Code ab.

Der Programmteil HET berechnet nichtelastische nukleare Interaktionen von Nukleonen mit Energien unterhalb 3,5 GeV und von geladenen Pionen mit

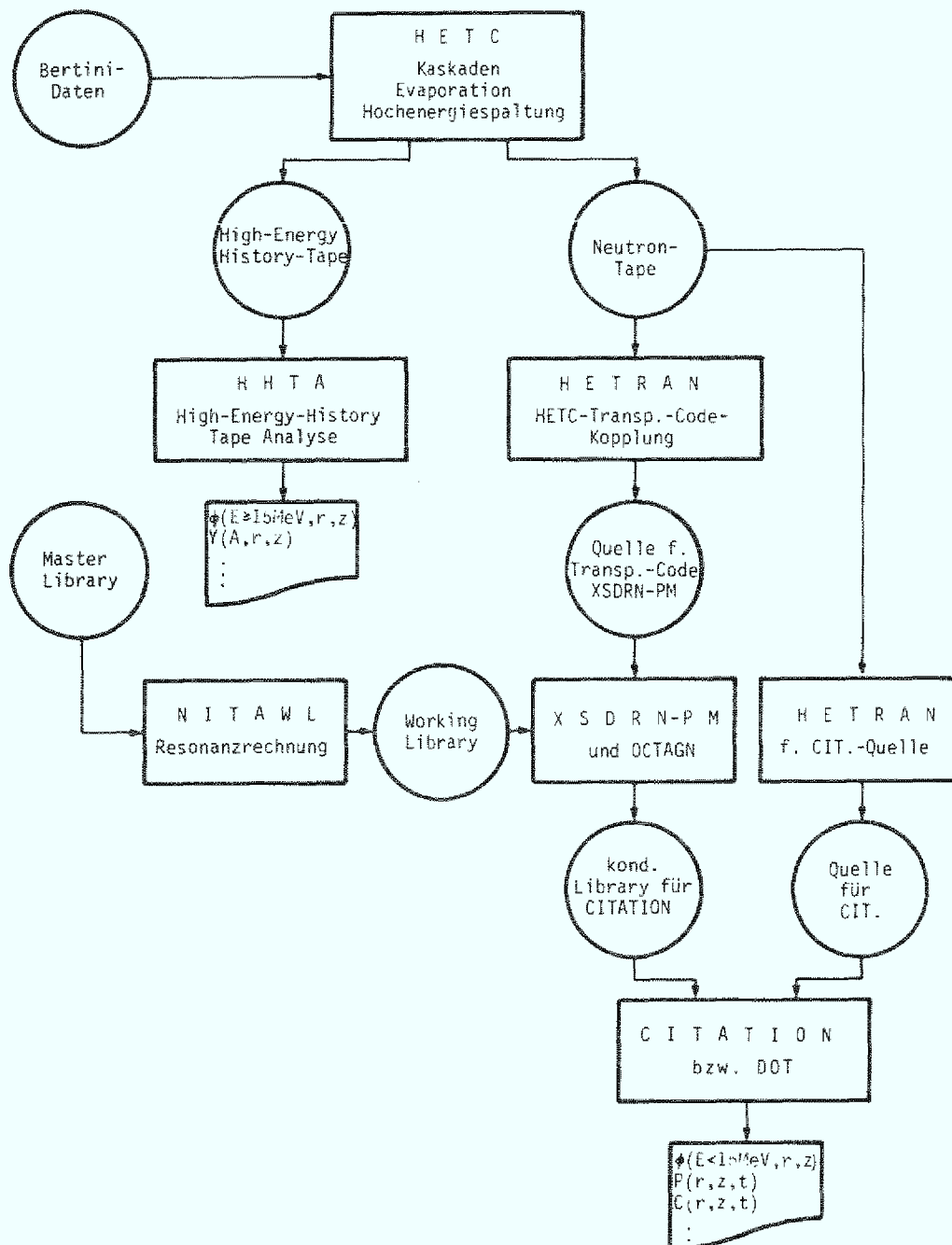


Abb. 5: Flußdiagramm für die gesamte nukleare Berechnung
(Hochenergieanteil und Niederenergieanteil)

Energien unter 2,5 GeV nach dem Modell der intranuklearen Kaskaden und Evaporation. Oberhalb dieser Energien werden von HET die Kaskaden-Routinen für 3,5 GeV-Nukleonen (bzw. für 2,5 GeV-Pionen) aufgerufen und die so gewonnenen Informationen über Partikeltypen, Energien und Richtungen extrapoliert /9/. Das Programm HET berücksichtigt den Prozeß des

Energieverlustes von Protonen sowie von geladenen Pionen und Müonen durch Anregung und Ionisation von Elektronen der Atome mit Hilfe der kontinuierlichen Abbremsapproximation.

Nichtelastische Zusammenstöße von Nukleonen mit Kernen sowie von Pionen mit Kernen werden so behandelt, daß Energien und Richtungen aller beteiligten Partikel mit einer eigenen Kaskadenrechnung verfolgt werden.

Die Produkte einer intranuklearen Kaskade registriert das Programm HTEC als angeregten Restkern sowie freigesetzte Protonen, Neutronen, π^+ , π^- , und π^0 -Mesonen. Als Basis für die Produktion von Pionen gilt die Theorie von Sternheimer und Lindenbaum /10/, wobei lediglich Einzel- bzw. Doppelpionenproduktion aus Nukleon-Nukleon-Stößen und Einzelpionenproduktion aus Pion-Nukleon-Stößen berücksichtigt werden /10/. Die Pionen werden durch den Zerfall eines Isobars produziert, das durch Anregung eines Nukleons nach einem Stoß gebildet wird (d.h. $N^* \longrightarrow \pi^0 + N$) /8/.

Der Prozeß der Evaporation nach dem Intranukleare-Kaskaden-Evaporations-Modell wird in HETC mit einer Unterprogrammversion von Guthrie's Evaporationsprogramm EVAP-4 simuliert /11/. Dieser Code ermittelt die Energie und Richtung von evaporierten Neutronen, Protonen, Deuteronen, Tritonen, He-3 sowie von α -Teilchen. Ebenfalls werden Anregungsenergie und kinetische Energie des verbliebenen Rückstoßkernes sowie seine Ladungs- und Massenzahl bestimmt und für eine spätere Analyse registriert.

Unterhalb der Cutoff-Energie werden Zusammenstöße von Protonen und Pionen mit Kernen nicht weiter berücksichtigt (also kein Partikeltransport unter der Cutoff-Energie) /9/. Elastische Stöße von Protonen und Pionen mit allen Kernen außer Wasserstoff-Kernen bleiben unberücksichtigt. Lediglich die elastischen Kollisionen von Neutronen mit den verschiedensten Atomkernen können per Option berücksichtigt werden, obgleich die Vernachlässigung dieser Zusammenstöße meist nur einen unerheblichen Fehler mit sich bringt /9/.

Das Neutronen-Tape enthält eine komplette Beschreibung (Energie, Ort, Richtung) aller Neutronen, die unter die Cutoff-Energie gebremst oder dort produziert wurden. Darum kann dieses Band als eine Neutronenquellverteilung für niederenergetische Neutronentransportanalysen benutzt werden. Um den Rechenaufwand gering zu halten, wurde die niederenergetische Neutronenanalyse mit einem konventionellen Reaktorcode nach der Diffusions-

bzw. Transporttheorie anstatt mit einem Monte-Carlo-Programm durchgeführt /12/.

Das Nukleon-Pion History Tape enthält eine Beschreibung sämtlicher Ereignisse (nukleare Wechselwirkungen, Geometrie-oder Materialgrenzüberschreitungen, Pionen-Zerfall usw.). Dabei werden Energien, Zusammensetzung, Ort, Richtung etc. aller beteiligten Teilchen und Kerne registriert. In der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Version von HET wurden auch die Hochenergiespaltungen auf dem History Tape vermerkt.

Für die gesamte Analyse müssen schließlich die Ergebnisse der Hochenergieanalyse mit denen der Niederenergieanalyse zusammengefaßt werden.

Das Programm HHTA analysiert das High-Energy History Tape. (HHTA = High-Energy History Tape Analysis). Dazu wird für jedes einzelne Ereignis, das auf dem History Tape steht, untersucht, um welche nukleare Wechselwirkung es sich handelt, welche Teilchen und welche Restkerne (mit entsprechenden Energien) entstehen, an welchem Ort diese entstehen und in welche Richtung diese sich bewegen. Alle diese statistischen Informationen sammelt das Programm HHTA und legt Tabellen über Restkern-, Partikelfluß- und Energieverteilungen an.

Außerdem wird zu jeder Analyse (z.B. Restkerne, Leistungsdichte o.ä.) eine Aussage über den statistischen Fehler gemacht, indem jeweils der relative σ -Wert in Prozent des Mittelwertes angegeben wird /13/.

Die Ergebnisse dieser HHTA-Rechnung bilden die Analyse der Spallationsprozesse, bei denen Partikel mit kinetischen Energien oberhalb der Cutoff-Energie (z.B.: $E_c = 15 \text{ MeV}$) auftreten.

Um das von HETC erstellte Neutronen-Tape als externe Quelle für einen konventionellen Reaktorcode (Diffusions- oder Transportprogramm) verwenden zu können, muß die statistische Neutronenverteilung mit einem entsprechenden Rechenprogramm in eine räumliche Neutronenquellverteilung umgeformt werden, die zur Weiterverarbeitung in den Niederenergieprogrammen geeignet ist /12/. Dazu ist das Programm HETRAN /14/ entwickelt worden.

Dieses liest sämtliche Neutronen-Ereignisse des Neutronen-Tapes und formt daraus eine Verteilung der Quellmomente, die z.B. in die Reaktorcodes CITATION, DOT oder TWOTRAN-II eingeht. In Lit. /12/ ist diese Umformung genauer beschrieben.

Diese Neutronenquellverteilung stellt dann den Input für anschließende Neutronenrechnungen dar (Abb. 5). In HETRAN ist die Möglichkeit implementiert, Neutronenquellen optional für den eindimensionalen XSDRN-PM-Code, die zweidimensionalen TWOTRAN- bzw. DOT-Programme sowie für den 2- bzw. 3-dimensional benutzbaren Diffusionscode CITATION herzustellen /14/.

Um nun mit dieser externen Neutronenquelle den Neutronentransport unterhalb der Cutoff-Energie mit einem konventionellen Reaktorprogramm nachvollziehen zu können, werden natürlich noch die Wirkungsquerschnitte für diese Transportprozesse benötigt. Diese Daten wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einigen Modulen aus dem Programmkomplex AMPX-II /15/ bereitgestellt. Ausgangspunkt hierfür ist die VITAMIN-C-Master-Library /16/, auf der sämtliche benötigten nuklearen Roh-Daten enthalten sind. Mit dem Programm-Modul NITAWL wird eine sogenannte Working-Library hergestellt, auf der auch die Selbstabschirmung durch Resonanzabsorption verschiedener Nuklide mitberücksichtigt ist.

Mit dieser Working-Library und der eindimensionalen Neutronenquellverteilung (z.B. in einer 123-Gruppenstruktur) als Input wird dann eine 1-D Transport-SN-Rechnung mit Wirkungsquerschnittskondensation auf beispielsweise 5 Energiegruppen mit dem Programm XSDRN-PM durchgeführt.

Um nun diese Daten in eine für das Diffusionsprogramm CITATION brauchbare Form zu überführen, besitzt das Programmsystem AMPX-II ein eigenes Modul. Dieses Modul OCTAGN erstellt aus den kondensierten Daten eine CITATION-Library /15/.

Der Code CITATION ist ein Programm zur Behandlung des Transportes von Neutronen nach der Diffusionstheorie /17/. Das Programm ist so konzipiert, daß es auch Abbrandrechnungen evtl. mit komplizierten Mehrfachdurchläufen für Multi-Cycle-Analysen durchführen kann.

Dazu werden für Raum und Zeit Finite-Differenzen-Approximationen zur Lösung herangezogen /17/. CITATION kann die Probleme der Neutronendiffusion mit einer punkt-, ein-, zwei- oder dreidimensionalen Geometrie und mit einer beliebigen Energiegruppenstruktur lösen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Abbrandrechnungen wurden ebenfalls mit diesem Programm durchgeführt.

Als Output liefert CITATION schließlich zeit- und ortsabhängige Neutronenflußverteilungen sowie zeit- und ortsabhängige Leistungsdichteverteilungen und Nuklidkonzentrationen.

Zur Überprüfung der Genauigkeit der Diffusionstheorie für die hier betrachteten Probleme diente das Programm DOT-III.

Dieses beschreibt den Transport von Neutronen mit Hilfe der Methode der diskreten Ordinaten (S_N) /18/. Dabei wird in einer zweidimensionalen Geometrie (x-y, r-z, r- θ) die Boltzmann-Transport-Gleichung gelöst.

Für jede Energiegruppe werden innere Iterationen durchgeführt, in denen die Gleichungen für den orts- und richtungsabhängigen Fluß in jeder Zelle so oft wiederholt werden, bis eine konsistente, konvergierte Lösung erreicht ist.

Zur Berücksichtigung von Aufwärtsstreuung und Multiplikation von Teilchen (Kernspaltung) müssen auch äußere Iterationen durchgeführt werden, in welchen sukzessiv durch alle Gruppen gerechnet wird, bis die Ergebnisse dieser einzelnen Rechnungen gut übereinstimmen /18/.

Es können mit diesem Programm auch inhomogene Probleme (fixed source) gelöst werden, bei denen eine konstante externe Quelle von Teilchen entweder über das ganze System verteilt oder an den Grenzflächen konzentriert angenommen werden kann.

Außer dem Transport von Partikeln (Neutronen) kann das Programm auch γ -Transport berücksichtigen und damit gekoppelte n, γ -Rechnungen durchführen.

Die im Anschluß an die nuklearen Berechnungen durchgeführten thermohydraulischen Rechnungen wurden mit dem Wärmetransportprogramm THERMIX /19/ gemacht. Mit einem zweidimensionalen Leistungsdichtefeld als Eingabe errechnet dieses Programm unter Berücksichtigung der Strömung des Kühlfluids und der verschiedenen Wärmetransportmechanismen die sich einstellenden Fluid- und Feststofftemperaturen im Core.

4. Verifizierung der nuklearen Rechencodes

Um die Aussagefähigkeit von numerischen Berechnungen zu ermitteln, können Vergleichsrechnungen unter möglichst ähnlichen Bedingungen herangezogen werden. Auf dem Gebiet der Spallation sind weltweit einige Forschungseinrichtungen mit der Untersuchung verschiedener Target/Blanket-Anordnungen beschäftigt, so daß sich eine Reihe von Vergleichsmöglichkeiten anbietet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Aussagen aus Berechnungen, die von Wissenschaftlern des Oak Ridge National Laboratory's dokumentiert wurden /20/, mit Ergebnissen aus eigenen Rechnungen verglichen. Grundlage für die Berechnungen war ein zylindrisches Thorium-Salzschmelzen-Target mit einem Radius von 1,5 m sowie einer Höhe von 2,25 m. Die Thoriumsalzschmelze diente gleichzeitig als Target zur Neutronenproduktion und als Blanket zur Spaltstoffproduktion.

Der Protonenstrahl trifft bei dem hier untersuchten Modell axial auf der Kreismitte des Zylinders auf.

Als Materialzusammensetzung für die untersuchte Zylinderanordnung wurde ein homogenes Thoriumsalz mit den in der amerikanischen Literatur /20/ angegebenen Nuklidkonzentrationen vorausgesetzt, die in Tab. 1 angeführt sind.

Element	Kerndichte cm^{-3}
Th-232	$6,98 \cdot 10^{21}$
F-19	$4,73 \cdot 10^{22}$
Be-9	$5,17 \cdot 10^{20}$
Li-7	$1,70 \cdot 10^{22}$
Li-6	$1,38 \cdot 10^{21}$

Tab. 1: Zusammensetzung des für die Berechnungen benutzten Thoriumsalzes (nach /20/)

Die Berechnung des hochenergetischen Partikeltransportes mit HETC wurde mit insgesamt 4000 Quell-Protonen in 40 Batches à 100 Teilchen durchgeführt.

Die von HETC ermittelte Ausbeute an Spallationsneutronen dieses Th-Salzschmelzen-Targets beträgt 21,86 Neutronen pro Proton.

Die Quell-Protonen ergaben insgesamt 23137 Kaskaden entsprechend einer Ausbeute von 5,78 Kaskaden pro Proton.

Aus Abb. 6, in der die Dichte der Partikelkollisionen mit Atomkernen [$1/\text{cm}^3$] in Abhängigkeit von der Eindringtiefe [cm] (Reaktorhöhe von p-Auftrittsfläche an) des Protonenstrahls dargestellt ist, geht der steile Anstieg der Kollisionen in den ersten Zonen des Th-Salz-Targets hervor.

