

**EUR 5120,d**

KOMMISSION DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

**EINE NEUTRONENQUELLE  
HOHER INTENSITÄT MIT DEFINIERTEM  
SPEKTRUM**

von

**R. NICKS**

1974



**Gemeinsame Kernforschungsstelle  
Forschungsanstalt Ispra – Italien**

## HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Gemeinschaften ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Kommission der Europäischen Gemeinschaften, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von BF 275.---

verkauft.

**Kommission der  
Europäischen Gemeinschaften  
GD XIII - ZID  
29, rue Aldringen  
L u x e m b o u r g  
Mai 1974**

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

**EUR 5120,d**

KOMMISSION DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

**EINE NEUTRONENQUELLE  
HOHER INTENSITÄT MIT DEFINIERTEM  
SPEKTRUM**

von

R. NICKS

1974



**Gemeinsame Kernforschungsstelle  
Forschungsanstalt Ispra – Italien**

**Dissertation vorgelegt bei der  
Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Hannover, Deutschland**

Referent: Herr Prof. Dr. H. GLUBRECHT

Korreferent: Herr Prof. Dr. A. HINZPETER

*Herrn Professor Dr. H. Glubrecht möchte ich an dieser Stelle für die stete Teilnahme an der vorliegenden Arbeit meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.*

1.	<u>Einleitung.</u>	
1.1	Allgemeines.	7
1.2	Problemstellung und Zweck der Arbeit.	8
1.3	Neutronenquellen und Abschirmexperimente.	11
1.4	Der Natururankonverter.	16
2.	<u>Der Hochflußkonverter EURACOS.</u>	17
2.1	Auslegung des Projektes.	17
2.2	Beschreibung der Anlage.	20
2.2.1	Urankonverter und zugehörige Apparate und Einrichtungen.	22
2.2.2	Kühlkreislauf, Ventilations- und Unterdruckkreislauf.	28
2.2.3	Bestrahlungstunnel und Schleuseneinrichtung.	30
2.2.4	Versuchswagen und Versuchsaufbauten.	35
2.2.5	Meßapparaturen und Regelautomatik im Normalbetrieb.	40
2.2.6	Sicherheitseinrichtungen.	43
2.2.7	Meßstand für die aktivierten Sonden.	47
3.	<u>Berechnung der Anlage.</u>	51
3.1	<u>Auslegung der Konverterplatte.</u>	51
3.1.1	Berechnung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte.	51
3.1.2	Einfallender thermischer Neutronenfluß.	53
3.1.3	Bestimmung der Plattendicke.	55
3.1.4	Flußverteilung der schnellen Neutronen.	57
3.1.5	Quellstärke, Leistung, Leistungsdichte des Konverters.	63
3.1.6	Das Neutronenspektrum des Konverters.	67
3.1.7	Abschaltwärme.	72
3.2	<u>Auslegung des Kühlkreislaufes für den Normalbetrieb.</u>	74
3.2.1	Einleitende Bemerkungen.	74
3.2.2	Berechnung der Wärmeübergangszahl im Normalbetrieb.	75
3.2.3	Berechnung der ortsabhängigen Leistung innerhalb einer Brennstoffplatte.	78
3.2.4	Plattentemperatur, Lufttemperatur im Normalbetrieb.	79
3.2.5	Maximale Plattentemperatur bei erhöhter Leistung.	82
3.2.6	Zusammenstellung der Resultate.	83
3.3	<u>Temperatur der Konverterplatte beim Ausfall des Kühlkreislaufes.</u>	85
3.3.1	Ausfall der Kühlung bei voller Konverterleistung.	85
3.3.2	Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der äußeren Wand der Kühlkammer und der Umgebung.	86
3.3.3	Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der Brennstoffplatte und der inneren Kühlwand.	88

3.4	<u>Ausfall der Kühlung bei residueller Konverterleistung.</u>	90
3.4.1	Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der äußeren Wand der Kühlkammer und der Umgebung.	90
3.4.2	Berechnung des Unterschiedes zwischen der Außenwandtemperatur der Konverterplatte und der Innenwandtemperatur des Kühlkanals.	91
3.5	<u>Auslegung des Unterdruckkreislaufes und der Tunnelabsaugung.</u>	92
3.5.1	Argonaktivierung der Kühlluft.	92
3.5.2	Absaugung des Bestrahlungstunnels.	95
3.6	<u>Auslegung der Abschirmung.</u>	97
3.6.1	Allgemeines.	97
3.6.2	Berechnung der Abschirmdicke des Bestrahlungsraumes, des Abklingraumes, der Schleusentür, der Bleiabschirmung.	99
3.6.3	Aktivierung der verschiedenen Bestandteile der Konverteranlage.	100
4.	<u>Sicherheitsbetrachtungen.</u>	103
4.1	Leistungsexkursion des Reaktors.	103
4.2	Möglichkeit einer kritischen Anordnung.	104
4.3	Ausfall der Kühlung bei voller Konverterleistung.	106
4.4	Schmelzen der Konverterplatte.	107
4.5	<u>Berechnung der Dosisleistung beim Konverterunfall.</u>	112
4.5.1	Strahlenbelastung der Schilddrüse und der Knochen.	112
4.5.2	Berechnung der Gammadosisleistung in der Reaktorhalle.	113
4.5.3	Berechnung der Betadosisleistung in der Reaktorhalle.	115
4.5.4	Berechnung der Inhalationsdosis außerhalb der Reaktorhalle.	117
5.	<u>Bau der Anlage.</u>	119
5.1	Vorbereitende Arbeiten und Versuche.	119
5.2	Allgemeines.	121
5.3	Erfahrung nach anderthalbjährigem Betrieb.	121
6.	<u>Messung der charakteristischen Parameter der Anlage.</u>	124
	<u>Vergleich mit den Berechnungen.</u>	124
6.1	Neutronenflüsse, Leistung des Konverters.	125
6.2	Konvertertemperatur, Luftausrittstemperatur.	126
6.3	Dosisleistungen.	127

7. <u>Durchführung von Bestrahlungen auf der EURACOS-Anlage.</u>	127
7.1 Messungen im leeren Bestrahlungstunnel.	127
7.2 Neutronenausbreitung in einem Betonblock.	131
7.3 Weitere Versuche.	133
7.4 Die EURACOS-Anlage als niederenergetische Neutronenquelle.	133
8. <u>Schlußbetrachtung.</u>	

ANHÄNGE.

	Seite
Anhang 1 : Konstruktion der Konverterplatte.	146
Anhang 2 : Berechnung des einfallenden thermischen Flusses.	148
Anhang 3 : Berechnung der Plattendicke.	150
Anhang 4 : Die Monte-Carlo-Rechnungen.	155
Anhang 5 : Berechnung des ungestreuten EURACOS-Spektrums.	158
Anhang 6 : Berechnung der residuellen Leistung.	160
Anhang 7 : Berechnung der maximalen Plattentemperatur.	161
Anhang 8 : Berechnung der Argon-41 Aktivität.	181
Anhang 9 : Abschirmung der Konverteranlage.	183
Anhang 10: Strahlenbelastung eines kritischen Organs.	193
Anhang 11: Berechnung der Aktivitäten.	195
Anhang 12: Berechnung der Inhalationsdosis außerhalb des Reaktors.	202

Eine Neutronenquelle hoher Intensität  
mit definiertem Spektrum.

1. Einleitung

1.1 Allgemeines

Der Begriff "Neutronenquelle" hat seit den dreißiger Jahren eine stetige Entwicklung durchgemacht, so daß man heute unter Neutronenquelle sowohl radioaktive Präparate, wie auch Partikel-Beschleuniger, Kernreaktoren und nukleare Explosionen versteht. Der bedeutsame technologische Fortschritt in den letzten zwei Jahrzehnten ermöglichte immer höhere Quellintensitäten, mit mannigfaltigen Spektren, die sich gegenwärtig vom subthermischen Energiebereich bis in das ultraschnelle Gebiet von über 100 Mev erstrecken. Die Entwicklung dieser modernen Quellen, wie z.B. der Hochflussreaktoren, der gepulsten Reaktoren, der gepulsten Beschleuniger usw. entspricht den Erfordernissen der heutigen Neutronenphysik. So benötigt z.B. die Festkörperphysik starke kalte ( subthermische ) Neutronenquellen, die Produktion von  $C_f^{252}$  hohe thermische Flüsse, das Studium von Reaktorabschirmungen starke schnelle Flüsse im Mev-Bereich. Gerade auf letzterem Gebiet jedoch ist die Entwicklung am wenigsten fortgeschritten. Dies mag wohl am spärlichen Interesse liegen, mit dem im vergangenen Jahrzehnt den Abschirmproblemen begegnet wurde.

Im Zeitalter der schnellen Leistungsreaktoren, des nuklearen Schiffsantriebes, der Kernkraftgeneratoren für Raumfahrt, des Zivilschutzes gegen nukleare Detonationen usw. werden auch an die Abschirmphysik höhere Anforderungen gestellt. In manchen Fällen entscheidet eine richtige Lösung der Abschirmprobleme über Verwirklichung oder Nichtverwirklichung des Projektes (z.B. Raumfahrtgenerator, Motor für Unterseeboote).

Im Rahmen von biologischen und medizinischen Forschungsprogrammen befassen sich heutzutage zahlreiche Gruppen mit ausgedehnten Untersuchungen über die biologischen und genetischen Effekte der Strahlung, welche beim Spaltprozess entsteht. Durch diese Versuche gedenkt man die Wirkung von akuten und chronischen Bestrahlungen durch Spaltneutronenquellen abzuschätzen. Die Unsicherheit ist hier insbesondere dadurch gegeben, daß im intermediärem Bereich noch keine Daten vorliegen.

## 1.2 Problemstellung und Zweck der Arbeit

In der Abschirmphysik wird das Abschwächvermögen verschiedener Medien, wie z.B. Wasser, Beton, Eisen für Neutronen untersucht. Dazu werden hochintensive Neutronenquellen definierten Spektrums und einfacher Geometrie benötigt.

Der Abfall des schnellen Neutronenflusses innerhalb der Abschirmung eines Leistungsreaktors erstreckt sich bis auf zwölf Dekaden und mehr (circa 4 Dekaden pro Meter).

Wegen des niedrigen Ansprechvermögens der Meßdetektoren kann im Versuchsaufbau eine bedeutende Anzahl von Dekaden, und somit eine große Abschirmdicke, nur mit Hilfe einer intensiven Quelle durchgemessen werden. In einem Wasser-Schild hat z.B. eine Erhöhung der Quellintensität um einem Faktor 10 eine Erweiterung des Meßbereiches von circa 20 cm zur Folge.

Die Neutronen erleiden Stöße innerhalb des Quellmaterials selbst, sowie in den umgebenden Strukturen; der damit verbundene Energieverlust bewirkt eine Spektrumsverzerrung, die beim heutigen Stand der Meßtechnik nur ungenau zu ermitteln ist. Das Problem besteht darin, diese parasitäre Streukomponente, die rechnerisch nicht zu erfassen ist, soweit wie möglich auszuschalten. Unter diesen Umständen wird das verfügbare Spektrum im wesentlichen durch die ungestreuten Neutronen definiert, deren Energiespektrum gut bekannt ist.

Die einfache Geometrie schließlich ermöglicht eine saubere eindeutige Interpretation der Meßresultate.

Vom Autor wurde ein Neutronenkonverter verwirklicht, der den oben aufgeführten Anforderungen entspricht. Unter Neutronenkonverter versteht man im allgemeinen eine scheibenförmige Uranplatte, die am äußeren Ende der thermischen Säule eines Kernreaktors angebracht ist. Die aus der thermischen Säule austretenden thermischen Neutronen erzeugen Spaltprozesse im Innern der Platte, die in erster Näherung als eine scheibenförmige isotrope Flächenquelle betrachtet werden kann. Gegenüber schon bestehenden Anlagen ähnlicher Art sind in dem hier beschriebenen Konverter einige wesentliche Fortschritte erzielt worden. Erstens liegt die gemessene Quellintensität 500-1000 mal höher als bei den existierenden konventionellen Neutronenkonvertern, deren Hauptnachteil gerade die niedrige Leistung ist. Während in letzteren maximal eine 70 cm dicke Wasserschicht durchgemessen werden kann, erlaubt die vom Autor konstruierte Quelle eine Erweiterung des Meßbereiches auf mehr als das Doppelte. Zweitens überlagert sich in bestehenden Konvertern dem Quellspektrum eine niederenergetische Komponente, die durch inelastische und elastische Streuungen an schweren bzw. leichten Kernen erzeugt wird. Diese parasitäre Komponente macht sich besonders nachteilig bemerkbar in der Interpretation von Meßresultaten, die eine sichere Kenntnis des einfallenden Spektrums voraussetzt. Bei der Auslegung des Projektes wurde von vornherein darauf geachtet, die Streueffekte zu minimieren. Infolgedessen wurde der Aufbau niederenergetischer Neutronen ( $E \leq 1$  Mev) weitgehend vermieden, so daß die Definiertheit des Spektrums gewährleistet ist. Überdies liegt eines der Hauptmerkmale der hier beschriebenen Bestrahlungsanlage in der Möglichkeit "trockener Experimente". In den üblichen Konvertern wird der Versuchsaufbau in einen großen Wassertank hineingetaucht, der vor der scheibenförmigen Uranquelle aufgestellt ist. Diese Versuchstechnik ist besonders geeignet für das Studium von wasserstoffhaltigen Abschirmungen, wie z.B. geschichtete Eisen-Wasser Schilde. Für wasserstofffreie Medien, wie z.B. Graphit-Eisen

oder Natrium-Eisen-Schichtungen (wie sie in schnellen Reaktoren benutzt werden), sind nasse Versuche aus prinzipiellen und praktischen Gründen unzweckmäßig. Das Projekt wurde daher für nasse und trockene Versuche ausgelegt. Ferner wurde mit besonderer Sorgfalt bei der Auslegung darauf geachtet, die Entladungsprozedur der Aktivierungsdetektoren, mit denen die wesentlichen Rechnungen durchgeführt werden, möglichst zu vereinfachen und den zeitlichen Aufwand auf ein Minimum zu reduzieren (circa 7 Minuten). Minimale Entladungszeiten sind beim Einsatz von kurzlebigen Sonden erforderlich. Bei der sehr konservativen Annahme einer Zeitersparnis von fünfzig Prozent gegenüber den üblichen nicht optimierten Neutronenkonvertern (circa 15 Minuten Entladungszeit) ergibt sich z.B. für die  $Al^{27} (n, p) Mg^{27}$  Reaktion eine Verbesserung der statistischen Genauigkeit um rund fünfzig Prozent.

Die hier beschriebene Anlage eignet sich für die Durchführung von chronischen und akuten biologischen Bestrahlungen. Das Niveau der zu erzeugenden chronischen Dosisleistung soll von der gleichen Größenordnung sein wie sie das Personal eines Forschungs- oder Leistungsreaktors im Normalbetrieb erhält. Dagegen sollte die akute Dosisleistung circa  $10^4$  bis  $10^5$  mal höher liegen.

Bei chronischer Bestrahlung beträgt die zu erzeugende Dosisleistung schätzungsweise 0,1 rad/Woche - 5 rad/Woche; bei akuter Bestrahlung liegt sie zwischen  $10^5$  -  $10^6$  rad/Woche.

In der EURACOS-Bestrahlungszelle beläuft sich die maximale Neutronendosisleistung auf  $10^7$  rad/Woche, in Konverternähe, bei voller Konverterleistung und bei voller Reaktorleistung. Bei verminderter Konverterleistung (durch Verminderung des einfallenden thermischen Flusses mit Hilfe der Boralvorhänge) beträgt die Dosisleistung am Eingang des Abklingraumes circa 300 rad/Woche (volle Reaktorleistung). Eine Verminderung der Reaktorleistung auf 50 KW (5 KW) ermöglicht ein Dosisleistungsniveau von circa 50 rad/Woche (5 rad/Woche).

Die geräumige Bestrahlungszelle ( $3,5 \text{ m}^3$ ) erlaubt die gleichzeitige Bestrahlung zahlreicher Spezimens.

Eine eingehendere Behandlung dieses Argumentes erfolgt im Abschnitt 7.4.

### 1.3 Neutronenquellen und Abschirmexperimente

In der Folge werden die verschiedenartigen Neutronenquellen in Bezug auf Intensität, Spektrum, Geometrie und Wirtschaftlichkeit betrachtet, um ihre Hauptmerkmale mit jenen des Neutronenkonverters zu vergleichen. Je nach dem Mechanismus der Neutronenproduktion kann man zwischen drei Hauptkategorien unterscheiden: Die radioaktiven Quellen, die Partikel-Beschleuniger und die Anordnungen aus spaltbarem Material.

Als radioaktive Quellen kommen heute fast ausschließlich  $\alpha$ -Be-Quellen zum Einsatz. Zur Produktion der  $\alpha$ -Partikel werden seit jeher Radium, Polonium und Actinium benutzt; neuerdings werden auch Pu- $\alpha$ -Be und Am- $\alpha$ -Be Quellen angewandt, die zwar durch eine kleinere Neutronenausbeute, aber auch durch eine niedrigere  $\gamma$ -Emission charakterisiert sind. Die gängigen Quellstärken liegen in der Größenordnung zwischen  $10^6$  und  $10^7$  Neutronen pro Sekunde, während das Quellspektrum ein Maximum bei circa 4 Mev besitzt und sich bis zu 11 Mev erstreckt. Im Gegensatz zu den ( $\alpha$ -n)-Quellen, die ein kontinuierliches Energiespektrum aussenden, kann man bei Verwendung monochromatischer  $\gamma$ -Strahlung in einem Be-oder D<sub>2</sub>O-Medium nahezu monoenergetische Photoneutronenquellen herstellen; als wichtigste Vertreter dieser Art gelten die  $\text{Sb}_{51}^{124}$ - $\gamma$ -Be und die Ra- $\gamma$ -Be Quelle ( $\text{Ra}_{88}^{226}$  + Tochtersubstanzen). Radioaktive Präparate werden hauptsächlich als Standardquellen für die Eichung von Meßgeräten verwendet. Für neutronenphysikalische Untersuchungen und für Abschirmexperimente kommen solche Quellen nur in den seltensten Fällen in Frage, trotz ihrer niedrigen Anschaffungskosten: einerseits sind die Quellintensitäten sehr unzulänglich, andererseits sind die Quellspektren nur sehr ungenau bekannt.

Elektronen- und Ionenbeschleuniger sind Mehrzweckmaschinen, die außer anderen Elementarpartikeln auch Neutronen liefern können. Dies gilt vor allem für die Cyclotrone und die Synchrocyclotrone, die erst in letzter Zeit auch als intensive Neutronenquellen zum Einsatz kommen.

Partikelbeschleuniger als Neutronenquellen können in folgende drei Hauptgruppen unterteilt werden: die direkten, die Kreisbahn- und die linearen Elektronenbeschleuniger. Zur ersten Kategorie gehören die Van-de-Graaf-Beschleuniger, in denen die geeignete Wahl des Targets (Deuterium, Tritium, Lithium) eine kontinuierliche Produktion monoenergetischer Neutronen im Bereich von 0,1 Mev bis 8 Mev und von 10 Mev bis 14 Mev und mehr, ermöglicht. Derartige Quellen können praktisch als punktförmig angenommen werden; ihre Winkelverteilung ist jedoch anisotrop und schlecht bekannt. Die heutige Norm für monoenergetische Quellstärken liegt bei  $10^9 - 10^{10}$  n/sec, für polyenergetische Neutronen bei circa  $10^{12}$  n/sec. Für Abschirmexperimente liefert der monoenergetische Betrieb absolut unzulängliche Quellstärken, die mit einem Phosphor-Schwellwertdetektor durchmeßbare Wasserschichtdicke reicht kaum bis zu 35 cm (1). Der polyenergetische Betrieb entspricht etwa jenem eines üblichen Natururan-Konverters, dessen Quellstärke zwischen  $10^{11}$  und  $10^{12}$  n/sec variiert. Die gepulsten Kreisbahn-Beschleuniger für Protonen oder Deuteronen und die linearen Elektronenbeschleuniger sind besonders interessant wegen ihrer Koppelung mit Laufzeitspektrometern. Mit diesen Quellen können kurzfristig (Nanosekundenbereich bis Mikrosekundenbereich) Intensitäten von der Größenordnung  $10^{17} - 10^{19}$  n/sec erzeugt werden (gemittelte Intensitäten von  $10^{13} - 10^{15}$  n/sec). Bei hohen Beschleunigungsenergien besteht das emittierte Neutronenspektrum aus der Überlagerung eines statistischen Verdampfungsspektrums (das dem Spaltpektrum nahekommt) und einer direkten hochenergetischen Komponente die durch direkte Prozesse (ohne Bildung eines Zwischenkerns) entsteht. In Verbindung mit spektralen Untersuchungen in Abschirmungen sind derartige Quellen überaus interessant. Jedoch sind diese schon recht kostspieligen Anlagen für Abschirmexperimente selten verfügbar, da sie mit vielfältigen kernphysikalischen Versuchen voll ausgelastet sind.

Hochflussreaktoren sind heute in ihrer zweiten Generation. Bei ihrer Auslegung war man jedoch darauf bedacht, höchste thermische Neutronenflüsse zu erzeugen ( $10^{15} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$ ), wie sie zur Produktion der Transurane

Quell-Typ	Intensität n/sec	Anschaffungs- kosten	Spektrum	Geometrie	Anwendungs- möglichkeiten für Abschirmexperi- mente
Radioaktive Quelle	$10^6 - 10^7$	$10^2 - 10^3$ DM	- Komplex für $\alpha$ -Be Quellen - Monoenergetisch für Phtoneutronen- quellen	Punktförmige Quelle	schlecht
van de Graaff	$10^9 - 10^{10}$ $10^{12}$	$10^5 - 10^6$ DM	Monoenergetisch Polyenergetisch	Punktförmige Quelle "	schlecht leidlich
Kreisbahnbeschleu- niger; Elektronen- beschleuniger	$10^{17} - 10^{19}$ n/sec maximal $10^{13} - 10^{15}$ n/sec gemittelt	$\sim 10^7$ DM und mehr	Verdampfungs- spektrum + hochenergetische Komponente	Linienquelle Punktquelle	gut für spektrale Untersuchungen
Swimming-pool- reaktor	$10^{16} - 10^{18}$ n/sec	$10^6 - 10^8$ DM	Verzerrtes Spaltneutronen- spektrum	Volumenquelle	leidlich
Gepulster Reaktor ( SORA )	$5 \cdot 10^{16}$ n/sec gemittelt $10^{19}$ n/sec maximal	$4 \cdot 10^7$ DM	Spaltspektrum verzerrt	Volumenquelle	gut für spektrale Unter- suchungen
Natururankonverter	$5 \cdot 10^{11}$ n/sec	$2 \cdot 10^5$ DM	Verzerrtes Spaltspektrum	Scheibenquelle	leidlich
Hochflußkonverter	$2 \cdot 10^{14}$ n/sec	$8 \cdot 10^5$ DM	Angenähertes Spaltspektrum	Scheibenquelle	

und in der Festkörperphysik benötigt werden. Da große Versuchsaufbauten in der Nähe des Reaktorkerns nicht angebracht werden können, kommen derartige Neutronenquellen nur ausnahmsweise für Abschirmstudien zur Verwendung. (z. B. in Strahlrohrexperimenten). Besser eignen sich die sogenannten Swimming-pool-Reaktoren, in denen die zu untersuchenden Abschirmungen rundum den Reaktorkern Platz finden. Die nominale Leistung einer solchen Neutronenquelle variiert von einigen MW (z. B. Forschungsreaktor Geesthacht) bis zu 50 MW (BR 2 in MOL, Belgien), und die verfügbaren Quellintensitäten schneller Neutronen liegen in der Größenordnung  $10^{17} - 10^{18}$  n/sec. Andererseits sind die geometrischen und spektralen Verhältnisse einer solchen Reaktorneutronenquelle dermaßen kompliziert, daß die theoretische Interpretation der Meßresultate sehr problematisch wird.

Der Einsatz von gepulsten Reaktoren scheint überaus interessant in Verbindung mit der Laufzeitspektrometrie in spektralen Untersuchungen an Abschirmungen. Im SORA Projekt (1 MW mittlere Leistung, 340 MW maximale Leistung) (2) (3) liegt die verfügbare mittlere Quellintensität bei circa  $5 \cdot 10^{16}$  n/sec, während die verfügbare maximale Intensität  $10^{19}$  n/sec beträgt! Jedoch steht bis heute nur ein gepulster Reaktor im Betrieb, nämlich der russische IBR - Reaktor, in DUBNA (abgesehen von den Grenzfällen TREAT und TRIGA, welche mit sehr niedriger Frequenz, z. B. 12 Impulse pro Stunde arbeiten).

Die Hochfluss - Neutronenquellen tragen den bestimmten Anforderungen spezifischer Experimente Rechnung, so daß die Projektierung der Bestrahlungsanlage und der verschiedenen Experimenten gleichzeitig geschieht. Die im ersten Teil der Tabelle I aufgeführten Quellen eignen sich daher nicht besonders gut für Abschirmversuche, die mit speziellen, aber weniger aufwendigen Mitteln besser durchgeführt werden können. Bei Abschirmversuchen, in denen es vorwiegend auf das Studium des Abschwächungsvermögens ankommt, ist außer der einfachen Quellgeometrie und des definierten Spektrums, eine hohe Quellintensität

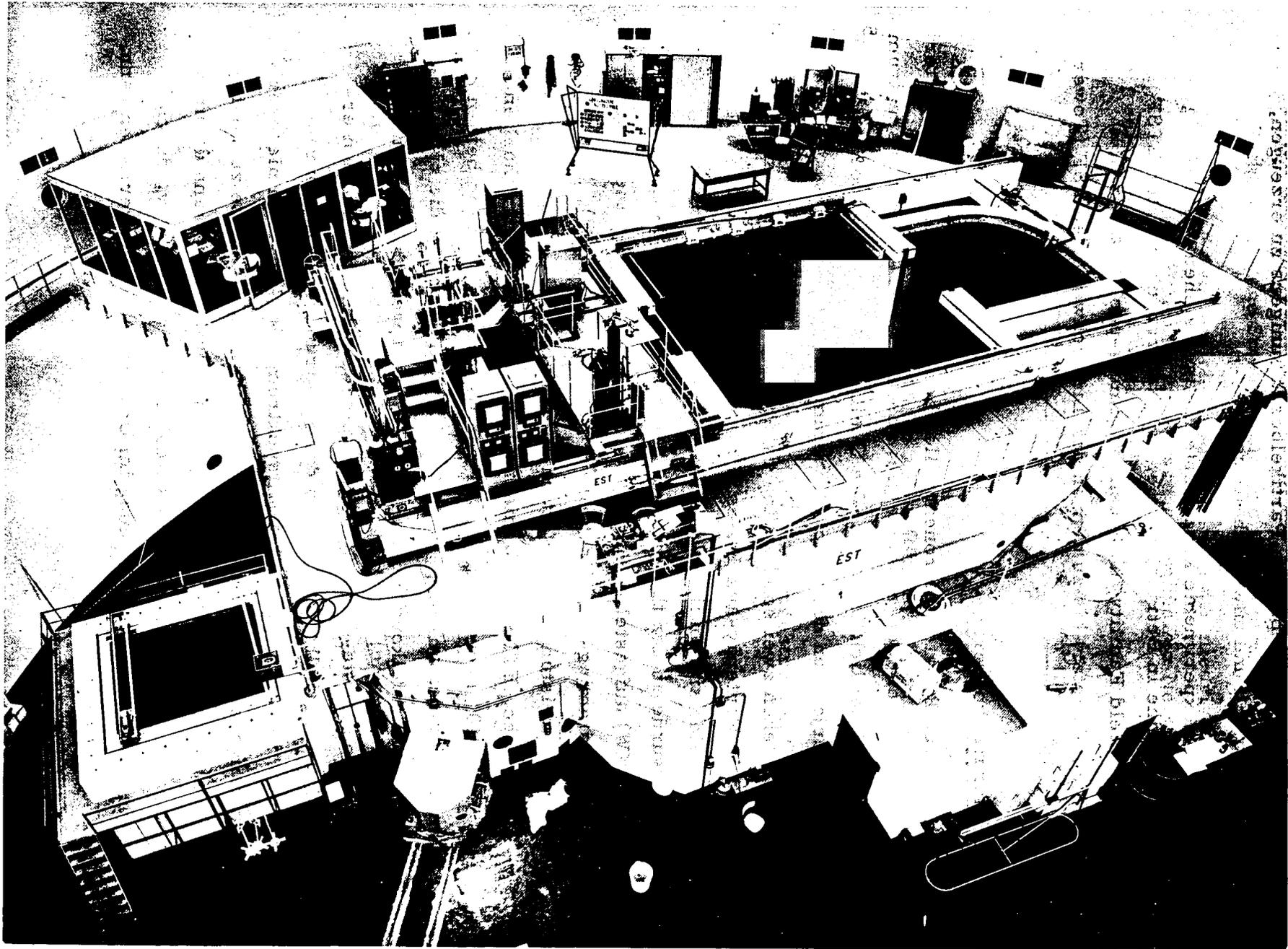


Abbildung 1 : Der Naturankonverter ETNA (links) am  
Swimmingpool Becken AVOCARDON

( $10^{14} - 10^{15}$  n/sec) erforderlich. Diese Intensität z.B. mit Hilfe eines kostspieligen gepulsten Partikelbeschleunigers zu erzeugen, wäre unpraktisch und unwirtschaftlich.

Für Abschirmexperimente konzipierte Anlagen stehen gegenwärtig eine ganze Reihe in Betrieb, vom ersten Natururankonverter LTSEF (Lid Tank Shield Facility) über den Swimming-pool-Reaktor BSR (Bulk Shield Reactor) bis zu dem in der Luft schwebenden TSF (Tower Shield Facility).

#### 1.4 Der Natururankonverter

Gegenüber den Reaktorneutronenquellen besitzt der Natururankonverter den Vorteil der einfachen Geometrie; außerdem sind Neutronenspektrum und Intensität zeitlich konstant. Die Quellintensität liegt jedoch  $10^4 - 10^5$  mal unter derjenigen des üblichen Swimming-pool-Reaktors.

In Europa stehen zwei solcher Konverteranlagen in Betrieb, nämlich NALADE I in Fontenay-aux-Roses (Frankreich) und ETNA in Saluggia (Italien). Beide sind in ihrer Ausführung mit einander verwandt. Ersterer wurde an der thermischen Säule des Schwerwasserreaktors ZOE (100 KW) aufgestellt, letzterer befindet sich an der thermischen Säule des Swimming-pool-Reaktors AVOGADRO I (2MW). NALADE I erzeugt eine Leistung von 3 Watt und einen schnellen Fluss von circa  $10^7$  n/cm<sup>2</sup> sec, ETNA funktioniert mit 9 Watt und einem schnellen Fluss von  $2 \cdot 10^7$  n/cm<sup>2</sup> sec. Hinter der Uranplatte wurde in beiden Fällen ein Wassertank aufgestellt ( $3 \times 3 \times 3$  m<sup>3</sup>), in den die zu untersuchenden Materialkonfigurationen eingetaucht werden (Abbildung 1).

Verschiedene Monte-Carlo-Rechnungen sowie Messungen haben ergeben, daß unterhalb von 1,5 Mev das Spektrum eines Natururankonverters im Vergleich zum Spaltspektrum mit Neutronen niedriger Energie angereichert ist, während oberhalb dieser Grenze zu wenig Neutronen vorhanden sind. Diese Spektrumserweichung kann dadurch erklärt werden, daß ein schnelles Neutron von z.B. 6 Mev, durch eine einzige inelastische Streuung im Uran circa 5 Mev verlieren kann.

Andererseits ist der Konverter von den Streumediten Graphit, Wasser, Beton umgeben, so daß sich dem ungestreuten Spektrum auch noch eine weiche elastische Streukomponente überlagert.

Natururankonverter leiden außerdem an den niedrigen Quellintensitäten und erlauben Flussmessungen schneller Neutronen bis nur maximal 70-80 cm Wasserschicht dicke.

## 2. Der Hochflusskonverter EURACOS (Enriched URAnium CONverter Source)

### 2.1 Auslegung des Projektes

Die neue Bestrahlungsanlage sollte folgenden sechs Anforderungen gerecht werden:

- hohe Quellintensität
- Definiertheit des Spektrums, das dem ungestreuten Quellspektrum möglichst nahe sein sollte
- einfache Quellgeometrie
- Möglichkeit "trockener" Versuche
- große Flexibilität im Betrieb
- große Sicherheit im Betrieb.

Die Berücksichtigung dieser sechs Punkte legte die allgemeine Auslegung des Projektes fest, das außer der einfachen Quellgeometrie (Scheibenquelle) mit einem konventionellen Konverter nichts mehr gemein hat.

Quellintensität: Wird mit  $Q$  die Quellstärke ( $n/cm^3 \cdot sec$ ), mit  $\phi_{th}$  der einfallende thermische Fluss ( $n/cm^2 \cdot sec$ ) und mit  $\Sigma_f$  ( $cm^{-1}$ ) der makroskopische Spaltquerschnitt bezeichnet, so gilt:

$$Q = \Sigma_f \cdot \phi_{th} \quad (1)$$

In Hinsicht auf eine Erhöhung der Intensität wurden beide Faktoren auf der rechten Seite von (1) vergrößert. Durch den teilweisen

Ausbau der thermischen Säule des Schwerwasserreaktors Ispra I (5 MW) sollte ein auf die Uranscheibe einfallender thermischer Fluss in der Größenordnung von  $10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>. sec gewährleistet werden, der rund 70 mal höher liegt als die NAIADÉ und ETNA Flüsse. Durch die Benutzung von hoch angereichertem statt Natururan wurde eine Vergrößerung des Spaltquerschnittes  $\Sigma_f$  erreicht. Der hohen Quellstärke entspricht eine thermische Leistung der Konverter-scheibe von circa 1,5 KW, die mit Hilfe einer forcierten Luftkühlung abgeführt werden muß.

Definiertheit des Spektrums: Um die durch inelastische Streuung am Uran bedingte Spektrumsverzerrung zu vermeiden, lag es auf der Hand, statt Natururan angereichertes Uran als Brennstoff zu verwenden. Somit enthielt die neue Konverterplatte rund 35 mal weniger Uran ( $U^{238} + U^{235}$ ) als die üblichen Konverterquellen. Aus Fabrikationsgründen erwies es sich als nötig, die Brennstoffscheibe aus einer U-Al-Legierung anzufertigen. Allerdings verursacht das Aluminium der U-Al-Legierung durch inelastische Streuung am Al einen gegenläufigen Effekt, jedoch in geringerem Ausmaß, da einerseits der inelastische Streuquerschnitt kleiner ist als beim Uran, und andererseits die Schwellenergie der ( $n, n'$ ) Reaktion höher liegt.

Um elastische Streueffekte an leichten Kernen zu vermeiden, wurde als Kühlmittel Luft statt Wasser vorgesehen.

Quellgeometrie: Mit Hilfe von auswechselbaren Blenden aus Boral (Al-B<sub>4</sub>C-Legierung) kann der Quelldurchmesser von maximal 800 mm bis minimal 300 mm verändert werden. Die Dicke der Al-U-Brennstoffscheibe beträgt 18 mm, so daß die Neutronenquelle in guter Näherung als scheibenförmige Flächenquelle behandelt werden kann. Ferner sollte durch eine besonders sorgfältige Gestaltung der teilweise ausgebauten thermischen Säule eine möglichst flache radiale Quelldistribution erreicht werden.

Trockene Versuche: Eines der Hauptmerkmale der EURACOS-Anlage liegt in der Möglichkeit "trockener Versuche"; in anderen Worten,

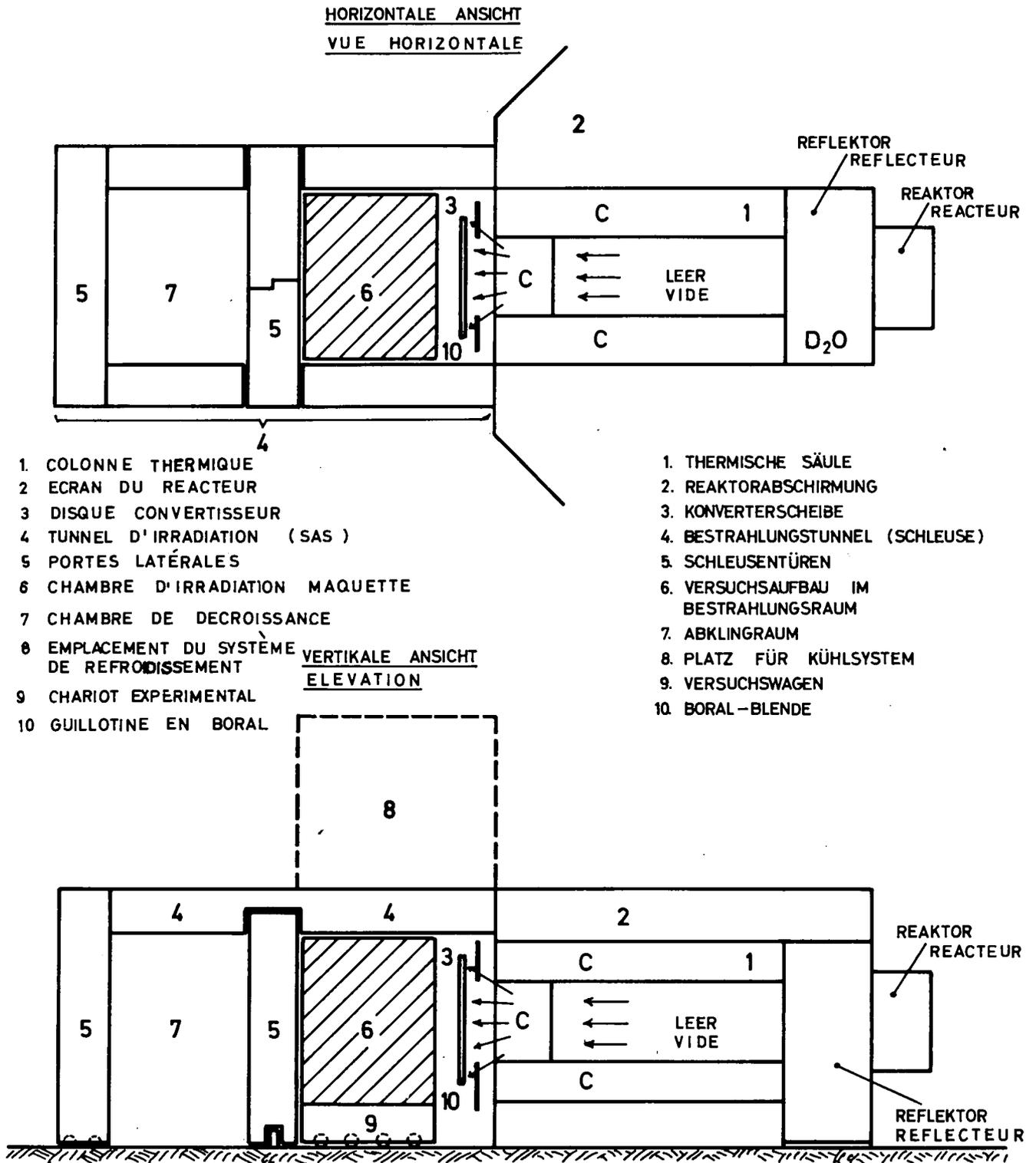


Abbildung 2 : Schematische Auslegung der Euracos - Anlage

Figure 2 : Schéma du dispositif EURACOS

es fehlt der klassische Wassertank, der bei fast allen anderen Anlagen als Abschirmung gegen die vom Konverter und Reaktor ausgesandte Strahlung dient. Bei EURACOS wird die Abschirmung von den Betonwänden des sogenannten Bestrahlungstunnels übernommen. Die trockenen Versuchsaufbauten werden im Bestrahlungstunnel, dicht am Konverter, angebracht. Die Möglichkeit nasser Versuche bleibt jedoch erhalten, da gegebenenfalls im Bestrahlungstunnel, an Stelle des trockenen Versuchsaufbaus, ein Wassertank aufgestellt werden kann.

Flexibilität: Um die Beschickung der Anlage mit Versuchsaufbauten und deren Extraktion auch während des Reaktorbetriebes zu ermöglichen, werden die zu untersuchenden Konfigurationen auf einem motorisierten Wagen durch eine Doppelkammer im Bestrahlungstunnel, von außen nach innen bis zur Konverterquelle durchgeschleust. Der Einsatz eines motorisierten Versuchswagens ermöglicht eine wesentlich kürzere Beschickungs- und Entladungsprozedur, als in den üblichen Konvertern.

Sicherheit: Ein geschlossener Luftkühlkreislauf, im Unterdruck gegenüber der Reaktorhalle, verhindert das Austreten etwaiger Spaltprodukte in die Reaktorhalle.

Ein kombiniertes Warn- und Sicherheitssystem unterbindet den Konverterbetrieb, im Falle von abnormalen Situationen, wie z.B. hohe Brennstoffplattentemperaturen usw.

Ein elektrisches Verriegelungssystem schließt jede falsche Bedienung der Anlage aus.

Gemäß dem vorigen 6 Punkte-Programm ergibt sich die in Figur 2 schematisch dargestellte Auslegung.

## 2.2 Beschreibung der Anlage

Es scheint zweckmäßig, den Komplex EURACOS in folgende 8 Hauptkomponenten zu unterteilen:

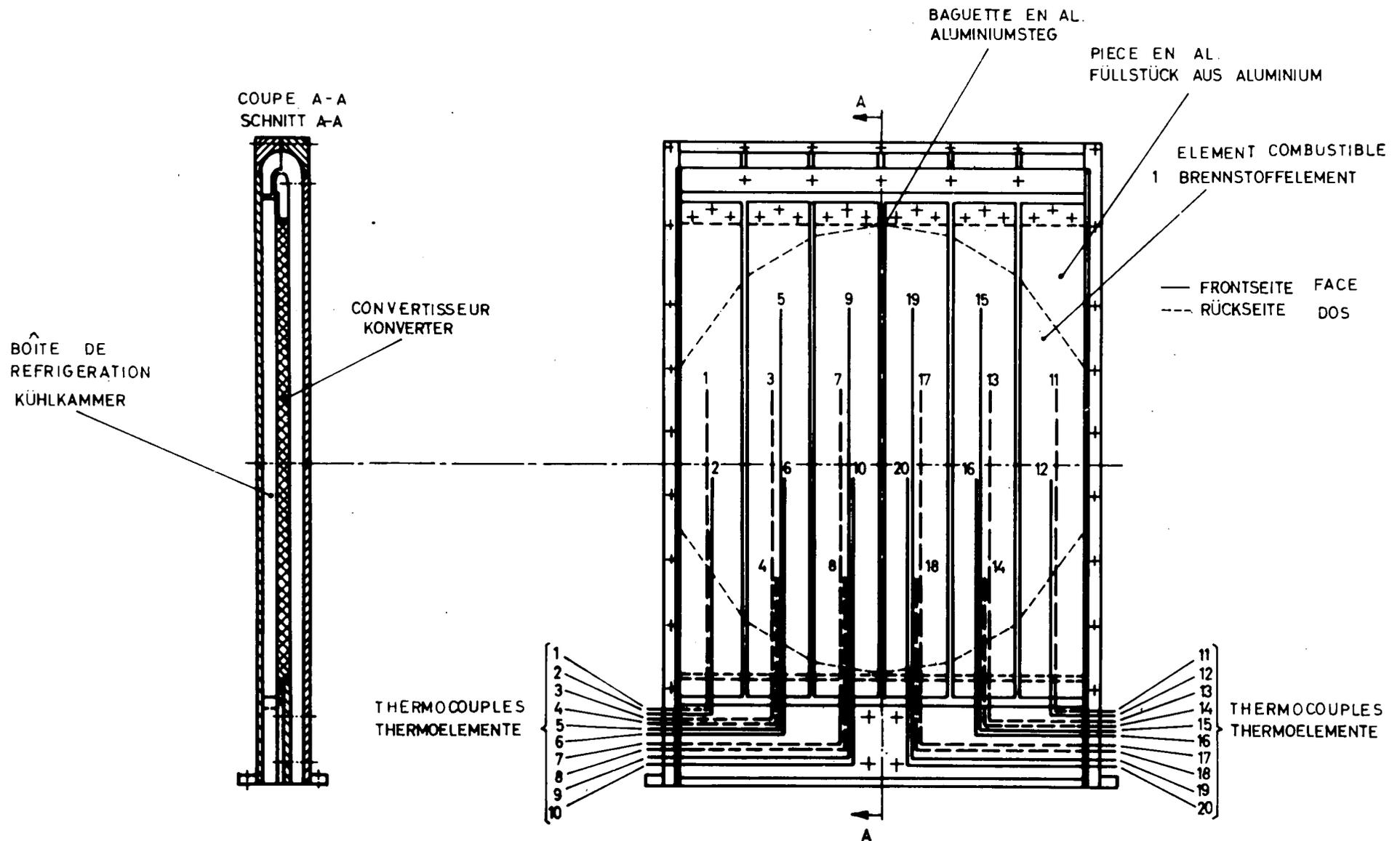


Abbildung 3  
Figure 3

KONVERTER UND KÜHLKAMMER  
CONVERTISSEUR ET BOÎTE DE REFROIDISSEMENT

- Urankonverter und zugehörige Apparate und Einrichtungen
- Kühlkreislauf, Ventilations- und Unterdruckkreislauf
- Bestrahlungstunnel und Schleuseneinrichtung
- Versuchswagen und Versuchsaufbauten
- Meßapparaturen im Normalbetrieb und Regelautomatik
- Sicherheitseinrichtungen
- Spannungszufuhr, Kontrollpult, Signalisierung
- Meßstand für die aktivierten Sonden.

### 2.2.1 Urankonverter und zugehörige Apparate und Einrichtungen

Der eigentliche Konverter besteht aus einer kreisförmigen Scheibe aus einer U-Al-Legierung. An Hand einer Optimierungsrechnung ließ sich zeigen, daß für eine U-Al-Legierung mit 17,5 Gewichtsprozent Uran, das zu 90% angereichert ist, sich eine optimale Plattendicke von 18 mm ergibt, bei einem Scheibendurchmesser von 80 cm. Die gesamte  $U^{235}$ -Ladung des Konverters beträgt 4,6 Kg. Die äquivalente  $U^{235}$ -Dicke beläuft sich nur auf 0,5 mm, so daß aus Gründen mechanischer Festigkeit eine Brennstoffplatte mit 100 Prozent Uran von vornherein nicht in Frage kam. Bei der Fabrikation zog man vor, statt einer einzigen Uranplatte sechs trapezförmige Brennstoffplatten herzustellen, deren Zusammenstellung angenähert eine kreisförmige Scheibenquelle ergab (Fig. 3). Um ein Entweichen von Spaltprodukten zu verhindern, wurde jedes Brennstoffelement mit einer 2 mm dicken Aluminiumhülle eingekleidet. Eine Kupfer-Lötverbindung ( $\sim 1 \mu$ ) zwischen der Al-U-Legierung und der Umhüllung gewährleistet eine gute Wärmeleitung nach außen. Zwanzig Thermoelemente, auf beide Seiten der Scheibenquelle eingestanzt, überwachen ständig die Plattenoberflächentemperatur. Der Konverter ist in einen flachen Aluminiumkasten, die sogenannte Kühlkammer eingebettet, dessen Volumen er halbiert. Die eine Hälfte ist an die Druckseite, die andere an die Saugseite der Hauptventilatoren angeschlossen.

Beide Luftspalten (1 cm dick, 80 cm breit) werden durch Aluminiumstege in sechs kastenförmige Leitkanäle unterteilt, die einen gleichmäßigen Luftdurchsatz gewährleisten. (Fig. 4, 5, 6). Zwischen

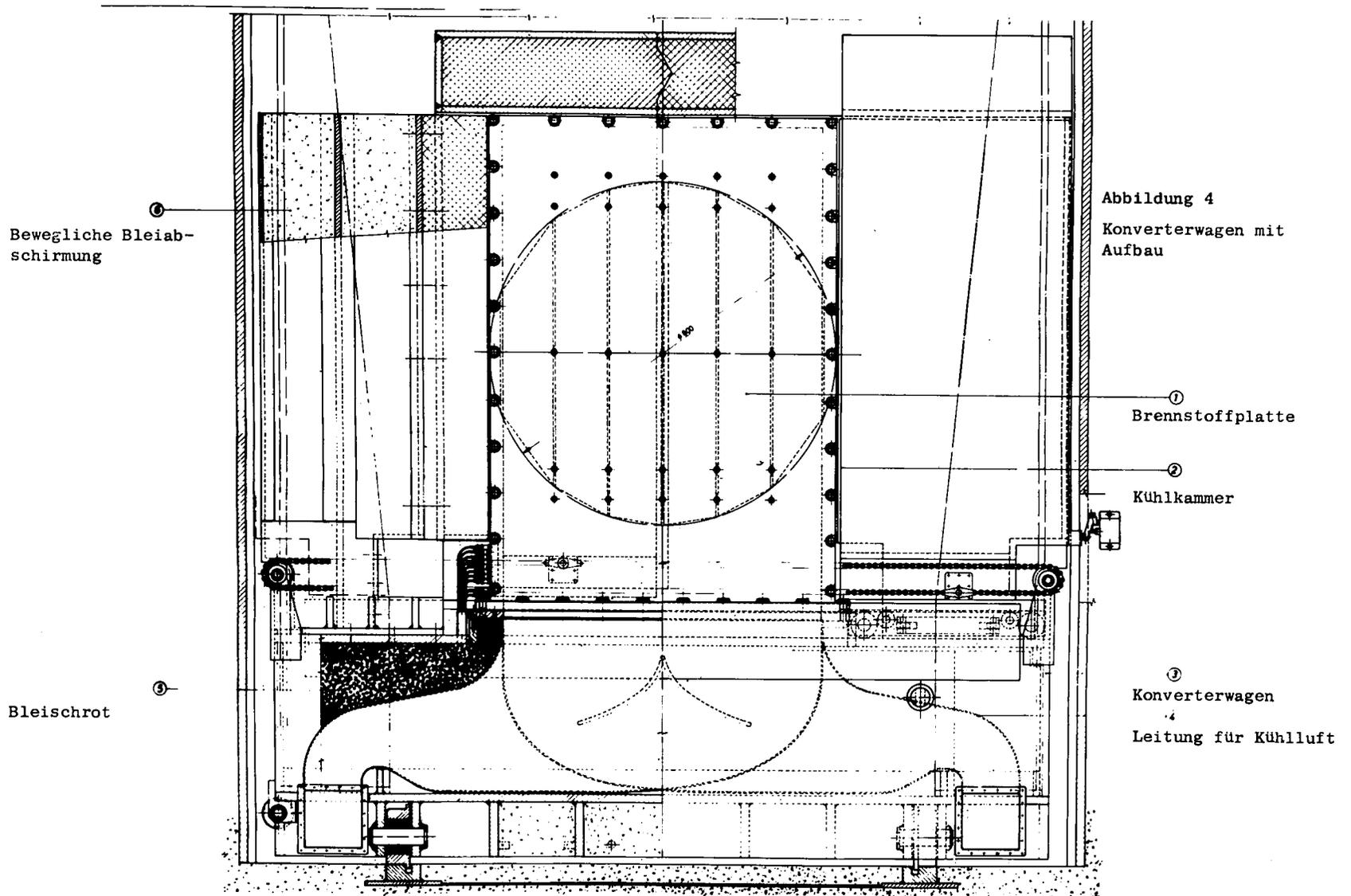


Abbildung 4  
 Konverterwagen mit  
 Aufbau

①  
 Bewegliche Bleiab-  
 schirmung

①  
 Brennstoffplatte

②  
 Kühlkammer

③  
 Bleischrot

③  
 Konverterwagen  
 ④  
 Leitung für Kühlluft

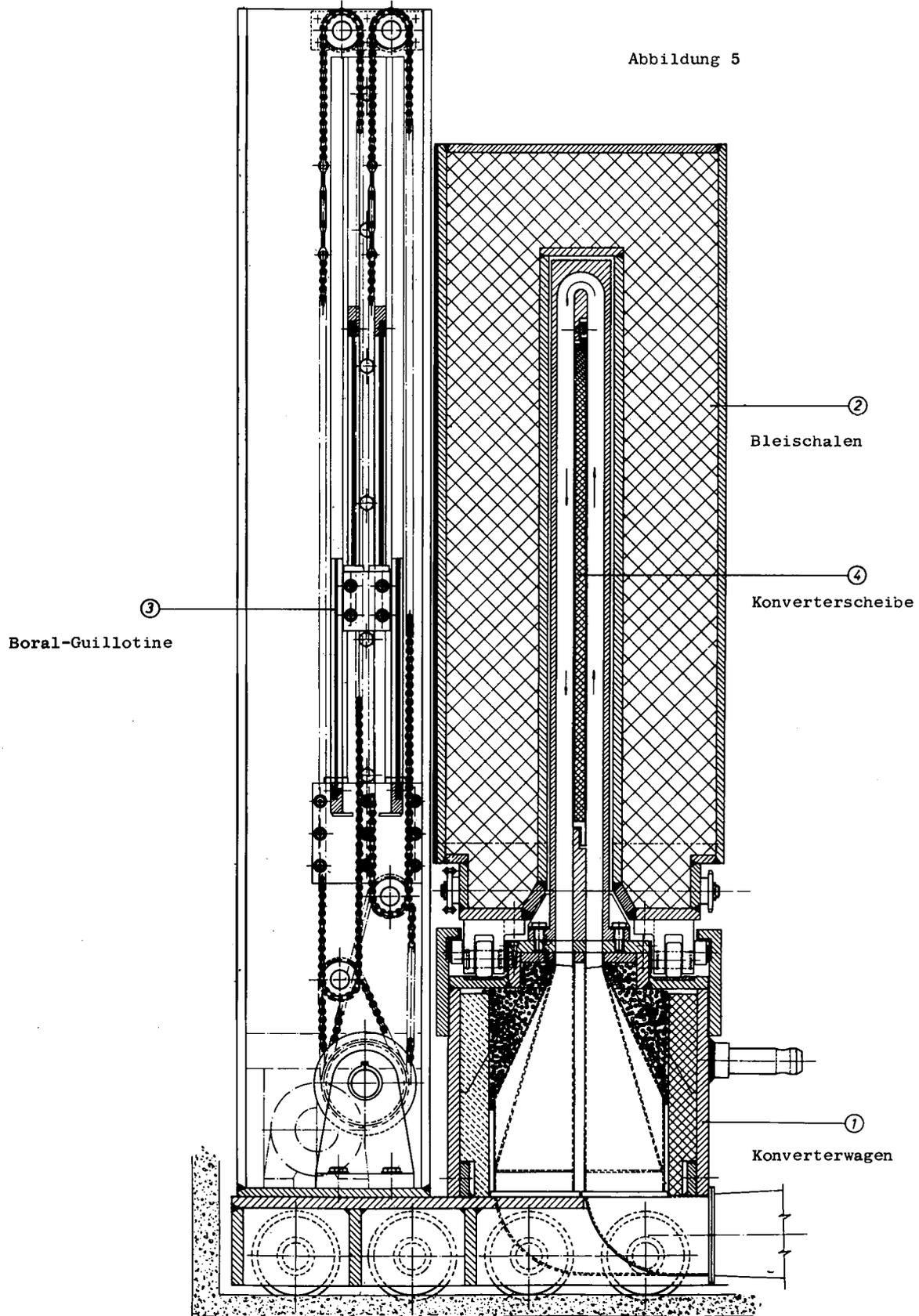
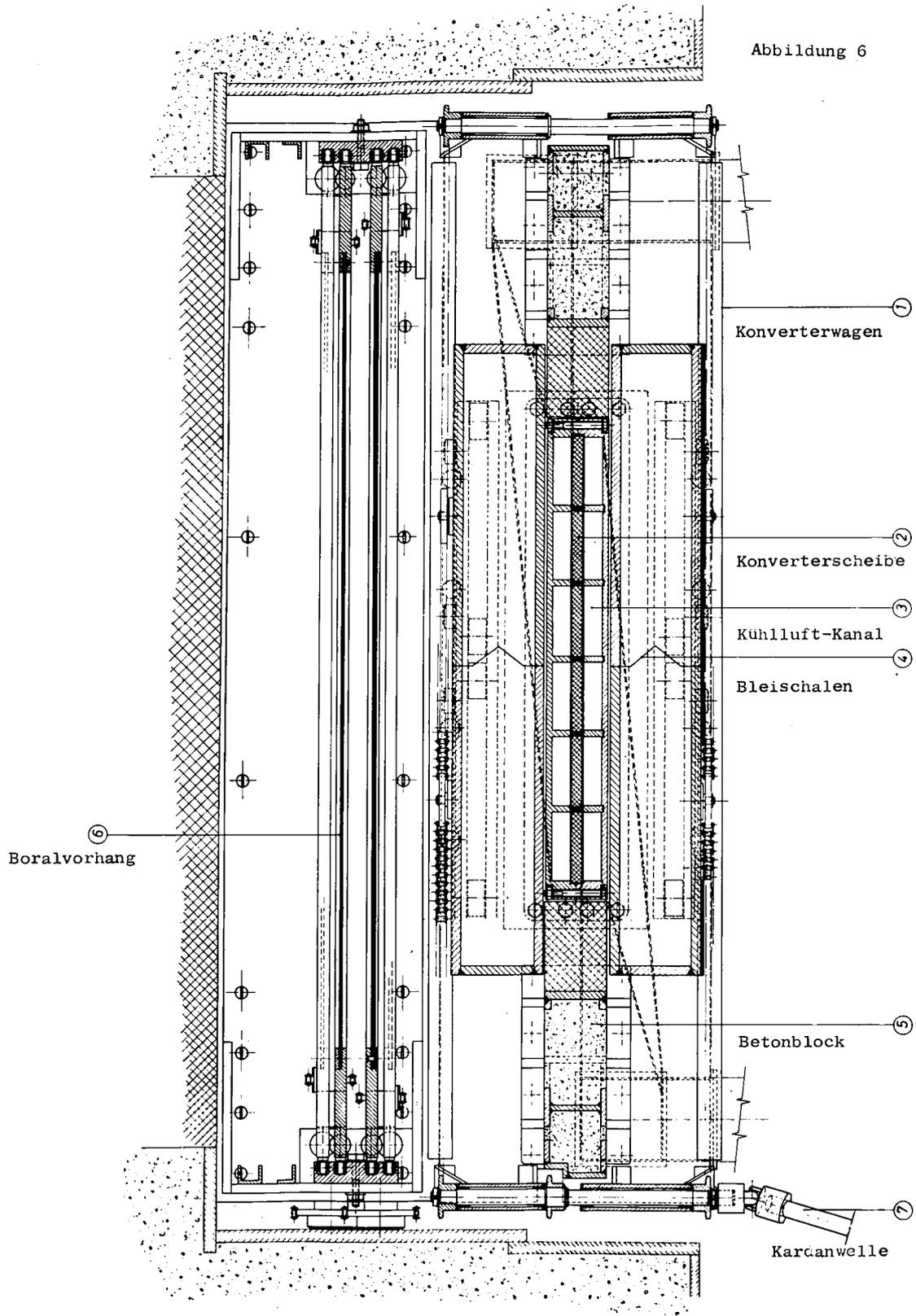


Abbildung 6



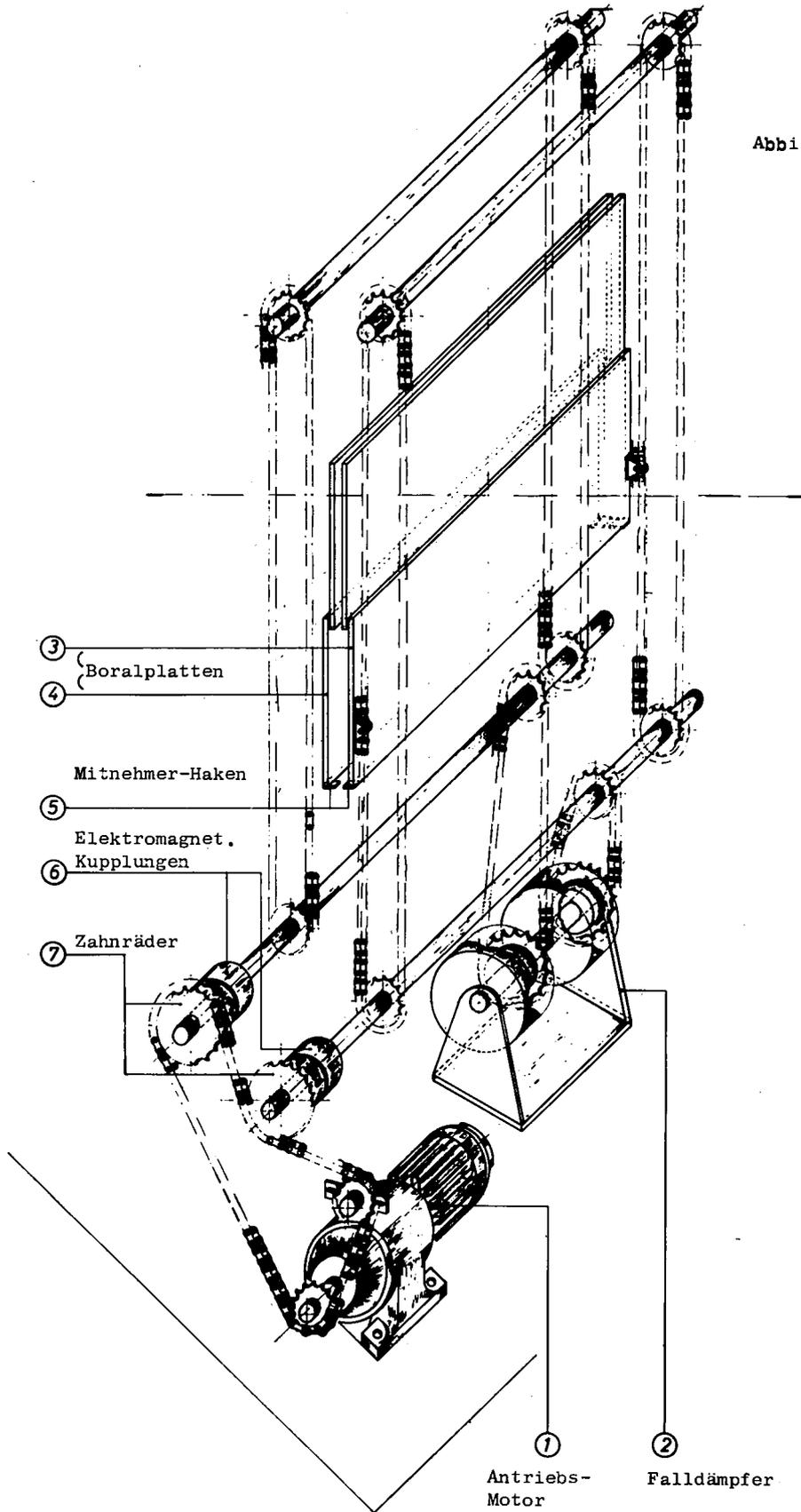


Abbildung 7

der Kühlkammer und der thermischen Säule ist ein doppelter motorgetriebener Boral-Vorhang angebracht, der in heruntergelassener Position die einfallenden thermischen Neutronen absorbiert und somit den Konverterbetrieb abschaltet. Beim Hochfahren des Konverters wird jeder der beiden Boral-Vorhänge durch eine elektromagnetische Kupplung mit dem Antriebsaggregat verbunden und dann hochgezogen. Bei Vollalarm, z.B. bei Überhitzung der Brennstoffelemente, wird die elektromagnetische Kupplung gelöst, die Boral-Vorhänge fallen wie in einer Guillotine durch ihr Eigengewicht nach unten und unterbrechen den Konverterbetrieb. Ein mechanischer Falldämpfer verhindert das Durchbiegen der Boral-Platten bei ihrem Aufprall (Fig. 7). Die Inspektion und Kontrolle verschiedener elektrischer Organe, wie z.B. der elektromagnetischen Kupplungen, der Elektromotoren, der Mikroschalter usw. erfordert den Aufenthalt in unmittelbarer Nähe des abgeschalteten, aber wegen der Spaltprodukte radioaktiven Konverters. Letzterer wird dann von einer motorgetriebenen, 17 cm dicken Bleiabschirmung völlig umhüllt.

