

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 40 (1967)
Heft: 8

Artikel: Die Rotationskammer und einige Anwendungen
Autor: Spadavecchia, A. / Hahn, B.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113809>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Die Rotationskammer und einige Anwendungen

von A. Spadavecchia und B. Hahn

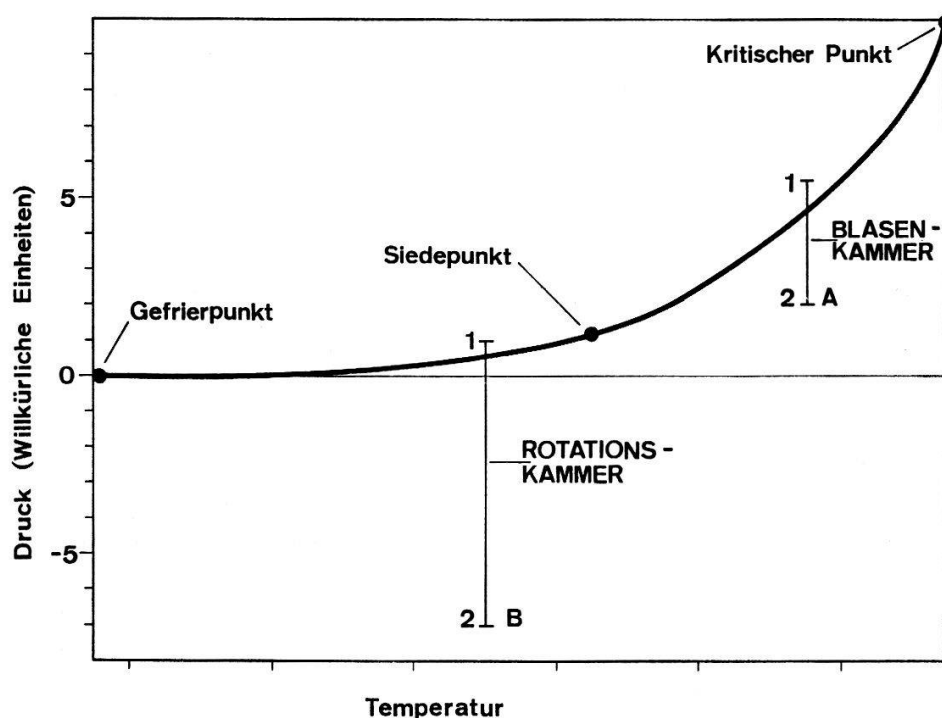
Physikinstitut der Universität, Freiburg, Schweiz

(25. VIII. 67)

Abstract. A new kind of detector for rare nuclear processes, called the spinner, is described. The principle is to produce negative pressures in a liquid by centrifugal forces. The metastable state can be destroyed similar like in the normal bubble chamber by energy deposition by particles. The spinner has so far proven to be useful for the determination of spontaneous fission rates and for the detection of very low neutron fluxes.

1. Einleitung

In dieser Arbeit wird ein neuartiger Detektor zum Zählen von seltenen nuklearen Prozessen, die sogenannte Rotationskammer [1] beschrieben. Die Rotationskammer ist ein rotierendes mit einer geeigneten Flüssigkeit gefülltes Glasgefäß. Durch Zentrifugalkräfte wird auf die Flüssigkeit ein Zug erzeugt, so dass ähnlich wie bei der Blasen-kammer Strahlungsempfindlichkeit erreicht wird. In einer früheren Arbeit [2] wurde gezeigt, dass Flüssigkeiten praktisch im gesamten Temperaturbereich zwischen



Figur 1

Dampfdruckdiagramm. A: Arbeitsbereich der normalen Blasen-kammer; B: Arbeitsbereich der rotierenden Kammer. 1: normaler Zustand; 2: metastabiler Zustand.

kritischer Temperatur und dem Gefrierpunkt zum mindesten für Kernrückstöße beim α -Zerfall empfindlich gemacht werden können. Bei der Rotationskammer arbeitet man wie in Figur 1 dargestellt ist, weit weg vom kritischen Punkt mit «normalen» Flüssigkeiten und begibt sich in den negativen Druckbereich, dies im Unterschied zu der Blaskammer der Hochenergiephysik, welche normalerweise im positiven Bereich betrieben wird.

Die Rotationskammer wurde bisher nur als Zähler seltener Ereignisse und nicht zum Nachweis von Teilchenspuren verwendet. Die Hauptmerkmale sind verlustfreies Zählen in 4π -Geometrie von Teilchen mit hoher spezifischer Energieabgabe und nahezu hundertprozentige zeitliche Empfindlichkeit.

Beim Auftreten eines nuklearen Prozesses, so z. B. beim α -Zerfall, wird im Innern der Flüssigkeit eine Blase erzeugt, die sehr rasch zu makroskopischer Grösse anwächst und registriert wird. Es wird jedesmal die Wartezeit bis zum Eintreffen des Ereignisses gemessen.

Eine ähnliche Methode, welche ebenfalls das Blaskammerprinzip benutzt, wurde von BASSI et al. [3] mitgeteilt. Eine Glasblasenkammer wurde bei positivem Druck auf einen festen Enddruck expandiert und wiederum die Wartezeit gemessen.

In der vorliegenden Arbeit werden die wesentlichen technischen Probleme der Rotationskammer im einzelnen erläutert und erste Resultate über spontane Kernspaltung und Neutronennachweis mitgeteilt.

2. Die Methode

In Figur 2a ist eine typische Rotationskammer schematisch dargestellt. Sie besteht aus einem zentralen Volumen Z , welches bisher bis zu zwei Liter betrug, und zwei seitlichen Armen AE. Im Abstand r von der Rotationsachse gilt für den negativen hydrostatischen Druck p_n unabhängig von der Gefäßform

$$p_n = 2 \pi^2 \varrho \nu^2 (R^2 - r^2) - p_b.$$

Es bedeuten:

ϱ = Dichte der Flüssigkeit

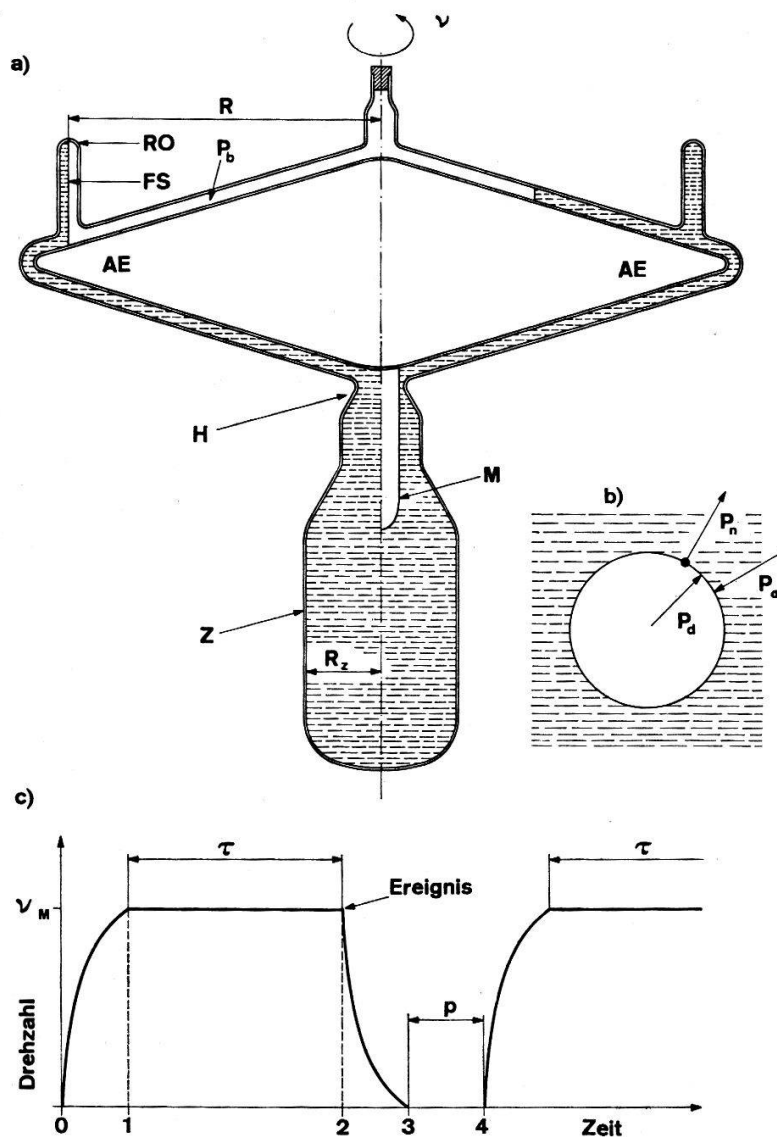
ν = Drehzahlfrequenz der Kammer

R = Abstand Rotationsachse-Flüssigkeitsspiegel FS = effektive Armlänge

p_b = Druck oberhalb des Flüssigkeitsspiegels FS

Oberhalb der Flüssigkeit herrscht Gleichgewichtsdampfdruck der Flüssigkeit. In Figur 3 sind der negative Druckverlauf in Abhängigkeit von r und des Flüssigkeitsvolumens innerhalb von r aufgetragen. Da die radiale Druckabhängigkeit quadratisch verläuft, ist es z. B. möglich, den negativen Druck innerhalb des zentralen Volumens auf 1% genau zu definieren, vorausgesetzt dass $R_z:R = 1:10$ gewählt wird. (R_z = Radius des zentralen Volumens). Kurve b in Figur 3 bezieht sich auf ein Rotationsgefäß mit einem zentralen Volumen V_z von 150 cm³, einer Armlänge von 15 cm und eines Innendurchmessers der Arme von 6 mm. Auf 96% des Volumens ändert sich der Druck etwa um 2%.