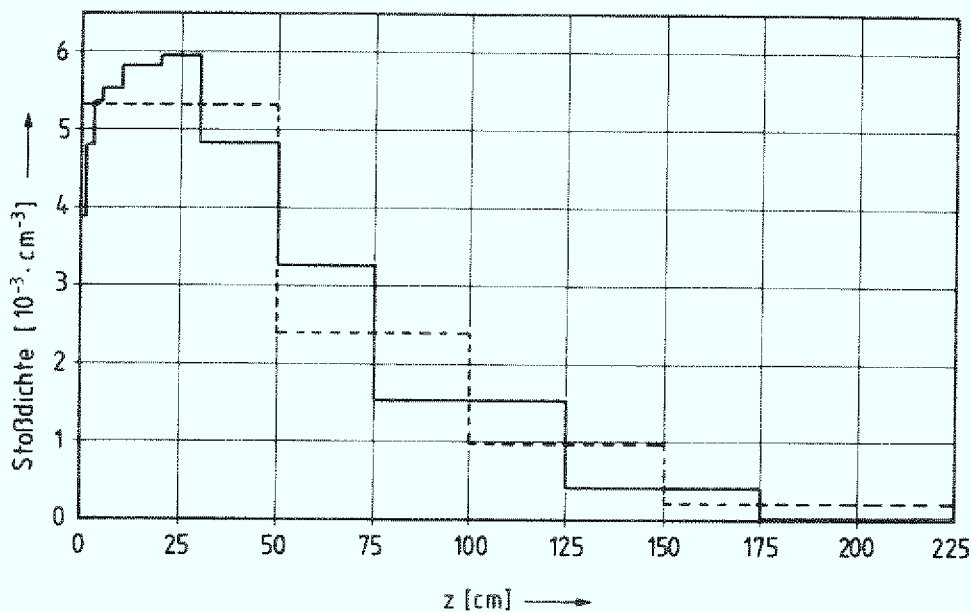


Abb. 6: Stoßdichte über der Zylinderhöhe

Das Maximum der Kollisionsdichte liegt zwischen 20 und 30 cm unterhalb der Zylinderstirnfläche.

Vergleicht man diese Eindringtiefe mit der mittleren Transportweglänge $\lambda \approx 1/\Sigma_{\text{tr}}$, so ergibt sich bei einem makroskopischen Transportwirkungsquerschnitt von $\Sigma_{\text{tr}} = 0,0733 \text{ 1/cm}$, daß das Kollisionsdichtemaximum ungefähr bei der doppelten Transportweglänge ($2 \cdot \lambda \approx 27,3 \text{ cm}$) liegt. Dies läßt sich so deuten, daß im Bereich vom Eintritt der Protonen in das Target bis zur Länge $h = \lambda$ praktisch alle Quellpartikel eine Kaskade verursacht haben, was zu einer rapiden Partikelvermehrung führt (starker positiver Gradient). Allerdings verlieren die freigesetzten Nukleonen und Mesonen bei den Reaktionen mit Atomkernen einen Teil ihrer kinetischen Energie, so daß nach ca. zwei Transportweglängen die Energie der meisten Partikel nicht mehr ausreicht,

um multiplizierende Kaskaden - also einen positiven Gradienten der Stoßdichte - hervorzurufen.

Die räumliche Unterteilung der Anordnung ist in der amerikanischen Literatur /20/ mit vier radialen und vier axialen Zellen durchgeführt worden (Abb.7).

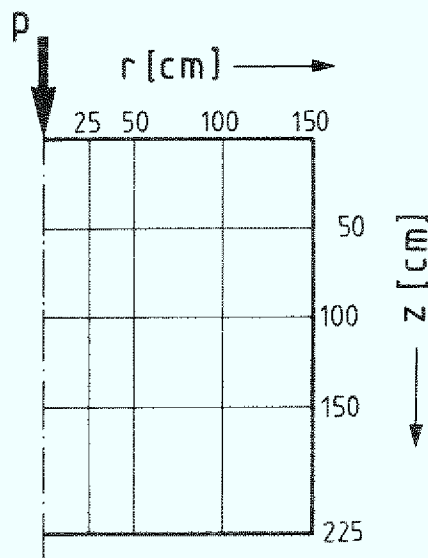


Abb. 7: Maschennetz nach Lit. /20/

Wenn man die Kollisionsdichte aus HETC für den Th-Salzzylinder auf diese axiale Struktur normiert, so erhält man in etwa den in Abb. 6 gestrichelt dargestellten Verlauf. Demnach ist die axiale Kollisionsdichte im ersten Intervall etwa um den Faktor 2,2 größer als in der zweiten Zone.

Nach den Angaben in der amerikanischen Literatur /20/ ist die insgesamt deponierte Energie im ersten axialen Intervall aber um den Faktor 2,76 größer als die im zweiten Axialintervall deponierte Leistung.

Daraus folgt, daß die in den ersten axialen Schritten des Th-Salz-Reaktors deponierte Leistung nicht proportional zur Kollisionsdichte der Hochenergiepartikel ist, sondern daß besonders die niederenergetischen Effekte (wie Evaporation, Spaltungen etc.) einen Einfluß auf die Energiedeposition haben. Um auch diesen Einfluß quantitativ bestimmen zu können, muß im Anschluß an die Hochenergie-Analyse dieses Problems mit dem Programm HHTA auch eine Analyse des Niederenergeteils der HETC-Rechnung durchgeführt werden.

Diese erfolgte mit dem 2 D-Diffusionsprogramm CITATION.

Die für CITATION benötigte Neutronenquelle und die Wirkungsquerschnittsdaten wurden auf eine Fünf-Gruppenstruktur kondensiert, deren Energiegrenzen in Tab. 2 angegeben sind.

<u>Gruppe</u>	<u>Energiegrenzen</u>
1	15 MeV
2	5 MeV
3	1 MeV
4	0,1 MeV
5	130 eV
	5 meV

Tab. 2: Fünf-Gruppen-Energiestruktur

Diese Kondensation wurde mit XSDRN-PM durchgeführt, und der Resonanzeffekt wurde mit NITAWL berücksichtigt.

Zum Vergleich sind in Tab. 3 die Ergebnisse der amerikanischen und die der eigenen Rechnungen gegenübergestellt.

r-Intervalle cm	z-Intervalle cm	Energiedeposition MeV/p		
		ORNL /20/	KFA mit HEF *	KFA mit HEF u. CIT **
0 - 25	0 - 50	654	596,0	727,8
	50 - 100	187	151,5	191,2
	100 - 150	24	20,6	25,7
	150 - 225	2	1,7	2,4
25 - 50	0 - 50	37	22,1	44,1
	50 - 100	42	29,5	47,3
	100 - 150	15	10,3	16,4
	150 - 225	2	2,7	4,4
50 - 100	0 - 50	13	8,6	15,4
	50 - 100	22	14,8	24,8
	100 - 150	14	10,1	16,2
	150 - 225	4	3,5	5,6
100 - 150	0 - 50	1	1,3	2,4
	50 - 100	4	2,8	4,5
	100 - 150	4	2,9	4,6
	150 - 225	2	1,6	2,6
	Summe	1027	880,0	1130,6

* HEF = High Energy Fission

** CIT = CITATION (Niederenergie-Spaltungen) incl. Energiedeposition durch (n,α)- und (n,γ)-Reaktionen

Tab. 3: Vergleich verschiedener Rechenergebnisse

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, daß auch der Anteil an der Energiedeposition mitberücksichtigt wurde, der durch die Hochenergie-Spaltungen des Thoriums hervorgerufen wird.

Da die hier benutzte Daten-Library (VITAMIN-C /16/) keine γ -Produktionsdaten für (n,γ) - und (n,f) -Reaktionen des Thoriums enthält, mußte eine Approximation dieser zusätzlichen γ -Energiedeposition vorgenommen werden.

Dazu müssen die bei der n,γ -Reaktion des Thoriums frei werdenden 4,8 MeV γ -Energie mit den jeweiligen Reaktionsraten multipliziert und auf die Gesamtenergiedeposition aufaddiert werden /21/.

Vergleicht man schließlich die Summe der Energiedeposition nach ORNL /20/ mit den eigenen (KFA mit HEF u. CIT), so liegt der rechnerisch ermittelte Wert 10 % über dem aus der amerikanischen Literatur. Der direkte Vergleich beider Ergebnisse ist jedoch dadurch erschwert, daß in /20/ keine Angaben über Hochenergiespaltungen und γ -Energiedeposition gemacht wurden. So bleibt auch unklar, ob die amerikanischen Untersuchungen auch die zusätzlichen Energiedepositionen aus (n,α) -, (n,γ) -Reaktionen etc. mitberücksichtigen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ergebnisse der Rechnungen mit den hier verwendeten Programmen recht gut mit denen der amerikanischen Literatur übereinstimmen, und daß diese Programme daher für die Berechnung einer Spallations-Target/Blanket-Anordnung zur Spaltstoffproduktion herangezogen werden können.

5. Kugelhaufen-Spallationstarget zur Spaltstoffproduktion

Wegen der optimalen Ausnutzung der produzierten Neutronen besteht die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Anlage aus einem integrierten Target und Blanket - d.h. der Brutstoff ist gleichzeitig Targetmaterial - sowie aus einer äußeren Brutzone.

Um möglichst viele Neutronen aus jedem Spallationsprozeß zu erhalten - bei gleichzeitiger Vermeidung einer Produktion von Plutonium - wurde als Target- und Brutmaterial reines Thorium in metallischer Form gewählt, wonach der erzeugte Spaltstoff in Form von Uran-233 anfällt.

Wegen der Möglichkeit der kontinuierlichen Beschickung wurde als Target/Blanket eine Schüttung aus Thorium-Kugeln vorgeschlagen, wobei diese, um die Leistungsdichte möglichst gering zu halten, Hohlkugeln sein sollten. Die Wanddicke dieser Hohlkugeln betrage 5 mm bei einem Kugel-Außendurchmesser von 60 mm. Damit beträgt die homogenisierte Kerndichte dieser Hohlkugelschüttung nur ca. 42 % der Kerndichte einer Schüttung aus Vollkugeln.

Eine weitere Maßnahme zur Reduzierung der Leistungsdichte ist eine möglichst große Protonenstrahlfläche.

Für die vorliegende Arbeit wurde angenommen, daß der Strahl auf 3,8 m Durchmesser aufgefächert wird, so daß die bestrahlte Fläche $11,3 \text{ m}^2$ beträgt. Damit ist die Flächenbelastung der Kugelschüttung durch den Protonenstrahl von 300 MW etwa $26,5 \text{ MW/m}^2$.

Die Abb. 8 zeigt die stark vereinfachte Geometrie, welche die Grundlage der durchgeführten Rechnungen bildet. Der einfacheren Darstellung in den verschiedenen Rechenprogrammen wegen wurde z.B. auf eine konische Ausbildung des Bodens verzichtet, wie sie in praxi zum Abzug der Kugeln aus der Schüttung benötigt wird. Mit einem Durchmesser von 4 m sowie einer mittleren Höhe der Target/Blanket-Zone (Core) ergibt sich ein Volumen von $37,7 \text{ m}^3$, in dem sich ca. 203 300 der Hohlkugeln befinden.

Dieses Kugel-Core wird mit einem Protonenstrahl beaufschlagt, der einen Radius r_p von 1,9 m besitzt, und der von parallel und vertikal fliegenden Protonen gebildet wird.

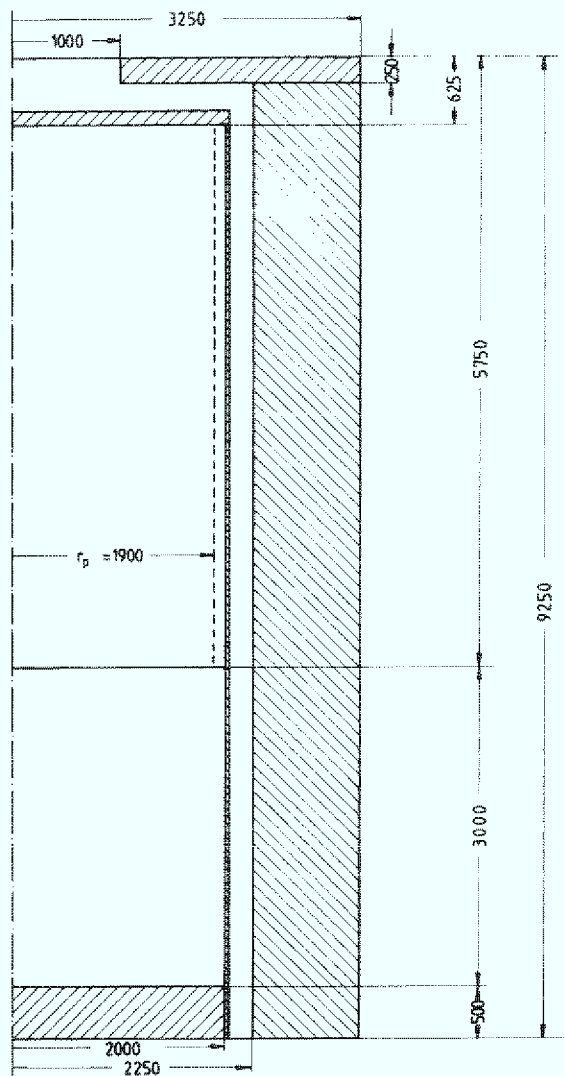


Abb. 8: Geometrie der idealisierten Spallationsanordnung

Mit diesem Modell seien gleich zwei praktisch mögliche Realisierungen der Protonenstrahlführung simuliert (Abb. 9). Erstens könnte der Protonenstrahl unmittelbar vor dem Durchgang durch ein Fenster aufgefächert werden und kegelförmig auf der Kugelschüttung auftreffen. Dabei würde nur ein Fenster benötigt, das jedoch einer äußerst großen Flächenbelastung durch den Protonenstrahl ausgesetzt wäre. Die zweite Möglichkeit in Abb. 9 zeigt ein Aufhängen des Protonenstrahls in mehrere Teilstrahlen, bevor diese parallel durch mehrere nebeneinander angeordnete Fenster dringen und schließlich senkrecht auf das Target auftreffen,

Der lange zylindrische Hohlraum oberhalb der Kugelschüttung (Abb. 8) soll bewirken, daß möglichst alle Neutronen, die isotrop durch Evaporation

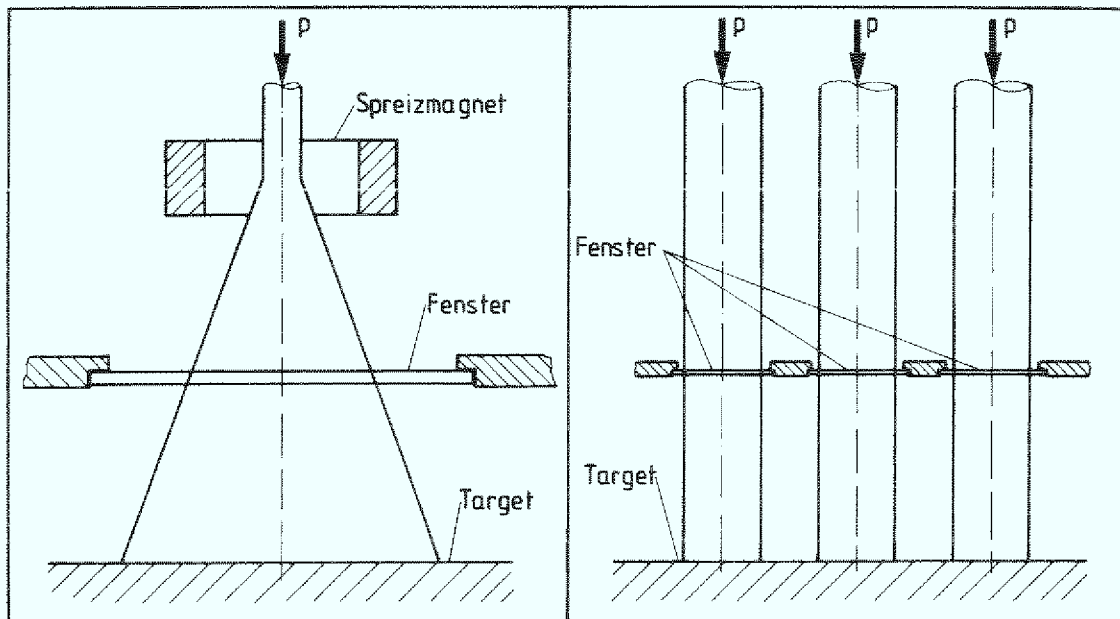


Abb. 9: Mögliche Protonenstrahlführungen

freigesetzt werden, in dem zusätzlichen radialen Brutblanket absorbiert werden – auch solche mit relativ kleinen Winkeln zwischen Flugrichtung und Mittellinie des Reaktors.

Das Gesamtvolumen dieser Brutzone beträgt etwa 31 m^3 , in dem weitere 168 500 Kugeln enthalten sind.

Bei einem Gewicht einer Hohlkugel von 557 Gramm ergibt sich daraus ein Gesamt-Thoriuminventar von ca. 207 Tonnen innerhalb der ganzen Spallationsanordnung.

Außen ist die gesamte Anlage mit einem Reflektor aus Graphit umgeben, der die Neutronenleckage noch weiter reduzieren soll.

In den Rechnungen für die Spaltstoffproduktion ist der Einfluß des Protonenfensters nicht berücksichtigt, sondern die Protonenquelle wurde als kreisförmige Flächenquelle oberhalb der Kugelschüttung angenommen. Deshalb soll das Protonenfenster an dieser Stelle etwas genauer beleuchtet werden.

Bei der Konzeption einer Spallationsanlage zur Produktion von Spaltstoff mit einem Kugelhaufentarget/blanket wird die Verwendung eines Fensters für den Protonenstrahl notwendig, um das Vakuum des Protonenbeschleunigers vom Kühlmedium des Targets räumlich zu separieren. Im gewählten Fall soll das Target, nämlich der Thoriumkugelhaufen, mit gasförmigem Helium bei einem Druck von rund 50 bar gekühlt werden.

Hiermit liegen die Bedingungen für die statische mechanische Belastung des Fensters fest.