Die Brennstoffplatten, die Kühlkammer, die Bleiabschirmung, die Boral-Platten und das Getriebe sind auf den sogenannten "Konverterwagen" montiert. Bei der vorgesehenen jährlichen Inspektion wird dieser an den motorisierten Versuchswagen angekoppelt und in die Reaktorhalle hineingefahren. Das Innere des Konverterwagens beherbergt die An- und Absaugstutzen der Kühlkammer, welche an den äußeren Teil des Luftkühlkreislaufes angeschlossen werden (Fig. 4, 5). Aus Abschirmgründen wurde das Volumen zwischen den Innenwänden des Konverterwagens und den Stützen mit Bleischrot ausgefüllt.

Besondere Achtung wurde dem Problem der Aktivierung der verschiedenen Komponenten gewidmet. Da in der normalen Betriebs- und Unterhaltsroutine mit einem langfristigen Aufenthalt des Betriebspersonals in der Nähe des Konverterwagens zu rechnen ist, wurde dieser aus einer speziellen Aluminiumlegierung (Peraluman, das im Flugzeugbau verwendet wird, mit geringer Konzentration von Ni, Cr, Fe, Cu usw.)

angefertigt, die einerseits wenig aktiviert wird, andererseits aber dem Stahl an mechanischer Festigkeit nicht nachsteht. Desgleichen wurde die Bleiabschirmung des Konverters aus nuklearem Blei mit kleinem Antimongehalt hergestellt. Weger ihrer geringen Strahlenbeständigkeit durften Gummi- oder Kunststoffteile keine Verwendung finden. Elektrische Drähte wurden daher mit Glasseide isoliert und staubsichere Dichtungen wurden aus Blei hergestellt.

### 2.2.2 Kühlkreislauf, Ventilations- und Unterdruckkreislauf (Figur 8)

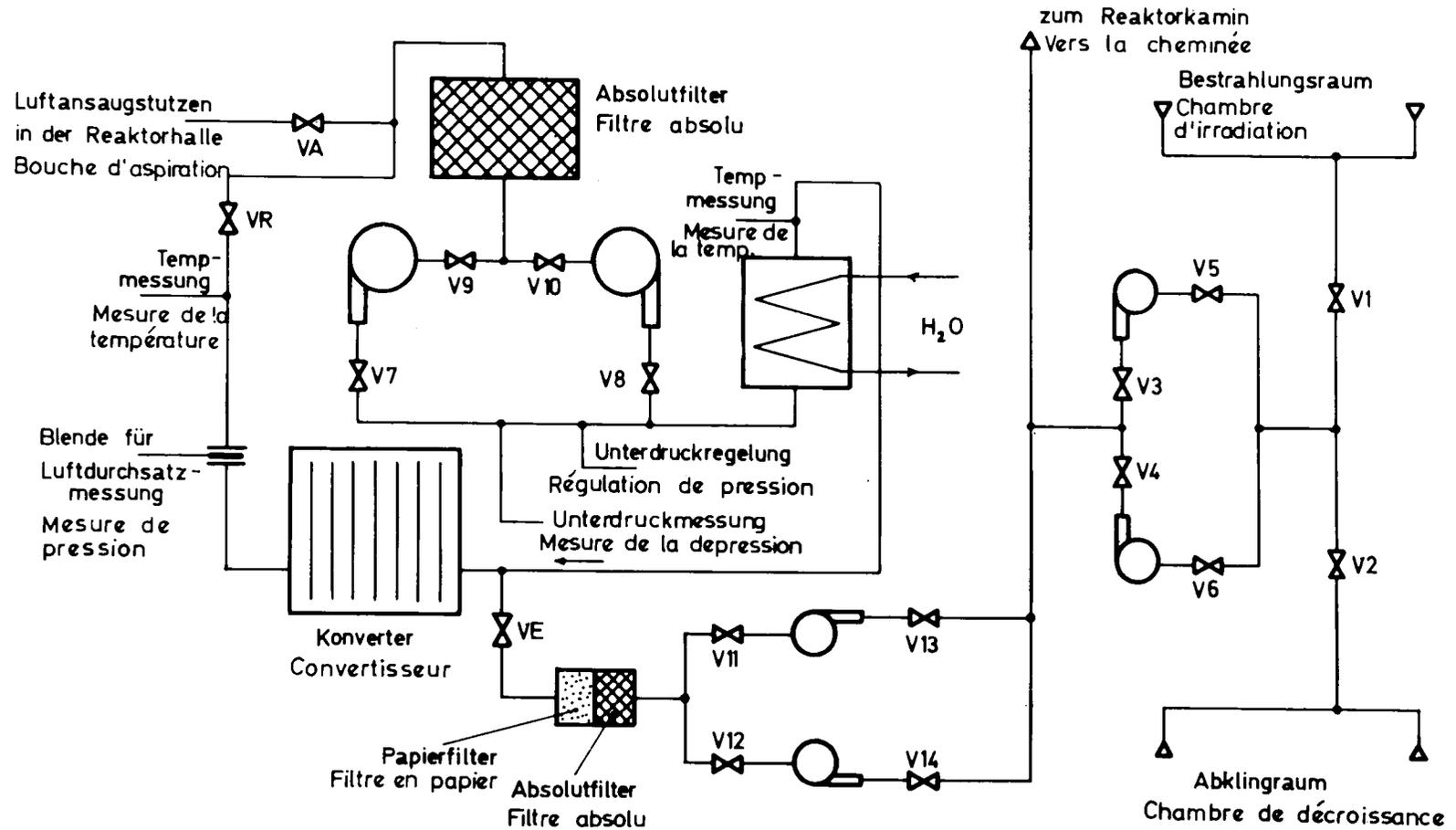
Eine Zwangsluftkühlung mit geschlossenem Kreislauf aus Polyvynil und Aluminiumröhren ( $\phi = 20$  cm) führt die während des Betriebs erzeugte Wärmeleistung von maximal 1500 Watt an das Wasser auf der Sekundärseite eines Wärmeaustauschers ab. Der Nominal-Luftdurchsatz im Hauptkühlkreislauf liegt bei  $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ . Von den beiden Hauptventilatoren, die diesen Durchsatz ermöglichen, ist einer stets in Betrieb, und der andere in Reserve. Im Falle eines Fehlers des Betriebsventilators springt der Reserveventilator automatisch an.

Während der Bestrahlung wird das Argon 40 der Luft im Kühlkreislauf durch thermische Neutronen aktiviert. Um das Austreten des radioaktiven Argon 41 und etwaiger Spaltprodukte zu vermeiden, hält man den Kühlkreislauf auf circa  $150 \text{ mm}^*$  Unterdruck gegenüber der Reaktorhalle. Zu diesem Zweck wird ein Teil der Luft aus dem Kühlkreislauf und der Konverterkühlkammer mit Hilfe eines Ventilators kontinuierlich angesaugt und zum Reaktorkamin hin evakuiert. Im stationären Betrieb ist die Absaugrate natürlich gleich der Luftmenge pro Zeiteinheit, die von der Reaktorhalle in den Kühlkreislauf eintritt. Diese Luftzufuhr, welche durch einen Ansaugestutzen im Kühlkreislauf erfolgt, kann durch ein pneumatisches manuell gesteuertes Ventil kontrolliert werden. Luftdurchsatz und Unterdruck werden durch ein System von rückgekoppelten pneumatischen Ventilen geregelt. Die kontinuierliche Durchspülung des Kühlkreislaufes mit frischer Luft bewirkt eine Abnahme der Konzentration von Argon 41

\* 150 mm Wassersäule

Abbildung 8  
Figure 8

HAUPTKÜHLKREISLAUF, WÄRMEAUSTAUSCHER, VENTILATOREN DES BESTRAHLUNGSTUNNELS  
CIRCUIT PRINCIPAL DE REFROIDISSEMENT, CIRCUIT D'ASPIRATION DU TUNNEL D'IRRADIATION



in der Kühlluft; eine Absaugrate von  $100 \text{ m}^3/\text{h}$  gewährleistet einerseits den notwendigen Unterdruck, andererseits eine vernachlässigbare Strahlenemission des nicht abgeschirmten Kühlkreislaufes. Da etwaige Staubkörnchen in der Kühlluft bei einem wiederholten Durchströmen der Konverterkühlkammer von den thermischen und schnellen Flüssen aktiviert würden, werden sie von einem Absolutfilter zurückgehalten. Desgleichen passiert die vom Unterdruck - Ventilator abgesaugte Spülluft ein Kohle - und ein Papierfilter, bevor sie zum Reaktorkamin gelangt.

Die Luft in der Nähe der thermischen Säule und in der Umgebung des Konverters wird mit Argon 41 und aktiviertem Staub (z. B. Kohlenstoffpartikel) verseucht. Um ein Entweichen der aktivierten Luft aus dem Bestrahlungstunnel zu verhindern, wird dieser gegenüber der Reaktorhalle in leichtem Unterdruck gehalten. Die abgesaugte Luft wird in den Reaktorkamin geleitet.

Jeder der sechs Ventilatoren (zwei Hauptventilatoren für die Luftzirkulation in Kühlkreislauf, zwei Absaugventilatoren für die Aufrechterhaltung des Unterdruckes, zwei Ventilatoren für die Luftumwälzung in dem Bestrahlungstunnel) ist mit je zwei Absperrventilen versehen, welche die Demontage eines reperaturbedürftigen Aggregats auch während des Konverterbetriebs ermöglichen.

Schließlich zapft ein kleiner Ventilator eine minimale Luftmenge vom Hauptkreislauf ab, welche durch einen torusförmigen Aktiv-Kohlefilter strömt, in dessen Innern sich ein Na-I-Kristall ein Photomultiplier und ein Vorverstärker befinden. Diese Meßeinrichtung, vervollständigt durch einen Verstärker und ein Ratemeter, überwacht die Spaltproduktivität der Kühlluft.

### 2.2.3 Bestrahlungstunnel und Schleuseneinrichtung

Besondere Beachtung wurde dem Problem der Flexibilität der Betriebsmöglichkeiten geschenkt.

Mit Hilfe einer Schleuse kann der motorisierte Versuchswagen auch während des Reaktorbetriebs in den Bestrahlungstunnel hinein - oder herausgefahren werden. Die Schleuse besteht im wesentlichen aus zwei Schleusenkammern, von denen die erste der sogenannte "Bestrahlungsraum" ist; die zweite Kammer, der "Abklingraum", kann durch eine motorisierte zweiteilige Tür vom Bestrahlungstunnel isoliert werden. Der Abklingraum wird seinerseits mittels einer zweiten motorisierten Tür von der Reaktorhalle getrennt. Im Falle einer übermäßigen Aktivierung werden der Versuchswagen und der Versuchsaufbau im Abklingraum untergebracht bis die Gammadosis auf das Toleranzniveau abgeklungen ist. Kurzlebige Aktivierungs- sonden können jedoch sofort nach der Einfahrt des Versuchswagens in den Abklingraum durch Entladungskanäle in den Seitenwänden und in der Decke entladen werden. Die Beschickung des Konverters mit einem Versuchsaufbau geht demnach wie folgt vonstatten: die äußere Abriegelungstür zwischen Reaktorhalle und Abklingraum wird geöffnet. Bei geschlossenem leeren Bestrahlungsraum wird der Versuchswagen in die Reaktorhalle hineingefahren, mit dem Versuchsaufbau beladen und wieder in den Abklingraum hineingeschickt. Danach wird die äußere Tür geschlossen und die zweiteilige Verbindungstür zwischen den zwei Schleusenkammern geöffnet. Schließlich fährt der Versuchswagen in den Bestrahlungsraum hinein, woraufhin die Verbindungstür wieder geschlossen wird, und der Konverter auf Leistung geht (Fig. 9, 10).

Während der jährlichen Inspektion ist mit einem längeren Aufenthalt des Betriebspersonals in der Bestrahlungskammer zu rechnen. Da jedoch laut Berechnung die Innenwände stark radioaktiv sind, schien es unumgänglich, sie beweglich zu gestalten, und zwar in Form eines fahrbaren Tunnels. Dieser Tunnel bewegt sich auf Rollen, hat eine Wandstärke von zwanzig Zentimetern (20 cm) und wird in den restlichen Teil der Bestrahlungskammer hineingeschoben. Während der periodischen Revision wird der aktivierte mobile Tunnel einfach an den Versuchswagen gekoppelt und in die Reaktorhalle hinausgefahren.

Bei der Auslegung der Betonabschirmung wurde darauf geachtet, bei



Legende der Abbildungen 9 und 10

- 1-Reaktorkern
- 2-Bleivorhang mit Bleifenster
- 3-Thermische Säule
- 4-Luftkanal
- 5-Graphit-Verteilerplatte
- 6-Boralblende
- 7-Boralvorhänge
- 8-Konverterwagen
- 9-Bleiabschirmung
- 10-Kühlkammer
- 11-Konverterplatte
- 12-Kühlluftrohr
- 13-Boralplatte
- 14-Konverterwagen
- 15-Bestrahlungstunnel
- 16-Fahrbarer Tunnel
- 17-Schleusentür
- 18-Kühlluftventilator
- 19-Filter
- 20-Wärmeaustauscher
- 21-Abklingraum
- 22-Entladungskanäle für Detektoren
- 23-Zweite Schleusentür
- 24-Entladungskanäle
- 25-Betonabschirmung
- 26-Vorrichtung zur Führung und Straffung der elektrischen Kabel
- 27-Antriebsagregat zum Öffnen und Schließen der zweiten Schleusentür

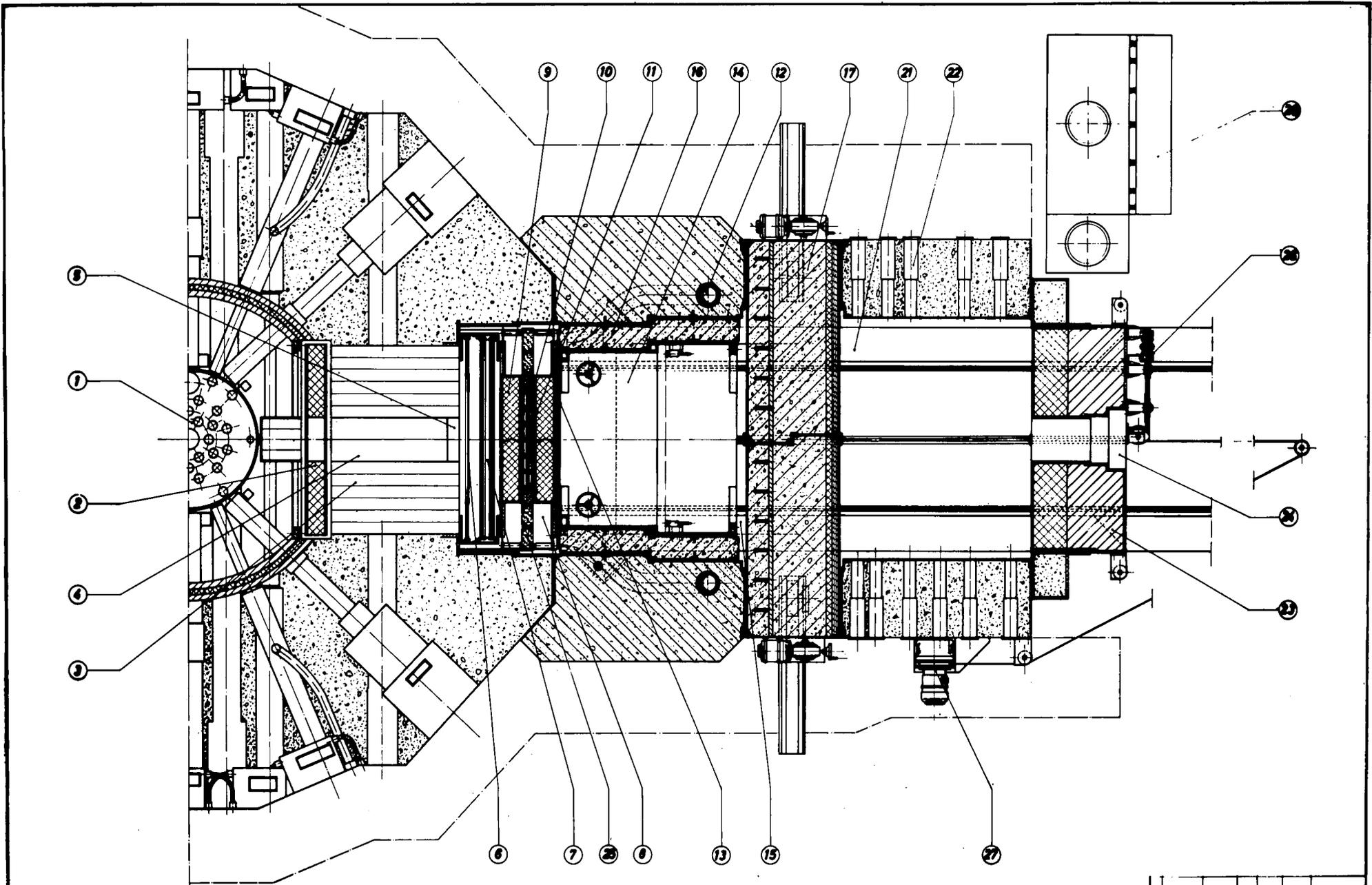


Abbildung 10: Horizontaler Schnitt der Euracos-Anlage  
 Figure 10: Coupe horizontale du dispositif EURACOS

EURATOM S.C.A. SPRL	
№	0001-0002
Conversion EURACOS ..	0001-0002
Fig. 2	0001-0002
Scale: 1:1	

leerem Bestrahlungstunnel die Gesamtdosisleistung unter 20 mR/h zu halten. Da wegen Raummangel die Gesamtdicke bei nur circa 1 Meter liegen sollte, wurde statt Normalbeton schwerer mit Borsäure getränkter Eisenbeton verwendet ( $\rho = 4,2 \text{ gr/cm}^3$ ). Normaler Borbeton ( $\rho = 2,2 \text{ gr/cm}^3$ ) wurde nur beim beweglichen Tunnel gebraucht. Der Zusatz von Borsäure verhindert die Aktivierung des Betons durch thermische Neutronen und reduziert jene durch epithermische Neutronen. Die Aktivierung im schnellen Energiebereich ist jedoch nicht zu vermeiden.

Ein etwaiges direktes Durchströmen von Neutronen und Photonen durch den 1 cm dicken Toleranz-Luftspalt zwischen den äußeren Tunnelwänden und den inneren Wänden der Bestrahlungskammer wurde durch einen 15 cm breiten Absatz von vornherein unterbunden.

Im Hinblick auf eine schnelle und saubere Dekontamination (Entfernung von radioaktiven Partikeln durch Abwaschen, z.B. Graphit- oder Betonstaub) wurde der fahrbare Tunnel und die Innenwände des Bestrahlungsraumes mit Aluminiumplatten (Aluminiumlegierung Peraluman) eingekleidet.

#### 2.2.4 Versuchswagen und Versuchsaufbauten (Figuren 9, 10)

Der Versuchswagen besteht im wesentlichen aus einer 2 cm dicken Peralumanplatte (wenig aktivierbare Aluminiumlegierung), die sich auf 3 Tragachsen und einer motorisierten Triebachse längs eines Schienenstranges fortbewegt. Dieser führt von der Reaktorhalle durch den Bestrahlungstunnel bis zur thermischen Säule des Reaktors. Über denselben Schienenstrang wird auch der Konverterwagen aus der Bestrahlungskammer herausgezogen oder in sie hineingefahren.

Um ein Durchströmen von Konverterneutronen und -photonen unter der Trägerplattform zu vermeiden, goß man den Zwischenraum zwischen den Tragachsen mit boriertem Barytbeton ( $\rho = 3,28 \text{ g/cm}^3$ ) aus. Der Toleranzluftspalt zwischen diesen Betonklötzen und der Bodenfläche beträgt weniger als ein Zentimeter. Auf den beiden Seitenkanten wurden zwei robuste vertikale Peralumanwände (2 cm Dicke)

aufmontiert, die den Versuchsaufbau begrenzen. Letzterer darf bis zu 20 Tonnen wiegen. Das seitliche Durchströmen der Konverterneutronen und -photonen durch den Toleranzluftspalt zwischen dem fahrbaren Tunnel und den Peralumanwänden wird durch einen circa 15 cm breiten Absatz in den inneren Tunnelwänden und in der Tunneldecke sowie im Profil des Versuchswagens und des Versuchsaufbaus vermieden.

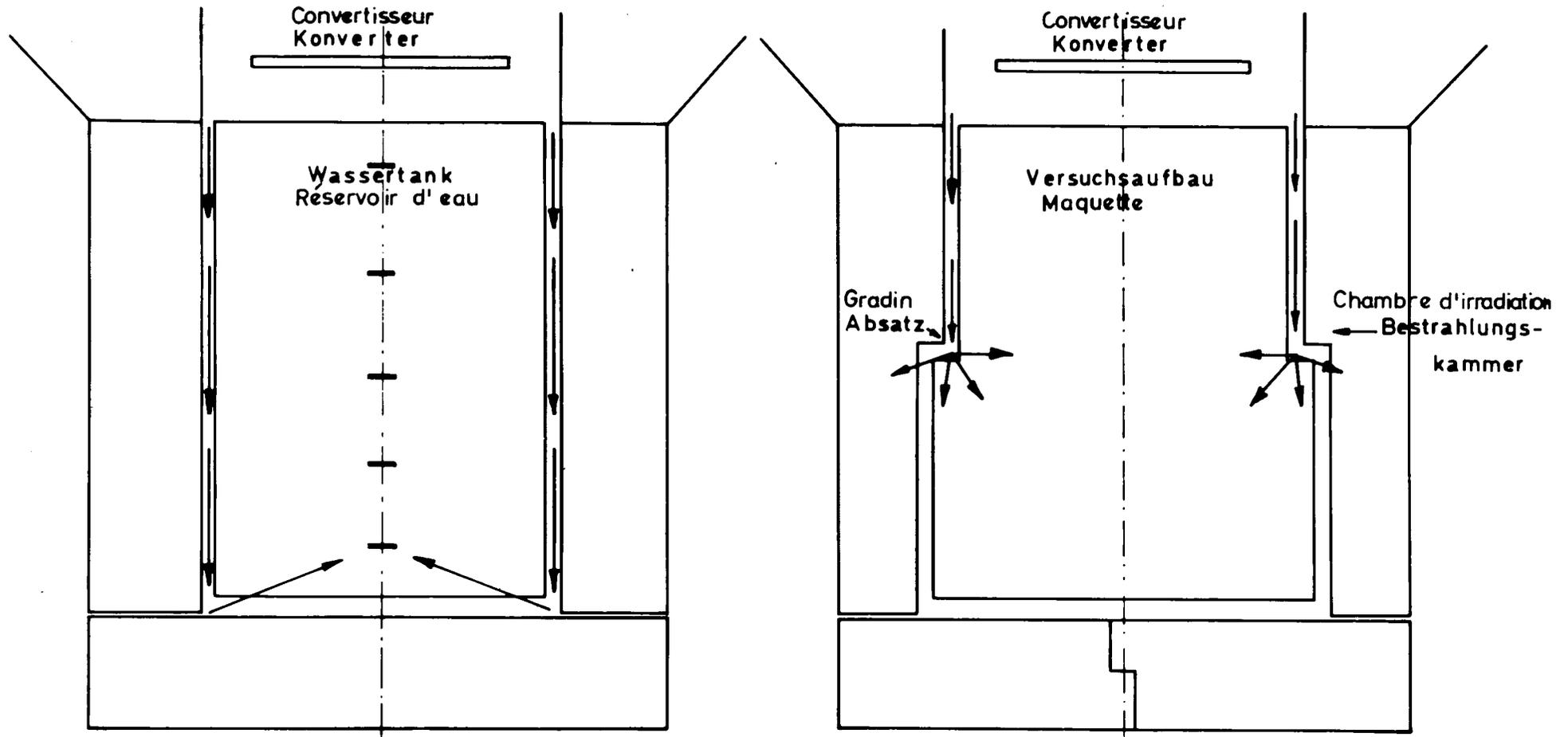
Einen nicht stufenförmigen Luftspalt würde die Konverterstrahlung direkt durchströmen und den Versuchsaufbau sozusagen "kurzschließen", wie dies bei den üblichen Anlagen denn auch vorkommt: Diese direkte Komponente wird am Ende des Versuchsaufbaues gestreut, und erreicht indirekt, nach geringer materieller Abschwächung, die Meßdetektoren deren Anzeige somit verfälscht wird (Fig. 11). Die transversalen Abmessungen des Versuchsaufbaus belaufen sich auf  $140 \times 140 \text{ cm}^2$  vor dem Absatz, und auf  $150 \times 150 \text{ cm}^2$  dahinter; die Gesamtdicke beträgt 150 cm.

Im Falle von laminierten Schilden besteht der Aufbau aus einer Schichtung von Platten. Durch ein System von großen Preßschrauben wird diese Aufstapelung fest zusammengedrückt, sowie mit den Seitenwänden und der Tragfläche des Versuchswagens verbunden. Die verschiedenen Versuchsblöcke oder -platten enthalten transversale Meßkanäle, in welche die sogenannten "Meßstangen" eingeschoben werden. Zur Aufnahme der Aktivierungsfolien sind letztere mit einer Reihe von Schlitzern versehen (Fig. 12).

Die Lokalisierung der Meßfolien in Bezug auf den Versuchswagen kann bis auf  $\pm 5 \text{ mm}$  festgelegt werden. Andererseits wird das Annäherungsmanöver des Versuchsaufbaues an die Neutronenquelle durch einen Mikroschalter unterbrochen, und zwar beim mechanischen Kontakt zwischen Versuchswagen und Konverterwagen. Beim Zusammenstoß kann jedoch der vollbeladene Versuchswagen bis zu 1 cm zurückprallen. Der maximale absolute Ortsfehler beträgt demnach 15 mm; er bewirkt z. B. in einer Wasserabschirmung eine Meßungenauigkeit des schnellen Flusses von circa 15 %.

Figure 11 PROPAGATION DIRECTE DE LA RADIATION

Abbildung 11 DIREKTES DURCHSTRÖMEN.



Abschirmung rund um den Wassertank  
Ecran autour du tank

Schleusentür  
Porte laterale

Konventioneller Konverter  
Convertisseur conventionnel

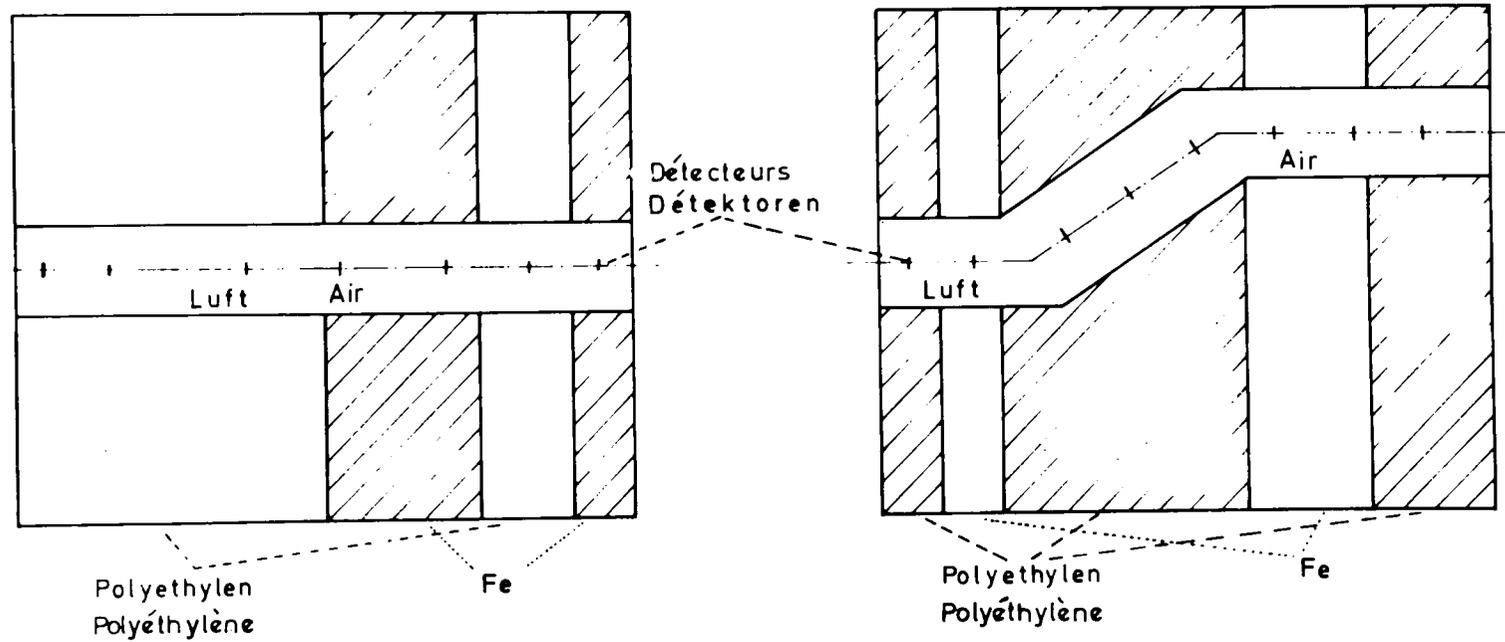
EURACOS



Abbildung 13 Versuchsplatten und Detektoranordnungen

Heterogene Anordnungen Durchbrüche

Figure 13 Plaques de maquettes et positionnement des détecteurs



Gerader zylindrischer Kanal.  
Canal cylindrique droit

Zweimal gebrochener Kanal.  
Canal cylindrique avec 2 coudes

In Verbindung mit Versuchen an heterogenen Schilden (Fig. 13), wie z.B. gerade oder gebrochene Luftkanäle in Betonwänden oder laminierten Anordnungen, ist die Kombination Bestrahlungsschleuse-motorisierter Experimentierwagen außerordentlich verteilhaft gegenüber dem Wassertank-Konverter. Um in dieser "nassen" Anlage das Eindringen des Wassers in die Luftkanäle zu verhindern, ist es notwendig ihre Öffnungen mit wasserdichten Flanschen zu versiegeln, was natürlich die Sondenextraktion ungemein kompliziert: Mit Hilfe eines Kranes wird der gesamte Versuchsaufbau aus dem Wasser gehoben, die Flanschen werden abmontiert und die Sonden aus dem Kanal entnommen. Bei kurzlebigen Detektoren gehen diese zeitraubenden Manipulationen natürlich auf Kosten der Aktivität, und damit der Meßgenauigkeit. Die trockene Bestrahlungsmöglichkeit auf dem motorisierten Wagen erlaubt schätzungsweise eine Zeitersparnis von 50 %.

#### 2.2.5 Meßapparaturen und Regelautomatik in Normalbetrieb

Eine detaillierte Behandlung der verschiedenen Meßanlagen des Komplexes EURACOS liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

Mittels Tabelle 2 sollen lediglich die verschiedenen Meßlinien in großen Zügen beschrieben und ihre Funktionen angegeben werden. In der Spalte "Instrumentierung" sind im wesentlichen der Detektor, die Organe der Signalübertragung und deren Registrierung angegeben. Die in der Spalte 4 aufgeführten Signalfunktionen Voralarm, Vollalarm, Konverterscram und Reaktorscram werden in der Folge unter "Sicherheitseinrichtungen" behandelt.

Die EURACOS U-Al-Platten stellen eine Neuentwicklung auf dem Gebiet der Brennstoffelemente dar. Wegen der bedeutenden Plattendicke (18 mm) war das klassische wohlbewährte "Picture-frame" Verfahren (Anhang 1) ungeeignet, mit welchem Plattendicken von nur circa 1 mm, inklusive Aluminiumverkleidung, hergestellt werden. Bei thermischer Belastung, d.h. bei voller Leistung war eine Beschädigung der Konverterplatten zwar nicht wahrscheinlich, aber auch nicht ausgeschlossen.



Insbesondere bestand die Möglichkeit eines Abscherens der metallurgischen Verbindung zwischen Aluminiumhülle und U-Al-Core bei höheren Temperaturen (z. B. 200° und mehr). Ein Abscheren erschwert die Wärmeübertragung nach außen und bewirkt einen Temperatursprung zwischen Al-Deckplatte und dem Core, so daß die Schmelzgefahr steigt.

Des weiteren werden die Schweissnähte der Al-Umhüllung (Elektrostahlschweißverfahren) durch innere thermische Spannungen beansprucht, so daß bei höheren Temperaturen eine Rißbildung nicht ausgeschlossen war. Es lag daher nahe, die mangelhafte Erfahrung im Einsatz dieser Brennelemente durch eine vorsichtige Betriebsplanung der gesamten Anlage auszugleichen. Demgemäß wurde die obere Grenze der maximalen Oberflächentemperatur auf nur 80°C festgesetzt. Ein pneumatisches Regelventil hält den Luftdurchsatz im Kühlkreislauf auf konstantem Nominalwert (zwischen 800 und 1000m<sup>3</sup>/h). Ein etwaiges Ansteigen der Plattentemperatur, bedingt durch eine Verringerung der Kühlluft ist daher nicht möglich. Desgleichen wird die Lufttemperatur beim Austritt aus der Kühlkammer mit Hilfe eines pneumatischen Ventils im Wasserkreislauf des Wärmeaustauschergeregelt. Schließlich sorgt ein pneumatisches Regulierventil für die Aufrechterhaltung des Unterdruckes auf dem Nominalwert, so daß das Entweichen von Spaltprodukten in die Reaktorhalle nicht möglich ist.

An Hand der Fig. 14 wird jetzt die Arbeitsweise der verschiedenen Regelsysteme im Normalbetrieb und bei dem Abschaltmanöver des Konverters kurz erläutert.

Der Luftdurchsatz erzeugt in der Meßblende B eine Druckdifferenz welche zum Meßumformer  $\Delta P$  geschickt wird; in letzterem wird das Signal in einen modulierten Luftdruck umgewandelt, welcher über das elektromagnetische Ventil  $V_{S6}$  (erregt und geöffnet wenn der Hauptventilator in Betrieb ist) auf den Kolben des Ventils  $V_R$  einwirkt und den Durchsatz bestimmt.

Im Punkt R wird der relative Druck mit Hilfe eines Venturi abgezapft und zum Meßumformer PD geleitet, der das Signal in einen modulierten Luftdruck verwandelt. Letzterer wirkt über das elektromagnetische Ventil  $V_{S1}$  (erregt und geöffnet bei laufenden Unterdruckventilatoren) auf den Kolben des Ventils  $V_E$  von dessen Stellung der Unterdruck abhängt.

Die Kühlluft am Konverteraustritt umströmt den Temperaturfühler eines Thermometers, dessen Kapillarrohr die Temperaturschwankungen auf die Membrane eines Thermostaten T überträgt, der auf die Öffnung eines Wasserventils (nicht dargestellt in Fig. 14) im Sekundärkreislauf des Wärmeaustauschers einwirkt.

Die Klappenstellung des pneumatischen Ansaugventils  $V_A$  wird durch einen manuell geregelten Luftdruck bestimmt. Die Zufuhr der Druckluft an den mit der Klappe verbundenen pneumatischen Kolben erfolgt über die elektromagnetischen Ventile  $V_{S2}$  (erregt und geöffnet bei laufendem Unterdruckventilator) und  $V_{S4}$  (erregt und geöffnet (ac) in Abwesenheit von Spaltprodukten und bei elektrischem Anschluß der Anlage an das Normalnetz).

Beim Abschalten des Hauptventilators C wird das Ventil  $V_{S6}$  elektrisch ausgeschaltet: das vom Meßumformer  $\Delta P$  ankommende Signal wird unterbrochen, das Hauptventil  $V_R$  öffnet sich komplett. Beim Abschalten des Absaugeventilators E wird  $V_{S1}$  ausgeschaltet: die Zufuhr des vom Meßumformer PD stammenden Signals wird unterbunden:  $V_E$  öffnet sich komplett; infolge des Abschaltens der Erregung von  $V_{S2}$  wird  $V_A$  komplett geschlossen.

## 2.2.6 Sicherheitseinrichtungen

Die relativ aufwendige Regelautomatik ist mit einem pneumatisch oder elektrisch betätigtem Sicherheitssystem in Verbindung, dessen Funktion eine doppelte ist: einerseits sollen akustische Warnsignale jeden abnormalen Zustand im Konverter sowie im Kühl- und Unterdruckkreislauf ankündigen; desgleichen lokalisieren Leuchtsignale den Fehler. Anderer-

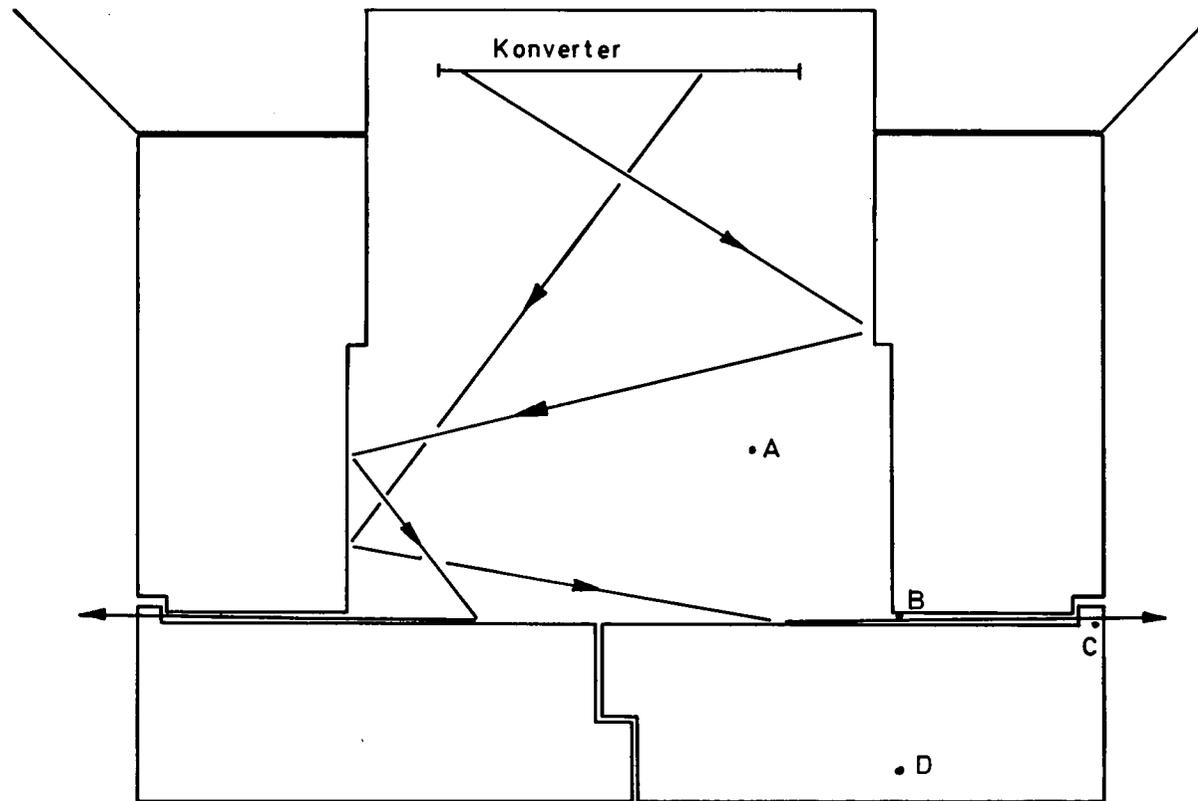
Tabelle 2

## Beschreibung der verschiedenen Meßeinrichtungen

Gemessene Größe	Bezeichnung	Instrumentierung	Funktion des Signals
Plattentemperatur	$T_j$ ( $j= 1, 2 \dots 20$ )	20 Thermoelemente, $\phi = 0,50$ mm, Ni-Cr 20-Punktschreiber	Voralarm bei $80^\circ\text{C}$ ; Konverterscram bei $100^\circ\text{C}$ ; Reaktorscram wenn fünf Temperaturen gleichzeitig $100^\circ\text{C}$ überschreiten
Luftdurchsatz im Kühlkreislauf	D	Barton-Blende, pneumatischer Meßformer, pneumatischer Miniaturschreiber, pneumatisches Regelventil $V_R$	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram; Regelung des Luftdurchsatzes
Wasserdurchsatz im Wärmeaustauscher	$D_W$	Meßblende, pneumatischer Meßformer, pneumatischer Miniaturschreiber, pneumatisches Regelventil	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram
Lufteintrittstemperatur in den Konverter	$T_i$	Thermowiderstand, Miniaturschreiber	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram
Luftaustrittstemperatur aus dem Konverter	$T_o$	Thermowiderstand, Miniaturschreiber Thermometer: Temperaturfühler, Kapillarrohr, Thermostat, pneumatisches Ventil für Wasserdurchsatzregulierung	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram; Regelung des Wasserdurchsatzes
Luftunterdruck im Kühlkreislauf	P	Venturi, Druckdifferential, Meßskala	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram, Regelung des Unterdrucks
Wasseraustrittstemperatur aus dem Wärmeaustauscher	$T_W$	Thermowiderstand, Miniaturschreiber	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram
Spaltproduktivität der Kühlluft	$A_f$	Na-I-Kristall, Hochspannung, Verstärker, Einkanal, Ratemeter	Voralarm, Vollalarm, Konverterscram, Reaktorscram
Schneller Neutronenfluß	$\phi_f$	$U^{238}$ -Spaltkammer, Vorverstärker, Verstärker, Hochspannung, Schwellwert-Diskriminator, Ratemeter, Miniaturschreiber	

seits ermöglicht ein nach Gefahrengrad dosierter Eingriff des Sicherheitssystems das Abschalten des Konvertebetriebs oder den Reaktorscram, und paßt den Kühl- und Unterdruckkreislauf den jeweiligen Notverhältnissen an. Von einer detaillierten Beschreibung dieses Sicherheitssystems soll hier abgesehen werden. Wie aus Tabelle 2 hervorgeht, werden die charakteristischen Größen  $T_j$  (Plattentemperatur),  $D$  (Luftdurchsatz),  $D_W$  (Wasserdurchsatz),  $T_i$  (Lufteintrittstemperatur),  $T_o$  (Luftaustrittstemperatur),  $P$  (Luftunterdruck),  $A_f$  (Spaltproduktaktivität) als Auslösesignale benutzt. Je nach dem Maß der Abweichung von festgelegten Nominalwerten, lösen diese gemessene Größen einen Voralarm oder einen Vollalarm aus. Der Voralarm ermöglicht das Eingreifen des Operators der Anlage, so daß dieser durch eine manuelle Intervention wieder Normalverhältnisse schaffen kann. Bei Vollalarm fallen die hochgezogenen Boralvorhänge durch ihr Eigengewicht nach unten und unterbrechen den Konverterbetrieb. Eventuell setzen sich die beiden Bleiabschirmungen in Bewegung und umhüllen die Kühlkammer. Die Frontseiten der Bleiabschirmungen (der thermischen Säule gegenüber liegend) sind mit einer Boralplatte verkleidet. Sollte der Konverterscram ausbleiben z.B. wegen eines Blockierens der Boralvorhänge in den Führungsschienen, so wird der Reaktor automatisch abgeschaltet. Im Falle, daß 5 Brennstoffplatten-Temperaturen die  $100^\circ\text{C}$  - Grenze überschreiten, erfolgt ebenfalls ein Reaktorscram. Bei Spaltprodukt-Vollalarm setzt außerdem der Hauptventilator aus, und  $V_R$  wird komplett geöffnet. Durch ein gleichzeitiges Versagen des Absaugventilators E (z.B. durch Spannungsausfall) würde die Klappe  $V_A$  sich ganz schließen.

Das Ventil  $V_{S2}$  wird kurzgeschlossen, die Luft gelangt somit über das geöffnete Ventil  $V_{S4}$  zum Kolben der Klappe  $V_A$ , welche in ihrer normalen, fast geschlossenen Stellung bleibt: der Kaminsog vermag daher einen leichten Unterdruck zu erzeugen; gleichzeitig wird eine Luftzirkulation ermöglicht.



- A. Bestrahlungstunnel
- B. Toleranzluftspalt.
- C. Absatz.
- D. Transversale Tür.

Abbildung 15

DURCHSTROMEN VON NEUTRONEN UND PHOTONEN DURCH  
LUFTSPALTE

Andererseits verhindern elektrische Verriegelungs-Schaltungen eine falsche Bedienung der Anlage. So ist ein gleichzeitiges Öffnen der beiden Schleusentüren bei voller Konverterleistung absolut ausgeschlossen. Bei geöffneter Bestrahlungskammer befinden sich die elektromagnetischen Kupplungen der Boralvorhänge in ausgeschaltetem Zustand: der Konverter kann nicht auf Leistung gebracht werden. Der Gefahr eines versehentlichen Öffnens der motorgetriebenen Konverterbleibabschirmungen, während der Inspektionsarbeiten in der Schleusenkammer, wurde ebenfalls vorgebeugt.

Was den Strahlenschutz anbelangt, so sind sämtliche Rohrleitungen in den Betonwänden der Bestrahlungskammer wenigstens einmal abgestuft, um ein direktes Durchströmen von Neutronen und Gammastrahlung durch diese Hohlräume zu vermeiden. Der Toleranzluftspalt zwischen der zweiteiligen transversalen Tür und den Mauern des Bestrahlungstunnels wurde möglichst reduziert ( $< 1$  cm), um bei leerer Bestrahlungskammer und voller Konverterleistung ein Durchströmen von gestreuter Strahlung zu vermeiden (Fig. 15).

#### 2.2.7 Spannungszufuhr, Kontrollpult, Signalisation

Die elektrischen Apparate des Bestrahlungskomplexes sind teils an ein Normalnetz, teils an ein Notnetz angeschlossen.

In normalen Verhältnissen werden beide vom öffentlichen Netz gespeist (3 Phasen, 380 V); fällt dieses jedoch aus, so fehlt die Spannung zunächst auf beiden Linien; das Normalnetz bleibt ohne Spannung, solange das öffentliche Hauptnetz unterbrochen ist; das Notstromnetz bleibt circa 10-12 Sekunden abgeschaltet, bis die Dieselmotoren des Notstromaggregates angelaufen sind. Von der Normalspannung abhängig sind die beiden Hauptventilatoren, mit den zugehörigen Kommandoschaltungen (Fernschalter) und Verriegelungen (Relais), sowie alle elektronischen Apparaturen (Spaltprodukt monitor, Spaltkammer). Sämtliche anderen Organe hängen an der Notstromlinie.

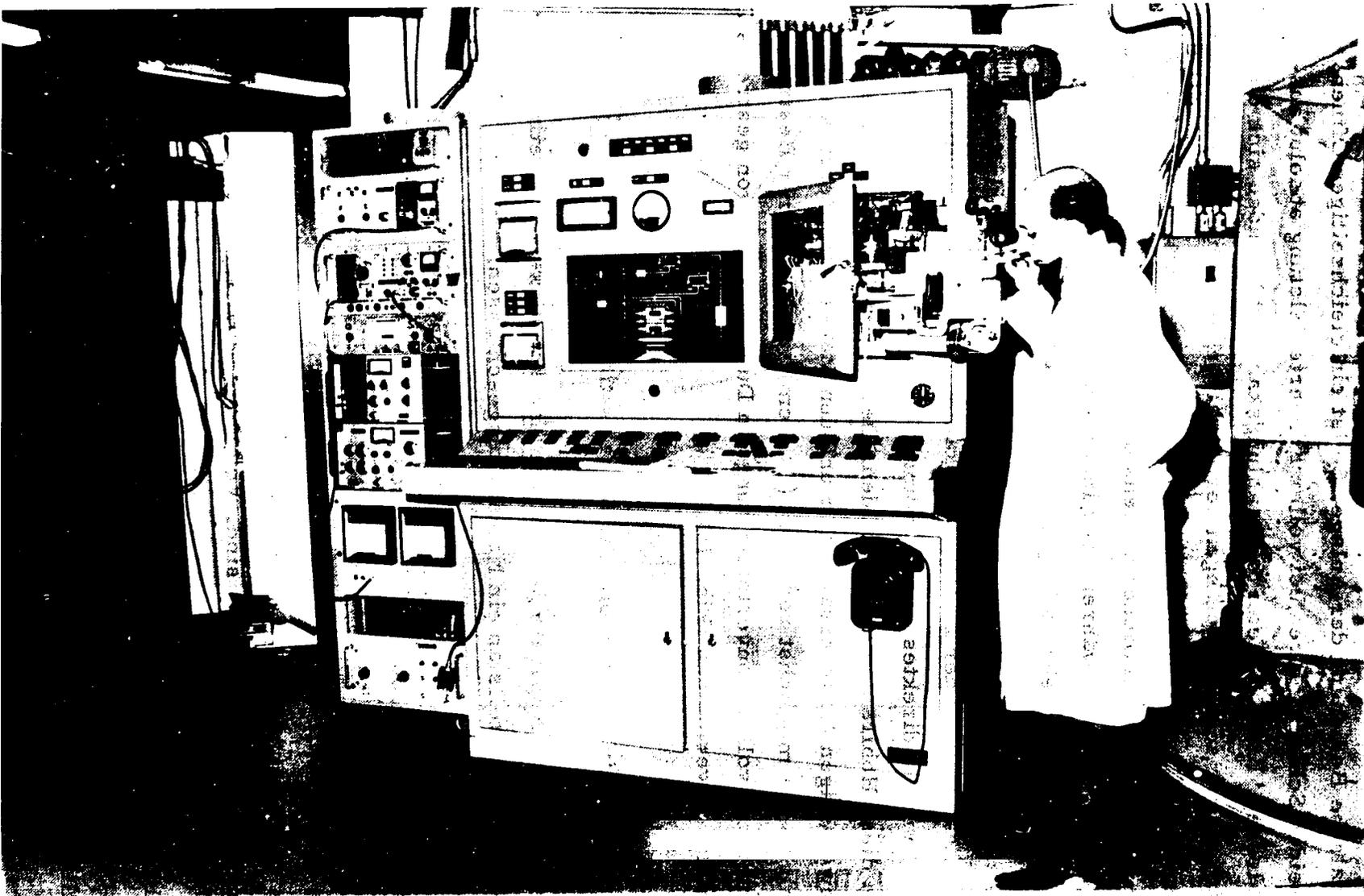


Abbildung 16 : Kontrollpunkt der EURACOS-Anlage.

Das Kontroll- und Schaltpult enthält die Spannungsumformer (Fig. 16), die Kommando-Fernschalter, die Drucktasten, die Signalisationslampen, die Meßapparate, die Registratoren, die Relais und die Verriegelungsschaltungen, die Druckregler, die Sicherungen, den Spannungsumformer und Gleichrichter für die Erregerspannung der Boralvorhänge usw.

Jede gemessene Größe wird durch 3 Signalisationslampen gekennzeichnet: grün entspricht dem normalen Zustand, gelb signalisiert den Voralarm, rot den Vollalarm.

Ein synoptisches Schema gibt jederzeit über den augenblicklichen Zustand der Bestrahlungsanlage Auskunft: so sind z.B. die Stellung der Klappen, die Position der Boralvorhänge, die Stellung der Bleiabschirmungen, das Funktionieren der Ventilatoren durch beleuchtete Symbole markiert. Desgleichen klären Leuchtsignale innerhalb der durchsichtigen Drucktasten über den Zustand oder die Position des zu betätigenden Organs auf.

#### 2.2.8 Meßstand für die aktivierten Sonden

Die Flussverteilungen der schnellen, epithermischen und thermischen Neutronen innerhalb des Versuchsaufbaues werden mit Hilfe von Aktivierungssonden gemessen. Diese bestehen wie üblich aus dünnen Folien (1/10 mm - 2 mm) mit einem Durchmesser von 0,5 cm - 2 cm. Nach der Bestrahlung werden die Sonden in einem Meßstand ausgezählt. Für jene Detektoren die ausschließlich  $\beta$ -Strahlen emittieren (z.B. S32), stehen drei Geiger-Müller-Zähler zur Verfügung sowie ein Methan-Durchflusszähler mit niedrigem Untergrund, der vorwiegend bei schwach aktivierten Sonden eingesetzt wird. Im Falle von  $\beta$  -  $\gamma$  Sonden (z.B. Au<sup>198</sup>), wird ein  $\beta$  -  $\gamma$  Koinzidenzgerät zur Bestimmung der Absolutaktivität verwandt, das einen NaJ- und einen kleinen Plastikszintillator als Sensoren enthält. Für Gammastrahler schließlich (Fe<sup>56</sup>, Fe<sup>54</sup>, Al<sup>27</sup>(n,p), Ni<sup>58</sup>, U<sup>238</sup> etc.) kommt ein

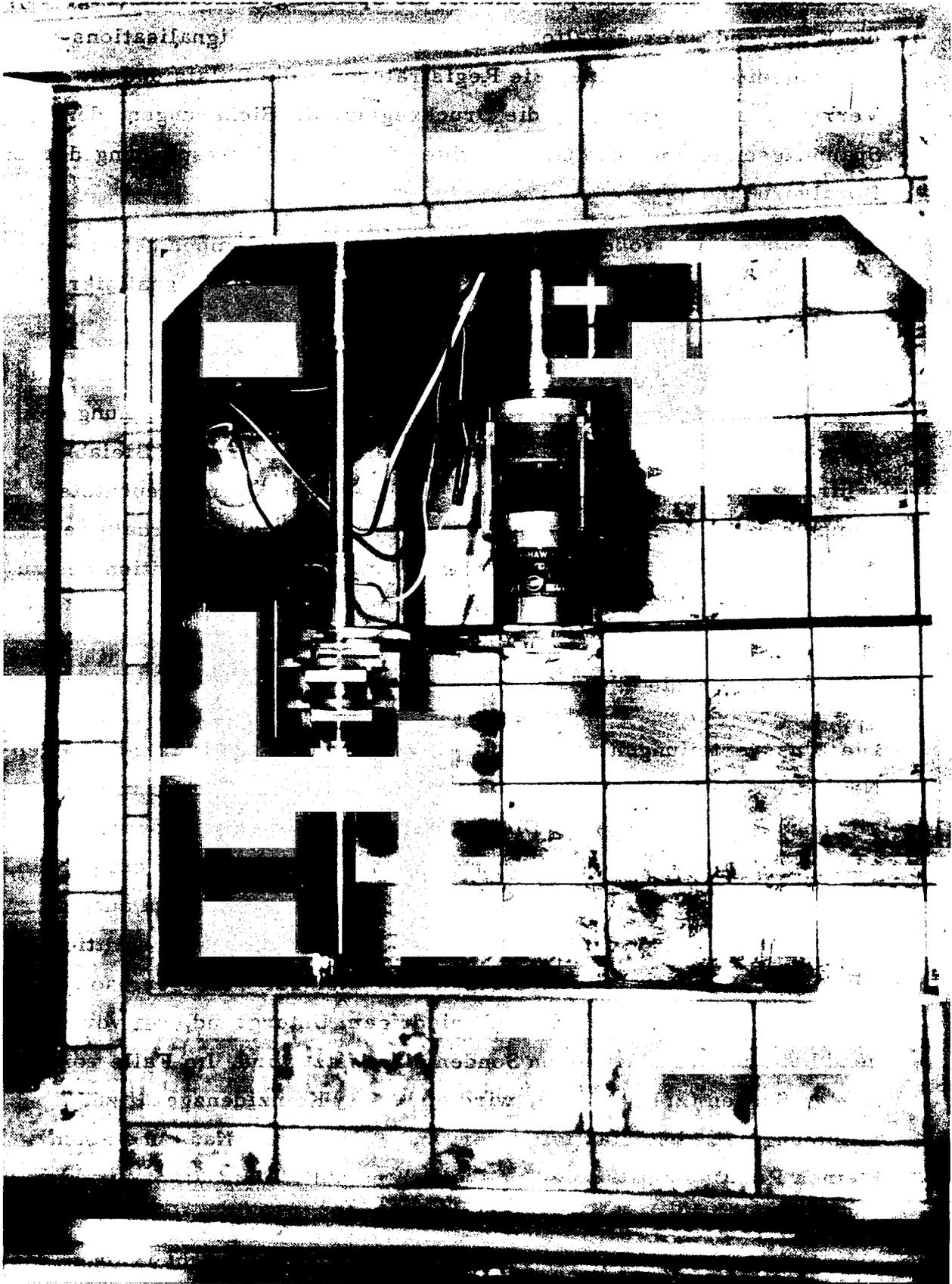


Abbildung 17 : Geeichtes Na-I Kristall für Absolutmessungen.

geeichter NaJ-Kristall (3'x3') für Absolutmessungen zum Einsatz, welcher durch ein Bleikastell gegen äußere Strahlenquellen abgeschirmt ist (Fig. 17). Für die Gammadosismessungen werden Thermolumiszenzsonden gebraucht.

### 3. Berechnung der Anlage

In der Folge wird über die Berechnung der Hauptkomponenten der Bestrahlungsanlage EURACOS berichtet, mit der Beschränkung, daß dieser Paragraph sich im wesentlichen auf eine kurze Darlegung der Verfahren und auf die erzielten Resultate konzentriert. Für eine detaillierte Behandlung der verschiedenen weitläufigen Rechnungen wird jeweils auf einen entsprechenden Anhang verwiesen.

#### 3.1 Auslegung der Konverterplatte

##### 3.1.1 Berechnung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte

Die Legierung der Konverterplatte besteht aus 17,5 Gewichtsprozenten von 90 prozentig angereichertem Uran, und 82,5 Prozent Aluminium. Die gemessene Dichte der Legierung beträgt 3,18 gr/cm<sup>3</sup>. Bezeichnet man mit  $a_U$  und  $a_{Al}$  jeweils die Massenanteile pro Gramm Legierung vom Uran und vom Aluminium, so betragen die entsprechenden Volumenverhältnisse

$$\alpha_U = \rho_{Leg} \cdot \frac{a_U}{\rho_U} = 3,18 \cdot \frac{0,175}{18,9} = 0,0297$$

$$\alpha_{Al} = \rho_{Leg} \cdot \frac{a_{Al}}{\rho_{Al}} = 3,18 \cdot \frac{0,825}{2,7} = 0,9715$$

Die mikroskopischen thermischen Wirkungsquerschnitte für  $U^{235}$ ,  $Al^{27}$  und  $U^{238}$  sind in Tabelle 3 zusammengefaßt (4). Es handelt

sich dabei um effektive, über eine Maxwell-Verteilung gemittelte Querschnitte. Für die Fälle, in den der Querschnitt vom  $1/v$ -Verlauf abweicht, wurde mit einem Korrekturfaktor  $f$  multipliziert.

Tabelle 3

Isotop	f	(barn) $\bar{\sigma}$ tot	(barn) $\bar{\sigma}$ fiss	$\bar{\sigma}$ a (barn)	$\sigma$ s (barn)
U <sup>235</sup>	0,981	614 ± 9	505 ± 8	604 ± 9	10 ± 2
Al	1	1,604 ± 0,1		0,204 ± 0,02	1,4 ± 0,1
U <sup>238</sup>		2,42 ± 0,03		2,42 ± 0,03	

Ganz allgemein gilt für den makroskopischen Wirkungsquerschnitt eines Isotopes  $i$

$$\sum_i (\text{cm}^{-1}) = \frac{L \cdot \rho \cdot \alpha \cdot \sigma_i \cdot \beta_i}{A_i}$$

dabei ist

- L die Loschmidtsche Zahl  $6,02 \cdot 10^{23}$  Atome/Grammaton
- $\rho$  die Dichte des Elementes [ gr/cm<sup>3</sup> ]
- $\alpha$  der Volumenanteil des entsprechenden Elementes
- $\sigma_i$  der mikroskopische Wirkungsquerschnitt des Isotopes  $i$  (cm<sup>2</sup>)
- $A_i$  die Atommasse des Isotopes
- $\beta_i$  die Häufigkeit des Isotopes  $i$  im Element

Der resultierende makroskopische Wirkungsquerschnitt der Legierung ist demnach:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{Leg}} [\text{cm}^{-1}] &= L \left\{ \frac{\rho_U \cdot \alpha_U \cdot \sigma_U^{235} \cdot 0,9}{A_U^{235}} + \frac{\rho_U \cdot \alpha_U \cdot \sigma_U^{238} \cdot 0,1}{A_U^{238}} + \frac{\rho_{Al} \cdot \alpha_{Al} \cdot \sigma_{Al}}{A_{Al}} \right\} \\ &= 0,6023 \left\{ 2,13 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_U^{235} + 2,34 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_U^{238} + 9,715 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_{Al} \right\} \end{aligned}$$

Tabelle 4 enthält die berechneten makroskopischen Wirkungsquerschnitte

Tabelle 4

$\Sigma_{\text{Leg}}^{\text{tot}} (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{\text{Leg}}^{\text{fiss}} (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{\text{Leg}}^a (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{\text{Leg}}^S (\text{cm}^{-1})$
0,882	0,649	0,788	0,095

### 3.1.2 Einfallender thermischer Neutronenfluss

Wie schon vorher angedeutet, wurde die thermische Säule des Reaktors Ispra I zum Teile abmontiert, so daß sie einen kastenförmigen Hohlraum von circa 1 m Länge und 36 cm Höhe und Breite enthält (Fig. 18). Eine Berechnung des thermischen Flusses längs der Kanalachse erwies sich als äußerst schwierig und unsicher. Die Anwendung eines zwei-

Abbildung 18: Geometrische Anordnung der thermischen Säule.