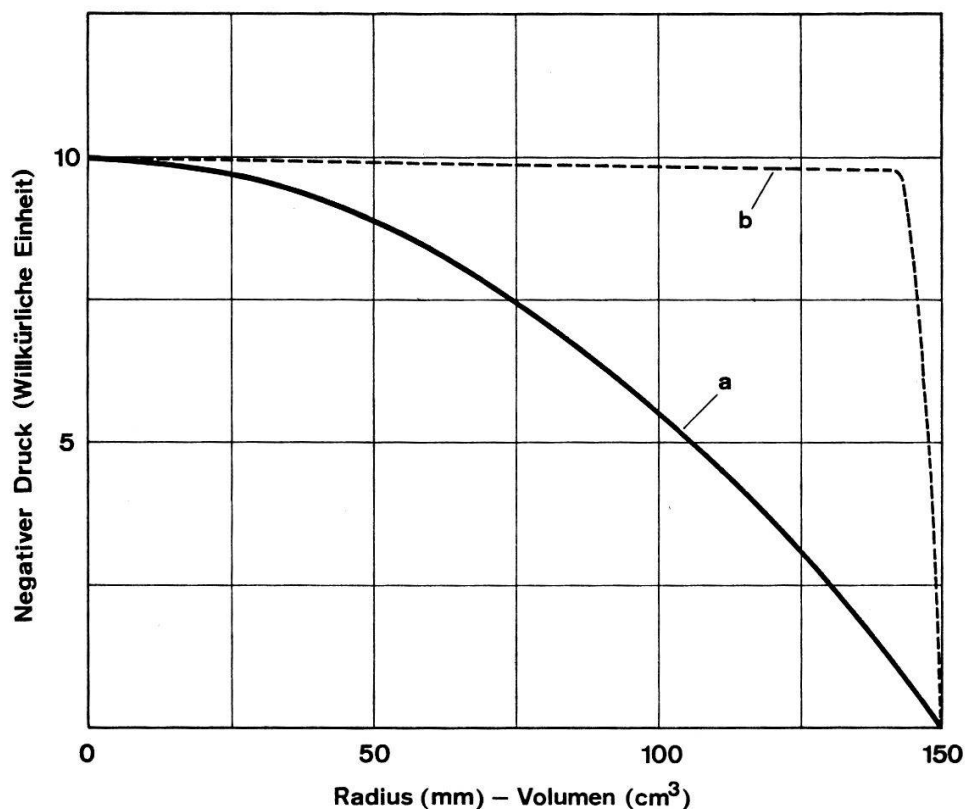
Figur 2c zeigt schematisch das Drehzahl-Zeit-Diagramm der Kammer. Die Kammer wird in Rotation gesetzt (Zeit 0 der Figur) mit einer Drehzahl ν_M , die dem ge-



Figur 2

a: die rotierende Kammer; linke Seite vor dem Ereignis, rechte Seite nach dem Ereignis. b: Drücke an der Blasenoberfläche. c: Drehzahldiagramm.

wünschten negativen Druck entspricht (1). Wenn ein Ereignis vorkommt (2), bricht die Flüssigkeit mit hörbarem «click» und steigt in den Armen empor (Figur 2a, rechte Seite). Eine Photozelle registriert das Aufsteigen der Flüssigkeit und die Kammer wird auf Stillstand gebracht (3). Die Flüssigkeit fließt nach unten zurück und nach einer Pause (p) wird die Kammer wieder in Rotation gesetzt (4). Diese Operationen wie auch die Datenregistrierung geschehen automatisch. Gemessen werden die Zeitintervalle τ , während denen die Flüssigkeit im metastabilen Zustand bleibt. Das Reziproke des Mittelwertes von τ ist die gesuchte Zählrate. Bei bekannter Pause und hoher Messdauer genügt es natürlich, die Anzahl der Clicks zu zählen. Die Kammer wurde immer bei konstanter Temperatur verwendet. Da der metastabile Zustand auch von der Temperatur abhängt, können Temperaturschwankungen einen Einfluss auf die Messungen haben. Um diese Tatsache zu untersuchen, wurde der Einsatzdruck der Kernspaltung von U^{238} in Abhängigkeit der Temperatur gemessen, d.h. der Druck bei welchem die Flüssigkeit für die Spaltfragmente von U^{238} empfindlich wird. Von 20°C



Figur 3

Der zentrifugale negative Druck in Abhängigkeit des Abstandes r von der Drehachse, Kurve a, und in Abhängigkeit des Volumens innerhalb r , Kurve b.

bis 40 °C ändert sich der Einsatzdruck nur um weniger als 0,1 Atm. Da die Temperaturstabilisierung der Kammer besser als 1 °C ist, haben die vorhandenen Temperaturschwankungen keinen wesentlichen Einfluss auf die Messungen.

3. Diskriminierung der ionisierenden Strahlung

Die experimentell beobachtete Diskriminierung der ionisierenden Strahlung durch die Rotationskammer [2] können wir auf Grund der folgenden qualitativen Diskussion des Mechanismus der Blasenbildung verstehen.

Ein geladenes Teilchen gibt kinetische Energie durch Stöße an die Flüssigkeit ab und ein beträchtlicher Teil dieser Energie wird direkt oder indirekt in Bewegungsenergie der Flüssigkeitsmoleküle verwandelt. Es werden also längs der Bahn des Teilchens submikroskopische Blasen gebildet, welche im ersten Stadium der Blasenbildung rasch expandieren, falls der Gasdruck im Blaseninnern genügend gross ist, um den hydrostatischen Druck p_h und den Oberflächendruck $p = 2\sigma/r$ zu überwinden. Hier bedeuten σ die Oberflächenspannung und r den Blasenradius. Der Druck in der wachsenden Blase wird abnehmen und schliesslich den Dampfdruck p_D erreichen. Damit ist das erste, explosionsartige Stadium abgeschlossen und das weitere Schicksal der Blase hängt von der nun bestehenden Druckbilanz ab. Wenn

$$p_D > p + p_h \text{ oder } r > \frac{2\sigma}{p_D - p_h}$$

kann die Blase ohne weitere Energiezufuhr makroskopisch werden. Ist hingegen

$$p_D < p + p_h \text{ oder } r < \frac{2\sigma}{p_D + p_h},$$

so wird die Blase wieder verschwinden.

Die Grösse

$$r_c = \frac{2\sigma}{p_D - p_h}$$

wird als kritischer Radius bezeichnet. Im Fall der Rotationskammer ist p_h negativ und gleich $-p_n$ (Figur 2b). Es wird somit

$$r_c = \frac{2\sigma}{p_D + p_n}.$$

Bei einer bestimmten Flüssigkeit können wir also bei einer gegebenen Temperatur den kritischen Radius durch Wahl von p_n innerhalb gewisser Grenzen beliebig variieren.

Damit nun ein ionisierendes Teilchen von der Rotationskammer registriert wird, ist es also notwendig, dass es innerhalb eines kritischen Volumens eine gewisse kritische Energie an die Flüssigkeit abgibt. Das Teilchen muss also eine bestimmte Energiedichte liefern. Verschiedene Strahlen erzeugen nun ganz verschiedene Energiedichten, je nach Masse, Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens. Die grösste Energiedichte liefern die schweren und energiereichen Spaltfragmente, während Rückstosskerne des α -Zerfalls im gleichen kritischen Volumen weniger Energie abgeben und diese wiederum mehr Energie abgeben als α -Teilchen selber.