Die zweite Belastung des Fensters ergibt sich durch die Bestrahlung mit hochenergetischen Protonen (1 GeV). Es ist zu erwarten, daß das Fenstermaterial einer erheblichen Schädigung durch den Protonenstrahl ausgesetzt sein wird.

Hinsichtlich der Belastung der Fensterstruktur durch Protonenreaktionen wurden in den USA zahlreiche Berechnungen und Experimente durchgeführt /22/, die insbesondere Resultate über die wahrscheinliche Lebensdauer des Fensters lieferten.

Für diese Untersuchungen wurde ein Protonenstrahl von ca. $2 \cdot 10^{18}$ p/s (also 300 mA Protonenstrom) mit einer Partikelenergie von 0,8 GeV betrachtet. Nach den Rechnungen ergeben sich mögliche Lebenszeiten für ein Fenster aus Stainless-Steel-316 von über einem Monat /22/.

Allerdings betrug die Druckdifferenz am Fenster, also zwischen Kühlmedium des Targets und Beschleunigervakuum, weniger als 3 bar.

So wurden hier für ein Fenster, das einer Druckdifferenz von 50 bar standzuhalten hat, zunächst neue Festigkeitsberechnungen und daran anschließend Rechnungen über die Belastungen aufgrund der Prototenddurchstrahlung durchgeführt.

Als Werkstoff für das Fenster kommt nach ersten Überlegungen ein Material in Frage, welches erstens eine hohe Festigkeit besitzt, um den Druck ertragen zu können, das zweitens relativ leichte Atomkerne besitzt, damit die durchdringenden hochenergetischen Protonen innerhalb des Fensters nur wenige Spallationsprozesse induzieren, und das drittens wegen der Energiedeposition durch Ionisation und Abbremsung der Protonen eine geringe Dichte haben sollte.

Deshalb wurden neben einem Edelstahl (X10NiCrAlTi 3220) noch Beryllium und Molybdän untersucht.

In Tab. 4 sind die maximal zulässigen Spannungen dieser Materialien bei einer Temperatur von ca. 370 °C angeführt /23/.

Material	max. Spannungen N/mm ²
X10NiCrAlTi 3220	>150
Molybdän (450 °C)	300
Beryllium	160
Titan	480

Tab. 4: Maximal zulässige Spannungen bei 370 °C /23/

Um einen groben Überblick über das Verhalten des Fensters unter Betriebsbedingungen zu gewinnen, wurde ein stark vereinfachtes Geometriemodell benutzt. Dieses sollte aus einer Kreisplatte mit einer Dicke von 5 cm bestehen, auf die ein zylindrischer Protonenstrahl senkrecht auftraf. Die Plattendicke 5 cm war lediglich eine erste Annahme und bietet nur die Vergleichsmöglichkeit verschiedener Werkstoffe bei gleicher Geometrie.

Im Fall des Edelstahlfensters (X10NiCrAlTi 3220) beträgt die ermittelte Leistungsdichte der Reaktionen des Protonenstrahls im Fenster 745 MW/m³, was zu einer Deposition von 36 MW im Fenster führt. Dies entspricht einer deponierten Leistung von ca. 12 % der gesamten Strahlleistung (300 MW), die als Wärme abgeführt werden muß.

Bei der Verwendung von Beryllium als Fenstermaterial ergibt sich eine deponierte Leistung von 2,5 % der Strahlleistung bzw. 7,5 MW bei einer Leistungsdichte von 153 MW/m³; und die Verwendung von Molybdän führt zu einer Deposition von ca. 39 MW, was rund 13 % der Strahlleistung und einer Leistungsdichte von ca. 804 MW/m³ entspricht. Die Ergebnisse sind in Tab. 5 zusammengefaßt.

In dieser Tabelle fällt der Zusammenhang von Energiedeposition und Dichte auf, was für einen erheblichen Beitrag durch Ionisation bzw. Protonenbremsstrahlung spricht. Diese hohen Leistungsdichtebeträge deuten auf eine sehr

Material	Dichte g/cm ³	dep.Leistung MW	Anteil des p-Strahls %
X10NiCrAlTi 3220	7,95	36,1	12,0
Beryllium	1,85	7,5	2,5
Molybdän	10,2	39,0	13,0
Titan	4,51	19,4	6,5

Tab. 5: Vergleich der deponierten Leistung in unterschiedlichen Materialien

aufwendige Kühlung des Protonenfensters hin, denn um derart hohe Leistungen abzuführen, sind hohe Temperaturdifferenzen und hohe Massenströme des Kühlmediums notwendig.

Für die Konstruktion des Protonenfensters empfiehlt sich daher die Verwendung einer extrem massenarmen aber dennoch hochfesten Leichtbaustruktur, wozu beispielsweise eine Wabenstruktur zwischen zwei dünnen Platten in Frage käme. Durch die Kanäle zwischen den beiden Deckplatten müßte eine größere Menge eines Kühlfluides strömen können.

Neben der Alternative des Aufteilens des p-Strahls in mehrere Teilstrahlen, die durch mehrere kleine Fenster (bei geringerer Leistungsdichte) geleitet werden könnten, bietet sich eventuell eine Flüssigkeitskühlung der gesamten Target/Blanket-Anordnung an. Dabei könnte der Sytemdruck wesentlich geringer sein (z.B. 5 bar statt 50 bar), womit auch die mechanische Belastung des Fensters geringer wäre.

Für eine gasgekühlte Anordnung bleibt die Frage nach der Auslegung des Protonenfensters damit vorerst noch offen.

5.1 Referenzanordnung mit Heliumkühlung

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln Berechnungsmodus, Geometrie der Referenzanordnung sowie vereinfachende Annahmen für die Berechnung erläutert wurden, seien in den folgenden Abschnitten die Ergebnisse der neutronenphysikalischen Rechnungen dargestellt.

Hinsichtlich des neutronenphysikalischen Verhaltens ist eine Spallationsanordnung zur Kernbrennstoffproduktion mit einer Heliumkühlung besonders interessant, da der Atomkern des Heliums eine äußerst stabile Struktur besitzt. Deshalb und wegen der relativ geringen Kerndichte des Heliumgases finden nur wenige Wechselwirkungen der energiereichen Protonen mit den Atomkernen dieses Kühlmediums statt, was zu einer hohen Ausbeute an Nukleonen durch Spallationsprozesse im Targetmaterial führt.

Im Fall der Heliumkühlung ergab die Spallationsrechnung mit HETC, daß nur 1 % aller Kaskaden im Hohlraum oberhalb der Kugelschüttung und über 76 % der Kaskaden im Kugelhautentarget erzeugt wurden.

Bezogen auf einen Protonenstrom von 300 mA ergab sich eine mittlere Spallationsneutronenausbeute von 35,06 Neutronen pro Proton. Das entspricht einer Neutronenquelle von $6,6 \cdot 10^{19}$ Neutronen pro Sekunde. Diese Neutronenquelle ($E_n \leq 15$ MeV) wurde in der anschließenden Neutronenrechnung mit CITATION als externe Quelle benutzt.

Kühlmedium	Helium
Neutronenausbeute ($E \leq 15$ MeV)	35,06 n/p
Neutronenquelle	$6,6 \cdot 10^{19}$ n/s
Energiedeposition aus Hochenergiereaktionen	284 MW

Tab. 6: Einige Daten der Hochenergieanalyse

In Tab. 6 sind die wichtigsten Daten der Hochenergieanalyse der Referenzanordnung mit Heliumkühlung zusammengefaßt.

In Abb. 10 ist die Neutronenquelle über der Lethargie aufgetragen. Danach liegt das Maximum mit $7,2 \cdot 10^{-8}$ Neutronen pro cm^3 und Initialproton etwa bei $u = 1,4$. Die Lethargie ist so definiert, daß $u = 0,0$ für 14,9 MeV gilt. Damit liegt die Energie der entsprechenden Neutronen des Maximums bei rund 3,7 MeV.

Entsprechend dem hohen Anteil an evaporierten Neutronen, die mit Energien im Bereich zwischen 3 und 4 MeV entstehen, hat dieses Neutronenspektrum erwartungsgemäß dort sein Maximum.

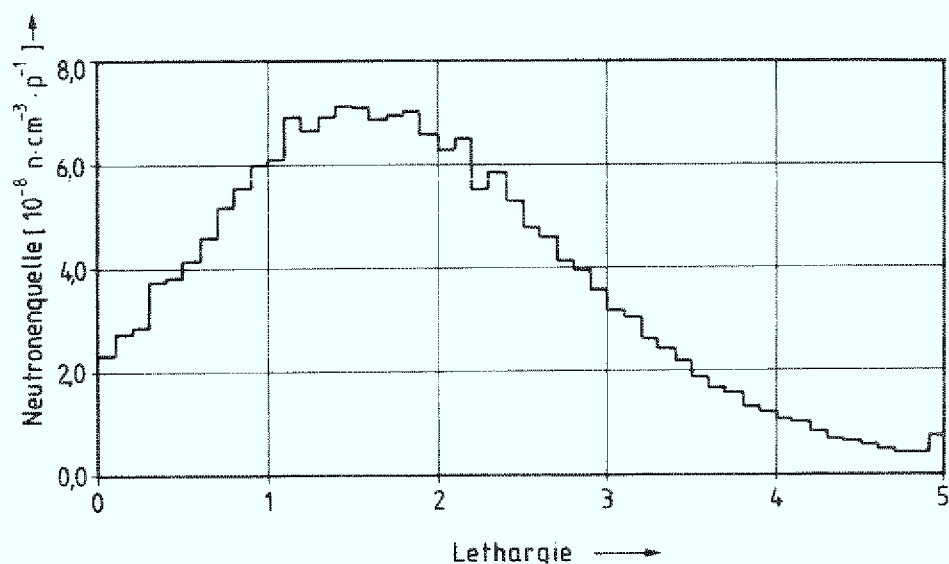


Abb. 10: Spektrum der Quellneutronen in der obersten Core-Zone bei He-Kühlung

Ebenfalls wurden für die unterste Core-Zone das Quellspektrum bezogen auf das jeweilige Lethargieintervall über der Lethargie aufgetragen, was in Abb. 11 zu sehen ist. Wegen des starken Unterschiedes in den Absolutwerten lassen sich diese beiden Verläufe nicht in einem Diagramm darstellen. Dies zeigt den relativ starken Flußgradienten in axialer Richtung.

Außerdem ist das Maximum in Abb. 11 etwas zu höherer Lethargie verschoben – bis etwa $u = 1,7$ –, was einer Neutronenenergie von rund 2,7 MeV entspricht. Damit nimmt also nicht nur der Fluß nach unten hin stark ab (um ca. 96 %), sondern das Maximum der Quellneutronen verschiebt sich auch zu niedrigeren Energien.

Dies erklärt sich wahrscheinlich dadurch, daß die hochenergetischen Nukleonen, die in den untersten Core-Bereich gelangen, die dortigen Targetkerne geringer anregen, so daß deren evaporierte Nukleonen auch geringere Energien erhalten.

Bedingt durch das axial unterschiedliche Neutronenspektrum sowie durch den starken axialen Gradienten des Neutronenflusses ergeben sich auch axial unter-

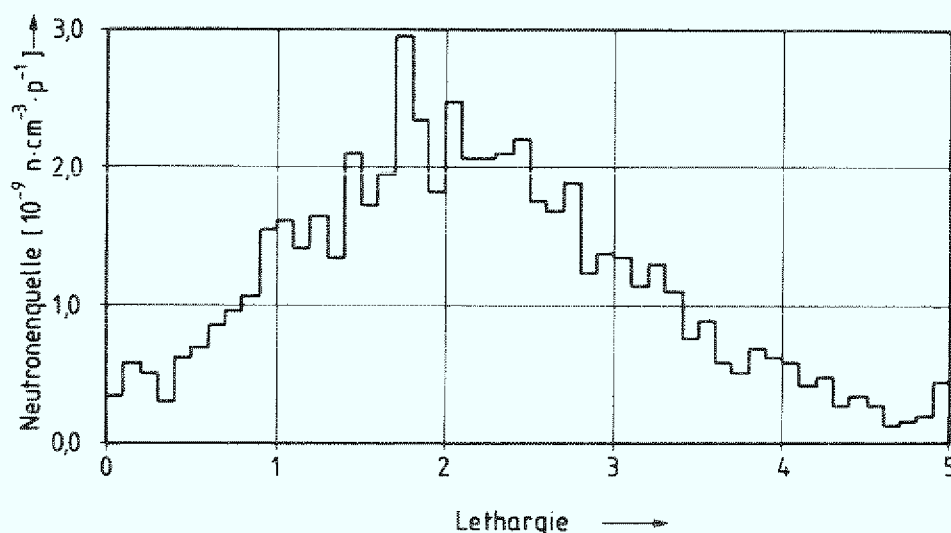


Abb. 11: Spektrum der Quellneutronen in der untersten Core-Zone bei He-Kühlung

schiedliche kondensierte Neutronenwirkungsquerschnitte, weshalb für sechs axiale Core-Zonen jeweils ein eigenes Wirkungsquerschnitt-Set ermittelt wurde.

Die mit Hilfe von NITAWL bereitgestellten Wirkungsquerschnittsdaten wurden mit dem Programm XSDRN-PM unter Berücksichtigung der Neutronenquelle von 123 Gruppen auf eine Fünf-Gruppen-Struktur (Tab. 2) kondensiert, um den Rechenaufwand herabzusetzen.

Die in dieser Gruppenstruktur durchgeführte Neutronenanalyse mit dem Reaktorprogramm CITATION bestand aus Neutronenflußberechnungen sowie Abbrand- und Kugelhufflingrechnungen mit der als zeitlich konstant angenommenen Spallations-Neutronenquelle.

Hierzu wurde die in Abb. 12 dargestellte Geometrie der Anordnung noch weiter unterteilt, damit auch das Fuel-Shuffling (Brennstoffumsetzen) angemessen mitberücksichtigt werden konnte. Die Abb. 12 zeigt diese Unterteilung mit der jeweiligen Zonenbezeichnung.

Es wurde davon ausgegangen, daß das Core-Inventar maximal vier Jahre im Reaktor verweilen soll. Der in der Realität kontinuierlich fließende Strom der Kugeln durch das Core muß im Modell für CITATION in diskrete Schritte eingeteilt werden. Das Corevolumen wurde deshalb für das Modell in CITATION

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	1	1	1	1	14	14	14	14	14	14	14
2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	16	16
3	13	13	13	13	13	13	13	13	13	1	16
4	18	18	18	18	18	18	18	18	13	1	17
5	18	18	18	18	18	18	18	18	13	1	17
6	18	18	18	18	18	18	18	18	13	1	17
7	18	18	18	18	18	18	18	18	13	1	17
8	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
9	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
10	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
11	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
12	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
13	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
14	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
15	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
16	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
17	18	18	18	18	18	18	18	18	13	2	17
18	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
19	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
20	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
21	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
22	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
23	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
24	18	18	18	18	18	18	18	18	13	3	17
25	5	5	5	5	5	5	9	9	13	3	17
26	5	5	5	5	5	5	9	9	13	3	17
27	5	5	5	5	5	5	9	9	13	3	17
28	6	6	6	6	6	6	10	10	13	4	17
29	6	6	6	6	6	6	10	10	13	4	17
30	6	6	6	6	6	6	10	10	13	4	17
31	7	7	7	7	7	7	11	11	13	4	17
32	7	7	7	7	7	7	11	11	13	4	17
33	7	7	7	7	7	7	11	11	13	4	17
34	8	8	8	8	8	8	12	12	13	4	17
35	8	8	8	8	8	8	12	12	13	4	17
36	8	8	8	8	8	8	12	12	13	4	17
37	15	15	15	15	15	15	15	15	13	4	16
38	15	15	15	15	15	15	15	15	13	16	16

- 1 Brutzone 1
- 2 Brutzone 2
- 3 Brutzone 3
- 4 Brutzone 4
- 5 Core innen 1
- 6 Core innen 2
- 7 Core innen 3
- 8 Core innen 4
- 9 Core außen 1
- 10 Core außen 2
- 11 Core außen 3
- 12 Core außen 4
- 13 Behälter
- 14 Reflektor oben
- 15 Reflektor unten
- 16 Reflektor außen
- 17 Reflektor innen
- 18 Hohlraum

Abb. 12: Zoneneinteilung für CITATION-Rechnung

in zwei parallel strömende Zonen mit jeweils vier axialen Schichten eingeteilt (1. zentrale Core-Zone Nr. 5 - 8, 2. äußere Core-Zone Nr. 9 - 12), wobei der Radius der inneren Core-Zone 1,25 m beträgt, und die äußere Core-Zone von dort aus bis zur Behälterwand ($r = 2$ m) reicht.

In CITATION wird nach 365 Tagen Bestrahlungszeit der Inhalt von Zone 5 in das Volumen von Zone 6 gefüllt, der von Zone 6 in das Volumen von Zone 7 und so weiter. Gleiches gilt für die äußere Corezone, so daß die Zonen Nr. 5 und Nr. 9 mit frischen Thoriumkugeln beladen werden und der Inhalt der Zonen 8 und 12 schließlich aus dem Reaktor entnommen wird. Somit ergibt sich für den eingesetzten Target-/Brutstoff eine Durchlaufzeit von 4 Jahren.

Die äußere Brutzone (Nr. 1-4) fließt wegen des äußerst geringen Neutronenflusses mit der halben Geschwindigkeit, so daß dort ein Umshiften jeweils erst nach 730 Tagen erfolgt.

Die Abbrandrechnung wurde mit einem vereinfachten Abbrandmodus durchgeführt, der in Abb. 13 dargestellt ist.