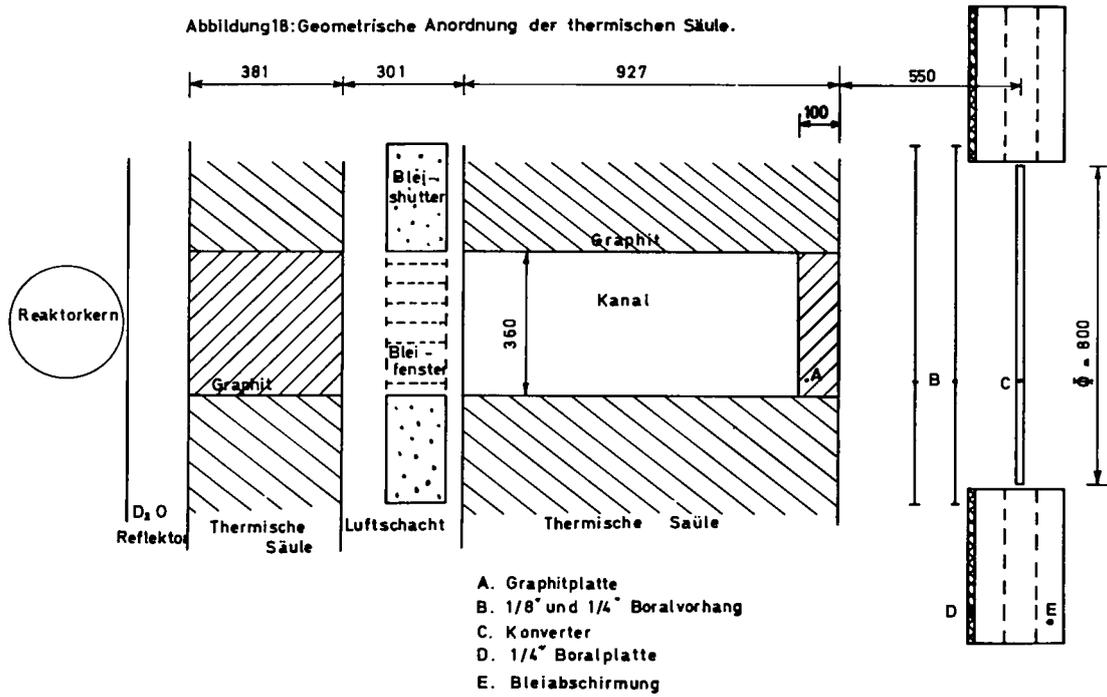
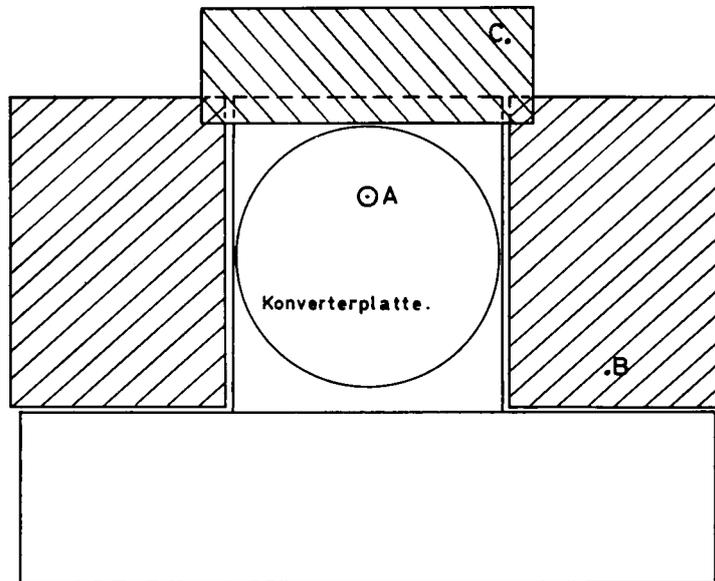


Abbildung 19

FRONTANSICHT DES KONVERTERS



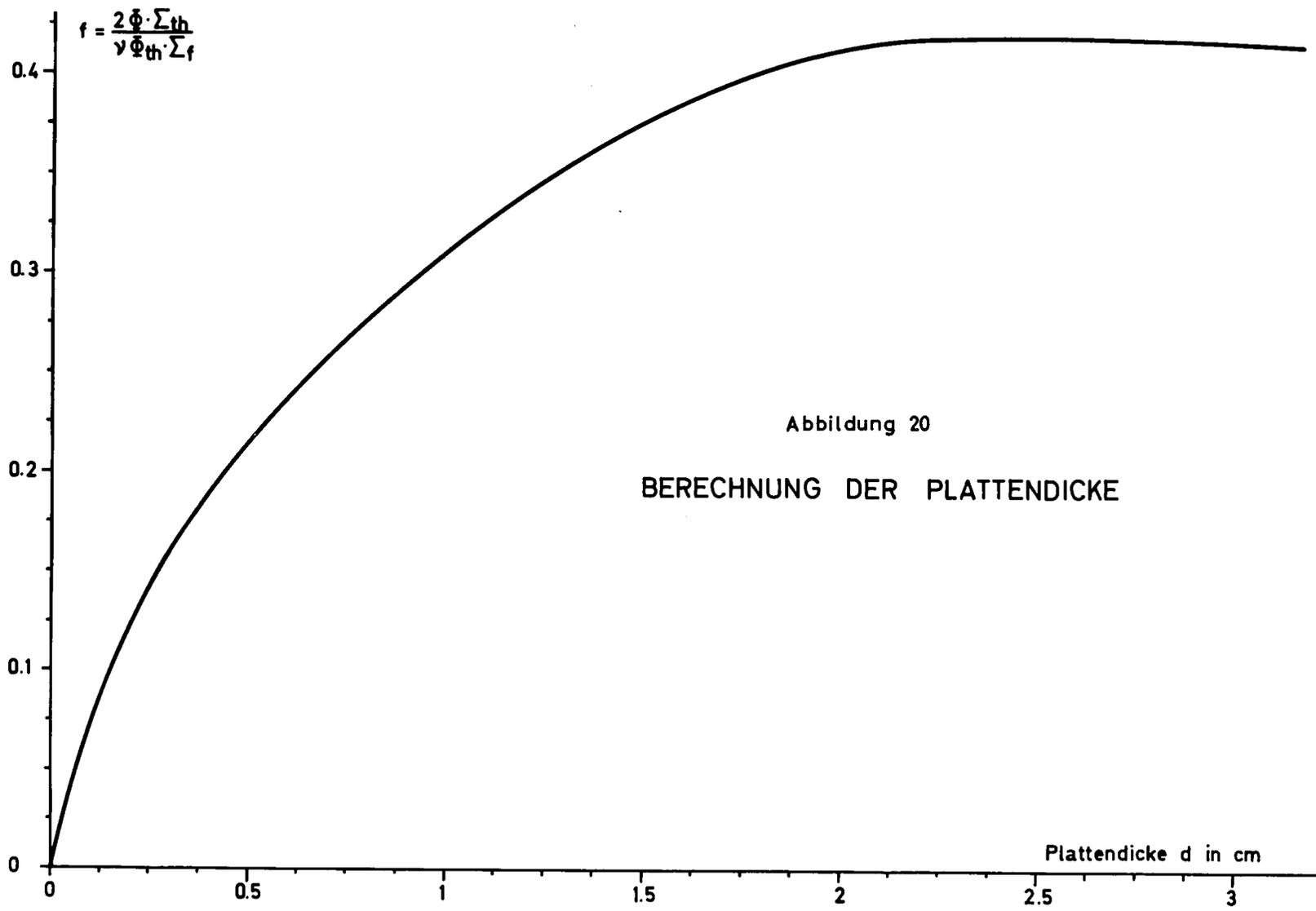
- A. Einfallende thermische Neutronen.
- B.  $\frac{1}{4}''$  Boraplatte (auf die Vorderfront der Bleiabschirmungen befestigt)
- C.  $\frac{1}{4}''$  und  $\frac{1}{8}''$  Boralshutter

dimensionalen Neutronentransportprogrammes lieferte nämlich unannehmbare Resultate. Der Grund hierfür mag wohl in der sehr ausgeprägten Anisotropie des Neutronenflusses längs des Kanals liegen, die erfahrungsgemäß nur angenähert beschrieben werden kann. Für die Bestimmung der Größenordnung des thermischen Flusses lag es daher nahe, im Rahmen der vorbereitenden Arbeiten und Versuche (5, 1) einige Flussmessungen durchzuführen. Die Resultate dieser Messungen sind in den Figuren (37, 38) dargestellt, während Tabelle 13 Auskunft über die geometrischen Verhältnisse der thermischen Säule liefert. Eine detaillierte Diskussion der Meßresultate wird im Abschnitt 5.1 gebracht. Die Kurve 4 entspricht der definitiven Konfiguration: leerer Luftkanal, geschlossener Blei-Shutter mit offenem Bleifenster, 10 cm dicke Graphit-Verteilerplatte (zur Abflachung der radialen Fluss-Verteilung). In 60 cm Entfernung von der thermischen Säule beträgt der thermische Fluss auf der Konverterachse  $2,8 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ . Dieser Flusswert stellt jedoch eine Überschätzung dar, da die hochgezogenen Boralvorhänge sowie die an den Bleiabschirmungen befestigten Boralplatten eine thermische Flussdepression in der Nähe des Konverters hervorrufen (Fig.19). Mit Hilfe eines elementaren Rechenverfahrens läßt sich übrigens zeigen, daß der einfallende thermische Fluss circa  $1,4 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  beträgt (Anhang 1). Für die Auslegung des Projektes wird mit einem thermischen Fluss von  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  gerechnet.

### 3.1.3 Bestimmung der Plattendicke

Der schnelle Neutronenfluss auf der Konverterachse, am Anfang des Versuchswagens wird in Anhang 3 berechnet.

Der analytische Ausdruck dieses Flusses lautet (Formel 7 aus Anhang 3)



$$f = \frac{2\Phi \cdot \Sigma_{th}}{\nu \Phi_{th} \cdot \Sigma_f}$$

Abbildung 20  
 BERECHNUNG DER PLATTENDICKE

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2 \Sigma_{th}} \left\{ E_1(\Sigma_r^{Al} \cdot b + \Sigma_r^{UA1} \cdot t) - E_1[(\Sigma_r^{Al} \cdot b + \Sigma_r^{UA1} \cdot t)q] \right. \\ & + e^{-\frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{UA1}}} \cdot (\Sigma_r^{Al} \cdot b + \Sigma_r^{UA1} \cdot t) \left[ E_1(\Sigma_r^{Al} \cdot b + \Sigma_r^{UA1} \cdot t) \left(1 - \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_r}\right) - E_1 \left\langle (\Sigma_r^{Al} \cdot b + \Sigma_r^{UA1} \cdot t) \cdot \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \times \left(1 - \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{UA1} \cdot q}\right) q \right\rangle \right] \\ & - e^{-\frac{\Sigma_{th} \cdot t}{\Sigma_{UA1}}} \cdot \left[ E_1(\Sigma_r^{Al} \cdot b) - E_1 \left\langle (\Sigma_r^{Al} \cdot b) q \right\rangle \right] \\ & \left. + e^{-\frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{UA1}} \cdot \Sigma_r^{Al} \cdot b} \cdot \left[ E_1 \left\langle (\Sigma_r^{Al} \cdot b) \left(1 - \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{UA1}}\right) \right\rangle - E_1 \left\langle (\Sigma_r^{Al} \cdot b) \left(1 - \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{UA1} \cdot q}\right) q \right\rangle \right] \right\} \\ \text{mit } q = & \frac{\sqrt{R^2 + (A - t/2)^2}}{A - t/2} \quad \text{und } A = t + a + b + c \end{aligned}$$

dabei ist

- b die Dicke der Kühlkammerwand
- t die Scheibendicke
- a der Abstand von der Kühlkammerwand
- c die Dicke des Luftspaltes zwischen Kühlkammerwand und Konverterscheibe

Die in der Formel auftretenden thermischen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 4 des Abschnittes 3.1.1 enthalten. Die effektiven Wirkungsquerschnitte  $\Sigma_r^{UA1}$  und  $\Sigma_r^{Al}$  sind über das Spaltpektrum gemittelt und sind experimentelle Werte. (8)

Die numerische Auswertung der Funktion  $\frac{2\phi \cdot \Sigma_{th}}{v \cdot \Sigma_f \cdot \phi_{th}}$  in Abhängigkeit von der Plattendicke t (Fig. 20) zeigt, daß der gewählte Wert von 18,3 mm nahe dem Sättigungsplateau liegt (circa 92 %), so daß eine weitere Zunahme der Dicke zwecklos wird.

### 3.1.4 Flussverteilung der schnellen Neutronen

#### Analytische Berechnung

Der schnelle Fluss in der Bestrahlungskammer wird durch die im Anhang 3 angeführten Formeln gegeben. Statt jedoch wie in der vorigen Rechnung t variieren zu lassen, wird jetzt a (und indirekt A) zur

Veränderlichen. Für große Werte von  $a$  ( $a \gg 45$  cm) läßt sich Formel (7) aus Anhang 3 vereinfachen; der Ausdruck  $q = \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A-t/2}$  im Argument des Exponentialintegrals vereinfacht sich dann zu  $q = 1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R}{A}\right)^2 = 1 + \delta$

dabei ist

- t die Scheibendicke
- b die Wanddicke der Kühlkammer
- c die Luftspaltdicke zwischen Kühlkammerwand und Konverterscheibe
- a der Abstand vom Aufpunkt zur Kühlkammerwand

$$A = t + a + b + c$$

$$\delta = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{A}\right)^2$$

Wenn zum Beispiel  $A = 150$  cm, so ist  $\frac{1}{2} \left(\frac{R}{A}\right)^2 \sim \frac{1}{2} \left(\frac{50}{150}\right)^2 = \frac{1}{18} = \delta$

Andererseits ist :

$$\int_{b+\delta \cdot b}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt - \int_b^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt = \int_{b+\delta \cdot b}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt + \int_{\infty}^b \frac{e^{-t}}{t} dt = \int_{b+\delta \cdot b}^b \frac{e^{-t}}{t} dt$$

$$\approx -\delta \cdot \frac{e^{-b}}{b} = -\delta \cdot e^{-b}$$

Für den Fluss gilt

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{\nu \Sigma_f \Phi_{th}}{2} \delta \left\{ \int_0^t e^{-\left[ \Sigma_r^{UA1} \cdot (t-x) + \Sigma_r^{A1} \cdot b \right]} e^{-\Sigma_{th} \cdot x} dx \right\} \\ &= \frac{\nu \Sigma_f \Phi_{th}}{4} \cdot \left(\frac{R}{A}\right)^2 \cdot e^{-\left[ \Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b \right]} \cdot \int_0^t e^{-x \cdot \left[ \Sigma_{th} - \Sigma_r^{UA1} \right]} dx \\ &= \frac{\nu \Sigma_f \Phi_{th}}{4} \cdot \frac{e^{-\left[ \Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b \right]}}{\Sigma_{th} - \Sigma_r^{UA1}} \left[ 1 - e^{-t \left( \Sigma_{th} - \Sigma_r^{UA1} \right)} \right] \left(\frac{R}{A}\right)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

Liegt der Aufpunkt P nahe an der Konverterplatte, so ist Formel (1) nicht mehr gültig. In diesem Falle kann jedoch die Quelle in guter Näherung als eine seitlich unendlich ausgedehnte Platte betrachtet werden; die entsprechenden Formeln sind bekannt (7) und werden hier nicht abgeleitet.

Die Auswertung der in Anhang 3 (Formeln 1, 2, 3, 7) und im Abschnitt 3.1.4 (Formel 2) aufgestellten Formeln zur Berechnung des schnellen Flusses geschah an Hand folgender numerischer Werte:

$$\begin{array}{ll}
 t & = 1,83 \text{ cm} & A = t+a+b+c = 5,83 + a \\
 \Sigma_r^{UA1} & = 0,082 \text{ cm}^{-1} & \Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b = 0,229 \\
 \Sigma_r^{A1} & = 0,079 \text{ cm}^{-1} & \Sigma_{th} - \Sigma_r^{UA1} = 0,706 \text{ cm}^{-1} \\
 b & = 1 \text{ cm} & (\Sigma_{th} - \Sigma_r^{UA1}) \cdot t = 1,29 \\
 c & = 3 \text{ cm} & \\
 \Sigma_{th} & = 0,788 \text{ cm}^{-1} & \Sigma_f = 0,649 \text{ cm}^{-1} \\
 \Phi_{th} & = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec} & 
 \end{array}$$

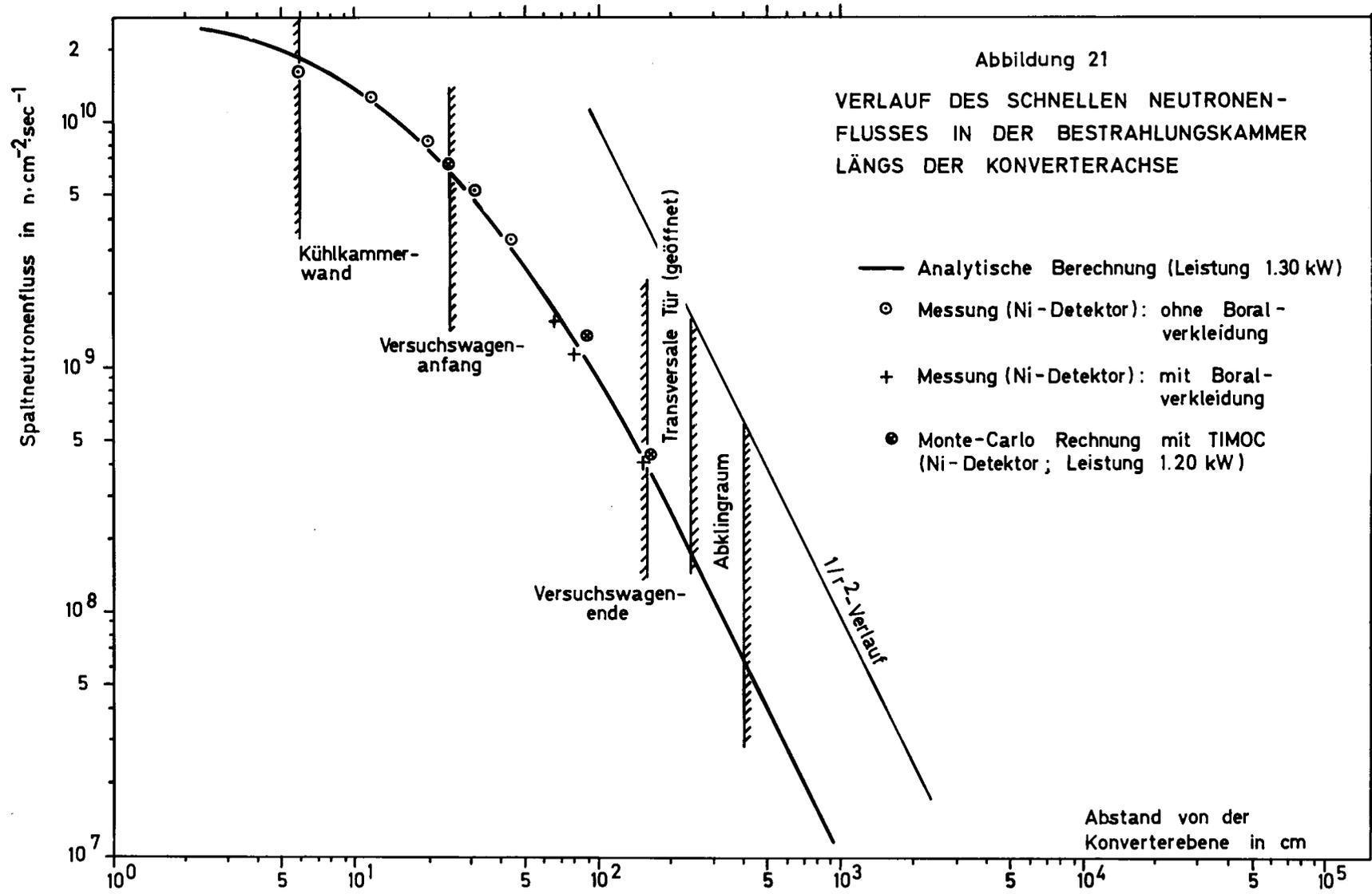
In den Formeln (4, 5) des Anhangs 3 kann es vorkommen, daß die in (7) graphisch dargestellten  $F_1$ -Funktionen außerhalb des Bereiches der Variablen liegt.

In diesem Falle wurde  $F_1$  neu berechnet nach der Formel (7)

$$F_1(t_1^a) = \frac{1}{a} \left\{ e^{at} E_1(t) - E_1 \left[ t(1-a) \right] - \ln(a-1) \right\}$$

Dieser Ausdruck ist gültig für  $a > 1$ . Die  $E_1$ -Funktionen mit negativem Argument sind ebenfalls in (7) angegeben.

Die Resultate sind in Fig. 21 dargestellt, welche auch den experimentell bestimmten Fluss enthält. Letzterer wurde von den Nickel-Detektor-Messungen abgeleitet (siehe 2, 2.8), indem die absoluten Aktivierungsraten durch den über ein Spaltspektrum gemittelten Aktivierungsquerschnitt durchdividiert wurden.



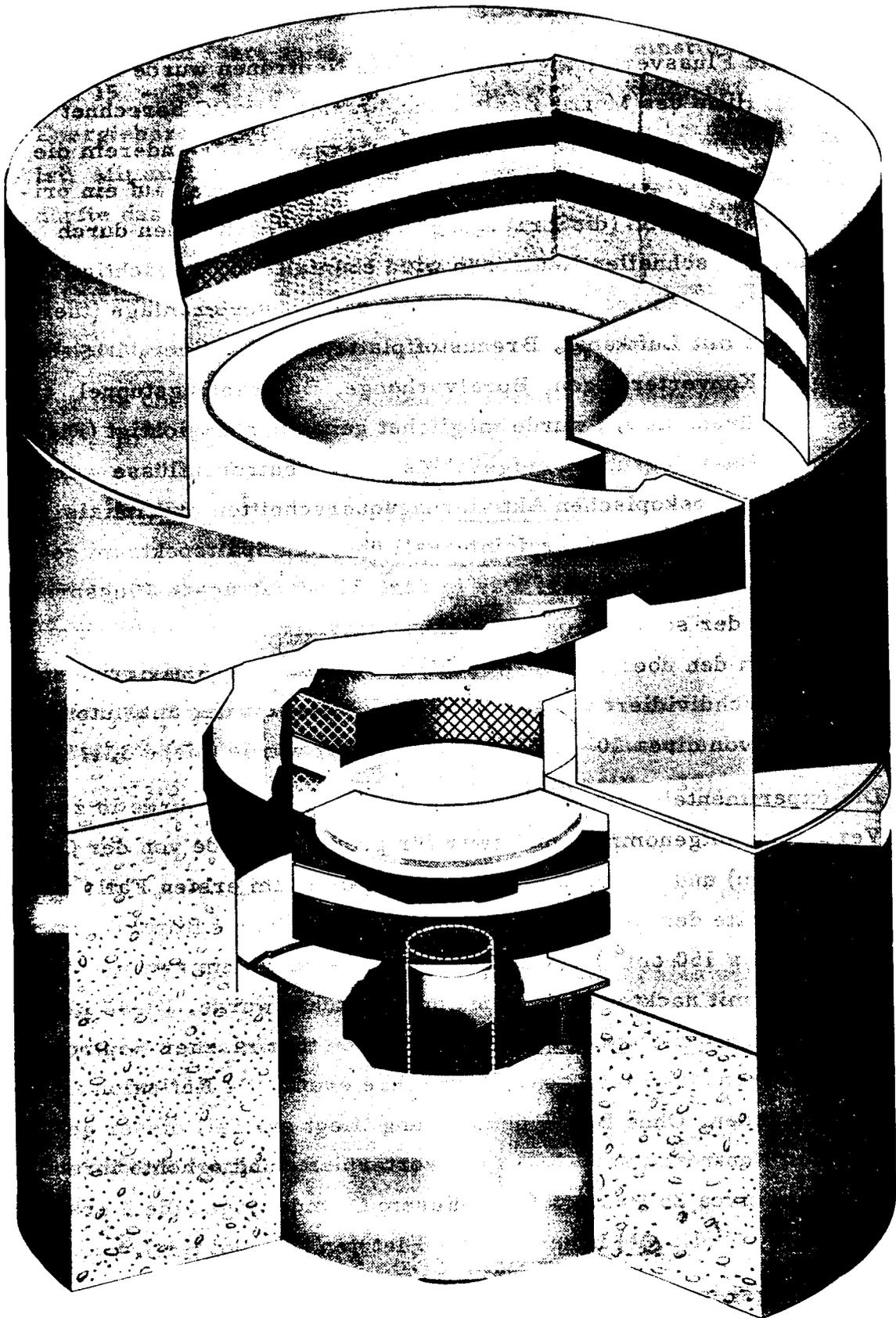


Abbildung 22 · Geometrische Konfiguration für die TIMOC-Rechnungen.

Berechnung nach der Monte-Carlo Methode.

Die axiale Flussverteilung der schnellen Neutronen wurde ebenfalls mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes TIMOC berechnet (10). (siehe Anhang 4). Dieses Programm berechnet unter anderem die orts- und energieabhängigen Neutronenflüsse, bezogen auf ein primäres Spaltneutron (die Erzeugung sekundärer Neutronen durch Spaltung mit schnellen Neutronen wird ebenfalls berücksichtigt). Die komplexe geometrische Anordnung der Konverteranlage (thermische Säule mit Luftkanal, Brennstoffplatte, Kühlkammer, Bleiabschirmungen, Konverterwagen, Boralvorhänge, Bestrahlungstunnel, transversale Türen, usw.) wurde möglichst genau berücksichtigt (Fig. 22). Die nach Energiegruppen aufgeschlüsselten Neutronenflüsse wurden mit den makroskopischen Aktivierungsquerschnitten multipliziert, welche im jeweiligen Energieintervall über ein Spaltspektrum gemittelt wurden (11), (12). Das in Fig. 21 aufgetragene Flussprofil entspricht der so berechneten Nickel-Aktivierungsrate, die einerseits durch den über den Spaltspektrum gemittelten Aktivierungsquerschnitt durchdividiert wurde und andererseits mit der absoluten Quellintensität von circa  $10^{14}$  n/sec multipliziert wurde (siehe 3.1.5).

Die experimentell bestimmte axiale Flussverteilung wurde in zwei Versuchen aufgenommen und zwar für große Abstände von der Quelle ( $z > 27$  cm) und kleine Abstände ( $z < 27$  cm). Im ersten Falle war die Stirnseite des leeren Konverterwagens mit einer Boralplatte ( $1/8''$ ,  $150 \times 150$  cm<sup>2</sup>) verkleidet, im Gegensatz zum zweiten Versuch, der mit nackter Stirnfläche durchgeführt wurde. Diese Boralabschirmung unterbindet das Durchströmen thermischer Neutronen in den leeren Bestrahlungsraum und ihre eventuelle Reflexion an den Tunnelwänden. Ohne Boralabschirmung fliegt ein Teil dieser gestreuten Neutronen zurück zur Konverterplatte und erhöhte ihre Leistung um circa 25 Prozent. Aus diesem Grunde liegen die 5 ersten Punkte (Symbol :  $\odot$ ) höher als die 3 letzten (Symbol : +).

Erwartungsgemäß ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und

Monte-Carlo-Rechnung recht gut. Auch der analytisch bestimmte Flussverlauf führt zu einer erstaunlichen Übereinstimmung ( $\sim 15 - 20 \%$ ), die dadurch erklärt werden kann, daß im hohen Energiebereich ( $E \gg 1\text{Mev}$ ) die Streukomponente vernachlässigbar ist. Mit anderen Worten, im hochenergetischen Energiebereich dürfte das Neutronenspektrum dem Spaltspektrum nahe sein.

### 3.1.5 Quellstärke, Leistung, Leistungsdichte des Konverters

Elementare Berechnung

Für die über das Quellvolumen gemittelte Leistung gilt (1 Wattsec =  $3,1 \cdot 10^{10}$  Spaltungen):

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{\phi_{th} \cdot \Sigma_f \int_0^d e^{-\Sigma_{th} x} dx \cdot \int_0^R 2\pi r f(r) dr}{3,1 \cdot 10^{10}} = \\ &= \frac{\phi_{th} \Sigma_f [1 - e^{-\Sigma_{th} d}] \cdot F}{\Sigma_{th} \cdot 3,1 \cdot 10^{10}} \text{ Watt} \end{aligned}$$

wobei  $d$  die Plattendicke und  $R$  der Quellradius ist;  $f(r)$  ist die radiale Verteilungsfunktion des einfallenden thermischen Flusses:  $f(0) = 1$ ;  $f(r)$  wurde experimentell bestimmt (Fig. 38).

$$F = \int_0^R 2\pi r f(r) dr = 4,354 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$$

Der daraus resultierende Formfaktor  $G$  beläuft sich auf

$$G = \frac{\int_0^R 2\pi r f(r) dr}{\pi R^2} = 0,85 = \frac{F}{\pi R^2}$$

Schließlich folgt für die mittlere Leistung:

$$\bar{P} = \frac{1,5 \cdot 10^{10} \cdot 0,649 \cdot 0,763 \cdot 4,354 \cdot 10^3}{3,1 \cdot 10^{10} \cdot 0,788} = 1,326 \cdot 10^3 \text{ Watt}$$

Die mittlere Leistungsdichte beträgt somit (pro Volumenelement)

$$\bar{p} = \frac{\bar{P}}{\pi R^2 \cdot d} = \frac{1326}{\pi \cdot 1600 \cdot 1,83} = 0,144 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3}$$

Der mittlere Wärmefluss  $\bar{Q}$  beläuft sich auf

$$\bar{Q} = \frac{\bar{P}}{2\pi R^2} = \frac{1326}{2\pi \cdot 1600} = 0,132 \text{ Watt/cm}^2$$

bei beidseitiger Wärmeabgabe.

Die Anzahl  $\bar{S}$  der ausgesandten Neutronen ist, mit  $\nu = 2,5$  n/spaltung

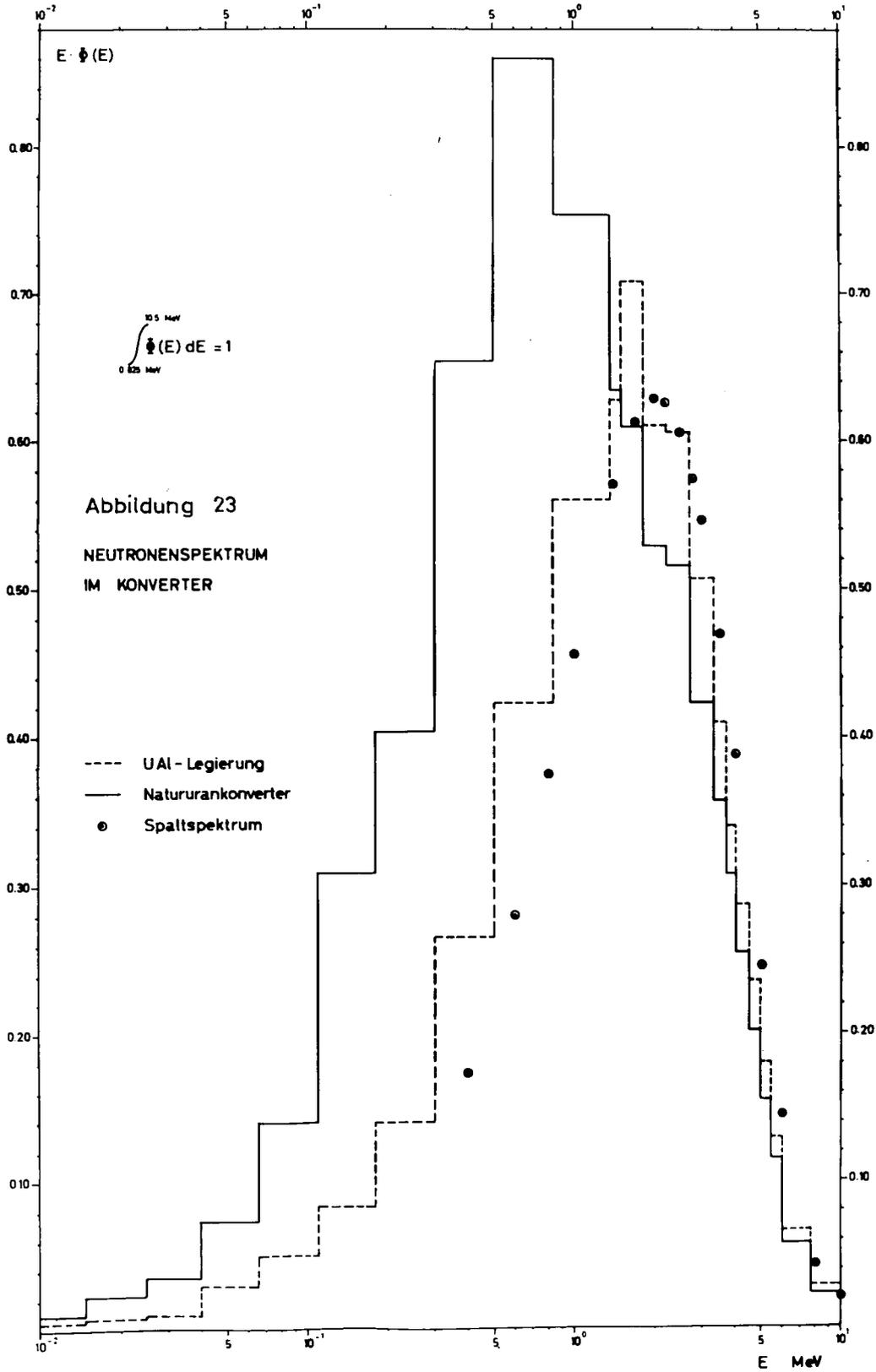
$$\bar{S} = 1,326 \cdot 10^3 \cdot 3,1 \cdot 10^{10} \cdot 2,5 = 1,03 \cdot 10^{14} \text{ n/sec}$$

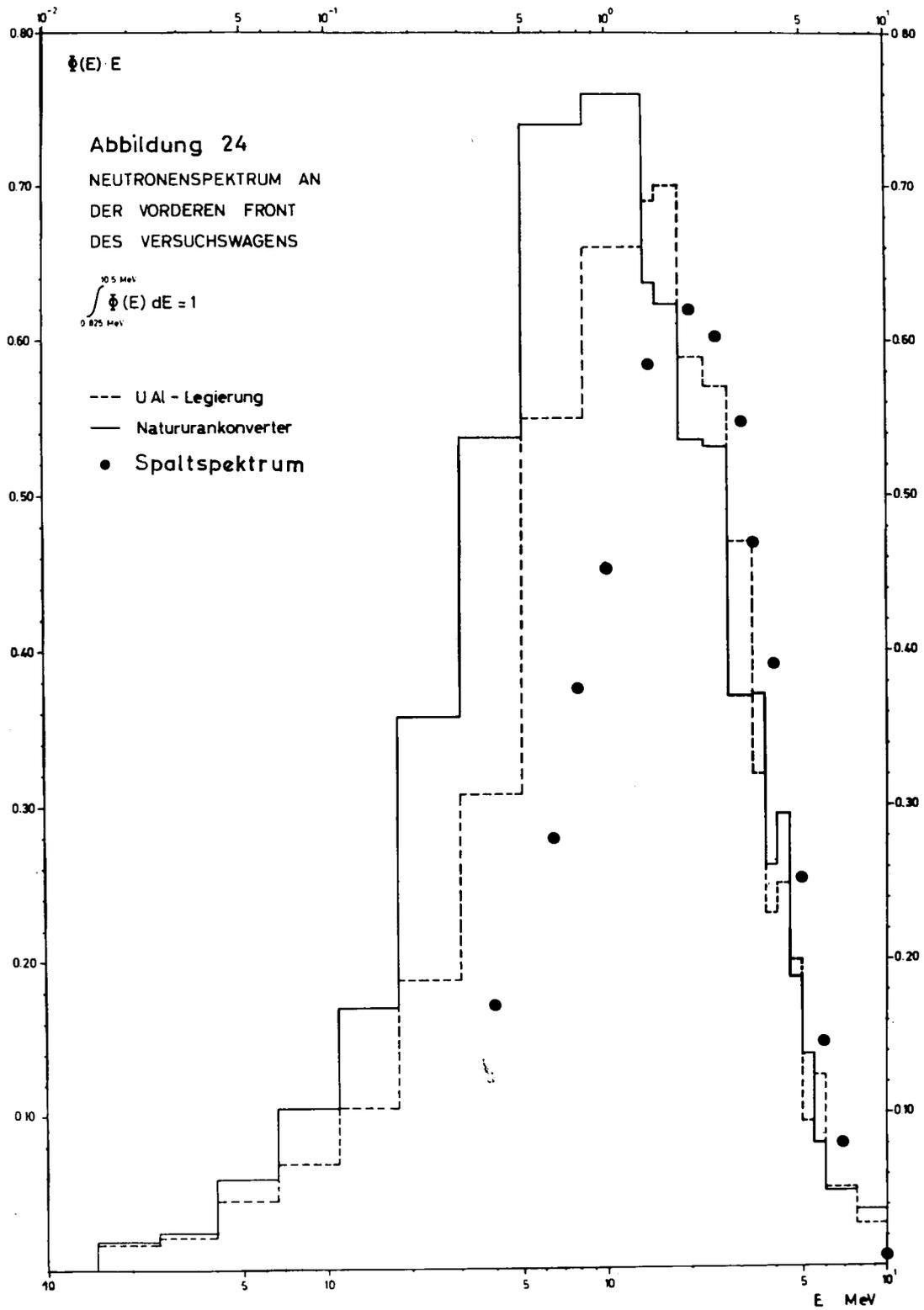
Die mittlere Quellstärke  $\bar{s}$  beläuft sich auf

$$\bar{s} = \frac{1,03 \cdot 10^{14}}{3,14 \cdot 1600 \cdot 1,83} = 1,12 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^3 \cdot \text{sec}$$

Monte-Carlo-Berechnung.

Von den energieabhängigen TIMOC-Neutronenflüssen wurden nach Multiplikation mit den über ein Spaltspektrum gemittelten Aktivierungsquerschnitten (in den jeweiligen Energiegruppen) die relativen Aktivierungsraten für folgende Schwellwertdetektoren abgeleitet:  $\text{In}^{115}(\text{n}, \text{n}')$ ,  $\text{In}^{115*}$ ,  $\text{U}^{238}(\text{n}, \text{f})$ ,  $\text{Ni}^{58}(\text{n}, \text{p})$ ,  $\text{Co}^{58}$ ,  $\text{Fe}^{54}(\text{n}, \text{p})$ ,  $\text{Mn}^{54}$ ,  $\text{Fe}^{56}(\text{n}, \text{p})$ ,  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Al}^{27}(\text{n}, \alpha)$ ,  $\text{Na}^{24}$ . Daraufhin wurde das Verhältnis zwischen den absoluten gemessenen Aktivitäten und den relativen Monte-Carlo-Aktivitäten gebildet; da letztere auf ein Spaltneutron bezogen sind, stellt das Verhältnis die absolute Quellintensität des Konverters dar. Das mittlere Verhältnis beläuft sich auf  $9,2 \cdot 10^{13} \pm 0,9 \cdot 10^{13} \text{ n/sec}$ . Dies entspricht einer mittleren Leistung von  $1,2 \pm 0,12 \text{ KW}$ ; dieser Wert stimmt gut mit den 1,3 KW überein, die an Hand der analytischen Berechnung gewonnen wurde.





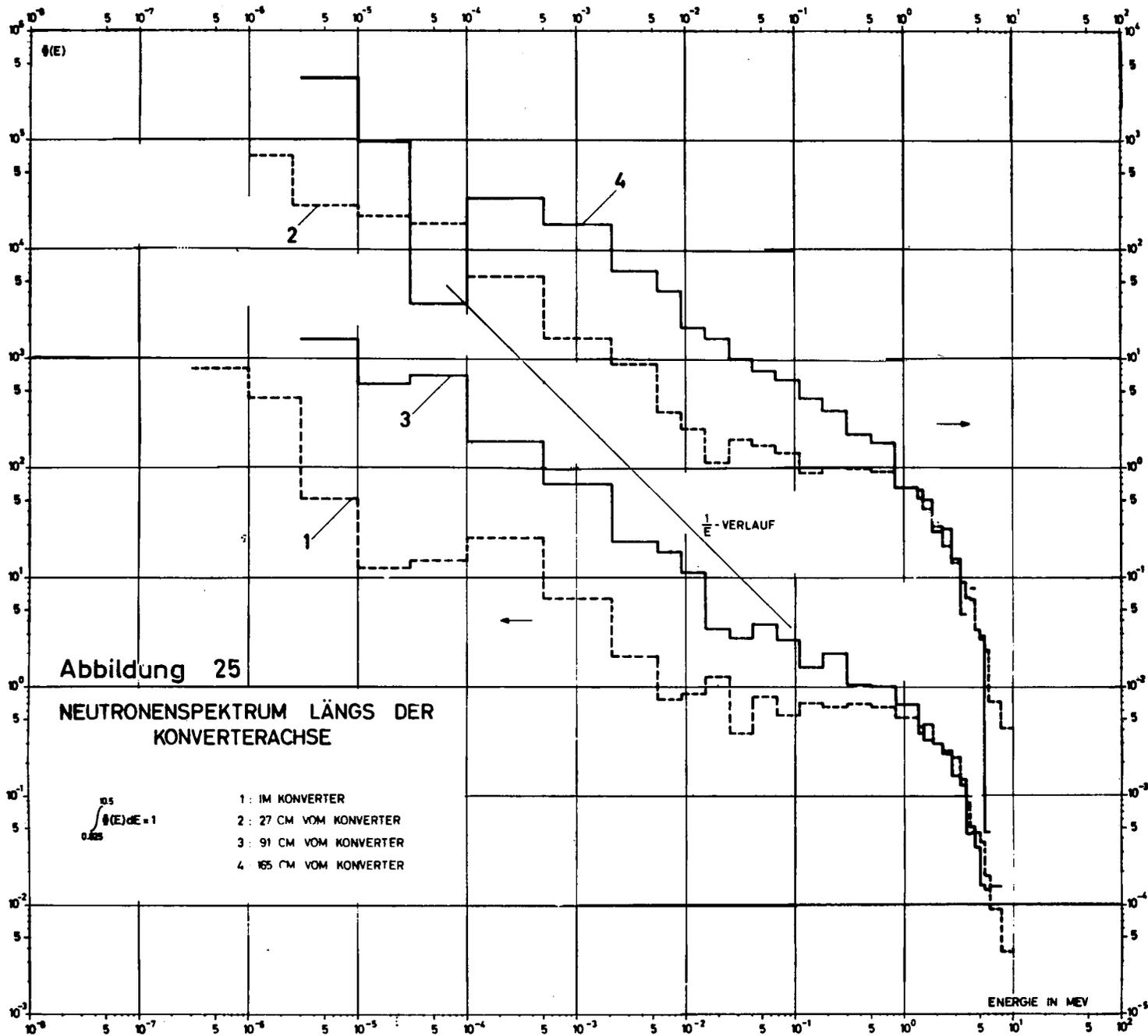
### 3.1.6 Das Neutronenspektrum des Konverters

Ziel der folgenden Monte-Carlo-Berechnungen war es, eine Gegenüberstellung des EURACOS-Spektrums mit dem Spektrum eines Natururan-konverters (vom Typ Naiade oder Etna) zu ermöglichen. Aus diesem Grunde wurden mit dem Monte-Carlo-Programm TIMOC die energie- und ortsabhängigen Neutronenflüsse für die Konverteranlage EURACOS berechnet und zwar einmal mit einer Brennstoffplatte bestehend aus 17,5 Gewichtsprozenten von 90 prozentig angereichertem Uran und 82,5 Prozent Aluminium, und dann mit einer Natururanscheibe gleicher Ausmaße. Die Spektren wurden in der Brennstoffscheibe und am Anfang des Versuchswagens ( $z = 27$  cm) bestimmt. Für beide Fälle sind je 400.000 Neutronen durchgespielt worden (circa 30 Stunden Rechenzeit je Quelle, auf der Rechenmaschine IBM-7090). Die Figuren 23 und 24 zeigen die berechneten normierten Spektren (in der Darstellung  $E \cdot \Phi(E)$ , die einen besseren Vergleich ermöglicht). Aus beiden Figuren ist das härtere Spektrum des EURACOS-Konverters klar ersichtlich: unterhalb von 1,5 - 2 Mev besitzt das Natururanspektrum wesentlich mehr Neutronen als im Falle der Legierung; oberhalb dieser Energien liegt die Energieverteilung im Mittel unter derjenigen der Legierung. Der Aufbau an niederenergetischen Neutronen im Falle des Natururan-konverters ist vor allem durch die stärkere inelastische Streuung im Natururan bedingt. Das EURACOS-Spektrum hingegen liegt dem Spalt-spektrum näher (siehe Fig. 23).

In den Rechnungen dieden Figuren 23 und 24 zugrunde liegen, wurde als Material der Tunnelwände Wasser eingesetzt.

Zwei weitere Rechnungen wurden durchgeführt, und zwar mit einer Materialzusammensetzung der Tunnelwände, die jener des Betons so weit wie möglich entspricht (insofern die Wirkungsquerschnitte in der Timoc-library vorhanden waren).

Der energieabhängige Neutronenfluss wurde in verschiedenen Abständen vom Konverter bestimmt. (Diese Rechnungen dienten auch zur Bestimmung der Aktivierungsraten der Schwellwertsonden; siehe 3.1.4 und 3.1.5). Da auch der niederenergetische Teil des Spektrums unter-



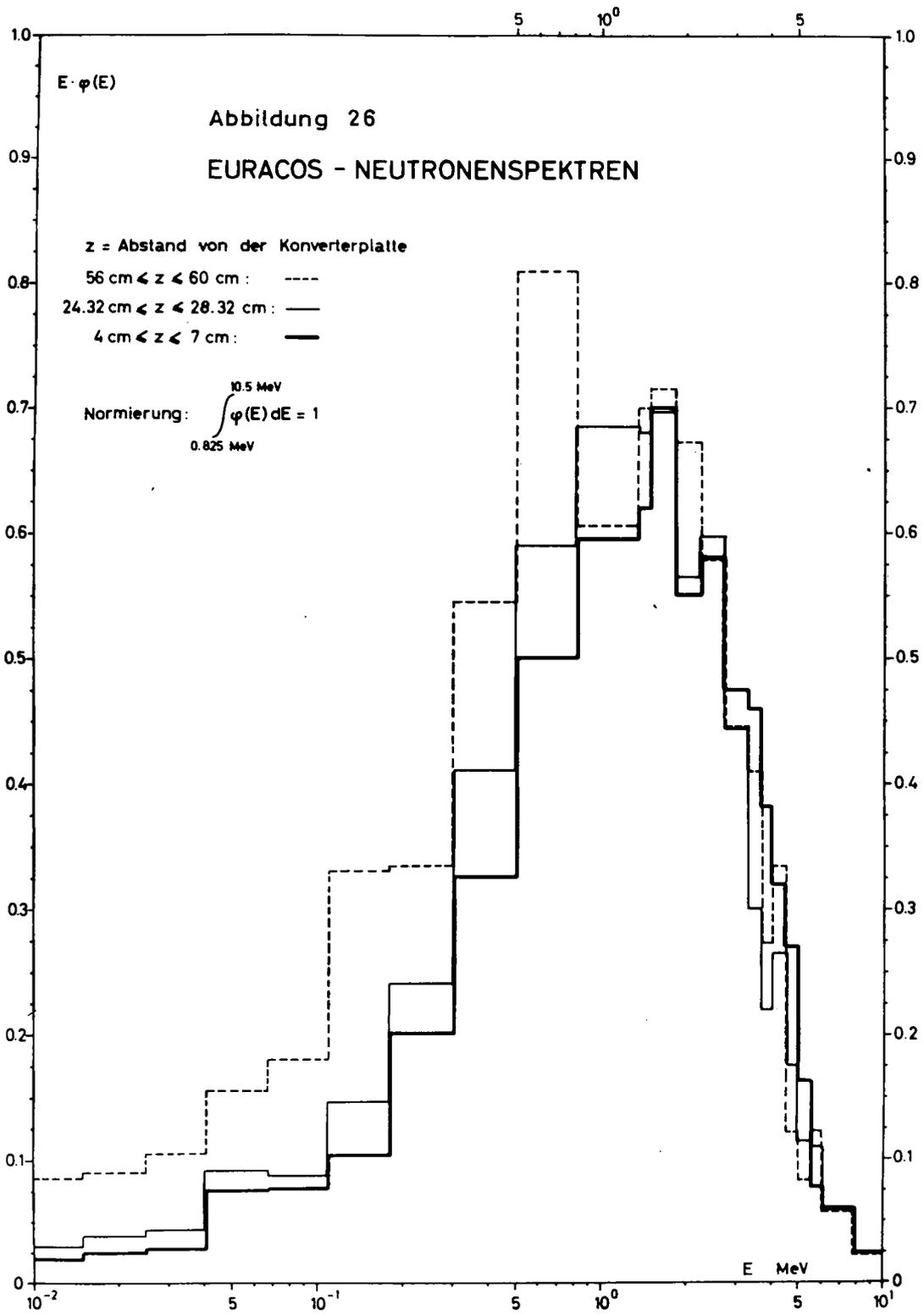
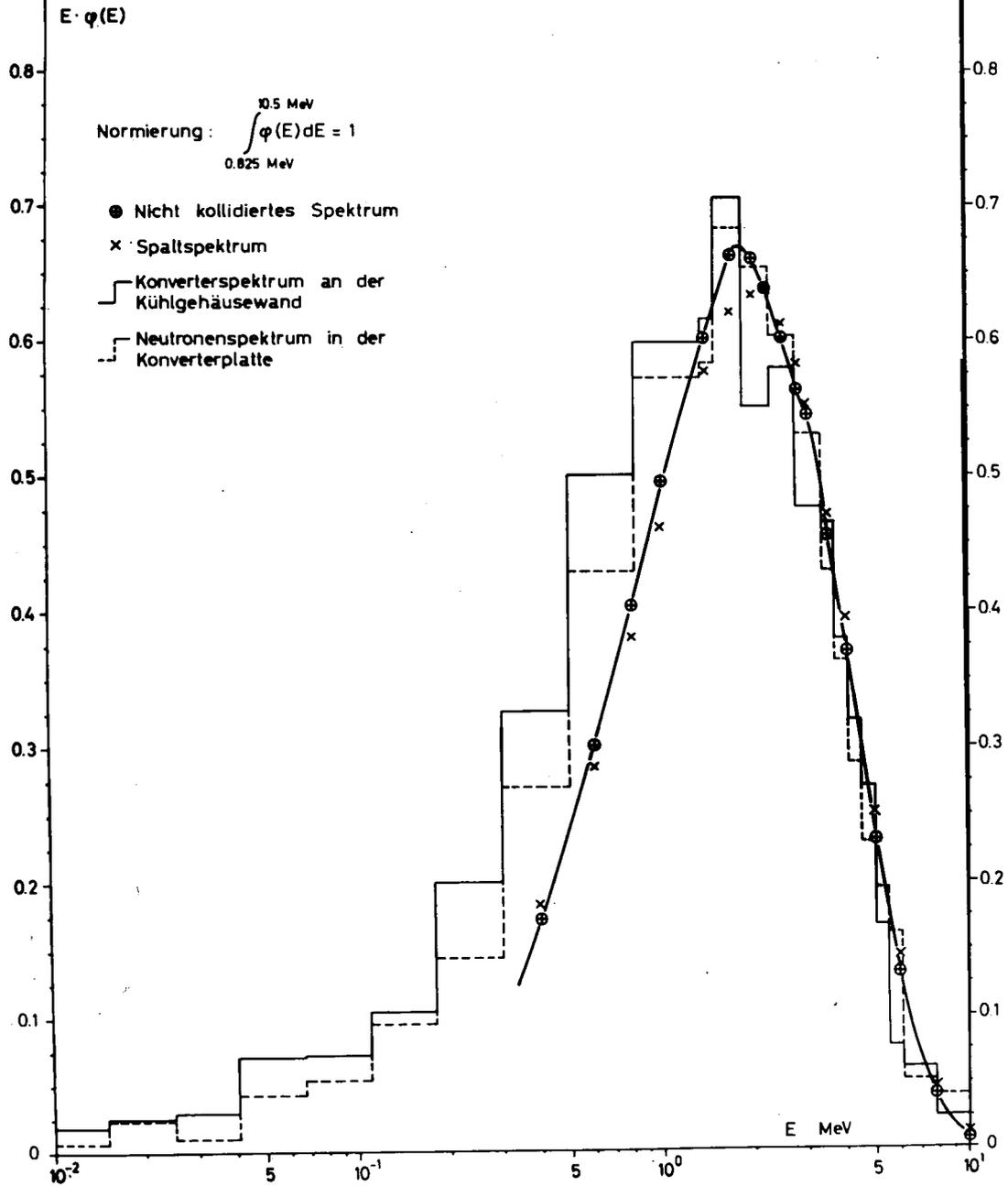


Abbildung 27  
EURACOS - NEUTRONENSPEKTREN



sucht werden sollte, wurde die untere Energiegrenze in der Monte-Carlo-Rechnung bis in den ev-Bereich herabgesetzt, was natürlich auf Kosten der Rechenzeit ging (circa 20 Stunden für 200.000 Neutronen). Die Figur 25 zeigt die normierten Spektren längs der Tunnelachse. Wie erwartet nimmt die Streukomponente im niederenergetischen Bereich ( $E \leq 0,5$  Mev) mit zunehmendem Abstand vom Konverter zu. Im epithermischen Bereich ( $E \leq 0,05$  Mev) wird das  $\frac{1}{E}$  - Gesetz approximativ befolgt ( $z = 91$  cm;  $z = 165$  cm). Für höhere Energien ( $E \geq 0,5$  Mev) ist die Spektrumsverhärtung mit abnehmender Distanz von der Konverterquelle durch den Vergleich der Kurven 1 und 3 der Figur 25 ersichtlich. Eine Aussage an Hand der Kurven 2 und 4 ist nicht möglich, wegen der bedeutenden statistischen Schwankungen des berechneten Flusses im Punkte bei 165 cm. In einem dritten Rechengang (400.000 Neutronen) wurde daher die untere Energiegrenze auf 0,01 Mev festgelegt, was einer kürzeren Rechenzeit, beziehungsweise einer größeren Genauigkeit entsprach. Fig. 26 ermöglicht eine Übersicht über die Variation der so berechneten ortsabhängigen Spektren, in der Darstellung  $E \phi(E)$ . Wie erwartet wird das Spektrum mit zunehmendem Abstand vom Konverter weicher. Für  $E \geq 2,7$  Mev ist die Spektrumsverhärtung besonders klar aus den Kurven für  $4 \text{ cm} \leq z \leq 7 \text{ cm}$  und  $24,32 \text{ cm} \leq z \leq 28,32 \text{ cm}$  ersichtlich, wegen der guten Statistik (erstere Kurve liegt im Energiebereich  $2,7 \leq E \leq 10,5$  Mev über letzterer).

Mit Hilfe der in 3.1.3 (siehe auch Anhang 5) gegebenen Formel wurde das "unkollidierte" Neutronenspektrum berechnet. Der mit dem Spaltpektrum gewichtete Ausdruck von  $\phi$  wurde für 18 Energiegruppen (von 0,4 Mev bis 12 Mev) ausgewertet. Die effektiven Wirkungsquerschnitte  $\Sigma_r^{Al}$ ,  $\Sigma_r^{UAl}$  sind natürlich energieabhängig und wurden in dieser Rechnung aus den nichtelastischen Querschnitten abgeleitet. Als nichtelastischen Querschnitt versteht man hier die Differenz zwischen den totalen und den elastischen Querschnitten. Die Anwendung des nichtelastischen, statt des totalen Querschnittes kann dadurch gerechtfertigt werden, daß einerseits die elastische Streuung im Aluminium zu einem mittleren Energieverlust von nur circa 7 % führt und andererseits die mittlere freie Weglänge von circa 8 cm groß

gegenüber der Plattendicke (1,8 cm) ist. In anderen Worten, da die Wahrscheinlichkeit für zwei und mehr Stöße in der Brennstoffplatte klein ist und da ein elastischer Stoß nur mit einem kleinen Energieverlust verbunden ist, ist die Spektrumsverzerrung durch elastische Streuung klein. Figur 27 zeigt das so bestimmte "ungestreute" Spektrum und ermöglicht einen Vergleich mit dem Spaltspektrum.

Die in der Berechnung gebrauchten energieabhängigen Wirkungsquerschnitte, so wie die numerischen Werte des Spektrums sind in Tabelle 2 des Anhangs 5 aufgeführt.

Für  $E \geq 1,5$  Mev stimmt das "ungestreute" Spektrum gut mit jenem in der Konverterplatte überein. Für  $E \geq 2$  Mev liegt das Konverterspektrum und das "ungestreute" Spektrum etwas niedriger als das Spaltspektrum.

Das in Figur 27 aufgeführte Konverterspektrum fällt nicht genau mit jenem von Figur 23 zusammen, da die materiellen Voraussetzungen des ersten und des dritten Rechenganges nicht identisch waren (Wassertunnel statt borierter Betontunnel).

### 3.1.7 Abschaltwärme

Beim Abschalten des Konverters wird der einfallende thermische Neutronenfluss unterbunden, jedoch ist die Leistung der Brennstoffscheibe verschieden von Null: die Spaltprodukte in der Konverterplatte senden weiterhin  $\beta$ -Partikel und Photonen aus. In der Folge wird diese ( $\beta$ - $\gamma$ )-Leistung berechnet, für eine Bestrahlungszeit von  $10^3$  Stunden und für verschiedene Abklingzeiten. Die Betriebsleistung wird gleich 1,3 kW gesetzt. In der Literatur (6) findet man die Zerfallsrate in Mev pro Sekunde pro Watt Konverterleistung, für verschiedene Bestrahlungs- und Abklingzeiten.

$$Q = 1,6 \cdot 10^{13} \cdot \alpha \cdot P \text{ (Watt)}$$

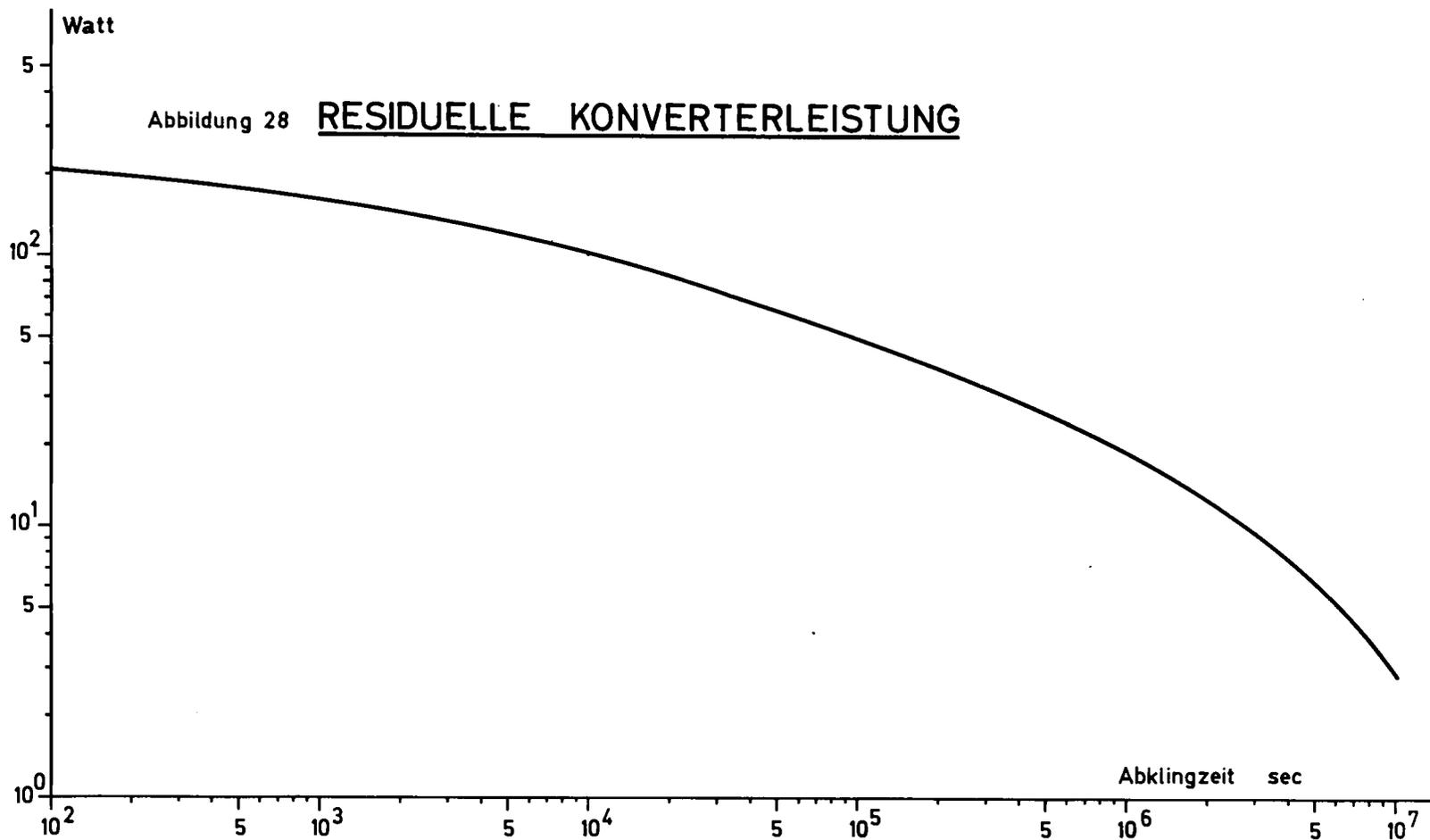
dabei ist :

Q die Abschaltwärme

$\alpha$  die Zerfallsrate pro Watt Konverterleistung

P die Konverterleistung

$$(1 \text{ Mev} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Joule})$$



In Anhang 6 sind die in der Berechnung auftretenden numerischen Werte der totalen freigesetzten Energie für verschiedene Zerfallszeiten der U235 Spaltprodukte angegeben.

Figur 28 zeigt die berechnete zeitabhängige Leistung des abgeschalteten Konverters.

### 3.2 Auslegung des Kühlkreislaufes

#### 3.2.1 Einleitende Bemerkungen

Die EURACOS-Brennstoffplatten sind eine Neuentwicklung. Die Entwicklungs- und Fabrikationszeit dauerte über 2 Jahre. (Verschiedene Platten wurden 3 mal neu hergestellt). Besondere Schwierigkeiten bereitete die Herstellung einer einwandfreien Kupferlot-Verbindung sowie dichter Schweißnähte. Da es an Betriebserfahrung bei höheren Temperaturen ( $T > 200^{\circ}\text{C}$ ) fehlte, schien es vernünftig, die nominale Temperatur niedrig genug zu wählen, um das Auftreten von Schäden durch zu hohe thermische Belastung von vornherein zu vermeiden (siehe auch Anhang 1). Eine eventuelle Demontage der hoch radioaktiven Konverterplatte würde nämlich die vorherige Stilllegung für rund ein Jahr erfordern. Außerdem ist die Herstellung einer neuen Brennstoffplatte äußerst langwierig und kostspielig (Herstellungskosten einer Platte, ohne Material: circa 12.000 DM).

Eine Erhöhung der Plattentemperatur vermindert die Zerreissfestigkeit, bewirkt eine Annäherung an die Fließgrenze, und erhöht die Dehnungen. Jedoch hängt die absolute Temperaturgrenze nicht von den Eigenschaften des eigentlichen Brennstoffmaterials ab, (UAl-Legierung; Schmelztemperatur circa  $600^{\circ}\text{C}$ ), sondern von den thermischen Spannungen, denen die Kupferlötverbindungen sowie die Canning-Schweißnähte ausgesetzt sind. Außerdem liegt der Schmelzpunkt der Kupferbindung weit niedriger (circa  $500^{\circ}\text{C}$ ) als jener der UAl-Legierung. Da die Herstellerfirma keine Gewähr für den Betrieb der Platten über  $200^{\circ}\text{C}$  leistete und auf Grund der mit dem eventuellen Plattenausbau verbundenen Schwierigkeiten, wurde als oberster Grenzwert die Temperatur von  $100^{\circ}\text{C}$  gewählt.

Die Kapazität des Kühlkreislaufes sollte den Anforderungen einer späteren Leistungserhöhung des Konverters Rechnung tragen: durch verschiedene Veränderungen an der thermischen Säule (Hochziehen des Bleishutters, Entfernen des Graphit-Verteilerblocks) kann nämlich die Leistung um einen Faktor 2,5 erhöht werden (siehe Vorversuche 5.1), so daß statt 1,3 kW circa 3,3 kW abzuführen wären, was mit einem Luftdurchsatz von 1000 m<sup>3</sup>/h zu bewerkstelligen ist. Die folgenden Berechnungen beziehen sich vorerst auf eine Leistung von 1,3 kW, bei einer maximalen Kühlkapazität von 1000 m<sup>3</sup>/h. Danach wird die Temperaturerhöhung bei einer Leistungserhöhung auf 3,3 kW abgeschätzt werden.

Die Resultate der thermischen Berechnungen sind von ausschlaggebender Bedeutung für die Ausführung des Projektes. Aus diesem Grunde werden letztere etwas ausführlicher im Rahmen dieser Arbeit behandelt.

### 3.2.2 Berechnung der Wärmeübergangszahl an der Platte im Normalbetrieb (1,3 kW)

Bei einem Luftdurchsatz von  $q = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$  beträgt die Luftgeschwindigkeit  $v$  in dem Kühlgehäuse:

$$v = \frac{q}{A} = \frac{1000}{3600} \cdot \frac{1}{0,80 \cdot 0,03} = 11,6 \text{ m/sec}$$

$A$  ist die vom Luftstrom durchsetzte senkrechte Fläche.