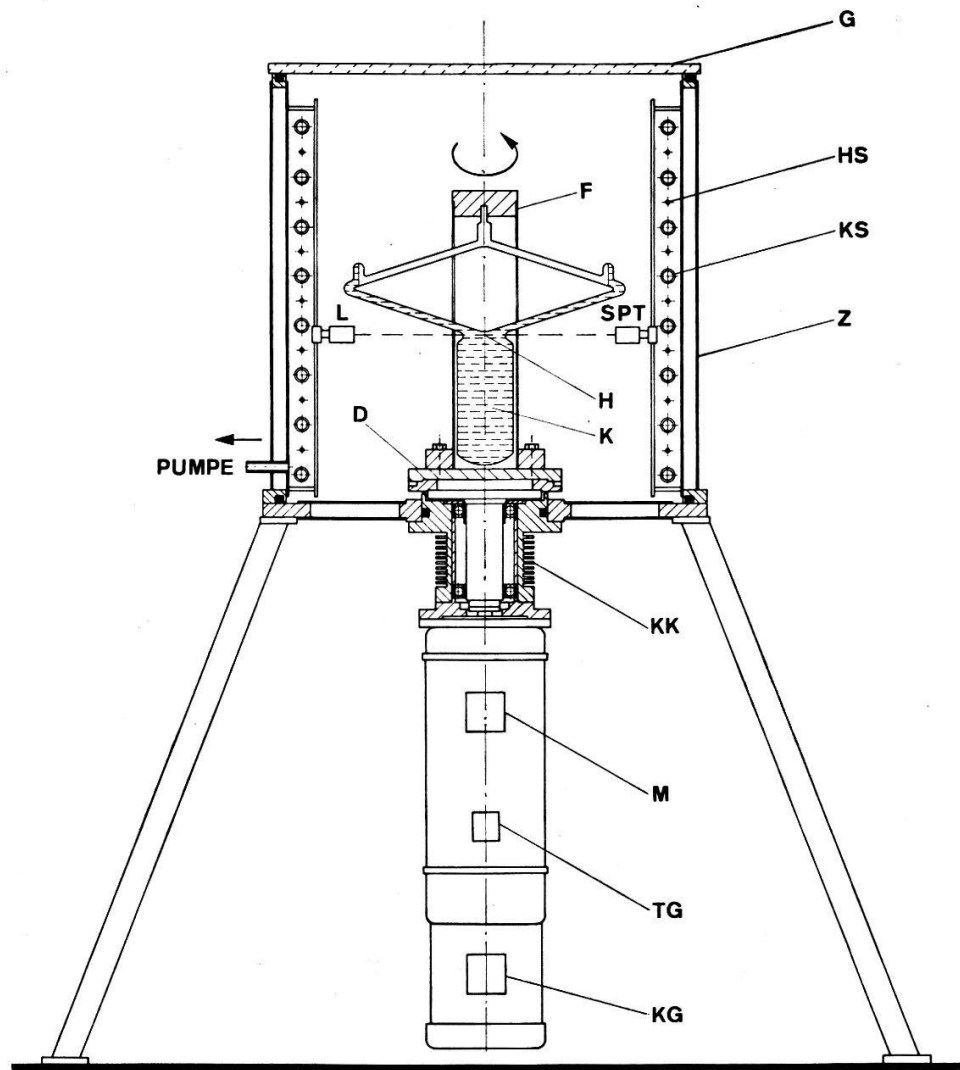
Durch Wahl des negativen Druckes p_n (und damit der kritischen Energiedichte) können also z.B. Fissionsprozesse bei gleichzeitig vorhandener starker α -Aktivität gemessen werden, ohne dass letzere mitgezählt wird.

4. Apparatur

Die Kammer (Figur 2) ist aus Pyrexglas. Die innere Oberfläche muss vollkommen glatt sein, um Blasen an Kratzungen zu vermeiden. Die Arme müssen wegen der Druckdefinition möglichst wenig Flüssigkeit enthalten und darum einen kleinen Innendurchmesser besitzen, andererseits sollen Dampfblasen rasch hinauswandern können. Für Flüssigkeiten mit einer Oberflächenspannung von ca. 20 dyn/cm sind 6 mm Innendurchmesser passend. In rotierendem Zustand befindet sich der Flüssigkeitsspiegel FS vertikal in den Röhrchen RO. Sie dienen dazu, den Einfluss der Temperatur auf die effektive Armlänge zu reduzieren. Es wurden Gläser von verschiedenem Inhalt, von 10 bis 2000 ccm und verschiedenem Radius, von 10 bis 20 cm, verwendet.

Figur 4 zeigt schematisch die vollautomatische Apparatur. Die Kammer ist in einer zylindrischen Aluminiumfassung F eingebaut. Die Fassung ist durch eine Welle direkt am Motor M gekuppelt. Dieser hat eine Leistung von 1,5 PS und wird mit 100 Hz Gleichstrom über Thyristoren von einer Motorsteuerung mit besonderer guter Stabilität gespeist. Die Drehzahl kann zwischen 300 und 3000 UpM eingestellt werden und wird durch Steuern des Zündwinkels der Thyristoren geregelt und konstant gehalten. Für die Stabilität der Drehzahl sorgt eine Rückkopplungsschaltung. Der Istwertparameter für die Rückkopplung wird von einem mit dem Motor direkt ver-

bundenen Genauigkeitstachogenerator TG erzeugt. Die Drehzahlstabilisierung ist besser als 1%.



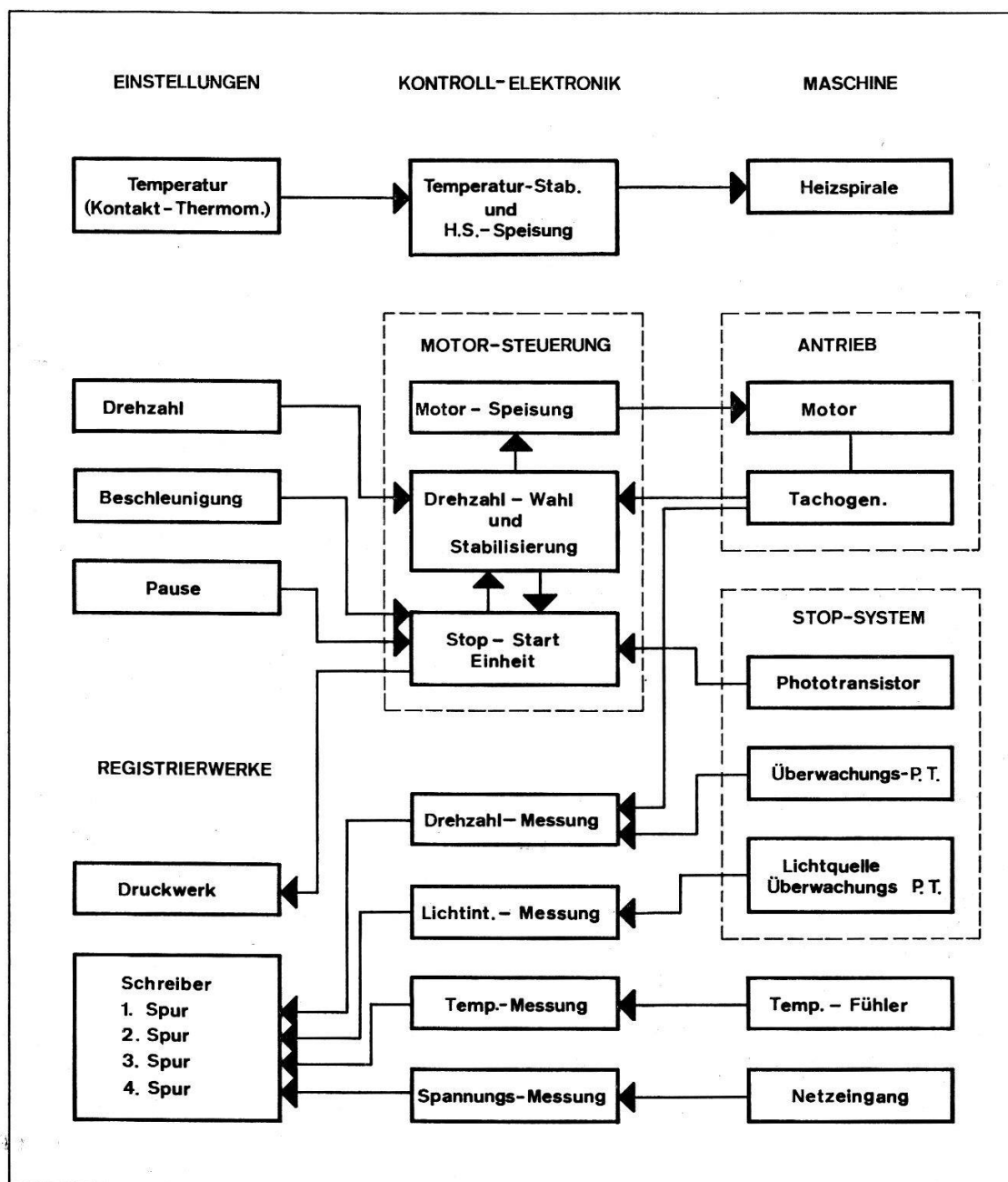
Figur 4

Schematische Darstellung der Apparatur.