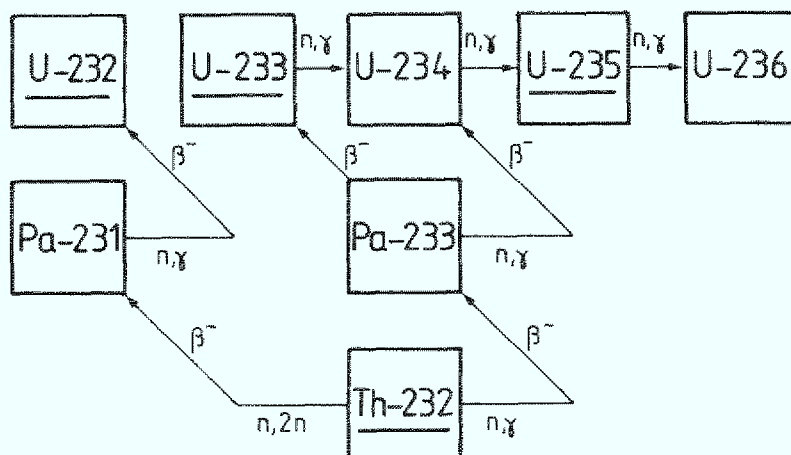


Abb. 13: Vereinfachtes Abbrandschema für CITATION

Daraus geht hervor, daß die Produktion des Spaltstoffes Uran-233 hier lediglich im β^- -Zerfall des Protactinium-233 besteht. Dieses Pa-233 entsteht aus einer n-Absorption im Thorium-232 und einem als zeitgleich angenommenen β^- -Zerfall des Th-233. Allerdings wurde noch die Möglichkeit berücksichtigt, daß das Pa-233 auch Neutronen absorbieren und in U-234 zerfallen kann.

Ein Verlust von Uran-233 ergibt sich entweder aus der Spaltung (spaltbare Nuklide sind unterstrichen) oder aus einem Neutroneneinfang zu U-234.

Schließlich wurden noch (n,2n)-Reaktionen des Thorium-232 berücksichtigt, was schließlich zu U-232 führt, von dem hier angenommen wurde, daß es keinen Beitrag zur U-233-Produktion liefert.

Nach einem Jahr wird mit dem CITATION-Modell eine Entnahme von etwa 27,6 t aus den beiden Corezonen vorgenommen, was einer Menge von rund 49 500 Th-Hohlkugeln entspricht.

Im Laufe dieses ersten Betriebsjahres hat sich im untersten Corebereich (also den beiden entladenen Corezonen) ein Uran-233-Inventar von ca. 37,8 kg akkumuliert, das einer anschließenden Aufarbeitung zugeführt werden kann. Die Konzentration des erbrüteten Spaltstoffs ist jedoch so gering, daß die innere Core-Region eine Anreicherung des U-233 von 0,16 % und die äußere lediglich von 0,12 % besitzt, womit sich nach einer entsprechenden Volumenwichtung eine mittlere Anreicherung im entnommenen Material von 0,136 % ergibt.

Da das Gesamtinventar an U-233 im Reaktor über 660 kg beträgt und nur die beiden Core-Regionen (innere und äußere) nach dem ersten Betriebsjahr umgeladen werden, beträgt die Menge an entnommenem Uran-233 nur 5,7 % des Gesamtinventars.

Zusätzlich enthält das entnommene Material 4,7 kg Protactinium-233, welches mit einer Halbwertszeit von 27 Tagen zu Uran-233 zerfällt und damit die Menge des erbrüteten Spaltstoffs um diesen Betrag erhöhen kann.

Der Multiplikationsfaktor (das Verhältnis von durch Spaltung produzierten zu verbrauchten Neutronen) beträgt zu Beginn des Betriebes der Spallationsanlage 0,13, und er steigt bis zum Ende des ersten Betriebsjahres auf 0,21 an.

Dieses stark unterkritische Verhalten dieser Anordnung bietet eine große Sicherheit für den Betrieb dadurch, daß keine nuklearen Abschaltssysteme (wie Abschaltstäbe o.ä.) benötigt werden. Bleibt die Produktion von Neutronen durch die Spallation aus – z.B. durch Abschalten des Protonenstrahls –, so existieren praktisch im Core der Anlage keine freien Neutronen mehr, die weitere Spaltungen induzieren könnten.

Bei eingeschaltetem Protonenstrahl erzeugt die Target/Blanket-Konfiguration zu Betriebsbeginn eine Spaltleistung von ca. 100 MW. Dabei handelt es sich durch das relativ harte Neutronenspektrum und die minimale Spaltstoffkonzentration um Schnellspaltungen im Th-232. Gegen Mitte des ersten Betriebsjahres steigt die Leistung auf 204 MW an, und sie beträgt nach 365 Betriebstagen schließlich ca. 309 MW.

In Tab. 7 sind in der ersten Spalte alle Daten für das erste Betriebsjahr dieser Spallationsanordnung mit Heliumkühlung aufgelistet. Weiter sind in den Spalten 2 bis 10 Daten angegeben, die das zeitliche Verhalten dieser Anlage bis zu zehn Jahren beschreiben sollen.

Betriebsjahr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Uran-233-Inventar kg	662,16	1387,29	1909,9	2364,4	2334,2	2573,3	2418,9	2650,6	2427,9	2657,4
U-233-Entnahme* 1. kg	17,2	62,2	147,4	235,8	243,1	244,6	245,6	245,6	246,1	245,7
2. kg	20,6	74,5	175,8	287,0	298,7	302,2	304,6	305,0	306,2	305,7
3. kg	-	107,2	-	279,9	-	381,8	-	446,5	-	451,1
Gesamtentnahme Uran-233 kg	37,8	234,9	323,2	802,7	541,7	928,5	550,2	997,1	552,3	1002,5
Anreicherung % 1.	0,16	0,58	1,39	2,25	2,32	2,34	2,34	2,35	2,35	2,35
2.	0,12	0,45	1,06	1,75	1,82	1,84	1,85	1,86	1,86	1,86
3.	-	0,49	-	1,28	-	1,76	-	2,01	-	2,03
mittlere Anreicherung %	0,136	0,496	1,189	1,64	2,02	1,91	2,04	2,03	2,05	2,04
Multiplikationsfaktor	0,21	0,25	0,28	0,27	0,29	0,28	0,30	0,28	0,30	-
Anfang Spaltleistung MW	100,11	205,92	263,3	308,3	305,4	333,1	341,0	341,0	315,0	341,8
Ende Spaltleistung MW	308,71	356,5	410,9	451,0	450,0	474,0	458,3	481,7	459,3	482,5
mittlere Gesamtleistung MW	600	715	800	870	870	900	880	915	880	920
Pa-233-Entnahme kg	4,7	12,2	6,0	14,0	6,5	14,4	6,5	14,6	6,5	14,7

Tab. 7: Zeitabhängige Daten für eine Spallationsanordnung mit Heliumkühlung

- * 1. = innere Core-Region
2. = äußere Core-Region
3. = Brutregion

Um einen Überblick über die im Laufe der Zeit anfallende Menge an Uran-233, das der Spallationsanordnung entnommen wird, zu gewinnen, sei die Abb. 14 angeführt.

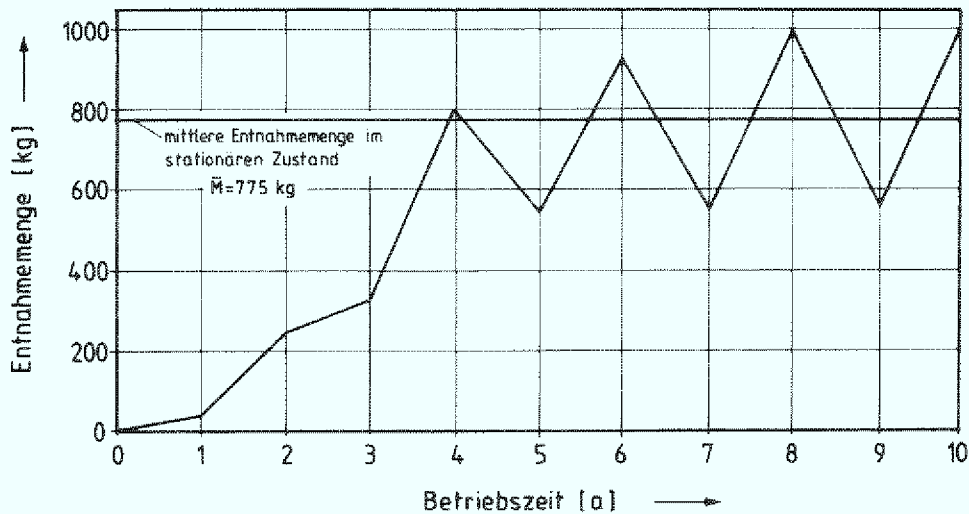


Abb. 14: Entnommene U-233-Menge in Abhängigkeit von der Betriebszeit

Darin ist über der Betriebszeit der Spallationsanlage die jährlich entnommene Uranmenge (U-233) aufgetragen. Auffallend dabei ist die deutlich größere Entnahmemenge nach jeder geraden Anzahl von Betriebsjahren. Das liegt an dem Kugelfließmodell in CITATION, da wegen der halben Fließgeschwindigkeit in der äußeren Brutzone alle zwei Jahre die Entnahme von den zwei Coreregionen und die der äußeren Brutzone zusammenfällt.

Im Gleichgewichtszustand ergibt sich bei Heliumkühlung eine Entnahmemenge an U-233 von ca. 550 kg jährlich aus den Core-Regionen und von ca. 450 kg zusätzlich alle zwei Jahre aus der Brutregion, was schließlich zu einer mittleren Jahresentnahme von insgesamt 775 kg führt. Das ergibt in den ersten zehn Betriebsjahren eine kumulierte Menge an Uran-233, die der Spallationsanordnung entnommen werden kann, von ca. 5980 kg.

Bezogen auf das Gesamtinventar an U-233, beträgt die entnommene Menge nach dem ersten Jahr – wie bereits erwähnt – 5,7 %, und sie steigt im stationären Zustand bis auf 23 % bzw. 38 %, je nachdem, ob der Brutmantel mit entleert wird.

Geht man von einem jährlichen Bedarf an Spaltstoff eines hochkonvertierenden Hochtemperaturreaktors (Konversionsrate $CR = 0,90$) mit einer elektrischen Leistung von 1000 MW von ca. 90 kg U-233 aus /24/, so ließen sich im Mittel 8 - 9 Reaktoren dieses Typs mit Spaltstoff versorgen.

Im folgenden Abschnitt ist die Produktion von Radioisotopen durch Hadronenkaskaden im Thorium-Target mit Heliumkühlung untersucht.

Abb. 15 zeigt die Häufigkeit einiger erzeugter Nuklide pro Quellproton über der Massenzahl. Danach ist das am häufigsten gebildete Element das Thorium mit dem Isotop Th-230, was zum Beispiel durch eine $(p,p2n)$ -Reaktion aus Th-232 entsteht.

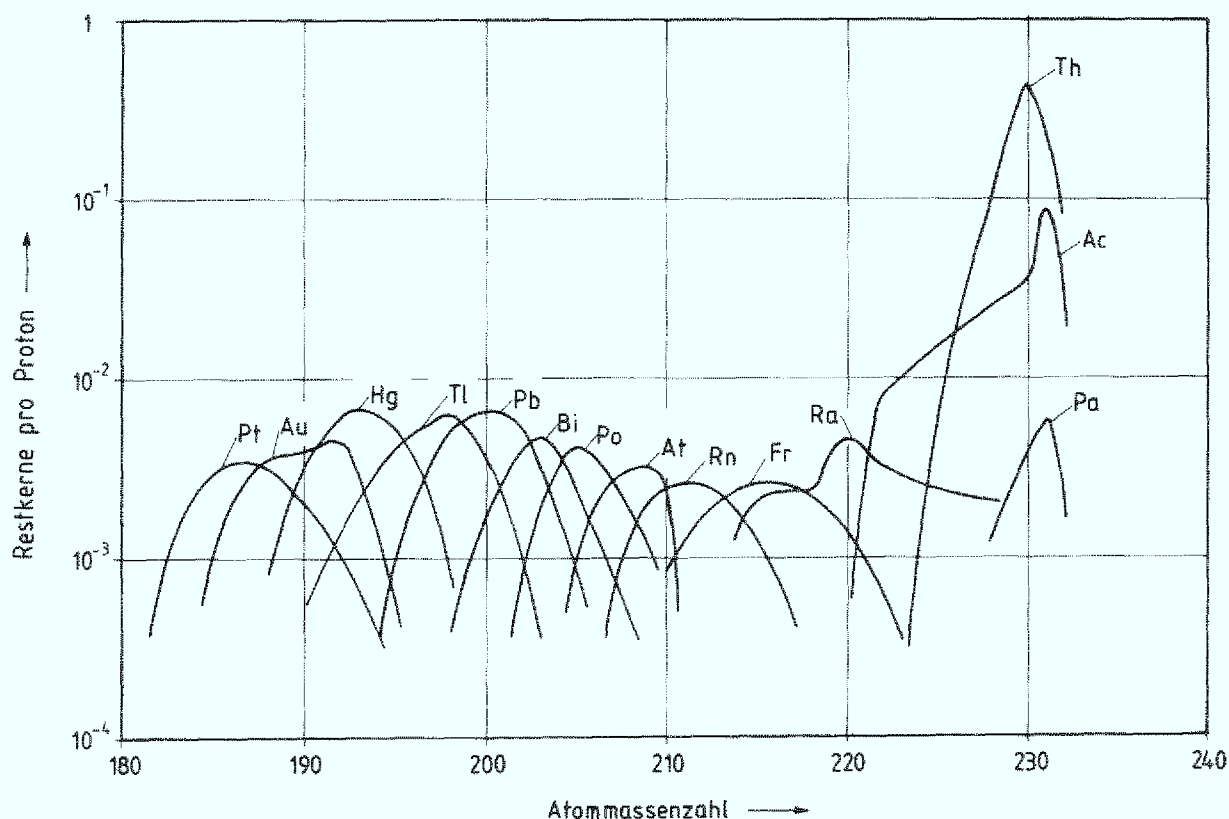


Abb. 15: Produktion von Radionukliden durch Hadronenkaskaden im Th-Target mit Heliumkühlung

Das Isotop Ac-231 ist das zweithäufigste Nuklid, welches z.B. aus einer (p,2p)-Reaktion im Th-232 hervorgeht.

Es werden aber nicht nur protonenärmere Elemente als das Targetmaterial erzeugt, sondern es entsteht auch Protactinium, das ein Proton mehr als Thorium besitzt. Das häufigste Pa-Isotop ist das Pa-231, das aus einer (p,2n)-Reaktion entsteht.

Auffallend ist in Abb. 15 das zugeringen Neutronenzahlen verschobene Maximum der einzelnen Elemente. Erst für Quecksilber und Platin liegen stabile Isotope im Bereich der Häufigkeitsverteilung oberhalb rund $5 \cdot 10^{-4}$ Kerne pro Proton.

An dieser Stelle sei nochmals auf mögliche Ungenauigkeiten in der Statistik der Monte-Carlo-Rechnung hingewiesen - vor allem, wenn es um sehr seltene Ereignisse der Produktion einiger Isotope geht.

Summiert man die Häufigkeiten für alle Isotope eines Elementes auf, so erhält man für das Spallationstarget aus Th-Hohlkugeln die in Tab. 8 aufgelisteten Werte der einzelnen Elemente. Es fallen besonders die großen Werte für Thorium sowie die für die Elemente im Bereich der Ordnungszahlen von 34 bis 56 auf.

Der Wert für Thorium resultiert aus der großen Menge an Targetmaterial, in welchem viele der hochenergetischen Kaskaden nur einige Nukleonen aus dem Atomkern herauschlagen.

Der große Wert im Bereich der Ordnungszahlen von 34 bis 56 - also von Selen bis Barium - ergibt sich aus den Hochenergiespaltungen des Targetmaterials, welche ähnliche Spaltprodukte wie z.B. die Schnellspaltungen liefern. Die Summe dieser 23 Elemente beträgt fast 50 % der insgesamt pro Proton erzeugten Spallationsprodukte - nämlich 3,1 von 6,7. Damit liegt diese Spallationsanordnung hinsichtlich der pro Neutron produzierten Radionuklide noch um den Faktor 10 niedriger als ein Spaltungsreaktor.

Bedingt durch das diskrete Entladeschema der rechnerischen Simulation mit CITATION ist auch die thermische Leistung starken Schwankungen unterworfen (Abb. 16). Bei jeder Umladung des Reaktors wird Spaltstoff entnommen und Thorium als Target- bzw. Brutstoff zugeführt. Das führt zu

Ordnungszahl	Element	Häufigkeit (Anzahl/p)
91	Pa	0,019
90	Th	1,711
89	Ac	0,390
88	Ra	0,061
87	Fr	0,033
86	Rn	0,024
85	At	0,018
84	Po	0,021
83	Bi	0,029
82	Pb	0,053
81	Tl	0,040
80	Hg	0,044
79	An	0,033
78	Pt	0,029
77	Ir	0,020
76	Os	0,024
75 - 57	Re - La	0,374
56 - 34	Ba - Se	3,113
33 - 14	As - Si	0,563
13	Ac	0,112
		$\Sigma \approx 6,7$

Tab. 8: Spallationsprodukte im Th-Target mit Heliumkühlung, die durch Hochenergieprozesse ($E > 15$ MeV) erzeugt werden

einer schlagartig verminderten Wärmeleistung wegen weniger Spaltungen im Core. Während des Betriebes steigt die Leistung dann mit der Spaltstoffzunahme wieder an, um beim nächsten Kugelshuffling wieder abzufallen.