Bei einem hydraulischen Durchmesser  $d_H = \text{doppelte Höhe} = 2 \cdot 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  und einer "kinematischen" Zähigkeit  $\nu$  von  $17 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec}$ , ergibt sich als Reynoldssche Zahl  $Re$

$$Re = \frac{v \cdot d_H}{\nu} = \frac{6 \cdot 10^{-2} \cdot 11,6}{17 \cdot 10^{-6}} \approx 41.000$$

Demnach ist die Strömung turbulent ( $Re > 2300$ ). Die Prandtlsche und Nusseltsche Zahl ergeben sich als:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_H}{\lambda} \quad \text{und} \quad Pr = \frac{\nu}{a}$$

dabei ist:

- $\alpha$  die Wärmeübergangszahl zwischen der Brennelementoberfläche und der Kühlluft  $\left[ \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}} \right]$
- $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit der Luft  $\lambda = 0,027 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{m}}$
- $a$  die Temperaturleitzahl  $(\text{m}^2/\text{sec}) = \frac{\lambda}{c_p}$

Zwischen der Reynoldsschen Zahl, der Nusseltschen Zahl und der Prandtlschen Zahl besteht der Zusammenhang (nach Hausen<sup>(13)</sup>) für turbulente Strömung:

$$\text{Nu} = 0,024 \left[ 1 + \left( \frac{d_H}{1} \right)^{2/3} \right] \cdot \text{Re}^{0,786} \cdot \text{Pr}^{0,45}$$

-  $l$  stellt die Kanallänge dar:  $l = 0,80 \text{ m}$ .

Der Gültigkeitsbereich dieser Gleichung ist wie folgt definiert:

$$7000 \leq \text{Re} \leq 1000.000$$

$$0,7 \leq \text{Pr} \leq 10$$

$$1 \leq \frac{1}{d_H} \leq 8$$

Für die hier untersuchte Anlage ergibt sich:

$$\frac{d_H}{l} = \left( \frac{6}{80} \right)^{2/3} \approx 0,18$$

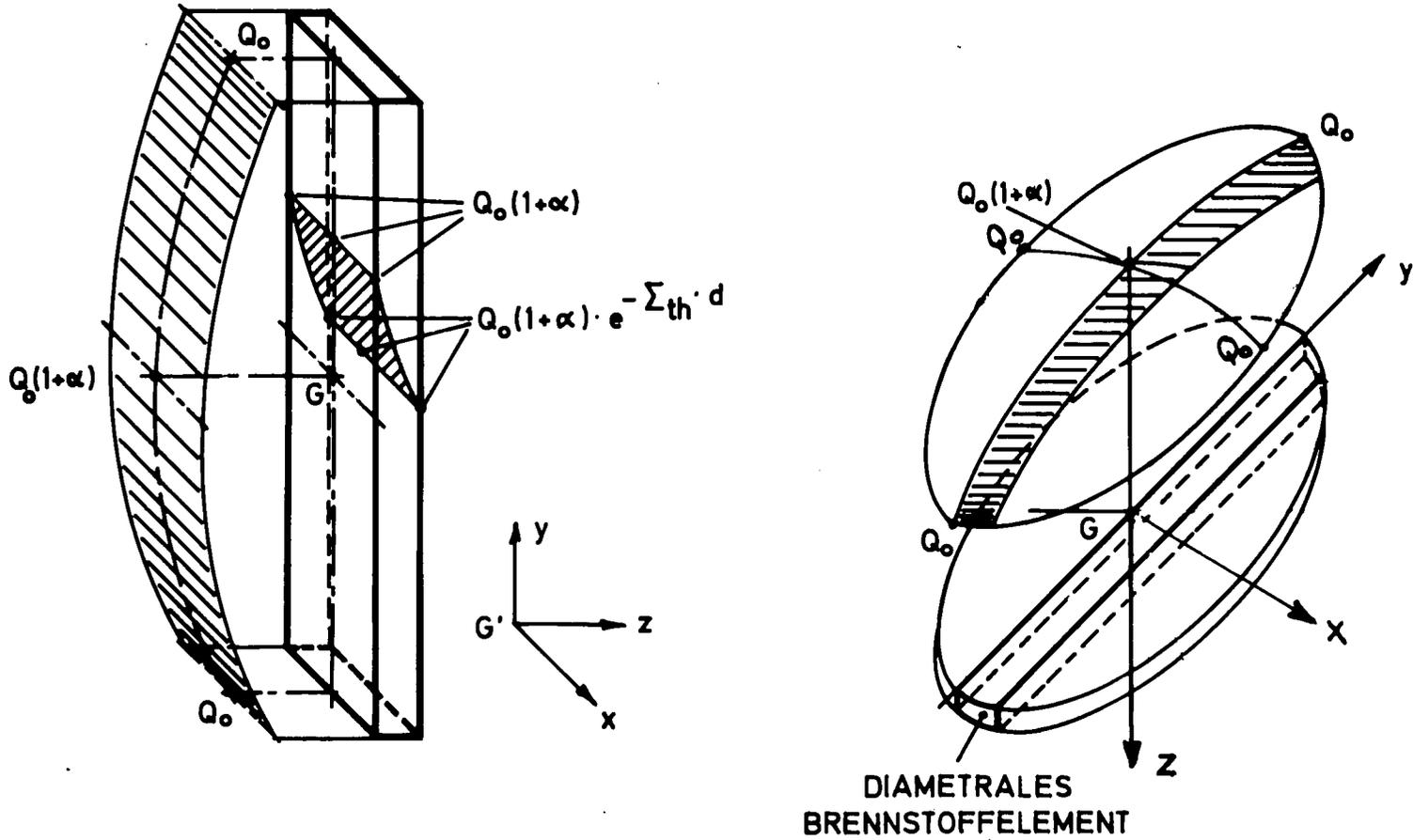
$$\text{Pr} = \frac{17 \cdot 10^{-6} \cdot 3600}{0,086} = 0,71$$

$$(\text{Pr})^{0,45} = 0,857 ; \text{Re}^{0,786} = (4,0810^4)^{0,786} = 4,20 \cdot 10^3$$

Die zugehörige Nusseltsche Zahl beträgt:

$$\text{Nu} = 0,024 [1 + 0,18] \cdot 0,857 \cdot 4,20 \cdot 10^3 \approx 102$$

Abbildung 29: Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte.



Die entsprechende Wärmeübergangszahl beläuft sich auf:

$$\alpha = \frac{\lambda \cdot Nu}{d_H} = \frac{0,027 \cdot 102}{6 \cdot 10^{-2}} = 46 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

Die oben berechneten Werte gelten für trockene Luft bei 760 mm QS.  
Die Stoffwerte entsprechen einer Temperatur von 40°C (13).

### 3.2.3 Berechnung der ortsabhängigen Leistung innerhalb einer Brennstoffplatte

Wegen der geringen transversalen Ausmaße (x - Richtung) wird vorausgesetzt, daß die Leistungsverteilung im Innern der betrachteten Brennstoffplatte unabhängig ist von z. Der Ursprung liegt im Zentrum G der Plattenfläche, welche der thermischen Säule zugewandt ist (Fig. 29).

Die Annahme, daß die Veränderlichen x, y getrennt sind, führt zum Ausdruck des Wärmequellterms  $Q_{(x,y)}$ :

$$Q_{(x,y)} = Q_0 \left(1 + \alpha \cos \frac{\pi}{l} \cdot y\right) e^{-\Sigma_{th} \cdot z} \cdot \frac{1}{3,1 \cdot 10^{10}} \quad (1)$$

#### Bestimmung von $\alpha$ :

Gemäß den experimentellen Ergebnissen (Messung des einfallenden thermischen Flusses) kann der Quellterm rotationssymmetrisch in Bezug auf das Konverterzentrum G angenommen werden:

$$\frac{1}{1+\alpha} \int_0^R 2\pi y \left(1 + \alpha \cos \frac{\pi}{l} y\right) dy = F \quad \text{wobei } F = 4,35 \cdot 10^3 \quad (\text{siehe 3.1.5})$$

Die Auflösung obiger Gleichung in Bezug auf  $\alpha$  ergibt:

$$\alpha = 0,372$$

#### Bestimmung von $Q_0$ :

Gemäß Gleichung (1) stellt  $Q_0$  den Wärmequellterm am unteren (oder oberen) Plattenende dar:

$$Q_0 = \frac{\Sigma_f \phi_{th}}{1+\alpha} \cdot \frac{1}{3,1 \cdot 10^{10}} = \frac{1,5 \cdot 10^{10}}{1,372} \cdot 0,649 \cdot \frac{1}{3,1 \cdot 10^{10}} = 2,25 \cdot 10^{-1} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3}$$

$\phi_{th}$  ist der einfallende thermische Fluss längs der Konverterachse. Der über die Plattendicke gemittelte Quellterm beträgt:

$$Q_{(y)} = Q'_0 \left[ 1 + 0,372 \cos \frac{\pi y}{l} \right] \text{ wobei } Q'_0 = Q_0 \cdot \frac{1 - e^{-\Sigma_{th} \cdot d}}{\Sigma_{th} \cdot d}$$

$$\text{so da\ss } Q_{(y)} = Q_0 \frac{1 - e^{-\Sigma_{th} \cdot d}}{\Sigma_{th} \cdot d} \left[ 1 + 0,372 \cos \frac{\pi y}{l} \right]$$

Die numerische Auswertung liefert:

$$Q'_0 = 2,25 \cdot 10^{-1} \cdot \frac{0,763}{1,442} = 1,18 \cdot 10^{-1} \text{ Watt/cm}^3$$

Für verschiedene Anwendungen ist es zweckmäßig, den Ursprung an das untere Plattenende zu legen:

$$Q_{(x,y)} = 2,25 \cdot 10^5 \cdot (1 + 0,372 \sin \frac{\pi}{l} y) e^{-0,788 z} \text{ z Watt/m}^3$$

$$Q_{(y)} = 1,18 \cdot 10^5 (1 + 0,372 \sin \frac{\pi}{l} y) \text{ Watt/m}^3$$

Für die über die Plattenlänge gemittelte Leistung gilt:

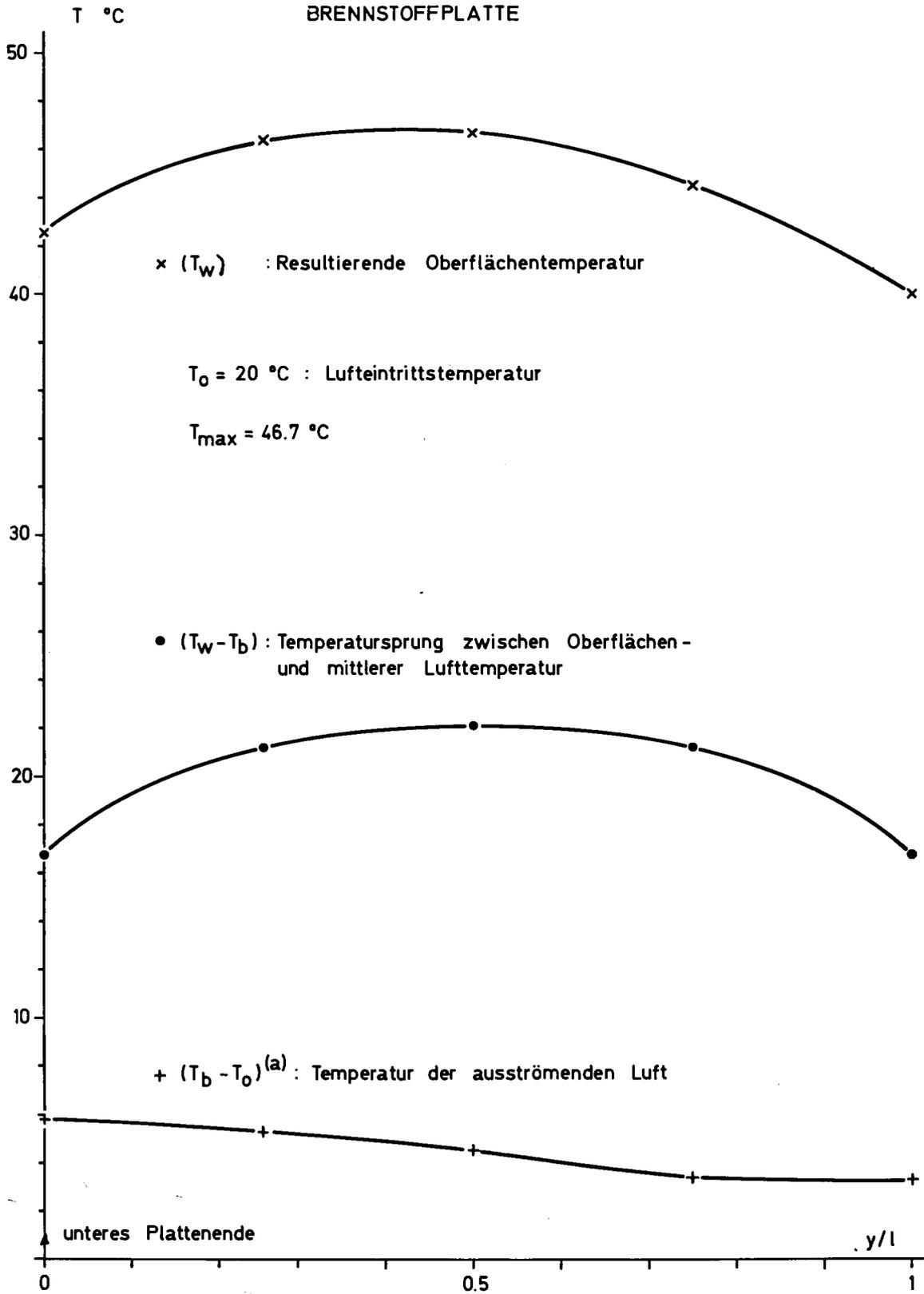
$$\frac{\int_0^l Q_{(y)} dy}{l} = \frac{1,18 \cdot 10^5}{l} \left[ 1 - 0,372 \cdot \left| \frac{1}{\pi} \cos \frac{\pi}{l} y \right|_0^l \right] = \frac{1,18 \cdot 10^5}{l} \times$$

$$\times \left[ 1 - 0,372 \cdot \frac{1}{3,14} (-1 - 1) \right] = 1,18 \cdot 10^5 \left[ 1 + 0,372 \cdot \frac{2}{3,14} \right] = 1,45 \text{ Watt/m}^3$$

### 3.2.4 Plattentemperatur, Lufttemperatur bei Normalbetrieb

In Hinsicht auf die Temperaturberechnungen des Konverters ist es angebracht, folgende spezifischen Betrachtungen anzustellen: Die große Wärmeleitfähigkeit der UAl-Legierung im Brennstoff und des Aluminiums der Kühlkammers berechtigen zur Annahme, daß

Abbildung 30 TEMPERATURVERTEILUNG AN DER OBERFLÄCHE DER HEISSESTEN BRENNSTOFFPLATTE



die Temperatur im Konverter sowie im Kühlkammermaterial nur wenig variiert. Die verhältnismäßig große Wärmeübergangszahl  $\alpha$  im Kühlkanal gegenüber jenem der Umgebung ( $\alpha_v$ ) veranlaßt zur Vermutung, daß die Wärmeverluste des Konverters nach außen vernachlässigbar sind.

Ogleich die obigen Bemerkungen die zugrundeliegenden Gleichungen wesentlich erleichtert hätten, wurden in den Temperaturberechnungen möglichst auf vereinfachende Annahmen verzichtet. Lediglich an den Endresultaten wurden vereinfachende Eingriffe vorgenommen, wo ihr Einfluss auf die numerischen Resultate leichter zu überschauen ist.

Bei sämtlichen Rechnungen wurde ein maximaler Luftdurchsatz von  $1000 \text{ m}^3/\text{h}$  angenommen. Desweiteren wurde zwischen der UAl-Legierung des Brennstoffes und dem Aluminium des "cladding" eine einwandfreie metallische Verbindung vorausgesetzt. Die Temperaturabfälle in dieser Bindung und in der Al-Umhüllung wurden vernachlässigt.

Die weitläufigen Berechnungen sind im Anhang 7 enthalten.

Der Temperatursprung zwischen Oberflächentemperatur  $T_w$  und Lufttemperatur  $T_b$  beläuft sich in guter Näherung auf

$$[T_w(y) - T_b(y)] = \frac{Q_o \cdot d}{\lambda_p \cdot \mu} \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}}{2g} \cdot (1 + 0,372 \sin \pi \frac{y}{l})$$

Diese Formel, für beide Seiten der Konverterplatte gültig, gibt die Temperaturdifferenz in Abhängigkeit der Höhe  $y$  des Aufpunktes längs des Kühlkanals (oder der Brennstoffplatte). Die Hilfsgröße  $g$  wird im Anhang 7 berechnet.

- $Q_o$  ist der Wärmequellterm am unteren Plattenende  $\left[ \frac{\text{Watt}}{\text{m}^3} \right]$
- $\lambda_p$  ist die Wärmeleitfähigkeit der Platte und der Kühlkammer  $\left[ \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{m}} \right]$
- $\mu$  ist die Relaxationslänge des thermischen Flusses in der Platte  $[\text{m}^{-1}]$
- $l$  ist die Länge des Kühlkanals (oder der Platte)  $[\text{m}]$

Die Temperaturerhöhung der aus dem Kühlgehäuse ausströmenden Luft beträgt:

$$[T_b - T_o] = \text{l.d.B.} \cdot \frac{Q'_o}{2wc_p} \left[ 2 \left( 1 + \frac{0,372}{\pi} \right) - \frac{y}{l} + \frac{0,372}{\pi} \cdot \left( 1 + \cos \pi \frac{y}{l} \right) \right]$$

dabei ist:

- $T_b$  die "Bulktemperatur" der Luft [ $^{\circ}\text{C}$ ]
- $T_o$  die Eintrittstemperatur der einströmenden Luft [ $^{\circ}\text{C}$ ]
- $b$  die Breite einer Brennstoffplatte [m]
- $w$  der Massendurchsatz der Luft [kg/sec]
- $c_p$  die spezifische Wärme der Luft [Joule/kg $^{\circ}\text{C}$ ]
- $Q'_o$  im Anhang 7 definiert (Seite 30)

Laut den im Anhang 7 erhaltenen Resultaten sind die Oberflächentemperaturen auf beiden Seiten des Konverters gleich, und die Temperaturerhöhung im Innern ist zu vernachlässigen.

Figur 30 zeigt die numerischen Resultate für die thermisch am meisten belastete Brennstoffplatte (diametrale Position). Der entsprechende Kanal wird von der ausströmenden Kühlluft (die schon während des Einströmens durch den gegenüberliegenden homologen Kanal aufgeheizt wurde) gekühlt. Die maximale Oberflächentemperatur beträgt somit  $47^{\circ}\text{C}$ . Gemessen wurde bei  $1000 \text{ m}^3/\text{h}$  Luftdurchsatz eine maximale Temperatur von  $43^{\circ}\text{C}$ .

### 3.2.5 Maximale Plattentemperatur bei erhöhter Konverterleistung

Der Temperaturursprung zwischen Umhüllung und Kühlluft beträgt (siehe Anhang 7, Seite 27 und 30)

$$\Delta T = \text{d.B.} \frac{1 - e^{-u d}}{2g}$$

Diese Temperaturdifferenz ist also proportional zur Leistung (da  $B$  proportional zu  $Q_o$  ist). Von einer eventuellen Veränderung des axialen Leistungsprofils (in Längsrichtung) soll hier abgesehen werden.

Der maximale Temperatursprung bei Normalleistung (1,3 kW) beläuft sich auf 22°C; bei 2,5-facher Leistung steigt er auf  $22 \times 2,5 = 55^\circ\text{C}$  an.

Der Temperaturanstieg längs eines Kühlkanals ist ebenfalls proportional zur Leistung. Da bei Normalleistung die Lufttemperatur circa um 5°C ansteigt, liegt diese für erhöhte Leistung bei 13°C.

Die resultierende maximale Oberflächentemperatur ist demnach, für eine Lufteintrittstemperatur von 20°C:

$$T_{3,3 \text{ kW}} = 20 + 55 + 13 = 88^\circ\text{C}$$

### 3.2.6 Zusammenstellung der Resultate

Sämtliche Resultate der Temperaturberechnungen sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5

Normalbetrieb (1,3 kW)	maximale Temperatur 47°C	-	20°C	20°C	26°C
Ausfall der Kühlung bei voller Konverterleistung (1,3 kW)	mittlere Temperatur 570°C *	mittlere Temperatur 200°C *	20°C	-	-
Residuelle Konverterleistung ohne Kühlung (20 W)	mittlere Temperatur 38°C *	mittlere Temperatur 27°C *	20°C	-	-
	Temperatur der Brennstoffplatte und der Umhüllung	Temperatur der Innen- und Außenwand des Kühlhauses	Umgebungs- temperatur	Luft- eintrittstemperatur	Luft- austrittstemperatur

\* Die mittleren Temperaturen entsprechen der über die Längsachse eines diametralen Brennstoffelementes gemittelten Leistung.

### 3.3 Temperatur der Konverterplatte beim Ausfall des Kühlkreislaufes

#### 3.3.1 Ausfall der Kühlung bei voller Konverterleistung

Man nimmt an, daß im ungünstigsten Falle keine natürliche Luftzirkulation im Kühlgehäuse besteht.

Bei einer Dichte von  $3,18 \text{ g/cm}^3$  (siehe 3.1.1) beträgt die Gesamtmasse der Konverterplatte:

$$M_{\text{UAl}} = \pi \cdot 1600 \cdot 1,83 \cdot 3,18 \text{ g} \approx 29.200 \text{ g}$$

Die Uranmasse im Konverter beläuft sich auf:

$$M_{\text{U}} = 4600 \frac{1}{0,9} \text{ g} = 5.100 \text{ g}$$

so daß  $29.200 - 5.100 = 24.100 \text{ g}$  Aluminium übrigbleiben.

Die entsprechenden spezifischen Wärmemengen sind:

$$c_{\text{Al}} = 0,215 \frac{\text{cal}}{\text{g}^{\circ}\text{C}} = 0,9 \cdot 10^3 \frac{\text{Joule}}{\text{kg}^{\circ}\text{C}} \quad (50^{\circ}\text{C})$$

$$c_{\text{U}} = 0,028 \frac{\text{cal}}{\text{g}^{\circ}\text{C}} = 0,117 \cdot 10^3 \frac{\text{Joule}}{\text{kg}^{\circ}\text{C}} \quad (50^{\circ}\text{C})$$

Der Temperaturanstieg pro Sekunde ( $\Delta t$ ) ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{P(\text{Watt})}{M_{\text{U}}(\text{kg}) \cdot c_{\text{U}} \left( \frac{\text{Joule}}{\text{kg}^{\circ}\text{C}} \right) + M_{\text{Al}}(\text{kg}) \cdot c_{\text{Al}} \left( \frac{\text{Joule}}{\text{kg}^{\circ}\text{C}} \right)}$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{1300}{5,1 \times 0,117 \cdot 10^3 + 24,1 \cdot 0,9 \cdot 10^3} = \frac{1300}{2241} = 0,58^{\circ}\text{C/sec}$$

Der Grenzwert von  $100^{\circ}\text{C}$  wird also nach  $\frac{50}{0,058} = 860 \text{ sec}$  erreicht, wenn als Ausgangstemperatur  $50^{\circ}\text{C}$  angenommen wird.

In Wirklichkeit ist die spezifische Wärmemenge eine Funktion der

Temperatur. Die spezifische Wärmemenge des Aluminiums ist jedoch wenig temperaturabhängig. Andererseits ist der Beitrag des stark temperaturabhängigen Urans im Nenner von  $\Delta t$  klein gegenüber jenem des Aluminiums.

Die Schmelztemperatur von circa  $600^{\circ}\text{C}$  würde nach 2,5 Stunden erreicht, wäre keine natürliche Luftkonvektion in der Kühlkammer sowie in ihrer Umgebung vorhanden.

In der Folge werden die Temperaturdifferenzen zwischen äußerer Kühlkammerwand und Umgebungsluft, sowie zwischen Brennstoffelement und innerer Kühlkammerwand abgeschätzt, unter der Annahme einer freien Luftströmung (Fig. 31).

### 3.3.2 Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der äußeren Wand der Kühlkammer und der Umgebung (13)

Für den Wärmeübergang bei freier Konvektion an einer senkrechten, ebenen Wand gilt, im Falle von turbulenter Strömung:

$$\text{Nu} = 0,129 \sqrt[3]{\text{Gr} \cdot \text{Pr}} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_L} \text{ für } \text{Gr} \cdot \text{Pr} > 10^8 - 10^9 \quad (1)$$

Gr ist die Grashofsche Zahl und ist gleich

$$\text{Gr} = \frac{\gamma^2 \beta (t_2 - t_0) l^3}{\eta^2 g} \quad (2)$$

- $\gamma$  = spezifisches Gewicht [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]
- $\beta$  = Wärmeausdehnungszahl [ $1/^{\circ}\text{C}$ ]
- $l$  = Kanallänge [m]
- $\eta$  = dynamische Zähigkeit [ $\text{kg}/\text{m}^2$ ]
- $g$  = Erdbeschleunigung [ $\text{m}/\text{sec}^2$ ]
- $\lambda_L$  = Wärmeleitfähigkeit [ $\text{kcal}/\text{m} \cdot \text{h} \cdot ^{\circ}\text{C}$ ]
- Pr = Prandtl'sche Zahl
- $t_2$  = äußere Wandtemperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]
- $t_0$  = Umgebungstemperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]

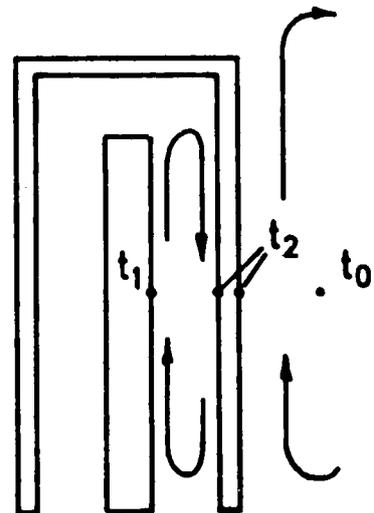


Abbildung 31: Abkühlung im Falle freier Luftströmung

Die Stoffwerte sind bei der Wandtemperatur  $t_2$  einzusetzen, nur die Wärmeausdehnungszahl  $\beta$  ist bei der Temperatur des ungestörten Mediums  $t_0$  zu nehmen. Die von der Wand abgegebene Wärmemenge beträgt

$$Q = \alpha F(t_2 - t_0) \quad (3)$$

wobei  $\alpha$  der Wärmeübergangskoeffizient ist und  $F$  die von der Wärmemenge  $Q$  durchsetzte Fläche.

Die gemittelte Wärmequelle im diametralen Brennstoffelement beträgt  $1,45 \cdot 10^5 \text{ Watt/m}^3$  (siehe 3.1.5). Da die produzierte Wärmemenge beidseitig evakuiert wird, beläuft sich die Wärmestromdichte auf:

$$\frac{Q}{F} = \frac{1}{2} \cdot d \cdot 1,45 \cdot 10^5 = \frac{1,45 \cdot 10^5 \cdot 1,83 \cdot 10^{-2}}{2} = 1,32 \cdot 10^3 \text{ Watt/m}^2$$

Die Temperatur  $t_0$  ist bekannt; nimmt man eine beliebige Temperatur  $t_2$  an, so erlaubt Gleichung (3) die Berechnung von  $\alpha$ ; werden die der Temperatur  $t_2$  entsprechenden Stoffwerte in (2) und (1) eingesetzt, so führt Gleichung (1) zu einem  $\alpha$ -Wert, der mit jenem aus Gleichung (3) übereinstimmen muß. Die Temperatur  $t_2$  wird variiert, bis die Gleichheit der beiden  $\alpha$ -Werte erreicht ist.

#### Numerische Anwendung:

$$\frac{Q}{F} = 1,32 \cdot 10^3 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2} = \frac{1,32 \cdot 10^3}{1,163} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h}}$$

Die letzte Iteration führte zu :  $t_2 = 200^\circ\text{C}$

Da  $t_0 = 20^\circ\text{C}$  ist, beträgt die entsprechende Wärmeaustauschzahl:

$$\alpha = \frac{1,14 \cdot 10^3}{180} = 6,33 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}}$$

Aus Referenz (13) wurden folgende Werte entnommen:

$$\begin{aligned} \eta_{200} &= 2,365 \cdot 10^{-6} \text{ kgs/m}^2 \\ c_{200} &= 0,245 \text{ kcal/kg}^{\circ}\text{C} \\ \lambda_{L200} &= 0,0332 \text{ kcal/m.h.}^{\circ}\text{C} \\ \gamma_{200} &= 0,7457 \text{ kg/m}^3 \\ Pr_{200} &= 0,685 \\ \beta_{200} &= 3,43 \cdot 10^{-3} \text{ 1/}^{\circ}\text{C} \end{aligned}$$

Gleichung (2) führt zu  $Gr = 2,58 \cdot 10^9$  und Gleichung (1) ergibt  $\alpha = 6,40 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h.}^{\circ}\text{C}}$ , zu vergleichen mit dem oben erhaltenen Wert von 6,33.

Da  $Pr \cdot Gr = 0,685 \cdot 2,58 \cdot 10^9 = 1,77 \cdot 10^9 > 10^9$ , ist die Strömung turbulent.

### 3.3.3 Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der Brennstoffplatte und der inneren Kühlkammerwand (13)

Die abgeführte Wärmemenge  $Q$  beläuft sich auf:

$$Q = \lambda_L \cdot x \cdot F \frac{t_1 - t_2}{h} \quad (1)$$

dabei ist:

$F$	die durchsetzte Fläche	$[\text{m}^2]$
$t_1$	die Temperatur der Plattenumhüllung	$[^{\circ}\text{C}]$
$t_2$	die Temperatur der inneren Kühlgehäusewand	$[^{\circ}\text{C}]$
$h$	die Dicke der Luftschicht im Kanal	$[\text{m}]$
$\lambda_L$	die Wärmeleitzahl	$[\text{Kcal/m.h.}^{\circ}\text{C}]$

Die Zahl  $\lambda_L \cdot x$  (scheinbare Wärmeleitzahl) umfaßt den Wärmetransport durch Leitung und Konvektion (13).

Im Grenzfall der reinen Wärmeleitung nimmt  $x$  den Wert 1 an; je größer die Rolle der Konvektion ist, desto größer ist  $x$ . Nach Kraussold gilt (13) :

$$x = 0,11 (Gr \cdot Pr)^{0,29} \text{ für } 5 \cdot 10^3 < Gr \cdot Pr < 10^8 \quad (2)$$

wobei Pr die Prandlsche Zahl ist  
und Gr die Grashofsche Zahl ist.

$$\text{Gr} = \frac{\gamma^2 \cdot \beta (t_1 - t_2) h^3}{\eta \cdot g} \quad (3)$$

Die Stoffwerte sind vorhin definiert worden und sind auf die Mitteltemperatur  $t_m = \frac{t_1 + t_2}{2}$  zu beziehen.

$t_2$  ist bekannt und wurde im vorigen Abschnitt (3.3.2) berechnet. Das Gleichungssystem (1), (2), (3) mit den Unbekannten  $x$ , Gr,  $t_2$  wird iterativ nach  $x$  aufgelöst, indem man die Temperatur  $t_1$  festlegt.

Numerische Anwendung:

Setzt man  $t_1 = 570^\circ\text{C}$  und  $t_2 = 200^\circ\text{C}$  (vorige Rechnung; der Temperaturabfall in der Kühlkammerwand wird vernachlässigt), so beträgt die mittlere Temperatur  $385^\circ\text{C}$ . Aus Referenz (13) wurden folgende interpolierte Werte entnommen:

$$\gamma_{385} = 0,5368 \text{ kg/m}^3$$

$$\lambda_{L385} = 0,0435 \text{ kcal/m.h.}^\circ\text{C}$$

$$\eta_{385} = 3,291 \cdot 10^{-6} \text{ kgs/m}^2$$

$$\beta_{385} = 1,53 \cdot 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$$

$$\text{Pr}_{385} = 0,68$$

$$\text{Gr} = \frac{0,5368^2 \cdot 1,53 \cdot 10^{-3} \cdot 370 \cdot 27 \cdot 10^{-6}}{3,291^2 \cdot 10^{-12} \cdot 9,81} = 0,0415 \cdot 10^6 = 4,15 \cdot 10^4$$

$$\text{Pr} \cdot \text{Gr} = 0,68 \cdot 4,15 \cdot 10^4 = 2,81 \cdot 10^4$$

$$\log(\text{Pr} \cdot \text{Gr})^{0,29} = 0,29 [4 + 0,445] = 1,29$$

$$(\text{Pr} \cdot \text{Gr})^{0,29} = 19,5$$

$$x = 0,11 \cdot 19,5 = 2,14 \text{ gemäss Gleichung (2)}$$

$$x = \frac{1,14 \cdot 10^3 \cdot 0,03}{0,0435 \cdot 370} = 2,12 \text{ gemäss Gleichung (1)}$$

Die Plattentemperatur beträgt also  $570^\circ\text{C}$ , in anderen Worten, ohne forcierte Kühlung wird die Schmelztemperatur erreicht ( $t_{\text{schmelz}} = 600^\circ\text{C}$ ).

### 3.4 Ausfall der Kühlung bei abgeschaltetem Konverter

100 Sekunden nach dem Abschalten des Konverters beträgt die Leistung 20 Watt; in der Folge wird das zeitliche Abklingen dieser Leistung nicht berücksichtigt, so daß die hier abgeleiteten Resultate eine Überschätzung darstellen. Das Rechenverfahren ist identisch mit jenem, das bei voller Konverterleistung angewandt wurde.

#### 3.4.1 Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen der äußeren Wand der Kühlkammer und der Umgebung

$$\frac{Q}{F} = 20,3 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2} = 17,45 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h}}$$

$$t_1 = 27^\circ\text{C} \text{ und } t_0 = 20^\circ\text{C}$$

Aus (13) wurden folgende interpolierte Stoffwerte entnommen:

$$\gamma_{27} = 1,1267 \text{ kg/m}^3$$

$$\lambda_{27} = 0,0225 \text{ kcal/m} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{h}$$

$$\eta_{27} = 1,888 \cdot 10^{-6} \text{ kgs/m}^2$$

$$\beta_{20} = 3,43 \cdot 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$$

$$\text{Pr}_{27} = 0,712$$

$$\text{Gr} = \frac{1,1267^2 \cdot 3,43 \cdot 10^{-3} \cdot 7 \cdot 0,512}{1,888^2 \cdot 9,81 \cdot 10^{-12}} = 4,45 \cdot 10^8$$

$$\text{Pr} \cdot \text{Gr} = 4,45 \cdot 10^8 \cdot 0,712 = 3,18 \cdot 10^8$$

Die Strömungsverhältnisse liegen somit im Übergangsbereich zwischen freier laminarer und freier turbulenter Strömung. Zur Berechnung der Nusseltschen Zahl wird hier die turbulente Strömung angenommen.

$$\text{Nu} = 0,129 \cdot \sqrt[3]{\text{Pr} \cdot \text{Gr}} = \frac{a \cdot \ell}{\lambda_L}$$

sodass

$$\alpha = 0,129 \cdot 0,0225 \cdot \frac{1}{0,8} \cdot \sqrt[3]{3,18 \cdot 10^8} = 2,47 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}}$$

Andererseits ist

$$\alpha = \frac{Q}{F} \cdot \frac{1}{t_1 - t_0} = 17,45 \cdot \frac{1}{7} = 2,49 \cdot \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}}$$

3.4.2 Berechnung des Unterschiedes zwischen der Außenwandtemperatur der Konverterplatte und der Innenwandtemperatur des Kühlkanals.

$$\frac{Q}{F} = 17,45 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h}} ; t_1 = 38^\circ\text{C} ; t_2 = 27^\circ\text{C} ; \frac{t_1 + t_2}{2} = 32,5^\circ\text{C}$$

Die auf die mittlere Temperatur  $\frac{t_1 + t_2}{2}$  bezogene Stoffwerte betragen:

$$\begin{aligned} \gamma_{33} &= 1,155 \text{ kg/m}^3 \\ \lambda_{33} &= 0,0228 \text{ kcal/m.h}^\circ\text{C} \\ \eta_{33} &= 1,914 \cdot 10^{-6} \text{ kgs/m}^2 \\ \beta_{33} &= 3,28 \cdot 10^{-3} \text{ l/}^\circ\text{C} \\ \text{Pr} &= 0,712 \\ \text{Gr} &= \frac{1,155^2 \cdot 3,28 \cdot 10^{-3} \cdot 11 \cdot 27 \cdot 10^{-6}}{1,914^2 \cdot 10^{-12} \cdot 9,81} = 3,61 \cdot 10^4 \end{aligned}$$

$\text{Gr} \cdot \text{Pr} = 2,56 \cdot 10^4$  : für  $5 \cdot 10^3 < \text{Gr} \cdot \text{Pr} < 10^8$  gilt:

$$x = 0,11 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,29} = 0,11 \cdot 18,6 = 2,05$$

====

Andererseits gilt:

$$x = \frac{Q}{L} \cdot \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{h}{t_1 - t_2} = 17,45 \cdot \frac{1}{0,0228} \cdot \frac{0,03}{19} = 2,09$$

====

### 3.5 Auslegung des Unterdruckkreislaufes und der Tunnelabsaugung

#### 3.5.1 Argonaktivierung der Kühlluft

Während der Bestrahlung wird das Argon 40 der Luft im Kühlkreislauf durch thermische Neutronen aktiviert. Um das Austreten des aktivierten Argon 41 und etwaiger Spaltprodukte zu vermeiden, hält man den Kühlkreislauf auf circa 200 mm Wassersäule Unterdruck gegenüber der Reaktorhalle. Zu diesem Zweck wird ein Bruchteil der Luft aus dem Kühlkreislauf und aus dem Konvertergehäuse mit Hilfe eines Ventilators kontinuierlich abgesaugt und zum Reaktor-kamin hin evakuiert. Im stationären Betrieb ist die Absaugrate gleich der Luftmenge pro Zeiteinheit, die von der Reaktorhalle durch die Ansaugstutzen in den Kühlkreislauf eintritt. Die kontinuierliche Durchspülung des Kühlkreislaufes mit frischer Luft bewirkt eine Abnahme der A 41-Konzentration.

Bezeichnet man mit  $f$  den Volumenbruchteil, der pro Zeiteinheit abgesaugt wird, so ist die Anzahl der radioaktiven A 41-Atome, pro Volumeneinheit (Anhang 8):

$$n(t) = \frac{N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot F \cdot p}{\lambda + f} \left[ 1 - e^{-(\lambda + f)t} \right]$$

dabei ist:

- N die Anzahl der A 40 - Kerne pro  $\text{cm}^3$  der Kühlkammer (bei Normaldruck),
- $\sigma$  der mikroskopische Aktivierungsquerschnitt [ $\text{cm}^2$ ] des Isotopes A 40,
- $\phi$  der einfallende thermische Neutronenfluss [ $\text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ ],
- F der Bruchteil des gesamten Luftvolumens, der vom thermischen Fluss aktiviert wird,
- p der Volumenanteil des Isotopes A 40 in der Luft,
- $\lambda$  die Zerfallskonstante [ $\text{sec}^{-1}$ ]

Die A 40-Aktivität beträgt:

$$A(t) = \lambda \cdot n(t) = \frac{1}{3,7 \cdot 10^4} \cdot \frac{N \sigma \phi F}{1 + \frac{f}{\lambda}} \left[ 1 - e^{-(\lambda + f)t} \right] \mu \text{ Curie/m}^3$$

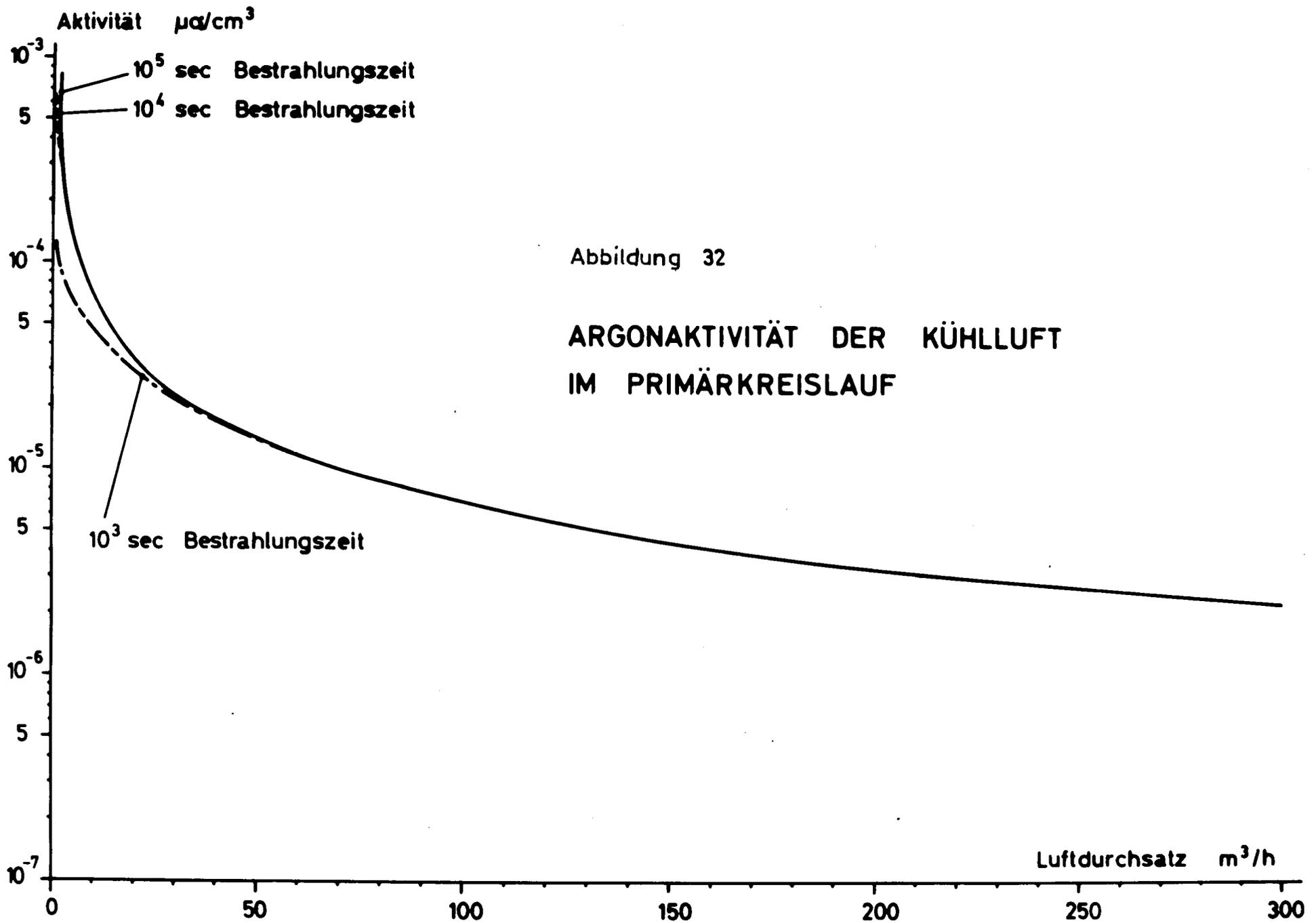


Abbildung 32

ARGONAKTIVITÄT DER KÜHLLUFT  
IM PRIMÄRKREISLAUF

Das radioaktive Argon 41 zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 1,82 Stunden und sendet Gammastrahlen von 1,29 Mev und Betapartikel von 1,20 Mev aus.

Für die numerische Anwendung galten folgende Werte:

$$\begin{aligned} \text{Gesamtvolumen } V_0 &: 0,3 \text{ m}^3 \\ \text{aktivierbares Luftvolumen} &: 0,03 \text{ m}^3 \\ F &= \frac{0,03}{0,3} = 0,1 \\ \text{Einfallender thermischer Fluss: } \phi &= 1,50 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec} \\ \text{Anzahl der Argon-Atome pro cm}^3 &: N = 2,68 \cdot 10^{19} \\ \text{Mikroskopischer Wirkungsquerschnitt: } \sigma &= 0,62 \text{ barns} \\ \text{Häufigkeit des Argon 40} &: p = 9,3 \cdot 10^{-3} \\ \text{Zerfallskonstante } \lambda &= 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Figur 32 zeigt die Aktivität der Kühlluft im primären Kreislauf, in Funktion des pro Stunde abgesaugten Luftvolumens, für  $10^2$ ,  $10^3$  und  $10^4$  Sekunden. Zu bemerken ist, daß für eine Absaugrate größer als  $1 \text{ m}^3/\text{h}$ , das zeitliche Verhalten der Argonaktivität durch  $f$  bestimmt wird ( $f \gg \lambda$ ), so daß die Sättigungsaktivität nach  $\frac{2}{f}$  bis  $\frac{3}{f}$  Sekunden erreicht wird. Von  $10 \text{ m}^3/\text{h}$  an, verändert sich die Argonaktivität nur langsam in Abhängigkeit der Absaugrate. Beim angenommenen Nominalwert von  $100 \text{ m}^3/\text{h}$  (dieser ziemlich hohe Wert ist notwendig zur Erlangung des Unterdruckes 200 mm WS), liegt das Argonniveau bei  $6,9 \cdot 10^{-6} \left[ \mu\text{Ci}/\text{cm}^3 \right]$ . Dieser Wert liegt unter dem normalen Argonniveau in der Reaktorhalle ( $3 \cdot 10^{-5} \mu\text{Ci}/\text{cm}^3$ ).

Die abgezapfte Luftmenge wird in die Hauptleitung und dann zum Kamin geführt, dessen Luftdurchsatz bei  $3 \cdot 10^4 \text{ m}^3/\text{h}$  liegt. Die Aktivität der Kaminluft wird daher um

$$6,9 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{100 \text{ m}^3/\text{h}}{30.000 \text{ m}^3/\text{h}} = 2,3 \cdot 10^{-8} \mu\text{Ci}/\text{cm}^3$$

erhöht.

Bei einer Leistung von 5 MW beträgt die Argonkonzentration in der Hauptleitung  $10^{-5} \mu\text{Ci}/\text{cm}^3$  (14), so daß letztere beim Konverterbetrieb nur um 0,23 % erhöht wird.

### 3.5.2 Absaugung des Bestrahlungstunnels

Die Luft in der Umgebung der thermischen Säule und des Konverters ist mit Argon 41 und aktiviertem Staub kontaminiert. Um ein Entweichen der aktivierten Luft aus dem Bestrahlungstunnel zu verhindern, wird letzterer gegenüber der Reaktorhalle in leichtem Unterdruck gehalten. Im Gegensatz zur vorigen Berechnung (Argonaktivität der Kühlluft) wird angenommen, daß das ganze Luftvolumen  $V_0$  einem thermischen Fluss  $\phi = 1,5 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>.sec ausgesetzt ist ( $F = 1$ ).

Die Aktivierung lautet daher (siehe Anhang 8)

$$A(t) = \frac{N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot p}{3,7 \cdot 10^4} \left[ \frac{1 - e^{-(\lambda+f)t}}{1 + \frac{f}{\lambda}} \right] \quad \left[ \mu\text{Ci/cm}^3 \right]$$

Für  $(\lambda+f)t \ll 1$  hat man

$$A(t) = \frac{N \sigma \cdot \phi \cdot p \cdot \lambda}{3,7 \cdot 10^4} \left[ \frac{1 - [1 - (\lambda+f)t + (\lambda+f)^2 \frac{t^2}{2} - \dots]}{\lambda + f} \right]$$

$$= \frac{N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot p \cdot \lambda}{3,7 \cdot 10^4} \cdot \left[ t - \frac{1}{2} (\lambda+f)t^2 \right] ;$$

für die numerische Anwendung gilt:

$$\begin{aligned} V_0 &= 2 \text{ m}^3 \\ \sigma &= 0,62 \text{ barns} \\ \phi &= 1,5 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec} \\ p &= 9,3 \cdot 10^{-3} \\ \lambda &= 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Figur 33 zeigt die Aktivität der abgesaugten Tunnelluft, in Funktion des pro Stunde abgesaugten Luftvolumens, für  $10^2$ ,  $10^4$ ,  $10^5$  und  $10^6$  Sekunden. Wie bei der Auslegung des Unterdruckkreislaufes sind auch hier einige Bemerkungen angebracht; bei einer Absaugrate

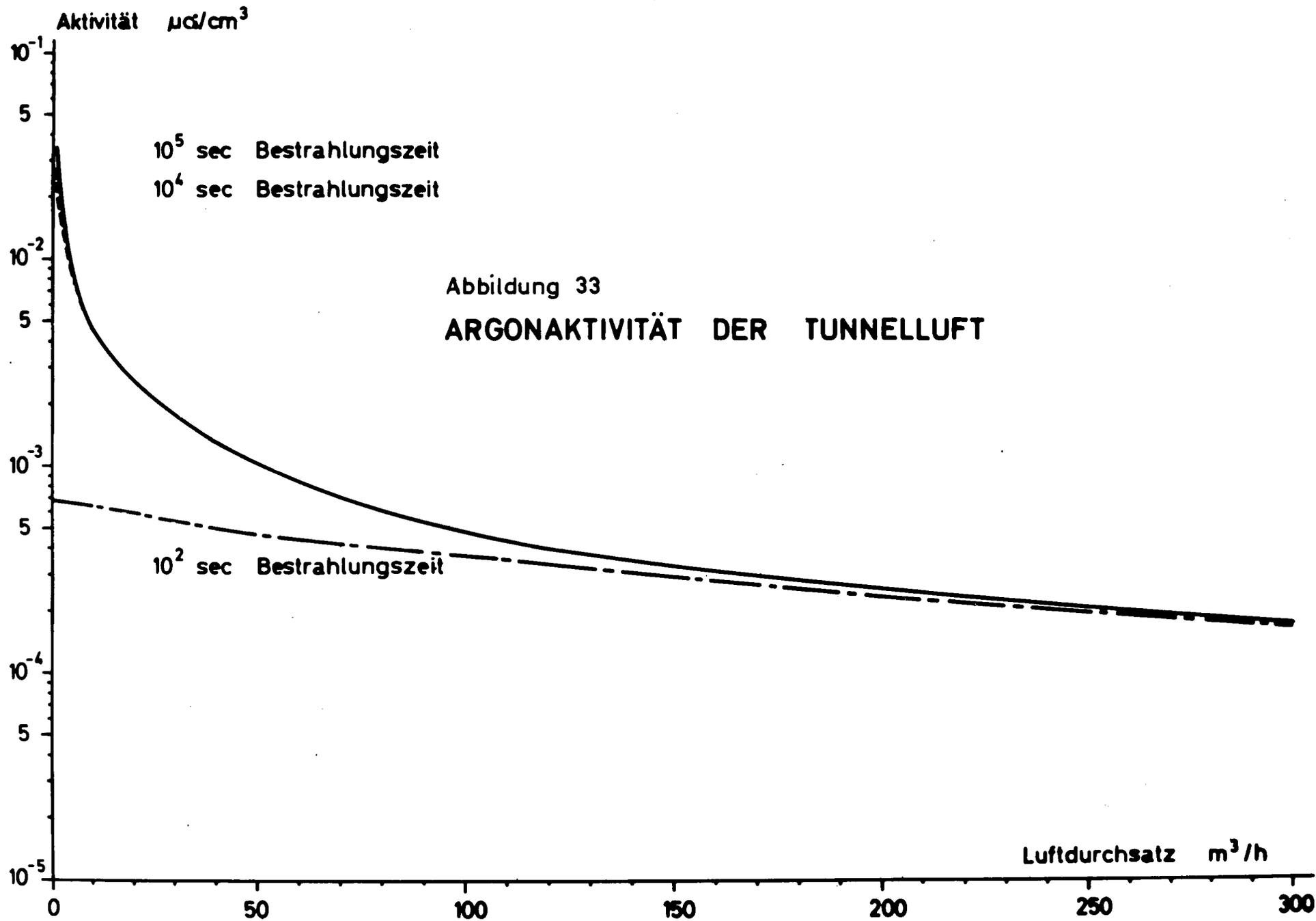


Abbildung 33  
ARGONAKTIVITÄT DER TUNNELLUFT

größer als  $10 \text{ m}^3/\text{h}$  wird das zeitliche Verhalten nur durch  $f$  bestimmt ( $f \gg \lambda$ ), so daß die Sättigungsaktivität nach  $2/f$  bis  $3/f$  erreicht wird. Von  $50 \text{ m}^3/\text{h}$  an verändert sich die Argonaktivität nur wenig. Beim Nominalwert von  $50 \text{ m}^3/\text{h}$  liegt die Konzentration bei  $9,85 \cdot 10^{-4} \text{ } \mu\text{Curie}/\text{cm}^3$ . Die Absaugrate von  $50 \text{ m}^3/\text{h}$  gewährleistet im Innern des Bestrahlungstunnels das Vorhandensein eines leichten Unterdruckes gegenüber der Reaktorhalle. Die abgezapfte Luft gelangt ebenfalls in die Hauptleitung, die zum Reaktorkamin führt. Dadurch ergibt sich eine Verdünnung der Argonkonzentration von  $\frac{50 \text{ m}^3/\text{h}}{30.000 \text{ m}^3/\text{h}}$  (Luftdurchsatz der Hauptleitung:  $30.000 \text{ m}^3/\text{h}$ ).

Die zusätzliche Aktivität welche von dem Konverterbetrieb erzeugt wird, beträgt demnach

$$a = 9,85 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{50}{30.000} = 1,65 \cdot 10^{-6} \text{ } \mu\text{Curie}/\text{cm}^3$$

Die Argonkonzentration im Kamin nimmt also um circa 16 % zu (Normalwert  $10^{-5} \text{ } \mu\text{Curie}/\text{cm}^3$ ).

Die gesamte pro Stunde abzuführende Argon-41-Aktivität beträgt:

$$A_G = 50 \text{ } \mu\text{Ci}/\text{h}$$

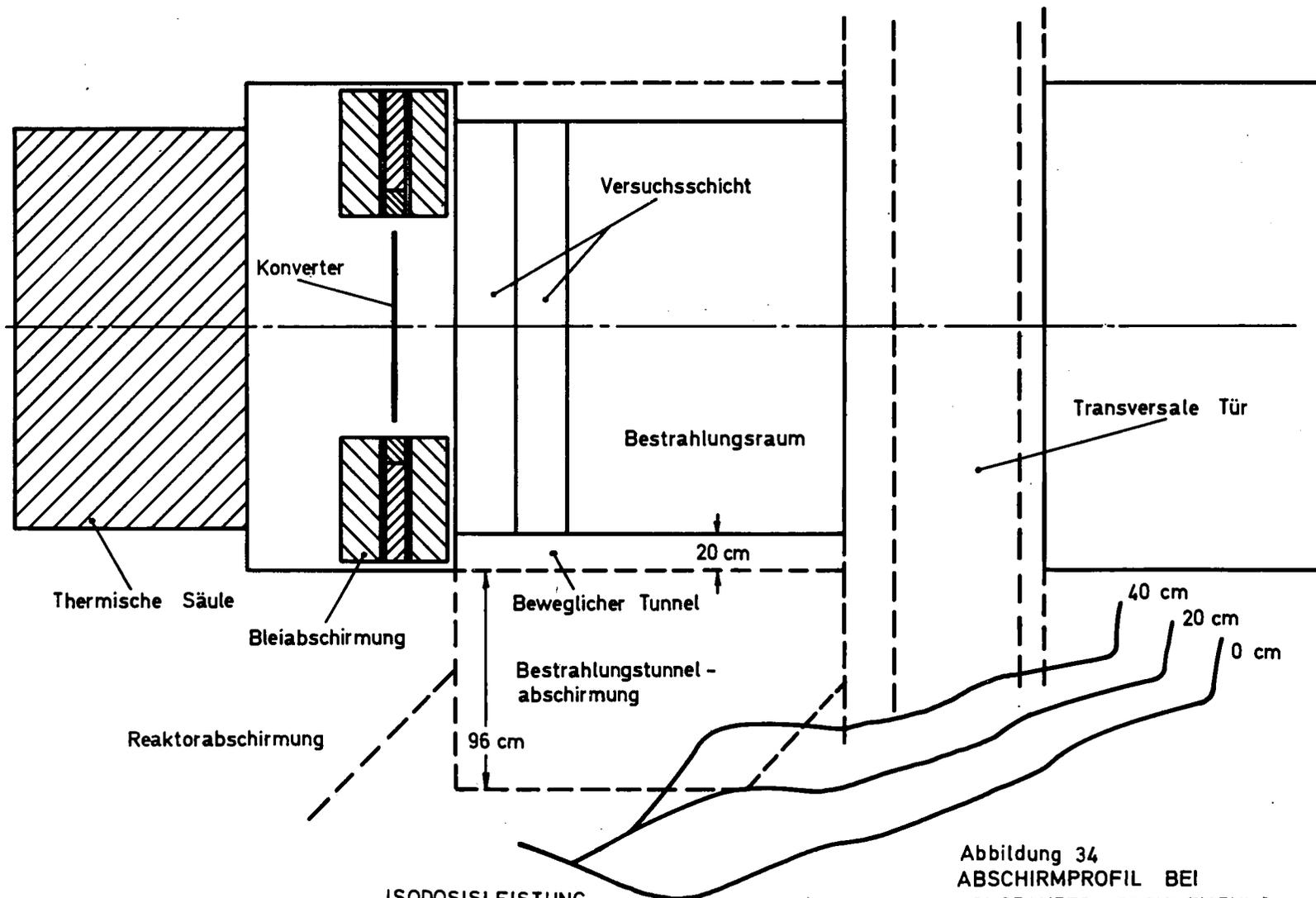
### 3.6 Auslegung der Abschirmung

#### 3.6.1 Allgemeines

Die Realisierbarkeit des Projektes EURACOS hing hauptsächlich von der Möglichkeit ab, unter minimalem Platzaufwand eine genügend wirksame Abschirmung gegen die Reaktor- und Konverterstrahlung zu errichten.

Einerseits war für die seitlichen Ausmaße des Versuchsaufbaus eine untere Grenze von  $1,50 \times 1,50 \text{ m}^2$  festgelegt worden, aber andererseits begrenzten schon bestehende experimentelle Einrichtungen (je ein Neutronenspektrometer, zu beiden Seiten des zukünftigen Euracos-komplexes) die Mauerdicke des Bestrahlungstunnels auf circa 1 Meter.

Darüber hinaus sollte die Abschirmung nicht nur in Bezug auf die



ISODOSISLEISTUNG  
 VON ZWEI mrem/h  
 FÜR VERSCHIEDENE VERSUCHSSCHICHTEN  
 AUF DEM VERSUCHSWAGEN

Abbildung 34  
 ABSCHIRMPROFIL BEI  
 KONSTANTER DOSISLEISTUNG  
 FÜR VERSCHIEDENE  
 VERSUCHSSCHICHTEN

Ausmaße, sondern auch in Bezug auf das Gewicht optimiert werden (die maximale Belastung des Bodens betrug 20 Tonnen/m<sup>2</sup>). Schließlich mußte der Preis so niedrig wie möglich gehalten werden.

Die detaillierte Berechnung der Abschirmung liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Die meisten der hier angewandten Verfahren (Removal-Diffusionstheorie sind aus der Fachliteratur (6), (7), (21), (22), (23), (24), (25), (26) ersichtlich (siehe auch Anhang 9). Um jedoch der recht komplizierten geometrischen Anordnung auch nur angenähert gerecht zu werden, sah der Verfasser sich gezwungen, die vorhandenen eindimensionalen Rechenprozeduren umzuändern. Anhang 9 ist einer kurzen zusammenfassenden Behandlung des Abschirmproblems gewidmet und enthält anschließend die Beschreibung der Rechenmethode in endlicher Geometrie.

In der Folge sollen die hauptsächlichen Resultate dargelegt werden, so wie sie unter Anwendung der im Anhang 9 beschriebenen Methoden errechnet wurden.

### 3.6.2 Berechnung der Abschirmdicke des Bestrahlungsraumes, des Abklingraumes, der Schleusentür und der Bleiabschirmung

Eine provisorische Auslegung der Abschirmung ergab, daß bei voller Konverterleistung und bei leerem Bestrahlungstunnel die Dosisleistung an der Außenwand der maximal 1 Meter dicken Mauer bei circa 150 mrem/h lag; dieser Wert beträgt 75 mal die im Kontrollbereich zugelassene Dosisleistung von 2 mrem/h. Aus dieser Tatsache ergab sich folgendes Kriterium für den Konverterbetrieb: ein langfristiger Betrieb bei voller Leistung ist nur dann gestattet, wenn der Versuchswagen mindestens mit einer 30 cm dicken Betonabschirmung oder einer äquivalenten Abschirmschicht beladen ist. Figur 34 zeigt eine Kurvenschar (Isodosisleistung) für verschiedene Dicken der Versuchspatten. Das Dosisniveau entspricht dem Normalwert von 2 mrem/h.

Die Tür zwischen Bestrahlungstunnel und Abklingraum setzt sich folgendermaßen zusammen:

- 20 cm Barytbeton mit Borzusatz
- 50 cm Barytbeton
- 10 cm Blei

Wegen der komplizierten Geometrie konnten nur eine untere und eine obere Dosisleistungsgrenze ermittelt werden:

$$\begin{aligned} D_u & - 60 \text{ mrem/h} \\ D_o & - 180 \text{ mrem/h} \end{aligned}$$

Letztere Resultate berücksichtigen die Abschirmung durch die geschlossenen Bleischalen der eigentlichen Konverterabschirmung nicht. Andererseits wurde der Einfluß des teilweisen Ausbaus der thermischen Säule vernachlässigt. Die Mauerdicke des Abklingraums beläuft sich auf 65 cm Schwerbeton, bei einer Dosisleistung von 2 mrem/h.

Die Bleiabschirmung, welche die Konverterscheibe nach dem Abschalten des Betriebs beidseitig umhüllt, weist eine Wandstärke von 17 cm Blei auf (nukleare Qualität). Nach einer eintägigen Abklingzeit beträgt die Gammadosisleistung auf der Konverterachse, in 10 cm Abstand, circa 100 mR/h.

### 3.6.3 Aktivierung der verschiedenen Bestandteile der Konverteranlage

Die notwendige Zugänglichkeit zu den verschiedenen Komponenten der Bestrahlungsanlage erforderte eine detaillierte Berechnung ihrer Aktivierung durch die Neutronen. Die eingehende Behandlung dieses Problems liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Hier werden nur kurz der Rechenvorgang und die Hauptresultate erläutert.