Der Zylinder *Z* in welchem die Kammer dreht, ist doppelwandig. Die inneren Wände haben Aluminiumbelag und der Zwischenraum ist evakuiert um eine bessere thermische Isolation mit der Aussenluft zu erzielen. Der Zylinder ist oben durch eine 2 cm dicke Glasscheibe abgeschlossen. Die drehende Kammer kann mit einem Stroboskop beobachtet werden. Die Heizspirale *HS* und die Kühlspirale *KS* halten die Temperatur innerhalb des Zylinders konstant. Die Temperatur wird an einem Kontaktthermometer innerhalb des Zylinders eingestellt. Das Kontaktthermometer steuert die Heizspirale. Bei hohen Drehzahlen (> 2000 UpM) wird der Luftdruck im Zylinder durch Auspumpen erniedrigt um den Reibungswiderstand der Luft und die Reibungswärme zu vermindern. Motor und Tachogenerator werden vom Kühlgebläse *KG* und die Lagerung der Welle von Kühlkörper *KK* gekühlt. Die Temperaturstabilisierung ist besser als $\pm 1^\circ\text{C}$.

Figur 5 zeigt das Prinzipschema der Kontrollelektronik. Neben Temperatur und Drehzahl können noch Motorbeschleunigung und Pause (ϕ in Figur 2c) eingestellt

werden. Die Pause soll genügend lang sein, damit auch die kleinsten Blasen den Flüssigkeitsspiegel erreichen können. Von einem Druckwerk werden auf Papierstreifen die Zeitintervalle τ (Figur 2c) registriert. Auf dem Papierband eines vielspurigen Schreibers werden die Schwankungen der Drehzahl, der Intensität der Lichtquelle des Stoppsystems, der Temperatur innerhalb des Zylinders und der Netzspannung ständig unter Kontrolle gehalten. Die Messung eines Zeitintervalls τ geht wie folgt vor sich. Nach Verlaufen der Pause wird die Kammer beschleunigt indem die Stop-Start Einheit den Zündwinkel der Thyristoren verschiebt. Sobald die Solldrehzahl erreicht ist, übernimmt die Stabilisierungseinheit die Steuerung des Zündwinkels, während die Stop-Start Einheit einen Startimpuls für die Zeitmessung gibt. Zweimal je Umdrehung kann ein Lichtstrahl aus der Lampe L (Figur 4) des Stop-



Figur 5

Blockschema der Apparatur.

systems durch die Fassungsschlitze der Kammerarme und den Hals H, den Stopphototransistor SPT erreichen. Wenn die Flüssigkeit bricht, bildet sich am Hals H ein Flüssigkeitsmeniskus M (Figur 2) der als Linse wirkt und den Lichtstrahl ablenkt, so dass die Lichtimpulse am Phototransistor SPT verschwinden oder viel schwächer werden. Die Stop-Start Einheit gibt sofort einen Stopimpuls am Druckwerk, welcher die Intervallmessung anhält und den gemessenen Wert von τ auf einen Papierstreifen druckt. Gleichzeitig wird der Zündwinkel der Thyristoren von der gleichen Einheit verschoben, so dass die Kammer auf Stillstand gebracht wird und eine vorgewählte Zeit in Ruhe bleibt. Seltene Störungen, die schwierig zu entdecken sind, wie z.B. Wackelkontakte, Defekt am Glühfaden oder am Phototransistor usw. können Ereignisse simulieren und bei sehr schwachen Aktivitäten die Resultate verfälschen. Um diese Gefahr fernzuhalten, wurde ein Überwachungssystem gebaut. Dieses System, welches ganz unabhängig ist, kontrolliert bei jedem Ereignis, ob bei gleichbleibender Lichtintensität der Lampe die Höhe der Lichtimpulse wirklich abgenommen hat, was das sichere Zeichen einer Blase ist. Dies geschieht durch einen Phototransistor neben der Lampe (Lichtquelle Überwachung P.T.) und ein anderer neben dem Stopper P.T. (Überwachung P.T.). Die Ergebnisse dieser Überwachung sind auf dem vielspurigen Schreiber ersichtlich, und in solcher Weise ersichtlich, dass Fehler nur noch möglich sind, wenn die beiden unabhängigen Systeme, Stop-System und Überwachung, mit dem gleichen Rhythmus versagen; was sehr unwahrscheinlich ist.

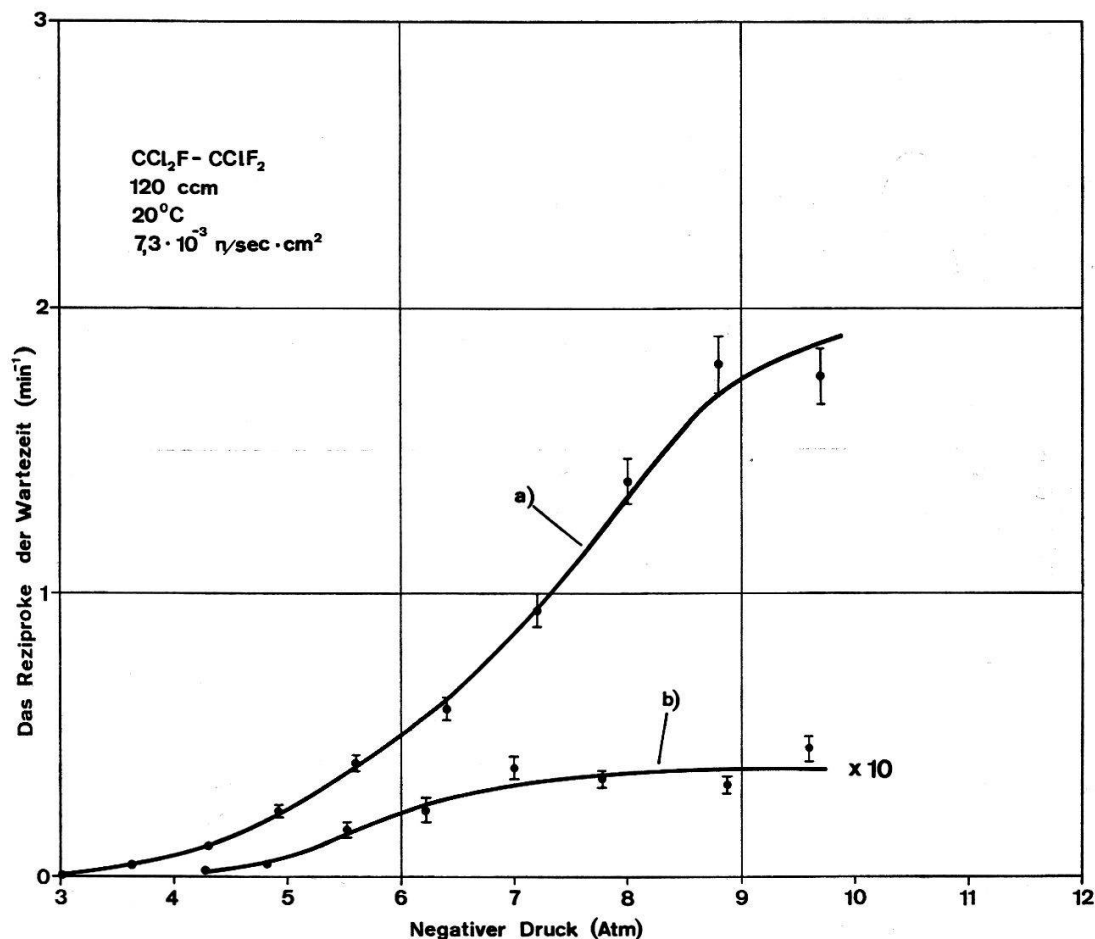
Die Messungen

Die Kammer wurde als Neutronendetektor und als Zähler der spontanen Kernspaltung untersucht.

1. *Nachweis der Neutronen*

a) Methode der Rückstoskerne

Neutronen von mittlerer Energie werden mit der Rotationskammer dadurch nachgewiesen, indem diese bei elastischen oder inelastischen Stößen mit den Atomen Kernrückstöße erzeugen. Die Rückstoskerne erzeugen durch direkte Stöße mit Atomen oder durch Ionisation superkritische Blasen. Als Kammerflüssigkeit wurde wegen den günstigen chemischen Eigenschaften und dem kleinen σ/p_D Wert, der eine hohe Strahlungsempfindlichkeit bei niedrigen, negativen Drucken sichert, Freon 113 (Du Pont), $\text{CCl}_2\text{F}-\text{CClF}_2$, verwendet. Viele andere Flüssigkeiten würden sich auch eignen. Figur 6a zeigt eine Messung von Neutronen einer Pu-Be-Quelle mit einer 120 ccm Kammer. Zur Abschirmung der Neutronen der kosmischen Strahlung befand sich die Apparatur in einem unterirdischen Labor unter 40 m Fels. Das Energiespektrum der Neutronen ist in Figur 7a dargestellt [4]. Die einfallende Neutronenintensität betrug $7,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Die Zählrate (das Reziproke der Wartezeit) ist in Abhängigkeit des negativen Druckes in Fig. 6a wiedergegeben. Der Nulleffekt, welcher ca. 50mal kleiner ist als der Effekt, ist mit 10 multipliziert in Figur 6b eingetragen. Der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronen im Energieintervall von 0,5 bis 10 MeV mit den Atomkernen des Freons, mit dem Spektrum gewichtet, beträgt $2,5 \pm 0,5 \text{ barn}$ [5]. Aus der Zählrate beim höchst eingestellten negativen Druck von 9,7 atm lässt sich berechnen, dass Neutronen, welche auf die Querschnittsfläche der



