

Über den Einfluß von Kohleabsorbern auf die Neutronenerzeugung in Blei durch kosmische Strahlung und die absolute Häufigkeit nuklearer Kaskaden in verschieden dicken Bleischichten

Von P. K. SEN CHAUDHURY * und G. PFOTZER

Aus dem Institut für Stratosphärenphysik im Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau a. Harz
(Z. Naturforsch. 14 a, 10–23 [1959]; eingegangen am 18. August 1958)

Bei der Filterung der kernaktiven Komponente der kosmischen Strahlung mit festen Absorbern wurden von verschiedenen Autoren Übergangsmaxima der Sternhäufigkeit in der photographischen Emulsion gemessen. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, wie weit ein Zusammenhang ähnlicher Übergangseffekte der lokalen Neutronenproduktion mit den obigen Befunden behauptet werden kann. Es ergab sich, daß ein stark ausgeprägtes Maximum der Neutronenzählraten, welches ebenso wie ein Maximum der Sternhäufigkeit unter 9 bis 11 cm Kohlenstoff auftritt, vollständig auf die Streuung der Verdampfungsneutronen am Absorber zurückgeführt werden kann. Eine echte Erhöhung der Neutronenproduktion innerhalb $\pm 5\%$ war nicht mehr nachweisbar. Die Intensität der Neutronen nimmt monoton mit der Schichtdicke, entsprechend einer Absorptionsschicht von $182 \pm 30 \text{ g/cm}^2$ ab.

Im Gegensatz hierzu wies die Abhängigkeit der integralen Häufigkeit nuklearer Kaskaden in verschieden dicken Bleischichten charakteristische Züge auf, welche auf einen realen Zusammenhang mit den Übergangseffekten hindeuten, die in Kernspurplatten als Maxima der differentiell gemessenen Sternhäufigkeit nachgewiesen wurden. — Durch Zählung von Neutronenkoinzidenzen konnte bei den Versuchen mit Kohleabsorbern der Störuntergrund entscheidend reduziert werden. Ferner erlaubte die simultane Zählung von Einzelneutronen und Koinzidenzen eine Absolutbestimmung der Kaskadenzahl in Blei ohne besondere Eichung der Zählanlage. Die nach dieser Methode ermittelte absolute Intensität der kernaktiven Komponente der K. S. stimmt mit den Angaben anderer Autoren befriedigend überein.

Die Messung der Intensität kernaktiver Teilchen in der kosmischen Strahlung erfolgt üblicherweise durch Auszählung von Kernprozessen, die im Material eines geeigneten Detektors in der Zeiteinheit ausgelöst werden. Bei der Filterung der Strahlung mit festen Absorbern wurden nun von verschiedenen Autoren^{1–20} Übergangseffekte beobachtet, d. h. Maxima der Häufigkeit von relativ energiearmen Kernprozessen (z. B. O_n -Sternen in Photoplatten^{1–11}) unter Schichtdicken, die etwa 0,1–0,2 mittleren

freien Weglängen (Kernstoßlängen) äquivalent waren (1. Maxima). Ferner wurden auch Anomalien des Absorptionsverlaufes unter größeren Schichtdicken gemessen (2. Maxima), die besonders bei Absorbern mit höherem Atomgewicht als von Stickstoff und Sauerstoff mehr oder weniger deutlich ausgeprägt^{6, 7, 11, 13, 14}, zum Teil aber auch unter Kohleabsorbern angedeutet waren^{11, 13}. Diese Befunde sind bis heute theoretisch noch nicht geklärt, selbst eine befriedigende quantitative Interpretation

* Gast des Institutes während eines Studienaufenthaltes in Deutschland, jetzt wieder am Presidency College Kalkutta, Indien.

Übergangseffekte:

a) Nachweis durch Zählung von Einzelspuren in der photographischen Emulsion

¹ W. HEITLER, C. F. POWELL u. H. HEITLER, Nature, Lond. **146**, 65 [1940].

b) Nachweis durch Zählung der Sterne in der photographischen Emulsion

² G. BERNARDINI, G. CORTINI u. A. MANFREDINI, Nuovo Cim. **5**, 511 [1948]; Phys. Rev. **74**, 845 [1948].

³ J. J. LORD u. M. SCHEIN, Phys. Rev. **75**, 1956 [1949].

⁴ M. M. SHAPIRO, B. STILLER, M. BIRNBAUM u. F. W. O'DELL, Phys. Rev. **83**, 455 [1951].

⁵ L. MALASPINA, M. MERLIN, O. PIERUCCI u. A. ROSTAGNI, Nuovo Cim. **7**, 145 [1950].

⁶ E. SCHOPPER, K. H. HÖCKER u. G. KUHN, Phys. Rev. **82**, 445 [1951].

⁷ E. SCHOPPER, K. H. HÖCKER u. E. RÖSSLE, Z. Naturforsch. **6 a**, 603 [1951].

⁸ G. BELLIBONI, L. FABRICHESI, L. DE MARCO u. M. MERLIN, Nuovo Cim. **8**, 574 [1951].

⁹ L. TOMASKOVA, Nature, Lond. **168**, 1005 [1951].

¹⁰ Z. H. TAKIBAEV, M. OSTUAKOV u. D. KAIDOV, Zh. eksper. teor. Fiz. **23**, 456 [1952].

¹¹ E. RÖSSLE u. E. SCHOPPER, Z. Naturforsch. **9 a**, 836 [1954].

c) Nachweis von Kernprozessen nach anderen Methoden

¹² K. H. LINDENBERGER u. P. MEYER, Z. Phys. **139**, 372 [1954].

¹³ G. KUHN u. E. SCHOPPER, Z. Naturforsch. **9 a**, 852 [1954].

¹⁴ C. BURCKHARDT, Helv. Phys. Acta **29**, 533 [1956].

d) Messungen lokal erzeugter Neutronen

¹⁵ J. A. SIMPSON u. R. B. URETZ, Phys. Rev. **90**, 44 [1953].

¹⁶ S. B. TREIMAN u. W. FONGER, Phys. Rev. **85**, 364 [1952].

¹⁷ K. HOGREBE, Z. Naturforsch. **7 a**, 772 [1952].

¹⁸ H. REICH, Z. Naturforsch. **10 a**, 914 [1955].

¹⁹ G. PFOTZER u. H. M. WEISS, Naturwiss. **41**, 107 [1954].

²⁰ H. M. WEISS, Z. Naturforsch. **10 a**, 21 [1955].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

der weniger ungewöhnlichen ersten Maxima steht noch aus (RÖSSLE und SCHOPPER¹¹).

Soweit es sich um einen Übergang von Luft in einen Absorber mit höherem Atomgewicht handelt, weiß man, daß die Multiplizität der Verdampfungs-Nukleonen ansteigt. Es ist daher auch die Annahme von DALLAPORTA et al.²¹ naheliegend, daß die Multiplizität noch reaktionsfähiger Sekundärteilchen und damit die Zahl der Kernprozesse zunächst ebenfalls ansteigt, bis sich ein neues Strahlungsgleichgewicht eingestellt hat.

Dagegen, oder zumindest gegen die erhöhte Multiplizität der kernaktiven Sekundärteilchen als alleinige Ursache, scheinen aber vorläufig noch die Maxima zu sprechen, welche unter Kohlenstoff auftraten, obwohl in diesem Falle die Atomgewichte der beiden aneinandergrenzenden Medien praktisch gleich sind.

Maxima der Sternhäufigkeit in Photoplaten unter Kohlenstoff wurden erstmalig von SCHOPPER et al.^{6, 7, 11, 13} gemessen, und zwar unter 16 cm Schichtdicke eines Absorbers, in dem die Teilchenwege für die verschiedenen Positionen der Meßplatten jeweils annähernd von der Einfallsrichtung unabhängig waren (sog. \cos^2 -Form), bzw. unter 9 cm eines ebenen Absorbers. Dieser Einfluß der Geometrie ist nach RÖSSLE und SCHOPPER¹¹ unabhängig von speziellen Deutungsversuchen verständlich.

LINDENBERGER und MEYER¹² fanden dagegen ein Maximum der Häufigkeit von Kernprozessen im Füllgas einer Hochdruck-Ionisationskammer unter etwa 22 cm eines ebenen Kohleabsorbers und glaubten, dies als eine Bestätigung des Maximums deuten zu können, das von RÖSSLE und SCHOPPER¹¹ unter 16–20 cm mit der \cos^2 -Geometrie gemessen wurde.

Ferner wurde noch von PFOTZER und WEISS¹⁹ über ein Maximum der Zählrate von Neutronen aus einer Bleiplatte berichtet, das unter 9 cm Schichtdicke eines ebenen Kohlenstoff-Absorbers auftritt. Die von WEISS²⁰ durchgeführte Analyse der Messungen schien damals den Schluß zu rechtfertigen, daß nach Anwendung der im einzelnen diskutierten Korrekturen ein Maximum bestehen bleibt, das auf einer echten Zunahme der Neutronenproduktion beruht.

Wir berichten nun im Abschnitt A über weitere Messungen zu diesen Problemen, die hinsichtlich des

Übergangseffektes der Neutronenproduktion unter Kohlenstoff zu einer Revision der obigen Auffassung geführt haben.ⁿ

In Abschnitt B werden Absolutbestimmungen der Häufigkeit von nuklearen Kaskaden in Blei beschrieben, welche nach einer neuartigen Methode ausgeführt wurden. Die dabei gefundenen Abweichungen von einem exponentiellen Absorptionsgesetz der auslösenden Strahlung stehen im Einklang mit der Form der Übergangskurven für die Sternhäufigkeit in Blei, die von SCHOPPER et al.^{6, 7, 11, 13} gemessen wurden.