Für anschließende thermohydraulische Rechnungen wird eine mittlere Spaltleistung von 400 MW angenommen, zu der schließlich noch die Hochenergie-

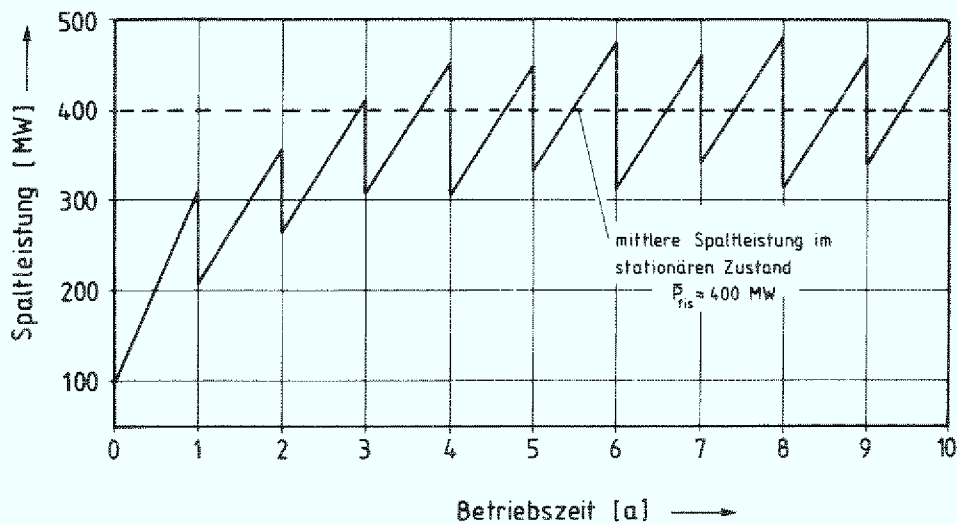


Abb. 16: Zeitabhängige Spaltleistung der Spallationsanordnung

leistung von 284 MW und ein zusätzlicher Leistungsanteil aus γ -Deposition hinzugerechnet werden muß, um die Gesamtleistung, die mit dem Kühlmedium abgeführt werden muß, zu erhalten.

In gekoppelten n, γ -Rechnungen mit dem Transportprogramm DOT ergab sich mit den Korrekturen für die fehlenden γ -Produktionsdaten des Thoriums ein zusätzlicher Leistungsanteil aus γ -Deposition von etwa 54 % der Spaltleistung für die Anordnung mit Thorium-Hohlkugeln und Heliumkühlung. Dabei wurde mit der Annahme, daß diese zusätzlichen γ -Quanten nicht transportiert würden, sondern ihre Energie sofort am Ort ihres Entstehens als Wärme deponierten, sicher eine pessimistische Abschätzung vorgenommen.

Die Gesamtleistung beträgt schließlich mit den 216 MW γ -Leistung maximal rund 900 MW im stationären Zustand, wobei – wie bereits erwähnt – auch die durch das Modell bedingten Schwankungen in praxi nicht auftreten.

Bei Betriebsbeginn der Anlage ergibt sich eine Wärmeleistung von 438 MW, die, wie in Abb. 9 dargestellt, ohne größeren Aufwand mit dem Helium bei

einem Druck von 50 bar abgeführt werden kann.

Für einen Massendurchsatz von 300 kg/s ergibt sich eine Druckdifferenz in der Kugelschüttung von 0,7 bar, was eine Gebläseleistung von etwa 5,5 MW erfordert. Für $\dot{m} = 400$ kg/s und $\Delta p = 1,2$ bar ergibt sich bei entsprechender mittlerer Gastemperatur eine Gebläseleistung von 11,7 MW und für $\dot{m} = 500$ kg/s und $\Delta p = 1,7$ bar schließlich 19,8 MW.

	Anfangscore			Gleichgewichtscore	
P [MW]	438	438	438	900	900
$\dot{m}$ [kg/s]	300	400	500	500	650
Δp [bar]	0,7	1,2	1,7	1,9	3,0
$\vartheta_{K,ein}$ [°C]	180	180	180	180	180
$\vartheta_{K,aus}$ [°C]	520	430	380	640	520
$\vartheta_{Th,max}$ [°C]	530	440	390	680	560

- P : Gesamtleistung
 $\dot{m}$: Massenstrom des Kühlmediums
 Δp : Druckverlust in der Kugelschüttung
 $\vartheta_{K,ein}$: Kühlmiteleintrittstemperatur
 $\vartheta_{K,aus}$: Kühlmittelaustrittstemperatur
 $\vartheta_{Th,max}$: maximale Oberflächentemperatur der Th-Hohlkugeln

Tab. 9: Thermohydraulische Daten der Spallationsanordnung mit He-Kühlung

Neben den Daten für die Kühlung bei Betriebsbeginn wurden in Tab. 9 auch die für den Gleichgewichtszustand aufgenommen. Für diesen Fall ergibt sich bei einem Massendurchsatz von $\dot{m} = 500$ kg/s eine Gebläseleistung von 25,2 MW und bei $\dot{m} = 650$ kg/s 48,8 MW. Diese Zahlen deuten auf einen relativ großen Aufwand, der für die Gas-Kühlung notwendig ist, um die maximalen Temperaturen der Thoriumkugeln in einer vertretbaren Größenordnung zu halten. Es wurden ausschließlich die Oberflächentemperaturen der Th-Hohlkugeln berücksichtigt, da die Innentemperatur der Kugeln wegen der guten Wärmeleitfähigkeit des Thoriums nur geringfügig über der Oberflächentemperatur lagen.

Zur Veranschaulichung des Wärmestroms sind in Abb. 17 zu Betriebsbeginn der Anlage ($P = 438 \text{ MW}$) bei einem Heliummassenstrom von 300 kg/s einige Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen dargestellt. Im oberen Teil des von oben nach unten durchströmten Cores ist der Temperaturgradient am größten. Das liegt an der äußerst hohen Leistungsdichte in diesem Bereich ($\phi'''_{\text{max}} = 31,8 \text{ MW/m}^3$).

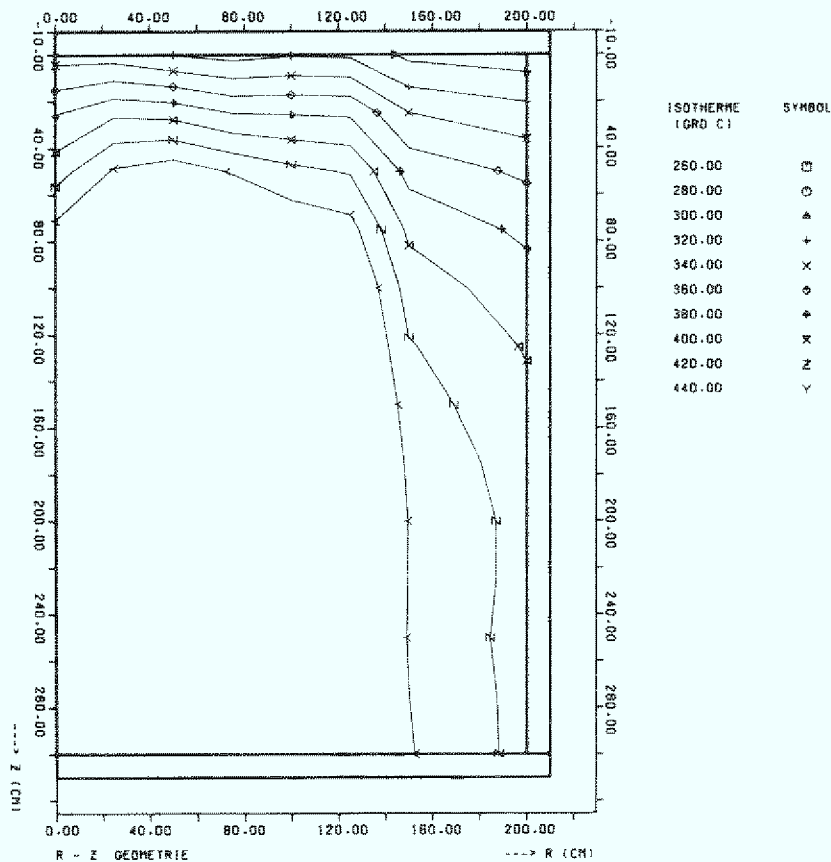


Abb. 17: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Anfangs-Core bei einem Heliummassenstrom von $\dot{m} = 300 \text{ kg/s}$

Im unteren Teil des Cores entsteht ein Temperaturgradient in radialer Richtung, der durch die geringere Leistungsdichte im äußeren Bereich des Cores hervorgerufen wird. Zum Vergleich ist in Abb. 18 die ortsabhängige Leistungsdichte für das heliumgekühlte Anfangscore dargestellt.

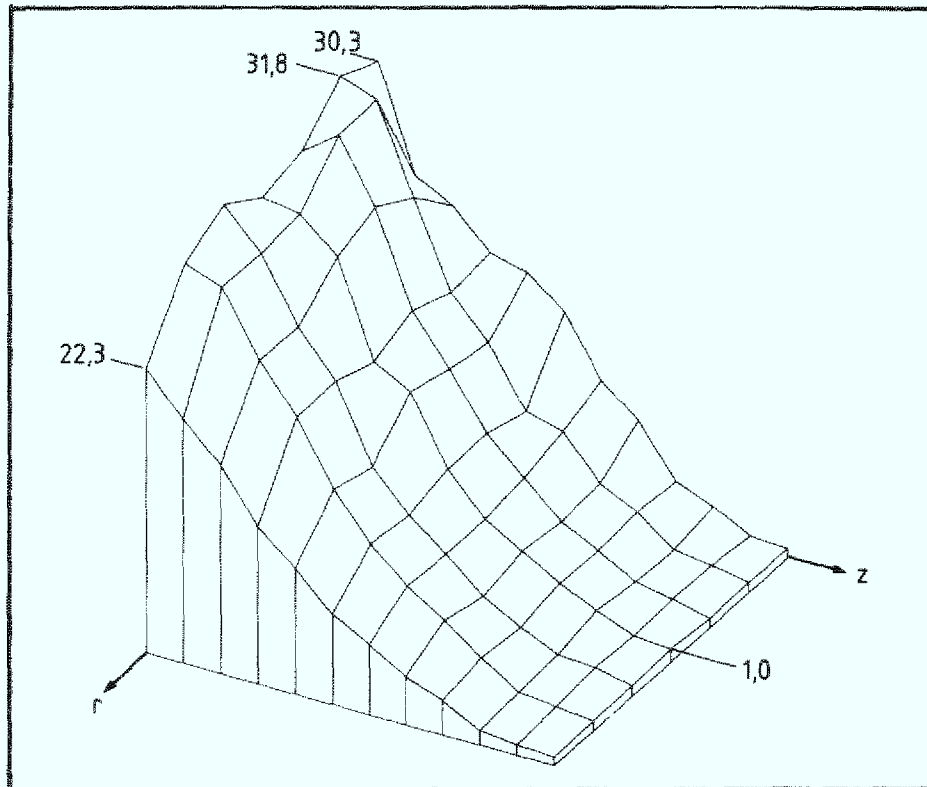


Abb. 18: Ortsabhängige Leistungsdichte des Anfangscores mit Heliumkühlung

Wie aus Tab. 9 hervorgeht, beträgt die maximale Oberflächentemperatur der Thoriumkugeln bei einem Kühlmitteldurchsatz von 300 kg/s 530 °C. Erhöht man den Massenstrom auf 400 kg/s, so sinken die Temperaturen im Core, daß die maximale Oberflächentemperatur 440 °C beträgt.

Die Temperaturverteilung des Cores ist für diesen Fall in Abb. 19 dargestellt.

Danach ergibt sich ein flacherer Gradient in axialer Richtung, während das radiale Temperaturgefälle zunimmt. Dies wird noch deutlicher, wenn man den Heliummassenstrom auf 500 kg/s erhöht, wobei sich maximale Temperaturen an den Kugeloberflächen von 390 °C einstellen. Abb. 20 zeigt den noch flacheren Temperaturgradienten in axialer Richtung für diesen Fall.

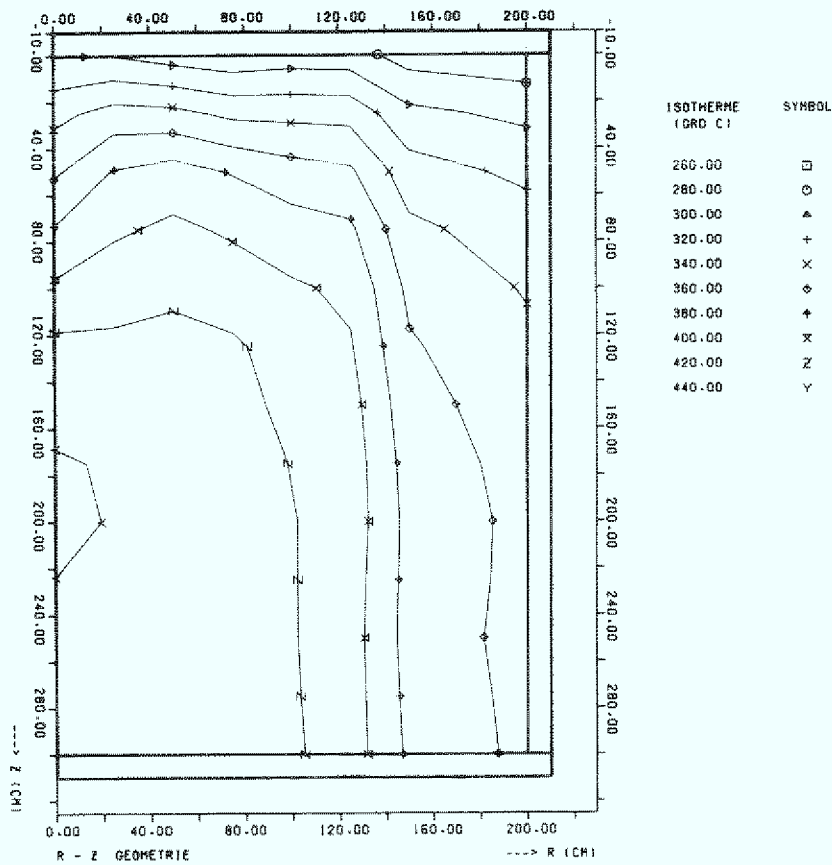


Abb. 19: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Anfangscore bei $\dot{m}_{\text{He}} = 400 \text{ kg/s}$

Schließlich sei noch auf die Leistungsdichteverteilung für das Gleichgewichtscore hingewiesen, die im oberen Corebereich praktisch mit der Anfangsverteilung übereinstimmt und im unteren Bereich höher ist (Abb. 21). Dieser Anstieg liegt am Transport von erbrütetem Brennstoff in die untersten Regionen des Cores.

Der Leistungsdichteanstieg in jeder vierten axialen Zone von oben ist auf das Brennstoff-Fluß-Modell der Rechnung zurückzuführen.

Die Temperaturverteilungen der Kugeln im Core sind für diese Leistungsdichteverteilung in Abb. 22 für $\dot{m}_{\text{He}} = 500 \text{ kg/s}$ und in Abb. 23 für $\dot{m}_{\text{He}} = 650 \text{ kg/s}$ dargestellt.

Die zugehörigen Maximaltemperaturen betragen 680 °C bzw. 560 °C .