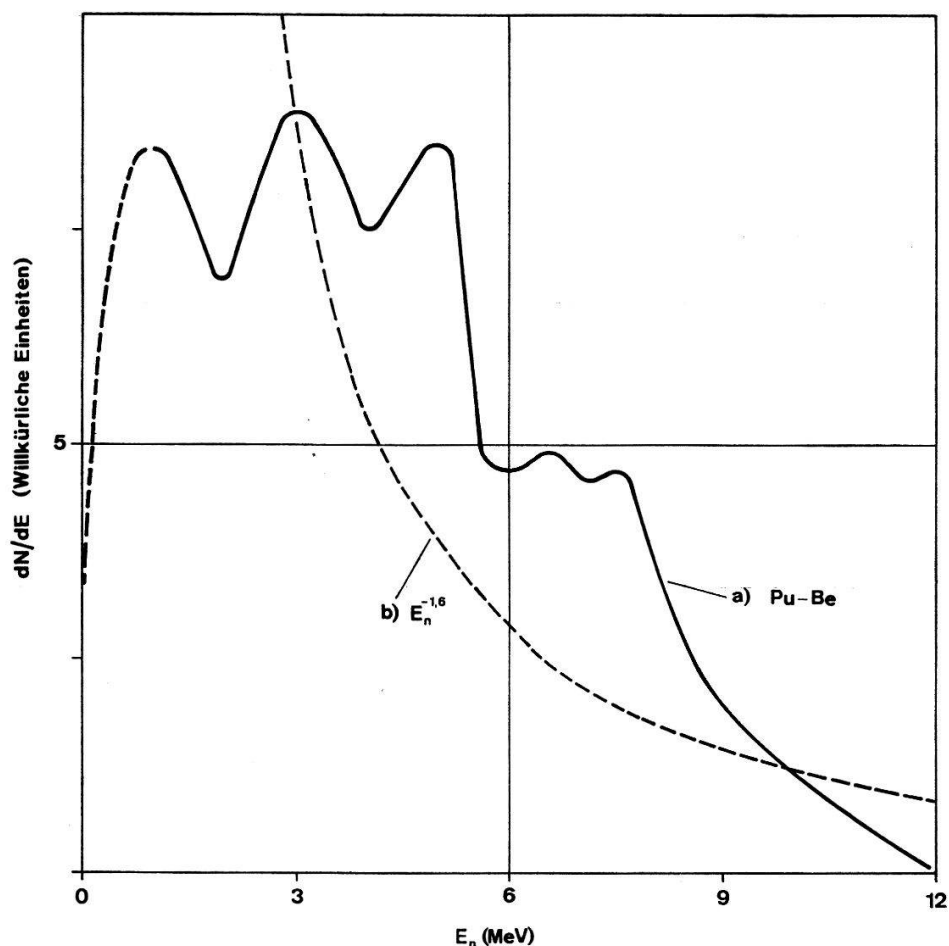
Figur 6

Freonkammer 40 m unter dem Erdboden. a: Messung mit einer Pu-Be Neutronenquelle. b: Untergrund der Kammer; die Zählrate ist in der Zeichnung mit einem Faktor 10 multipliziert.

Rotationskammer von 120 cm³ fallen, mit einer Wahrscheinlichkeit von 10% nachgewiesen werden. Die mittlere Zählerdicke beträgt 3,5 cm.

Mit der gleichen Kammer wurde der Nulleffekt, welcher von der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung verursacht wird, über dem Erdboden im Labor gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Figur 8 wiedergegeben. Aus dem Verhältnis der Zählraten der Messung der Pu-Be-Neutronen und der kosmischen Strahlung lässt sich die Intensität der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung für Energien grösser als ca. 1 MeV abschätzen. Diese Abschätzung ist erlaubt, da das Energiespektrum der kosmischen Nukleonenkomponente (vor allem Neutronen) ähnlich aussieht wie das Spektrum der Pu-Be-Quelle [6] (Figur 7). Die Abschätzung ergibt $1,0 \pm 0,3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. In Tabelle 1 wird dieses Resultat mit Messungen anderer Autoren verglichen.

Die Kurve 6b wurde unter 40 m Fels aufgenommen. Dort sind die kosmischen Neutronen praktisch vollständig abgeschirmt. Die dort verbleibende Strahlung besteht im wesentlichen aus Neutronen, welche im Fels bei der spontanen Kernspaltung oder bei elektromagnetischer Wechselwirkung von μ -Mesonen emittiert werden. Ein unerwünschter Nulleffekt beim Neutronennachweis können schon kleine α aktive Verunreinigungen darstellen, da die auftretenden Energien der Rückstoskerne beim



Figur 7

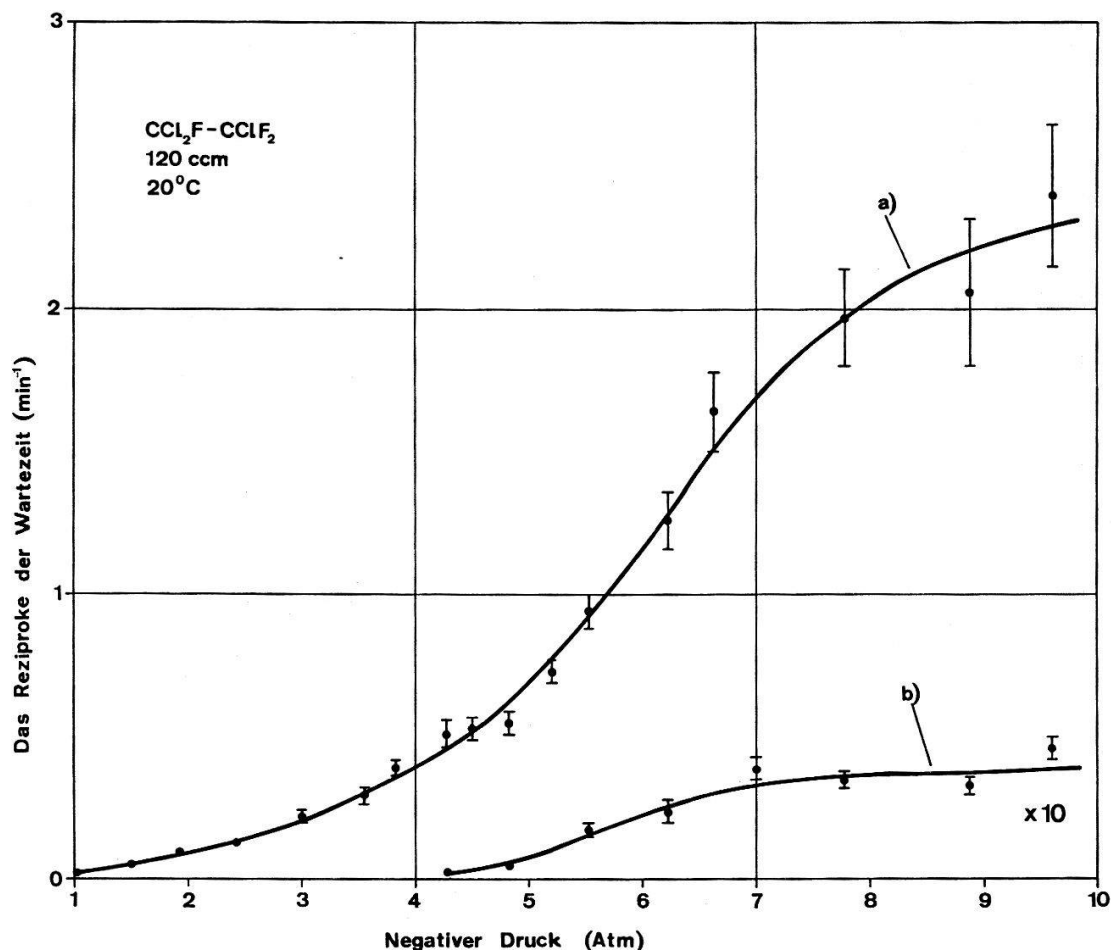
a: Spektrum der Pu-Be Neutronenquelle (schematisch). b: Verlauf der differentiellen Intensität der kosmischen Neutronen.

α -Zerfall vergleichbar sind wie diejenigen bei den Neutronenstößen. Figur 9 zeigt den Effekt einer Verunreinigung von 10^{-7} Gramm Th^{232} pro ccm.

b) Methode der induzierten Kernspaltung durch Neutronen

Für den Nachweis von Neutronen werden oft Spaltungskammern verwendet. Unsere Kammer kann in einfacher Weise in eine Spaltungskammer verwandelt werden, indem man in der Kammerflüssigkeit ein Salz einer spaltbaren Substanz löst. Die Blasen werden von den Spaltfragmenten erzeugt. Es wurden Nitrate von Thorium oder Uran, in Alkohol oder Methylacetat gelöst, als Kammerflüssigkeit verwendet.