A. Neutronenerzeugung in einer Bleiplatte unter Kohlenstoff

1. Messung der Einzelneutronen

In Fortführung der von WEISS²⁰ begonnenen Versuche über die Beeinflussung der Neutronenerzeugung in einer Bleiplatte durch Filterung der erzeugenden Strahlung mit Kohlenstoff wurde zunächst die in Abb. 1

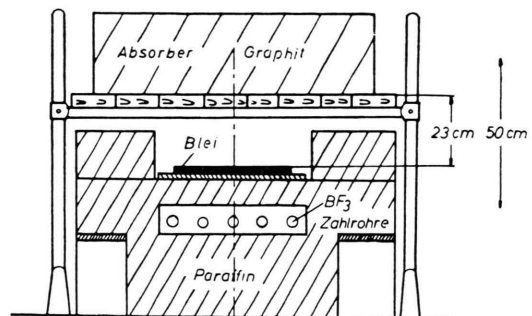


Abb. 1. Anordnung zur Messung der Neutronenerzeugung in einer Bleischicht von $2 \times 40 \times 100 \text{ cm}^3$ unter einem Kohleabsorber (Dichte $1,6 \text{ g/cm}^3$) durch Zählung von Einzelneutronen.

skizzierte Anordnung benützt. Der Nachweis der im Blei erzeugten Neutronen erfolgte mit 5 parallel geschalteten BF_3 -Zählrohren (Fabrikat Wood, G-15, 34 A, 38 mm ϕ , 86 cm eff. Länge, 45 cm Hg, 96-proz. angereichertes B_{10} , α -Plateau, 300 Volt, Cd-Untergrund 0,7/min), die in einen Paraffinblock als Moderator eingebettet waren. Mit 8 cm Paraffin zwischen der Bleiplatte und den Zählrohren wurde eine optimale Zählrate für die Neutronen aus dem Blei erzielt. Über der Bleiplatte konnte ein Kohleabsorber auf einer Holzplattform (4 cm starke Bretter) aufgeschichtet werden. Diese Anordnung unterschied sich von der früheren vor allem durch eine 10-mal so hohe Zählrate und einen von 2 cm auf 23 cm vergrößerten Abstand zwischen dem Detektorblei und dem Absorber²².

durch Änderung dieses Abstandes einzufügen. Auf Grund der hier beschriebenen Ergebnisse wurde aber diese Zielsetzung gegenstandslos.

²¹ N. DALLAPORTA, M. MERLIN u. G. PUPPI, Nuovo Cim. 7, 99 [1950].

²² Es war ursprünglich beabsichtigt, verschieden große Luftstrecken (Zerfallsstrecken für etwaige instabile Teilchen)

Zur Bestimmung der Neutronenerzeugung in den Bleiplatten wurde zunächst wieder die Zählrate $N(x)$ mit eingeschobenem Detektorblei und anschließend jeweils diejenige ohne Blei $n(x)$ unter verschiedenen Schichtdicken x des Kohleabsorbers gemessen. Die beiden Werte enthalten jeweils Beiträge mehrerer Komponenten. Es ist:

$$n(x) = n_{\infty}(x) + n_A(x) + n_{Pa}(x) + n_{Cd}, \quad (1)$$

wobei mit $n_{\infty}(x)$, $n_A(x)$, $n_{Pa}(x)$ Anteile bezeichnet sind, die Neutronen aus der Luft, aus dem Absorber und aus dem Paraffinmoderator entsprechen und n_{Cd} den Nulleffekt der Zählrohre (Cadmiumuntergrund) darstellt. $N(x)$ enthält außer Komponenten gleicher Herkunft noch den Anteil $S'(x)$, der im Bleistrahler erzeugten Neutronen. Von $n_{\infty}(x)$ und $n_A(x)$ wird ein gewisser Bruchteil k im Blei absorbiert oder gestreut, während n_{Cd} durch die Bleiplatte nicht beeinflusst wird. Das gilt, wie wir annehmen, in erster Näherung auch für $n_{Pa}(x)$, weil die Absorption der neutronenerzeugenden Strahlung in Blei zu einem großen Teil durch die Reflexion der im Paraffin erzeugten Neutronen am Blei kompensiert wird. Es folgt somit:

$$N(x) = S'(x) + n_{\infty}(x) + n_A(x) - k[(n_{\infty}(x) + n_A(x))] + n_{Pa}(x) + n_{Cd} \quad (2)$$

und mit (1)

$$S'(x) = N(x) - n(x) + k[(n_{\infty}(x) + n_A(x))]. \quad (3)$$

Von den aus dem Blei in den oberen Halbraum emittierten Neutronen wird eine gewisse Anzahl am Absorber zurückgestreut und trägt ebenfalls zu $S'(x)$ bei. Da dieser Anteil von x abhängt, ist $S'(x)$ noch nicht der gesuchten Erzeugungsquote $S(x)$ der Neutronen in der Bleischicht proportional und muß auf konstante Reflexionsbedingungen reduziert werden.

Mit einem Streufaktor $r(x)$, der durch

$$r(x) \cdot S'(x) = S(x) \quad (4)$$

definiert ist, folgt schließlich:

$$S(x) = \frac{1}{r(x)} \{N(x) - n(x) + k[n_{\infty}(x) + n_A(x)]\}. \quad (5)$$

Die Faktoren k und $r(x)$ wurden in mehrfach beschriebener Weise^{19, 21} mittels einer Ra-Be-Neutronenquelle bestimmt. $r(x)$ nimmt von $x=0$ an zunächst rasch zu und nähert sich unter 12–15 cm Kohlenstoff einem Sättigungswert, der auf 1 normiert wurde. k ist von der Schichtdicke x praktisch

unabhängig. Wir fanden für die Anordnung nach Abb. 1 $k=0,092$. Zur Ermittlung der Komponenten in der eckigen Klammer wurde zunächst n_{∞} für $x=0$ bestimmt. Dies erfolgte durch Abdeckung einer Fläche über der Meßanordnung von $3 \times 2,5 \text{ m}^2$ mit 0,4 mm Cadmiumblech und einer 28 cm starken Paraffinschicht. Dadurch wurde $n(0) - n_{Cd}$ um 47,6% reduziert. Da in der gleichen Schicht 78,6% der Neutronen von einer Ra-Be-Quelle absorbiert wurden (gemittelt über verschiedene Positionen der Quelle in etwa 70 cm Abstand über dem Absorber), nahmen wir an, daß dieses Absorptionsvermögen annähernd auch für die Luftneutronen gilt, woraus

$$n_{\infty} = [n(0) - n_{Cd}] \frac{0,476}{0,786} = 0,606 [n(0) - n_{Cd}]$$

folgt und mit (1) und $n_A(0) = 0$

$$n_{Pa} = 0,394 [n(0) - n_{Cd}].$$

Wir setzen ferner voraus, daß die Neutronenerzeugung im Paraffin prozentual höchstens ebenso stark wie diejenige in der Bleischicht durch den Kohleabsorber reduziert wird und näherungsweise durch

$$n_{Pa}(x) = n_{Pa}(0) e^{-x/\lambda_c}$$

dargestellt werden kann. λ_c wurde durch Iteration der Absorptionslänge angenähert, die wir schließlich für die Abhängigkeit der Neutronenerzeugung in der Bleischicht für diese Geometrie ermittelten ($\lambda_c = 260 \text{ g/cm}^2$). Damit folgt nun

$$n_{\infty}(x) + n_A(x) = n(x) - n_{Pa}(0) e^{-x/\lambda_c} - n_{Cd}.$$

Die auf diese Weise abgeschätzten Komponenten des Untergrundes $n(x)$ sind zusammen mit $N(x)$ und $n(x)$ in Abb. 2 als Funktion der Schichtdicke eingezeichnet, während $S'(x)$ und $S(x)$ in Abb. 3 zusammen mit $1/r(x)$ dargestellt sind. Für jeden Meßpunkt wurden durchschnittlich 10^5 Zählstöße registriert und eine Barometerkorrektur von $-10,2\%$ pro cm Hg berücksichtigt. Aus der Streuung der Werte, die für die einzelnen Punkte an verschiedenen Tagen gewonnen wurden, folgt jedoch eine wahrscheinliche Fehlerbreite für die Bruttowerte zwischen $\pm 0,7$ und $\pm 1,2\%$, die sich mit einem Faktor 3,3 auf die Differenz überträgt.

Ergebnis

Die Abhängigkeiten der direkt gemessenen Werte und der einzelnen Komponenten des Untergrundes von der Absorberdicke x stimmen qualitativ mit

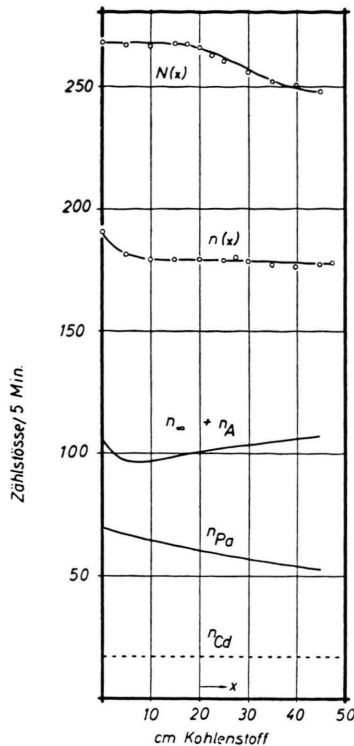


Abb. 2. Zählraten der Neutronen, gemessen mit einer Anordnung nach Abb. 1. $N(x)$ mit Bleischicht, $n(x)$ ohne Bleischicht. Komponenten von $n(x)$: $n_\infty(x)$ = Neutronen aus der Luft, $n_A(x)$ = Neutronen aus dem Kohleabsorber, $n_{Pa}(x)$ = Neutronen aus dem Paraffinmoderator, n_{Cd} = Cadmiumuntergrund.

dem von WEISS diskutierten Verlauf überein. Das Maximum der Differenz $S'(x)$ (Abb. 3 a) war jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt und auch der Reflexionsfaktor $1/r(x)$ wurde kleiner gefunden als bei den früheren Messungen. Letzteres ist bei dem größeren Abstand zwischen Bleischicht und Absorber auch zu erwarten, weil sich die Streuung der Neutronen weniger stark auswirkt. Tatsächlich war aber in diesem Falle der Anstieg der Zählrate bis zum Maximum und der Abfall des Streufaktors $1/r(x)$ vollkommen komplementär, so daß kein Rest eines Maximums für $S(x)$ bestehen blieb. Wie Abb. 3 a zeigt, entspricht die Übergangskurve einem einfachen Absorptionsgesetz.