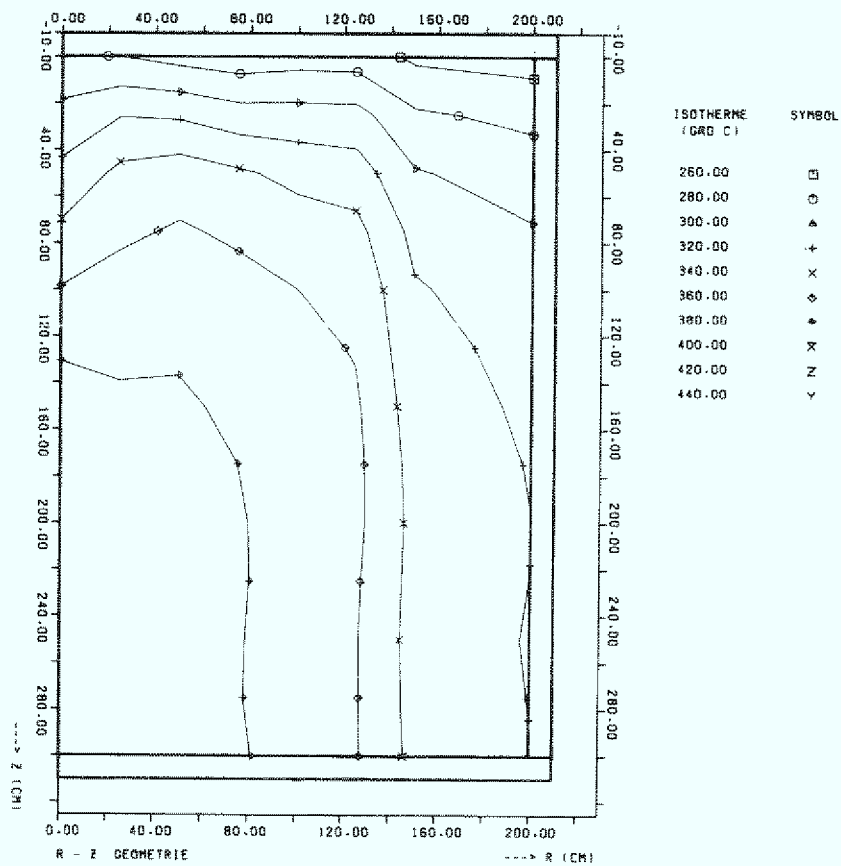


Abb. 20: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Anfangscore bei $\dot{m}_{\text{He}} = 500 \text{ kg/s}$

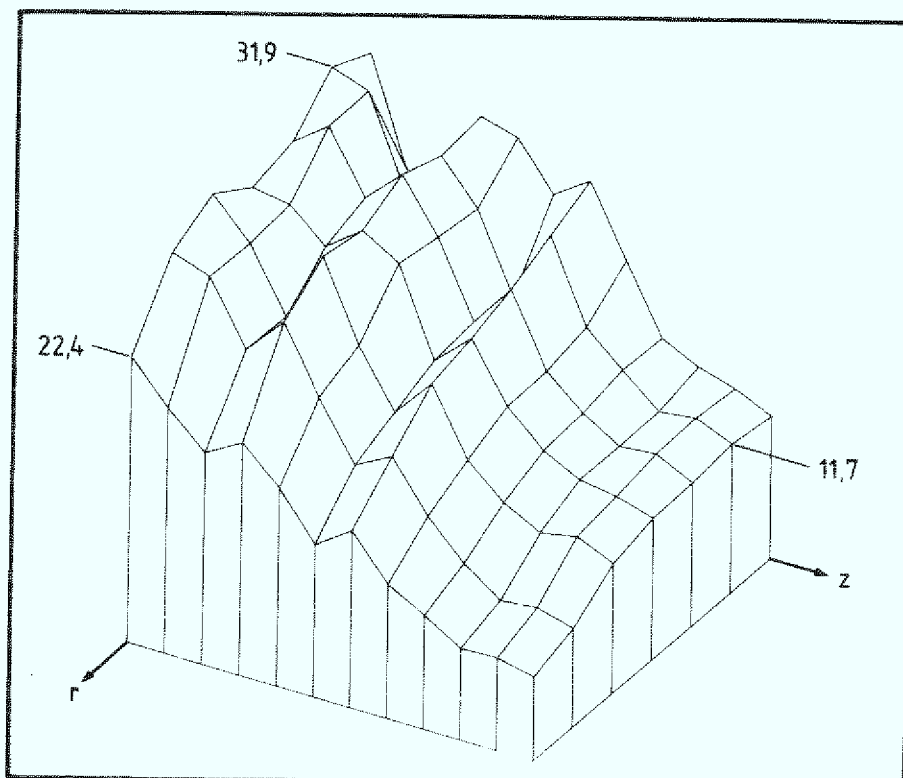


Abb. 21: Ortsabhängige Leistungsdichte des Gleichgewichts-Cores mit Heliumkühlung

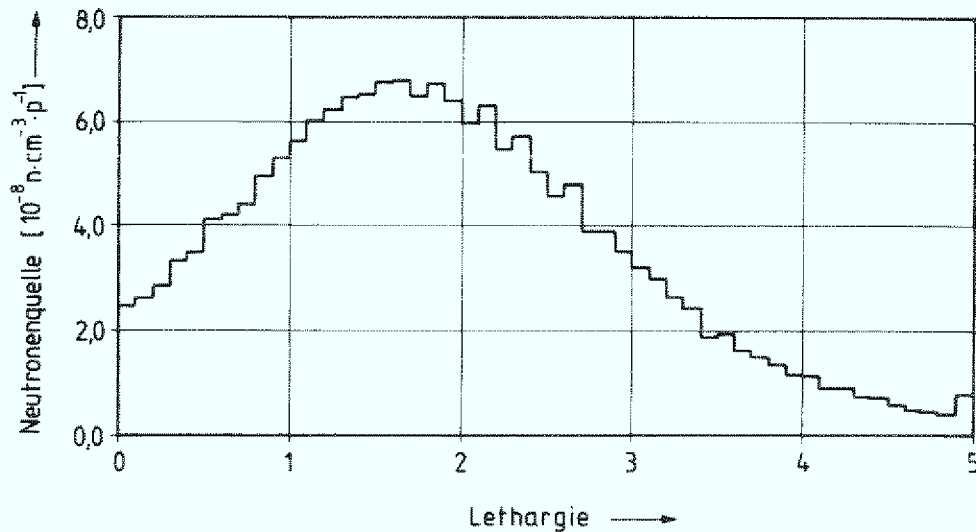


Abb. 24: Spektrum der Quellneutronen in der obersten Core-Zone bei Na-Kühlung

$E \approx 3 \text{ MeV}$). Verglichen mit dem Spektrum bei Heliumkühlung ist die Neutronenquelle für Natriumkühlung etwas zu geringeren Energien verschoben, und sie enthält besonders im Bereich hoher Energien weniger Neutronen.

In der untersten Core-Zone ist die Abweichung bei der Quelle für Na-Kühlung gegenüber der He-Kühlung am größten (Abb. 25). Bei etwa gleicher Energie des Maximums beträgt dessen Wert nur noch ca. $1,2 \cdot 10^{-9} \text{ Neutronen pro cm}^3$ und Proton gegenüber ca. $2,9 \cdot 10^{-9} \text{ n/cm}^3 \cdot \text{p}$ bei He-Kühlung.

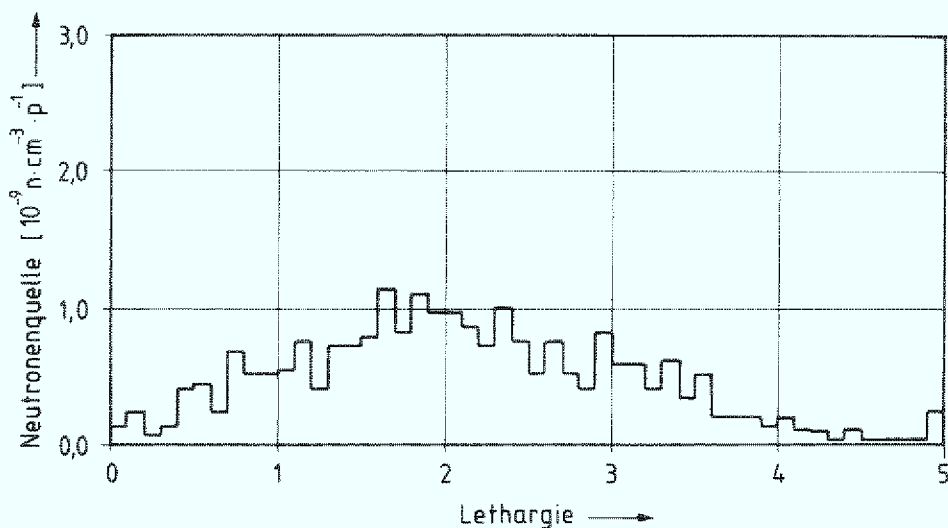


Abb. 25: Spektrum der Quellneutronen in der untersten Core-Zone bei Na-Kühlung

Betriebsjahr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
U-233-Inventar kg	432,8	923,0	1316,5	1628,3	1612,4	1711,5	1643,9	1738,4	1648,5	1741,7
U-233-Entnahme										
1.*	7,9	33,7	96,8	186,4	193,4	194,1	194,6	194,5	194,8	194,5
2.	8,4	36,3	108,6	216,0	227,2	229,2	231,3	231,2	232,5	231,6
3.	-	47,9	-	129,1	-	160,9	-	181,0	-	182,9
Gesamtentnahme U-233 kg	16,3	117,9	205,5	531,3	420,7	584,2	425,9	606,7	427,2	609,1
Anreicherung %										
1.	0,07	0,31	0,91	1,77	1,84	1,84	1,85	1,85	1,85	1,85
2.	0,05	0,22	0,65	1,31	1,38	1,39	1,40	1,40	1,41	1,40
3.	-	0,22	-	0,59	-	0,74	-	0,80	-	0,81
mittlere Anreicherung %	0,06	0,24	0,75	1,08	1,56	1,19	1,58	1,23	1,58	1,23
Multiplikationsfaktor	0,21	0,25	0,28	0,27	0,29	0,28	0,29	0,28	0,30	-
Spaltleistung MW	56,6	157,3	197,3	234,8	225,6	248,7	230,0	252,5	230,5	252,6
Ende	312,3	355,3	392,6	424,6	417,3	435,8	420,7	438,5	421,3	439,0
mittlere Gesamtleistung MW	600	730	800	860	850	880	850	890	850	890
Pa-233-Entnahme kg	2,0	5,8	2,9	7,4	3,3	7,6	3,3	7,7	3,3	7,7

Tab. 11: Zeitabhängige Daten für eine Spallationsanordnung mit Natriumkühlung

- * 1. = innere Core-Region
2. = äußere Core-Region
3. = Brutregion

Für eine Spallationsanordnung mit Natriumkühlung sind die Ergebnisse der Berechnungen ebenfalls in einer Tabelle für die ersten zehn Betriebsjahre dargestellt (bis zum Gleichgewicht) (Tab. 11).

Die Uranmenge, die nach dem ersten Betriebsjahr einer solchen Anlage entnommen werden könnte, beträgt mit 16,3 kg nur knapp die Hälfte der Menge, die einer Anlage mit Helium-Kühlung (37,8 kg) entnommen werden könnte.

Im stationären Zustand der Anlage können unter Mitberücksichtigung der anfallenden Protactinium-Menge im Durchschnitt etwa 520 kg des erbrüteten U-233 pro Jahr entnommen werden. Legt man einen Spaltstoffverbrauch von 90 kg pro Jahr für einen HTR-Hochkonverter mit einer Konversionsrate von $CR = 0,90$ zugrunde, so könnten ca. 6 Reaktoren dieses Typs mit dem in einer solchen Anlage produzierten Brennstoff versorgt werden.

Da die mittlere Anreicherung des Core-Inventars an U-233 bei Natriumkühlung nur 1,4 % beträgt - gegenüber 2,0 % bei Heliumkühlung -, und da wegen des etwas weicheren Neutronenspektrums bei Natriumkühlung weniger Schnellspaltungen des Thoriums durchgeführt werden, ist die abzuführende Spaltleistung ebenfalls geringer. Sie beträgt zu Betriebsbeginn etwa 57 MW und steigt im Mittel bis auf ca. 350 MW an.

Die Gesamtleistung dieser Anlage setzt sich jedoch wie bei Heliumkühlung aus Spaltleistung, Hochenergieleistung (aus Spallationsprozessen) sowie aus einer zusätzlichen γ -Leistung durch (n, γ) -Reaktionen zusammen. Der Anteil aus Hochenergiereaktionen beträgt 278 MW und der aus zusätzlichen γ -Energiedepositionen ca. 77% der Spaltleistung, d.h. er beträgt ca. 270 MW. Daß der prozentuale Anteil so hoch ist, liegt an der (n, γ) -Reaktion im Natrium. Bei Betriebsbeginn beträgt die Gesamtleistung dieser Anlage ca. 380 MW und steigt im Gleichgewicht bis auf fast 900 MW an.

Die Vorteile des Natriums sind neben der guten Verträglichkeit mit Thorium auch bei hohen Temperaturen /25/ vor allem die Eigenschaften als Kühlmedium. Leistungen mit maximalen Leistungsdichten von ca. 30 MW/m^3 lassen sich leicht mit diesem flüssigen Metall abführen.

In Abb. 26 ist die Temperaturverteilung im natriumgekühlten Anfangscore dargestellt. Danach ergibt sich nur ein äußerst flacher Temperaturgradient in axialer Richtung und ein geringer Temperaturabfall in radialer Richtung. Die maximale Kugeloberflächentemperatur beträgt hierbei 327 °C. Während des Betriebes dieser Anlage steigt die Leistung bis auf den Mittelwert der Gleichgewichtsanzordnung, und die Temperaturverteilung ist für diesen Fall in Abb. 27 dargestellt.

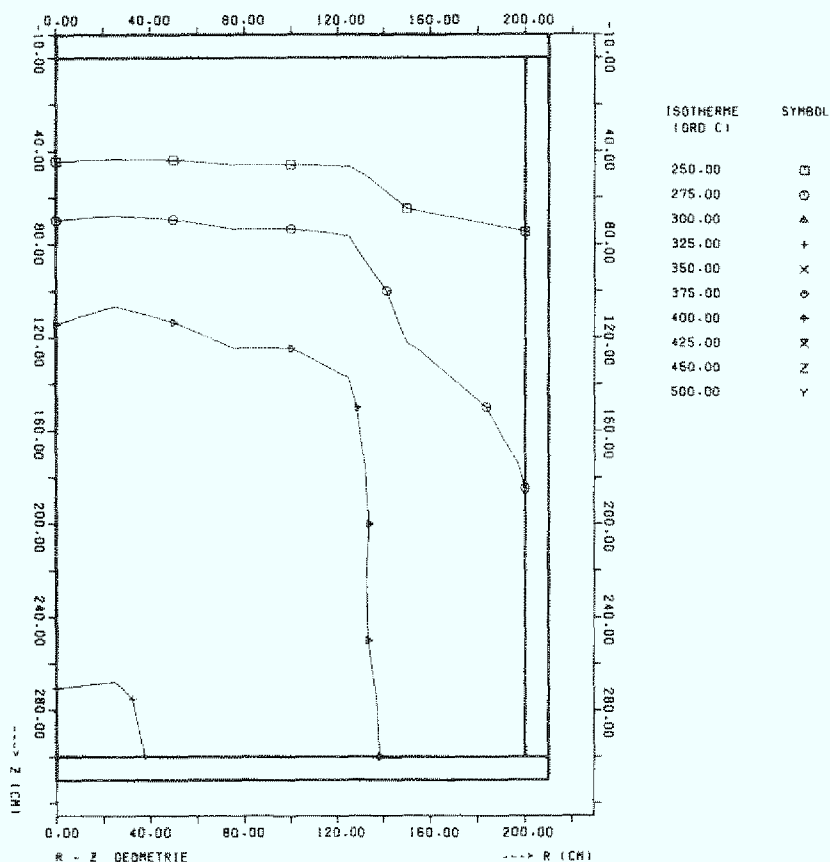


Abb. 26: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Anfangscore bei Na-Kühlung

In dieser Graphik ist ein etwas steilerer Temperaturgradient in axialer Richtung zu erkennen. Die maximale Temperatur der Kugeloberflächen beträgt etwa 540 °C. Der Natriummassenstrom wurde in beiden Fällen (Anfangs- und Gleichgewichtscore) auf 2 500 kg/s festgelegt, was einem Volumenstrom von etwa $2,9 \text{ m}^3/\text{s}$ entspricht. Damit ergibt sich eine Pump-

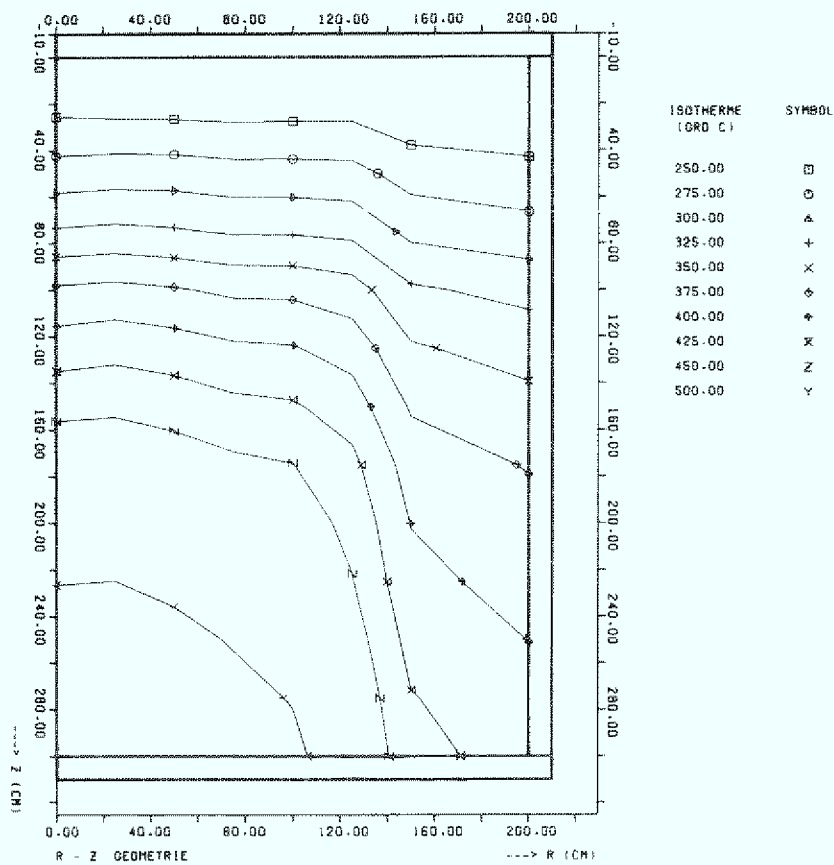


Abb. 27: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Gleichgewichtscore bei Na-Kühlung

leistung von etwa 63 kW in beiden Fällen.

5.3 Anordnung mit Lithiumkühlung

Als weitere - zumindest theoretisch mögliche - Alternative zur Heliumkühlung sei flüssiges Lithium als Kühlmedium genannt. Der Vorteil dieses Mediums liegt in den guten Wärmeübertragungseigenschaften sowie in der Beständigkeit des Thoriums in flüssigem Lithium bis zu einer Temperatur von 1000 °C /25/.

Die Ergebnisse der Hochenergieanalyse im Anschluß an die Spallationsrechnung sind für eine Anordnung aus Th-Hohlkugeln mit diesem Kühlmedium in Tab. 12 aufgeführt.

Kühlmedium	Lithium
Neutronenausbeute	29,73 n/p
Neutronenquelle	$5,6 \cdot 10^{19}$ n/s
Energiedeposition aus Hoch- energiereaktionen	276 MW

Tab. 12: Einige Daten der Hochenergieanalyse

In der Kühlmittelschicht oberhalb der Kugeln finden etwa 13 % aller Kaskaden statt, was deutlich weniger als bei Na-Kühlung (23 %) sind. Die Neutronenquelle für die zeitabhängigen Rechnungen beträgt $5,6 \cdot 10^{19}$ n/s und liegt damit genau zwischen He-Kühlung ($6,6 \cdot 10^{19}$ n/s) und Na-Kühlung ($4,8 \cdot 10^{19}$ n/s).

In Tab. 13 sind – wie bei den Kühlmedien Helium und Natrium auch – die zeitabhängigen Daten für eine Anlage mit Lithiumkühlung aufgeführt. Daraus geht hervor, daß der Multiplikationsfaktor mit 0,13 nur halb so groß ist wie in den beiden vorangegangenen Fällen. Damit ist auch die Spaltleistung äußerst gering, was für einen Moderationseffekt bzw. für eine Absorption des Lithiums spricht.

Dieser Spallationsanordnung mit Li-Kühlung können im Gleichgewichtszustand jährlich ca. 440 kg Uran-233 entnommen werden. Dieses ist für die relativ große Neutronenausbeute ein ziemlich geringer Wert, der für eine recht hohe Absorption von Neutronen im Kühlmedium (n, α -Reaktionen des Li-6) spricht.

Eine Besonderheit der Verwendung von Lithium als Kühlmittel liegt in der Produktion von Tritium durch (n, α)-Prozesse. Dieses radioaktive Wasserstoffisotop erfordert besondere Sorgfalt hinsichtlich des Handlings, insbesondere bei der Abtrennung vom Kühlmittel und bei der weiteren Behandlung. Andererseits wird man diese Techniken in Zukunft beherrschen müssen, wenn man aus Lithium den Brennstoff Tritium für den Fusionsreaktor erbrüten möchte.

Der folgende Abschnitt befaßt sich mit den thermohydraulischen Ergebnissen. Dazu sei erwähnt, daß die Energiedeposition im Fall der Lithiumkühlung aus 276 MW Hochenergie deposition sowie einer Spaltleistung (inklusive einer durchschnittlichen zusätzlichen γ -Energiedeposition von ca. 84 %) von 107 MW bei

Betriebsjahr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
U-233-Inventar kg	395,0	819,2	1149,6	1411,7	1370,2	1458,3	1386,2	1474,2	1386,0	1474,1
U-233-Entnahme kg	1.* 2. 3.	27,4 29,7 47,4	81,7 93,3 -	159,2 187,9 129,7	160,3 189,2 -	160,4 189,3 159,9	160,4 189,4 -	160,4 189,3 173,9	160,4 189,4 -	160,4 189,3 173,9
Gesamtentnahme U-233 kg	13,5	104,3	175,1	476,8	349,5	507,6	349,8	523,7	349,8	523,6
Anreicherung %	1. 2. 3.	0,06 0,04 -	0,25 0,18 0,21	0,75 0,56 -	1,51 1,14 -	1,51 1,14 0,72	1,52 1,14 -	1,52 1,14 0,77	1,52 1,14 -	1,52 1,14 0,77
mittlere Anreicherung %	0,05	0,21	0,64	0,94	1,29	1,03	1,29	1,05	1,29	1,05
Multiplikations- faktor	0,11	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	-
Spaltleistung MW	Anfang Ende	58,1 99,5	83,8 128,2	94,6 129,2	100,2 145,0	107,7 146,6	99,4 144,1	102,1 147,0	99,4 144,1	102,1 147,0
mittlere Gesamt- leistung MW	420	470	490	500	500	505	500	505	500	505
Pa-233-Entnahme kg	1,6	4,4	1,8	4,6	1,8	4,7	1,8	4,7	1,8	4,7

Tab. 13: Zeitabhängige Daten für eine Spallationsanordnung mit Lithiumkühlung

- * 1. = innere Core-Region
2. = äußere Core-Region
3. = Brutregion

Betriebsbeginn und im Mittel ca. 229 MW im Gleichgewicht gebildet wird. Das ergibt schließlich eine Gesamtleistung von ca. 380 MW bei Betriebsbeginn und eine mittlere Gesamtleistung von rund 505 MW im Gleichgewicht. Die Verteilung der Kugeloberflächentemperatur ist für das Anfangscore in Abb. 28 und für das Gleichgewichtscore in Abb. 29 dargestellt.

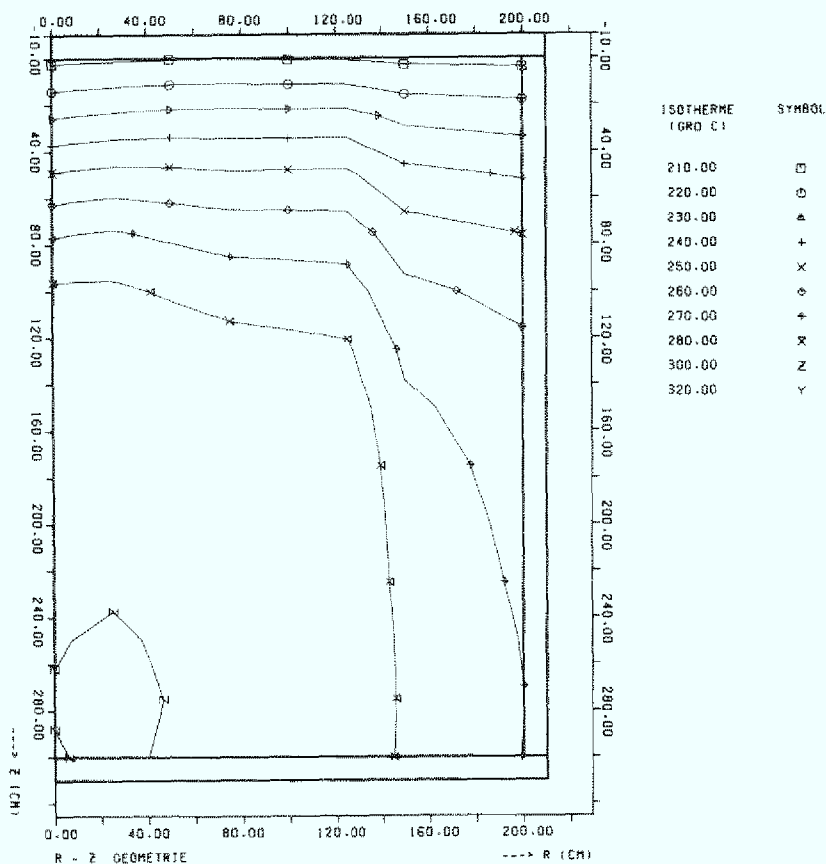


Abb. 28: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Anfangscore bei Li-Kühlung

Daraus geht die gute Kühlbarkeit mit flüssigem Lithium in beiden Fällen (zu Anfang und im Gleichgewicht) hervor. Die maximale Kugeloberflächentemperatur beträgt für das Anfangscore ca. 320 °C und für das Gleich-

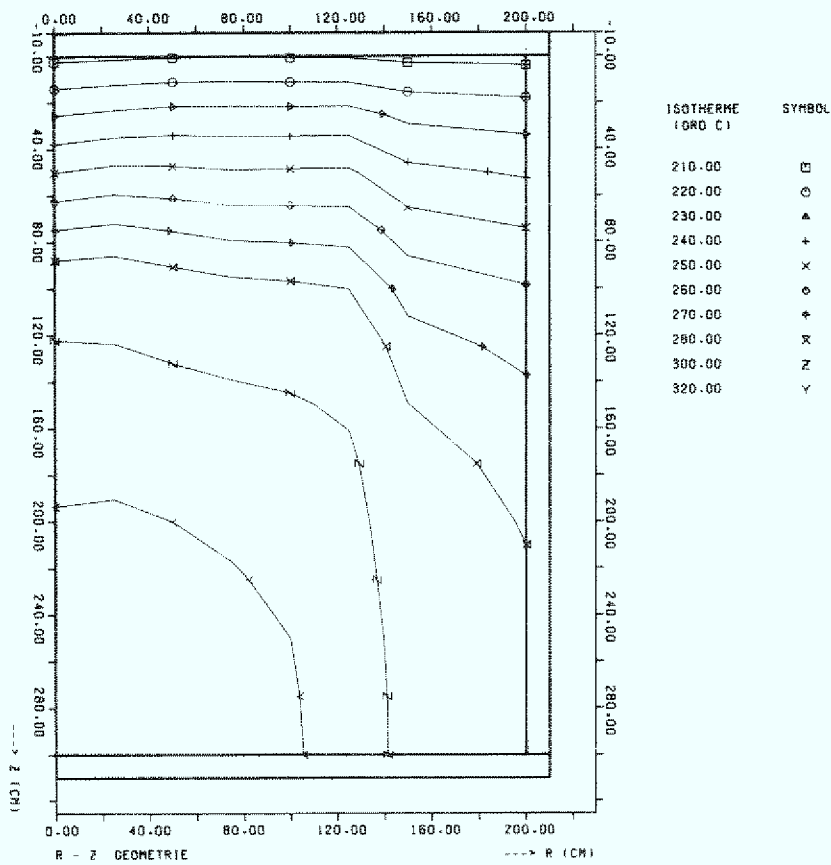


Abb. 29: Isothermen der Kugeloberflächentemperaturen im Gleichgewichtscore bei Li-Kühlung

gewichtscore etwa 330 °C. Dabei wurde jeweils ein Massenstrom des flüssigen Lithiums von 750 kg/s angenommen, wobei sich eine Druckdifferenz in der Kugelschüttung von 0,04 bar ergibt.

Aus diesen Daten errechnet sich eine Pumpenleistung von etwa 6 kW.

6. Folgerungen

Nach den bisher durchgeführten Rechnungen bietet die Ausnutzung von Spallationsneutronen eine Möglichkeit zur synthetischen Produktion von Kernbrennstoff. Die Probleme, die im Zusammenhang damit bestehen, sind zum einen der leistungsstarke Protonenstrahl von 300 MW (ca. 300 mA Partikelstrom und 1000 MeV Partikelenergie) und zum anderen das Protonenfenster zwischen dem Kühlmedium des Target/Blankets und dem Beschleunigervakuum.

Gelingt es, diese Probleme zu lösen, so könnte vor allem die heliumgekühlte Anordnung mit der hohen Neutronenausbeute von ca. 35 Neutronen pro Initial-Proton eine große Menge U-233 aus Th-232 erbrüten - im Gleichgewichtszustand rund 790 kg pro Jahr.

Die Anordnung ist stark unterkritisch ($k_{\text{eff}} = 0,3$), was bei Abschaltung des Protonenstrahls einer sofortigen nuklearen Abschaltung entspricht und somit eine Sicherheit für die prompte Abschaltung der Anlage bedeutet.

Da als Target/Blanket eine Kugelschüttung aus Thoriumhohlkugeln vorgesehen ist, läßt diese sich kontinuierlich be- und entladen, womit die erreichbare mittlere Anreicherung des erbrüteten Brennstoffs im Entnahmematerial regulierbar ist. Das bietet gleichzeitig den Vorteil, daß die maximale Wärmeleistung des Cores, die von der mittleren Anreicherung abhängig ist, ebenfalls durch die Fließgeschwindigkeit der Kugeln durch die Schüttung beeinflusst werden kann.

Setzt man für den Beschleuniger einen Wirkungsgrad von 50 % voraus, so ergibt sich bei einer Strahlleistung von 300 MW ein Bedarf an elektrischer Leistung von 600 MW. Zusammen mit der elektrischen Leistung für Gebläse, Pumpen und sonstige Einrichtungen dürfte der Bedarf zwischen 700 und 750 MW_e liegen. Davon könnten bei einer thermischen Gleichgewichtsleistung von 900 MW_{th} rund 350 MW elektrischer Leistung durch Eigenproduktion bereitgestellt werden. Der verbleibende Strombedarf von ca. 400 MW muß jedoch in Relation zum erzeugten Brennstoff gesehen werden. Die produzierte Menge reicht aus, um etwa 9 hochkonvertierende HTRs (CR = 0,9) mit einer Gesamtleistung von 9000 MW_e versorgen zu können. Das bedeutet, daß die von der Spallationsanlage benötigte elektrische Leistung lediglich 4,4 % der elektrischen Leistung ausmacht, die mit dem erbrüteten Brennstoff erzeugt werden kann.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit sollte die Möglichkeit, mit Spallationsneutronen Spaltstoff zu erzeugen, untersucht werden. Dazu wurden bereits bestehende Programme für die Simulation der Spallationsprozesse (HETC) und des Neutronentransports (CITATION bzw. DOT) sowie für die Ermittlung thermohydraulischer Daten (THERMIX) herangezogen. Um die Kompatibilität der verschiedenen gekoppelten Codes zu überprüfen, wurde eine Spallationsanordnung aus der amerikanischen Literatur mit dieser Programmkombination nachgerechnet, was eine recht gute Übereinstimmung der Ergebnisse zeigte.

Anschließend wurde ein Referenzkonzept entworfen, das als integriertes Target und Blanket eine Schüttung aus Thorium-Hohlkugeln enthalten sollte. Diese Kugelschüttung sollte mit gasförmigem Helium gekühlt werden.

Da diese Kühlung einige Probleme mit der Protonenstrahlführung (Fenster) mit sich bringt, wurden zusätzlich zwei andere Kühlmedien für die Kugelschüttung untersucht, nämlich flüssiges Natrium und flüssiges Lithium. Mit diesen beiden flüssigen Metallen ergab sich eine deutlich bessere Kühlbarkeit der Anordnung, wobei sich die produzierte Spaltstoffmenge allerdings erheblich verminderte. Bei Heliumkühlung könnten der Spallationsanordnung jährlich rund 790 kg Uran-233 (incl. ca. 11 kg Pa-233) entnommen werden, während die Anlage mit Natriumkühlung nur 524 kg und mit Lithiumkühlung nur 440 kg Spaltstoff (ebenfalls incl. Pa-233) im Jahresdurchschnitt lieferte.

Geht man von einem Spaltstoffbedarf eines hochkonvertierenden HTR ($CR = 0,90$) mit 1000 MW elektrischer Leistung von etwa 90 kg/a aus, so könnte die heliumgekühlte Anlage rund 9 dieser Kraftwerke mit Brennstoff versorgen, während die natriumgekühlte Anlage ca. 6 und die lithiumgekühlte noch etwa 5 dieser HTRs versorgen könnte.

Um den Nachweis einer korrekten Wiedergabe des Neutronentransportes durch Diffusionsrechnungen mit dem Reaktorprogramm CITATION zu erbringen, wurde eine Kontrollrechnung mit dem Transportprogramm DOT durchgeführt. Die Ergebnisse, die im Anhang der vorliegenden Arbeit dokumentiert sind, zeigen, daß die geringfügig verbesserte Genauigkeit der Transportrechnung nicht deren wesentlich größeren Rechenaufwand rechtfertigte. Die Rechenzeit der

DOT-Rechnung betrug das 25,5-fache der Rechenzeit der CITATION-Rechnung.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Spaltstoffproduktion mit Spallationsneutronen im Falle ihrer technischen Realisierbarkeit ein großes Potential für die Streckung vorhandener Primärenergie-Ressourcen beinhalten würde.

Literaturverzeichnis

- /1/ R. Hofstadter
Revs. Modern Phys.
28, 214, 1956
- /2/ H.W. Bertini
Monte-Carlo Calculations on Intranuclear Cascades
ORNL-3383, Oak Ridge, USA, 1963
- /3/ G. Hertz
Lehrbuch der Kernphysik, Band II
B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1960
- /4/ R. Serber
Nuclear Reactions at High Energies
Phys. Rev., Vol. 72, No. 11, USA, 1947
- /5/ H.W. Bertini, et al.
Phenomenologically Determined Isobar Angular Distributions for
Nucleon-Nucleon and Pion-Nucleon Reactions below 3 GeV
ORNL-TM-3132, Oak Ridge, USA, 1970
- /6/ V.A. Konshin, E.S. Matusevich
Characteristics of the Interaction of High Energy Nucleons with
Nuclei
Atomic Energy Review, Vol. 6, No. 4, IAEA, Wien, 1968
- /7/ B. Bröcker
dtv-Atlas zur Atomphysik
Deutscher Taschenbuch Verlag, München, 1976
- /8/ T.W. Armstrong, et al.
Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, Teil II, A2
Jül-Spez-113, KFA-Jülich, 1981
- /9/ K.C. Chandler, T.W. Armstrong
Operating Instructions for the High-Energy Nucleon-Meson
Transport Code HETC
ORNL-4744, Oak Ridge, USA 1972
- /10/ S.J. Lindenbaum, R.M. Sternheimer
Isobaric Nucleon Model for Pion Production in Nucleon-Nucleon
Collisions
Phys.Rev., Vol. 105, No. 6, 1957

- /11/ M.P. Guthrie
EVAP-4. Another Modification of a Code to Calculate Particle
Evaporation from Excited Compound Nuclei
ORNL-TM-3119, Oak Ridge, USA, 1970
- /12/ Th. Schilling
Kopplung des Hochenergie-Transport-Codes HETC mit dem 2D SN-Pro-
gramm TWOTRAN und Untersuchung zur spallationsinduzierten Neutro-
nenflußverteilung in einer einfachen Targetgeometrie
Diplomarbeit, RWTH Aachen (Fak. III), 1980
- /13/ W. Scherer
HHTA - Ein Auswerteprogramm für den Hochenergietransport -
Monte Carlo Code HETC
KFA-IRE, 1982
- /14/ W. Scherer
HETRAN - Ein Code zur Erstellung von Neutronen-Source-Files
für Transportprogramme aus dem Neutronentape des MonteCarlo
Codes HETC
KFA-IRE, 1982
- /15/ N.M. Greene, et al.
AMPX. A Modular Code System for Generating Coupled Multigroup
Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B (Revised Version)
ORNL-TM-3706, Oak Ridge, USA, 1978
- /16/ RSIC Data Library Collection:
VITAMIN-C, 171 Neutron, 36 Gamma-Ray Group Cross Sections
in AMPX and CCCC Interface Formats for Fusion and LMFBR Neu-
tronics
Oak Ridge National Laboratory, USA, 1978
- /17/ T.B. Fowler, et al.
Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION
ORNL-TM-2496, Rev.2, Oak Ridge, USA, 1971
- /18/ F.R. Mynatt, et al.
The DOT-III Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code
ORNL-TM-4280, Oak Ridge, USA, 1973

- /19/ J. Banaschek
Entwicklung eines Rechenprogramms zur Beschreibung des
dynamischen Verhaltens von Kraftwerksanlagen mit Hochtemperatur-
reaktor
Diss. in Vorbereitung, RWTH-Aachen, 1982
- /20/ R.G. Alsmiller, T.A. Gabriel, J. Barish
Nuclear Performance of Target-Blanket Assemblies for Electro-
Nuclear Fuel Produktion
Attachment C to letter from H. Postma to J.A. Lenhard
(DOE), Oak Ridge ORNL, Dec. 1977
- /21/ W. Scherer
persönliche Mitteilung, 1982
- /22/ R.A. Lewis, et al.
A Preliminary Study of the Accelerator Breeder Concept
RSS-TM-8, Argonne National Laboratory, USA, 1977
- /23/ J. P. Ennis
persönliche Mitteilung
KFA-IRW, 1980
- /24/ S. Meuresch
Möglichkeiten der Spaltstofferzeugung für Hochtemperaturreaktoren
im Verbundsystem von Hochtemperaturreaktor und Fusionsreaktor
Diss. RWTH Aachen, 1982
- /25/ H.A. Wilhelm
The Metal Thorium
American Society for Metals, Cleveland Ohio, USA, 1958

Anhang

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen über den zeitabhängigen Verlauf der Neutronenreaktionen wurden wegen des geringeren mathematischen Aufwandes mit der zweidimensionalen Version des Diffusionscodes CITATION durchgeführt. Um die Ergebnisse zu verifizieren, wurde für einen speziellen Fall zusätzlich eine S_8P_3 -Transportrechnung mit dem 2D-Programm DOT durchgeführt.

In Abb. A1 sind für die fünf Energiegruppen die mit CITATION ermittelten Neutronenflußverläufe dargestellt. Daraus geht hervor, daß die meisten

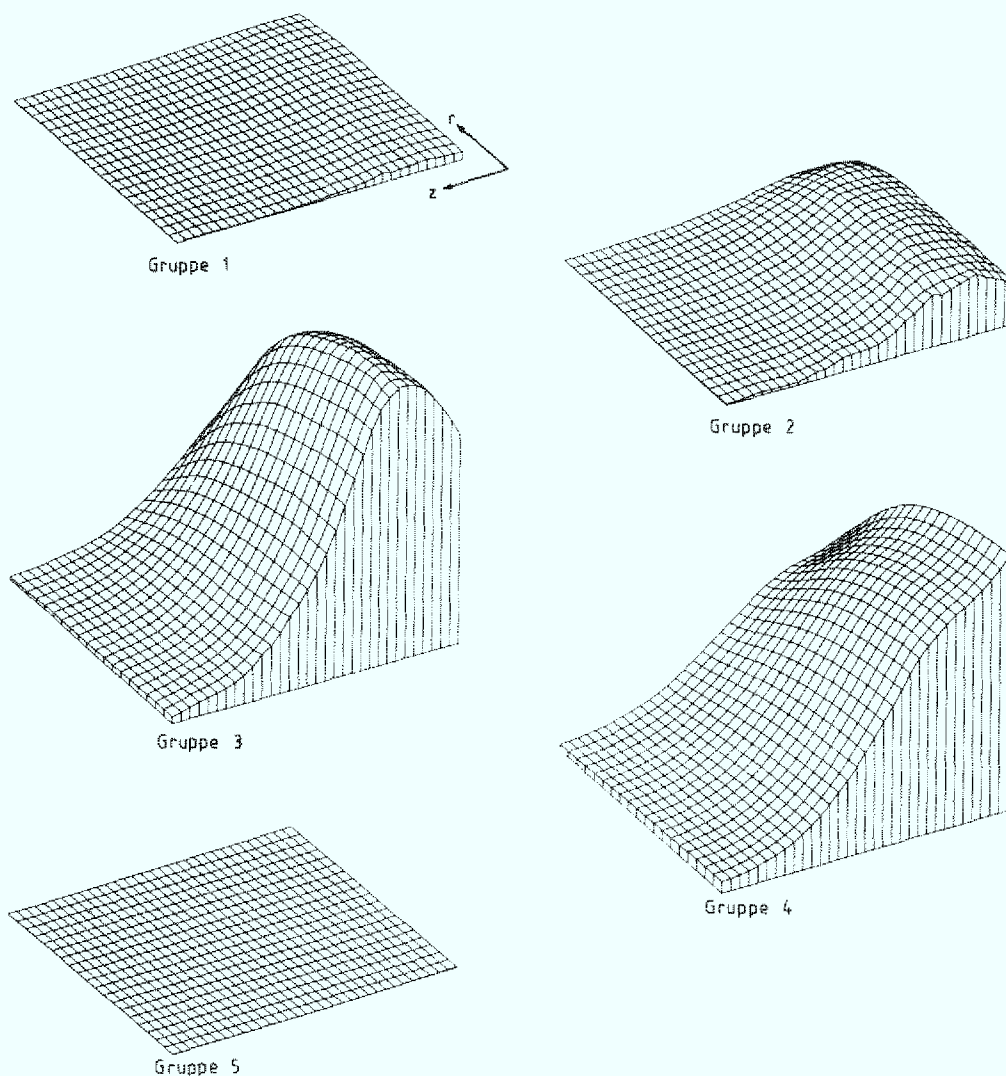


Abb. A1: CITATION-Flüsse

Neutronen eine Energie zwischen 0,1 und 1 MeV besitzen (Gruppe 3), und daß es praktisch keine Neutronen mit Energien unterhalb 0,1 keV im Spallationscore gibt (Gruppe 5).

Abb. A2 zeigt die mit DOT errechneten Neutronenflußverläufe und Abb. A3 schließlich den Quotienten aus CITATION-Fluß bezogen auf den DOT-Fluß in den jeweiligen Gruppen. In der Energiegruppe mit dem höchsten Neutronenfluß (Gruppe 3) ist eine recht gute Übereinstimmung der beiden

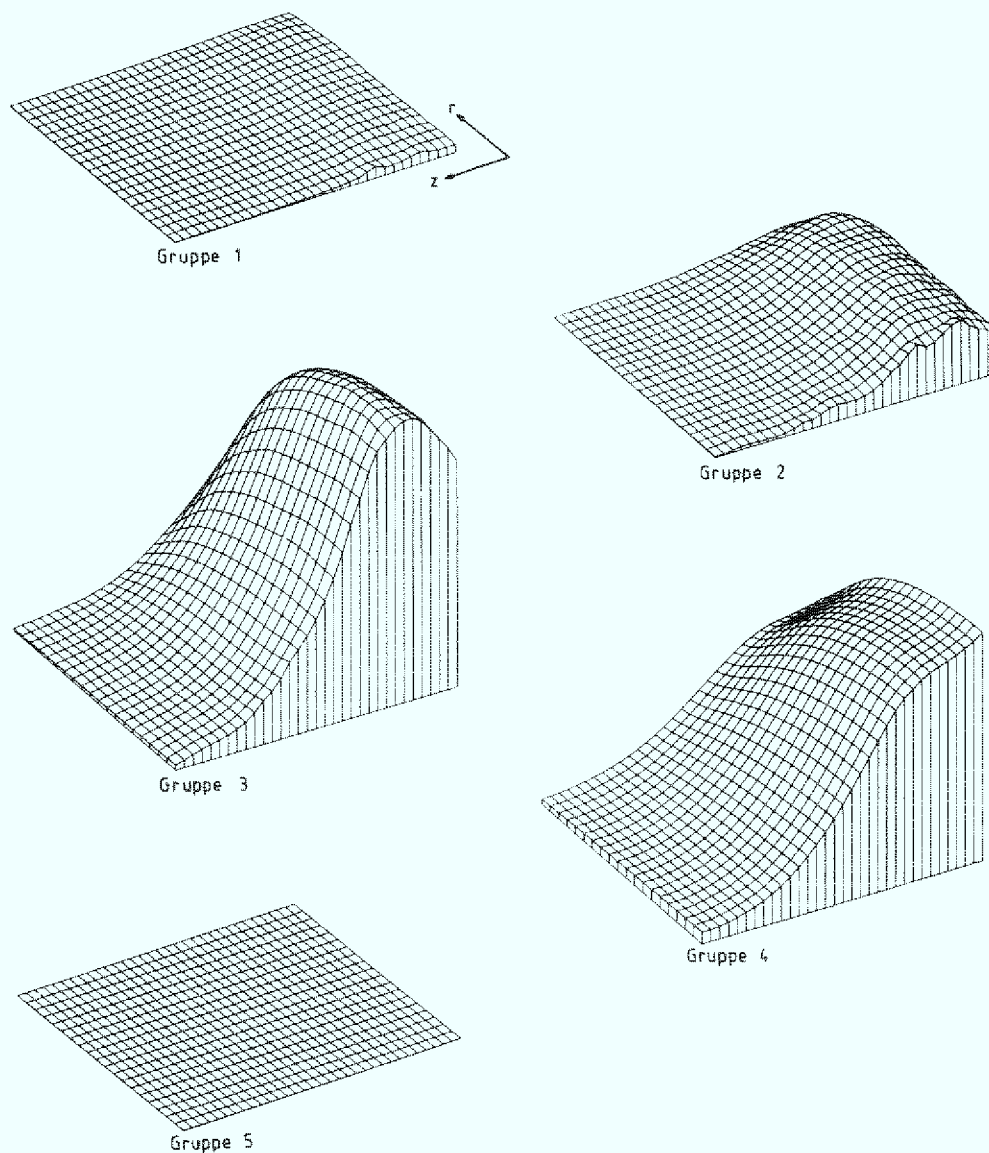


Abb. A2: DOT-Flüsse

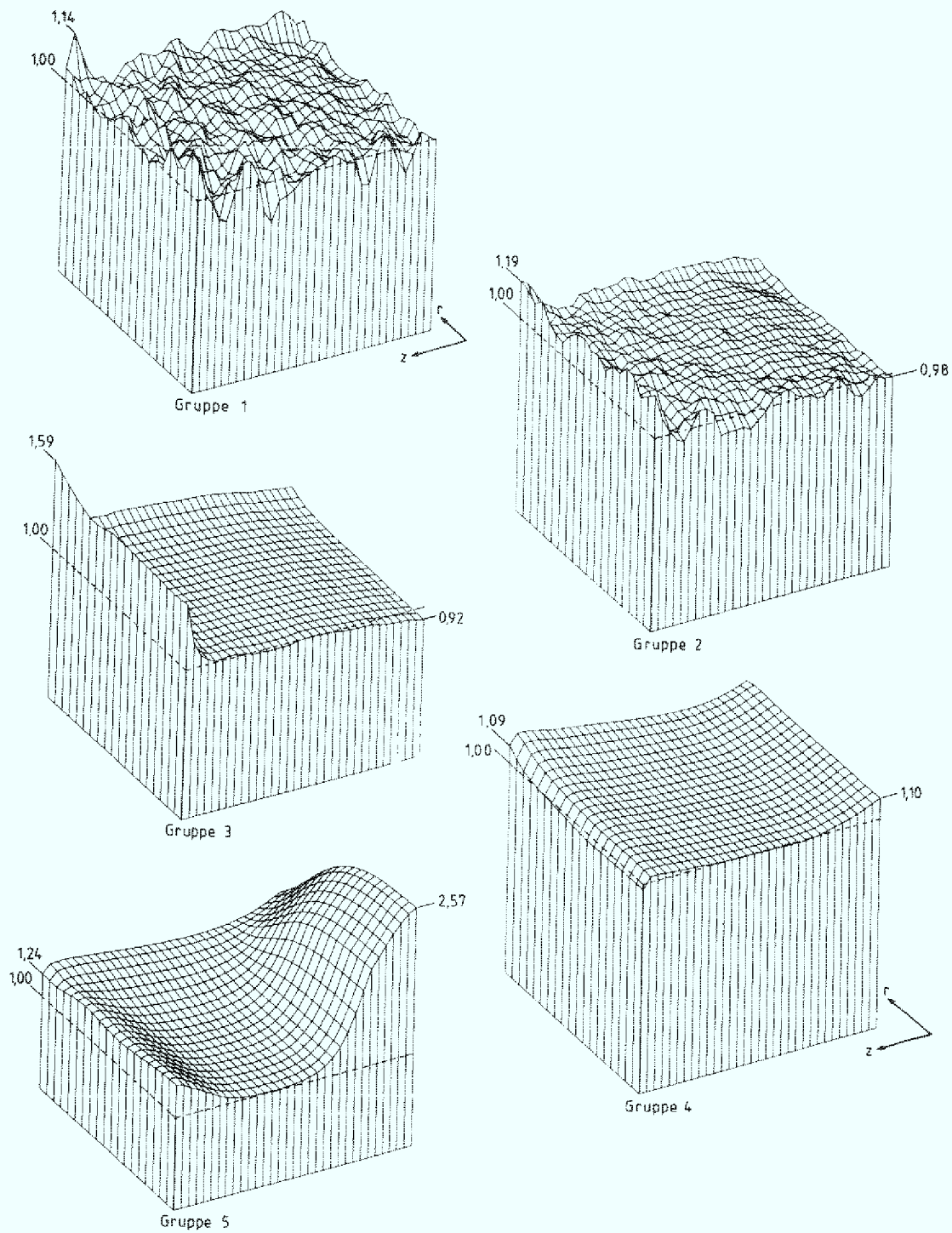


Abb. A3: Quotienten der CITATION-Flüsse dividiert durch die DOT-Flüsse

Rechenmethoden über den größten Bereich des Cores zu erkennen. Lediglich in den untersten 20 cm liegt der CITATION-Fluß bis fast 60 % über dem transporttheoretisch ermittelten DOT-Fluß. Damit überschätzt das Diffusionsprogramm den Effekt des Reflektors in dieser Energiegruppe gegenüber dem Transportprogramm. Diese Abweichung ist in dem Bereich jedoch nicht gravierend, da der Neutronenfluß in dieser Region äußerst gering ist.

Die von beiden Rechenprogrammen ermittelten Neutronenflüsse waren jedoch nicht das einzige Kriterium für einen Vergleich. Es wurden außerdem einige wichtige Reaktionsraten beider Rechnungen für einzelne Core-Zonen und für die gesamte Anordnung miteinander verglichen. Dabei wurde für die Kugelschüttung eine Unterteilung in sechs gleich große, axiale Zonen vorgenommen. Die Ergebnisse sind in Tab. A1 angeführt.

Danach ist bei den Neutronenabsorptionen der axiale Gradient bei der Diffusionsrechnung mit CITATION etwas flacher als bei der Transportrechnung mit DOT. Der integrale Wert für die gesamte Anlage ist in beiden Fällen der gleiche, was für eine gute Übereinstimmung der beiden Rechnungen spricht.

Ebenfalls bei den Spaltungen in den einzelnen Core-Zonen ergibt die Rechnung mit CITATION einen flacheren axialen Gradienten, allerdings liegt der integrale Wert für die Spaltrate bei der Transportrechnung leicht über dem der Diffusionsrechnung (1 %).

Betrachtet man schließlich die Rechenzeiten, die die beiden Programme benötigen, so rechtfertigt die etwas höhere Genauigkeit der DOT-Transportrechnung sicher nicht den Aufwand der fast 26-fachen Rechenzeit und den damit verbundenen Kostenaufwand gegenüber der Diffusionsrechnung.

	CITATION	DOT
Absorptions		
Core-Zone 1	2,95 E-1	3,11 E-1
Core-Zone 2	2,09 E-1	2,17 E-1
Core-Zone 3	1,24 E-1	1,26 E-1
Core-Zone 4	6,04 E-2	6,00 E-2
Core-Zone 5	2,64 E-2	2,57 E-2
Core-Zone 6	1,21 E-2	1,15 E-2
Gesamt	1,022	1,022
Productions		
Core-Zone 1	3,78 E-2	3,91 E-2
Core-Zone 2	2,07 E-2	2,08 E-2
Core-Zone 3	9,16 E-3	9,21 E-3
Core-Zone 4	3,40 E-3	3,42 E-3
Core-Zone 5	1,26 E-3	1,27 E-3
Core-Zone 6	5,12 E-4	5,00 E-4
Gesamt	7,88 E-2	7,97 E-2
k_{eff}	0,073	0,071
CPU-Rechenzeit min:sec	02:05	53:08

Tab. A1: Einige wichtige Ergebnisse der Rechnungen mit CITATION und DOT