Figur 10 zeigt eine Messung der kosmischen Neutronen mit einer 120 cm^3 Kammer; 22 Gramm Th^{232} waren als Nitrat, $\text{Th}(\text{NO}_3)_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, in Äthylalkohol gelöst. Thorium hat eine sehr lange Halbwertszeit für spontane Kernspaltung ($T_{1/2} > 10^{21}$ Jahre). Der Einsatz der Rückstoskerne des α -Zerfalls am Ende des Fissionsplateaus wurde nicht erreicht. Der Wirkungsquerschnitt der (n, f) -Reaktionen in Th^{232} hat eine Schwelle bei 1,3 MeV [5], sodass mit der Thrioumkammer Neutronen mit Energien oberhalb dieses Wertes gemessen werden. Die Kammer wurde mit einer Pu-Be-Neutronenquelle getestet. Der gemessene Wirkungsquerschnitt für die (n, f) -Reaktion von $0,20 \pm 0,03$ barn stimmt gut mit dem mittleren Wirkungsquerschnitt für die



Figur 8

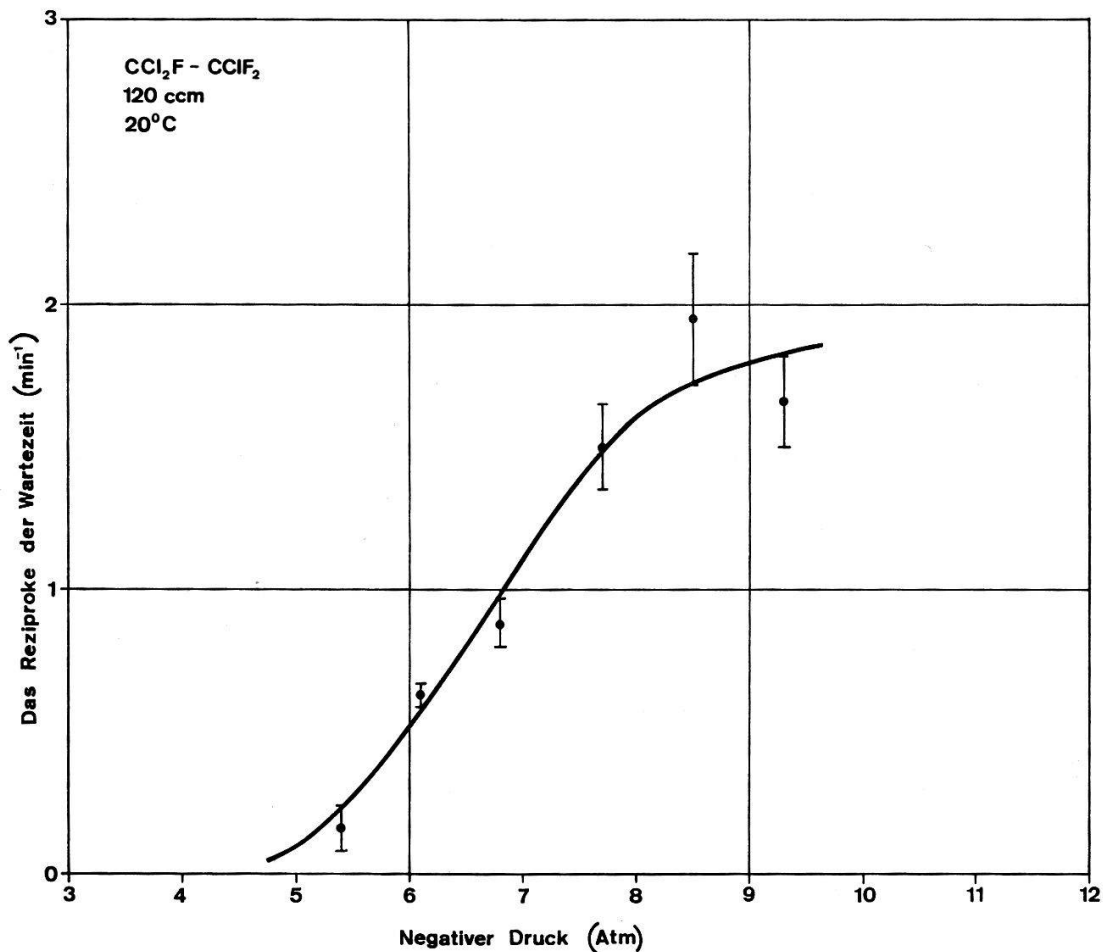
Freonkammer. a: Messung der kosmischen Neutronen über dem Erdboden. b: Messung des Untergrundes 40 m unter dem Erdboden.

Quellenneutronen überein. Aus dem Verlauf der differentiellen Intensität der kosmischen Neutronen ($E^{-1,6}$ für $E > 1$ MeV) und aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts lässt sich ein mittlerer Wirkungsquerschnitt von 0,4 barn für die durch kosmische Neutronen induzierten Kernspaltungen in Th²³² berechnen. Aus der gemessenen Zählrate bestimmt sich die Intensität der kosmischen Neutronen zu $(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ($E > 1$ MeV). In Tabelle 1 wird dieses Resultat mit Messungen anderer Autoren verglichen. Übliche Spaltungskammern sind Ionisationskammern, in welchen die Substanz als dünne Schicht auf der Kathode enthalten ist. Die Dicke der Schicht beträgt nur ca. 1 mg/cm², sodass die Kernfragmente aus der

Tabelle 1

Kosmische Neutronen in Freiburg, $E_n \geq 1$ MeV.

Messung	Intensität (sec ⁻¹ cm ⁻²)
Freonkammer	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
Thoriumkammer	$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
W. N. HESS und Mitarbeiter ^{a)}	$1,3 \cdot 10^{-2}$
^{a)} Hergeleitet aus den Kurven der Arbeit von W. N. HESS und Mitarbeiter [6].	



Figur 9

Effekt von $1,2 \cdot 10^{-5}$ Gramm Th²³² in der Freonkammer.

Schicht austreten können. Damit bleibt auch bei grossen Kammern die Menge der Substanz beschränkt (ca. 10 Gramm). In unserer Kammer ist die Menge der Substanz durch das Volumen der Kammer und durch die Löslichkeit des Salzes gegeben. Natürlich können flüssige Verbindungen, welche die Substanz enthalten, verwendet werden. In eine 1 Liter Kammer wurden leicht 230 Gramm Thorium (als Nitrat) gelöst. Leicht spaltbare Isotope sind meist auch α -aktiv. Bei den Ionisationskammern sind die Impulse der α -Zerfälle viel kleiner als diejenigen der Kernspaltung und können gegeneinander diskriminiert werden. Die gesamte α -Aktivität und somit die Substanzmenge darf aber nicht so gross sein, dass durch «pile up» von α -Impulsen Spaltungsimpulse simuliert werden. Im Falle der Rotationskammer existiert das «pile up»-Problem nicht, da das örtliche und zeitliche Auflösungsvermögen sehr gross sind ($\sim 1000 \mu$, $\sim 10^{-8}$ sec). Ein endlicher und unter Umständen messbarer Nulleffekt stellt die zweistufige Reaktion $(\alpha, n) - (n, f) = (\alpha, n, f)$ dar. Alphateilchen erzeugen in (α, n) -Reaktionen Neutronen, welche dann Fissionen in der Substanz induzieren. Die gesamte Anzahl der erzeugten Neutronen in der Sekundemultipliziert mit der Wahrscheinlichkeit der (n, f) -Reaktion gibt die Rate Z_α dieses Störeffektes:

$$Z_\alpha = \lambda_\alpha W_n \bar{\sigma}_{n,f} G^2 n_g \frac{\bar{l}}{V}. \quad (1)$$

Es bedeuten:

λ_α Zerfallskonstante der Alphaaktivität der Substanz, $\text{g}^{-1}\text{sec}^{-1}$