Diese Diskrepanz gegenüber dem früheren Ergebnis konnte nun einerseits durch den vergrößerten Abstand zwischen Detektorplatte und Absorber bedingt sein. Andererseits waren jedoch in beiden Fällen die Fehlermöglichkeiten der Methode in Betracht zu ziehen, nach der das Endresultat als Diffe-

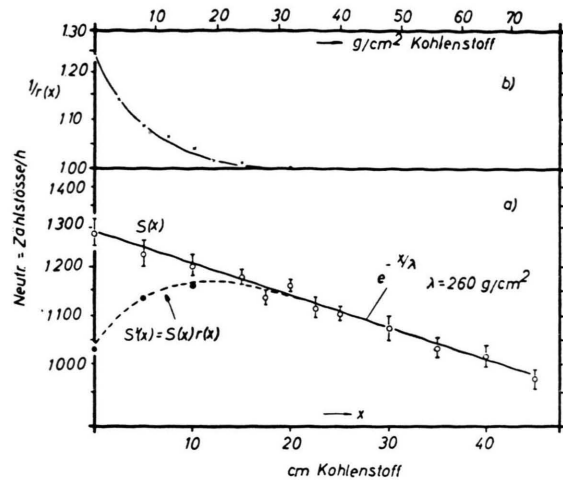


Abb. 3. a) $S'(x)$ = Zählrate von Neutronen aus der Bleischicht (Geometrie nach Anordnung 1). $S(x) = S'(x)/r(x)$ = Zählrate, proportional der effektiven Neutronenerzeugung in Blei. — b) Korrekturfaktor $1/r(x)$, welcher die Rückstreuung im Blei erzeugter Neutronen am Kohleabsorber berücksichtigt.

renz gegen einen 3-mal so hohen heterogenen Untergrund gewonnen werden muß und eine wesentliche Korrektur gerade im kritischen Absorberbereich von Einfluß ist.

Zur Überprüfung dieser Fragen wurde nun ein weiterer, im folgenden Abschnitt beschriebener Versuch ausgeführt, bei dem der Untergrund auf weniger als 10% der Differenz reduziert werden konnte und das Ergebnis somit praktisch nicht mehr beeinflusste.

2. Nachweis der Kernprozesse in der Bleipatte durch Messung von Neutronenkoinzidenzen

Der Meßmethode lag folgende Überlegung zugrunde: Bei Verwendung eines Indikators aus schwerem und eines Absorbers aus leichtem Material ist die Multiplizität der Verdampfungsneutronen in den beiden Medien stark verschieden. Wenn man daher verlangt, daß von einem Kernprozeß mindestens zwei Neutronen nachgewiesen, also Neutronen-Koinzidenzen gezählt werden, so überwiegt die Zählrate der Koinzidenzen aus dem schweren Material bei weitem.

Ferner gelangen von den Kernprozessen in Luft praktisch nur einzelne Neutronen in die Zählrohrlage, so daß eine entscheidende Reduktion des Untergrundes erwartet werden konnte.

Die benützte Meßanordnung ist in Abb. 4 skizziert. Die Zählrohre im Paraffinmoderator wurden

eng zusammengelegt und der Kohleabsorber unmittelbar auf die Bleiplatte geschichtet, um die Geometrie möglichst weitgehend an die der Weisssschen Anordnung anzugleichen. Wie in Abb. 4 angedeutet ist, wurden die nicht benachbarten Zählrohre parallel geschaltet und die Zählstöße in beiden Gruppen über getrennte Verstärker einer Koinzidenzanordnung zugeführt.

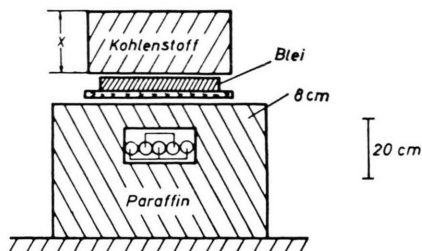


Abb. 4. Anordnung zur Messung der Neutronenerzeugung in einer Bleischicht von $5 \times 40 \times 100 \text{ cm}^3$ unter einem Kohleabsorber durch Zählung von Neutronen-Koinzidenzen.

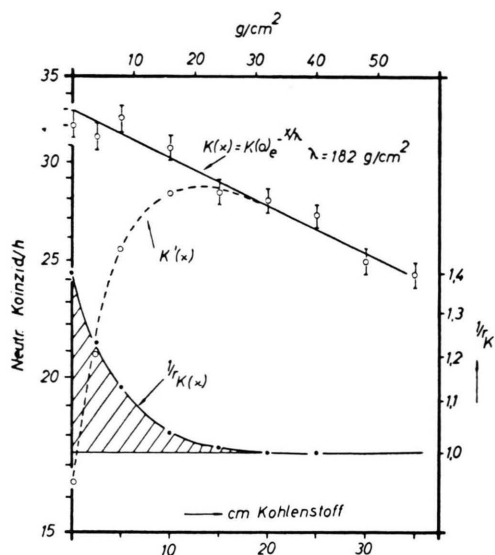


Abb. 5. Unmittelbar gemessene Zählrate der Koinzidenzen $K'(x)$ von Neutronen aus der Bleischicht und reziproker Reflexionsfaktor $1/r_K(x)$, bezogen auf die Meßanordnung nach Abb. 4. — $K(x) = K'(x)/r_K^2(x)$ stellt die Zählrate dar, welche der effektiven Neutronenerzeugung in der Bleischicht proportional ist.

Da die Neutronen im Moderator eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 155 \mu\text{sec}$ ^{22, 24} aufweisen, sind prompte Koinzidenzen unwahrscheinlich. Die Koinzidenz-Anordnung wurde daher nach COCCONI-TONGIORGI²³ in der Weise geschaltet, daß nach Anspre-

chen des ersten Neutrons nach $6 \mu\text{sec}$ Verzögerung ein Gate für die Dauer von $240 \mu\text{sec}$ für die Registrierung des zweiten Neutrons geöffnet wurde. Das Eintreffen weiterer Neutronen während der Öffnungsdauer blieb unwirksam, so daß ein Ereignis das Eintreffen von mindestens 2 Neutronen von einem Kernprozeß anzeigte. Die Verzögerung von $6 \mu\text{sec}$ verhinderte eine Registrierung prompter Koinzidenzen, die durch teilchenreiche Elektronenschauer aus dem Blei hervorgerufen werden konnten.

Als Indikator für die neutronenauslösenden Teilchen wurde in diesem Falle eine 5 cm starke Bleischicht mit einer Grundfläche von $40 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$ benützt, um eine möglichst hohe Koinzidenzhäufigkeit zu erzielen. Da bei Beginn dieses Versuches bereits ein Standard-Monitor für die Registrierung der nuklearen Komponente in Gang war, konnten die gemessenen Werte unmittelbar auf konstantes Strahlungsniveau reduziert werden.

Die Zählrate ohne Bleischicht, also der Gesamtuntergrund, war erwartungsgemäß niedrig und praktisch unabhängig von der Dicke des Kohleabsorbers. Sie betrug $1,80 \pm 0,05 \text{ Ko/h}$. Die Zählrate $K'(x)$ mit Bleischicht, abzüglich des Untergrundes, ist in Abb. 5 als Funktion der Absorberdicke aufgetragen. Sie steigt nahezu um einen Faktor 2 an und erreicht ein Maximum unter etwa 11 cm Kohle. (Gestrichelte Kurve.) Nun ist aber die Wahrscheinlichkeit, daß eine Koinzidenz registriert wird, $\sim m^2$, wenn m die Zahl der Neutronen bezeichnet, welche die Zähl-anordnung treffen. m wird nun durch die Reflexion der aufwärts emittierten Neutronen am Kohleabsorber auf $m' = r(x)m$ erhöht, d. h. aber, daß die Koinzidenzrate $\sim r^2(x)$ ansteigt. Wir erhalten also in diesem Falle die gesuchte, von der Streuung unabhängige Funktion $K(x)$, indem wir $K'(x)$ durch $r^2(x)$ dividieren.

$1/r(x)$, das für die zweite Anordnung wieder mit Hilfe einer Ra-Be-Neutronenquelle bestimmt wurde, ist in Abb. 5 ebenfalls gegen die gleiche logarithmische Ordinatenenteilung aufgetragen wie die übrigen Punkte. Man erkennt unmittelbar, daß die Addition der doppelten Ordinate von $\lg[1/r(x)]$ zu $\lg[K'(x)]$ das Maximum wieder vollkommen aufhebt und die Punktfolge von $\lg[K(x)]$ innerhalb der Meßgenauigkeit durch eine Gerade darstellbar ist. Diese Gerade, welche den gemessenen Punkten am besten angepaßt ist, entspricht einer mittleren Absorptionslänge von $182 \pm 30 \text{ g/cm}^2$, die im Rah-

²³ V. COCCONI-TONGIORGI, Phys. Rev. **76**, 517 [1949].

men der Meßgenauigkeit befriedigend mit dem von BARTON et al.²⁴ angegebenen Wert von 166 ± 8 g pro cm^2 übereinstimmt. Den höheren Wert der scheinbaren Absorptionslänge nach dem unter 1) beschriebenen Versuch führen wir darauf zurück, daß in diesem Fall die Bleiplatte nicht unmittelbar an den Absorber angrenzte und daher relativ mehr Teilchen zur Neutronenerzeugung im Indikator beitrugen, die den Absorber nicht durchsetzt hatten, als im zweiten Fall.

Im ganzen scheinen uns aber die Ergebnisse der beiden Versuche nun eindeutig dafür zu sprechen, daß das Maximum der Neutronenzählraten allein durch die Reflexion der Verdampfungsneutronen am Absorber erklärt werden kann. Die Quellstärke der mit dieser Methode erfaßten Neutronen weist demnach kein Maximum auf, d. h., die mit der Kernspurplatten-Technik erzielten Ergebnisse ließen sich so nicht bestätigen.

Für die Aufklärung des Sternmaximums unter Kohlenstoff scheint uns aber doch von Bedeutung zu sein, daß es unter der gleichen Schichtdicke des ebenen Absorbers beobachtet wurde wie das Maximum der unkorrigierten Neutronenzählrate. Es drängt sich daher die Vermutung auf, daß die Rückstreuung kernaktiver Teilchen von ähnlichem Einfluß ist wie die Rückstreuung der Verdampfungsneutronen. Unter diesem Gesichtspunkt wäre z. B. die Frage zu überprüfen, ob in Kernspurplatten auch ein Maximum der Sternhäufigkeit auftritt, wenn diese auf Kohleplatten verschiedener Dicke exponiert werden. Damit nicht von vornherein ein Sättigungswert der Reflexion an der übrigen Materie unter den Meßplatten erreicht wird, müßten die Kohleplatten in einiger Entfernung vom Boden fixiert werden. Ein solches Experiment, das unseres Wissens bisher noch nicht ausgeführt wurde, wäre zumindest geeignet, den angedeuteten Zusammenhang gegebenenfalls auszuschließen.

B. Über die Auslösung von Kernprozessen in verschieden starken Bleischichten

1. Vorbemerkungen

Die Messung differentieller Übergangskurven nach der in A2 beschriebenen Koinzidenzmethode ist bei Absorbern aus schwerem Material nicht mehr zweck-

mäßig, weil in diesem Falle die Neutronenerzeugung pro Kernprozeß im Absorber- und Detektormaterial praktisch gleich groß wird.

Die Neutronenintensität aus dem Absorber nimmt daher mit zunehmender Schichtdicke rasch zu, so daß der Unterschied zwischen den Zählraten mit und ohne Detektorschicht sehr bald im Fehlerbereich der Bruttowerte untergeht. Wir haben daher zur Untersuchung des Übergangseffektes in Blei eine modifizierte Methode angewandt, über die der eine von uns an anderer Stelle kurz berichtet hat²⁵. Damit konnte unabhängig von der Geometrie der Anordnung und von der Streuung im Blei erzeugter Neutronen die integrale absolute Häufigkeit von nuklearen Kaskaden als Funktion der Schichtdicke mit ungeeichten Zählrohren bestimmt werden.

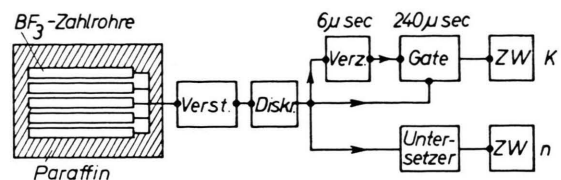


Abb. 6. Blockschema der Apparatur für die gleichzeitige Registrierung von einzelnen Neutronen n und Neutronen-Koinzidenzen K (s. Text).

Das Meßverfahren selbst ist an sich nicht neu. Es beruht auf der simultanen Zählung von Einzelneutronen und Koinzidenzen (vgl. z. B. COCCONI et al.^{26,27} oder GEIGER²⁸). Doch wurde unseres Wissens bisher kein direkter Gebrauch von dem oben erwähnten Informationsgehalt einer solchen Messung gemacht.

2. Meßanordnung

Das Blockschema der Elektronik ist in Abb. 6 dargestellt. Die 5 BF_3 -Zählrohre sind nunmehr parallel an einen Proportionalverstärker mit nachfolgendem Diskriminator angeschlossen. Das von einem Neutron herührende Signal wird stets im n -Kanal registriert und öffnet mit $6 \mu\text{sec}$ Verzögerung das Gate des K -Kanals. Wenn nun zwischen 6 und $246 \mu\text{sec}$ nach Eintreffen des ersten Neutrons weitere Neutronen ansprechen, so wird dieses Ereignis als Koinzidenz registriert.

Unter diesen Verhältnissen betrug die Zahl zufälliger Koinzidenzen ($n^2 t_3$, n = Zählrate der Einzelneutronen $t_3 = 240 \mu\text{sec}$), die nicht auf Neutronenschauer zurückzuführen waren, im ungünstigsten Falle 5% und wurden zum größten Teil noch bei der Subtraktion des Null-

²⁴ B. C. BARTON, E. P. GEORGE u. A. C. JASON, Proc. Phys. Soc., Lond. A **64**, 175 [1951].

²⁵ G. PFOTZER, Phys. Verhandl. **9**, 19 [1958].

²⁶ G. COCCONI, V. COCCONI-TONGIORGI u. M. WIDGOTT, Phys. Rev. **79**, 768 [1950].

²⁷ G. COCCONI u. V. COCCONI-TONGIORGI, Phys. Rev. **84**, 29 [1951].

²⁸ G. GEIGER, Canad. J. Phys. **34**, 288 [1956].

effektes (Koinzidenzen ohne Blei) eliminiert. Eine weitere Korrektur für zufällige Koinzidenzen war daher nicht erforderlich.

3. Methode

Bezeichnen wir nun mit n bzw. K die Zahl der Fälle, in denen die Anordnung bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit ε mindestens auf eines, bzw. auf mindestens zwei Neutronen einer Kaskade anspricht, so gilt nach COCCONI-TONGIORGI²³

$$K/n = [1 - e^{-\bar{\nu} \varepsilon}] f_g; \quad (6)$$

hierbei ist $\bar{\nu}$ die mittlere Multiplizität²⁹ der Verdampfungsneutronen, die durch die Wechselwirkung eines kernaktiven Teilchens im ganzen Bleiblock gebildet werden und f_g ein Faktor, welcher berücksichtigt, daß für die Registrierung von mehr als einem Neutron pro Kaskade nur eine begrenzte Zeit zur Verfügung steht (Länge des Gate-Impulses).

Mit Gl. (6) läßt sich nach COCCONI-TONGIORGI²³ die mittlere Multiplizität $\bar{\nu}$ berechnen, wenn ε auf Grund anderweitiger Eichungen mit einer Neutronenquelle bekannter Ergiebigkeit bestimmt wird. Unter ε ist hier die Wahrscheinlichkeit zu verstehen, daß Neutronen, die im Bleiblock erzeugt werden und deren Bewegungsrichtungen ursprünglich isotrop verteilt sind, in der Zählordnung ein Signal auslösen. ε hängt also nicht nur von der eigentlichen Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre ab, sondern auch von der speziellen Geometrie der Gesamtanordnung (Raumwinkelbeziehungen, Streuung und Absorption der Neutronen, vgl. Anhang).

Aus folgender Überlegung geht nun hervor, daß ε aus Gl. (6) eliminiert und damit eine Beziehung für die absolute Anzahl von Initialprozessen gewonnen werden kann, welche im dichten Material nukleare Kaskaden auslösen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß von solchen Prozessen, die durchschnittlich zur Auslösung von $\bar{\nu}$ Neutronen führen, jeweils mindestens ein Neutron gezählt wird, ist $(1 - e^{-\bar{\nu} \varepsilon})$, woraus

$$n = N(1 - e^{-\bar{\nu} \varepsilon}) \quad (7)$$

folgt, wenn N die Anzahl der Kaskaden in der Zeiteinheit bedeutet. Berücksichtigen wir nun, daß $\varepsilon \nu$

bzw. $\varepsilon(\nu - 1) f_g$ bei der benützten Zählordnung sicher $< 0,1$ ist, so können wir die Exponentialglieder in (6) und (7) durch lineare Näherungen ersetzen und erhalten nach Division von (6) durch n und Auflösung für N

$$N = \frac{n^2}{K} \left(\frac{\nu - 1}{\nu} \right) f_g. \quad (8)$$

Der Faktor f_g läßt sich wie folgt ableiten: Ein Neutronenschauer werde zur Zeit $t = 0$ ausgelöst. Das erste Neutron möge zur Zeit $t = t_1$ ansprechen und zur Zeit $t = t_2$ die Öffnung des Gates verursachen, das zur Zeit $t = t_3$ wieder geschlossen wird. Dann werden nur solche Ereignisse als Koinzidenz registriert, bei denen weitere Neutronen im Zeitintervall $(t_3 - t_2)$ ansprechen. Da nun ε auf den Fall bezogen ist, daß die mittlere Lebensdauer der Neutronen im Moderator τ ist und daß keine apparative Zeitbeschränkung für die Auslösung eines Signals vorliegt, muß die Ansprechwahrscheinlichkeit für die zweiten und weiteren Neutronen mit dem Faktor

$$f_g = \int_{t=t_2}^{t=t_3} e^{-t/\tau} \frac{dt}{\tau} \quad (9)$$

reduziert werden. Mit $t_2 - t_1 \equiv \Delta t_2$ und $t_3 - t_2 \equiv \Delta t_3$ folgt zunächst

$$f_g = e^{-t_1/\tau} (1 - e^{-\Delta t_3/\tau}) e^{-\Delta t_2/\tau}. \quad (9')$$

Δt_2 , die eingestellte Verzögerung zur Vermeidung prompter Koinzidenzen und die Öffnungsdauer des Gates Δt_3 sind bekannt. Für t_1 ist ein Mittelwert einzusetzen, der wie folgt abgeschätzt werden kann: Angenommen, es wird bei einem Kernprozeß nur ein einziges Neutron erzeugt, dann wird dieses, wenn überhaupt, durchschnittlich innerhalb der mittleren Lebensdauer τ einen Zählstoß auslösen. Werden aber gleichzeitig $\bar{\nu}$ Neutronen erzeugt, so verkürzt sich diese Erwartungsdauer auf $\tau/\bar{\nu}$. Wir können daher angenähert $t_1 \approx \tau/\bar{\nu}$ setzen. Da $\bar{\nu}$ in Blei von der Größenordnung 10 ist, gilt auch noch: $e^{-t_1/\tau} = e^{-1/\bar{\nu}} \approx (\nu - 1)/\nu$. Setzen wir diesen Wert in (9') ein, ferner $\tau = 155 \mu\text{sec}$, $t_2 = 6 \mu\text{sec}$ und $t_3 = 240 \mu\text{sec}$, so erhalten wir schließlich mit (8) und (9')

$$N = 0,75 \frac{n^2}{K} \left(\frac{\nu - 1}{\nu} \right)^2. \quad (8')$$

was bei ganzzahligem ν einer Normierung $\sum_{\nu=1}^{\infty} H(\nu) = 1$ entspricht und womit $\bar{\nu} = 1/(1 - e^{-a})$ definiert ist.

²⁹ Es wird dabei in Übereinstimmung mit Ergebnissen von COCCONI, COCCONI-TONGIORGI u. WINGOFF²⁶ angenommen, daß die Verteilung $H(\nu)$ der Multiplizität durch eine Exponentialfunktion $H(\nu) = (1 - e^{-a}) e^{-a\nu}$ dargestellt werden kann,

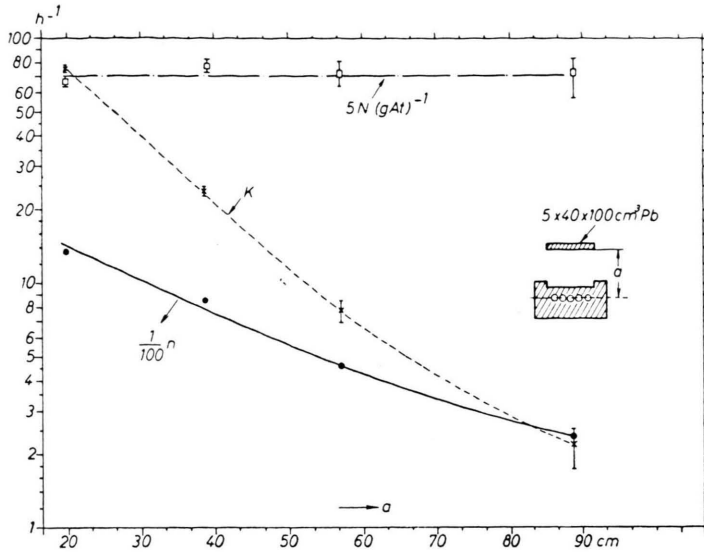


Abb. 7. Absolute Häufigkeit N der nuklearen Kaskaden in einer Bleischicht, gemessen durch Zählung von Einzelneutronen n und Neutronenkoinzidenzen K bei verschiedenen Abständen der Bleischicht von den Zählrohren.

Es ist nun hervorzuheben, daß N gleichzeitig mit der absoluten Anzahl der Kernprozesse identisch ist, solange keine sekundären und tertiären usw. Folgeprozesse ausgelöst werden. Das gilt für genügend dünne Materieschichten ($x \ll \lambda$, wobei λ die Dicke der Stoßschicht bzw. die mittlere freie Weglänge der kernaktiven Teilchen ist). In dickeren Schichten ($x \geq \lambda$) werden dagegen auch sekundäre, tertiäre usw. Folgeprozesse ausgelöst, was sich in einer Zunahme der mittleren Multiplizität $\bar{\nu}$ der Neutronenerzeugung pro Initialprozeß äußert. Man kann nun annehmen, daß die mittlere Multiplizität pro Kernverdampfung in einem bestimmten Material konstant ist. Dann gilt für die Zahl der Einzelprozesse $N_e(x)$ als Funktion der Schichtdicke x

$$N_e(x) = \frac{\bar{\nu}(x)}{\bar{\nu}(x \ll \lambda)} N(x). \quad (10)$$

4. Überprüfung der Methode

Die Gültigkeit der Gl. (8') läßt sich nun in einfacher Weise testen, indem man über dem Detektor eine Bleiplatte in verschiedenen Abständen fixiert und jeweils n und K mißt. Diese Zählraten, abzüglich der Nulleffekte³⁰ ohne Blei, sind in Abb. 7 als Funktion des Abstandes gleichzeitig mit dem nach Gl. (8) berechneten Wert von N (durch Rechtecke markierte Punkte) aufgetragen. Man sieht, daß N

konstant bleibt, obwohl K und n sehr stark, und zwar in verschiedener Weise mit a abnehmen. Der Absolutwert ist auf 1 Gramm-Atom Blei bezogen und wurde mit $[(\bar{\nu} - 1)/\bar{\nu}]^2 = 0,8$ (vgl. Abb. 11) berechnet.

5. Die integralen Übergangskurven

a) Unmittelbare Meßergebnisse

In Abb. 8 sind die unmittelbaren Ergebnisse einer Messung von Neutronen-Koinzidenzen K' und Einzelneutronen n' als Funktion der Schichtdicke eines Bleiabsorbers mit der Grundfläche $400 \times 100 \text{ cm}^2$ dargestellt. Die übrige Geometrie der Meßanordnung geht aus der in Abb. 8 eingefügten Skizze hervor. K' und n' enthalten noch die Zählraten, die nicht von Neutronen aus dem Blei herrühren und die im Falle der Koinzidenzen als konstanter Nulleffekt abgezogen werden können, während bei den Einzelneutronen noch die Absorption der Neutronen aus der Luft und der erzeugenden Strahlung für die Neutronen aus dem Paraffin in der Bleischicht berücksichtigt werden muß.

Zur Ermittlung dieser Korrektur wurde die Meßanordnung ohne Blei wieder mit einer 28 cm starken effektiv großflächigen Paraffinschicht abgedeckt (Sukzessive Belegung verschiedener Bereiche einer Fläche von insgesamt $2,5 \times 3 \text{ m}^2$) und der vom Gesamtbelag abgeschirmte Anteil des Untergrundes bestimmt. Davon wurden nur 74% absorbiert, wenn die vorher mit Blei belegte Fläche allein abgedeckt war. Dieser Anteil wird somit auch durch den Blei-

³⁰ Die Abschirmung der Luftneutronen durch die Bleiplatte wurde durch einen Analogversuch mit einer Ra-Be-Quelle wie der Faktor k in Gl. (5) bestimmt. Ihr Einfluß nimmt mit zunehmendem Abstand ab.

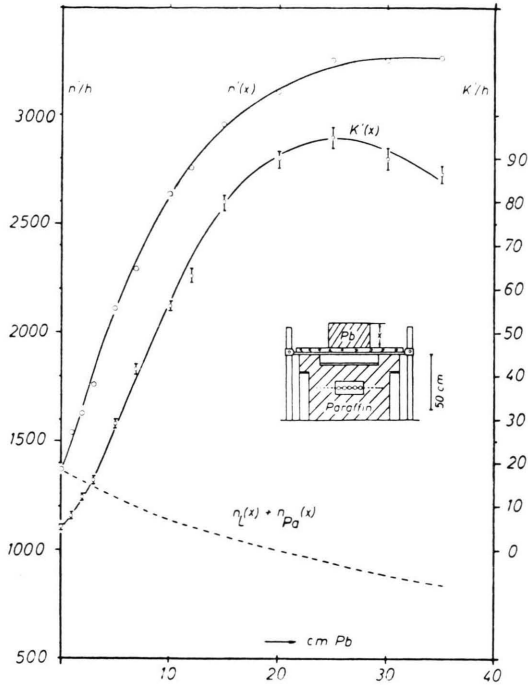


Abb. 8. Unmittelbare Meßergebnisse für die Bestimmung der absoluten Häufigkeit nuklearer Kaskaden in einem Bleiblock variabler Dicke: $n'(x)$ = Zählrate von Einzelneutronen, $K'(x)$ = Zählrate von Koinzidenzen, $n_L(x)$ und $n_{Pa}(x)$ = Zählrate von Einzelneutronen aus der Luft und aus dem Paraffin als Funktion der Schichtdicke des Bleies. Grundfläche der Bleischicht $40 \times 100 \text{ cm}^2$.

block gefiltert und kann in guter Näherung durch ein Exponentialgesetz mit einer Absorptionslänge von 320 g/cm^2 dargestellt werden. Die nicht gefilterten (seitlich eingestrahlt) 26% werden am Blei gestreut. Ihr Beitrag zur Zählrate erhöht sich dadurch — wie ein Analog-Versuch mit einer Ra-Be-Quelle ergab — allmählich mit zunehmender Schichtdicke des Bleies bis zu 35 cm um 24% ($\approx 6\%$ auf den Gesamtuntergrund bezogen).

Die Summe der so bestimmten gefilterten und ungefilterten Komponenten des Untergrundes ist durch die gestrichelte Kurve in Abb. 8 dargestellt $[(n'_{Pa}(x) + n'_L(x))]$. Damit folgt nun:

$$K(x) = K'(x) - K'(0)$$

$$\text{und } n(x) = n'(x) - [n'_{Pa}(x) + n'_L(x)].$$

Setzt man diese Werte in Gl. (8') ein, so erhält man bis auf den Faktor $[(\bar{\nu}-1)/\bar{\nu}]^2$ die absolute Häufigkeit N der Initialprozesse. Da man nun weiß, daß $\bar{\nu}$ bei Blei zwischen 6 und 20 liegt, somit

$$0,7 \leq [(\bar{\nu}-1)/\bar{\nu}]^2 \leq 0,9$$

ist, verursacht die Benützung eines konstanten Wertes $[(\bar{\nu}-1)/\bar{\nu}]^2 \approx 0,8$ höchstens ein Fehler von $\pm 12\%$. Da wir später ohnehin noch die Multiplizität mit Hilfe einer Eichung bestimmt haben (s. Anhang und Abb. 10), wurde ihre Abhängigkeit von der Schichtdicke des Bleies tatsächlich berücksichtigt.

b) Häufigkeit der Kaskaden

Das Ergebnis ist in Abb. 9 dargestellt, wobei $N(x)$ in Einheiten $\text{cm}/(\text{g At})h$ angegeben wurde, d. h., man erhält die durchschnittliche Zahl von Kaskaden, die pro Gramm Atom und Stunde in einem Bleiblock von der Schichtdicke x ausgelöst

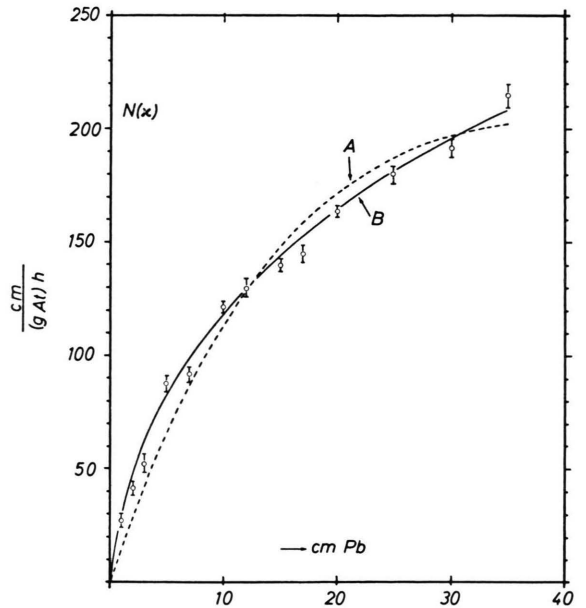


Abb. 9. Absolute Häufigkeit nuklearer Kaskaden in Einheiten $\text{cm}/(\text{g At})h$, d. h., reduziert auf einen Bleiblock, bei dem 1 cm Schichtdicke einem Gramm-Atom Blei äquivalent ist. (Luftdruck 713 mm Hg.) — A. An die Meßpunkte unter Annahme eines einheitlichen Absorptionsgesetzes für die auslösenden Teilchen angepaßte theoretische Kurve. — B. Anpassung durch eine theoretische Kurve auf der Grundlage zweier Komponenten mit verschiedenen Absorptionslängen.

werden, indem man $N(x)$ durch x in cm dividiert. Wenn wir nun eine einheitliche Stoßlänge λ für die kernaktiven Teilchen der K. S. annehmen und ferner, daß jeder Stoß zur Auslösung einer Kaskade führt, dann wäre eine Funktion

$$N(x) = N(0) [1 - \exp(-x/\lambda)] \quad (11)$$

möglichst gut an die Meßpunkte anzupassen. Diese Bedingung wird durch die Kurve A erfüllt mit $N(0) = 218 \text{ cm}/(\text{g At})h$ und $\lambda = 160 \text{ g/cm}^2$. Das ist gerade die Kernstoßlänge, welche dem geometrischen

Kernquerschnitt für Blei entspricht. Man erkennt aber, daß die Meßpunkte systematisch von der mittleren Kurve abweichen. Die Steilheit des gemessenen Anstieges von $N(x)$, d. h. die Anzahl der pro Gramm Atom ausgelösten Kaskaden, ist zwischen 0 und 2 cm Blei größer als diejenige der gestrichelten Kurve, etwa gleich groß zwischen 5 und 7 cm Blei, zwischen 10 und 17 cm deutlich kleiner und nimmt dann von 20 cm an wieder zu. Das ist qualitativ ein Verlauf, wie er nach der gemessenen differentiellen Kurve der Sternhäufigkeit in Blei nach RÖSSLE und SCHOPPER¹¹ zu erwarten ist. Er entspricht einem Maximum der differentiellen Kurve bei etwa 1 cm Blei und einem weiteren Maximum oberhalb 17 cm.

Rein formal können die gemessenen Intensitäten durch 2 Komponenten vom Typ der Gl. (11) dargestellt werden. So entspricht z. B. die recht gut angepaßte Kurve B der Summe $N_1(x) + N_2(x)$, wobei

$$N_1(x) = 218[1 - \exp(-x/A_1)]$$

$$\text{und } N_2(x) = 54[1 - \exp(-x/A_2)] \text{ cm/g At. h}$$

ist, mit $A_1 = 320 \text{ g/cm}^2$ und $A_2 = 23 \text{ g/cm}^2$.

Es scheint naheliegend, hieraus zu schließen, daß an der Auslösung der nuklearen Kaskaden mindestens 2 Komponenten dominant beteiligt sind. Die Absorptionslänge der einen ist ebensogroß wie diejenige der Nukleonen-Komponente. Die kleinere Absorptionslänge könnte auf Photonen hindeuten, oder, wenn man sie näherungsweise als mittlere Reich-

weite ionisierender Teilchen auffaßt, auf Protonen mit Energien um 200 MeV (100 MeV mindestens für die Auslösung einer Kernreaktion vorausgesetzt).

RÖSSLE und SCHOPPER¹¹ haben jedoch im einzelnen begründet, daß zu kleine Wirkungsquerschnitte gegen eine merkliche Beteiligung der Photonen sprechen. Ferner wurden die zur Diskussion stehenden Anomalien der Übergangskurven nur für neutral ausgelöste Sterne beobachtet, so daß auch die Alternative der relativ energiearmen Protonen anscheinend nicht haltbar ist. Es läßt sich daher zur Zeit ohne weitere Versuche nicht entscheiden, ob der obigen Komponentenzerlegung mehr als formale Bedeutung beizumessen ist.

c) Vergleich mit der integralen Sternhäufigkeit

Zum Vergleich mit unseren Ergebnissen wurde nun die von RÖSSLE und SCHOPPER¹¹ für Blei gemessene Übergangskurve der Sternhäufigkeit $I_{St}(x)$ integriert und auf unseren Meßpunkt mit 15 cm normiert (Abb. 10, gestrichelte Kurve). Die nach verschiedenen Methoden gemessenen Übergangskurven passen zunächst noch nicht zusammen, da sie ja tatsächlich auch verschiedene Sachverhalte darstellen. In unserem Falle handelt es sich um die Häufigkeit der Kaskaden, während die Sternhäufigkeit außerdem noch der mittleren Stufenzahl pro Kaskade proportional sein muß. Wenn wir nun annehmen, daß die Stufenzahl auch der Anzahl der Neutronen proportional ist, die als Folge eines Initialprozesses ausgelöst werden, dann sollte sich die Sternhäufigkeit nach Gl. (10) durch Division mit einer (effektiven) Neutronen-Multiplizität $\bar{\nu}_{eff}$ auf die Häufigkeit der Kaskaden reduzieren lassen.

Wir haben nun eine mittlere Multiplizität $\bar{\nu}(x)$, die Abb. 11 entnommen werden kann, nach Gl. (6) bestimmt (vgl. den folgenden Abschnitt und den Anhang) und die Reduktion versuchsweise damit ausgeführt. Das Ergebnis ist durch die ausgezogene Kurve in Abb. 10 dargestellt, die ebenfalls auf den Meßpunkt bei $x = 15 \text{ cm}$ Blei normalisiert wurde. Ihr Verlauf stimmt nun bis 25 cm Blei überraschend gut mit unseren Meßpunkten überein. Das ist insofern nicht selbstverständlich, als $\bar{\nu}(x)$ jeweils unter einem Bleiblock gemessen wurde, der tatsächlich nur $x \text{ cm}$ dick war. Im Gegensatz dazu bezieht sich aber die Übergangskurve $I_{St}(x)$ auf ein Verfahren, bei dem Meßplatten in verschiedenen Tiefen eines Blei-

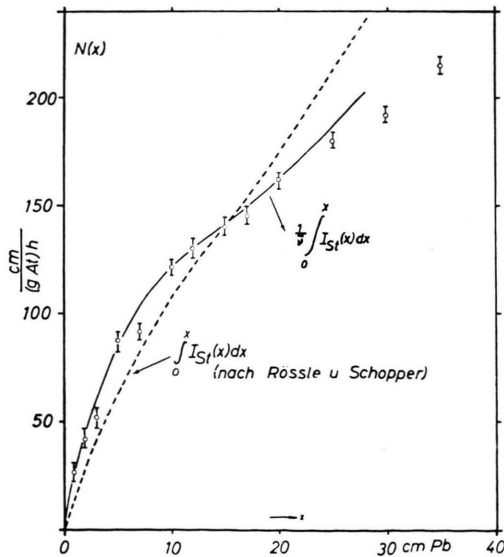


Abb. 10. Zum Vergleich der von RÖSSLE und SCHOPPER mittels Kernspurplatten differentiell gemessenen Übergangskurve der Sternhäufigkeit mit der von uns bestimmten integralen Häufigkeit der nuklearen Kaskaden (Erläuterung s. Text).

blockes mit konstanter Schichtdicke $x' > x$ eingesetzt wurden. Der Erfolg der Reduktion kann daher als ein Hinweis darauf gelten, daß die Form der Übergangskurve der Sternhäufigkeit entscheidend nur durch die Reaktionen in den Schichten über der Meßplatte beeinflusst wird.

Wenn wir auch der auffällig guten Übereinstimmung, wegen der unterschiedlichen Geometrie (ebener Absorber, \cos^2 -Absorber) kein entsprechend großes Gewicht beimessen können, glauben wir uns aber doch zur Annahme berechtigt, daß die allgemeine Form der Kurven in beiden Fällen auf die gleichen Ursachen zurückzuführen ist.

d) Absolute Intensität der kernaktiven Komponente der K. S.

Aus der Zahl der Wechselwirkungen $N(x)$ bei kleinen Schichtdicken ($x \ll \Lambda = 160 \text{ g/cm}^2$) läßt sich die Intensität der kernaktiven Komponente ableiten. Unabhängig von der Winkelverteilung erhält man für den allseitigen Fluß durch eine Kugel mit der Flächeneinheit als Querschnitt:

$$J_2 = \frac{N(x)}{F} \frac{\Lambda}{x}$$

Da wir in den Abb. 9 und 10 $N(x)$ pro $(\text{g At})\text{h/cm}$ angegeben haben, folgt J_2 in Teilchen pro $\text{cm}^2 \text{ sec}$, wenn wir $N(x)$ in den obigen Einheiten durch 3600 dividieren und für $F = 18 \text{ cm}^2$ einsetzen. Ferner muß das Resultat, welches für einen Luftdruck von 713 mm Hg gilt, noch mit einem Faktor 0,654 auf Meeresniveau reduziert werden, wenn wir für die Absorptionslänge der nuklearen Komponente in Luft $\lambda_a = 150 \text{ g/cm}^2$ annehmen. Damit erhalten wir:

$$\text{für } x = 1 \text{ cm: } J_2 = (3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{und für } x = 2 \text{ cm: } J_2 = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

Diese mit ungeeichteter Zählanlage bestimmten Absolutwerte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit recht gut mit Werten überein, die von COCCONI und COCCONI-TONGIORGI²⁷ bzw. von GEIGER²⁸ angegeben wurden, und zwar:

für $x = 0,63 \text{ cm}$:

$$J_2 = (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ (COCC.)},$$

für $x = 1,9 \text{ cm}$:

$$J_2 = (3,8 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ (GEIGER)}.$$

Die Intensitäten, welche man auf Grund der Sternhäufigkeit in Photoplatten berechnet, sind etwas kleiner. Aus einer Zusammenstellung von Messungen verschiedener Autoren nach PUPPI und DALLAPORTA³¹ folgt ein Durchschnittswert von rd. $0,5 \cdot 10^{-5}$ Dreiersternen pro g sec . Da wir bei unseren Messungen auch Kernprozesse erfassen, bei denen nur ein Teilchen erzeugt wird, muß der für Dreiersterne angegebene Wert noch mit Hilfe eines Sterngrößen-Diagrammes auf „Einsier-Sterne“ extrapoliert werden. Nach einer Zusammenstellung von GOTSTEIN³² läßt sich die Größenverteilung der O_n -Sterne durch eine Beziehung $N = N_0 e^{-P/1.56}$ darstellen, wo P die Zahl der sichtbaren Spuren angibt. Daraus folgt ein Extrapolationsfaktor 3,6 für „Einsiersterne“ und schließlich mit der Kernstoßlänge $\Lambda_{\text{em}} = 110 \text{ g/cm}^2$ in der Photoplatte

$$J_2 = 0,5 \cdot 10^{-5} \cdot 3,6 \cdot 110 = 2 \cdot 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ sec})^{-1}.$$

Der Unterschied gegenüber den oben angegebenen Werten ist plausibel, wenn man annimmt, daß häufig Kernreaktionen stattfinden, die in der Photoplatte keine sichtbare Spur hinterlassen, also gerade solche Prozesse, bei denen nur 1–2 Neutronen emittiert werden.

e) Übergangskurve der Neutronenproduktion

Die Übergangskurve der Neutronenproduktion $n_P(x)$ kann im Gegensatz zur Übergangskurve der Initialprozesse nur dann ermittelt werden, wenn zumindest die Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(x)$ bis auf einen konstanten Faktor bekannt ist. Da sicher $\varepsilon(x) \bar{\nu}(x) \ll 1$ gilt, folgt aus Gl. (7):

$$n_P(x) = N(x) \cdot \bar{\nu}(x) = \frac{n(x)}{\varepsilon(x)} \quad (7')$$

und

$$\bar{\nu}(x) = \frac{n_P(x)}{N(x)}. \quad (7'')$$

$\varepsilon(x)$, das mittels einer Ra-Be-Quelle bestimmt wurde, kann Abb. 13 entnommen werden. Da die absolute Neutronen-Ausbeute unserer Ra-Be-Quelle nur auf etwa $\pm 15\%$ bekannt war, sind auch die Absolutwerte von $\bar{\nu}(x)$ und $n_P(x)$ mit einem konstanten Fehler von dieser Größenordnung behaftet³³.

³¹ G. PUPPI u. N. DALLAPORTA, Progr. Cosmic Ray Phys. 1, 359 [1952].

³² Kosmische Strahlung, herausgeg. v. W. HEISENBERG, Springer-Verlag, Berlin 1952, S. 86, Abb. 15.

³³ Dieser wirkt sich jedoch auf die Absolutwerte von $N(x)$ (Abb. 9 bzw. 10) nur als Fehler von $\pm 30/(\nu-1)\%$ aus, d. h., im ungünstigsten Falle ($6 \leq \nu \leq 10$) mit etwa $\pm 5\%$.

Die nach Gl. (7') bzw. (7'') errechneten Werte von $\bar{\nu}(x)$ und $n_p(x)$ sind in Abb. 11 dargestellt. Man sieht hieraus, daß die Multiplizität bei etwa 20 cm Blei einen konstanten Wert erreicht, der etwa doppelt so groß ist wie bei sehr kleinen Schichtdicken (vgl. COCCONI et al.²⁶). Die charakteristischen Anomalien des Übergangseffektes sind bei dieser inte-

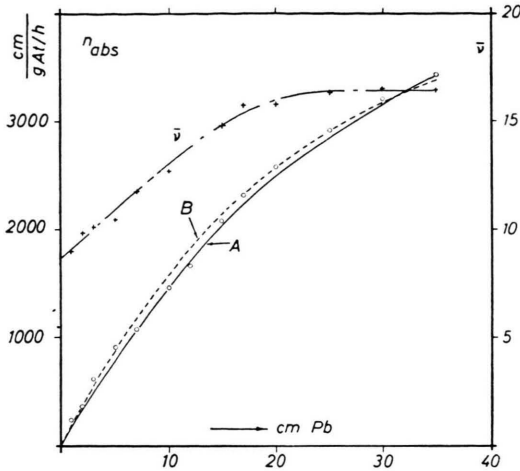


Abb. 11. Absolute Neutronenerzeugung als Funktion der Schichtdicke eines Bleistrahlers (Luftdruck 713 mm Hg) und mittlere Multiplizität der Neutronen pro Kaskade ($\bar{\nu}$)

$$\begin{aligned} \text{Kurve A: } n_{1\text{Abs}} &= 4780(1 - e^{-x/\lambda_1}) \\ \text{B: } n_{2\text{Abs}} &= 4260(1 - e^{-x/\lambda_2}) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{Kurve A: } n_{1\text{Abs}} &= 4780(1 - e^{-x/\lambda_1}) \\ \text{B: } n_{2\text{Abs}} &= 4260(1 - e^{-x/\lambda_2}) \end{aligned}} \right\} \text{ cm/(g Atom) h,} \\ \lambda_1 &= 320 \text{ g/cm}^2, \quad \lambda_2 = 250 \text{ g/cm}^2.$$

gralen Kurve nur sehr schwach angedeutet und könnten ohne Reduktion auf Initialprozesse kaum als signifikant angesprochen werden. Diese Tatsache ist insofern bemerkenswert, als man daraus schließen kann, daß der Übergangseffekt durch die Zunahme der Stufenzahl der Kaskaden mit wachsender Schichtdicke verschmiert wird. Umgekehrt war auch bei der Reduktion der Sternhäufigkeit auf die Kaskadenzahl schon festzustellen, daß die charakteristischen Anomalien verstärkt wurden.

Die eingezeichneten Kurven entsprechen einem exponentiellen Absorptionsverlauf mit

$$\lambda_a = 320 \text{ g/cm}^2 \quad (\text{Kurve A})$$

$$\text{und} \quad \lambda_a = 250 \text{ g/cm}^2 \quad (\text{Kurve B}).$$

Daraus folgt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen verschiedener Autoren³⁴ eine mittlere Absorptionslänge $\lambda_a = (285 \pm 35) \text{ g/cm}^2$.

³⁴ S. Anm. ³², S. 92, Tab. 5.

Zusammenfassung

Übergangskurven der Neutronenerzeugung unter Kohlenstoff

Das Maximum der Zählrate lokal erzeugter Neutronen, welches ebenso wie das Maximum der Sternhäufigkeit in Photoplatten unter 9–11 cm Schichtdicke eines ebenen Kohleabsorbers auftritt, konnte nach den Ergebnissen zweier verschiedener Meßmethoden vollständig auf die Streuung der Verdampfungsneutronen zurückgeführt werden. Eine echte Vermehrung der Neutronenproduktion, die wir auf Grund der Stern-Maxima unter Kohlenstoff erwartet haben, ließ sich im Rahmen einer statistischen Streuung von $\pm 5\%$ nicht nachweisen.

Die Übergangskurve entspricht im untersuchten Absorberbereich einer Absorptionslänge von $\lambda_a = 182 \pm 30 \text{ g/cm}^2$ (Absorber unmittelbar über dem Strahler) in guter Übereinstimmung mit dem von BARTON et al.²⁴ für die Sternerzeugung angegebenen Wert von $166 \pm 8 \text{ g/cm}^2$.

Integrale absolute Häufigkeit nuklearer Kaskaden in Blei

Sie konnte unabhängig von der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors als Funktion der Schichtdicke gemessen werden. Interpretiert man die experimentell gefundene Abhängigkeit von der Schichtdicke auf der Grundlage einer kernaktiven Strahlung, die einem einheitlichen Absorptionsgesetz unterliegt, so folgt für diese eine mittlere freie Weglänge von 160 g/cm^2 , die ziemlich genau dem geometrischen Kernquerschnitt von Blei entspricht.

Die Meßpunkte weichen aber systematisch von einer so definierten und im Mittel angepaßten theoretischen Kurve ab und ihre Lage wird formal durch die Wechselwirkung zweier Komponenten mit Absorptionslängen von 23 g/cm^2 bzw. 320 g/cm^2 wesentlich besser beschrieben.

Es wurde gezeigt, daß die Umrechnung der differentiellen Sternhäufigkeit nach RÖSLE und SCHOPPER¹¹ auf die integrale Häufigkeit der Kaskaden zu einer Abhängigkeit von der Schichtdicke führt, die praktisch mit der von uns gemessenen identisch ist. Die Meßergebnisse nach beiden Methoden stehen somit, im Gegensatz zu den Versuchen mit Kohleabsorbern, miteinander im Einklang.

Für den allseitigen Fluß der kernaktiven Komponente in Meeresniveau folgte nach unserer Meß-

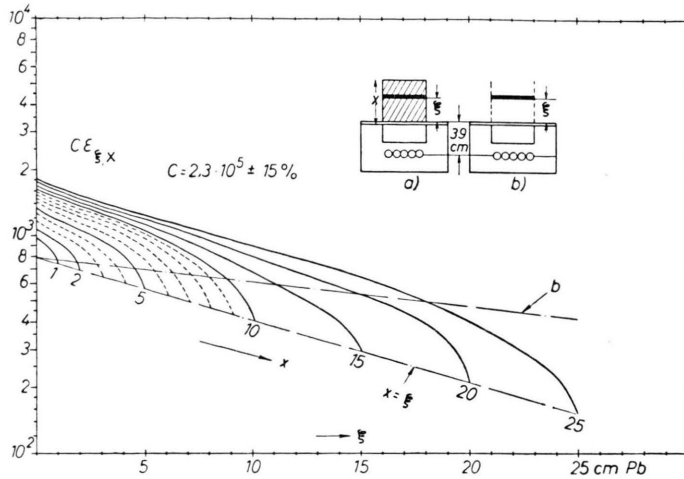


Abb. 12. Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon(x, \xi)$ einer Meßanordnung für Neutronen, die in einer horizontalen Schicht $\Delta\xi$ im Abstand ξ von der Grundfläche eines Strahlers der Dicke x erzeugt werden. — Die Kurvenschar stellt die Abhängigkeit von der Geometrie und der Streuung (Fall a), die strichpunktierte Kurve den Geometrieinfluß ohne Streuung dar (Fall b).

methode ohne besondere Eichung der Apparatur ein Wert von $(3,8 \pm 0,7) 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren.

Anhang

Für die Interpretation von Messungen lokal erzeugter Neutronen, in deren Verlauf Geometrie und Raumfüllung des Strahlers in systematischer Weise verändert werden, ist die Frage von entscheidender Bedeutung, wie die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählordnung durch die wechselnden Versuchsbedingungen beeinflusst wird.

Da man in der Literatur^{15, 17, 26} einer nicht ganz einheitlichen Behandlung dieser Frage begegnet, sei hier das Ergebnis von Messungen noch kurz diskutiert, die im Zusammenhang mit der vorstehenden Arbeit ausgeführt wurden und zur Klärung beitragen können.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors für Neutronen, die in einer dünnen Schicht $\Delta\xi$ im Abstand ξ von einer Grundfläche mit isotroper Richtungsverteilung emittiert werden (Anordnung a, Abb. 12), läßt sich wie folgt als Produkt dreier Faktoren darstellen:

$$\varepsilon(x, \xi) = \varepsilon' \frac{\omega(\xi)}{4\pi} f_{A, S}(\xi, x).$$

ε' ist die konstant einzusetzende Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, welches im thermischen Zustand die Zählrohre trifft, ein Signal auslöst. $\omega(\xi)$ stellt den mittleren effektiven Raumwinkel dar, unter dem das empfindliche Volumen des Detektors von $\Delta\xi$ aus gesehen wird und $f_{A, S}(\xi, x)$ eine Funktion, welche die Absorption und Streuung der Neutronen auf dem Wege von $\Delta\xi$ nach dem Detektor berücksichtigt.

Der Raumwinkelinfluß läßt sich isolieren, wenn man die Schicht $\Delta\xi$ in verschiedenen Abständen ξ fixiert (Anordnung b) und die Zählrate als Funktion von ξ mißt (Kurve b). Füllt man nun den Raum zwischen 0

und $\Delta\xi$ ebenfalls mit festem Material aus, so sinkt die Ansprechwahrscheinlichkeit infolge der Rückstreuung der Neutronen an diesen Schichten auf die Kurve $x = \xi$ ab (Abb. 12 und 13).

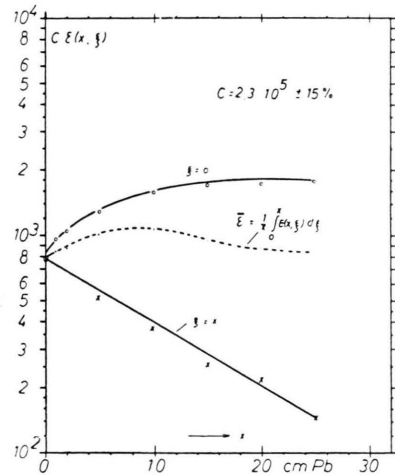


Abb. 13. Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit $\bar{\varepsilon}(x)$ für Neutronen, die in einem Blei-Strahler der Dicke x erzeugt werden, und Ansprechwahrscheinlichkeit für die Grenzschichten $\xi = 0$ und $\xi = x$.

Im zweiten Grenzfall, wo $\Delta\xi$ die unterste Schicht eines Bleiblockes der Dicke x ist (also $\xi = 0$), nimmt die Zählrate mit wachsendem x zu und erreicht einen Sättigungswert. (Kurve $\xi = 0$, Abb. 13.) Die Zunahme rührt in diesem Fall von den Neutronen her, die nach oben emittiert und an den Schichten über $\Delta\xi$ in den Detektor hineingestreut werden.

Läßt man schließlich $\Delta\xi$ durch den Block bei konstanter Schichtdicke hindurchwandern, so erhält man eine Kurvenschar mit x als Parameter (Abb. 12). (Die ausgezogenen Kurven wurden direkt gemessen, die gestrichelten interpoliert.)

Diese Abhängigkeiten wurden in bekannter Weise bestimmt, indem wir eine Neutronenquelle an verschiedenen Stellen in kleine Bohrungen der Bleischicht $\Delta\xi$ einsetzten und die Zählraten für die verschiedenen Positionen ausmittelten. Der Nulleffekt ohne Präparat wurde abgezogen.

Da man bei Messungen der Neutronenerzeugung durch kosmische Strahlung in einem Bleiblock die Beiträge der einzelnen Schichten praktisch nicht isolieren kann und auch die Quellverteilung infolge der Kaskadenbildung nicht bekannt ist, muß man für jede Schichtdicke x eine mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit

$$\bar{\varepsilon}(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \varepsilon(x, \xi) d\xi$$

bestimmen, mit der die Zählraten als Funktion von x zu reduzieren sind. $\varepsilon(x)$ ist in Abb. 13 eingezeichnet. Es muß natürlich zwischen den Grenzkurven $\xi=0$ und $\xi=x$ liegen und weist ein Maximum für Schichtdicken um 10 cm Blei auf. Auf die Zunahme von $\bar{\varepsilon}(x)$ bis

10 cm Schichtdicke wurde von COCCONI et al.²⁶ bereits hingewiesen.

Im ganzen ändert sich die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit relativ geringfügig mit x . Die Konstante C wurde mittels einer Ra-Be-Quelle bestimmt, deren Ergiebigkeit innerhalb $\pm 15\%$ bekannt war.

Der Firma Siemens Plania, Chemische Fabrik Griesheim, Meitingen bei Augsburg, danken wir für die leihweise Überlassung einer größeren Menge Graphitplatten, der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, für die Bewilligung von Mitteln für den Aufbau der Apparatur.

Der eine von uns (SEN CHAUDHURY) ist Herrn Dir. Prof. Dr. BARTELS zu besonderem Dank verpflichtet für die Gewährung eines Studienaufenthaltes im Institut für Physik im Max-Planck-Institut für Aeronomie und für die Vermittlung einer persönlichen Beihilfe. Herrn Prof. EHMERT sowie allen übrigen Kollegen des Institutes sei für ihre freundliche Hilfsbereitschaft ebenfalls herzlich gedankt.

Ergebnisse der Tieftemperaturforschung

XXI. Atom- und Elektronenwärme des Ruthens zwischen 10 und 273 °K¹

Von KLAUS CLUSIUS und ULRICH PIESBERGEN

Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich
(Z. Naturforsch. 14 a, 23—27 [1959]; eingegangen am 2. Oktober 1958)

Mit einem Ruthenzylinder von 100 g Gewicht wird die Atomwärme konstanten Drucks C_p zwischen 10 °K und 0 °C gemessen. Die Normalentropie ergibt sich graphisch bei 25 °C zu $6,82 \pm 0,05$ Clausius. Unterhalb von 22 °K läßt sich die Atomwärme als Summe der Gitterwärme C_g , die dem T^3 -Gesetz folgt, und einer mit T linear ansteigenden Elektronenwärme C_e wiedergeben:

$$\text{Ruthen: } C_v = 464,5 (T/505)^3 + 6,2 \cdot 10^{-4} T.$$

WOLCOTT fand in diesem Bereich die charakteristische Temperatur zu 503° und den Koeffizienten der Elektronenwärme zu $8,0 \cdot 10^{-4}$. Die Elektronenwärme macht sich auch oberhalb von 100 °K durch einen Abfall der Θ -Werte bemerkbar, ganz ähnlich wie es bei Iridium und Rhodium der Fall ist. Diese Temperaturabhängigkeit verschwindet, wenn die Elektronenwärme zu $6,7 \cdot 10^{-4} T$ cal/Grad, also nur unbedeutend größer als bei Wasserstofftemperaturen angesetzt wird. Die Gitterwärme kann dann durch eine konstante charakteristische DEBYE-Temperatur von 382° dargestellt werden.

Die Atomwärme des Ruthens ist unterhalb von Raumtemperatur nahezu unbekannt. Zwischen Helium- und Wasserstofftemperaturen hat WOLCOTT in neuerer Zeit Meßergebnisse summarisch mitgeteilt. Jedoch fehlen bis zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs hinab alle Daten, wenn man von einer mittleren Atomwärme absieht, die DEWAR zwischen 20,4 und 77,3 °K mit seinem Verdampfungs-Calorimeter bestimmt hat. Es ist ungewiß, ob pulverför-

miges oder geschmolzen gewesenes Metall untersucht wurde. Letzteres ist allerdings wenig wahrscheinlich, denn die Herstellung von kompaktem Ruthen ist auch heute noch ein schwieriges metallurgisches Problem*.

Experimentelles

Es handelt sich um einen gegossenen Ruthenkörper, an dessen einem Ende noch der beim Erstarren gebildete trichterförmige Lunker zu erkennen war. Das weiß-

dafür verpflichtet, daß eigens ein passender Versuchsstab die hier mitgeteilten Messungen hergestellt und uns leihweise überlassen wurde.

¹ Ergebnisse der Tieftemperaturforschung XX, s. Helv. Chim. Acta 41, 1342 [1958].

* Wir sind Herrn Dr. RUTHARDT und den technischen Mitarbeitern der Firma W. C. Heraeus zu großem Dank