Man betrachtet das Isotop  $i$ , welches mit der Häufigkeit  $a_j$  im Element  $j$  vertreten ist. Letzteres ist mit dem Massenanteil  $a_j$  [gr/cm<sup>3</sup>] in dem aktivierten Quellvolumen vertreten. Unter diesen Umständen beträgt die Gammadosis, die von einem Fluss  $\phi$  [n/cm<sup>2</sup>.sec] nach unendlich langer Bestrahlungszeit induziert wird:

$$D = \sum_{k=1}^l \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m \sigma_{ij}^{\text{act}} \cdot \frac{L}{A_i} \cdot n_{ijk} \cdot a_{ij} \cdot a_j \cdot c_{ijk} \cdot G_k \cdot B_k \cdot e^{-\lambda_{ij} t_k} ;$$

dabei ist:

- n die Anzahl der Elemente, die im Quellvolumen vorhanden sind,
- m die Anzahl der Isotope  $i$  im Elemente  $j$ ,
- l die Anzahl der Photonenergien  $E_k$ ,
- $\sigma_{ij}^{\text{act}}$  der mikroskopische Aktivierungsquerschnitt des Isotopes  $i$  (im Element  $j$ ) [cm<sup>2</sup>],

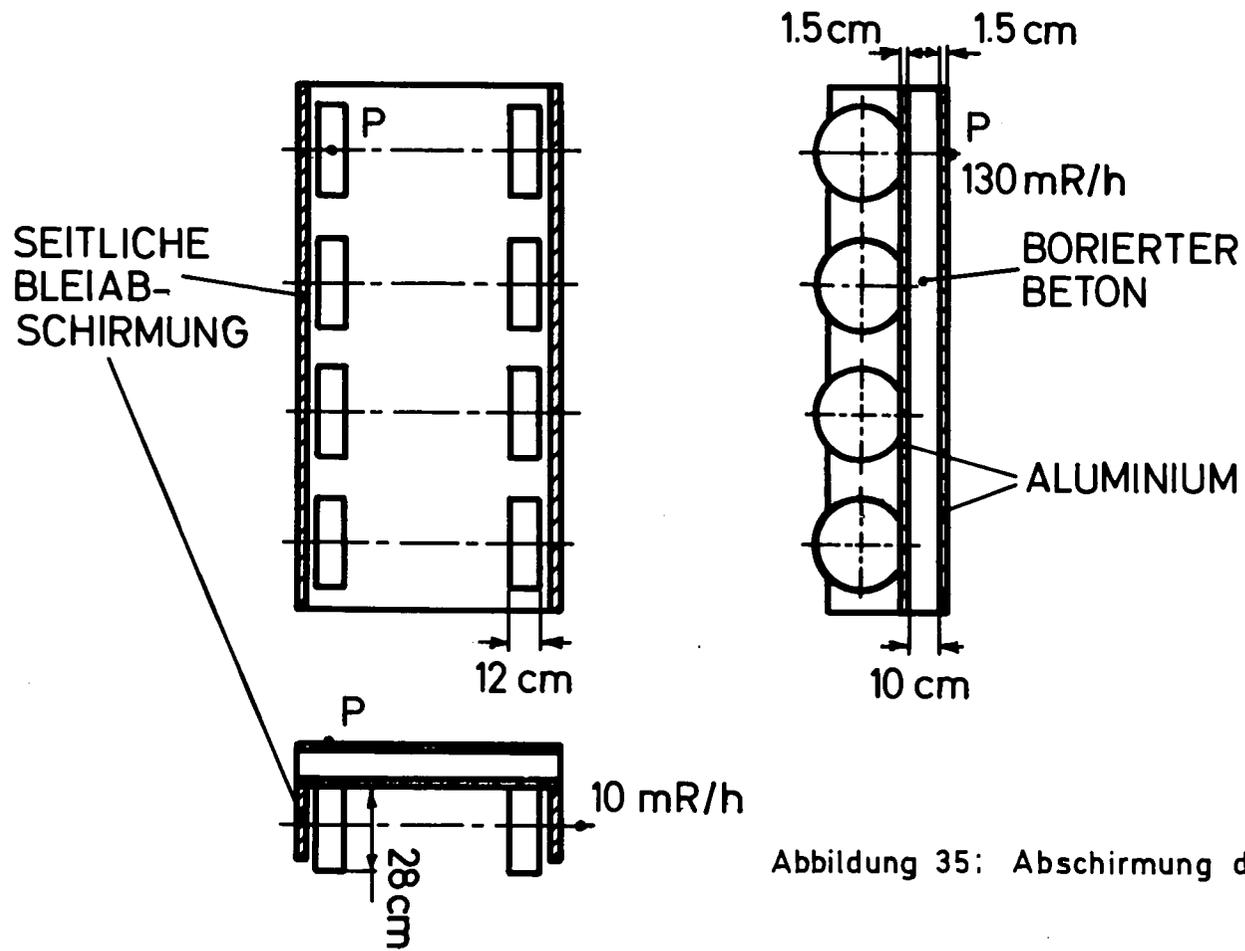


Abbildung 35: Abschirmung des Konverterwagens

- L die Loschmidtsche Zahl ( $6,023 \cdot 10^{23}$ ),-
- $A_i$  das Atomgewicht des Isotopes i [g],
- $n_{ijk}$  die Anzahl der ausgesandten Photonen pro Zerfall des aktivierten Isotops i (im Elemente j), welche die Energie  $E_k$  besitzen,
- $c_{ijk}$  der Dosis-Umwandlungsfaktor, der den Übergang des Photonenflusses des Isotopes i und der Energie  $E_k$  in die Gammadosisleistung ermöglicht,
- $G_k$  ein Geometriefaktor, der die Konfiguration der Quelle, die Selbstabsorption, sowie die Attenuation durch Abschirmmedien berücksichtigt:

$$G_k = \int_{\text{Quelle}} \phi(\vec{r}) \cdot \frac{e^{-f[\mu(E_k) \cdot \vec{r}', \vec{r}]}}{4\pi[\vec{r}' - \vec{r}]^2} d\vec{r}$$

- $\phi(r)$  die Neutronenflussverteilung im Quellvolumen (schnelle und thermische Neutronen;  $\phi_{th} = 10^9$  n/cm<sup>2</sup>.sec,  $\phi_{rap} = 10^9$  n/cm<sup>2</sup>.sec)
- $\mu(E_k)$  der lineare Absorptionskoeffizient des Quellvolumens oder der Abschirmmedien [ cm<sup>-1</sup> ]
- $\vec{r}$  der Radiusvektor des elementaren Quellvolumens
- $\vec{r}'$  der Radiusvektor des Dosisleistungsaufpunktes
- f die Anzahl der freien Weglängen zwischen Quellpunkt und Dosisleistungsaufpunkt
- $B_k$  der Aufbaufaktor für die Energie  $E_k$ ,  $B_k = B[\mu(E_k), \vec{r}', \vec{r}]$

Die obige Formel setzt voraus, daß die Bestrahlungszeit unendlich ist; sie berücksichtigt das Abklingen des Isotopes i (im Elementj) während der Zeit  $t_K$ . Ist die Zerfallskonstante  $\lambda_{ij}$  in 1/sec ausgedrückt, so ist die Abklingzeit  $t_K$  in Sekunden anzugeben. Die in der Folge aufgeführten Resultate entsprechen einer Abklingzeit von 1 Tag.

Als Konstruktionsmaterial wurden hauptsächlich kobaltarmer Stahl (St-52-3), antimonarmes Blei, und (99,99) kupferarmes Aluminium (Peraluman) verwandt. Die Aktivierungs-Gammadosisleistung wurde in verschiedenen Punkten des Versuchswagens bestimmt. Als maximaler Wert ergab sich 130 mR/h (90 mR/h für thermische Neutronen,

40 mR/h für schnelle Neutronen), im Punkte P auf der Ladefläche, in der Verlängerung des vertikalen Durchmessers eines Wagenrades. Auf der Tragachse des Wagens beträgt die von einem Stahlrad herrührende Gammadosisleistung circa 10 R/h. Aus diesem Grunde wurden die Wagenräder seitlich mit einer 8 cm dicken Bleiplatte abgeschirmt, welche eine Abschwächung um einen Faktor  $10^3$  bewirkt. (Figur 35.)

Was den Konverterwagen anbetrifft, so ließ sich zeigen, daß die Benutzung von 2 cm dicken Peraluman-Platten eine Dosisleistung unterhalb von 200 mR/h gewährleistete. Die Bleischalen auf dem Konverterwagen sowie die Bleifüllung im Innern tragen nur wenig zur Gesamtdosis bei.

#### 4. Sicherheitsbetrachtungen

##### 4.1 Leistungsexkursion des Reaktors

Da die Konverterleistung direkt vom einfallenden thermischen Fluss abhängt, liegt es nahe, sein Verhalten bei einer Leistungsexkursion des Reaktors zu untersuchen. In Referenz (14) wurde folgender Unfall betrachtet: bei der Nominalleistung von 5 MW steigt die Reaktivität linear mit einer Steigung von 4000 ppm/sek an. Man nimmt an, daß der Reaktorscram erst bei einem Niveau von 6 MW ausgelöst wird und daß die Kontrollstäbe erst nach einer Verzögerungszeit von 120 msec fallen; die Falldauer beträgt 100 msec. Aus der gleichen Referenz (14) entnimmt man, daß die während der Exkursion freigesetzte Energie  $1,5 \cdot 10^7$  Joule ist. Die Konverterplatte spricht auf diesen Unfall mit einer Freisetzung von

$$\frac{1,3 \cdot 10^3 \text{ (Watt Konverterleistung)}}{5 \cdot 10^6 \text{ (Watt Reaktorleistung)}} \cdot 1,5 \cdot 10^7 \text{ (Joule)} = 3900 \text{ Joule}$$

an. Unter der pessimistischen Annahme, daß die so freigesetzte Energie nicht abgeführt wird, ergibt sich eine Temperaturerhöhung  $\Delta T$  von

$$\Delta T = \frac{P(\text{Joule})}{M_U(\text{kg}) \cdot c_U \left( \frac{\text{Joule}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \right) + M_{Al}(\text{kg}) \cdot c_{Al} \left( \frac{\text{Joule}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \right)}$$

wobei:  $M_U = \text{Uranmasse} = 5,1 \text{ kg}$

$M_{Al} = \text{Aluminiummasse} = 24 \text{ kg}$

$c_U = \text{spezifische Wärme des Urans} = 117 \frac{\text{Joule}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$  bei  $50^\circ\text{C}$

$c_{Al} = \text{spezifische Wärme des Aluminiums} = 900 \frac{\text{Joule}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$  bei  $50^\circ\text{C}$

Die numerische Anwendung führt zu

$$\Delta T = \frac{3900}{5,1 \cdot 117 + 24 \cdot 900} = \frac{3900}{22.200} = 0,176^\circ\text{C}$$

Die Temperaturerhöhung ist demnach zu vernachlässigen.

#### 4.2 Möglichkeit einer kritischen Anordnung

Die hier gebrachten Betrachtungen wurden größtenteils aus der Referenz (15) abgeleitet.

Die äquivalente  $U^{235}$ -Dicke der Konverterplatte ist 0,48 mm, und die  $U^{235}$  Masse wiegt 4,6 kg; die entsprechende Urandicke und Uranmasse ist bei 90 prozentiger Anreicherung 0,55 mm, beziehungsweise 5,1 kg. Referenz (15) liefert die minimale kritische Dicke einer unendlich ausgedehnten Uranplatte in einem unendlichen Wasserreflektor; bei 93,5 prozentiger Anreicherung liegt diese minimale Dicke bei 1,5 cm (Totaluran). Die Euracosplatte mit nur 0,55 mm Dicke ist nicht unendlich ausgedehnt, sondern besitzt einen Durchmesser von 80 cm; außerdem ist es ausgeschlossen, daß die Konverterscheibe beidseitig mit Wasser reflektiert wird. Im Falle von "nassen" Versuchen schaut die dem Versuchswagen zugewandte Plattenseite auf ein Wassermedium (Versuchstank, gefüllt mit Wasser), während auf der anderen Seite ein Graphitreflektor ist (thermische Säule). Nebenbei bemerkt beträgt die kritische Masse in Kugelgeometrie circa 24 kg, bei 93,5 Prozent Anreicherung.

Es kann also behauptet werden: 4,6 kg  $U^{235}$  machen keine kritische Masse aus, welches auch ihre geometrische Anordnung sei und welches auch der Reflektor sei (Wasser, Graphit, Beton, Polyethylen usw.).

Eine genauere Analyse, die den komplizierten geometrischen Verhältnissen Rechnung trägt, wurde unter Anwendung des Monte-Carlo-Verfahrens durchgeführt. Mit dem Programm TIMOC (10) wurde die

geometrische Anordnung möglichst genau rekonstruiert und die effektive Multiplikationskonstante berechnet. Unter effektiver Multiplikationskonstante versteht man in diesem Falle das Verhältnis  $\frac{N_s}{N_q}$ , wobei  $N_s$  die Anzahl der erzeugten sekundären Spaltneutronen ist, die von  $N_q$  primären Quellneutronen abstammen. Die effektive Multiplikationskonstante beläuft sich auf 0,025.

Die hier durchgeführten Monte-Carlo-Rechnungen unterscheiden sich von den Spektrumsberechnungen (siehe 3.1.6) insofern, daß die Neutronen jetzt bis in dem thermischen Bereich verfolgt werden (die untere Energiegrenze ist Null) und daß sämtliche Boralplatten in der geometrischen Anordnung vernachlässigt wurden (Boralvorhang, Boralplatten auf dem Experimentierwagen und auf der Bleiabschirmungen der Konverterplatte). Trotzdem ist die effektive Multiplikationskonstante sehr gering. Dies ist wohl durch das Vorhandensein des borierten Betons im Bestrahlungstunnel bedingt, das die thermischen Neutronen absorbiert. Wird jedoch der leere Bestrahlungstunnel mit Wasser geflutet (eine Hypothese, die in einer anderen Monte-Carlo-Rechnung zurückgehalten wurde), so steigt die effektive Multiplikationskonstante auf 0,55 an.

Die oben erwähnten kritischen Uranmassen gelten nur, wenn das Uran keinen Moderator enthält. Anders liegt der Sachverhalt, wenn im Brennstoff z. B. wasserstoffhaltiges Material mehr oder weniger homogen verteilt ist. Das Zustandekommen einer solchen Mischung ist prinzipiell nicht ausgeschlossen, nämlich während eines Schmelzunfalls der Platte (Ausfall der Kühlung bei persistenter Höchstleistung) und bei gleichzeitigen Leckverlusten aus dem Wassertank. Man nimmt an, daß sich eine sphärische Schmelzmasse bildet, die mit gleichmäßig verteilten Volumina durchsetzt ist, welche mit Wasser angefüllt werden. Gemäß Referenz (15) entsprechen einer Totalmasse von 5,1 kg zwei kritische Konzentrationen, nämlich  $0,017 \text{ g/cm}^3$  und  $1,3 \text{ g/cm}^3$ .

Für 5,1 kg Totaluran entspricht dies 300 Liter Wasser, beziehungsweise 4,7 Liter Wasser. Das Zustandekommen der ersten Konzentration ( $0,017 \text{ g/cm}^3$ ) ist aus praktischen Gründen unwahrscheinlich. Dagegen

könnte man sich die Bildung einer mehr oder weniger homogenen Mischung von 5,1 kg Uran und 4,7 kg Wasser eher vorstellen.

Die minimale Uranmasse, die eine kritische Anordnung zustande bringt, liegt bei 860 g, bei einer Konzentration von  $0,06 \text{ g/cm}^3$  des Urans in der homogenen Mischung. Es ist also möglich, daß jede Uranmasse zwischen 5,1 kg und 0,86 kg zu zwei kritischen homogenen Mischungen führen kann. Zu bemerken sei, daß in den obigen Überlegungen das Vorhandensein des Aluminiums der Legierung vernachlässigt wurde. Die größere Dilution des Urans (Volumen der Brennstoffplatte: circa 10 Liter gegen  $1/3$  Liter im Falle des reinen Urans) erhöht jedoch die Möglichkeit der Formation einer (quasi) homogenen Mischung. Als Schlußfolgerung kann behauptet werden, daß im Falle eines Schmelzunfalls und eines Leckes im Versuchstank, eine kritische Konfiguration nicht ausgeschlossen ist.

#### 4.3 Ausfall der Kühlung bei voller Konverterleistung

Nimmt man an, daß der Konverter nach Ausfall der Hauptkühlung auf der Leistung von 1300 Watt bleibt (z.B. durch Blockierung der Boralvorhänge in den Führungsschienen), so steigt die Plattentemperatur bei freier Luftströmung von circa  $50^\circ\text{C}$  auf circa  $600^\circ\text{C}$ , welche der Schmelztemperatur des Plattenmaterials nahe ist. Da jedoch die Kupfer-Lötverbindung zwischen der Umhüllung und der UAl-Legierung schon bei  $540^\circ\text{C}$  schmilzt, stellt letztere Temperatur die obere Grenze dar, die unter keinen Umständen erreicht werden darf. Bei einwandfreier Lötverbindung sind die Temperaturen der Al-Umhüllung und der UAl-Legierung gleich groß (siehe Anhang 7). Ihre Werte werden von 20 Thermoelementen, an beiden Seiten der Konverterplatte befestigt, auf einem Schreiber registriert. Übersteigt an einem der zwanzig Meßpunkte die Temperatur  $80^\circ\text{C}$ , so löst der entsprechende Sensor einen Voralarm aus (gelbes Licht auf dem Kontrollpunkt, Sirene); überschreitet eine der 20 gemessenen Temperaturen die  $100^\circ\text{C}$ -Grenze, so erfolgt ein Vollalarm (rotes Licht, Sirene) sowie ein "Konverterscram" (Herunterfallen der Boralvorhänge). Wird jedoch die  $100^\circ\text{C}$ -Grenze von fünf Thermoelementen überschritten

(z.B. beim mechanischen Blockieren der Boralvorhänge in den Führungsschienen), so erfolgt ein Reaktorscram. Die 540°C-Schmelze setzt daher voraus daß: die Luftkühlung ausfällt, die Schnellabschaltung des Konverters und die Schnellabschaltung des Reaktors ausbleiben. Obgleich die Wahrscheinlichkeit dieser dreifachen Koinzidenz klein ist, wird anschließend der hypothetische Fall des Schmelzens der Lötverbindung und der UAl-Legierung analysiert. Zu bemerken sei, daß die schmelzende Lötverbindung wahrscheinlich zu lokalen Luftspalten zwischen Al-"Cladding" und dem "meat" führt. Der daraus resultierende Temperatursprung erhöht die Temperatur im Innern der Brennstoffplatte, so daß der Schmelzvorgang früher einsetzt.

#### 4.4 Schmelzen der Konverterplatte

In der Folge wird die benötigte Wärmemenge berechnet, welche die Konverterscheibe adiabatisch von 50°C bis zum Schmelzen der Legierung (Dispersion von UAl<sub>4</sub> in Al) bringt.

Der Scheibendurchmesser beläuft sich auf 80 cm, die Scheibendicke beträgt 1,83 cm, die 90 % angereicherte Uranmasse 5,1 kg und die Aluminiummasse 24 kg. Die Konverterscheibe ist in eine 0,2 cm dicke Aluminiumhülle eingekleidet. Das Volumen des Claddings beträgt 2100 cm<sup>3</sup>.

Folgende Tabelle enthält die wichtigsten Größen, die zur Bestimmung des Verhaltens des Systemes UAl<sub>4</sub> + Al benötigt werden.

Tabelle 6	Al	U	UAl <sub>4</sub>
Mittlere spezifische Wärme $\bar{c}_p$ (cal/°C.Grammatom)	6,77	10	30
Latente Fusionswärmemenge $L_f$ (Kcal/Grammatom)	2,5	3,0	-
Atomgewicht	27	235,3	343,3
Dichte (g/cm <sup>3</sup> )	2,7	-	-

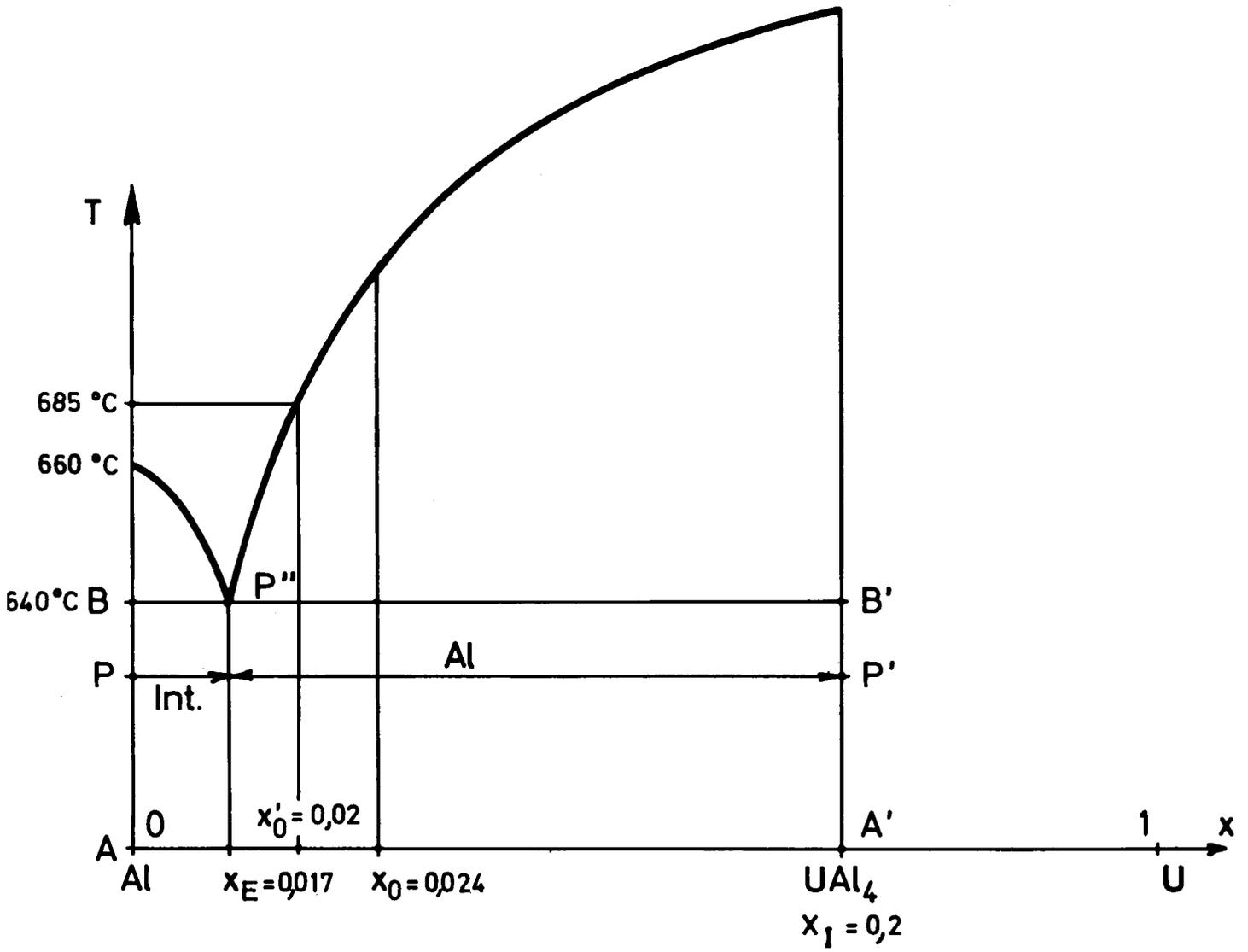


Abbildung 36

Phasen diagramm der Konverterscheibe

Die Zusammensetzung  $x$  der Legierung wird durch die Anzahl der Uranatomkerne, bezogen auf die insgesamt vorhandenen Aluminium- und Urankerne, definiert. Für die intermetallische Verbindung  $UAl_4$  gilt:

$$x_i = \frac{1 \text{ Urankern}}{1 \text{ Urankern} + 4 \text{ Aluminiumkerne}} = \frac{1}{5} = 0,2$$

Die Anzahl der Al-Grammatome beträgt  $\frac{24000}{27} = 889$ , die Anzahl der U-Grammatome beträgt  $\frac{5100}{235,3} = 21,7$ . Die resultierende Zusammensetzung beläuft sich auf

$$x_o = \frac{21,7}{889 + 21,7} = \frac{21,7}{910,7} = 0,024$$

Da in der Legierung 21,7 Uran-Grammatom vorhanden sind, so enthält sie auch 21,7  $UAl_4$ -Mol; demnach gehen  $4 \times 21,7 = 86,8$  Grammatom Al in die intermetallischen Verbindung ein, so daß  $889 - 86,8 = 802,2$  Grammatom in der Aluminiummatrix enthalten sind.

Um die Konverterscheibe von  $50^\circ\text{C}$  auf  $640^\circ\text{C}$  (Schmelztemperatur des Eutektikums) zu bringen, wird folgende Wärmemenge benötigt:

$$H_1 = \frac{(640-50) (21,7 \cdot 30 + 802,2 \cdot 6,77)}{1000} \approx 3580 \text{ Kcal}$$

Um die Aluminiumhülle der Brennstoffplatten von  $50^\circ\text{C}$  aufzuheizen, werden

$$H_2 = \frac{(640-50) \cdot 210 \cdot 6,77}{1000} \approx 840 \text{ Kcal}$$

benötigt.

Unterhalb von  $640^\circ\text{C}$  wird der Zustand der Konverterplatte mit Hilfe von den zwei Punkten P und P' beschrieben (Fig. 36). Die Konvertermasse verbleibt im festen Zustand bis zu  $640^\circ\text{C}$ . Jede weitere Wärmezufuhr bewirkt das Schmelzen bei  $640^\circ\text{C}$ ; diese Temperatur bleibt dann konstant bis das Ausschmelzen des Eutektikums (Lösung eines Teiles der intermetallischen Verbindung im Aluminium) vollendet ist (Punkt P''). Im Vergleich zur intermetallischen Verbindung  $UAl_4$  enthält die vorliegende Legierung zusätzliche 17,6 Al-Grammatom (bezogen auf 100 Grammatom), während das Eutektikum 18,3 Al-Grammatom mehr aufweist.

Mithin wird nur der Bruchteil  $\frac{17,6}{18,3} = 0,962$  mit der eutektischen Zusammensetzung bei  $640^{\circ}\text{C}$  ausschmelzen. Da die Legierung insgesamt  $21,7 + 889 \sim 911$  Grammatom enthält, beträgt die geschmolzene Masse des Eutektikums  $0,962 \cdot 911 = 876$  Grammatom. Diese enthält  $876 \cdot x_E = 876 \cdot 0,017 = 14,9$  Grammatom Uran, so daß  $21,7 - 14,9 = 6,8$  Mol als  $\text{UAl}_4$  in festem Zustand zurückbleiben.

Die Formation und das Schmelzen der eutektischen Mischung kann man (formal) als das Resultat folgender Prozesse betrachten:

1. Zerlegen von  $14,9$  Mol  $\text{UAl}_4$  in  $14,9$  Grammatom Uran in festem Zustand, und von  $59$  Grammatom Aluminium in festem Zustand. Die benötigte Wärmemenge beträgt

$$H_3 = H_f \cdot 14,9 \approx 31,2 \cdot 14,9 \approx 465 \text{ Kcal}$$

wobei  $H_f = 31,2$  Kcal/Mol der molekularen Entalpie für die Bildung des Intermetalls  $\text{UAl}_4$  ist.

2. Schmelzen von  $14,9$  Grammatom Uran. Nimmt man für diesen fiktiven Prozess eine latente Fusionswärmemenge  $L_f$  von  $3,0$  Kcal (Fusionswärmemenge bei Schmelztemperatur des Urans), so ergibt sich

$$H_4 = 14,9 \cdot 3,0 \approx 45 \text{ Kcal.}$$

3. Schmelzen von  $876(1 - x_E) = 876(1 - 0,017) = 876 \cdot 0,983 = 861$  Grammatom Aluminium. Die benötigte Wärmemenge beträgt

$$H_5 = 861 \cdot 2,5 \approx 2150 \text{ Kcal.}$$

4. Mischung der beiden flüssigen Phasen U und Al. Thermochemische Daten des Mischprozesses sind unbekannt, so daß die entsprechende (ohnehin kleine) Wärmemenge vernachlässigt wird.

Die insgesamt benötigte Wärmemenge, die zum Schmelzen der eutektischen Mischung führt, beläuft sich demnach auf  $7080$  Kcal.

Nach dem Ausschmelzen der eutektischen Mischung ist die Konverterstruktur zerstört, in festem Zustand bleiben nur  $6,8$  Mol  $\text{UAl}_4$  zurück, sowie das Aluminium der Umhüllung. Eine weitere Wärmezufuhr bewirkt das Auflösen der restlichen  $\text{UAl}_4$  in der Einkleidung und die Bildung

weiteren Eutektikums, auf Kosten des Aluminiums der Umhüllung. Im Falle einer groben Dispersion des  $UAl_4$  in der Al-Matrix ist es jedoch nicht ausgeschlossen, daß während des Ausschmelzens des Eutektikums der Brennstoffplatte Korrosionsprozesse in der Al-Verkleidung zur Bildung dieses Eutektikums (auf Kosten des Aluminiums der Umhüllung, statt jenes der Matrix) führen.

Es soll die aufzuwendende Wärmemenge berechnet werden, die das Schmelzen der Gesamtmasse herbeiführt (Legierung und Umhüllung) unter Berücksichtigung folgender Endsituation: 21,7 Grammatom Uran und  $889 + 210 = 1099$  Grammatom Aluminium. Die entsprechende atomare Urankonzentration des Liquidus beträgt:

$$x'_0 = \frac{21,7}{1099 + 21,7} = \frac{21,7}{1120,7} = 0,02$$

bei einer Schmelztemperatur von circa  $685^\circ\text{C}$  (Fig. 36).

Die wirklichen und fiktiven Prozesse, die zu dieser Endsituation führen, sind:

1. Zerlegung der restlichen 6,8 Mol  $UAl_4$ ; die benötigte Wärmemenge beträgt:  $H_6 = 6,8 \cdot 31,2 \approx 212$  Kcal.
2. Schmelzen von 6,8 Grammatom Uran; dazu wird folgende Wärmemenge benötigt:  $H_7 = 6,8 \cdot 3,0 \approx 20$  Kcal.
3. Schmelzen der restlichen  $1099 - 861 = 238$  Grammatom Aluminium:  $H_8 = 238 \cdot 2,5 = 595$  Kcal.
4. Aufheizen der totalen flüssigen Masse, von  $640^\circ\text{C}$  bis auf  $685^\circ\text{C}$ . Nimmt man an, daß die respektiven spezifischen Wärmemengen für flüssiges Aluminium und flüssiges Uran  $7,0$  cal/Grammatom  $^\circ\text{C}$  und  $10,0$  cal / Grammatom  $^\circ\text{C}$  sind, so führt dies zu einer zusätzlichen Wärmemenge

$$H_g = \frac{1099 \cdot 7,0 + 21,7 \cdot 10,0}{1000} (685 - 640) \approx 355 \text{ Kcal.}$$

Somit benötigt der totale Schmelzvorhang der Konverterplatte insgesamt  $7080 + 212 + 20 + 595 + 355 = 8262$  Kcal  $\approx 9,6$  Kwh. Nimmt man an, daß die gesamte geschmolzene Uranmasse im thermischen Fluss verbleibt, so

wird fortwährend die nominale Leistung von 1,3 kW erzeugt. Demnach dauert der gesamte Schmelzvorgang  $9,6/1,3 \approx 7,5$  Stunden.

#### 4.5 Berechnung der Dosisleistung beim Konverterunfall

##### 4.5.1 Strahlenbelastung der Schilddrüse und der Knochen

Die Gesamtdosis (in rem), die der am stärksten belastete Teil des kritischen Organs infolge einer einmaligen Aufnahme erhält, beträgt:

$$D = g \cdot K \cdot t \text{ (rem) (siehe Anhang 10)}$$

wobei  $g$  (rem/Ci)  $(\text{m}^3/\text{sec})$  der Dosisfaktor ist; diese Größe stellt die Anzahl der rem dar, die eine Person im Laufe ihres Lebens auf das jeweilige kritische Organ erhält, wenn sie sich 1 Sekunde in einer Wolke des betreffenden Radionuklids der Konzentration  $1 \text{ Ci}/\text{m}^3$  aufgehalten hat.

$K$  ist die Konzentration des Radionuklids in der Atemluft ( $\text{Ci}/\text{m}^3$ ),  $t$  ist die Aufenthaltszeit in der verseuchten Luft (sec).

Es soll angenommen werden, daß der Konverter 180 Tage (6 Monate) mit der Leistung von 1,5 KW funktioniert hat. Die Aktivität in Curie für verschiedene Abklingzeiten, ist in Tabelle 5 des Anhangs 11 enthalten.

Folgende Tabelle enthält die zur Berechnung der Strahlenbelastung  $D$  notwendigen charakteristischen Daten für die Knochensucher und Jod (Schilddrüse).

Tabelle 7

Nuklid	$A_i^{180 \text{ d}}$ (Ci)	$K_i^{180 \text{ d}}$ ( $\text{Ci}/\text{m}^3$ )	$g_i$
J 131	37	$0,92 \cdot 10^{-4}$	210
J 132	55	$1,36 \cdot 10^{-4}$	7
J 133	77	$1,90 \cdot 10^{-4}$	60
J 135	70	$1,75 \cdot 10^{-4}$	20
S <sup>89</sup>	54	$5,4 \cdot 10^{-5}$	70
S <sup>90</sup> - Y <sup>90</sup>	1	$10^{-6}$	7 700
Y <sup>91</sup>	66	$6,6 \cdot 10^{-5}$	47
Ce <sup>144</sup> - Pr <sup>144</sup>	24	$2,4 \cdot 10^{-5}$	250

In der Berechnung von  $K_i^{180d}$  wurde angenommen, daß nur 10 % der gesamten Masse schmelzen (die geschmolzene Konverterplatte fällt aus dem thermischen Neutronenfeld, so daß die Wärmeproduktion aufhört), und nur 25 % des Jods und 10 % der langlebigen festen Spaltprodukte aus der flüssigen siedenden Masse entkommen ( 17). (siehe auch Anhang 11)

Der Berechnung von  $K_i^{180d}$  liegt ferner ein Reaktorhallen-Volumen von  $10^4 \text{ m}^3$  zugrunde. Die gesamte Strahlenbelastung beträgt:

$$D = \sum_{A=131}^{A=135} g_i \cdot K_i = 0,036 \text{ rem/sec für die Schilddrüse.}$$

$$D = \sum_i g_i \cdot K_i = 0,020 \text{ rem/sec für die Knochen.}$$

Setzt man als Toleranzdosis 10 rem voraus, so wird dieser Wert nach  $\frac{1}{0,036} \approx 280 \text{ s}$  oder circa 5 Minuten erreicht, so daß genügend Zeit zur Räumung der Reaktorhalle zur Verfügung steht.

#### 4.5.2 Berechnung der Gammadosis in der Reaktorhalle

An Hand der Tabelle 6 des Anhangs 11 wurden die Spaltproduktkonzentrationen in  $\text{Mev/m}^3\text{-sec.}$  in Abhängigkeit der Bestrahlungs- und Abklingzeit berechnet. Die Resultate sind in Tabelle 8 zusammengefaßt. (Volumen der Reaktorhalle:  $10^4 \text{ m}^3$ )

Tabelle 8

Bestrahlungszeit	(Abklingzeit)				
	1 sec.	1 h.	1 d	10 d	100 d
1 d	$2,4 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^6$
10 d	$2,5 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^7$
100 d	$2,5 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$6,2 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$
180 d	$2,6 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$	$7,3 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$
$\infty$	$2,6 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$

$10^4 \text{ m}^3$  entsprechen einer Halbkugel mit 16,7 m Radius; im Zentrum dieser nicht absorbierenden Halbkugel (16,7 m ist viel kleiner als die mittlere freie Weglänge in der Luft) beträgt  $\gamma$ - Fluß:

$$\Phi_{\gamma} = \int_0^R \frac{S_v \cdot 2\pi r^2 dr}{4\pi r^2} = \frac{S_v}{2} \cdot R = 8,35 S_v (\text{Mev}/\text{m}^2 \cdot \text{sec})$$

Da eine Gammadosis von 1 R/hr einem Fluß von  $5 \cdot 10^5 \text{ Mev}/\text{m}^2 \cdot \text{sec}$  entspricht (bei einer Photonenergie von 0,7 Mev), so gelangt man zu:

$$D_{\gamma} = 8,35 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{5 \cdot 10^5} \cdot S_v (\text{R/hr}) = 1,67 \cdot 10^{-9} \cdot S_v (\text{R/hr})$$

Unter der Annahme, daß nur 10 % der Konverterscheibe schmelzen und daß nur 50 % der Spaltprodukte freigesetzt werden (siehe Anhang 11) gelangt man schließlich zu folgenden Resultaten (Tabelle 9).

Tabelle 9

Gammadosis in der Reaktorhalle (R/hr)

$\tau$ Bestrahlungs- zeit	(Abklingzeit)				
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d
1 d	2	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-5}$
10 d	2,1	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
100 d	2,1	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
180 d	2,2	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$
$\infty$	2,2	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$

Folgende Tabelle enthält die über 30 Tage integrierte Gammadosis im Zentrum der Reaktorhalle.

Tabelle 10

$\tau$	30 Tage D (R)	1 Stunde D (R)
1 d	2,7	0,28
10 d	14,0	0,34
100 d	35,8	0,40
180 d	43,6	0,42
$\infty$	96	0,48

Nach 10 Tagen Bestrahlungszeit und 30 Tagen Aufenthalt in der Reaktorhalle läge die integrierte Dosis nur bei 14 R (maximal zulässig 30 R). Bei einem Aufenthalt von einer Stunde und 180 Tagen Bestrahlungszeit, wäre die Gammadosis nur circa 0,4 R, so daß genügend Zeit zur Räumung der Reaktorhalle bleibt.

#### 4.5.3 Berechnung der Betadosis in der Reaktorhalle

Die hier durchgeführten Berechnungen haben durchwegs einen konservativen Charakter, so daß die berechneten Dosisleistungen obere Grenzen darstellen.

Man nimmt an, daß die radioaktive Wolke im oberen Halbraum unendlich ausgedehnt ist, so daß im Mittel in einem Kubikmeter Luft ebensoviel Energie emittiert wie absorbiert wird; die pro Gramm Gewebe und pro Zeiteinheit absorbierte Energie beträgt also:

$$e = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot K \cdot E_m \cdot 0,5 \cdot 1,13/1293 \text{ (Mev/gr. sec.)}$$

$$E_m = \text{mittlere Betaenergie} \approx 0,4 \text{ Mev}$$

$$K = \text{Konzentration der Spaltprodukte (Ci/m}^3\text{)}$$

Der Faktor 0,5 berücksichtigt, daß die Strahlung nur aus einem Halbraum kommt, 1,13 ist das Verhältnis des Massenabsorptionskoeffizienten von Gewebe zu dem von Luft, 1293 gr ist die Masse von 1 m<sup>3</sup> Luft.

Berücksichtigt man, daß 1 Mev/gr = 1,603.10<sup>-8</sup> rad ist, so ergibt obige Formel:

$$e' \approx 2,6 \cdot 10^{-1} K \cdot E_m \text{ rad/sec}$$

Unter der Annahme, daß der gesamte Freisetzungsfaktor 0,05 beträgt, gelangt man schließlich zu folgenden Resultaten (an Hand der Tabelle 5 des Anhangs 11)

Tabelle 11  
Betadosis in der Reaktorhalle (rad/hr)

τ Bestrahlungs- zeit	(Abklingzeit)				
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d
1 d	34	2,6	5,2 · 10 <sup>-1</sup>	4,1 · 10 <sup>-2</sup>	1,5 · 10 <sup>-3</sup>
10 d	34	3,7	1,5	3,0 · 10 <sup>-1</sup>	2,6 · 10 <sup>-2</sup>
100 d	36	4,5	2,4	9,0 · 10 <sup>-1</sup>	1,8 · 10 <sup>-1</sup>
180 d	36	4,5	2,6	1,0	2,8 · 10 <sup>-1</sup>
∞	37	5,6	3,9	2,2	1,5

Die Werte der Betadosis in Tabelle 11 sind circa 18 mal höher wie die Gammadosis in Tabelle 9, so daß bei einer Bestrahlungszeit von 180 Tagen die integrierte Dosis, nach 1 Stunde Aufenthalt in der Reaktorhalle nur bei 7,5 rad liegt. Demnach stellt auch die Betadosis kein Problem dar, da genügend Zeit zur Räumung der Reaktorhalle bleibt.

#### 4.5.4 Berechnung der Jod-Inhalationsdosis außerhalb der Reaktorhalle

Gemäß Anhang 12 beträgt die maximale Dosis nach einem einmaligen momentanen Aktivitätsausstoß im Zeitpunkt  $t = 0$

$$D = \sum_i \frac{2Q_i g_i}{e\pi u h^2} \cdot \frac{C_z}{C_y} \text{ (rem)} = \frac{2}{e\pi u h^2} \cdot \frac{C_z}{C_y} \cdot \sum_i Q_i g_i \text{ (rem)}$$

dabei ist:

- $Q_i$  die freigesetzte Aktivitätsmenge des Radionuklids  $i$  (Ci)
- $g_i$  der in Anhang 10 definierte Dosisfaktor  $\left( \frac{\text{rem} \cdot \text{m}}{\text{Ci} \cdot \text{sec}} \right)$
- $h$  die Schornsteinhöhe des Reaktors (m)
- $\bar{u}$  die mittlere Windgeschwindigkeit (m/sec)

$C_z, C_y$  sind meteorologische Parameter, welche die Diffusion der Spaltprodukte in  $z$ - und  $y$ - Richtung beschreiben ( $\text{m}^{1/8}$ )

Die Entfernung des Maximums vom Quellpunkt beträgt nach der Stutton-Formel

$$d_o = \left( \frac{h}{C_z} \right)^{\frac{2}{2-n}}$$

Der Parameter  $n$  hängt von der Temperaturverteilung in der Atmosphäre ab. Es wird ferner vorausgesetzt, daß die Filter am Fuße des Reaktorkamins völlig ausgefallen sind, so daß die während des Schmelzens freigesetzten Spaltprodukte insgesamt in die Atmosphäre ausgestoßen werden.

Referenz (15) schlägt folgende Werte für die verschiedenen Parameter vor:

Normalwetterlage:  $n = 0,25$ ;  $C_y = C_z = 0,23 \text{ (m}^{1/8}\text{)}$

Inversion:  $n = 0,5$ ;  $C_y = 0,1 \text{ (m}^{1/8}\text{)}$   $C_z = 0,06 \text{ (m}^{1/8}\text{)}$

Als mittlere Windgeschwindigkeit wird 2 m/sec angenommen; die Kaminhöhe beträgt 30 m. Die freigesetzten Aktivitätsmengen  $Q_i = A_i^{180d} \cdot v_H \cdot s \text{ (Ci)}$  entsprechen 180 Tagen Bestrahlungszeit; die Werte für  $A_i^{180d} \text{ (Ci)}$  wurden der Tabelle 7 entnommen, der Freisetzungsfaktor  $v_H$  für Halogene beträgt 0,25 (Anhang 11), der Bruchteil  $s$  der geschmolzenen Konvertermasse beträgt 0,1. Tabelle 12 enthält die  $Q_i$ - und  $g_i$ -Werte der verschiedenen Jod-Isotope.

Tabelle 12

Nuklid i	$A_i^{180}$ (Ci)	$Q_i^{180}$ (Ci)	$g_i \left( \frac{\text{rem. m}^3}{\text{Ci. sec}} \right)$	$g_i \cdot Q_i^{180} d \left( \frac{\text{rem. m}^3}{\text{sec}} \right)$
J 131	37	0,925	210	195
J 132	55	1,37	7	10
J 133	77	1,92	60	115
J 135	70	1,75	20	35

$$\sum_i Q_i g_i = 355$$

Die numerische Auswertung des konstanten Faktors im Ausdruck der Dosis führt zu:

$$\frac{2}{e \cdot \pi \cdot \bar{u} \cdot h^2} \cdot \frac{C_z}{C_y} = 1,27 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{C_z}{C_y}$$

Für Normalwetterlage beläuft sich die maximale Dosis somit auf:

$$355 \cdot 1,27 \cdot 10^{-4} \cdot 1 = 450 \cdot 10^{-4} \text{ rem} = 45 \text{ mrem.}$$

Im Falle einer Inversion beträgt die maximale Dosis:

$$355 \cdot 1,27 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 = 270 \cdot 10^{-4} \text{ rem} = 27 \text{ mrem.}$$

Die Entfernung des Maximums vom Quellpunkt beträgt im Falle der Normalwetterlage:

$$d_o^{\text{norm}} = \left( \frac{30}{0,23} \right)^{\frac{2}{2 - 0,25}} = (130)^{1,14} \approx 260 \text{ m}$$

und im Falle der Inversion:

$$d_o^{\text{Inv}} = \left( \frac{30}{0,06} \right)^{\frac{2}{2 - 0,5}} = (500)^{1,33} \approx 4 \text{ Km}$$

Die Schilddrüsenbelastung der Bevölkerung ist absolut vernachlässigbar, da sie einige Zehnerpotenzen unter der maximal zulässigen Belastung von 10 rem liegt.

5. Bau der Anlage

5.1 Vorbereitende Arbeiten und Versuche

In den Jahren 1964 und 1967 wurden verschiedene Messungen am Ende der thermischen Säule des Reaktors Ispra I unternommen.

Der Sinn dieser Messungen war, die optimale geometrische Anordnung der thermischen Säule zu bestimmen. Der auf den Konverter einfallende thermische Neutronenfluß sollte einerseits möglichst hoch sein, andererseits wurde ein äußerst flaches radiales Profil der Quellverteilung in der Quelle gewünscht.

Tabelle 13 liefert die verschiedenen untersuchten Konfigurationen.

Tabelle 13 (siehe Abbildung 18)

1964 1967

Datum	17.6.	25.8.	25.8.	25.8.	25.8.	25.8.
Bleishutter	zu	offen	zu	zu	zu	zu
Bleifenster	zu	offen	zu	zu	offen	offen
Kanal in der thermischen Säule	voll	leer	leer	leer	leer	leer
Graphit-Verteilerplatte (10 cm)	-	-	nicht vorhanden	vorhanden	nicht vorhanden	vorhanden
Kurvennummer für axialen Fluß Fig. 37	1	2	5	3	6	4
Kurvennummer für radialen Fluß Fig. 38	1	2	5	3	6	4

Die in Tabelle 13 angeführten Komponenten (z.B. Bleishutter, Bleifenster usw.) sind aus Fig. 18 ersichtlich.

Abbildung 37

AXIALE FLUSSVERTEILUNG  
DER THERMISCHEN NEUTRONEN  
IM BESTRAHLUNGSTUNNEL

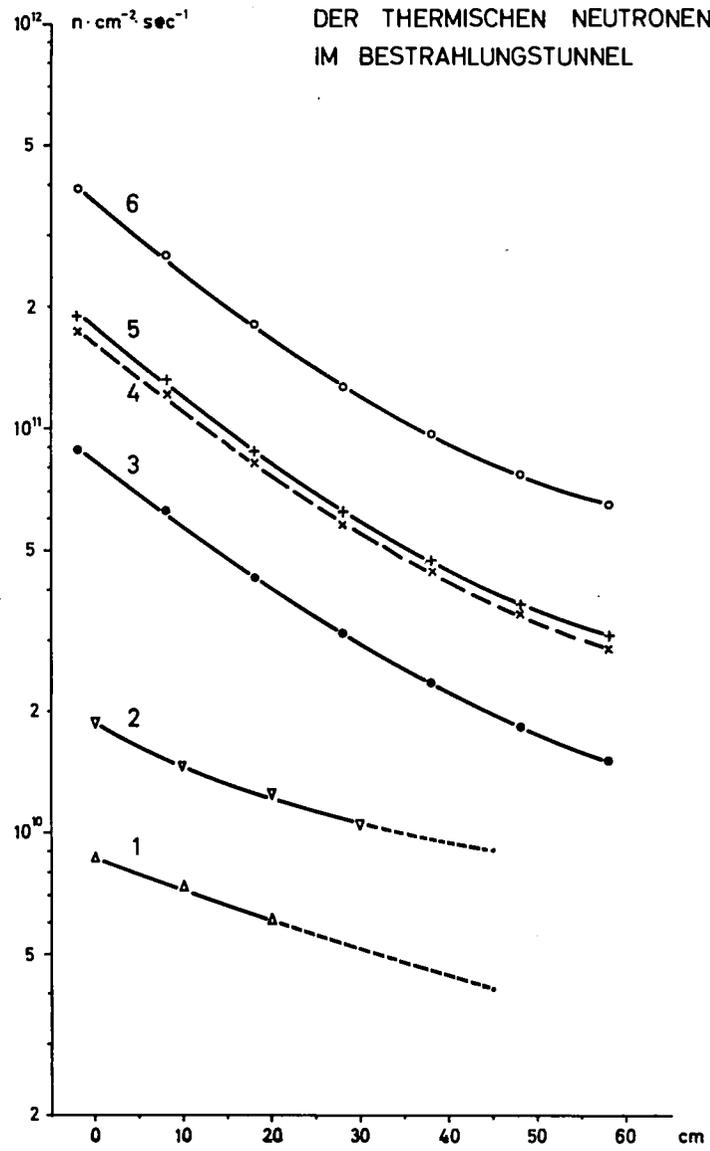
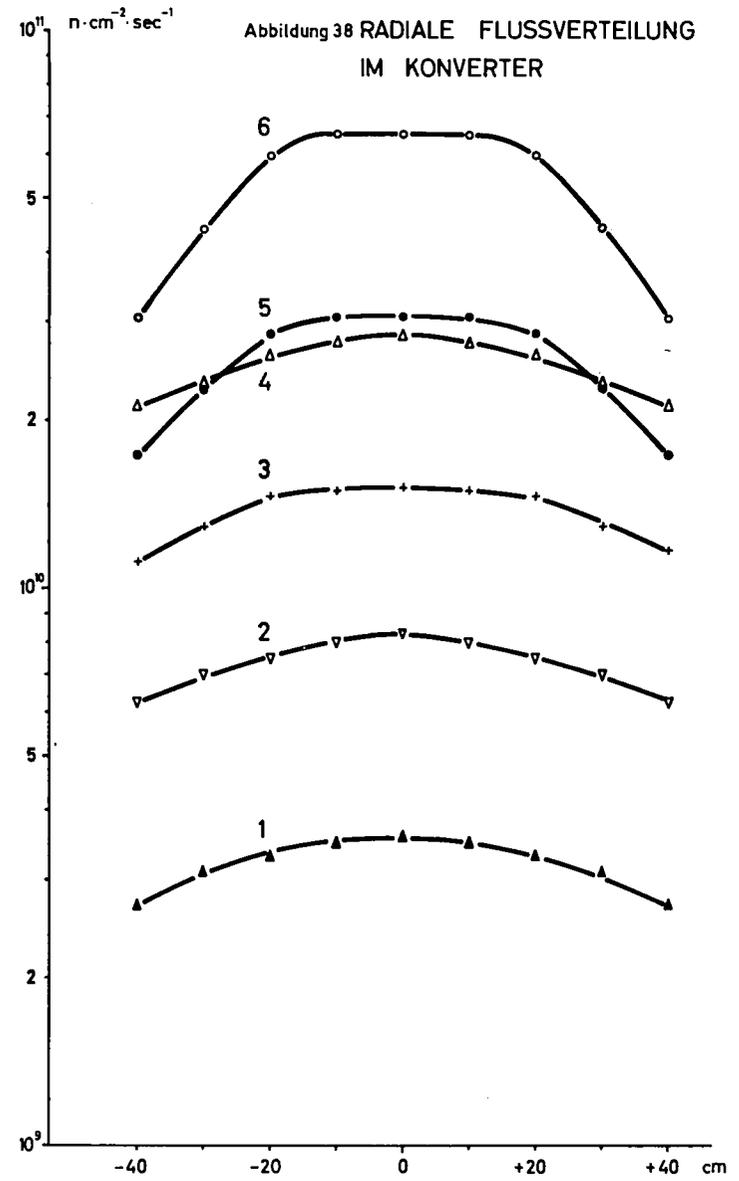


Abbildung 38 RADIALE FLUSSVERTEILUNG  
IM KONVERTER



Der gegenwärtige Zustand der thermischen Säule entspricht der Kurve 4, der Figuren 37 und 38; die Anordnung stellt einen Kompromiss zwischen erhöhtem Flußniveau und abgeflachter radialer Verteilung dar.

## 5.2 Allgemeines

Der Bau der Anlage wurde im Jahre 1965 beschlossen, nachdem die Finanzierung sichergestellt worden war. Die Ausführung wurde 2 Firmen anvertraut, nämlich der Firma NUKEM, die mit der Herstellung der Brennstoffplatten beauftragt wurde und der Firma Montecatini, welche die Konstruktion des restlichen Komplexes übernahm. Die Arbeiten zogen sich vom August 1966 bis zum Mai 1967 hin. Die Gesamtkosten beliefen sich auf circa 650.000 DM (ohne das Uran, welches gemietet wurde; mit elektronischer Ausrüstung für die 2 Monitorspaltkammern).

Es liegt nicht im Sinne der vorliegenden Arbeit, genauere technische Ausführungen über den eigentlichen Bau des Konverters zu geben. Überdies oblag die detaillierte Bestimmung der charakteristischen Daten der Ventilatoren, Motoren, Magnete, Filter, Wärmeaustauscher, Regelmechanismen, Meßeinrichtungen, sowie die detaillierte Planung des Kontrollpultes, nicht dem Autor dieser Arbeit, sondern der Firma Montecatini. Vom Autor wurden sowohl die grundlegenden Daten geliefert, sowie sie in den vorhergehenden Paragraphen bestimmt wurden, als auch die prinzipielle geometrische Gesamtauslegung.

Abbildung 39 zeigt den Konverterwagen mit den An- und Absaugstutzen, den geschlossenen Bleischalen und dem äußeren Aufbau der Boral-Guillotine. Abbildung 40 zeigt die äußere Schleusentür, den bewegbaren Borbeton-Tunnel, sowie den Konverterwagen, beim Ausbau der Anlage während der jährlichen Inspektion. Abbildung 41 erlaubt eine Gesamtübersicht über die Anlage (Kühlsystem in der oberen Hälfte), während Abbildung 42 eine Teilansicht des beladenen Versuchswagens im Abklingraum gestattet.

## 5.3 Erfahrung nach anderthalbjährigem Betrieb

Während des anderthalbjährigen Betriebes wurde der Konverterwagen

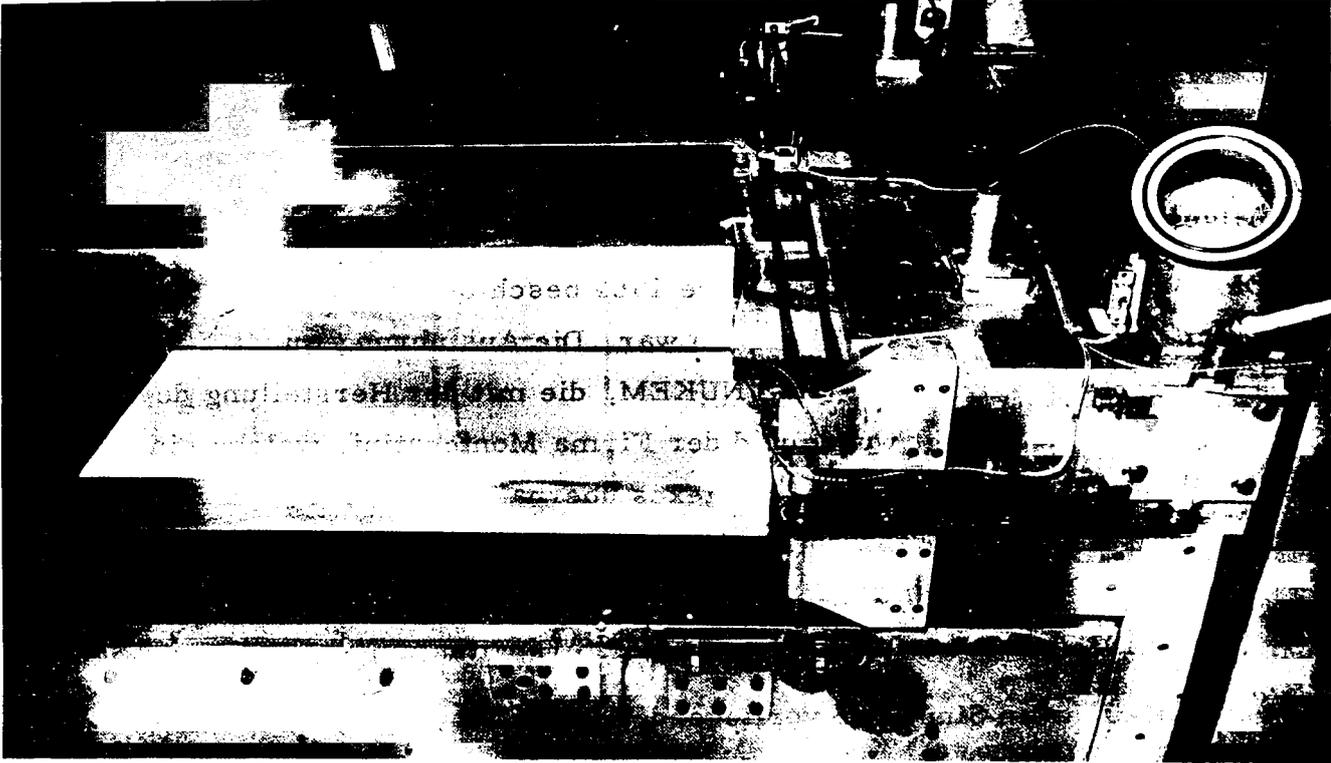


Abbildung 39: Konverterwagen mit Bleiabschirmung (geschlossen), Anschlüssen für Kühl-  
luft und mit Boravorhängen (ganz links)

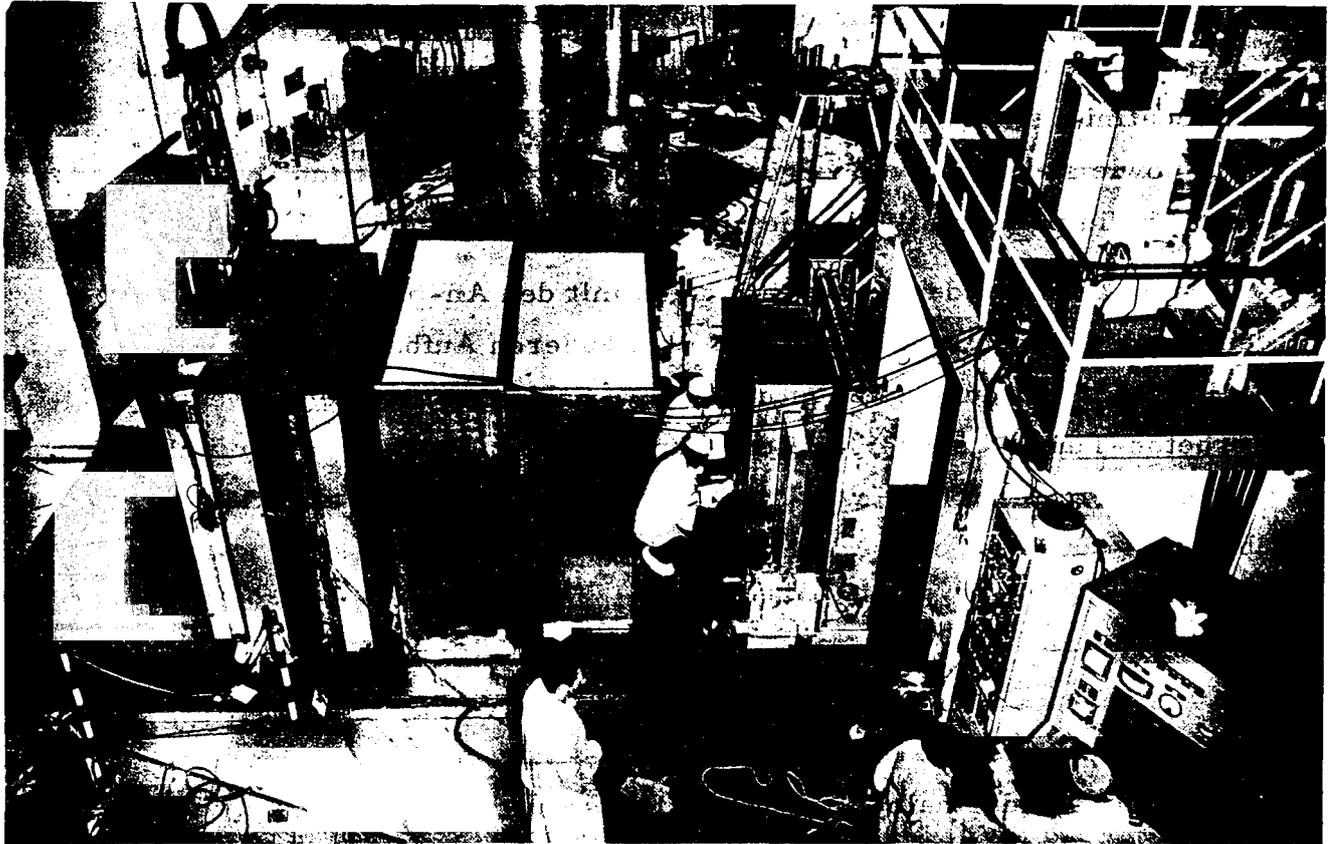


Abbildung 40: von links nach rechts : äußere Schleusentür,  
beweglicher Borbeton-Tunnel, Konverterwagen.

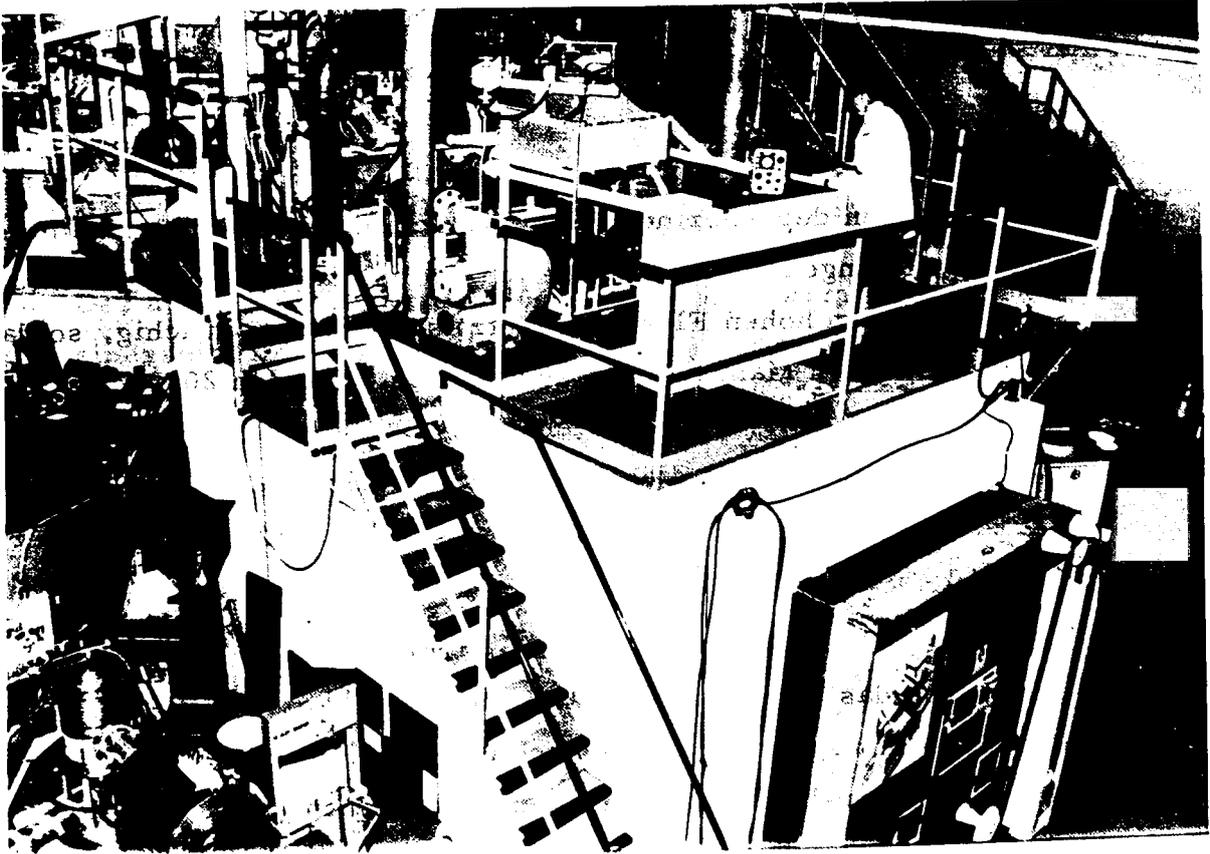


Abbildung 41: Gesamtübersicht der EURACOS-Anlage.

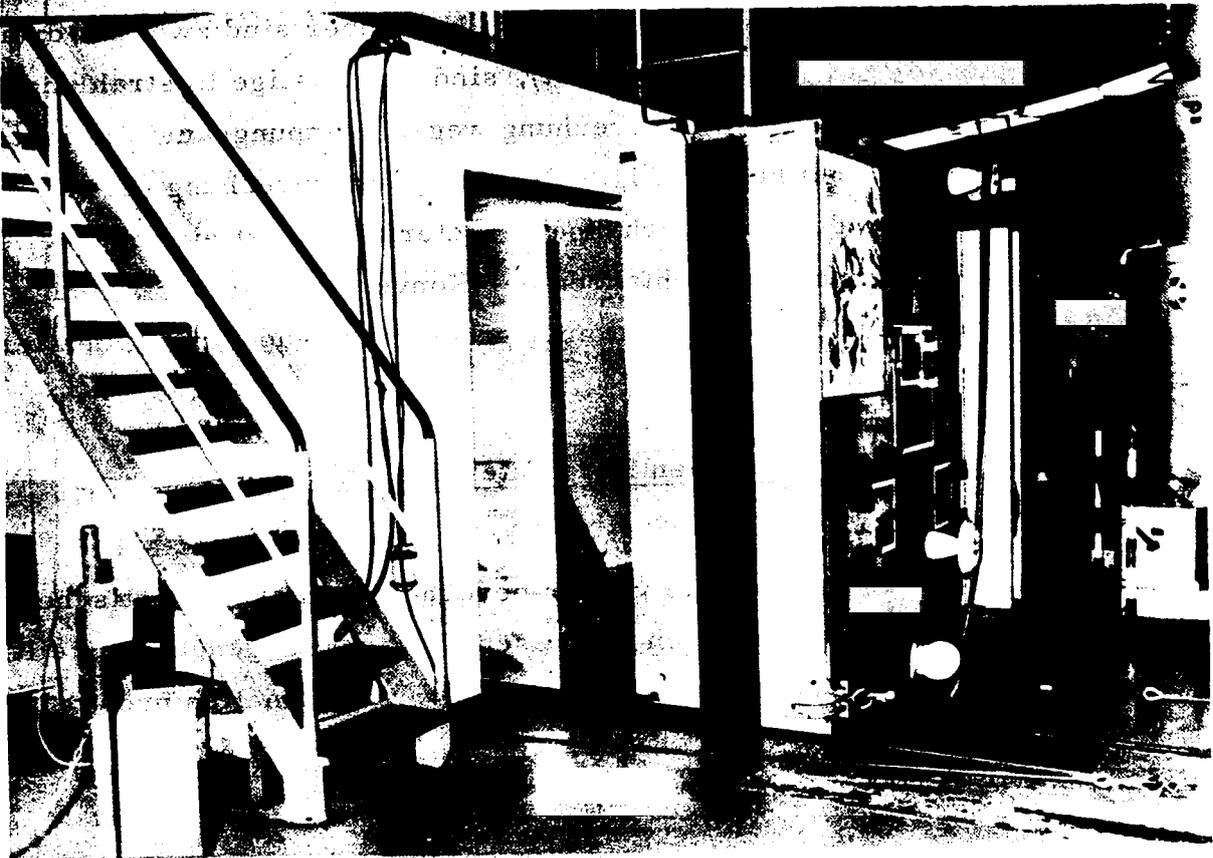


Abbildung 42: Teilansicht des beladenen Versuchswagens im Abklingraum

mit der Brennstoffscheibe zweimal herausgefahren, im Zusammenhang mit der jährlichen Inspektion. Die gemessenen Aktivierungs-Dosisleistungen lagen durchweg im Bereich der berechneten Größen. Bei dem jeweiligen Ausbau wurde festgestellt, daß Strahlenschäden an den Teflon-Isolierungen der Thermoelement-Anschlüsse an der Kühlkammer größer waren als angenommen; die Teflon-Isolierungen in den Anschluß-Schaltern, die einem hohen Fluß ausgesetzt sind, waren brüchig, so daß sie bei der geringsten Manipulation zerbrachen. Von den 20 Thermoelementen bleiben nur mehr 16 in Betrieb. Bei zukünftigen Wartungen wird man daher auf die Inspektion dieser Stecker-Anschlüsse verzichten müssen, da ihr Ersetzen die sehr umständliche Demontage der Konverterkühlkammer voraussetzt.

Während des anderthalbjährigen Betriebes traten zwei größere Pannen auf, beide durch das Versagen von Mikroschaltern hervorgerufen; sowohl der Versuchswagenmotor, als auch der Antriebsmotor für die beweglichen Konverter-Bleiabschirmungen verbrannten, da das Ausschalt-signal der entsprechenden Mikroschalter ausblieb. Sämtliche Mikroschalter wurden daraufhin verdoppelt.

Da der Reaktor Ispra I sich in einer gewitterreichen Gegend befindet (in der Periode von Mitte August bis Ende November sind zwei bis drei wöchentliche Gewitter keine Seltenheit), sind langfristige Bestrahlungen (circa 4 - 5 Wochen) ohne Unterbrechung wegen Spannungsausfall nicht möglich. Da selbst bei kurzfristiger Spannungsunterbrechung (Bruchteil von Sekunden), die Boravorhänge herunterfallen, ist eine manuelle Intervention zum erneuten Hochfahren der Konverteranlage notwendig. Daraufhin wurde der Bau einer automatischen "start-up"-Instrumentierung beschlossen.

## 6. Messung der charakteristischen Parameter der Anlage Vergleich mit den Berechnungen

In diesem Abschnitt werden die vorher berechneten charakteristischen Größen zusammengefaßt und den gemessenen Werten gegenübergestellt. Der Vergleich erstreckt sich auf die Leistung, die schnellen und

thermischen Neutronenflüsse in dem leeren Bestrahlungstunnel, die Neutronen- und Gammadosis außerhalb des leeren Bestrahlungstunnels, und die Gammadosis, die vom aktivierten Versuchswagen herrührt.

6.1 Neutronenflüsse, Leistung des Konverters (Tabelle 14)

Der auf die Konverterscheibe einfallende thermische Neutronenfluß wurde einerseits mit Hilfe eines elementaren Verfahrens in Anhang 2 berechnet, andererseits im Rahmen der vorbereitenden Arbeiten (siehe 5/1) an Hand von Aktivierungsmessungen experimentell bestimmt.

Tabelle 14

Größe	berechnet	gemessen
Einfallender thermischer Fluß	$1,4 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (untere Grenze)	$2,8 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (obere Grenze)
Schneller Fluß a) Kühlkammerwand	$1,9 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (Leistung 1,3 KW) (Analytische Lösung)	$1,7 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (Spaltspektrum)
b) Ende des Versuchsaufbaues	$4,1 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (Analytische Lösung) $4,5 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (Monte-Carlo TIMOC)	$4,2 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (Spaltspektrum)
Konverterleistung	1,3 KW	1,2 KW

Die Berechnung der schnellen Neutronenflüsse geschah mittels der in 3.1.4 aufgestellten Formel. Diesen Rechnungen lag eine Konverterleistung von 1,3 KW zugrunde. Das Monte-Carlo-Programm TIMOC lieferte, unter Berücksichtigung der genauen geometrischen Konfiguration, die Aktivierungsraten eines Nickel-Schwellwertdetektors.

Unter der Voraussetzung eines Spaltspektrums wurden aus diesen Aktivierungsraten die schnellen Flüsse abgeleitet.

Was die gemessene Konverterleistung anbetrifft, so ist letztere nur bedingt als experimentelles Ergebnis zu bewerten, da sie indirekt auch von einer Monte-Carlo-Rechnung abhängt.

Eine ausschließlich experimentelle Bestimmung an Hand von Luft-Temperaturmessungen am Eintritt und am Austritt der Konverterkühlkammer erwies sich insofern als unzweckmäßig, als die resultierende Temperaturdifferenz nur ungenau meßbar ist.

## 6.2 Konvertertemperatur, Luftaustrittstemperatur (Tabelle 15)

Die maximale Oberflächentemperatur der Brennstoffscheibe ist im Abschnitt 3.2.4 berechnet worden. Als Sensoren für die Messung der Oberflächentemperatur dienen 20 Thermoelemente ( $\varnothing = 0,5 \text{ mm}$ , Ni - Cr), die in das Al des Cladding eingestanz sind. Die Lufteintritts- und Luftaustrittstemperaturen werden von zwei Thermowiderständen erfaßt.

Tabelle 15

Größe	berechnet	gemessen
Maximale Oberflächentemperatur	47° C ( 1,3 KW, 1000 <sup>3</sup> m/h)	42 °C (Maximale Leistung) 1000 m <sup>3</sup> (h)
Differenz zwischen Eintritts- und Austrittstemperatur	5,8° C	6 - 7° C

Zu bemerken sei jedoch, daß die Meßstellen für die Lufteintritts- und Austrittstemperatur circa 5-6 Meter von den An- und Absaugestutzen der Kühlkammer entfernt sind.

6.3 Dosisleistungen (Tabelle 16)

Tabelle 16

Größe	berechnet	gemessen
Dosisleistung Neutronen	150 mrem/hr im Zentrum der Außen- wand des Bestrahlungs- tunnels	100 mrem/hr
Dosisleistung Photonen	Vernachlässigbar gegenüber der Neu- tronendosisleistung	20 m R/h
Dosisleistung der abgeschalteten Kon- verterscheibe, 10 cm von der Blei- abschirmung, auf der Konverterachse	20 m R/h (unendliche Be- strahlungszeit, 10-tägige Abkling- zeit)	10 m R/h (intermittenter ein- jähriger Betrieb, einwöchige Ab- klingzeit)
Dosisleistung auf der Ladefläche des Versuchswagens	130 m R/h (1 Tag Abklingzeit, unendliche Be- strahlungszeit)	200 m R/h (ein paar Stunden Abklingzeit) (1 Woche Bestrahlungs- zeit).

Die Neutronendosisleistung wurde mit Hilfe eines  $\text{Li}^6$  I (Eu)-Scintillationszählers gemessen, der im Zentrum einer Polyethylenkugel ( $\varnothing = 25,4$  cm) eingebettet ist.

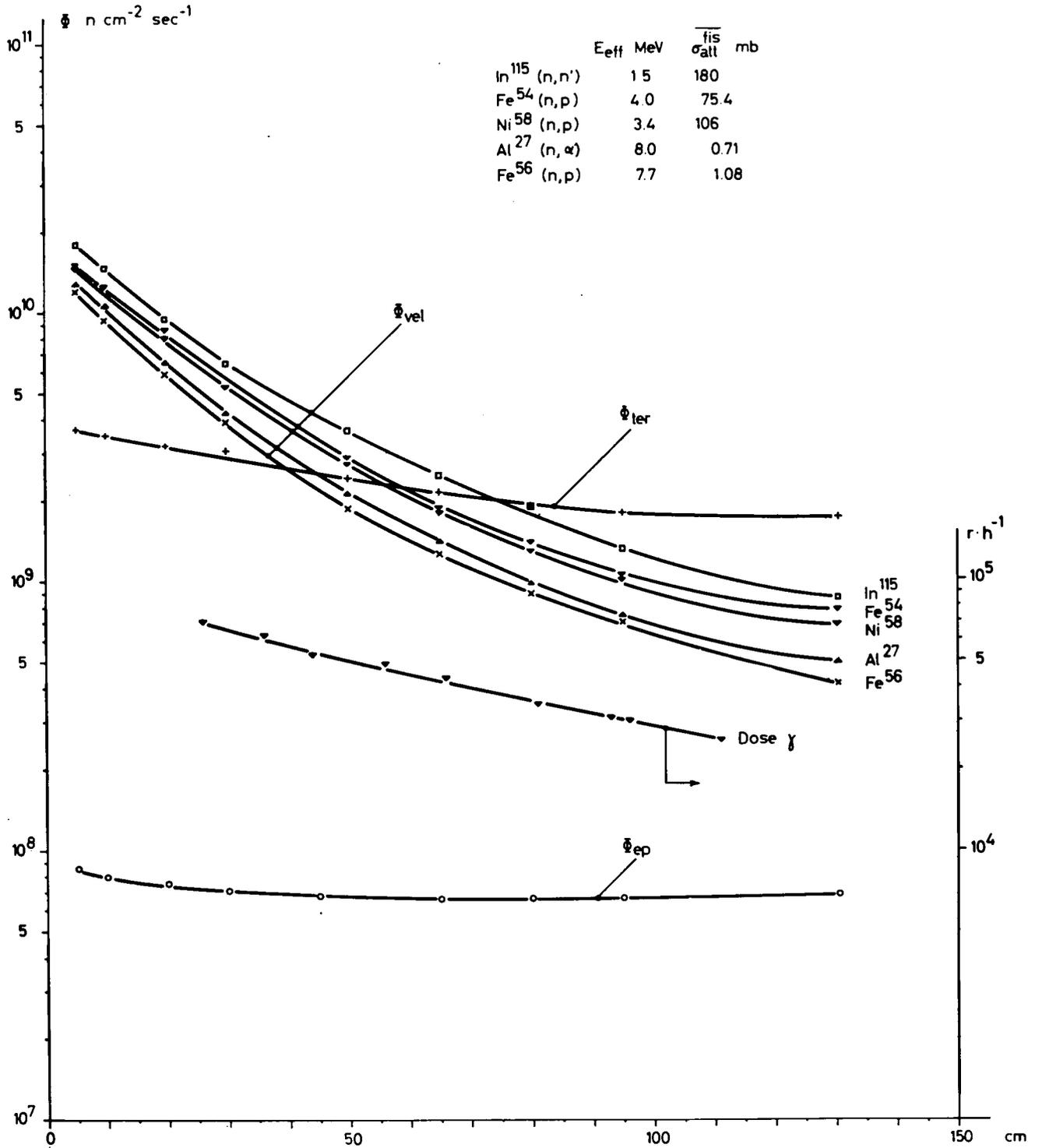
Die Gammadosisleistung wurde mit Hilfe einer Ionisationskammer gemessen.

7. Durchführung von Bestrahlungen auf der Euracos-Anlage

7.1 Messungen im leeren Bestrahlungstunnel

Der erste Versuch bestand in der Flußmessung der schnellen, epithermischen

Abbildung 43 :  
Flussmessungen im leeren  
Bestrahlungstunnel.



und thermischen Neutronen längs der Konverterachse im leeren Bestrahlungstunnel. Als Aktivierungs sonden dienten:

Al <sup>27</sup>	(n α) Na <sup>24</sup>	( E > 8 Mev)	
Fe <sup>56</sup>	(n, p) Mn <sup>56</sup>	( E > 7,7 Mev)	
Fe <sup>54</sup>	(n, p) Mn <sup>54</sup>	( E > 4 Mev)	
Ni <sup>58</sup>	(n, p) Co <sup>58</sup>	( E > 3,4 Mev)	
In <sup>115</sup>	(n, n') In <sup>115m</sup>	( E > 1,5 Mev)	
Au <sup>98</sup>	(n, γ) + Cd	} thermischer und epithermischer Bereich	
Au <sup>98</sup>	(n, γ)		

Die Gammadosisleistung wurde mit einem Thermofluoreszenz-Dosimeter gemessen. Die Meßresultate sind in Fig. 43 dargestellt. Die eingezeichneten schnellen Flüsse  $\phi_{vel}$  sind "äquivalente Spaltflüsse".

$$\phi_{vel}^j = \frac{A_j}{\sum_j^{fiss}}$$

$A_j$  ist die absolute Zählrate der Schwellwertsonde  $j$

$\sum_j^{fiss}$  ist der über ein Spaltspektrum gemittelte makroskopische Aktivationsquerschnitt des Detektors  $j$ .

Wäre das Euracos-Spektrum ein reines Spaltspektrum, so fielen die 5  $\phi_{vel}^j$ -Kurven zusammen. Die Abweichung vom Spaltspektrum kann durch den relativen spektralen Index  $I_{j,r}$  numerisch erfaßt werden (29)

$$I_{j,r} = \frac{\left[ \frac{A_j}{A_r} \right]_K}{\left[ \frac{A_j}{A_r} \right]_F} = \frac{\int_0^\infty \phi_K(E) \Sigma_j(E) dE}{\int_0^\infty \phi_K(E) \Sigma_r(E) dE} \cdot \frac{\int_0^\infty \phi_F(E) \Sigma_j(E) dE}{\int_0^\infty \phi_F(E) \Sigma_r(E) dE}$$

Der Index K bezieht sich auf das Konverterspektrum, der Index F auf das Spaltspektrum; r charakterisiert den Referenzdetektor (in diesem Fall der Nickel-detektor).

Andererseits gilt für  $I_{j,r}$

$$I_{j,r} = \frac{\phi_{K0} \int_0^{\infty} \phi_K(E) \alpha_j N_j \sigma_j(E) dE}{\phi_{K0} \int_0^{\infty} \phi_K(E) \alpha_r N_r \sigma_r(E) dE} \cdot \frac{\phi_{F0} \int_0^{\infty} \phi_F(E) \alpha_r N_r \sigma_r(E) dE}{\phi_{F0} \int_0^{\infty} \phi_F(E) \alpha_j N_j \sigma_j(E) dE}$$

$\phi_K$ ,  $\phi_F$  sind die über alle Energien integrierten absoluten Flüsse.  
 $\phi_K(E)$ ,  $\phi_F(E)$  sind die auf eins normalisierten Neutronenspektren.  
 $N_j$  bzw.  $N_r$  ist die Anzahl der Atomkerne des Isotopes j bzw. r pro Atomgramm.

$\alpha_j$  bzw.  $\alpha_r$  ist der Prozentsatz des Isotopes j bzw. r im Element j bzw. r.

Die relativen Werte der Schwellenergien des Indiums, Nickels und Aluminiums bewirken, daß durch eine Spektrumsverhärtung das Integral  $\int_0^{\infty} \phi_K(E) \sigma_j(E) dE$  für Aluminium zunimmt und für Indium abnimmt; dagegen wird im Falle einer Spektrumserweichung dasselbe Integral kleiner für Aluminium und größer für Indium. Das Ansprechvermögen des Nickel-detektors wird wenig durch eine spektrale Veränderung beeinflusst. Das Aluminium (Indium)-Index ist demnach gleich eins im Falle des Spaltspektrums, größer (kleiner) als eins für ein härteres Spektrum, kleiner (größer) als eins für ein weicheres Spektrum. Folgende Tabelle gibt Aufschluß über die Spektrumsverzerrung längs der Tunnelachse, für  $Fe^{56}$  und  $In^{115}$ .

Tabelle 17

z (cm) (der Abstand von der Quelle)	$I_{\text{Fe } 56} / \text{Ni } 58$	$I_{\text{In } 115} / \text{Ni } 58$
5,2	0,97	1,14
10	0,90	1,10
20	0,89	1,11
30	0,90	1,17
50	0,83	1,25
65	0,85	1,29
80	0,85	1,29
95	0,81	1,24
130,4	0,73	1,18

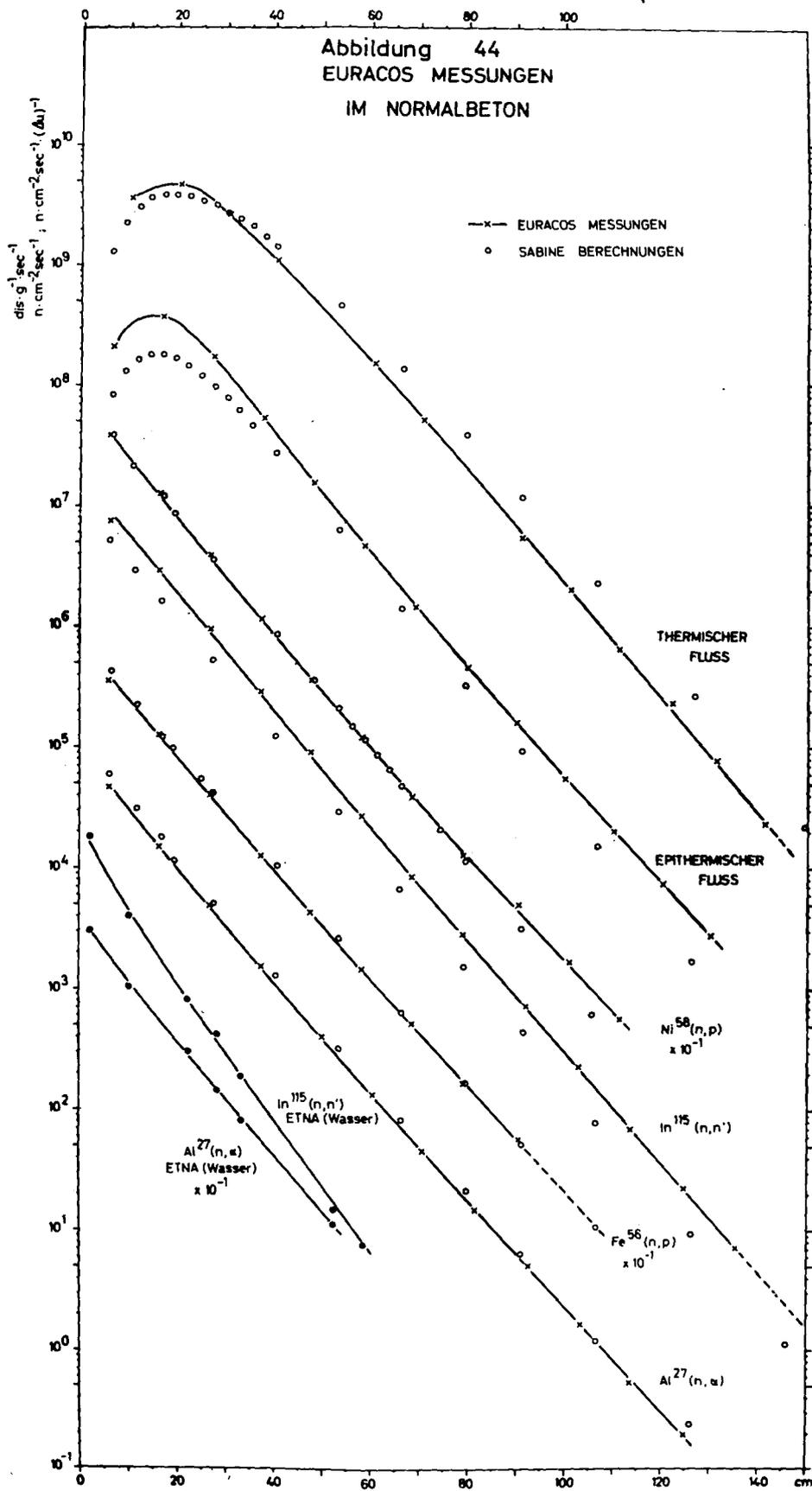
Im Falle des ETNA-Natururankonverters wurde das Spektralindex  $\frac{I_{\text{In } 115}}{I_{\text{Ni } 58}}$  nachgemessen; für 20 cm lag der entsprechende Wert bei 1,21 (1,11 bei der Euracos-Anlage).

Das Euracos-Spektrum ist demnach merklich härter.

## 7.2 Neutronenausbreitung in einem Betonblock

Der Zweck dieses Versuches war ein doppelter: in erster Linie sollte der Beweis gebracht werden, daß die Euracos-Anlage das Durchmessen einer dicken Abschirmschicht ermöglicht. Der zweite Zweck der Messungen lag in der experimentellen Überprüfung des Abschirmprogrammes SABINE (23), welches auf dem Modell der Removal-Diffusion aufgebaut ist.

Das Versuchsobjekt bestand aus einem Normalbeton-Block (Dichte  $2,28 \text{ g/cm}^3$ ) mit den Ausmaßen  $150 \times 150 \times 150 \text{ cm}^3$ . Um die Manipulation des Versuchsaufbaues zu erleichtern, wurde der Block in sechs gleiche Parallelepipede unterteilt. Die thermischen, epithermischen und schnellen



Neutronenfluß-Verteilungen wurden mit Hilfe von Resonanz- und Schwellwertsonden durchgemessen. Letztere wurden in den Stöpsel eines mit der Konverterachse koaxialen Meßkanals eingebettet. Die Auszählung dieser Detektoren erfolgte auf einem Meßstand, welcher drei normale Geiger-Müller Zähler, einen Methan-Durchflußzähler, ein  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzgerät und einen kalibrierten NaI-Kristall enthält. Als Endergebnis der Messungen wurden die absoluten Zählraten, in Zerfällen pro Gramm Isotop pro Sekunde angegeben. Die durch den Detektor bewirkte Flußdepression im Medium, sowie die Selbstabsorption wurde gegebenenfalls berücksichtigt.

### 7.3 Resultate

Die durch die Quellstärke bedingte durchmeßbare Abschirmdicke ist im Falle der Euracos-Anlage doppelt so groß wie bei dem ETNA-Konverter. In Figur 44 sind die Aktivierungsraten in Zerfällen pro Sekunde, der epithermische Fluß in Neutronen pro Quadratzentimeter pro Sekunde pro Lethargie-Einheit, der thermische Fluß in Neutronen pro Quadratzentimeter pro Sekunde aufgetragen.

Folgende Randwert-Bedingungen galten für die 26 Gruppen der SABINE-Rechnungen: für die Gruppen 1-25 (schneller und epithermischer Fluß) wurde der in das Experiment eintretende Strom gleich der Hälfte des austretenden Stromes angesetzt. Der eintretende Strom der 26. Gruppe (thermische Neutronen) wurde gleich Null gesetzt. Der absolute maximale Fehler bei grossen Eindringtiefen liegt bei circa hundert Prozent. Die sehr gute absolute Übereinstimmung im schnellen Energiebereich ( $\text{Al}^{27}$ ,  $\text{Fe}^{56}$ ,  $\text{Ni}^{58}$ ) zeugt davon, daß die in der Rechnung verwendete Quellgeometrie (dünne Scheibenquelle) eine angemessene Näherung darstellt.

Der parallele Verlauf in großen Eindringtiefen zeigt, daß außerdem die Werte der energieabhängigen Removalquerschnitte zufriedenstellend sind (27).

### 7.4 Weitere Versuche

Geplant sind mehrere Versuche, nämlich die Bestrahlung von Schwerbeton-

blöcken, das Studium eines Eisen-Natriumschildes sowie eines Eisenblocks. Letzterer kann auch als Filter zur Produktion eines weichen Neutronenspektrums eingesetzt werden (siehe 7.5). In Vorbereitung sind Abschirmmessungen an einem Modell des Eisen-Wasserschildes des italienischen Schwerwasser-Reaktors CIRENE. Außerdem sind Versuche an einem Schildmodell der ersten italienischen Atomschiffes geplant.

## 7.5 Verwendung der Euracos-Anlage für biologische Versuche

### 7.5.1 Chronische und akute Bestrahlungen

Zum Studium biologischer Effekte benötigt man Strahlenfelder, wie sie in der normalen Betriebs- und Wartungsumgebung eines Forschungsreaktors vorherrschen.

Die vielfältigen Betriebsmöglichkeiten des Konverters erlauben in den verschiedenen Positionen im Bestrahlungs- und Abklingraum (bei geöffneten seitlichen Türen) die Erzeugung von Dosisleistungen, welche von circa 5 rad/Woche (chronische Bestrahlungen) bis zu  $10^7$  rad/Woche gehen (Langzeitbestrahlungen).

Nach Tabelle 18 können akute Bestrahlungen bei voller Reaktor- und Konverterleistung im vorderen Teil des Versuchswagens durchgeführt werden. Die in Tabelle 18 angeführten Werte stützen sich auf die in der Figur 21 erscheinenden Resultate und auf einen Konversionsfaktor von  $2,33 \cdot 10^{-3}$  rad/Woche/n  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ . Er entspricht einer Mittelung über ein Spaltspektrum und einer 7 Tage-Woche. Der energieabhängige Konversionsfaktor zwischen Fluß und Dosisleistung wurde der Referenz (6) entnommen (Monte-Carlo-Resultate von Synder-Neufeld) ohne Berücksichtigung der inelastischen Streuung und ohne Interaktion von geladenen Teilchen im Kohlenstoff und Sauerstoff. Für chronische Bestrahlungen geeignete Neutronenfelder erhält man am Ende des mit dem Bestrahlungstunnel verbundenen Abklingraumes (durch Öffnen der seitlichen Türen). Der vom Reaktorkern und der Konverterplatte herrührende Gammauntergrund kann auf jeden Fall mit Hilfe einer Bleiabschirmung unterdrückt werden. Der geräumige Versuchswagen erlaubt das gleichzeitige Aufstellen zahlreicher Bestrahlungsproben.

Tabelle 18

Position im Bestrahlungs- oder Abklingraum	Reaktor- und Konverterleistung* Konverterzustand* *	Neutronendosisleistung (rad/Woche)	Gammadosisleistung (R/Woche gemessen)
Kühlkammerwand	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$4,2 \cdot 10^7$	
	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 40 \text{ W (BVH)}$	$1,4 \cdot 10^6$	
Anfang des Bestrahlungswagens (in Konverternähe)	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$1,45 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7$
	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 40 \text{ W (BVH)}$	$4,85 \cdot 10^5$	
Ende des Bestrahlungswagens (in der Nähe der seitlichen Türen).	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$9,55 \cdot 10^5$	$3,36 \cdot 10^6$
	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 40 \text{ W (BVH)}$	$3,18 \cdot 10^4$	
Anfang des Abklingraumes (in der Nähe der seitlichen Türen)	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$4,2 \cdot 10^5$	$1,85 \cdot 10^6$
	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 40 \text{ W (BVH)}$	$1,4 \cdot 10^4$	
Ende des Abklingraumes (Eingang zum Abklingraum)	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$1,42 \cdot 10^5$	$1,02 \cdot 10^6$
	$P_R = 5 \text{ MW}; P_K = 40 \text{ W (BVH)}$	$4,73 \cdot 10^3$	
	$P_R = 500 \text{ KW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$1,42 \cdot 10^4$	
	$P_R = 50 \text{ KW}; P_K = 1,2 \text{ KW}$	$1,42 \cdot 10^3$	
	$P_R = 50 \text{ KW}; P_K = 40 \text{ W}$	$4,73 \cdot 10$	
	$P_R = 5 \text{ KW}; P_K = 40 \text{ W}$	$4,73$	

\* PR = Reaktorleistung; \*\* BVH = Boral-Vorhänge hoch  
PK = Konverterleistung

7.5.2 Die Euracos-Anlage als niederenergetische Neutronenquelle ( $E < 0,5 \text{ Mev}$ )  
Für verschiedene Bestrahlungsexperimente ist es notwendig, die Anzahl der hochenergetischen Neutronen des Quellspektrums zu verringern ( $E < 0,5 \text{ Mev}$ ). Im Eisen erleiden die hochenergetischen Spaltneutronen mit Energien oberhalb von  $0,8 \text{ Mev}$  inelastische Stöße, wobei sie einen großen Teil ihrer Energie verlieren. Es ist anzunehmen, daß für große

Eindringtiefen im Eisen die hochenergetische Komponente des Neutronenspektrums vernachlässigbar ist. Unterhalb der inelastischen Schwellenergie erleiden die Neutronen elastische Stöße mit geringem Energieverlust, so daß eine Anhäufung in dem intermediären Energiebereich stattfindet. Ein dicker Eisenblock zwischen Quelle und Versuchsobjekt filtert demnach die schnellen Neutronen heraus und sammelt die niederenergetischen Neutronen in seinem Innern an (abgesehen von den Leckverlusten). Soll z.B. im Energieintervall 1 ev-1000 ev die biologische Wirksamkeit in Samenkörnern gemessen werden, so ist die Unterdrückung der hochenergetischen Komponente unbedingt erforderlich. Da nämlich die Dosiskonstante oberhalb 1 Mev ungefähr 40 mal höher liegt wie jene unterhalb 10 kev, würde der interessierende biologische Effekt vollkommen durch die hochenergetischen Neutronen verdeckt.

Eine weitere einfache Überlegung ermöglicht die Verringerung des Neutronenflusses im Energiebereich zwischen 0,1 Mev und 1,0 Mev: für diese Energien ist der Streuquerschnitt des Wasserstoffes nicht mehr vernachlässigbar (5-10 barn gegenüber 20 barn im Plateau), so daß die Neutronen durch Streuung am Wasser eines auf den Eisenblock folgenden Behälters in niedere Energiebereiche abgebremst werden.

Auf Grund dieser Überlegung wurde eine Serie von Monte-Carlo-Rechnungen in ebener unendlich ausgedehnter Geometrie durchgeführt (28).

Folgende Tabelle 19 enthält die so berechneten numerischen Beiträge zur Dosisleistung in den Intervallen  $E > 1000 \text{ ev}$  und  $1 \text{ ev} \leq E \leq 1000 \text{ ev}$ , für verschiedene Eindringtiefen im Eisen.

Tabelle 19

Eindringtiefe	$I_1 = \int_{1\text{kev}}^{\infty} \phi(E) \times C(E) dE$	$I_2 = \int_{1\text{ev}}^{1\text{kev}} \phi(E) \times C(E) dE$	$\frac{I_2}{I_1 + I_2} \%$
60-70 cm Eisen	$3,0 \cdot 10^{-12}$	$3,6 \cdot 10^{-13}$	10,8
110-120 cm Eisen	$16,3 \cdot 10^{-15}$	$4,4 \cdot 10^{-15}$	20
120 cm Eisen 5 cm Wasser	$8,4 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-16}$	41

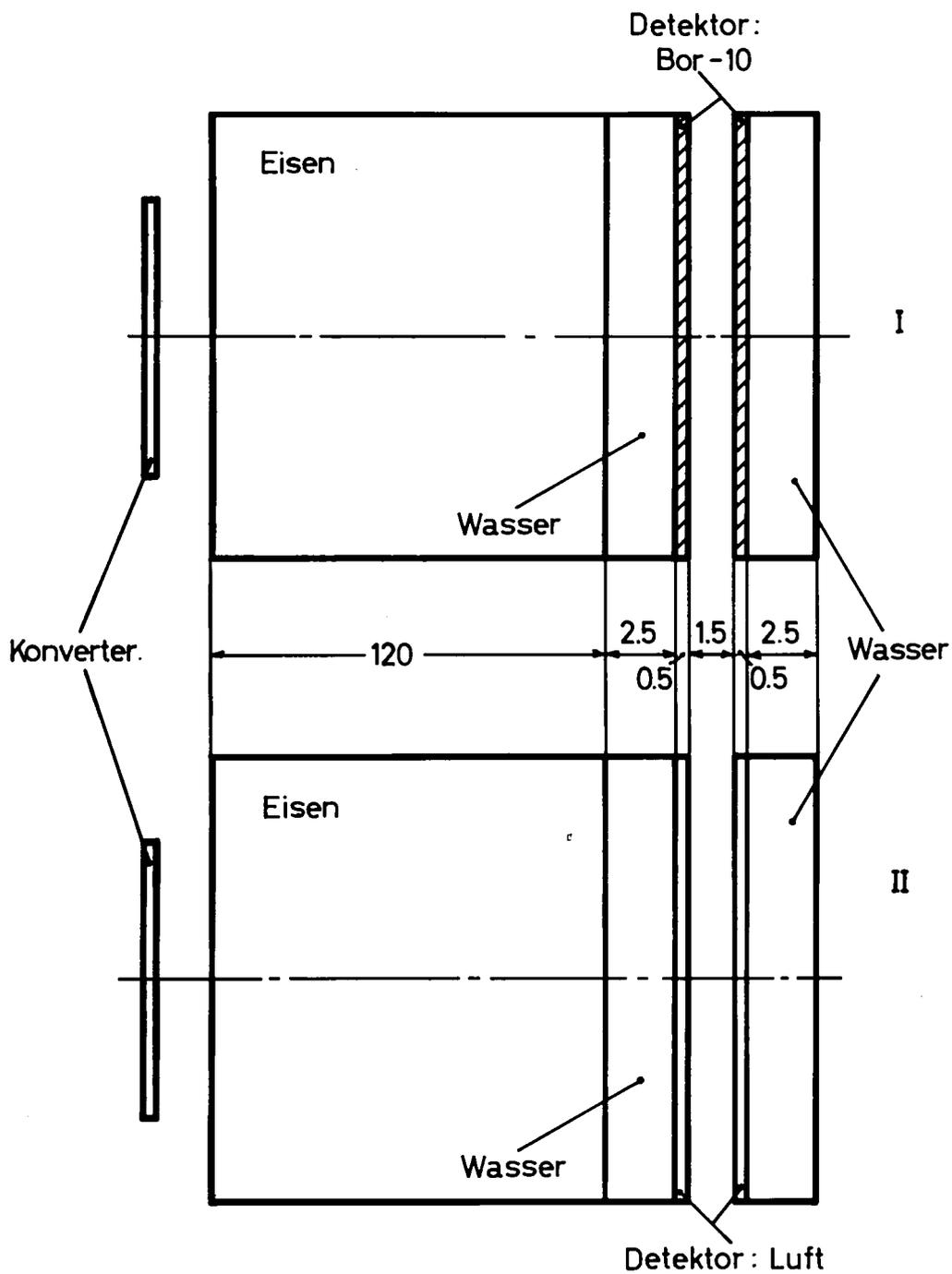


Abbildung 45

GEOMETRISCHE KONFIGURATION FÜR DIE MONTE-CARLO  
BERECHNUNGEN

(Abmessungen in cm)

In dieser Tabelle ist  $C(E)$  die Dosiskonstante, welche den Neutronenfluß in Dosisleistung umrechnet.  $C(E)$  entspricht den von Snyder berechneten Werten (30, 31, 32) unter Berücksichtigung sekundärer Stöße sowie der (n, d)- und (n, p) -Prozesse und unter Berücksichtigung der verschiedenen biologischen Wirksamkeiten. Der energieabhängige Fluß wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes Mocca bestimmt (350.000 Neutronen). Die Flußwerte sind in den beiden ersten Fällen (70 cm und 120 cm) jeweils über eine 10 cm dicke Eisenschicht gemittelt, im letzten Falle wurde der Mittelwert über die 5 cm dicke Wasserschicht genommen. Es ist klar ersichtlich, daß die fortschreitende Erweichung des Neutronenspektrums den Beitrag der niederenergetischen Komponente erhöht.

Obige Tabelle erlaubt jedoch nur qualitative Aussagen, da die errechneten Neutronenflüsse jeweils über eine 10 cm Eisendicke oder über eine 5 cm Wasserschicht gemittelt sind.

Mit Hilfe eines Beispiels wird das Meßverfahren im niederenergetischen Bereich näher erläutert.\* Es soll der Wirkungsfaktor  $R(E)$  bestimmt werden, welcher den Zusammenhang zwischen einem bestimmten biologischen Effekt und der Dosis  $D$  (rad) angibt. In diesem Falle besteht der dosisabhängige Effekt in der Variation der Wurzellänge bestrahlter Samen. Zur Erlangung des biologischen Wirkungsfaktors wird folgende Prozedur vorgeschlagen:

1. Das Bestrahlungsobjekt wird mit einer ein paar Millimeter dicken  $B^{10}$ -Schicht umhüllt und hinter einem dicken, mit einem Wasserreflektor versehen Eisenblock, dem Neutronenfluß während einer Zeit  $t$  ausgesetzt.
2. Ein gleichartiges Bestrahlungsobjekt, in eine dünne Cadiumschicht eingehüllt (zur Absorption der thermischen Neutronen;  $E < 0,4\text{ev}$ ) wird am gleichen Ort, während derselben Zeit  $t$ , dem gleichen Neutronenfluß ausgesetzt.

---

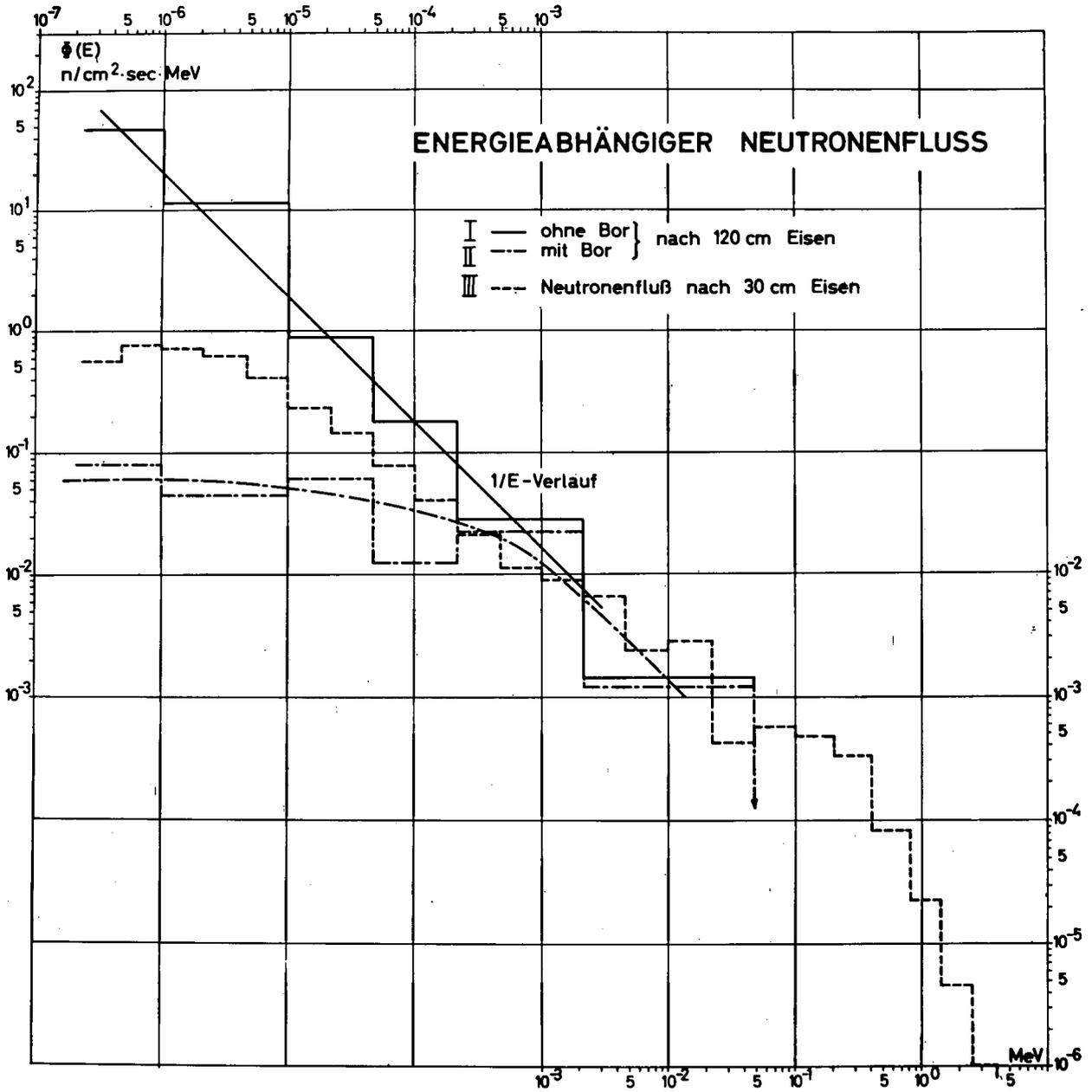
\* Die Meßprozedur und die mathematische Formulierung wurden zusammen mit Herrn Dr. Haman aus dem Institut für Strahlenbiologie der T.H. Hannover ausgearbeitet.

3. Die Differenz der Meßergebnisse 2 und 1 eliminiert den Einfluß der Neutronen mit Energie  $E > 10^{-3}$  Mev, vorausgesetzt, daß die entsprechenden Neutronenflüsse in den beiden Versuchen gleich sind. Wäre der Beitrag der niederenergetischen Neutronen mit Versuch 1 (mit  $B^{10}$ -Umhüllung) gleich Null, so erlaubte die Differenzmessung die Berechnung eines mittleren Dosisfaktors (an Hand eines  $\frac{1}{E}$ -Spektrums). In Wirklichkeit ist  $B^{10}$  für Neutronen mit Energien unterhalb 1 kev durchlässig, die ebenfalls einen wenn auch kleinen Beitrag zur biologischen Wirkung liefern.

Um den Sachverhalt numerisch zu erfassen, wurden zwei neue Monte-Carlo-Rechnungen mit dem MOCCA-Programm (28) durchgeführt (je 550.000 Neutronen). Die Figuren 45-I und II beschreiben die untersuchten Konfigurationen. Da nach 120 cm Eisen die statistischen Schwankungen der energieabhängigen Neutronenflüsse in den verschiedenen MOCCA-Energiegruppen zu hoch waren, wurden letztere in Makrogruppen zusammengefaßt. Die Kurven der Figur 46-I und II stellen respektiv die energieabhängigen Neutronenflüsse ( $n/cm^2$ -sec-Mev) ohne und mit Bor-10 Umhüllung dar. Kurve I entspricht einem  $\frac{1}{E}$  Verlauf, während Kurve II nur wenig energieabhängig ist. Die Wirkung des Bor-10 macht sich unterhalb von  $10^{-3}$  Mev bemerkbar. Oberhalb von 46,5 Kev sind in beiden Fällen keine Neutronen mehr vorhanden.

Zum Vergleich wurde ebenfalls der energieabhängige Neutronenfluß (Kurve III) (nicht normiert) bei einer 30 cm Eindringtiefe im Eisen angeführt; letzterer besitzt noch die hochenergetische Komponente, während der "build-up" an niederenergetischen Neutronen kleiner ist wie bei Kurve I. Zu bemerken sei, daß die Kurven I und II auf eine Quellstärke von  $1 n/cm^2$ -sec normiert sind. Erwartungsgemäß sind beide Kurven nur wenig voneinander verschieden im höheren Energiebereich ( $E > 10^3$  Mev). Die circa 10 prozentige Abweichung ist wahrscheinlich durch die Abschwächung der 5 mm dicken B-10 Schicht bedingt.

Auf Grund der oben erwähnten Resultate soll das Beispiel der dosisabhängigen Wurzellänge bestrahlten Samen jetzt näher beschrieben werden.



Hinter etwa 120 cm Fe werden mehrere Samenpakete von je 100-200 Samen mit und ohne Bor bestrahlt, wobei von Paket zu Paket die Bestrahlungszeit  $t$  variiert wird. Bei höheren Dosen  $D \cdot t$  ergibt sich die mittlere Länge  $l$  der sich aus dem Samen entwickelnden Wurzeln

$$l/l_0 = N \cdot e^{-K \cdot D \cdot t}$$

oder  $\ln(l/l_0) = \ln N - K \cdot D \cdot t$  (1)

dabei ist:

- $l_0$  die mittlere Würzellänge unbestrahlter Samen
- $D$  die Dosisleistung in rad/h
- $t$  die Bestrahlungszeit in Stunden

Aus Gleichung 1 ergibt sich, daß  $\ln N$  die Ordinate im Ursprung ist und  $K \cdot D$  die Steigung der linearen zeitabhängigen Funktion  $\ln(l/l_0)$  ist.

Zur Kenntnis der Dosisleistung  $D$  benötigt man einerseits den absoluten energieabhängigen Fluß  $\phi(E)$ , andererseits den Konversionsfaktor  $C(E)$  [ rad/h/n/cm<sup>-2</sup>·sec<sup>-1</sup>]

$$D = \int D(E) dE = \int C(E) \cdot \phi(E) dE$$

$C(E)$  folgt z.B. aus der FC-Dosis-Kurve (33)

Für die Bestrahlung ohne Bor gilt:	Für die Bestrahlung mit Bor gilt:
$(\ln \frac{l}{l_0})_{II} = (\ln N)_{II} - K_{II} \cdot D_{II} \cdot t;$	$\ln(\frac{l}{l_0})_I = (\ln N)_I - K_I \cdot D_I \cdot t$

Aus diesen beiden Dosiswirkungskurven lassen sich die beiden Neigungen  $K_I D_I$  und  $K_{II} D_{II}$  graphisch ableiten und somit auch die Differenz  $K_I D_I - K_{II} D_{II}$ .

Nun gilt aber:

$$K_{I I}^{D I} = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-5} \text{ Mev}} R(E) D_I(E) dE = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D(E) dE + \\ + \int_{10^{-3} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_I(E) dE$$

$$K_{II}^{D II} = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_{II}(E) dE = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_{II}(E) dE + \\ + \int_{10^{-3} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_{II}(E) dE$$

und

$$\int_{10^{-3} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_I(E) dE = \int_{10^{-3} \text{ Mev}}^{46,5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}} R(E) D_{II}(E) dE$$

sodass:

$$K_{I I}^{D I} - K_{II}^{D II} = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{10^{-3} \text{ Mev}} R(E) [D_I(E) - D_{II}(E)] dE \\ = \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{10^{-3} \text{ Mev}} R(E) C(E) [\phi_I(E) - \phi_{II}(E)] dE \\ = \bar{R} \int_{0,215 \cdot 10^{-6} \text{ Mev}}^{10^{-3} \text{ Mev}} C(E) [\phi_I(E) - \phi_{II}(E)] dE = J$$

Schliesslich gilt:

$$\bar{R} = \frac{K_{I I}^{D I} - K_{II}^{D II}}{J}$$

## 8. Schlußbetrachtungen

Vom Autor wurde eine Neutronenquelle (Neutronenkonverter) gebaut, die im Vergleich zu schon bestehenden Anlagen wesentliche Fortschritte aufzeigt: einerseits liegt die Quellintensivität circa 500 mal höher als bei den konventionellen Konvertern, andererseits ist das Quellspektrum wohldefiniert und liegt dem Spaltspektrum näher. Darüber hinaus zeichnet sich diese Anlage durch die Möglichkeit trockener Versuche, durch ihre große Flexibilität, ihren sicheren Betrieb und den leichten Unterhalt aus. Messungen der charakteristischen Parameter (Leistung, Temperaturen, Neutronenfluß, Dosisleistung) ergeben eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die Durchführung eines ersten Versuches zeigte, daß Abschirmdicken bis zu 150 cm durchgemessen werden können, etwa doppelt soviel wie bei einem Natururankonverter. Die Anwendbarkeit der Euracos-Anlage für biologische Bestrahlungen wurde untersucht. An Hand einer Reihe von Monte-Carlo-Rechnungen in Eisenblöcken ergab sich die Möglichkeit, durch Differenzmessungen Bestrahlungen im Energiebereich  $1 \text{ eV} - 1000 \text{ eV}$  durchzuführen.

Der Komplex Euracos funktioniert seit zwei Jahren auf zufriedenstellende Art und Weise. Eine Leistungssteigerung von 1,3 KW auf circa 3 KW ist möglich.

Der Verfasser dieser Arbeit dankt den Herren Hufschmidt Werner, Burck Eberhard, Perlini Giuseppe, Canali Umberto und Penkuhn Hans für ihre konstruktiven Diskussionen und Vorschläge.

REFERENZEN

- (1) Etude expérimentale de la propagation de neutrons monoénergétiques dans l'eau. EUR/2161. R. Nicks et al.
- (2) Intense Neutrone Sources-Seminar, Santa Fe, New Mexico, September 19-23 1966.
- (3) Höchstfluß-Neutronen-Quellen. K.H. Beckurts-Atomwirtschaft, Atomtechnik.
- (4) Elementare Neutronenphysik. K. Wirtz, K.H. Beckurts.
- (5) Preliminary report on reactivity effects and neutron flux distribution in the experimental channels of the Ispra I reactor.
- (6) Fundamental aspects of Shielding Physics. Goldstein.H.
- (7) Reactor Shielding Design Manual. Theodore Rockwell.
- (8) ANL 5800.
- (9) Table de fonctions intégrales exponentielles. Pleinevaux C.
- (10) Die Untersuchung von schnellen gepulsten Anordnungen mit der Monte-Carlo Methode. H. Kschwendt. EUR 4087. d.
- (11) Threshold reaction excitation functions intercalibrated in a pure fission spectrum. M. Bresesti, A.Rota, R.A. Rydin, L. Lesca. (wird veröffentlicht in Nuclear Science and Engineering.)
- (12) A study of fission neutron spectra with high energy activation detectors. Part I. Detector development and excitation measurements. Nuclear Science and Engineering 30, ; 1967. J.A. Grundl.
- (13) VDI. -Wärmeatlas. VDI-Verlag. Düsseldorf.
- (14) Operation Manual of the Reactor Ispra I. Hasenjäger.H. Rapport interne 771.
- (15) Guide de criticité, Tome III, J. Leclerc et al. Commissariat à l'énergie atomique.
- (16) Nukleare Grundlagen für Standort- und Gebäudewahl von Kernreaktoren. G. Blässer, K. Wirtz. Nukleonik, 3. Band, 4. Heft 1961.
- (17) Betteridge, Preliminary Considerations of the Immediate District Hazard . . . , IAEA. Symposium on Reactor Safety, Vienna, 1962.
- (18) Glasstone.S. The Elements of Nuclear Reactor Theory.
- (19) West. J.M. ANL 4807.
- (20) Glasstone.S. Principles of Reactor Engineering.
- (21) Methods of calculations for use in the design of shields for the power reactors. A. Avery et al. AERE-R 3216.
- (22) MAC-RAD.A reactor shielding code. U. Canali et al. EUR 2151.e.

- (23) Sabine, a one dimensional bulk shielding programme. C. Ponti et al. EUR 3636·e.
- (24) Grace I. an IBM-704, 709 Program designed for computing gamma-ray attenuation and heating in reactor shields. Duncan, D.S., Speir, A.B. NAA-SR 3719.
- (25) GraceII, an IBM 709 program for computing gamma-ray attenuation and heating in cylindrical and spherical gemoetries. Duncan, D.S., Speir, A.B. NAA-SR-Memo 4649., 1959.
- (26) Re 34, An IBM-709 reactor shielding program. M.K. Butler, J.M. Cook.
- (27) Energy dependent removal cross sections. R. Nicks et al. (wird veröffentlicht.)
- (28) MOCCA-2. A multipurpose Monte-Carlo Code for fast effect calculations, American Nuclear Society Transactions. Vol. 6 No. 1. Rief H.
- (29) Investigation of the accuracy of different shielding codes in water-iron shields. March 1969. Nuclear Energy and Design. R. Fiebig, F. Frisius, R. Nicks, H. Penkuhn, C. Ponti.
- (30) Nucleonics 6, 2, 46 (1950) Snyder
- (31) AEGV 2328 (1950) Snyder und Neufeld.
- (32) ORNL-LR-DWG 12 898 A (1957) Snyder und Neufeld.
- (33) NBS-Handbook 63.

## ANHÄNGE

zu

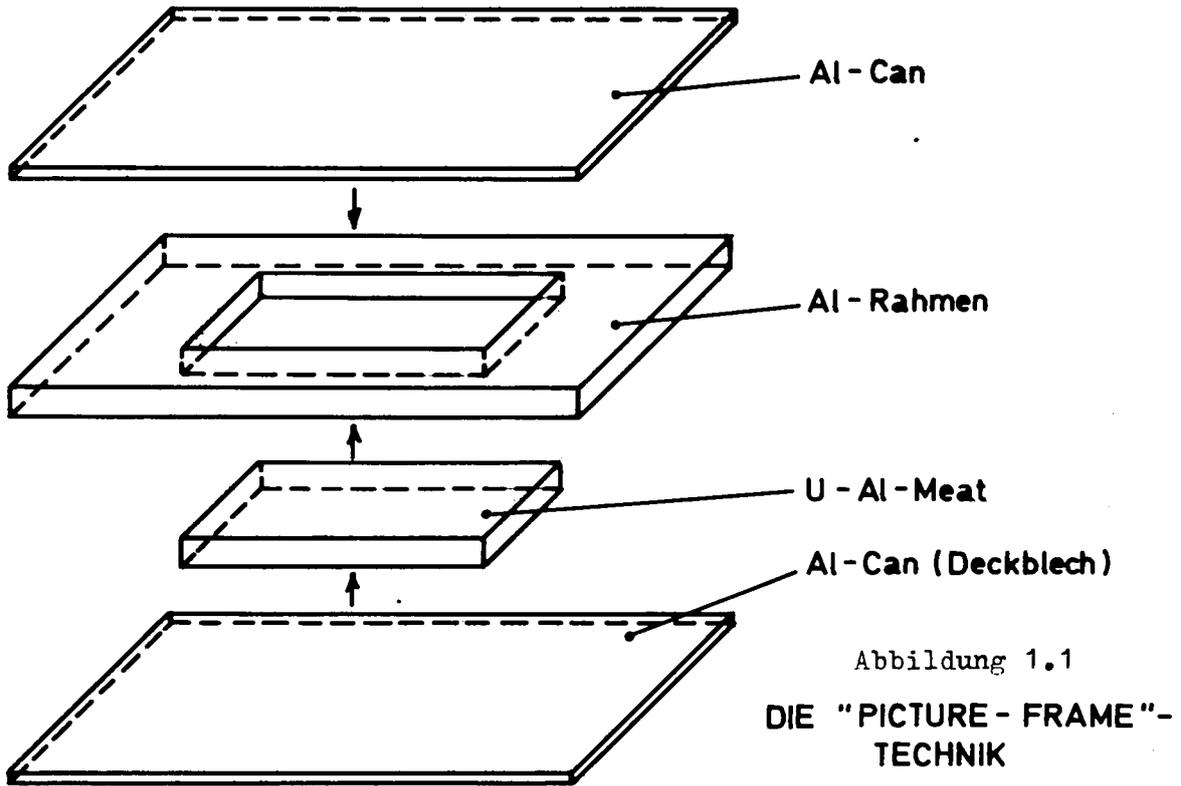
### Eine Neutronenquelle hoher Intensität mit definiertem Spektrum.

#### ANHANG I - Konstruktion der Konverterplatte

Im "Picture Frame"-Verfahren wird der UAl-Kern (das sogenannte "Meat") in einen Al-Rahmen eingelegt. Das so erhaltene Gefüge wird zwischen zwei dünne Al-Platten eingeschoben (das sogenannte "Can") (Figur 1), und auf einer Warmwalze zu einem Sandwich mit circa 1 mm Dicke (die Meatdicke beträgt einige Zehntel Millimeter), 60 cm Länge und 15 cm Breite gewalzt. Dieses Verfahren, für die Produktion von MTR (Material-Test-Reactor)-Platten entwickelt, ermöglicht eine einwandfreie Bindung zwischen Can und Meat, jedoch sind die geometrischen Abmessungen des U-Al-Cores nur ungenau bestimmt (Figuren 2, 3). Bei der Herstellung der Euracos-Platten wurde ein U-Al-Rundbarren von circa 95 mm Durchmesser durch Warmwalzen bei 500°C auf 22 mm Dicke reduziert.

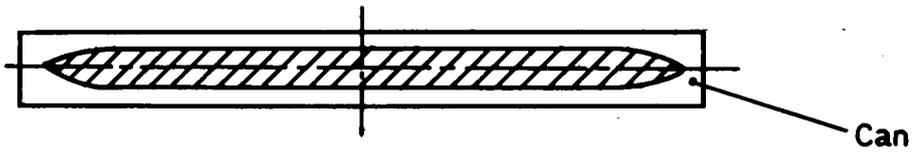
Eine spanende Fertigbearbeitung durch Hobeln brachte die UAl-Platten auf die gewünschte Dicke, Länge und Breite. Danach wurden die inneren Flächen der Deckbleche und Seitenstreifen verkupfert (ca. 5  $\mu$ ); die eigentliche Brennstoffplatte und die Umhüllungsteile wurden in einer Lötvorrichtung zusammengebaut und unter Vakuum ( $10^{-4}$  Torr) bei 550°C miteinander verlötet.

Schließlich wurden die Deckplatten und Seitenstreifen in einem Elektronenstrahl-Schweissapparat zu einer dichten Umhüllung zusammengeschweisst.



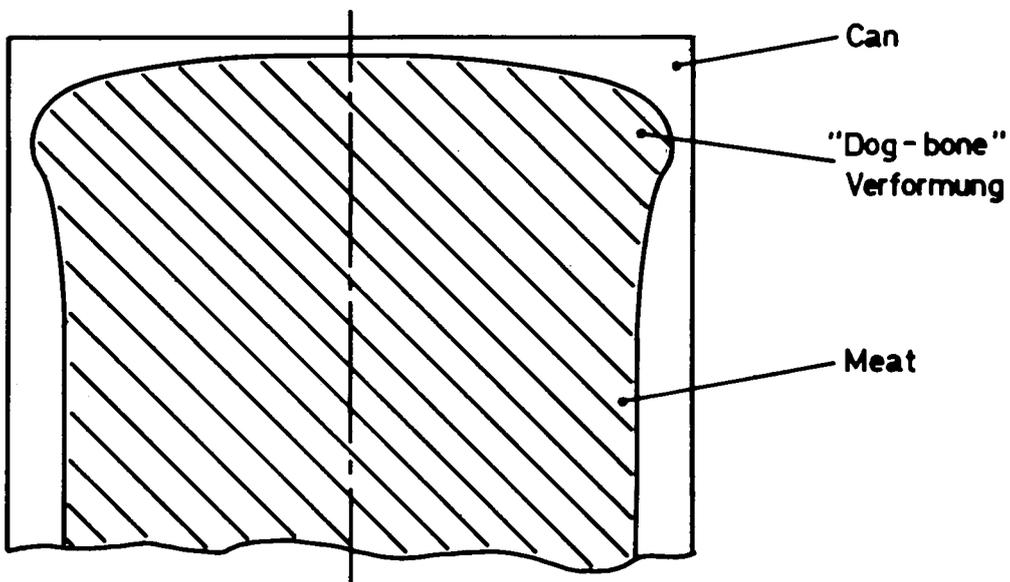
---

Abbildung 1.2  
TRANSVERSALER SCHNITT DURCH EINE MTR-PLATTE



---

Abbildung 1.3  
LONGITUDINALER SCHNITT DURCH EINE MTR-PLATTE



ANHANG 2 - Berechnung des einfallenden thermischen Flusses

Bezeichnet man mit  $\phi_0$  den nach vorwärts gerichteten Neutronenfluß am Kanaleintritt (Figur 18), ( $\phi_0$  ist der über den rechten Halbraum integrierte Fluß), so gilt im Falle einer isotropen Winkelverteilung:

$$\phi(\theta) = \frac{\phi_0}{2\pi} \quad \text{n/cm}^2\text{-sec-Steradian}$$

$$\text{und } J(\theta) = \frac{\phi_0}{2\pi} \cos \theta \quad \text{n/cm}^2\text{-sec-Steradian}$$

wo bei  $\phi(\theta)$  der winkelabhängige Fluß und  $J(\theta)$  der winkelabhängige Strom am Eintritt des Kanals ist.

In der Folge wird der quadratische Kanal durch einen Hohlzylinder gleicher Achse und gleicher Querschnittsfläche ersetzt. der äquivalente Radius beläuft sich auf 20,3 cm.

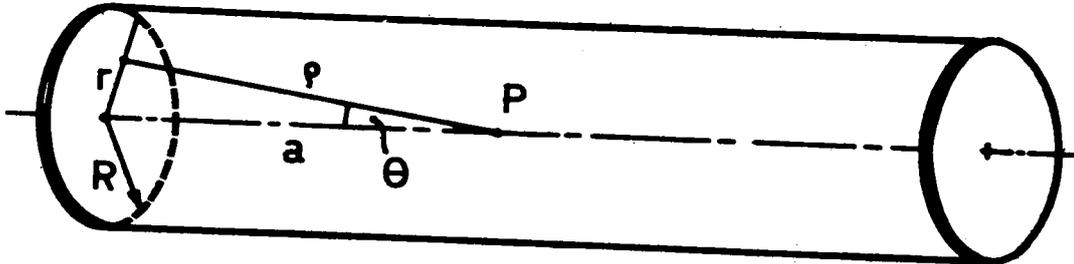


Abbildung 2.1: Berechnung der direkten Komponente,

Für den Fluß im Punkte P auf der Kanalachse (Fig. 2.1) gilt:

$$\phi = \int_0^R \frac{\phi_0}{2\pi} \cos \theta \cdot \frac{1}{\rho^2} \cdot 2\pi r \cdot dr \quad (1)$$

Da  $r \cdot dr = \rho d\rho$  und  $\cos \theta = \frac{a}{\rho}$  ist, so kann (1) folgendermaßen angeschrieben werden:

$$\phi = \phi_0 \int_0^{\sqrt{a^2 + R^2}} \frac{a}{\rho^2} d\rho = \phi_0 \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R}{a}\right)^2}} \right] = \phi_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R}{a}\right)^2 \quad (2)$$

für  $a \gg R$

Der aus der thermischen Säule austretende und nach vorwärts gerichtete thermische Fluß  $\phi_0$  beläuft sich auf circa  $2 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ . (5, 14). Der auf den Konverter auffallende thermische Fluß beträgt laut Formel (2) :

$$\phi_d = 2 \cdot 10^{12} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{20,3}{152,7} \right)^2 \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

Der direkte Fluß  $\phi_d$  erfährt jedoch nicht jene Neutronen, welche an den Seitenflächen des Kanals ein- und mehrfach gestreut werden. In erster Approximation wird diese Streukomponente durch den einmal gestreuten Fluß angenähert.

Zu diesem Zwecke wird die fiktive Flächenquelle  $s = \pi R^2 \cdot \frac{\phi_0}{2\pi} \cos \theta$  an der Stirnseite des Kanals im Punkte S konzentriert. Der einmal gestreute Fluß beträgt

$$\phi_s = \int_0^L J(\theta) \cdot \sin \theta \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\beta}{4\pi} \cdot \frac{1}{\rho'} \cdot 2\pi x dx \cdot \pi R^2$$

dabei ist -  $J(\theta) = \frac{\phi_0}{2\pi} \cos \theta$

-  $\beta$  = Albedo für eine unendlich dicke Graphitplatte = 0.93

-  $\cos \theta = \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}}$  (Fig. 2.2)

-  $\sin \theta = \frac{R}{\sqrt{x^2 + R^2}}$

- L = Länge des Kanals

- L' = Abstand vom Punkte P zur Konverterplatte

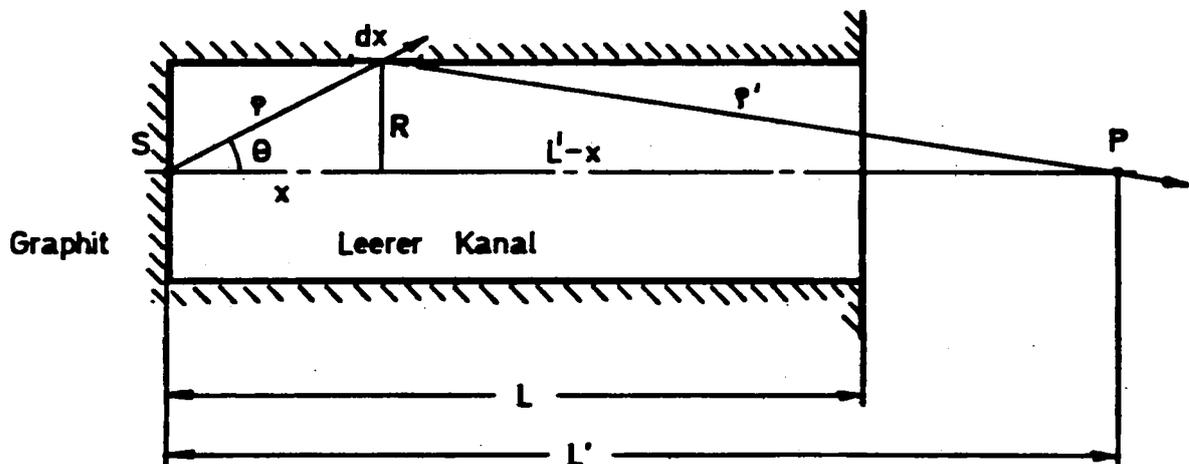


Abbildung 2.2: Berechnung der Streukomponente.

Somit gilt für  $\phi_s$  :

$$\begin{aligned} \phi_s &= \int_0^L \phi_0 \cdot \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \cdot \pi R^2 \cdot \frac{R}{\sqrt{x^2 + R^2}} \cdot \frac{1}{x^2 + R^2} \cdot \frac{\beta}{4\pi} \cdot \frac{1}{(L' - x)^2 + R^2} \cdot x dx \\ &= \beta \frac{\phi_0 R^3}{4} \int_0^L \frac{x^2 dx}{(x^2 + R^2)^2 \cdot [(L' - x)^2 + R^2]} \end{aligned} \quad (2)$$

Für  $L = 92,7$  cm,  $L' = 152,7$  cm,  $R = 20,3$  cm  $\beta = 0,93$  und

$\phi_0 = 2 \cdot 10^{12}$  n/cm<sup>2</sup>.sec führt die numerische Auswertung von (2) zu

$$\phi_s = 7,6 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

Der gesamte Fluß  $\phi_g$  beträgt somit

$$\phi_g = \phi_d + \phi_s = 2,0 \cdot 10^{10} + 7,6 \cdot 10^9 = 2,8 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

Die 10 cm dicke Verteilerplatte am Kanalende schwächt den thermischen Fluß circa um einen Faktor 2,0. (Messung 25.8.67, Figuren 37 und 38, Tabelle 13).

Somit beträgt der einfallende Fluß  $\frac{2,8 \cdot 10^{10}}{2,0} = 1,4 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>.sec

Dieser Wert stellt eine untere Grenze dar, da in Wirklichkeit die thermischen Neutronen mehrmals im Kanal gestreut werden.

Der einfallende thermische Neutronenfluß liegt demnach zwischen den folgenden zwei Werten:

$$\frac{1,40 \cdot 10^{10}}{\text{berechnet}} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec} \leq \phi_g \leq \frac{2,80 \cdot 10^{10}}{\text{gemessen}} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec} \quad (\text{siehe 3.2})$$

### ANHANG 3 - Berechnung der Plattendicke

Man bezeichnet mit  $S(x, r)$  die Anzahl der pro Konverter-Volumeneinheit erzeugten Spaltneutronen. Bei einer konstanten radialen Quellverteilung

kann der Quellterm  $S(x, r)$  folgenderweise geschrieben werden:

$$S(x, r) = S(x) = \nu \Sigma_f \cdot \phi_{th} \cdot e^{-\Sigma_{th} x}$$

$\Sigma_f$  ist der thermische makroskopische Spaltquerschnitt der UAl-Legierung (3 . 1.1),  $\phi_{th}$  der einfallende thermische Fluß (3 . 1.2),  $\Sigma_{th}$  der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen. ( $\Sigma_{th} = \int_{Leg}^a$  der Tabelle 4 von 3.1.1)

Ein in  $x$  gelegenes ringförmiges Quellelement mit Grundfläche  $2 \pi r \cdot dr$  und Dicke  $dx$  erzeugt den differentiellen Spaltneutronenfluß (Fig. 3.1)

$$d\phi = \nu \Sigma_f \cdot \phi_{th} \cdot e^{-\Sigma_{th} \cdot x} \cdot \frac{1}{4 \pi \rho^2} \cdot 2 \pi r \cdot dr \times$$

$$\times e^{-\frac{\Sigma_r^{UAL}}{\cos \theta} (t-x)} \cdot e^{-\frac{\Sigma_r^{Al}}{\cos \theta} b} \cdot dx \quad (1)$$

Formel (1) setzt eine isotrope Emission der erzeugten Spaltneutronen voraus, wie dies auch in Wirklichkeit der Fall ist.  $b$  bezeichnet die Dicke der Kühlkammerwand (1 cm),  $t$  die Dicke der UAl-Legierung (1,8 cm),  $c$  die Dicke der Luftkanäle.

$\Sigma_r^{UAL}$  und  $\Sigma_r^{AL}$  sind die über ein Spaltspektrum gemittelten "Removal-Wirkungsquerschnitte", für die UAl-Legierung und für das Aluminium der Kühlkammer. Dies sind effektive Wirkungsquerschnitte, welche inelastische Streuungen und elastische Weitwinkelstreuungen als Absorptionen betrachten.

In Formel (1) können folgende Substitutionen gemacht werden:

$$r \, dr = \rho \, d\rho \quad \text{und} \quad \cos \theta = \frac{A - x}{\rho} \quad \text{mit} \quad A = t + a + b + c$$

Für den über das Quellvolumen integrierten Fluß folgt:

$$\phi = \frac{\nu \Sigma_f \cdot \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} \cdot x} dx \int_{A-x}^{\sqrt{(A-x)^2 + R^2}} \frac{e^{-\frac{\Sigma_r^{UAL} \cdot (t-x) + \Sigma_r^{Al} \cdot b}{A-x}}}{\rho} d\rho \quad (2)$$

Nach der Transformation

$$\Sigma_r^{UAL} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b$$

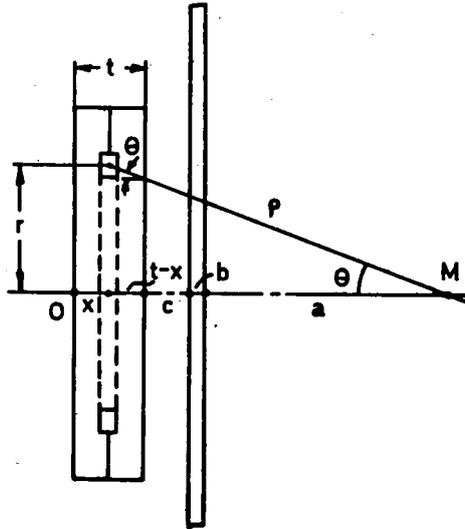


Abbildung 3.1: Berechnung der Scheibendicke.

führt (2) zu

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} x} dx \int_{\Sigma_r^{UA1} \cdot (t-x) + \Sigma_r^{Al} b}^{\left[ \Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b \right] \cdot \frac{\sqrt{(A-x)^2 + R^2}}{A-x}} \cdot \frac{e^{-u}}{u} du \\ &= \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} x} dx \left\{ E_1 \left[ \Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b \right] - \right. \\ &\quad \left. - E_1 \left[ \frac{\left( \Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b \right) \sqrt{R^2 + (A-x)^2}}{A-x} \right] \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

$E_1(y)$  ist das in der Abschirmung wohlbekannte Exponentialintegral

$$E_1(y) = \int_y^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (6)(7)(9)$$

Bezeichnet man mit  $\phi_1$  das Integral

$$\phi_1 = \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} x} \cdot E_1 \left[ \Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b \right] dx,$$

so führt die Transformation  $\Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b = y$  zu:

$$\phi_1 = \frac{v \phi_{th}}{2} \cdot e^{-\Sigma_{th} \cdot \frac{\Sigma_r^{UA1} t + \Sigma_r^{Al} b}{\Sigma_r^{UA1}}} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_r^{UA1}} \int_{\frac{\Sigma_r^{Al} b}{\Sigma_r^{UA1}}}^{\frac{\Sigma_r^{Al} b}{\Sigma_r^{UA1}} + \frac{\Sigma_r^{UA1} t}{\Sigma_r^{UA1}}} e^{\frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_r^{UA1}} \cdot y} \cdot E_1(y) dy$$

Letzteres Integral, das häufig in Problemen über Strahlentransport vorkommt, ist tabelliert oder in Form von Kurvenscharen gegeben (7)

$$\begin{aligned}
 F_1 \left[ \Sigma_r^{Al} b, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \right] &= \int_0^{\Sigma_r^{Al} b} e^{-\frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \cdot y} \cdot E_1(y) dy \\
 F_1 \left[ \Sigma_r^{UA1} t + \Sigma_r^{Al} b, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \right] &= \int_0^{\Sigma_r^{UA1} t + \Sigma_r^{Al} b} e^{-\frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \cdot y} \cdot E(y) dy \\
 \phi_1 &= -\frac{v \cdot \phi_{th}}{2} \cdot e^{-\Sigma_{th} \frac{\Sigma_r^{UA1} t + \Sigma_r^{Al} b}{\Sigma_{rUA1}}} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{rUA1}} \left\{ F_1 \left[ \Sigma_r^{Al} b, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \right] - \right. \\
 &\quad \left. - F_1 \left[ \Sigma_r^{UA1} t + \Sigma_r^{Al} b, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_{rUA1}} \right] \right\} \quad (4)
 \end{aligned}$$

Das Integral

$$\phi_2 = \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} x} \cdot E_1 \left[ \frac{\Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b}{A-x} \cdot \sqrt{R^2 + (A-x)^2} \right] dx$$

ist nicht direkt auswertbar und zwar wegen des Faktors  $\frac{\sqrt{R^2 + (A-x)^2}}{A-x}$  im Argument der Funktion  $E_1$ .

Der schnelle Neutronenfluß wird am Anfang des Versuchswagens berechnet, so daß in guter Näherung gilt:

$$A - x \sim A - \frac{t}{2}$$

$\phi_2$  kann durch folgendes Integral angenähert werden:

$$\phi_2 = \frac{v \Sigma_f \phi_{th}}{2} \int_0^t e^{-\Sigma_{th} x} \cdot E_1 \left[ \left\langle \Sigma_r^{UA1} (t-x) + \Sigma_r^{Al} b \right\rangle \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A-t/2} \right] dx$$

Im Endausdruck  $\phi_1$  brauchen daher die Wirkungsquerschnitte

$\Sigma_r^{UA1}$  und  $\Sigma_r^{A1}$  nur mit den modifizierten Werten

$$\Sigma_r^{UA1} \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2} \quad \text{und} \quad \Sigma_r^{A1} \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}$$

ersetzt zu werden.

$$\phi_2 = -\frac{v\phi_{th}}{2} \cdot e^{-\frac{\Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b}{\Sigma_r^{UA1}}} \cdot \Sigma_{th} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_r^{UA1} \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}}$$

$$\cdot \left\{ F_1 \left[ \Sigma_r^{A1} \cdot b \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_r^{UA1} \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}} \right] - F_1 \left[ \Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b \right] \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}, \frac{\Sigma_{th}}{\Sigma_r^{UA1} \cdot \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}} \right\} \quad (5)$$

Schließlich gilt für die Gesamtlösung:  $\phi = \phi_1 + \phi_2$  (6)

Eine Alternativ-Lösung zu (3) kann mit Hilfe einer in (7) angeführten Formel gegeben werden:

$$\int e^{kx} \cdot E_1(b' + a'x) dx = \frac{1}{k} \left\{ e^{kx} E_1(b' + a'x) - e^{-\frac{kb'}{a'}} \cdot E_1 \left[ (b' + a'x) \left( 1 - \frac{k}{a'} \right) \right] \right\}$$

wobei

$$k = -\Sigma_{th} \quad (\text{cm}^{-1})$$

$$b' = \Sigma_r^{UA1} \cdot t + \Sigma_r^{A1} \cdot b$$

$$a' = -\Sigma_r^{UA1} \quad (\text{cm}^{-1})$$

Setzt man  $\frac{\sqrt{R^2 + (A-x)^2}}{A - x} \approx \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2} = q$

so gilt für Gleichung (3)

$$\frac{2\phi}{v\Sigma_f\phi_{th}} = \frac{1}{k} \left\{ e^{kx} \left[ E_1(b' + a'x) - E_1 \left\langle (b' + a'x)q \right\rangle \right] - e^{-\frac{kb'}{a'}} \left[ E_1 \left\langle (b' + a'x) \cdot \left( 1 - \frac{k}{a'} \right) \right\rangle - E_1 \left\langle (b' + a'x) \left( 1 - \frac{k}{qa'} \right) q \right\rangle \right] \right\} \Big|_0^t$$

$$\frac{2\phi\Sigma_{th}}{v\Sigma_f\phi_{th}} = \left\{ E_1(b') - E_1(b'q) - e^{-\frac{kb'}{a'}} \left[ E_1\left\langle (b')\left(1 - \frac{k}{a'}\right)\right\rangle - E_1\left\langle (b')\left(1 - \frac{k}{qa'}\right)q\right\rangle \right] \right. \\ \left. - e^{kt} \left[ E_1(b'+a't) - E_1\left\langle (b'+a't)q\right\rangle \right] + \right. \\ \left. + e^{-\frac{kb'}{a'}} \left[ E_1\left\langle (b'+a't)\left(1 - \frac{k}{a'}\right)\right\rangle - E_1\left\langle (b'+a't)\left(1 - \frac{k}{qa'}\right)q\right\rangle \right] \right\} \quad (7)$$

Die Funktion  $\frac{2\phi\Sigma_{th}}{v\phi_{th}\Sigma_f}$  wurde in Abhängigkeit von  $t$  berechnet und zwar für folgende numerische Werte:

$$t = 0, 2; 0, 5; 1; 1, 5; 2; 3 \text{ cm}$$

$$a = 22 \text{ cm (Anfang des Versuchaufbaues)}$$

$$b = 1 \text{ cm (Aluminium der Kühlkammer)}$$

$$c = 3 \text{ cm (Dicke des Luftkanals in der Kühlkammer)}$$

$$A = a+b+c+t = 26 + t \text{ cm}$$

$$k = -0,788 \text{ cm}^{-1} = -\Sigma_{th} = -\Sigma_a$$

$$a' = -0,082 \text{ cm}^{-1}$$

$$b' = 0,079 + 0,082 \cdot t$$

$$1 - \frac{k}{a'} = 8,610$$

$$\left(1 - \frac{k}{qa'}\right)q = \frac{\sqrt{1600 + (26 - t/2)^2}}{26 - t/2} - 9,610$$

$$\frac{k}{a'} = 9,610 ; \quad \frac{kb'}{a'} = 0,759 + 0,788 \cdot t ; \quad q = \frac{\sqrt{1600 + (26 - t/2)^2}}{26 - t/2}$$

Die numerische Auswertung von Formel (7) zur Bestimmung der optimalen Plattendicke führt zur Kurve 20.

#### ANHANG 4 - Die Monte-Carlo-Rechnungen (10)

Unter der Monte-Carlo-Methode versteht man ein numerisches Verfahren, das ursprünglich zur Lösung mehrfacher Integrale benutzt wurde. Die Lösung eines Problems beruht im wesentlichen auf einem "Zufallsspiel", nämlich dem Würfeln: die unbekanntenen Größen werden von zufälligen (stochastischen) Größen abgeleitet; jedem Versuch im Würfelspiel korrespondiert eine sogenannte Zufallszahl, die in Zusammenhang mit der gesuchten Größe steht.

In der Neutronentransporttheorie wird die Bewegung einzelner Neutronen im Medium mit Hilfe des Zufallspiels simuliert; so wird bei einem Stoß mit Hilfe einer Zufallszahl die Wahrscheinlichkeit für Einfang, Streuung und Spaltung ausgewählt.

Bei Streuung z.B. wählt man mit Hilfe einer anderen Zufallszahl aus dem bekannten differentiellen Streuquerschnitt einen bestimmten Streuwinkel aus und bestimmt somit die Flugrichtung des Neutrons nach dem Stoß. Die freie Weglänge wird ebenfalls aus einer entsprechenden Verteilungsfunktion ausgewürfelt. Eine große Anzahl von Neutronen vermag Informationen über Größen wie Fluß, Ausfluß (leakage) und Strom zu geben. Der große Vorteil der Monte-Carlo-Methode gegenüber analytischen Methoden liegt vor allem darin, daß zur Beschreibung eines einzelnen Neutronenschicksals nur sehr wenige Parameter wie Ort und Geschwindigkeit nötig sind. Bei der analytischen Integration der Boltzmann-Gleichung braucht man, um z.B. die Neutronendichte an irgend einem Punkte auszurechnen, Informationen von allen anderen Punkten der Anordnung.

Das praktische Interesse des Monte-Carlo-Verfahrens liegt in der Möglichkeit der Behandlung beliebig komplizierter Geometrien, wie dies beim EURACOS-Komplex der Fall ist (Fig. 22). Die Tabelle 4.1 enthält die im TIMOC-Programm verwendeten Energiegruppen.

Tabelle 4.1

Energiegruppen der Wirkungsquerschnitte des TIMOC Codes

Gruppen Nummer	Energie		Einhei- ten	$\Delta E$	$\bar{E} =$ $\frac{1}{2}(E_i + E_{i+1})$
	von	bis			
1	0.1	0.4	eV	0.3	0.25
2	0.4	1.0		0.6	0.7
3	1.0	3.0		2.0	2.0
4	3.0	10.0		7.0	6.5
5	10.0	30.0		20.0	20.0
6	30.0	100.0		80.0	65.0
7	0.1	0.5	KeV	0.4	0.3
8	0.5	2.1		1.6	1.3
9	2.1	5.5		3.4	3.8
10	5.5	9.1		3.6	7.3
11	9.1	15.0		5.9	12.05
12	15.0	25.0		10.0	20.0
13	25.0	40.7		15.7	32.85
14	40.7	67.0		26.3	53.85
15	67.0	110.0		43.0	88.5
16	0.11	0.18	MeV	0.07	0.145
17	0.18	0.3		0.12	0.24
18	0.3	0.5		0.2	0.4
19	0.5	0.825		0.325	0.6625
20	0.825	1.35		0.525	1.0875
21	1.35	1.5		0.15	1.425
22	1.5	1.83		0.33	1.665
23	1.83	2.23		0.4	2.03
24	2.23	2.72		0.49	2.475
25	2.72	3.33		0.61	3.025
26	3.33	3.68		0.35	3.505
27	3.68	4.06		0.38	3.87
28	4.06	4.5		0.44	4.28
29	4.5	4.97		0.47	4.735
30	4.97	5.5		0.53	5.235
31	5.5	6.08		0.58	5.79
32	6.08	7.8		1.72	6.94
33	7.8	10.0		2.2	8.9

ANHANG 5 - Berechnung des ungestreuten EURACOS-Spektrums

Das nicht normalisierte ungestreute Spektrum wird durch folgenden Ausdruck gegeben (3.1.3)

$$\begin{aligned} \phi(E) = & \phi_{\text{fiss}}(E) \left\{ E_1 \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] - E_1 \left\langle \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] q \right\rangle \right. \\ & - \frac{\Sigma_{\text{th}}}{\Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E)} \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] \\ & - e^{-\Sigma_{\text{th}} \cdot t} \cdot \left[ E_1 \left\langle \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] \left[ 1 - \frac{\Sigma_{\text{th}}}{\Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E)} \right] \right\rangle \right. \\ & \left. - E_1 \left\langle \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] \left[ 1 - \frac{\Sigma_{\text{th}}}{\Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot q} \right] q \right\rangle \right] \\ & - e^{-\Sigma_{\text{th}} \cdot t} \left[ E_1 \left\langle \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b \right\rangle - E_1 \left\langle \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b \cdot q \right\rangle \right] \\ & + e^{-\Sigma_{\text{th}} \cdot t} \cdot \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b + \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot t \right] \\ & \cdot \left[ E_1 \left\langle \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b \right] \left[ 1 - \frac{\Sigma_{\text{th}}}{\Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E)} \right] \right\rangle - E_1 \left\langle \left[ \Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}(E) \cdot b \right] \right. \right. \\ & \left. \left. \cdot \left[ 1 - \frac{\Sigma_{\text{th}}}{\Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}(E) \cdot q} \right] q \right\rangle \right] \end{aligned}$$

wo  $q = \frac{\sqrt{R^2 + (A-t/2)^2}}{A - t/2}$

und  $\Sigma_{\text{ne}}^{\text{Al}}, \Sigma_{\text{ne}}^{\text{UAl}}$  respektiv die nicht elastischen Streuquerschnitte für Al und UAl sind.

Als Normierungsfaktor wurde  $\int_{0,825 \text{ Mev}}^{10 \text{ Mev}} \phi(E) dE = 1$  genommen.

Der Wert 0,825 Mev ist bezeichnend für die untere Grenze des in der Abschirmungsphysik interessanten Energiebereiches.

Die Tabelle 5.1 enthält die nichtelastischen energieabhängigen Wirkungsquerschnitte sowie die berechneten Spektrumswerte.

Tabelle 5.1

Nichtelastische Streuquerschnitte und unkolliertes Neutronenspektrum

E(Mev)	$\Sigma_{ne}^{Al}$ ( $cm^{-1}$ )	$\Sigma_{ne}^{UAl}$ ( $cm^{-1}$ )	E · $\phi$ (E)
0,4	6,23 - 4	4,42 - 3	0,168
0,6	9,34 - 4	4,72 - 3	0,300
0,8	1,87 - 3	5,59 - 3	0,404
1,0	2,80 - 3	6,47 - 3	0,494
1,4	6,23 - 3	9,70 - 3	0,599
1,7	9,66 - 3	1,29 - 2	0,665
2,0	1,37 - 2	1,67 - 2	0,662
2,2	1,65 - 2	1,93 - 2	0,634
2,5	2,08 - 2	2,34 - 2	0,602
2,8	2,55 - 2	2,78 - 2	0,560
3,0	2,83 - 2	3,05 - 2	0,546
3,5	3,67 - 2	3,84 - 2	0,455
4,0	4,36 - 2	4,48 - 2	0,370
5,0	5,23 - 2	5,30 - 2	0,230
6,0	5,73 - 2	5,77 - 2	0,131
8,0	6,04 - 2	6,06 - 2	0,039
10,0	6,23 - 2	6,24 - 2	0,010
12,0	6,23 - 2	6,24 - 2	0,0025

ANHANG 6 - Bestimmung der Abschaltleistung (6)

Die Bestrahlungszeit des Konverters wurde auf 1000 Stunden festgelegt. In Tabelle 6.1 (zweite Spalte) ist die totale Energie (Betas und Photonen) angegeben, die pro Watt Konverterleistung und pro Sekunde von den  $U^{235}$ -Spaltprodukten ausgesandt wird. Die Konverterleistung beträgt 1,3 KW.

Tabelle 6.1

Abschaltleistung des Konverters

Abklingzeit t (sec)	Zerfallsrate (Mev/Watt-sec)	Leistung (Mev/sec)	Leistung (Watt)
$10^2$	$10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	20,8
3600 (1 Stunde)	$6 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^{13}$	12,5
10800 (3 Stunden)	$4,8 \cdot 10^{10}$	$6,2 \cdot 10^{13}$	10,0
36000 (10 Stunden)	$3,3 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^{13}$	6,9
108000 (30 Stunden)	$2,3 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{13}$	4,8
360000 (100 Stunden)	$1,5 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	3,0
$10^6$	$9 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{13}$	1,9
$10^7$	$1,4 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{12}$	0,29

## ANHANG 7 - Berechnung der maximalen Plattentemperatur

Folgender Anhang enthält die Berechnung des Temperaturprofils der Kühlluft und der Brennstoffplatte, die thermisch maximal belastet ist.

Fig. 7.1 stellt einen Querschnitt durch ein Teilstück der Platte dar, mit den zugehörigen Symbolen.

Die der Rechnung zugrunde liegenden Annahmen lauten:

- die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  ist an allen inneren Kanalwänden gleich;
- die Lufttemperatur  $T_b$  ist unabhängig von  $x$  und  $Z$ , (aber abhängig von  $y$ );
- die Wärmeübergangszahl  $\alpha_v$  an der Gehäuseaußenseite ist konstant;
- die Umgebungstemperatur  $T_U$  ist unabhängig von  $x$ ;
- die Temperatur  $T_R$  in der Rippe (Steg) hängt nur von  $Z$  ab;
- die Temperatur  $T_G$  im Gehäuse hängt nur von  $x$  ab;
- die Temperatur  $T_{Rh}$  im Parallelepiped  $\delta_R \cdot \delta_G \cdot L$  ist unabhängig von  $x$ ,  $Z$  (aber abhängig von  $y$ );
- die Plattenoberflächentemperatur ist unabhängig von  $x$ ,  $Z$ , (aber abhängig von  $y$ )

Die durch Fläche  $A = \delta_R \cdot dy$  (lokalisiert mit Hilfe der Koordinaten  $x, y$ ) fließende Wärmemenge beträgt pro Zeiteinheit

$$dQ(x, y) = - \lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} \text{ Watt.}$$

$y$  mißt den Abstand des Flächenelementes vom unteren Plattenende,  $\lambda_R$  bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit der Aluminiumrippe, in  $\text{Watt/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/m}$ . Das durch die Koordinaten  $x+dx, y$  gelegene Flächenelement wird von folgender Wärmemenge durchsetzt:

$$dQ(x+dx, y) = - \lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \frac{\partial}{\partial x} \left[ T(x, y) + \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dx \right]$$

Die Differenz dieser Wärmemengen ist gleich der seitlich aus dem Steg ausströmenden Wärmemenge pro Zeiteinheit.

$$\frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} \cdot \lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \cdot dx = \alpha dy \cdot dx [T(x, y) - T_b(y)]$$

oder

$$\frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} = \frac{\alpha}{\lambda_R \cdot \delta_R} [T(x, y) - T_b(y)]$$

$T_b(y)$  ist die mittlere Lufttemperatur in der Höhe  $y$  des Luftkanals.

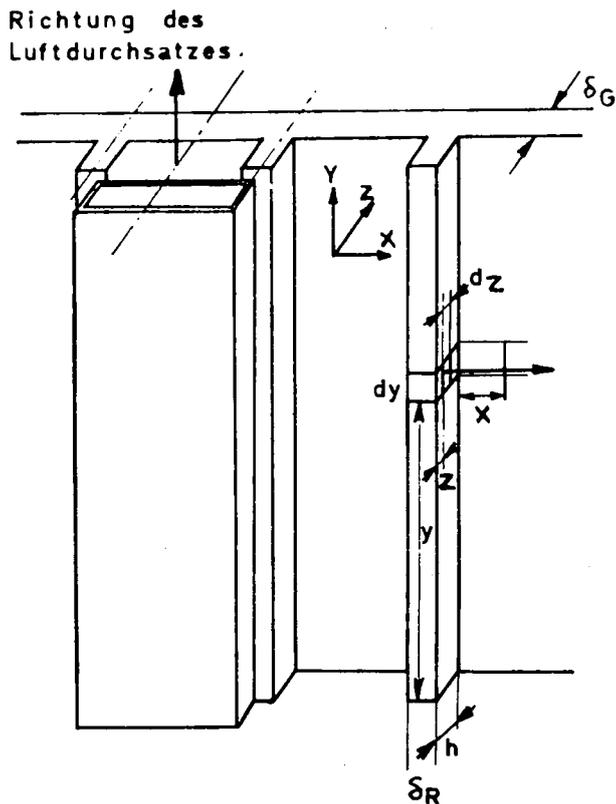


Abb.7.1: Berechnung der Plattentemperatur.

Um die Schreibweise zu erleichtern, wird in der Folge die Variable  $y$  nicht mehr angeführt. Desgleichen wird die Variable  $x$  (oder  $Z$ ) nur gelegentlich angeschrieben.

A. Behandlung der Rippe (Fig. 7.2)

Wärmebilanz für das Volumen  $\delta_R \cdot dy \cdot dz$

$$\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \cdot \frac{d^2 T_R}{dz^2} dz = 2 \alpha dy dz (T_R - T_b)$$

mit  $\theta_R(z) = T_R(z) - T_b$  (Grad)

und  $m^2 = \frac{2 \alpha}{\lambda_R \cdot \delta_R}$  ( $m^{-2}$ )

führt obige Gleichung zu :  $\frac{d^2 \theta_R}{dz^2} = m^2 \theta_R$

mit folgender Lösung:  $\theta_R = C_1 e^{mZ} + C_2 e^{-mZ}$

Randbedingungen:

1)  $Z = 0$ ;  $T_R(Z=0) = T_{RO}$  und  $\theta_R(Z=0) = \theta_{RO} = T_{RO} - T_b$

$$\theta_{RO} = C_1 + C_2 \quad (1)$$

2)  $Z = h$ ;  $Q_h(Z=h) = -\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \left( \frac{d\theta_R}{dz} \right)_{Z=h}$

$Q_h(Z=h)$  ist die Wärmemenge die pro Zeiteinheit durch die Fläche  $\delta_R \cdot dy$  tritt.

$$Q_h(Z=h) = q_h(Z=h) dy = -\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \cdot m [C_1 e^{mh} - C_2 e^{-mh}]$$

$q_h(Z=h)$  ist die Wärmemenge die pro Längeinheit und pro Zeiteinheit in die Rippe einfließt

mit  $A = \frac{Q_h(Z=h)}{\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \cdot m} = \frac{q_h(Z=h)}{\lambda_R \cdot \delta_R \cdot m}$  (Grad)

gelangt man zu  $A = C_2 e^{-mh} - C_1 e^{mh}$  (2)

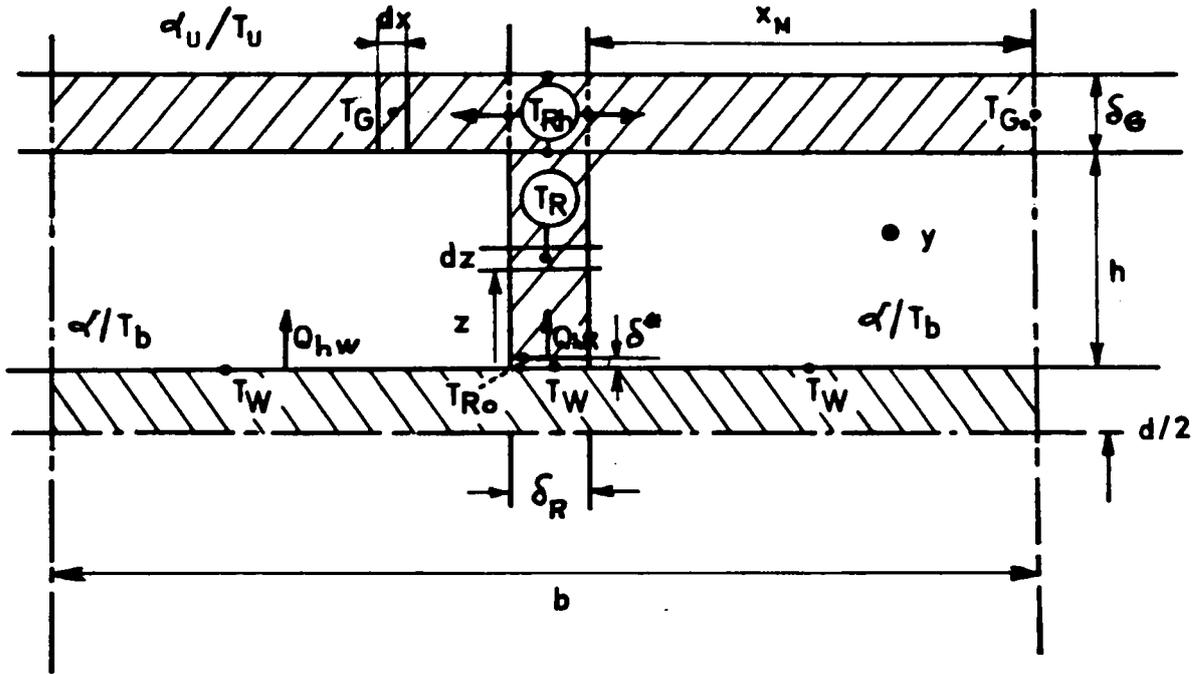


Abbildung 7.2 : Behandlung der Rippe.

Die Auflösung des Gleichungssystems (1), (2) führt zu:

$$C_1 = \frac{\theta_{RO} e^{-mh} - A}{e^{mh} + e^{-mh}}$$

$$C_2 = \frac{\theta_{RO} e^{mh} + A}{e^{mh} + e^{-mh}}$$

Die Substitution von  $C_1$  und  $C_2$  in der allgemeinen Lösung ergibt folgenden Ausdruck:

$$\theta_R(Z) = T_R(Z) - T_b = \frac{(T_{RO} - T_b) \text{ch}[m(h-Z)] - A \text{sh}(mZ)}{\text{ch}(mh)} \quad (3)$$

Für  $Z = h$  :

$$\theta_{Rh} = T_{Rh} - T_b = \frac{(T_{RO} - T_b) - A \text{sh}(mh)}{\text{ch}(mh)} \quad (3')$$

Wärmemenge an der Stelle  $Z=0$  (Wärmeabgabe der Brennstoffplatte in die Rippe und das Gehäuse)

$$Q_{hR} = Q_h(Z=0) = -\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \left( \frac{dT_R}{dz} \right)_{Z=0} = -\lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \left( \frac{d\theta_R}{dz} \right)_{Z=0}$$

Die Ableitung von (3) lautet:

$$\frac{d\theta_R}{dz} = - \frac{T_{RO} - T_b}{ch(mh)} \cdot m \cdot sh(h-z) - Am \frac{cH(mZ)}{ch(mh)}$$

so daß:

$$Q_{hR} = \lambda_R \cdot \delta_R \cdot dy \cdot m \left[ (T_{RO} - T_b) th(mh) + \frac{A}{ch(mh)} \right] = q_{hR} \cdot dy$$

$$\boxed{q_{hR} = \lambda_R \cdot \delta_R \cdot m \left[ (T_{RO} - T_b) th(mh) + \frac{A}{ch(mh)} \right]} \quad (4)$$

### B. Behandlung des Gehäuses

Da im Parallelepipid  $\delta_R \cdot \delta_G \cdot L$  (Fig. 7.2) die Temperatur unabhängig von  $x$  und  $z$  angenommen wurde, so gilt nach Gleichung (3'):

$$T_G(x=0) = T_{Rh} = T_b + \frac{(T_{RO} - T_b) - A sh(mh)}{ch(mh)}$$

Die in das Parallelepipid einfließende Wärmemenge ist gleich jener die beidseitig in das Gehäuse eintritt, erhöht um den Betrag des Ausflusses in die Umgebung:

$$Q_h(Z=h) = 2Q_h(x=0) + \alpha_U \cdot \delta_R \cdot dy \cdot (T_{Rh} - T_U) \quad (3'')$$

oder

$$q_h(Z=h) = 2q_h(x=0) + \alpha_U \cdot \delta_R (T_{Rh} - T_U) \quad (3''')$$

Wärmebilanz für das Volumen  $\delta_G \cdot dx \cdot dy$ :

$$\lambda_G \cdot \delta_G \cdot dy \frac{d^2 T_G}{dx^2} dx = \alpha dy dx (T_G - T_b) + \alpha_U dy dx (T_G - T_U)$$

oder

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{\alpha + \alpha_U}{\lambda_G \cdot \delta_G} \left[ (T_G - T_b) + \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} (T_b - T_U) \right]$$

mit

$$\theta_G(x) = T_G(x) - T_b + a \quad (\text{Grad})$$

und

$$a = \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} (T_b - T_U) \quad (\text{Grad})$$

und

$$\eta^2 = \frac{\alpha + \alpha_U}{\lambda_G \cdot \delta_G} \quad (\text{m}^{-2})$$

gelangt man zu :  $\frac{d^2 \theta_G}{dx^2} = n^2 \theta_G$

mit folgender Lösung:

$$\theta_G = C_1 e^{nx} + C_2 e^{-nx}$$

Randbedingungen:

1)  $x=0$ ;  $T_G(x=0) = T_{Rh}$  und  $\theta_G(x=0) = \theta_{G0} = T_{Rh} - T_b + a = \theta_{Rh} + a$

$$\theta_{G0} = C_1 + C_2 \tag{5}$$

2)  $x = x_M = \frac{b - \delta_R}{2}$ ;  $\left(\frac{d\theta_G}{dx}\right)_{x=x_M} = 0$  aus Symmetriegründen

so daß

$$n[C_1 e^{nx_M} - C_2 e^{-nx_M}] = 0 \tag{6}$$

die Auflösung des Gleichungssystems (5), (6) führt zu:

$$C_1 = \frac{\theta_{G0} e^{-nx_M}}{e^{nx_M} + e^{-nx_M}}$$

$$C_2 = \frac{\theta_{G0} e^{nx_M}}{e^{nx_M} + e^{-nx_M}}$$

Die Substitution von  $C_1$  und  $C_2$  in der allgemeinen Lösung ergibt folgenden Ausdruck:

$$\theta_G(x) = T_G(x) - T_b + a = (\theta_{Rh} + a) \frac{\text{ch } n(x_M - x)}{\text{ch}(nx_M)} \tag{7}$$

für  $x = x_M$

$$\theta_G(x_M) = (\theta_{Rh} + a) \cdot \frac{1}{\text{ch}(nx_M)} \tag{8}$$

Wärmemenge an der Stelle  $x=0$

$$Q_h(x=0) = -\lambda_G \cdot \delta_G \cdot dy \left(\frac{dT_G}{dx}\right)_{x=0}$$

Die Ableitung von (7) lautet:

$$\frac{d\theta_G}{dx} = n \frac{\theta_{Rh} + a}{\text{ch}(nx_M)} \cdot \text{sh}(nx_M)$$

$$Q_h(x=0) = \lambda_G \cdot \delta_G \cdot dy \cdot n (\theta_{Rh} + a) \text{th}(nx_M) = q_h(x=0) dy$$

$$q_h(x=0) = \lambda_G \cdot \delta_G \cdot n \cdot (\theta_{Rh} + a) \cdot \text{th}(nx_M) \quad (8')$$

Mittlere Gehäusetemperatur:

Definitionshalber gilt:

$$T_{Gm} = \frac{2T_{Gm}(0 \leftarrow x \rightarrow x_M) \cdot x_M + T_{Rh} \cdot \delta_R}{b}$$

wobei:

$$T_{Gm}(0 \leftarrow x \rightarrow x_M) = \frac{1}{x_M} \cdot \int_0^{x_M} T_G(x) dx$$

Desgleichen:

$$\theta_{Gm}(0 \leftarrow x \rightarrow x_M) = T_{Gm} - T_b + a = \frac{1}{x_M} \int_0^{x_M} \theta_G(x) dx$$

Es folgt nach Substitution von  $\theta_G(x)$  gemäß Gleichung 7:

$$\theta_{Gm}(0 \leftarrow x \rightarrow x_M) = (\theta_{Rh} + a) \cdot \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M}$$

und

$$T_{Gm}(0 \leftarrow x \rightarrow x_M) = T_b - a + (\theta_{Rh} + a) \cdot \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M}$$

$$T_{Gm} \cdot b = 2 \left[ T_b - a + (T_{Rh} - T_b + a) \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M} \right] x_M + T_{Rh} \cdot \delta_R$$

Berücksichtigt man, daß  $\delta_R = b - 2x_M$  ist, so gelangt man zu folgendem Ausdruck für die mittlere Gehäusetemperatur  $T_{Gm}$ :

$$T_{Gm} = (T_{Rh} - T_b) \left[ \frac{2x_M}{b} \cdot \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M} + \frac{b - 2x_M}{b} \right] + T_b - 2 \frac{x_M}{b} \cdot a \cdot \left[ 1 - \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M} \right]$$

Unter Berücksichtigung von  $a = \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} (T_b - T_U)$

gelangt man zu

$$T_{Gm} - T_U = (T_{Rh} - T_b) \left[ 1 - \frac{2x_M}{b} \left( 1 - \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M} \right) \right] + (T_b - T_U) \left\{ 1 - \frac{2x_M}{b} \cdot \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} \left[ 1 - \frac{\text{th}(nx_M)}{nx_M} \right] \right\} \quad (9)$$

C. Verknüpfungsgleichungen zwischen Gehäuse und Rippe

Nach Gleichung (4) beträgt die pro Längeneinheit und Zeiteinheit in die Rippe einströmende Wärmemenge

$$q_{hR} = \lambda_R \cdot \delta_R \cdot m \cdot \left[ (T_{RO} - T_b) \operatorname{th}(mh) + \frac{A}{\operatorname{ch}(mh)} \right]$$

mit

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda_R \cdot \delta_R}} \quad \text{und} \quad A = \frac{q_h(Z=h)}{\lambda_R \cdot \delta_R \cdot m}$$

da

$$\lambda_R \cdot \delta_R \cdot m = \sqrt{\lambda_R^2 \cdot \delta_R^2 \cdot \frac{2\alpha}{\lambda_R \cdot \delta_R}} = \sqrt{\lambda_R \cdot \delta_R \cdot \frac{4\alpha^2}{2\alpha}} = \frac{2\alpha}{m}$$

so gilt:

$$q_{hR} = 2\alpha h \cdot (T_{RO} - T_b) \cdot \frac{\operatorname{th}(mh)}{mh} + \frac{q_h(Z=h)}{\operatorname{ch}(mh)} \quad (10)$$

Die in Gleichung (10) vorkommende Größe  $q_h(Z=h)$  soll jetzt in Funktion von  $(T_{RO} - T_b)$  berechnet werden.

$$q_h(Z=h) = 2q_h(x=0) + \alpha_U \cdot \delta_R \cdot (T_{Rh} - T_U) \quad (\text{Gleichung 3''})$$

wobei

$$q_h(x=0) = \lambda_G \cdot \delta_G \cdot n (T_{Rh} - T_b + a) \operatorname{th}(nx_M)$$

mit

$$n = \sqrt{\frac{\alpha + \alpha_U}{\lambda_G \cdot \delta_G}}; \quad a = \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} (T_b - T_U); \quad x_M = \frac{b - \delta_R}{2};$$

$$T_{Rh} - T_b = \frac{(T_{RO} - T_b)}{\operatorname{ch}(mh)} - A \operatorname{th}(mh) \quad (\text{Gleichung 3'})$$

und

$$q_h(Z=h) = A \cdot \lambda_R \cdot \delta_R \cdot m$$

Die Substitution von  $q_h(Z=0)$  und  $q_h(x=0)$  in (3''') führt zu

$$A \cdot \lambda_R \cdot \delta_R \cdot m = 2 \left[ \lambda_G \cdot \delta_G \cdot n (T_{Rh} - T_b + a) \cdot \operatorname{th}(nx_M) \right] + \alpha_U \delta_R (T_{Rh} - T_U) \quad (11)$$

Nun gilt

$$\lambda_G \cdot \delta_G \cdot n = \sqrt{\lambda_G^2 \cdot \delta_G^2 \cdot \frac{\alpha + \alpha_U}{\lambda_G \cdot \delta_G}} = \sqrt{\lambda_G \cdot \delta_G \cdot \frac{(\alpha + \alpha_U)^2}{\alpha + \alpha_U}} = \frac{\alpha + \alpha_U}{n}$$

Eliminiert man  $\lambda_R \cdot \delta_R \cdot m$ ,  $\lambda_G \cdot \delta_G \cdot n$  und  $a$  in Gleichung (11), so erhält man folgende Gleichung zur Bestimmung von A:

$$A \cdot \frac{2\alpha}{m} = 2 \frac{\alpha + \alpha_U}{n} \left[ (T_{Rh} - T_b) + \frac{\alpha_U}{\alpha + \alpha_U} (T_b - T_U) \right] \text{th}(nx_M) + \alpha_U \delta_R (T_{Rh} - T_b + T_b - T_U)$$

Setzt man

$$M = \alpha_U \left[ 2 \frac{\text{th}(nx_M)}{n} + \delta_R \right] \left[ \frac{W}{m \text{ grad}} \right],$$

so vereinfacht sich obige Gleichung zu

$$q_h(Z=h) = A \cdot \frac{2\alpha}{m} = (T_{Rh} - T_b) \left[ 2\alpha \frac{\text{th}(nx_M)}{n} + M \right] + (T_b - T_U) \cdot M$$

Die Elimination von  $(T_{Rh} - T_b)$ , gemäß Gleichung (3') ergibt somit das partielle Endresultat:

$$q_h(Z=h) = \frac{(T_{RO} - T_b) \left[ 2\alpha \frac{\text{th}(nx_M)}{n} + M \right] + M(T_b - T_U)}{1 + \frac{m}{n} \text{th}(mh) \text{th}(nx_M) + \frac{m}{2\alpha} \cdot M \cdot \text{th}(mh)} \quad (12)$$

Desgleichen soll  $q_{hR}$  als Funktion des Temperatursprunges  $T_{RO} - T_b$  berechnet werden. Mit Hilfe von (12) wird jetzt  $q_h(Z=h)$  in (11) eliminiert. Man gelangt schließlich zu folgendem Endergebnis:

$$q_{hR} = \frac{2\alpha(T_{RO} - T_b) \left[ \frac{\text{th}(mh)}{m} + \frac{\text{th}(nx_M)}{n} + \frac{M}{2\alpha} \right] + \frac{M}{\text{ch}(mh)} (T_b - T_U)}{1 + \frac{m}{n} \text{th}(mh) \cdot \text{th}(nx_M) + \frac{m}{2\alpha} \cdot M \cdot \text{th}(mh)} \quad (13)$$

Die Berechnung der Temperaturdifferenz  $(T_{Rh} - T_b)$  in Funktion von

$(T_{RO} - T_b)$  geschieht an Hand von Gleichung (3'), wo  $A = q_h(Z=h) \frac{m}{2\alpha}$  mit Hilfe von (12) eliminiert wird.

$$(T_{Rh} - T_b) = \frac{T_{RO} - T_b}{ch(mh) - M \cdot \frac{m}{2\alpha} th(mh) \cdot (T_b - T_U)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{n} \cdot th(mh) \cdot th(nx_M) + \frac{m}{2\alpha} \cdot M \cdot th(mh)} \quad (14)$$

D. Luftspalt zwischen Rippe und Brennstoffplatte

Bezeichnet man mit  $\delta^*$  die Dicke des Luftspaltes, mit  $\lambda_L$  die Wärmeleitfähigkeit der Luft und mit  $T_W$  die Oberflächentemperatur der Brennstoffplatte, so gilt:

$$Q_{hR} = \frac{\lambda_L}{\delta^*} \cdot \delta_R \cdot dy (T_W - T_{RO}) = q_{hR} dy$$

$$(T_W - T_{RO}) = q_{hR} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot \frac{1}{\lambda_L}$$

oder, gemäß Gleichung (13)

$$(T_W - T_{RO}) = \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot \frac{(T_{RO} - T_b) 2\alpha \left[ \frac{th(mh)}{m} + \frac{th(nx_M)}{n} + \frac{M}{2\alpha} \right] + \frac{M}{ch(mh)} (T_b - T_U)}{1 + \frac{m}{n} th(mh) \cdot th(nx_M) + \frac{m}{2\alpha} \cdot M \cdot th(mh)} \quad (15)$$

E. Berechnung des Temperatursprunges zwischen Brennstoffoberfläche und Kühlluft

In guter Näherung fällt die Wärmequelle im Innern der Brennstoffplatte exponentiell als Funktion des Abstandes von der zur thermischen Säule gewandten Seite ab (Fig. 7, 3).

$$Q(x, y) = Q_0(y) \cdot e^{-\mu x}$$

In der Folge wird die Variable y weggelassen.

Wärmebilanz in der Brennstoffplatte:

Die Wärmebilanz im Innern der Platte führt zu:

$$\frac{d^2 \theta_p(x)}{dx^2} = \frac{-Q_o}{\lambda_p} \cdot e^{-\mu x} \quad ; \quad \theta_p(x) = T_p(x) - T_b$$

$T(x)$  ist die Temperatur im Punkte  $x$ , im Innern der Brennstoffplatte. Die Integration obiger Differentialgleichung führt zu:

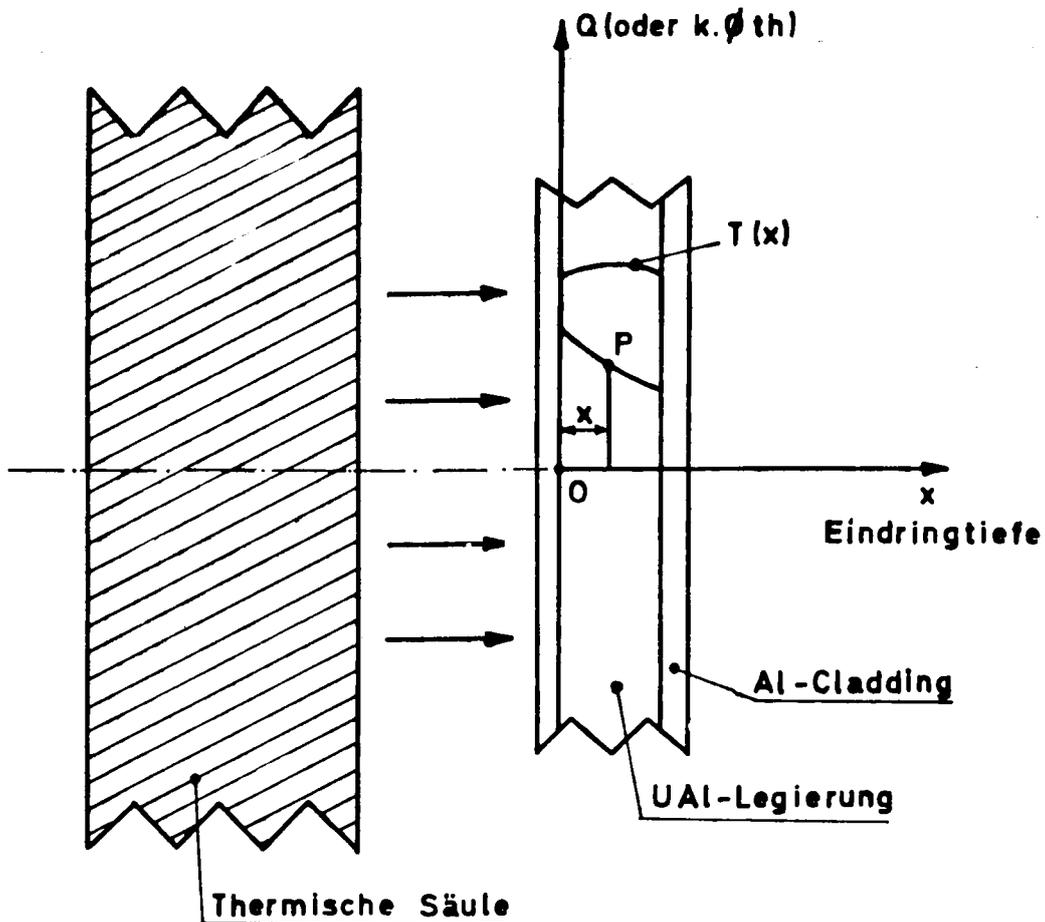


Abbildung 7.3.

$$\frac{d\theta_p}{dx} = \frac{Q_o}{\lambda_p \cdot \mu} e^{-\mu x} + C_1 = B \cdot e^{-\mu x} + C_1 \quad \text{mit } B = \frac{Q_o}{\lambda_p \cdot \mu} \quad (\text{Grad/m})$$

$$\text{und } \theta_p = -\frac{B}{\mu} e^{-\mu x} + C_1 x + C_2$$

Randbedingungen

$$1) \quad x=0 ; \lambda_p \cdot b \cdot \left( \frac{d\theta}{dx} \right)_{x=0} = q_{hR}^{(1)} + 2x_M \cdot \alpha (T_W - T_b)^{(1)} = \\ = \lambda_p \cdot b \left( \frac{Q_o}{\lambda_p \cdot \mu} + C_1 \right) \quad (16)$$

Der Index (1) charakterisiert die der thermischen Säule zugekehrten Seite des Konverters

$$2) \quad x=d ; +\lambda_p \cdot b \cdot \left( \frac{d\theta}{dx} \right)_{x=d} = q_{hR}^{(2)} + 2x_M \alpha (T_W - T_b)^{(2)} = -\lambda_p \cdot b \cdot \left[ \frac{Q_o}{\lambda_p \cdot \mu} e^{-\mu d} + C_1 \right] \quad (17)$$

$$(T_W - T_b)^{(1)} = -\frac{B}{\mu} + C_2 \quad \text{und} \quad (T_W - T_b)^{(2)} = -\frac{B}{\mu} e^{-\mu d} + C_1 d + C_2 \quad (18), (19)$$

Gleichungen (18) und (19) ermöglichen die Berechnung von  $C_1$  und  $C_2$  als Funktion der Temperaturdifferenzen  $(T_W - T_b)^{(j)}$

$$C_2 = \frac{B}{\mu} + (T_W - T_b)^{(1)}$$

$$C_1 = \frac{1}{d} \left[ (T_W - T_b)^{(2)} - (T_W - T_b)^{(1)} \right] - \frac{B}{\mu d} \left[ 1 - e^{-\mu d} \right]$$

Berücksichtigt man, daß  $q_{hR} = \lambda_L \cdot \frac{\delta R}{\delta^*} (T_W - T_{RO})$  ist, so ergibt die Elimination von  $C_1$  und  $C_2$  in (16) und (17):

$$\lambda_L \cdot \frac{R}{\delta^*} (T_W - T_{RO})^{(1)} + 2x_M (T_W - T_b)^{(1)} = \lambda_p b \left\{ B - \frac{B}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) + \frac{1}{d} \left[ (T_W - T_b)^{(2)} - (T_W - T_b)^{(1)} \right] \right\} \quad (20)$$

$$\lambda_L \cdot \frac{\delta R}{\delta^*} (T_W - T_{RO})^{(2)} + 2x_M \alpha (T_W - T_b)^{(2)} = -\lambda_p b \left\{ B \cdot e^{-\mu d} - \frac{B}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) + \frac{1}{d} \left[ (T_W - T_b)^{(2)} - (T_W - T_b)^{(1)} \right] \right\} \quad (21)$$

$$\text{Weiterhin gilt: } (T_W - T_{RO}) = (T_W - T_b) - (T_{RO} - T_b) \quad (22)$$

und laut Gleichung (15) und (22)

$$\lambda_L \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_W - T_{RO}) = (T_{RO} - T_b) \cdot f + (T_b - T_U) \cdot k = \lambda_L \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_W - T_b) - \lambda_L \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_{RO} - T_b) \quad (23), (24)$$

wo

$$f = \frac{2\alpha \left[ \frac{\text{th}(mh)}{m} + \frac{\text{th}(nx)}{n} + \frac{M}{2\alpha} \right]}{1 + \frac{m}{n} \text{th}(mh) + \text{th}(nx_M) + \frac{M}{2\alpha} m \text{th}(mh)}$$

$$k = \frac{\frac{M}{\text{ch}(mh)}}{1 + \frac{m}{n} \text{th}(mh) + \text{th}(nx_M) + \frac{M}{2\alpha} m \text{th}(mh)}$$

Unter Berücksichtigung von (23), (24) sowie der Definitionen von f und k ergibt sich für  $\lambda_L \cdot \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_W - T_{RO})$ :

$$\lambda_L \cdot \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_W - T_{RO}) = (T_W - T_b) \cdot \frac{f}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \frac{\delta^*}{\delta_R} f} + k (T_b - T_U) \frac{1}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \frac{\delta^*}{\delta_R} f} \quad (25)$$

Die Substitution von  $\lambda_L \cdot \frac{\delta_R}{\delta^*} (T_W - T_{RO})^{(i)}$ , laut Gleichung (25), in dem System (20), (21), und die Elimination von  $(T_W - T_b)^{(2)}$  führt zu folgender Lösung:

$$(T_W - T_b)^{(1)} = \left[ (1+g) - (1+g)^{-1} \right]^{-1} \left\{ dB(1+g)^{-1} \left\langle g - \frac{1}{ud} (1 - e^{-ud}) + (1 - e^{-ud}) \right\rangle - \frac{k}{\lambda_P} \cdot \frac{d}{b} \left( 1 + \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot f \right)^{-1} \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + (1+g)^{-1} (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\} \quad (26)$$

wo

$$g = \left[ 2x_M \alpha + \frac{f}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \frac{\delta^*}{\delta_R} f} \right] \frac{d}{b} \cdot \frac{1}{\lambda_P}$$

Desgleichen gelangt man zu:

$$(T_W - T_b)^{(2)} = \left[ (1+g) - (1+g)^{-1} \right]^{-1} \cdot \left\{ dB(1+g)^{-1} \left\langle -g \left[ e^{-ud} - \frac{1}{ud} (1 - e^{-ud}) \right] + (1 - e^{-ud}) \right\rangle - \frac{k}{\lambda_p} \cdot \frac{d}{b} \left( 1 + \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} f \right)^{-1} \left[ (T_b - T_U)^{(1)} (1+g)^{-1} + (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\} \quad (27)$$

Die beiden bekannten Funktionen  $(T_W - T_b)^{(2)}$  und  $(T_W - T_b)^{(1)}$  erlauben im Prinzip die Bestimmung von  $C_1$  und  $C_2$  und somit der Platten-temperatur  $\theta_p(x) = -\frac{B}{u} e^{-ux} + C_1 x + C_2$

Die Schreibweise der Gleichungen (26) und (27) soll jetzt etwas erleichtert werden:

$$(T_W - T_b)^{(1)} = \frac{dB}{2+g} \left\{ 1 + (1 - e^{-ud}) \left( \frac{1}{g} - \frac{1}{ud} \right) - p \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + \frac{(T_b - T_U)^{(2)}}{1+g} \right] \right\}$$

mit

$$p = + \frac{1}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot f} \cdot \frac{k}{\lambda_p} \cdot \frac{1+g}{g} \cdot \frac{1}{b} \cdot \frac{1}{B}$$

Ebenso gelangt man zu:

$$(T_W - T_b)^{(2)} = \frac{dB}{2+g} \left\{ -e^{-ud} + (1 - e^{-ud}) \left( \frac{1}{g} + \frac{1}{ud} \right) - p \left[ \frac{(T_b - T_U)^{(1)}}{1+g} + (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\}$$

und

$$(T_W - T_b)^{(1)} - (T_W - T_b)^{(2)} = \frac{dB}{2+g} \left\{ 1 + e^{-ud} - \frac{2}{ud} (1 - e^{-ud}) - \frac{2+g}{1+g} p \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\}$$

Desweiteren ist

$$C_1 = -\frac{B}{2+g} \left\{ 1 + e^{-ud} - \frac{2}{ud} (1 - e^{-ud}) - \frac{2+g}{1+g} p \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\} - \frac{B}{ud} (1 - e^{-ud})$$

und

$$C_2 = \frac{B + dB}{\mu + 2 + g} \left\{ 1 + (1 - e^{-\mu d}) \left( \frac{1}{g} - \frac{1}{\mu d} \right) - p \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + \frac{(T_b - T_U)^{(2)}}{1 + g} \right] \right\}$$

Der  $x$ -Wert, welcher der maximalen Plattentemperatur entspricht, ( $x_{\max}$ ), wird von folgender Gleichung abgeleitet:

$$\frac{d\theta_p}{dx} = B \cdot e^{-\mu x} + C_1 = 0, \text{ sodass } x_{\max} = \frac{1}{\mu} \cdot \ln\left(-\frac{B}{C_1}\right)$$

Das Einsetzen von  $x_{\max}$  in  $\theta_p(x)$  führt zu der maximalen Plattentemperatur  $\theta_p^{\max}$ .

$$\mu x_{\max} = - \ln \left\{ \frac{1}{2 + g} \left[ 1 + e^{-\mu d} - \frac{2}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) \right] - \frac{p}{1 + g} \left[ (T_b - T_U)^{(1)} - (T_b - T_U)^{(2)} \right] + \frac{1}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) \right\}$$

$$(T_{\max} - T_W)^{(1)} = \frac{B}{\mu} (1 - e^{-\mu x_{\max}}) + \frac{B \cdot x_{\max}}{2 + g} \left\{ -1 - e^{-\mu d} + \frac{2}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) + \frac{2 + g}{1 + g} \cdot p \left[ (T_b - T_U)^{(1)} + (T_b - T_U)^{(2)} \right] \right\} - \frac{B}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) \cdot x_{\max}$$

In der hier untersuchten Anlage stellt man fest (siehe: Numerische Anwendung), daß die Parameter  $g$  und  $p$  sehr viel kleiner als eins sind (wegen der großen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_p$ ); unter diesen Umständen lassen sich obige Formeln wesentlich vereinfachen:

$$* (T_W - T_b)^{(1)} \neq d \cdot B \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}}{2g} \neq (T_W - T_b)^{(2)} ; B = \frac{Q_0}{\lambda_p \cdot \mu}$$

\*Die Differenz  $(T_W - T_b)^{(1)} - (T_W - T_b)^{(2)}$  ist proportional zu  $d$  und somit vernachlässigbar

$$* \mu x_{\max} \neq - \ln\left(\frac{1 + e^{-\mu d}}{2}\right)$$

$$* (T_{\max} - T_W)^{(1)} = \frac{B}{\mu} (1 - e^{-\mu x_{\max}}) - \frac{B}{2} (1 + e^{-\mu d}) \cdot x_{\max}$$

Da einerseits das erste rechte Glied umgekehrt proportional zur Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_p$  ist (welche sehr groß ist:  $\frac{220 \text{ Watt}}{\text{m}^\circ\text{C}}$ ) und andererseits das zweite Glied proportional zu  $x_{\max}$  ist (welches sehr klein ist:  $0 < x_{\max} < 1,83 \cdot 10^{-2}$ ), ist der Temperaturanstieg in der Brennstoffplatte zu vernachlässigen.

#### F. Aufheizung der Kühlluft längs des Kühlkanals

Man bezeichnet mit  $q(y)$  die Wärmemenge, welche pro Längeneinheit aus der Brennstoffplatte beidseitig austritt; zwischen der linearen Größe  $q(y)$  und dem Volumen-Wärmequellterm  $Q(y)$  besteht folgende Beziehung

$$q(y)dy = Q(y)b \cdot d \cdot dy$$

wobei:

$$Q(y) = Q'_0 \left(1 + 0,372 \sin \frac{\pi y}{l}\right); \quad Q'_0 = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d} \cdot Q_0$$

Die freigesetzte Wärme wird teils von der Kühlluft  $T_b(y)$  im Kanal aufgenommen, teils an die äußere Umgebungsluft  $T$  abgegeben.

Somit gilt:

$$\frac{1}{2} \cdot Q(y) \cdot b \cdot d \cdot dy = W \cdot c_p \cdot dT + \left[ (T_{Rh} - T_U) \cdot \delta_R + (T_{GM} - T_U) \cdot 2x_M \right] \alpha_U dy \quad (28)$$

Die Temperaturdifferenzen  $(T_{Rh} - T_U)$  und  $(T_{GM} - T_U)$  werden durch die Gleichungen (9) und (14) definiert. Die Größe  $W$  ist der Massendurchsatz der Luft im Kanal,  $c_p$  ist die spezifische Wärme der Luft. Die Integration von (28) über  $y$  führt zu:

$$\Delta T = (T_b - T_0) = \frac{1}{wc_p} \left\{ \frac{bd}{2} \int_0^y Q(y') dy' - \alpha_U \int_0^y \left[ (T_{Rh}(y') - T_U) \delta_R + (T_{GM}(y') - T_U) \cdot 2x_M \right] dy' \right\} \quad (29)$$

Prinzipiell können in der Integralgleichung (29) die Differenzen  $(T_b - T_0)$ ,  $(T_{Rh} - T_U)$  und  $(T_{GM} - T_U)$  in Abhängigkeit von  $(T_b - T_U)$  ausgedrückt werden mit Hilfe der Gleichungen (9), (14), (23), (26). Da jedoch

$Q'_0 \cdot \frac{b \cdot d}{2} \gg (\delta_R + 2x_M) \alpha_U$ , kann das unbekannte Integral im zweiten Glied von (29) vernachlässigt werden. In anderen Worten ist der Wärmeverlust an die Umgebung zu vernachlässigen.

Folglich vereinfacht sich (29) zu:

$$\left[ T_b(y) - T_o \right]^{(e)} = \frac{bdQ'_0}{2w \cdot c_p} \int_0^y \left( 1 + 0,372 \sin \frac{\pi y'}{l} \right) dy' = \frac{bdQ'_0}{2w \cdot c_p} \left[ y + \frac{0,372}{\pi} \cdot (1 - \cos \pi \frac{y}{l}) \right] \quad (30)$$

wobei  $l$  die Länge des Kühlkanals darstellt.

Formel (30) ist anwendbar im Fall, daß der Punkt P an der Brennstoffoberfläche von der einströmenden Luft gekühlt wird (Fig. 7.4). Wird der Punkt P' von der ausströmenden Luft berührt, so ist folgende Formel anzuwenden:

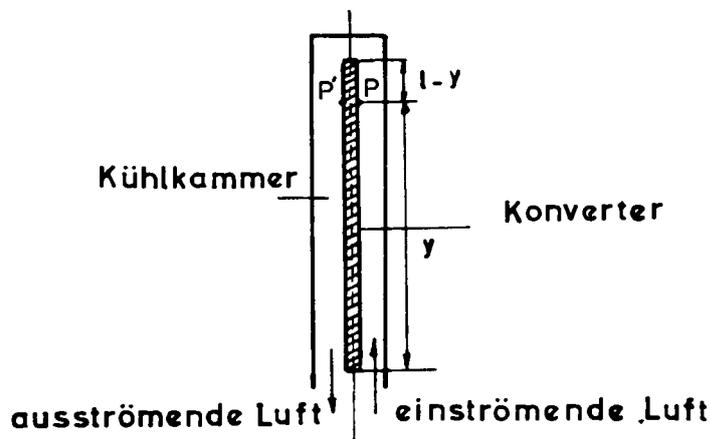


Abbildung 7.4.

$$\begin{aligned} \left[ T_b - T_o \right]^{(a)} &= \text{l.d.b.} \cdot \frac{Q'_0}{2w \cdot c_p} \left[ 1 + 0,372 \cdot \frac{2}{\pi} + \frac{1-y}{l} + \frac{0,372}{\pi} (1 - \cos \frac{1-y}{l} \pi) \right] \\ &= \text{l.d.b.} \cdot \frac{Q'_0}{2w \cdot c_p} \left[ 2 \left( 1 + \frac{0,372}{\pi} \right) - \frac{y}{l} + \frac{0,372}{\pi} (1 + \cos \frac{\pi y}{l}) \right] \end{aligned} \quad (31)$$

Numerische Anwendung:

Wärmetechnische Daten:

Geometrische Daten:

$$\begin{aligned}h &= 3 \cdot 10^{-2} \text{ m} \\ \delta_R &= 10^{-2} \text{ m} \\ x_M &= 6,1 \cdot 10^{-2} \text{ m} \\ b &= 1,32 \cdot 10^{-1} \text{ m} \\ \delta^* &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ m} \\ \delta_G &= 10^{-2} \text{ m} \\ d &= 1,83 \cdot 10^{-2} \text{ m} \\ l &= 0,8 \text{ m}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\alpha &= 46 \text{ Watt/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \alpha_U &= 6 \text{ Watt/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \lambda_p &= 220 \text{ Watt/m}^\circ\text{C} \\ \lambda_L &= 0,027 \text{ Watt/m}^\circ\text{C} \\ c_p &= 10^3 \text{ J/kg}^\circ\text{C} \\ w &= 0,056 \text{ kg Luft/sec} \\ Q'_O &= 1,18 \cdot 10^5 \text{ Watt/m}^3\end{aligned}$$

Gemischte Daten:

$$\begin{aligned}m &= 6,46 \text{ m}^{-1} \\ n &= 4,86 \text{ m}^{-1} \\ mh &= 0,193 \\ nx_M &= 0,296 \\ ch(mh) &= 1,018 \\ th(mh) &= 0,191 \\ thnx_M &= 0,288\end{aligned}$$

Neutronenphysikalische Daten:

$$\begin{aligned}\Sigma_{th} = \mu &= 0,788 \text{ cm}^{-1} = 78,8 \text{ m}^{-1} \\ \mu d &= 78,8 \cdot 1,83 \cdot 10^{-2} = 1,442 \\ 1 - e^{-\mu d} &= 0,763\end{aligned}$$

$$\frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} = \frac{1}{0,027} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-5}}{10^{-2}} = 0,185$$

$$\frac{m}{n} = 1,329$$

$$2x_M \alpha = 5,62$$

$$\frac{\text{th}(mh)}{m} = 0,029$$

$$\frac{1}{\lambda_p} \cdot \frac{d}{b} = \frac{1}{220} \cdot \frac{1,83 \cdot 10^{-2}}{1,32 \cdot 10^{-2}} = 6,302 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{\text{th}(mx_M)}{n} = 0,059$$

$$Q_o = 2,2 \cdot 10^5 \text{ Watt/m}^3$$

$$M = 0,771 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^{\circ}\text{C}}$$

$$B = \frac{Q_o}{\lambda_p \cdot \mu} = \frac{2,2 \cdot 10^5}{2,2 \cdot 10^2} \cdot \frac{1}{78,8} = 12,690$$

Grad/m

$$1.d.b. \frac{Q'_o}{2wc_p} = 2,02$$

Berechnung von f, g und k

$$f = \frac{2\alpha \left[ \frac{\text{th}(mh)}{m} + \frac{\text{th}(nx)}{n} + \frac{M}{2\alpha} \right]}{1 + \frac{m}{n} \cdot \text{th}(mh) + \text{th}(nx_M) + \frac{M}{2\alpha} m \cdot \text{th}(mh)} = 5,766$$

$$g = \left[ 2x_M \alpha + \frac{f}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot f} \right] \frac{d}{b} \cdot \frac{1}{\lambda_p} = 5,3 \cdot 10^{-3}$$

$$k = \frac{M}{ch(mh)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{n} \text{th}(mh) + \text{th}(nx_M) + \frac{M}{2\alpha} m \text{th}(mh)} = 0,487$$

$$p = \frac{1}{1 + \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\delta^*}{\delta_R} \cdot f} \cdot \frac{k}{\lambda_p} \cdot \frac{1+g}{g} \cdot \frac{1}{b} \cdot \frac{1}{B} = 0,088$$

### Berechnung der Temperaturdifferenzen

Da  $g \ll 1$  und  $k \cdot \frac{1}{\lambda_p} \cdot \frac{d}{b} \ll 1$  gelten, die vorhin aufgestellten Annäherungen:

$$(T_W - T_b)^{(1)} = 16,75^\circ$$

Berücksichtigt man die axiale Quellverteilung, so ist obige Temperaturdifferenz mit  $(1 + 0,372 \cdot \sin \pi \frac{y}{l})$  zu multiplizieren.

### Berechnung der Luftaufheizung

Laut Gleichung (31) führt die numerische Anwendung zu:

$$(T_b - T_o)^{(a)} = 5,57 - 2,03 \cdot \frac{y}{l} + 0,240 \cos \frac{y}{l} \cdot \pi$$

ANHANG 8 - Berechnung der Argon 41 - Aktivität

Man bezeichnet mit  $f$  den Anteil des Gesamtvolumens  $V_0$  (Kühlgehäuse, Rohre, usw.) der pro Sekunde abgesaugt wird, mit  $n(t)$  die Anzahl der aktivierten Argonatome, mit  $\lambda$  die Zerfallskonstante. Im stationären Betrieb wird die pro Zeiteinheit abgesaugte Luftmenge durch eine gleichgroße Luftquantität kompensiert, die durch den Ansaugstutzen eintritt; der Druck im System bleibt konstant und der Bruchteil der pro Sekunde abgesaugten aktivierten Argonatome ist gleich dem Anteil des Gesamtvolumens der pro Sekunde abgesaugt wird, nämlich  $f$ . Man betrachte  $1 \text{ cm}^3$  Kühlluft im Augenblick  $t$ , die entsprechende Konzentration von Argon 41 beträgt  $n(t)$ .

Die Verlustrate durch radioaktiven Zerfall ist  $\lambda \cdot n(t)$ ; außerdem werden pro  $\text{cm}^3$  Kühlluft und pro Sekunde  $f \cdot n(t)$  radioaktive Atome abgesaugt. Die Gesamtverlustrate beträgt also  $(\lambda + f) \cdot n(t)$ . Von  $1 \text{ cm}^3$  Kühlluft befindet sich aber im Mittel nur der Anteil  $a$  im Kühlgehäuse (oder in Berührung mit der Konverterplatte), so daß nur er den thermischen Neutronen ausgesetzt ist. Demnach beträgt die Erzeugungsrate an aktiviertem, pro gemitteltem  $\text{cm}^3$  Argon  $N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot a \cdot p$ ;  $N$  ist die Anzahl der Argon-Atome pro  $\text{cm}^3$ ,  $\sigma$  der mikroskopische Aktivierungsquerschnitt für thermische Neutronen ( $\text{cm}^2$ ),  $\phi$  der thermische Neutronenfluß ( $\text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ ),  $p$  der Anteil des Isotopes A40 im Argon. Die numerische Bilanz lautet also:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \underbrace{N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot a \cdot p}_{\text{Produktionsrate}} - \underbrace{(\lambda + f)n(t)}_{\text{Verlustrate}} \quad (1)$$

Die Lösung der Gleichung (1) lautet:

$$n(t) = \frac{N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot a \cdot p}{\lambda + f} \left[ 1 - e^{-(\lambda + f)t} \right]$$

Die entsprechende Aktivität beläuft sich auf:

$$A(t) = \lambda \cdot n(t) = \frac{N \cdot \sigma \cdot \Phi \cdot a \cdot p}{1 + \frac{f}{\lambda}} \left[ 1 - e^{-(\lambda+f)t} \right] \quad [\text{Zerfälle/sec}]$$

oder, da 1  $\mu$  Curie =  $3.7 \cdot 10^4$  Zerfälle/sec

$$A(t) = \frac{1}{3.7 \cdot 10^4} \cdot \frac{N \cdot \sigma \cdot \Phi \cdot a \cdot p}{1 + \frac{f}{\lambda}} \left[ 1 - e^{-(\lambda+f)t} \right] \quad [\mu \text{ Curie}]$$

## ANHANG 9 - Abschirmung der Konverteranlage

### Allgemeines

Die in der Brennstoffscheibe induzierten Spaltprozesse setzen Neutronen, Photonen und Betapartikel frei. Letztere können wegen ihres geringen Eindringvermögens in die Materie vernachlässigt werden. Eine biologische Reaktorabschirmung enthält gewöhnlich eine schwere Komponente (z.B. Eisen) und eine leichte (z.B. Wasser). Die Rolle des schweren Bestandteils ist es, die schnellen Spaltneutronen durch inelastische Stöße in den niederenergetischen Bereich unter einem Mev herunterzustreuen. In diesem Energiebereich werden die Neutronen durch elastische Stöße am Wasser äußerst wirkungsvoll (erhöhter Streuquerschnitt des Wasserstoffs unterhalb 1 Mev) abgebremst und schließlich thermalisiert. Nach circa 3 mittleren freien Weglängen sind im wasserstoffhaltigen Medium die schnellen, epithermischen und thermischen Neutronenflüsse im Gleichgewicht. In anderen Worten, die räumliche Verteilung der schnellen Neutronen in der Abschirmung stellt ausschließlich die Quelle für die niederenergetischen Diffusionsflüsse dar. Erfahrungsgemäß kann die materielle Abschwächung des schnellen Flusses mit Hilfe eines exponentiellen Kerns  $e^{-\Sigma^R \cdot r}$  beschrieben werden, wobei  $r$  die Eindringtiefe und  $\Sigma^R$  ein effektiver Wirkungsquerschnitt ist, in dem die inelastische Streuung und die elastischen Streuungen unter großem Streuwinkel (größer als circa  $40^\circ$ ) als "Absorptionen" zusammengefaßt werden. Der effektive Wirkungsquerschnitt  $\Sigma^R$  ist eine semi-empirische Größe und ist unter dem Namen "Removal-Querschnitt" in die sogenannte Removal-Diffusionstheorie eingegangen. Durch die Einführung des Removalquerschnitts wird die hochgradige Anisotropie des schnellen Flusses, die sich für große Eindringtiefen einstellt, mit genügender Genauigkeit berücksichtigt.

Was die Gammadosis anbelangt, so werden Core-Photonen gewöhnlich durch die ohnehin schon vorhandene schwere Komponente im Schild genügend abgeschwächt. Andererseits werden durch den Einfang der

thermischen Neutronen in der Abschirmung selbst sekundäre Gammaquellen erzeugt, deren Verteilung wiederum vom thermischen Fluß abhängt. Die materielle Abschwächung des ungestreuten Gammaflusses wird an Hand des exponentiellen Kerns  $e^{-\mu r}$  berechnet, wobei  $\mu$  der totale lineare Schwächungskoeffizient und  $r$  die Eindringtiefe ist. Der Beitrag der gestreuten Photonen zur Gammadosis wird dadurch berücksichtigt, daß der ungestreute Fluß mit dem sogenannten Aufbaufaktor (build-up factor) multipliziert wird.

Die obigen physikalischen Darlegungen lassen sich in ein paar Formeln zusammenfassen.

Der schnelle Fluß (sogenannter Removalfluß) beläuft sich auf

$$\phi^R(\vec{r}, E) = \int_{\text{Quelle}} S(\vec{r}', E) \cdot \frac{e^{-\Sigma \cdot \Sigma_1^R(E) \cdot t_1}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} d\vec{r}' \quad (1)$$

$S(\vec{r}'E)$  stellt den Quellterm im Punkte  $\vec{r}'$  dar [  $n/cm^3 \cdot sec \cdot Mev$  ]

$\Sigma_1^R(E)$  ist der Removalquerschnitt der Region 1 für die Quellenergie  $E$  [  $cm^{-1}$  ]

$t_1$  ist der Teil des Vektors  $\vec{r}' - \vec{r}$  der in der Region 1 liegt

Der Diffusionsanteil des Neutronenflusses ergibt sich aus folgender Neutronenbilanz:

$$-D_i \nabla^2 \phi_i^D(\vec{r}) + \Sigma_i^a \cdot \phi_i^D(\vec{r}) = S_i(\vec{r}) \quad (2)$$

$D_i$  ist der Diffusionskoeffizient für die Enrgiegruppe  $i$  (cm)

$\Sigma_i^a$  ist der Verlustquerschnitt für die Neutronen aus der Gruppe  $i$  ( $cm^{-1}$ )

$\phi_i^D(\vec{r})$  ist der Diffusionsfluß (im Gegensatz zum Removalfluß) der Gruppe  $i$  ( $n/cm^2 \cdot sec$ )

$S_i(\vec{r})$  ist der Quellterm im Punkte  $\vec{r}$  ( $n/cm^3 \cdot sec$ )

$$S_i(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{j=i-1} \Sigma_{j \rightarrow i} \phi_j(\vec{r}) + \Sigma_i^* \phi_i^R(\vec{r}) \quad (3)$$

$\Sigma_{j \rightarrow i}$  ist der Übergangsquerschnitt aus der Gruppe  $j$  in die Gruppe  $i$  ( $\text{cm}^{-1}$ )

$$\Sigma_i^* = \Sigma_i^R - \Sigma_i^a \quad (\text{cm}^{-1})$$

$\phi_i^R(\vec{r})$  ist der in (1) berechnete Removalfluß ( $\text{n/cm}^2\text{-sec}$ )

$$\phi_j(\vec{r}) = \phi_j^D(\vec{r}) + \phi_j^R(\vec{r}) \quad (\text{n/cm}^2\text{-sec})$$

Die Lösung des gekoppelten Gleichungssystems (2) führt zu den Neutronenflüssen  $\phi_k(\vec{r})$  welche die Berechnung der Einfang-Gammaquellen erlauben:

$$S_{\gamma j}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^n \phi_k(\vec{r}) \cdot \Sigma_{ak} \cdot n_j \quad (\text{Photonen/cm}^3\text{-sec})$$

$\Sigma_{ak}$  ist der Absorptionsquerschnitt der Neutronen in der Energiegruppe  $k$  ( $\text{cm}^{-1}$ )

$n_j$  ist die Anzahl der Photonen der Energiegruppe  $j$  die pro Neutroneneinfang freigesetzt wird.

Bezeichnet man mit  $b_j(\vec{r}, \vec{r}')$  die Anzahl der Relaxationslängen der Energiegruppe  $j$  die vom Radiusvektor  $\vec{r}-\vec{r}'$  durchquert werden, so beträgt die Gammadosis

$$D_{\gamma j}(\vec{r}) = \int_{\text{Quelle}} S_{\gamma j}(\vec{r}') \cdot \frac{e^{-b_j(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi(\vec{r}-\vec{r}')^2} B[b_j(\vec{r}, \vec{r}')] \cdot C_j \cdot d\vec{r}' \quad (\text{R/hr})$$

$B[b_j(\vec{r}, \vec{r}')]$  ist der sogenannte Dosis-Aufbaufaktor, der die Erhöhung der Dosis durch gestreute Photonen berücksichtigt.

$C_j$  ist der Konversionsfaktor, welcher vom Gammafluß zur Gammadosis führt.

Die Berechnung der Removalflüsse und der Konvertergammadosis in der Betonwand des Bestrahlungstunnels wurde unter Anwendung des

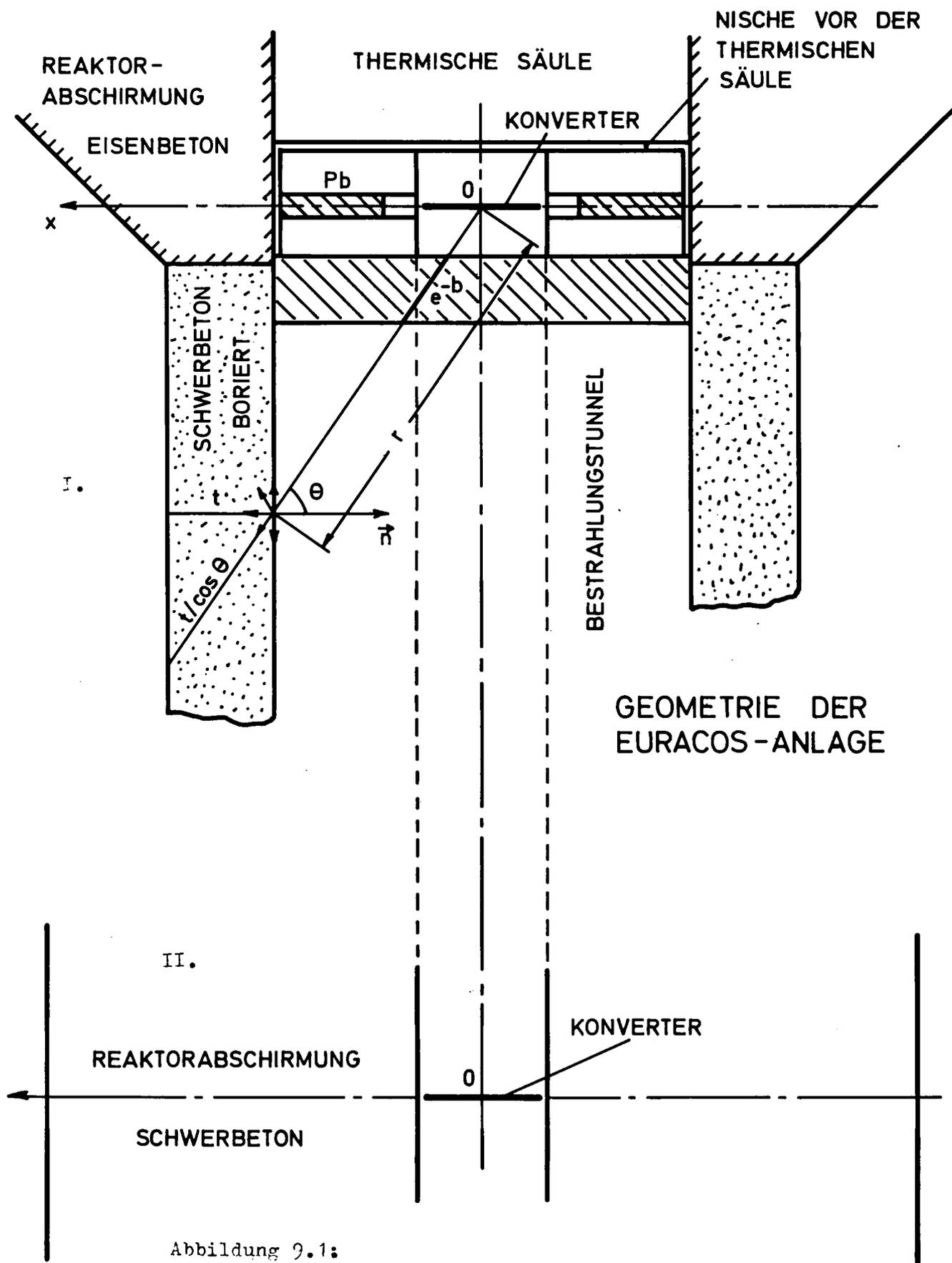


Abbildung 9.1:

IDEALISIERTE GEOMETRIE FÜR DIE BERECHNUNG DER RADIALEN ABSCHIRMUNG

Rechenprogrammes GRACE II (25) (Zylindergeometrie der Quelle) durchgeführt. Die Diffusionsflüsse wurden mit Hilfe des eindimensionalen Programmes RE-34 (26) erhalten, während die Einfang-Gammadosis nach Anwendung des Programmes GRACE I (24) (ebene Quellgeometrie) gewonnen wurde.

### Radiale Abschirmung

Als radialen Schild bezeichnet man den Teil der Reaktorabschirmung, der in unmittelbarer Nähe des Konverters senkrecht auf dem horizontalen Durchmesser der Brennstoffscheibe steht (Fig. 9.1). (Dabei ist, vom Reaktor aus betrachtet, radial, was für die Konverterscheibe axial ist). Gemäß den Figuren 9.1 I, 9.1 II, wurde die endliche Konverterbleiabschirmung und der innere Betonkern durch eine seitlich unendlich ausgedehnte Schwerbetonmauer ersetzt. Die Removalflüsse und die vom Konverter ausgesandten Gammaflüsse wurden längs der Achse Ox berechnet (GRACE II). Die Removalflüsse dienten zur Berechnung der Quellterme, die auch als Eingabedaten für das Programm RE-34 notwendig waren. Die sich aus den RE-34 Rechnungen ergebenden thermischen Flüsse dienten zur Berechnung der Einfang-Gammaquellen, welche ihrerseits die Eingabedaten für das GRACE I-Programm in ebener Geometrie darstellten. Die Resultate der vorhin beschriebenen Rechenvorgänge sind in Figur 9.2 zusammengefaßt. Nach 150 cm Schwerbeton liegt die Gesamtdosis der Konverterstrahlung bei circa 2 mrem/hr.

### Abschirmung des Bestrahlungstunnels

Auf die weiter entfernten Teile der seitlichen Tunnelabschirmung fällt die Konverter- und Reaktorstrahlung nicht mehr senkrecht, sondern mit veränderlichem Einfallswinkel  $\theta$  (Fig. 9.1.II). Das Abschirmproblem ist in diesem Falle zweidimensional; zur Zeit der Berechnung standen dem Autor keine zweidimensionalen Programme zur Verfügung, so daß die Berechnung an Hand einiger Approximationen durchgeführt wurde.

Die Anzahl der Neutronen, die pro  $\text{cm}^2$  und pro Sekunde auf die innere Tunnelwand auftreffen, beträgt:

$$J = S \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \cdot e^{-b} \cos \theta \quad [n/cm^2 \cdot sec]$$

Obige Formel setzt voraus, daß sämtliche Neutronen vom Zentrum der Brennstoffscheibe ausgesandt werden.

Dabei ist

- S die Quellintensität des Konverters (n/sec)  
 $\theta$  der Einfallswinkel  
r der Abstand des Konverterzentrums zum Flächenelement auf der Tunnelwand (cm)  
 $e^{-b}$  der Abschwächungsfaktor des Versuchsaufbaus.

Es wird weiterhin angenommen, daß der einfallende Strom in Oberflächennähe ohne Energieverlust gestreut wird, und daß diese Streuquellen eine isotrope Winkelverteilung haben. Unter diesen Umständen beträgt der Removalfluß außerhalb des Bestrahlungstunnels

$$\phi(\theta) = J \cdot E_1 [\Sigma^R \cdot x]$$

wobei x die Dicke der Tunnelmauer ist.

Aus den vorigen Rechnungen geht hervor (Fig. 9.2), daß durch den "build-up" niederenergetischer Neutronen die Gesamtdosis circa 5 Mal höher ist als der Anteil der ungestreuten Neutronen. Bezeichnet man schließlich mit C ( $\sim 0,15 \frac{mrem/hr}{n/cm^2 \cdot sec}$ ) den Konversionsfaktor für schnelle Neutronen, so ergibt sich als Dosisleistung

$$D_1 = S \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \cdot e^{-b} \cdot \cos \theta \cdot E_1 [\Sigma^R \cdot x] \cdot C \cdot B \quad (mrem/h) \quad (1)$$

Schließlich ist die Dosisleistung der ungestreuten Neutronen zu berücksichtigen, welche die Abschirmung ohne Stoß durchsetzen

$$D_2 = S \cdot \frac{1}{4\pi \left(r + \frac{t}{\cos \theta}\right)^2} \cdot e^{-b} \cdot e^{-\frac{\Sigma^R \cdot t}{\cos \theta}} \cdot C \quad (mrem/h) \quad (2)$$

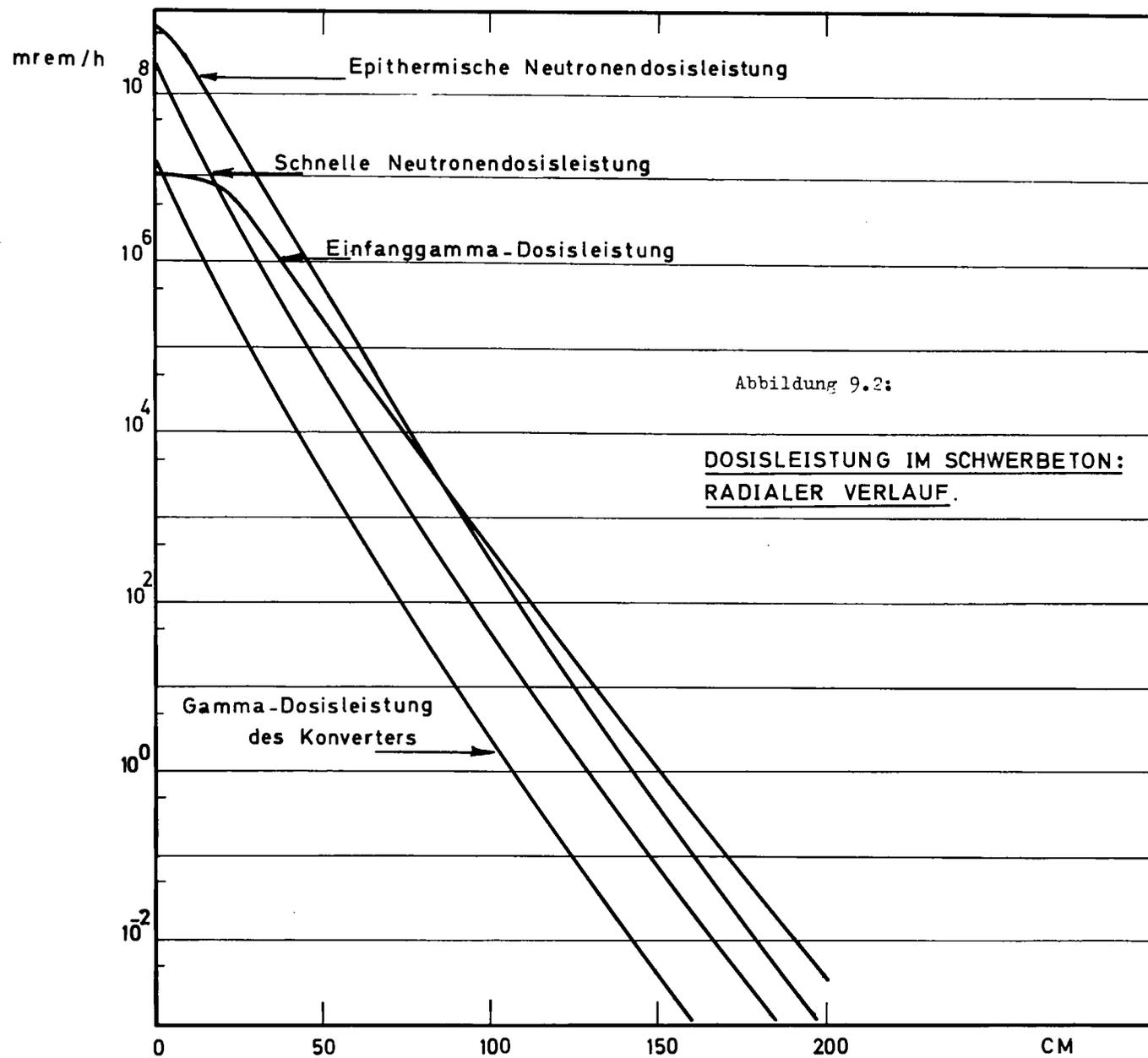


Abbildung 9.2:

DOSISLEISTUNG IM SCHWERBETON:  
RADIALER VERLAUF.

wobei  $t$  die Dicke der Abschirmmauer ist.

Die Gesamtdosis  $D$  beträgt demnach

$$D = D_1 + D_2 \quad (\text{mrem/h}) \quad (3)$$

Ein analoges Verfahren wurde für die Berechnung der Gammadosisleistung an der Außenwand des Bestrahlungstunnels angewandt. Zusammenfassend kann behauptet werden, daß die Gammadosisleistung gegenüber der Neutronendosisleistung vernachlässigbar ist. Desweiteren ergab sich, daß die Reaktorstrahlung im Vergleich zur Konverterstrahlung vernachlässigt werden kann.

Die numerische Anwendung der Formeln (1), (2), (3) führt schließlich zu:

$$D \sim 150 \text{ mrem/hr}$$

mit folgenden Parameterwerten:

$$S = 10^{14} \text{ n/sec}$$

$$\Sigma^R = 0,12 \text{ cm}^{-1}$$

$$C = 0,15 \frac{\text{mrem/h}}{\text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}}$$

$$B = 5$$

$$b = 0$$

$$x = 100 \text{ cm}$$

#### Abschirmung der zweiteiligen Schleusentür

Die Verwendung des Removaldiffusions-Programms MAC-RAD (22) ermöglichte die Festlegung der Dimensionen der Verriegelungstür zwischen Bestrahlungstunnel und Abklingraum. Die theoretisch-physikalischen Grundlagen des Programms wurden vorhin beschrieben. Da MAC-RAD nur ebene Geometrien betrachtet, wurden die Resultate mit einem geometrischen Korrekturfaktor versehen, welcher zwischen  $\left(\frac{R_0}{R}\right)$  und  $\left(\frac{R_0^2}{R}\right)$  liegt.

$R_0$  ist der mittlere Radius des Reaktorkerns

$R$  ist der Abstand des Reaktormittelpunkts vom Aufpunkt in dem die Reaktorstrahlung berechnet wird.

Die Abschirmung der Schleusentür wurde derart ausgelegt, daß sie einen kurzfristigen Zugang ( ~ 30 Minuten) in den Abklingraum gestattet, bei leerem Bestrahlungstunnel, abgeschaltetem Konverter und bei voller Reaktorleistung.

Die hier bestimmte Dosisleistung erfaßt die Neutronen- und Gammadosisleistung des Reaktorkerns, die Einfanggammas in der thermischen Säule, in dem Bleishutter in der thermischen Säule und in der Schleusentür selbst. Die Aufschlüsselung der Gesamtdosis ist wie folgt:

- |                                                                      |               |
|----------------------------------------------------------------------|---------------|
| - Reaktor-Neutronen und Gammas :                                     | 13-130 mrem/h |
| - Capture-Gammas in der thermischen Säule und in der Bleiabschirmung | 20 mrem/h     |
| - Capture-Gammas in der Tür                                          | 30 mrem/h     |

#### Abschirmung des Abklingraums

Bei der Auslegung der Mauerdicke des Abklingraums ging man davon aus, daß bei abgeschaltetem Konverter, bei Reaktorvolleistung und bei geöffneter Schleusentür der Normalwert von 2 mrem/h nicht überschritten werden sollte. Als Abschirmschicht ergab sich 65 cm Schwerbeton, bei analogen Berechnungsverfahren wie beim Bestrahlungstunnel.

#### Berechnung der Konverter-Bleiabschirmung

Die Bestrahlungszeit des Konverters wurde unendlich lang angenommen. Die Berechnung der Gammadosisleistung wurde für verschiedene Abklingzeiten ausgeführt.

Der Aufpunkt, in dem die Dosisleistung berechnet wurde, lag 10 cm von der Bleischale entfernt auf der Konverterachse. Tabelle 4 enthält die Resultate für eine 17 cm dicke Bleiwand. Die Rechenverfahren sowie die entsprechenden analytischen Ausdrücke sind in der Fachliteratur detailliert behandelt (6),(7). Auf ihre Beschreibung soll hier nicht eingegangen werden.

Tabelle 4

Abklingzeit (sec)	D (r/h)
$10^2$	2,03
$10^3$	1,04
$10^4$	0,334
$10^5$ (- 1 Tag)	0,086
$10^6$ (- 10 Tage)	0,020
$10^7$ (- 100 Tage)	0,007

ANHANG 10 -

1. Strahlenbelastung eines kritischen Organs

Die hier angeführten Überlegungen sind zum großen Teil der Referenz (16) entnommen.

Es soll die Dosis berechnet werden, die das kritische Organ nach einer einmaligen Aufnahme von  $q$  Curie eines Radionuklids im Körper erhält. Als kritisches Organ wird derjenige Teil des Körpers bezeichnet, in dem das betreffende Nuklid am stärksten konzentriert wird. Die Masse des kritischen Organs sei mit  $m$  bezeichnet. Der in das kritische Organ gelangende Bruchteil der gesamten vom Körper aufgenommenen Aktivität sei  $p'$ . Die Anfangsaktivität im kritischen Organ beträgt also  $p' \cdot q$ . Pro Zerfall mögen  $p_{\alpha i}$  Alphas der Energie  $E_{\alpha i}$ ,  $p_{\beta j}$  Betas mit mittlerer Energie  $E_{\beta j}$  und schließlich  $p_{\gamma k}$  Gammas der Energie  $E_{\gamma k}$  emittiert werden.

Nimmt man für die relative biologische Wirksamkeit den Wert 10 für Alphas, und den Wert 1 für Elektronen und Gammas, so ergibt sich für die Dosis (in rem) pro Zerfall der Ausdruck  $[1 \text{ Mev/gr} = 1,603 \cdot 10^{-8} \text{ rad}]$

$$u = 1,603 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{U}{m} \quad [\text{rem/Zerfall}]$$

Dabei ist

$$U = s \sum_{i,j,k} \{10 p_{\alpha i} \cdot E_{\alpha i} + p_{\beta j} \cdot \bar{E}_{\beta j} + p_{\gamma k} \cdot E_{\gamma k} \cdot f(k,R)\}$$

$f(k,R) = 1 - e^{-\mu(k)R}$  der Bruchteil der Gamma-Strahlung, der im kritischen Organ absorbiert wird,

$R$  der mittlere Radius des kritischen Organs

$\mu(k)$  der lineare Energieabsorptionskoeffizient des kritischen Organs für die Energie  $E_{\gamma k}$

Der Faktor  $s$  berücksichtigt die ungleichförmige Verteilung des Radionuklids im kritischen Organ; bei Knochensuchern ist  $s=5$  einzusetzen, ansonsten wird  $s=1$  angenommen.

Die Anfangsaktivität von  $p'q$  Curie im kritischen Organ führt also zu einer Dosisleistung von  $3,7 \cdot 10^{10} p'q$  u (rem/sec) (1 Curie =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Zerfälle pro Sekunde).

Die Aktivität im kritischen Organ nimmt ab, einerseits durch den radioaktiven Zerfall (Halbwertszeit  $T_r$ ), andererseits durch die biologische Ausscheidung (Halbwertszeit  $T_b$ ).

Die Gesamtdosis (in rem) ergibt sich als:

$$D = \int_0^{\infty} d(t) dt = \int_0^{\infty} d(0) e^{-0,693 \frac{t}{T_{\text{eff}}}} dt = 8,5 \cdot 10^2 \cdot p' \cdot q \cdot U \cdot T_{\text{eff}} / m$$

wobei

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_r \cdot T_b}{T_r + T_b} \quad (\text{sec})$$

(Allerdings wäre diese Rechnung für den  $T_{\text{eff}} > 100$  Jahre unrealistisch, da kein Isotop sich derart lange im lebendigen Körper aufhalten kann, und bedürfte des Korrekturfaktors  $1 - \exp(-0,693 \cdot T_{\text{Max}} / T_{\text{eff}})$ , mit  $T_{\text{Max}}$  als noch zu erwartender Lebenszeit des Betroffenen).

Nimmt man an, daß der durchschnittliche Luftumsatz eines Menschen pro Tag  $20 \text{ m}^3$  beträgt, und bezeichnet man mit  $p''$  den Bruchteil der Aktivität, der bei der Einatmung im Körper zurückbleibt, so gelangt man nach einem Aufenthalt von  $t$  sec in der radioaktiv verseuchten Luft zu folgender Curie - Menge:

$$q = K \cdot p'' \cdot t \cdot \frac{20}{86400} = 2,31 \cdot 10^{-4} \cdot K p'' t$$

$K$  bezeichnet die Konzentration des Radionuklids in der Atemluft.

Schließlich ergibt sich als Dosisbelastung des kritischen Organs

$$D = g \cdot K \cdot t \quad (\text{rem})$$

$$\text{mit } g = 1,70 \cdot 10^4 \cdot p' \cdot p'' \cdot U \cdot T_{\text{eff}} / m = \frac{D \cdot p''}{q} \cdot 2,31 \cdot 10^{-4} \left[ \frac{\text{rem} \cdot \text{m}^3}{\text{c} \cdot \text{sec}} \right]$$

Die Größe  $\frac{D \cdot p''}{q}$  ist in der Tabelle 2.2/1 der Referenz (16) angegeben.

ANHANG 11 - Berechnung der Aktivitäten (20)

1. Gesamtaktivitäten

Nach Referenz (16) beträgt die Aktivität der Spaltprodukte  $t$  Tage nach einer Spaltung

$$\begin{aligned} a_{\beta} &= 3,8 \cdot 10^{-6} \cdot t^{-1,2} && [\text{Betas/sec. Spaltung}] \\ a_{\gamma} &= 1,9 \cdot 10^{-6} \cdot t^{-1,2} && [\text{Gammas/sec. Spaltung}] \end{aligned}$$

Aus den obigen Gleichungen kann man die Akkumulation der Spaltprodukte bei stationärem Konverterbetrieb ermitteln. Der Konverter sei  $\tau$  Tage bei einer Leistung von  $P$  Watt gelaufen und dann abgeschaltet worden. Während des Betriebs erfolgten also im Zeitintervall  $dt'$  die Anzahl  $(3,1 \cdot 10^{10}) (8,64 \cdot 10^4) P \cdot dt' = 2,68 \cdot 10^{15} \cdot P \cdot dt'$  Spaltungen (1 Watt. sec entspricht  $3,1 \cdot 10^{10}$  Spaltungen; 1 Tag =  $8,64 \cdot 10^4$  Sekunden).  $t$  Tage nach Anschalten des Reaktors ergeben sich folgende Werte für die Aktivität der Spaltprodukte (in Curie - Äquivalent Ci; 1 Ci =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Teilchen/sec)

$$A_{\beta} = \frac{2,68 \cdot 10^{15} \cdot P}{3,7 \cdot 10^{10}} \int_t^{t+\tau} a_{\beta}(t') dt' = 1,38 P [t^{-0,2} - (t+\tau)^{-0,2}] \text{ (C)}$$

$$A_{\gamma} = 0,69 P [t^{-0,2} - (t+\tau)^{-0,2}] \text{ (ci)}$$

Für unendliche Betriebsdauer ( $\tau = \infty$ ) vereinfachen sich obige Formeln zu:

$$A_{\beta} = A_{\beta}^{\infty} [1 - (1 + \frac{\tau}{t})^{-0,2}] \text{ (Ci)}$$

$$A_{\gamma} = A_{\gamma}^{\infty} [1 - (1 + \frac{\tau}{t})^{-0,2}] \text{ (Ci)}$$

Damit ergeben sich z.B. nach 1d, 10d, 100d, 180d,  $\infty$  bei 1,5 KW Konverterleistung folgende  $\beta$  und  $\gamma$  Aktivitäten, ausgedrückt in Curie.

Tabelle 5

Aktivitäten in Ci für 1,5 KW Konverterleistung

Bestrahlungszeit $\tau$	t (Abklingzeit)					
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d	
1 d	$\beta$	$1,8 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^2$	2,2 · 10	$8,0 \cdot 10^{-1}$
	$\gamma$	$9,2 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^2$	1,1 · 10	$4,0 \cdot 10^{-1}$
10 d	$\beta$	$1,8 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^1$
	$\gamma$	$9,6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^2$	8,2 · 10	7,3
100 d	$\beta$	$1,9 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	$4,8 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$
	$\gamma$	$9,8 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^2$	$5,2 \cdot 10^1$
180 d	$\beta$	$1,9 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^2$
	$\gamma$	$9,9 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$6,7 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^1$
$\infty$	$\beta$	$2,0 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^2$
	$\gamma$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^2$

Berücksichtigt man, daß die mittlere Beta-Energie 0,4 Mev und die mittlere Gamma-Energie der Spaltprodukte 0,7 Mev beträgt (20), so gelangt man zu folgender Tabelle, welche die mittlere Energie (Mev) als Funktion der Bestrahlungs- und Abklingzeit angibt.

Tabelle 6

Energieemission (  $\beta$  und  $\gamma$  ) in Mev/sec für  
1,5 KW Konverterleistung

Bestrah- lungszeit $\tau$	t (Abklingzeit)					
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d	
1 d	$\beta$	$2,7 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{13}$	$4,1 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{10}$
	$\gamma$	$2,4 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{10}$
10 d	$\beta$	$2,7 \cdot 10^{14}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{11}$
	$\gamma$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^{11}$
100 d	$\beta$	$2,8 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{12}$
	$\gamma$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$
180 d	$\beta$	$2,8 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$
	$\gamma$	$2,6 \cdot 10^{14}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{13}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^{12}$
$\infty$	$\beta$	$3,0 \cdot 10^{14}$	$4,4 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{13}$
	$\gamma$	$2,6 \cdot 10^{14}$	$3,9 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{13}$

2. Wichtige Einzelaktivitäten (16)

Für bestimmte Zwecke ist es wichtig, die Anteile einzelner, biologisch besonders wirksamer Nuklide zu kennen. Bezeichnet man mit:

- $N_i$  die Zahl der Atome des  $i$ -ten Nuklides  
 $P$  die Konverterleistung (MW)  
 $Y_i'$  die Wahrscheinlichkeit, daß das  $i$ -te Nuklid direkt bei der Spaltung gebildet wird  
 $\lambda_i$  die Zerfallskonstante des  $i$ -ten Nuklids  
 $\lambda_{ik}$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom des  $k$ -ten Nuklids pro Zeiteinheit pro Zerfall in eines des  $i$ -ten Nuklids übergeht,

so beträgt die Bilanz des  $i$ -ten Nuklids:

$$\frac{dN_i}{dt} = 3,1 \cdot 10^{16} Y_i' \cdot P - \lambda_i N_i + \sum_k \lambda_{ik} N_k \quad (1)$$

Im Falle, daß die Halbwertszeit  $T_i$  des  $i$ -ten Nuklids groß ist gegen die Halbwertszeiten  $T_k$ , kann der Aufbau und Zerfall des  $i$ -ten Nuklids näherungsweise durch die vereinfachte Gleichung

$$\frac{dN_i}{dt} = 3,1 \cdot 10^{16} Y_i' \cdot P - \lambda_i N_i \quad (2)$$

beschrieben werden.

$Y_i'$  ist jetzt die Wahrscheinlichkeit, daß das Spaltprodukt entweder direkt bei der Spaltung oder später in der Zerfallskette gebildet wird.

Die Lösung von (2) lautet:

$$N_i = 3,1 \cdot 10^{16} Y_i' \frac{P}{\lambda_i} \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot t} \right]$$

Demnach beträgt die Zerfallsrate  $A_i$ :

$$A_i = 3,1 \cdot 10^{16} Y_i' P \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot t} \right] \quad (\text{Zerfälle/sec})$$

oder

$$A_i = \frac{3,1 \cdot 10^{16}}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot Y_i' \cdot P \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot t} \right] \quad (\text{Ci})$$

Nach einer Bestrahlungszeit  $\tau$  Zeiteinheit gilt also:

$$A_i(\tau) = 8,4 \cdot 10^5 Y_i \cdot P \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot \tau} \right]$$

$$= A_i^\infty \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot \tau} \right]$$

$A_i^\infty$  ist die Sättigungsaktivität.

Die Aktivität des  $i$ -ten Nuklids  $t$  Zeiteinheiten nach Abschalten des Konverters ist demnach:

$$A_i(\tau, t) = A_i^\infty \left[ 1 - e^{-\lambda_i \cdot \tau} \right] e^{-\lambda_i \cdot t}$$

Folgende Tabelle enthält die charakteristischen Daten für die wichtigsten Edelgase, Halogene (Schilddrüse) und feste Spaltprodukte (Knochen). In der Tabelle sind die Halbwertszeiten, die mittleren Beta- und Gamma-Energien, die Aktivitäten  $A_i^{180d}$  nach 180 d Konverterbetrieb bei 1,5 KW, die Sättigungsaktivitäten und die  $g_i$ -Werte angegeben; die  $A_i^{180d}$ -Werte und die Sättigungsaktivitäten entsprechen der genauen Lösung des gekoppelten Systems (1) der linearen Differentialgleichung, so wie sie von West (19) berechnet wurden.

Tabelle 7

Nuklid	T <sub>i</sub>	$\bar{E}_\gamma$ (Mev)	$\bar{E}_\beta$ (Mev)	Spaltausbeute (%)	A <sub>i</sub> 180d (C)	A <sub>i</sub> <sup>∞</sup> (C)	g <sub>i</sub> $\left  \frac{\text{rem. m}^3}{\text{C. sec}} \right $	
Edelgase	Kr <sup>87</sup>	1,3 h	1,1	1,0	2,5	34	34	0,58
	Kr <sup>88</sup>	2,8 h	2,1	0,33	3,6	48	48	0,65
	Xe <sup>133</sup>	5,3 d	0,09	0,12	6,5	85	85	0,05
	Xe <sup>134</sup>	9,2 h	0,27	0,30	6,3	$\frac{75}{242}$	$\frac{75}{242}$	0,15
Jod	J <sup>131</sup>	8,1 d	0,39	0,19	2,9	37	37	210
	J <sup>132</sup>	77 h*	1,5	0,42	4,4	55	55	7
	J <sup>133</sup>	21 h	0,52	0,46	6,5	77	77	60
	J <sup>135</sup>	6,7 h	1,3	0,31	5,9	$\frac{70}{239}$	$\frac{70}{239}$	20
Langlebige Spaltprodukte	Sr <sup>89</sup>	53 d	-	0,5	4,8	54	57	70
	Sr <sup>90</sup>	28 a	-	0,1	5,9	1	63	7700
	y <sup>91</sup>	57 d	-	0,5	5,9	66	74	47
	C <sup>144</sup>	280 d	0,1	1,0	6,1	$\frac{24}{145}$	$\frac{65}{259}$	250
	Pr							

### 3. Berechnung des Freisetzungsfaktoren

Bezeichnet man mit  $v$  den Freisetzungsfaktor der Spaltprodukte im allgemeinen, mit  $v^H$ ,  $v^E$ ,  $v^F$  respektiv jene speziellen des Jods, der Edelgase, der festen Spaltprodukte, so gilt:

$$v = \frac{v^H \cdot A^H + v^E \cdot A^E + v^F \cdot A^F}{A^H + A^E + A^F}$$

wobei  $A^H$ ,  $A^E$ ,  $A^F$  die Aktivitäten des Jods, der Edelgase und der festen Spaltprodukte sind.

Die Werte für  $v^H$ ,  $v^E$ ,  $v^F$  sind nur unzulänglich bekannt. In dieser Berechnung sollen folgende Freisetzungsfaktore eingesetzt werden:  
 $v^H = 0,25$ ;  $v^E = 1,0$ ;  $v^F = 0,1$ .

Die numerische Auswertung der vorigen Formel ergibt für 180 Tage Bestrahlungszeit

$$v^{180} = 0,5$$

und für unendlich lange Bestrahlungszeit

$$v^{\infty} = 0,44$$

ANHANG 12 - Berechnung der Inhalationsdosis außerhalb der Reaktorhalle

Die hier angeführten Resultate sind größtenteils aus Referenz (15) entnommen.

Man betrachtet eine momentane Punktquelle, die sich in der Höhe h über dem Erdboden befindet und zur Zeit  $t = 0$  Curie in die Atmosphäre ausstößt. Die Konzentration der Spaltprodukte, zur Zeit t und im Punkte (x, y, o) [die Quelle ist im Punkte (0, 0, h) lokalisiert] wird durch die sogenannte Sutton-Formel gegeben.

$$X(x, y, t) = \frac{2Q}{\pi^{3/2} C_x C_y C_z (\bar{u}t)^{\frac{3(2-n)}{2}}} \cdot e^{-\left(\bar{u}t\right)^n - 2\left[\frac{(x-\bar{u}t)^2}{C_x^2} + \frac{y^2}{C_y^2} + \frac{h^2}{C_z^2}\right]}$$

Die Richtung der mittleren Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  fällt mit der x-Achse zusammen. Die maximale Konzentration am Boden findet im Punkt (x<sub>0</sub>, 0, 0) zur Zeit  $\frac{x_0}{\bar{u}}$  statt

$$x_0 = \left(\frac{2h^2}{3C_z^2}\right)^{1/2-n}$$

$$X_{\max} = \frac{2Q}{\left(\frac{2}{3}\pi e\right)^{3/2} h^3 \cdot C_z^2 / C_x C_y}$$

Die meteorologischen Parameter  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_z$  beschreiben die Diffusion in horizontaler und vertikaler Richtung, n steht in Zusammenhang mit dem vertikalen Windprofil (oder mit der vertikalen Temperaturverteilung),  $\bar{u}$  ist die mittlere Windgeschwindigkeit, h die Höhe des Reaktorkamins.

Das hier interessierende Zeitintegral  $I = \int_{-\infty}^{+a} X(t) dt$  läßt sich in guter Näherung folgenderweise anschreiben

$$I(x,y) = \frac{2Q}{\pi C_y C_z \bar{u} x^{2-n}} \cdot e^{-x^{n-2} \cdot \left( \frac{y^2}{C_y^2} + \frac{h^2}{C_z^2} \right)} \quad (C_i \text{ sec/m}^3)$$

Die Dimension von  $C_y$  oder  $C_z$  ist  $(m^{n/2})$ .

Das Zeitintegral  $I(x,y)$  wird maximal im Punkt  $(d_o, 0, 0)$  :

$$d_o = \left( \frac{h}{C_z} \right)^{2/2-n} \quad (m)$$

und

$$I_{\max} = \frac{2Q}{e \cdot \pi \cdot \bar{u} \cdot h^2} \cdot \frac{C_z}{C_y} \quad (C_i \cdot \text{sec/m}^3)$$

Letztere Formel wird zur Berechnung der Inhalationsdosis angewandt. Sie entspricht einem augenblicklichen Aktivitätsausstoß und vernachlässigt das Abklingen der Spaltprodukte.

Multipliziert man die rechte Seite mit dem in Anhang 10 definierten Dosisfaktor  $g \left[ \frac{\text{rem} \cdot m^3}{C_i \cdot \text{sec}} \right]$ , so gelangt man zur integrierten Dosisleistung  $D$

$$D = \sum_i \frac{2 Q_i \cdot g_i}{e \cdot \pi \cdot \bar{u} \cdot h^2} \cdot \frac{C_z}{C_y} \quad (\text{rem})$$

$Q_i$  ist die Aktivitätsmenge des Radionuklids  $i$ .







**EUR 5120 d**

**EINE NEUTRONENQUELLE HOHER INTENSITÄT MIT DEFINIERTEM SPEKTRUM von R. NICKS**

Kommission der Europäischen Gemeinschaften

Gemeinsame Kernforschungsstelle

Forschungsanstalt Ispra — Italien

Luxemburg, Mai 1974 — 204 Seiten — 54 Abbildungen — BF 275. —

In der Abschirmphysik wird das Abschwächvermögen verschiedener Medien, wie z.B. Wasser, Beton, Eisen für Neutronen untersucht. Dazu werden hochintensive Neutronenquellen definierten Spektrums und einfacher Geometrie benötigt. In dem vorliegenden Bericht wird der Entwurf und der Bau eines Neutronenkonverters beschrieben. Unter Neutronenkonverter versteht man im allgemeinen eine scheibenförmige Uranplatte, die am äusseren Ende der thermischen Säule eines Kernreaktors angebracht ist. Die aus der thermischen Säule austretenden thermischen Neutronen erzeugen Spaltprozesse im Innern der Platte, die in erster

**EUR 5120 d**

**A NEUTRON SOURCE WITH HIGH STRENGTH AND WELL DEFINED SPECTRUM by R. NICKS**

Commission of the European Communities

Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)

Luxembourg, May 1974 — 204 Pages — 54 Figures — B.Fr. 275.—

In shielding physics, one investigates radiation attenuation properties of various media, like water, concrete iron etc. These studies require intense neutron sources with a simple geometry and a well defined spectrum. In the present report the design and construction of a neutron converter are described. The neutron converter EURACOS consists of an uranium disk accomodated in front of the thermal column of the heavy water reactor Ispra I. The incident thermal neutron flux induces fission reactions inside the disk. In comparison with other existing facilities, the EURACOS source intensity ( $10^{14}$  n/sec) is 500-1000 times stronger. Special care has been taken in order to achieve a pure fission spectrum of the neutrons emitted. One other advantage of the facility consists in the possibility of executing "dry" irradiations. The irradiation facility has now been operating satisfactorily for several years. Various experiments achieved on this facility are described.

**EUR 5120 d**

**A NEUTRON SOURCE WITH HIGH STRENGTH AND WELL DEFINED SPECTRUM by R. NICKS**

Commission of the European Communities

Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)

Luxembourg, May 1974 — 204 Pages — 54 Figures — B.Fr. 275.—

In shielding physics, one investigates radiation attenuation properties of various media, like water, concrete iron etc. These studies require intense neutron sources with a simple geometry and a well defined spectrum. In the present report the design and construction of a neutron converter are described. The neutron converter EURACOS consists of an uranium disk accomodated in front of the thermal column of the heavy water reactor Ispra I. The incident thermal neutron flux induces fission reactions inside the disk. In comparison with other existing facilities, the EURACOS source intensity ( $10^{14}$  n/sec) is 500-1000 times stronger. Special care has been taken in order to achieve a pure fission spectrum of the neutrons emitted. One other advantage of the facility consists in the possibility of executing "dry" irradiations. The irradiation facility has now been operating satisfactorily for several years. Various experiments achieved on this facility are described.

**EUR 5120 d**

**A NEUTRON SOURCE WITH HIGH STRENGTH AND WELL DEFINED SPECTRUM by R. NICKS**

Commission of the European Communities

Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)

Luxembourg, May 1974 — 204 Pages — 54 Figures — B.Fr. 275.—

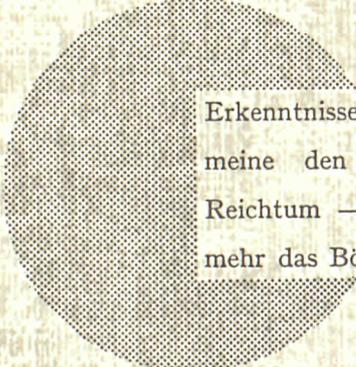
In shielding physics, one investigates radiation attenuation properties of various media, like water, concrete iron etc. These studies require intense neutron sources with a simple geometry and a well defined spectrum. In the present report the design and construction of a neutron converter are described. The neutron converter EURACOS consists of an uranium disk accomodated in front of the thermal column of the heavy water reactor Ispra I. The incident thermal neutron flux induces fission reactions inside the disk. In comparison with other existing facilities, the EURACOS source intensity ( $10^{14}$  n/sec) is 500-1000 times stronger. Special care has been taken in order to achieve a pure fission spectrum of the neutrons emitted. One other advantage of the facility consists in the possibility of executing "dry" irradiations. The irradiation facility has now been operating satisfactorily for several years. Various experiments achieved on this facility are

Äherung als eine scheibenförmige isotrope Flächenquelle betrachtet werden  
ann. Gegenüber schon bestehenden Anlagen ähnlicher Art sind in dem hier  
beschriebenen Konverter einige wesentliche Fortschritte erzielt worden. Erstens  
igt die gemessene Quellintensität 500–1000 mal höher als bei den existierenden  
onventionellen Neutronenkonvertern. Zweitens überlagert sich in bestehenden  
onvertern dem Quellspektrum eine niederenergetische Komponente, die durch  
elastische und elastische Streuungen an schweren bzw. leichten Kernen erzeugt  
ird. Bei der Auslegung des Projektes wurde von vornherein darauf geachtet, die  
reueffekte zu minimieren. Überdies liegt eines der Hauptmerkmale der hier  
beschriebenen Bestrahlungsanlage in der Möglichkeit "trockener Experimente".  
ie hier beschriebene Bestrahlungsanlage funktioniert seit mehreren Jahren.  
erschiedene in dieser Zeitspanne durchgeführten Versuche werden beschrieben.

**AN UNSERE LESER**

Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten wissenschaftlichen und technischen Berichte werden in der Monatszeitschrift „euro-abstracts“ angezeigt. Abonnement (1 Jahr: BF 1 025,—) und Probehefte sind erhältlich bei:

**Amt für amtliche Veröffentlichungen  
der Europäischen Gemeinschaften  
Boîte postale 1003  
Luxembourg 1**



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum —, denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

# VERTRIEBSSTELLEN

Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten Dokumente werden durch das Amt für amtliche Veröffentlichungen bei den unten angegebenen Anschriften zu dem unten angegebenen Preis verkauft. Bei schriftlicher Bestellung bitte die genaue Referenz und den Titel des Dokumentes deutlich angeben.

## DEUTSCHLAND (BR)

*Verlag Bundesanzeiger*  
5 Köln 1 — Postfach 108 006  
Tel. (0221) 21 03 48  
Fernschreiber: Anzeiger Bonn 08 882 595  
Postscheckkonto 834 00 Köln

## BELGIEN

*Moniteur belge — Belgisch Staatsblad*  
Rue de Louvain 40-42 — Leuvenseweg 40-42  
1000 Bruxelles — 1000 Brüssel — Tel. 12 00 26  
CCP 50-80 — Postgiro 50-80

*Nebenstelle:*  
Librairie européenne — Europese Boekhandel  
Rue de la Loi 244 — Wetstraat 244  
1040 Bruxelles — 1040 Brüssel

## DÄNEMARK

*J.H. Schultz — Boghandel*  
Møntergade 19  
DK 1116 København K — Tel. 14 11 95

## FRANKREICH

*Service de vente en France des publications  
des Communautés européennes — Journal officiel*  
26, rue Desaix — 75 732 Paris - Cédex 15\*  
Tel. (1) 306 51 00 — CCP Paris 23-96

## GROSSHERZOGTUM LUXEMBURG

*Amt für amtliche Veröffentlichungen  
der Europäischen Gemeinschaften*  
Boîte postale 1003 — Luxembourg  
Tel. 4 79 41 — CCP 191-90  
Compte courant bancaire: BIL 8-109/6003/200

## IRLAND

*Stationery Office — The Controller*  
Beggars Bush  
Dublin 4 — Tel. 6 54 01

## ITALIEN

*Libreria dello Stato*  
Piazza G. Verdi 10  
00198 Roma — Tel. (6) 85 08  
CCP 1/2640

## NIEDERLANDE

*Staatsdrukkerij- en uitgeverijbedrijf*  
Christoffel Plantijnstraat  
's-Gravenhage — Tel. (070) 81 45 11  
Postgiro 42 53 00

## VEREINIGTES KÖNIGREICH

*H.M. Stationery Office*  
P.O. Box 569  
London S.E. 1 — Tel. 01-928 69 77, ext. 365

## VEREINIGTE STAATEN VON AMERIKA

*European Community Information Service*  
2100 M Street, N.W.  
Suite 707  
Washington, D.C., 20 037 — Tel. 296 51 31

## SCHWEIZ

*Librairie Payot*  
6, rue Grenus  
1211 Genève — Tel. 31 89 50  
CCP 12-236 Genève

## SCHWEDEN

*Librairie C.E. Fritze*  
2, Fredsgatan  
Stockholm 16  
Post Giro 193, Bank Giro 73/4015

## SPANIEN

*Libreria Mundi-Prensa*  
Castello 37  
Madrid 1 — Tel. 275 51 31

## ANDERE LÄNDER

*Amt für amtliche Veröffentlichungen  
der Europäischen Gemeinschaften*  
Boîte postale 1003 — Luxembourg  
Tel. 4 79 41 — CCP 191-90  
Compte courant bancaire: BIL 8-109/6003/200