G Masse der aktiven Substanz in der Kammer

W_n Wahrscheinlichkeit der (α, n) -Reaktion

$\bar{\sigma}_{n,f}$ Mittlerer Wirkungsquerschnitt der (n, f) -Reaktion

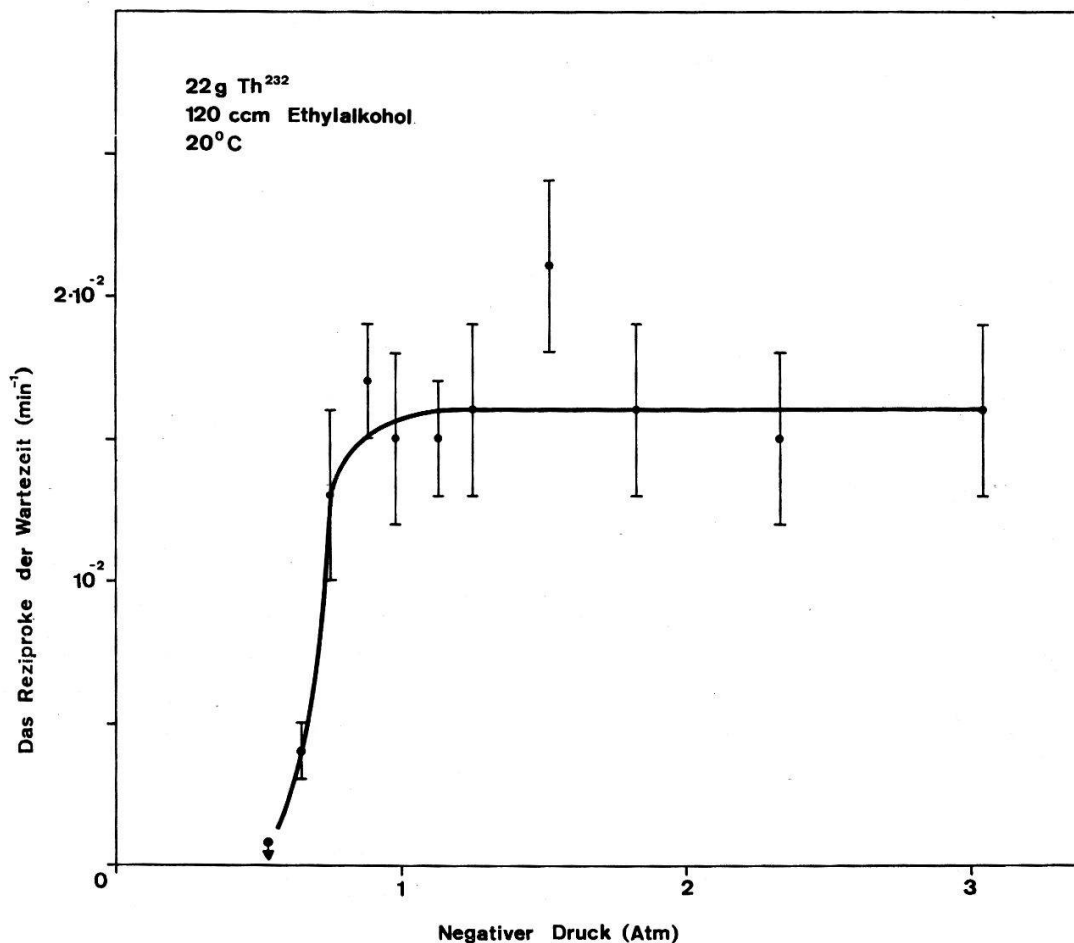
V Volumen der Kammer

n_g Zahl der Kerne in 1 g Substanz

$\bar{l}$ mittlere Länge der Neutronenbahnen in der Kammer

Für eine 1 Liter Kammer (20 cm Höhe, 8 cm Durchmesser) mit Äthylalkohol und Thorium ist $\bar{l} = 8,5$ cm; $w_n = 10^{-7}$ (hergeleitet aus Messungen mit den einzelnen Bestandteilen der Flüssigkeit [7]; $\lambda_\alpha = 4,1 \cdot 10^3 \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ und $\sigma_{n,f} = 0,2$ barn.

Die Zählrate der (α, n, f) Reaktionen ist proportional dem Quadrat der Menge der Substanz, da diese gleichzeitig Quelle und Target ist. Die Rate Z der Reaktion die man messen will, ist dagegen proportional zu G . Die Substanzmenge muss darum so klein gewählt werden, dass der (α, n, f) Effekt kleiner als der gesuchte Effekt ist. Z_α kann auch dadurch klein gehalten werden, indem die Flüssigkeit und die Geometrie der Kammer so gewählt werden, dass W_n und das Verhältnis $\bar{l}/V$ klein bleiben.



Figur 10

Spaltungskammer. Messung der kosmischen Neutronen in Freiburg.

Tabelle 2
Nulleffekt einer 1 Liter Thorium Kammer unter dem Erdboden ^{a)}

Menge Th ²³² (Gramm)	gesamte α -Aktivität (sec ⁻¹)	Zählrate $Z_{\alpha n, f}$ gemessen (sec ⁻¹)	b) berechnet (sec ⁻¹)	gemessene spez. Aktivität ^{c)} (g ⁻¹ sec ⁻¹)
228	$9,4 \cdot 10^5$	$(9 \pm 1) \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$(4,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$
58	$2,4 \cdot 10^5$	$(0,35 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$(0,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$

^{a)} Gemessen unter mehr als 40 m Fels.
^{b)} Berechnet aus Gleichung 1.
^{c)} Zählrate für ein Gramm Thorium.

Der Nulleffekt einer 1 Liter Kammer mit 228 und 58 Gramm Th²³² wurde unter dem Erdboden gemessen. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. Die gesamte Zählrate ergibt sich aus der spontanen und aus der durch Neutronen induzierten Kernspaltung. Bei der Messung mit 228 Gramm Th²³² dominiert der (α, n, f) Prozess, bei der Messung mit 58 Gramm können alle genannten Effekte einen wesentlichen Beitrag zur Zählrate leisten. Aus Tabelle 2 sieht man wie die Zählrate annähernd quadratisch und die spezifische Aktivität annähernd linear mit der Menge Thorium abnimmt. Die Zählraten sind gleichzeitig eine obere Grenze für den Effekt der Blasenbildung durch α -Rückstosskerne im Plateau der Kernspaltung. Der Nulleffekt der Kammer mit 228 Gramm Thorium entspricht 7 Ereignisse an einem Tag und bei der Kammer mit 58 Gramm Thorium ein Ereignis in 3,3 Tagen. Mit solchen Kammern kann man sehr kleine Neutronenflüsse messen.

2. Spontane Kernspaltung

Wir haben unseren Zähler dazu verwenden können einige Isotopen auf ihre Stabilität gegen spontane Kernspaltung zu untersuchen.

Thorium 232

Aus der Messung unter dem Erdboden mit der Thoriumkammer (58 Gramm Th²³²) ergibt sich eine untere Grenze für die Halbwertszeit der spontanen Kernspaltung von Th²³², nämlich

$$T_{1/2} > (1,0 \pm 0,3) 10^{21} \text{ Jahre.}$$

Das Th-Präparat enthielt weniger als 1 ppm Uran als Verunreinigung, so dass die spontane Kernspaltung von U²³⁸ eine 10mal kleinere Zählrate als die beobachtete ergeben sollte.

In Tabelle 3 sind die bekannten Messwerte zusammengestellt. Unser Ergebnis bestätigt die Messung von FLEROV und Mitarbeiter [10].

Uranium 230

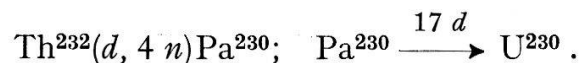
Der Störeffekt der (α, n, f) Reaktionen hängt bei unserer Kammer von der gesamten α -Aktivität und von der Wahrscheinlichkeit $W_f = \sigma_{n, f} G n_g \bar{l}/V$ (Gleichung 1) ab, dass die Neutronen Kernspaltungen induzieren. Bei der Messung der spontanen Kernspaltung von seltenen Isotopen werden oft sehr kleine Mengen verwendet. Die

Tabelle 3
Halbwertszeit von Th^{232} für die spontane Kernspaltung

Halbwertszeit (Jahre)	Referenz
$> 1,4 \cdot 10^{18}$	E. SEGRÈ [8]
$> 10^{20}$	A. V. PODGURSKAYA et al. [9]
$> 10^{21}$	G. N. FLEROV et al. [10]
$> (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{21}$	vorliegende Arbeit

Wahrscheinlichkeit W_f kann für solche kleine Quellen sehr gering sein, da die Konzentration der Kerne der Quelle in der Kammerflüssigkeit $G n_g/V$ klein ist und $\sigma_{n,f}$ für die schnellen Neutronen der (α, n) Reaktion nur einige barn beträgt. Es ist dann möglich, die spontane Kernspaltung auch in Anwesenheit einer sehr starken α -Aktivität, zu messen. Bei der Ionisationskammer dagegen ist bei zu hoher α -Aktivität die Messung nicht möglich, gleich wie gross die Menge der Quelle ist. Ein Beispiel ist unsere Messung von U^{230} . Die Quelle ($1,7 \cdot 10^{12}$ Kerne) hatte eine ziemlich starke α -Aktivität von 10^6 sec^{-1} . Die (α, n, f) -Rate wird $Z_\alpha < 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$.

Über die Halbwertszeit der spontanen Kernspaltung dieses Isotops waren nur theoretische Abschätzungen bekannt [16]: $T_{1/2} \sim 10^{11}$ Jahre. Die Quelle¹⁾ enthielt hauptsächlich U^{230} und wurde durch Beschiessen mit Deuteronen eines Th^{232} Targets hergestellt:



Die Quelle als Nitrat wurde in Äthylalkohol gelöst und mit einer 60 cm^3 Kammer gemessen. Während 12,7 Tagen wurden $6,3 \cdot 10^{-4}$ Gramm-Sekunden gemessen und ein Ereignis gezählt. Dies entspricht einer Halbwertszeit

$$T_{1/2} \geq 4 \times 10^{10} \text{ Jahre.}$$

Der Nulleffekt des Zählers und die induzierte Spaltung in U^{230} sind vernachlässigbar; die Messung wurde unter dem Erdboden durchgeführt. Der Messpunkt wurde im Plateau der Kernspaltung von U^{238} unter der Annahme gewählt, dass der kleine Energieunterschied der Spaltfragmente keine bedeutende Verschiebung des Plateau-einsatzes bedingt. Diese Annahme wurde experimentell mit Messungen der spontanen Kernspaltung von U^{238} und der durch Neutronen induzierten Spaltungen von Th^{232} bestätigt.

Uran 238

Obwohl die spontane Kernspaltung von U^{238} seit mehr als 20 Jahren untersucht wird, stimmen die verschiedenen Messwerte nicht gut überein, wie aus der Tabelle 4 hervorgeht.

Wir haben drei Messungen durchgeführt (Tabelle 5), die ersten zwei mit einer 140 cm^3 Methylacetat Kammer und die letzte mit einer 136 cm^3 Alkohol Kammer. In allen drei Messungen wurde natürliches Uranyl nitrat, $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, verwendet.

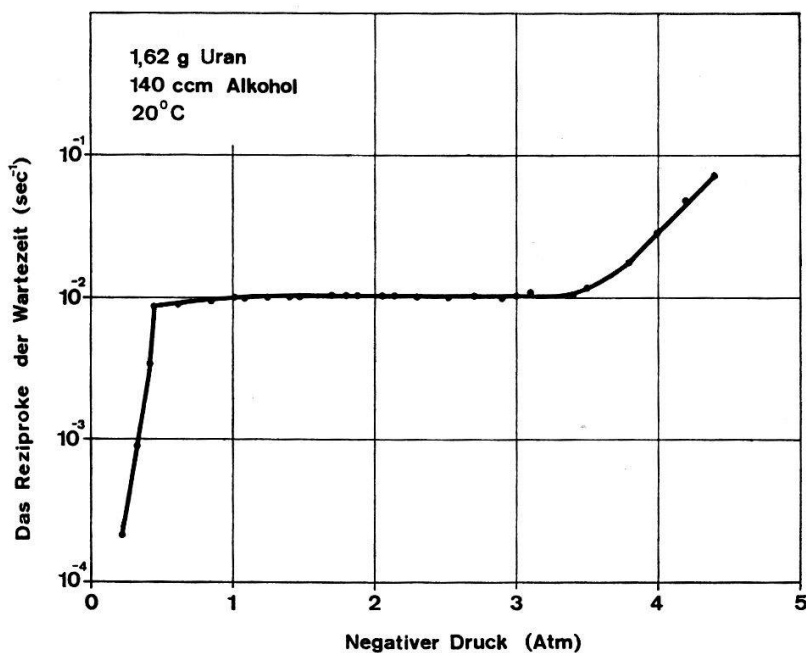
¹⁾ Die Quelle wurde uns von Dr. REINHARD BRANDT, CERN, freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Tabelle 4
Halbwertszeit von U^{238} für die spontane Kernspaltung

Halbwertszeit Jahre	Fehler	Referenz
$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{16}$	15%	N. A. PERFILOV [11]
$(0,80 \pm 0,03) \cdot 10^{16}$	3,5%	E. SEGRÈ [8]
$(0,58 \pm 0,05) \cdot 10^{16}$	9%	E. K. GERLING et al. [12]
$(0,65 \pm 0,03) \cdot 10^{16}$	5%	B. D. KYZ'MINOV et al. [13]
$(1,01 \pm 0,03) \cdot 10^{16}$	3%	R. L. FLEISCHER and P. B. PRICE [14]
$(0,89 \pm 0,10) \cdot 10^{16}$	11%	M. N. RAO and P. K. KURODA [15]
$(0,82 \pm 0,01) \cdot 10^{16}$	1,2%	vorliegende Arbeit

Tabelle 5
Messung der spontanen Fission von Uran 238

Messung	Gramm Uran 238	Zerfallskonstante ($g^{-1} sec^{-1}$)
1	1,66	$(6,70 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$
2	2,31	$(6,76 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$
3	0,531	$(6,75 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$
	Mittelwert	$(6,74 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$



Figur 11

Plateau der spontanen Kernspaltung von U^{238} .

Figur 11 zeigt die erste Messung. Nach einem ziemlich scharfen Einsatz steigt die Zählrate langsamer und bleibt nach 1,6 Atm konstant. Das langsame Ansteigen der Zählrate am Beginn des Plateaus ist im wesentlichen von dem fortschreitenden Empfindlichwerden der Flüssigkeit in den Kammerarmen verursacht. Am Ende des

Plateau beginnt der Einsatz der α -Rückstoskerne der α -Aktivität von Uran. Aus dem Mittelwert der drei Messungen ergibt sich für die Halbwertszeit

$$T_{1/2} = (0,823 \pm 0,010) 10^{16} \text{ Jahre.}$$

Unsere Messung steht in guter Übereinstimmung mit dem zweiten Wert der Tabelle 4.

Die Isotopen des natürlichen Urans stehen in den folgenden Gewichtsverhältnissen

$$\text{U}(238):\text{U}(235):\text{U}(234) = 141:1:0,007.$$

Für die Fissionszerfallskonstanten gilt annähernd:

$$\lambda_F(\text{U } 238):\lambda_F(\text{U } 235):\lambda_F(\text{U } 234) = 2:1:0,1.$$

Die Anwesenheit von Uran 235 wurde mit kleinen Korrekturen in den Berechnungen der Halbwertszeit berücksichtigt. Der Untergrund des Zählers (Flüssigkeit allein) und der α -Aktivität von Uran sind kleiner als 0,01%. Aus der bekannten Intensität der kosmischen Neutronen lässt sich abschätzen, dass der Untergrund der induzierten Fissionen in Uran kleiner als 2% sein soll. Messungen im Labor und unter dem Erdboden stimmen innerhalb des Fehlers von 2% überein.

Wir danken Herrn Dr. E. HUGENTOBLE und Herrn P. G. SEILER für wertvolle Diskussionen, Herrn H. JUNGO für die Konstruktion der Apparatur, Herrn Dr. B. WALTHARD für den Entwurf eines Teiles der Kontrollelektronik und Herrn D. GALLIKER für seine Hilfe bei Messungen. Den Verwaltungen der Kraftwerke Oberhasli und Hautrive, des Tunnel des Gr. St. Bernhard, danken wir herzlich für die freundliche Aufnahme, welche uns die Versuche unter dem Erdboden ermöglicht haben. Für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit sind wir Herrn Prof. Dr. O. HUBER zu Dank verpflichtet. Dem Schweizerischen Nationalfonds verdanken wir die Bereitstellung der finanziellen Mittel.

Literaturverzeichnis

- [1] B. HAHN und A. SPADAVECCHIA, *Nuovo Cim.* (im Druck).
- [2] B. HAHN, *Nuovo Cim.* 22, 650 (1961).
- [3] P. BASSI et al., *Nuovo Cim.* 10, 1148 (1959).
- [4] E. AMALDI, *Handb. Phys.* 38/2, 121.
- [5] D. J. HUGHES and J. A. HARVEY, *Neutron Cross Sections*, Brookhaven Nat. Lab. Upton N. Y.
- [6] W. N. HESS et al., *Geophys. Res.* 66, 665 (1961).
- [7] E. AMALDI, *Handb. Phys.* 38/2, 108.
- [8] E. SEGRÈ, *Phys. Rev.* 86, 21 (1952).
- [9] A. V. PODGUSKAYA et al., *Zh. eksp. teor. Fiz.* 28, 503 (1955).
- [10] G. N. FLEROV et al., *Soviet Phys. Dokl.* 3, 79 (1958).
- [11] N. A. PERFILOV, *Zh. eksp. teor. Fiz.* 17, 476 (1947).
- [12] E. K. GERLING et al., *Radiokhimiya* 1, 223 (1959).
- [13] B. D. KYZ'MINOV et al., *Zh. eksp. teor. Fiz.* 37, 406 (1959).
- [14] R. L. FLEISCHER and P. B. PRICE, *Phys. Rev.* 133, B 63 (1964).
- [15] R. N. RAO and P. K. KURODA, *Phys. Rev.* 147, 884 (1966).
- [16] W. J. SWIATECKI, *Phys. Rev.* 100, 937 (1955); V. E. VIOLA JR. and G. T. SEABORG, Report, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois.