

Der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung durch 6.3 MeV -Quanten im Coulombfeld des Elektrons

Autor(en): **Frei, Ch.J. / Staub, H.H. / Winkler, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **31 (1958)**

Heft V

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112917>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung durch 6.3 MeV γ -Quanten im Coulombfeld des Elektrons

von Ch. J. Frei*), H. H. Staub und H. Winkler**)

Physikalisches Institut der Universität Zürich

(24. III. 1958)

Summary. The pair production cross-section for γ -rays of 6.3 MeV energy in the field of the electron has been determined by measuring the ratio of the total, nuclear and electronic pair cross sections for the pairs of elements Be-Al and Mg-C. Representing the pair formation cross section per atom by

$$\Phi = r_0^2 \alpha [\Gamma_n(E) \cdot Z^2 + \Gamma_e(E) Z]$$

it is found that the ratio of electronic to nuclear cross section Γ_e/Γ_n at $E = 6.3$ MeV is equal to 0.5 ± 0.05 very close to the theoretical value 0.4 given by Borsellino.

Einleitung

Auf die Möglichkeit der Paarerzeugung durch γ -Strahlen im Coulombfeld von Elektronen hat zuerst F. PERRIN¹⁾ hingewiesen. Die Energieschwelle für diesen Prozess beträgt $4 mc^2$. Eine Durchmusterung von Wilsonkammeraufnahmen nach Elektronendrillungen zeigte²⁾, dass der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess kleiner ist als für Paarerzeugung an einem Kern mit $Z = 1$. Später von verschiedenen Autoren angestellte theoretische Untersuchungen³⁾ bestätigten dieses Ergebnis.

Bisher liegen vier experimentelle Bestimmungen des Wirkungsquerschnittes bei γ -Energien zwischen 6,3 und 300 MeV vor. Die direkte Beobachtung der Triplettbildung ist nur in der Wilsonkammer möglich, da schon wenig oberhalb der Schwellenenergie fast stets eines der drei Elektronen einen sehr kleinen Impuls³⁾ erhält. Bei 6,3 MeV haben PHILIPS und KRUGER⁴⁾ aus dem Verhältnis der Zahl der Elektronenzwillinge zur Zahl der Triplets in einer Wilsonkammer das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte am Kern und an den Hüllenelektronen bestimmt. Dieselbe Methode benutzten GAERTNER und YEATER⁵⁾ für die Bremsstrahlung eines 100-MeV-Betatrons. Sie bildeten für die Energiebereiche von 5 bis 20 MeV und von 20 bis 100 MeV zwei Mittelwerte des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte. Doch besteht auch in der

*) z. Zt.: University of Rochester, N. Y.

***) z. Zt.: Universität Bonn.

Wilsonkammer die Gefahr, die Spur des dritten langsamen Elektrons zu übersehen und so einen Teil der Triplets als Elektronenzwillinge zu beobachten. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes aus der Totalabsorption durch Subtraktion aller anderen bekannten Absorptionsprozesse, wie sie von ANDERSON und Mitarbeitern⁶⁾ bei 300 MeV ausgeführt wurde, ist nur bei hohen Energien möglich. Unterhalb etwa 100 MeV überwiegen Compton-Streuung, Kernphotoprozesse und anderes den gesuchten Effekt zu stark. Auf indirektem Wege lässt sich das fragliche Verhältnis aus der Abhängigkeit des totalen Paarwirkungsquerschnittes von der Atomnummer Z ermitteln. Dafür muss man die Z -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung am Kern ziemlich genau kennen. R. L. WALKER⁷⁾ hat seine Messungen über den totalen Wirkungsquerschnitt, ausgeführt mit einem Paarspektrometer bei 17,5 MeV, in dieser Weise ausgewertet. Allerdings ist der totale Wirkungsquerschnitt hier nur aus einer Auswahl von Paaren bestimmter Energie gewonnen.

Methode

Wir haben nach der gleichen Methode das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei 6,3 MeV γ -Energie bestimmt. Dazu wird das Verhältnis der Zahl der total erzeugten Paare in zwei Stoffen mit verschiedenem Z aus der Annihilationsstrahlung der Positronen bestimmt. Bei 6,3 MeV ist die Z -Abhängigkeit der Paarerzeugung am Kern aus einer Arbeit von STAUB und WINKLER⁸⁾, deren Resultat die theoretischen Abschätzungen von DAVIES, BETHE und MAXIMON⁹⁾ bestätigt, ziemlich genau bekannt. Bei dieser Energie ist die Abhängigkeit fast genau proportional mit Z^2 , wie dies die erste Bornsche Näherung für den Wirkungsquerschnitt ergibt. Abschirmungseffekte können bei den niedrigen γ -Energien vernachlässigt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung Φ eines Atoms wird also bei Berücksichtigung der Erzeugung am Elektron

$$\Phi = \alpha r_0^2 [Z^2 \Gamma_n(E) + Z \Gamma_e(E)]. \quad (1)$$

Hierin bedeuten die Γ Funktionen, die nur von der Energie E der γ -Strahlung abhängen und die beide von der Grössenordnung 1 sind. Das erste Glied mit Γ_n beschreibt den Kernanteil, das zweite mit Γ_e den Beitrag der Hüllenelektronen. $\alpha r_0^2 = 1/137 (e^2/mc^2)^2$ ist die übliche Einheit des Wirkungsquerschnittes und beträgt $0,579 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$.

Aus dem Verhältnis der atomaren Wirkungsquerschnitte $\varphi = \Phi_B/\Phi_A$ für zwei Stoffe A und B erhält man das gesuchte Verhältnis $\gamma = \Gamma_e/\Gamma_n$ als

$$\gamma = \frac{Z_A^2 \varphi - Z_B^2}{Z_B - Z_A \varphi}. \quad (2)$$

Zur Bestimmung von φ benutzten wir eine schon von HAHN, BALDINGER

und HUBER¹⁰⁾ und STAUB und WINKLER⁸⁾ verwendete Methode. Die in den Probekörpern gleicher Geometrie aus den Stoffen *A* und *B* bei gleicher Bestrahlung erzeugten Positronen werden im Probekörper selbst abgebremst und annihilirt und durch die beiden koinzidenten Annihilationsquanten gemessen. Um aus der Annihilationsstrahlung auf φ schliessen zu können, sollen vom Moment der Erzeugung der Paare an beide Probekörper sowohl für die Positronen, als auch für die 511-kV-Strahlung möglichst gleiche Eigenschaften (Weglänge, Streuung, Absorption usw.) haben, d. h. gleiche Elektronendichte besitzen. Geringe Unterschiede in diesen Eigenschaften müssen durch Korrekturen erfassbar sein. Der Nulleffekt durch ausserhalb der Probekörper erzeugte und darin zerfallende Positronen ist bei dieser Methode grundsätzlich nicht vollständig messbar und also nur ungenau bekannt; er soll daher ebenfalls klein sein. Die Schwächung der Primärstrahlung im Probekörper muss klein sein, damit die Bestrahlung der beiden Probekörper in der Tiefe nicht allzu verschieden ist. Für diesen Effekt müssen ebenfalls Korrekturen angebracht werden.

Versuchsordnung

Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Die γ -Strahlung wurde an der van de Graaff-Anlage der Universität Zürich mit der Reaktion $F^{19}(p, \alpha, \gamma)O^{16}$ erzeugt, wobei Quanten von 6,14, 6,91 und 7,11 MeV auftreten. Die beiden Linien der Kaskade von $F^{19}(p, \gamma)Ne^{20}$ treten nur sehr schwach mit etwa 0,1% der Intensität der 6-MeV-Linien auf. Nach den Intensitätsangaben von CHAO u. a.¹¹⁾ ist die mittlere Energie der Strahlung 6,3 MeV, wenn alle Resonanzen unterhalb 1,5 MeV angeregt werden. Der Protonenstrahl des van de Graaff-Generators von ca. 50 μA Intensität und 1,5 MeV Energie fällt durch eine Blende von 4 mm Durchmesser auf eine rotierende wassergekühlte Target, die aus einer dünnen aufgedampften Schicht von CaF_2 besteht und unter einem Winkel von 45° zum Protonenstrahl steht.

Von dieser Quelle wird durch einen 17 cm langen Bleikanal, gefolgt von einem 5 cm langen Goldkollimator, rechtwinklig zum Protonenstrahl ein scharf begrenztes konisches Bündel von ca. 2° Öffnungswinkel ausgeblendet. Am Ausgang des Kanals passiert das γ -Strahl-Bündel eine magnetische Positronensperre, durchdringt den zylindrischen Probekörper von 7 cm Länge und 2,5 cm Durchmesser in Längsrichtung und fällt dann durch 4 cm Blei auf den $3,8 \times 3,8$ cm grossen NaI(Tl)-Szintillationskristall des Monitors. Der Durchmesser des Probekörpers ist so gewählt, dass auch bei Justierschwankungen von $\pm 0,2$ mm beim Auswechseln der Probekörper das ganze Bündel einschliesslich Halbschatten auf diesen trifft. Zwei gegenüberliegende Szintillationszähler mit

NaI(Tl)-Kristallen von $3,8 \times 2,5$ cm, die senkrecht zum Primärbündel stehen, registrieren die Annihilationsstrahlung aus dem Probekörper in Koinzidenz, wobei ein genügend langes Probestück über den Koinzidenzbereich hervorragt, so dass sich dieser im Positronengleichgewicht befindet. Die magnetische Positronensperre besteht aus einem Permanentmagneten mit geeignet geformten Polstücken und dient zur Abschirmung der Probekörper von den zahlreichen Positronen, die z. T. an der Wand

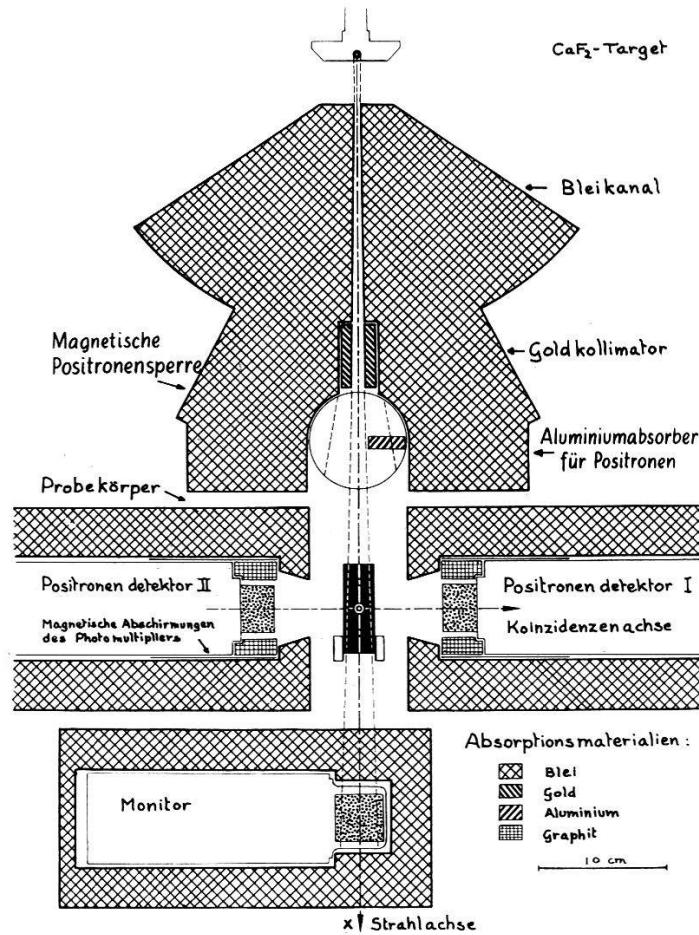


Fig. 1

Versuchsanordnung, Horizontalschnitt

des Kollimators, z. T. direkt in der Target beim $0 \rightarrow 0$ -Übergang des O^{16} entstehen. In Fig. 2 sind der Feldverlauf sowie die Trajektorien einiger Positronen maximaler Energie dargestellt. Wie die Figur zeigt, können hochenergetische, unter geeignetem Winkel vom Kollimator emittierte Positronen durch die Sperre zum Probekörper dringen. Zu ihrer Entfernung dient der einseitige Absorber von 1 cm Aluminium, der selbst nicht von der direkten γ -Strahlung getroffen wird und damit seinerseits praktisch keine zusätzlichen Positronen liefert.

Die Wahl der Probekörper ist durch die Form des Ausdruckes (1) der zu messenden Grösse γ bestimmt. Für eine totale Messzeit $t = t_A + t_B$

wird der Fehler $\Delta\gamma$, wenn dieser ausschliesslich durch die statistischen Fehler der gemessenen Annihilationsquanten bestimmt ist und die Probekörper dieselbe Elektronendichte und dieselbe Geometrie besitzen,

$$\Delta\gamma = \text{const.} \frac{\sqrt{Z_A + \gamma} \cdot \sqrt{Z_B + \gamma}}{\sqrt{Z_A + \gamma} - \sqrt{Z_B + \gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}$$

und die Einzelmesszeiten:

$$\frac{t_A}{t_B} = \sqrt{\frac{Z_B + \gamma}{Z_A + \gamma}}$$

Hieraus ergibt sich, dass z. B. Z_A möglichst klein, Z_B möglichst gross sein sollte.

Bei der Auswahl der Probematerialien beschränkten wir uns auf Leiter, vor allem Metalle, um zu verhindern, dass eine unbekannte Menge

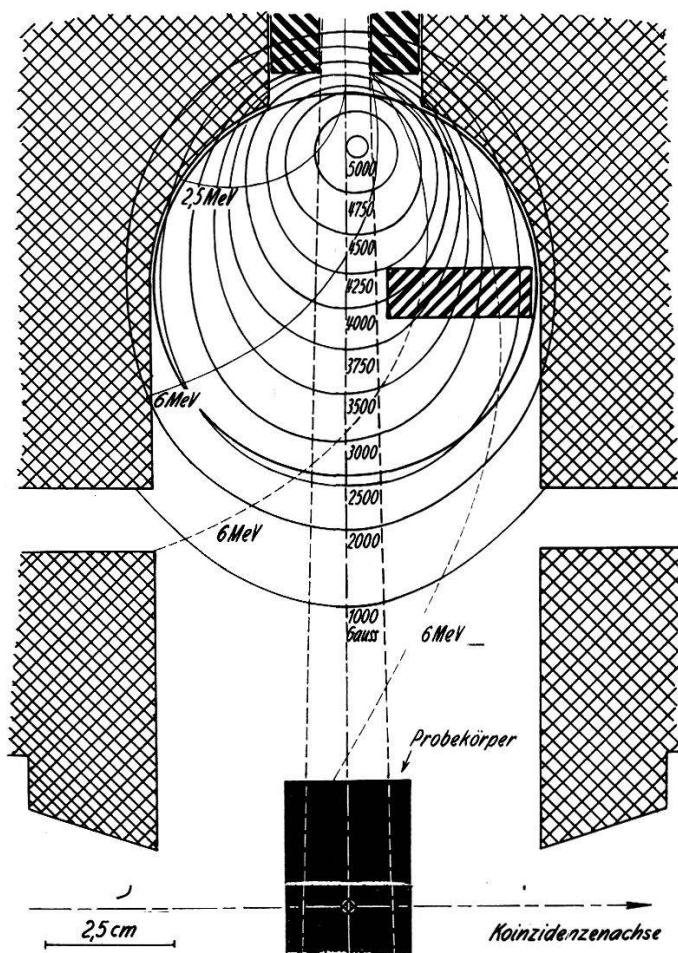


Fig. 2

Feldkonfiguration der Positronensperre

Positronium gebildet wird, welches teilweise in 3 Quanten zerfällt und so der Registrierung entgeht. Ferner besitzen die zu vergleichenden Probekörper A und B auf besser als 1% die gleiche Elektronendichte. Die

Ordnungszahl Z des schwereren Materials wurde dann so gewählt, dass die Photoabsorption der 511-keV-Strahlung im Probekörper noch zu vernachlässigen ist. Durch diese Massnahmen ist die Reichweite der Positronen und die Absorption der Annihilationsstrahlung in beiden Probekörpern bis auf sehr kleine Korrekturen gleich. Auch wird die Primärstrahlung in den Probekörpern in der gleichen Weise durch Compton-Effekt geschwächt, und die Anzeigen des Monitors hinter den Probekörpern müssen nur noch für die Differenz in der Absorption durch Paarerzeugung korrigiert werden. Die Dichte der Probematerialien darf nicht allzu klein sein, um die Messzeit in vernünftigen Grenzen zu halten. Ferner sollen beide Probekörper ohne Kassette mechanisch stabil sein, und schliesslich müssen auch geringe Verunreinigungen mit schweren Elementen bekannt sein.

Die erwähnten Forderungen engen die Auswahl im periodischen System stark ein. Die folgenden Stoffpaare erwiesen sich als mit gleicher Elektronendichte ρ_e herstellbar:

| <u>A</u> | <u>B</u> |
|--|-------------------------|
| $\rho_e = 4,94 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$: Aluminium ($Z = 13$) ($\rho = 1,70 \text{ g/cm}^3$) ($\rho = 1,85 \text{ g/cm}^3$) | Beryllium ($Z = 4$) |
| $\rho_e = 5,17 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$: Magnesium ($Z = 12$) ($\rho = 1,74 \text{ g/cm}^3$) ($\rho = 1,729 \text{ g/cm}^3$) | Kohlenstoff ($Z = 6$) |

Im ersten Paar musste die Dichte des Al um 37%, im zweiten die Dichte des als Graphit vorliegenden Kohlenstoffes um 23% gegenüber der natürlichen Dichte verringert werden. Bei fester Messdauer wird für das Paar Be-Al der Fehler 3,6mal grösser und für das Paar C-Mg 6,5mal grösser als für die günstigste Kombination Wasserstoff-Blei. Leider war es nicht möglich, die Elektronendichten aller vier Stoffe in Übereinstimmung zu bringen.

Die Prüfung der Reinheit der Probematerialien wird in einem besonderen Abschnitt beschrieben. Der Be-Körper bestand aus massivem, reinem Be der Fa. Péchiney, Paris. Der Al-Körper wurde aus einem sauerstoffarmen Al-Pulver der Fa. W. Marx und Co., Hallein-Taxach, in dünnen Schichten in einer gut einstellbaren Presse gepresst und anschliessend unter Schutzgas gesintert. Die maximale restliche Inhomogenität des Al-Körpers wurde durch Absorptionsmessungen mit 662 KeV γ -Strahlung einer Cs^{137} -Quelle zu $0,25 \pm 0,25\%$ bestimmt. Der Unterschied der Elektronendichten im Paar Be-Al betrug $0,55 \pm 0,15\%$. Der Mg-Körper bestand aus reinem massivem Magnesium der Dow Chemical Comp., Michigan, während der homogene, gepresste Graphitkörper der gewünschten Dichte in verdankenswerter Weise vom Service de Chimie Physique du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay aus reinem Reaktor-Graphit hergestellt wurde. Die Elektronendichten dieses zweiten Paares

unterschieden sich um $0,70 \pm 0,20\%$. Die Herstellung von Probekörpern gleicher Elektronendichte aus Legierungen scheiterte an metallurgischen Schwierigkeiten.

Das Blockschema der elektronischen Einrichtung zeigt Fig. 3. Das Impulsspektrum des Monitors wird durch einen Diskriminator unterhalb

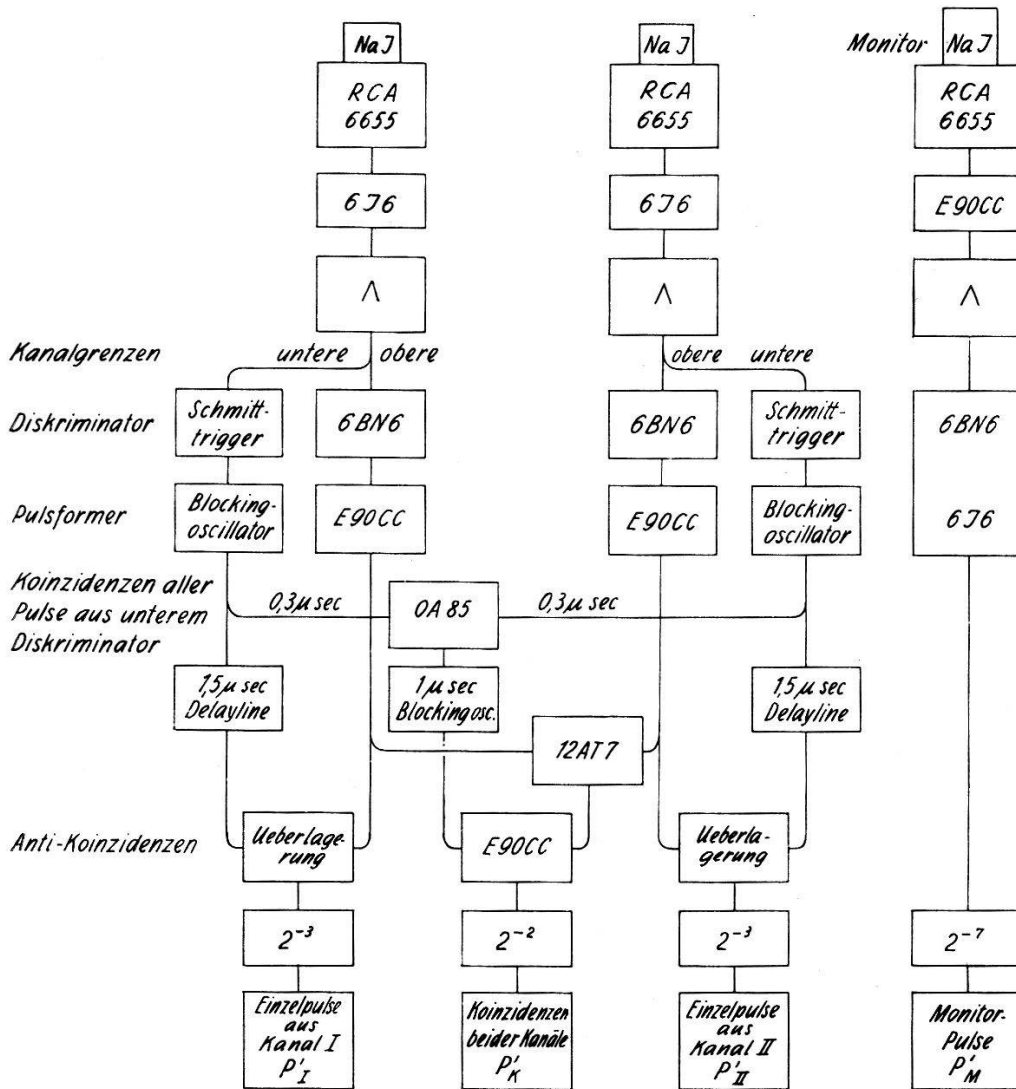


Fig. 3

Blockschema der Elektronik

2 MeV, also etwas über der Grenzenenergie des Bremsspektrums des van-de-Graaff-Generators, abgeschnitten, wie Fig. 4a zeigt. Etwa 2% der einfallenden γ -Quanten werden gezählt. Fig. 4b zeigt das Impulsspektrum der Annihilationsstrahlung der seitlichen Zähler. Die Impulse der Photospitze der 511-KV-Strahlung, die in den eingezeichneten Kanal zwischen zwei Diskriminatoren fallen, werden einem Koinzidenzkreis mit einem Auflösungsvermögen von $0,3 \mu \text{ sec}$ zugeführt. Die Stabilität der Lage der Kanalgrenzen ist nur durch die Verstärkungsschwankungen der Vervielfacher gegeben. Wir verwendeten den Typ RCA 6655, von einem

hochstabilisierten Spannungsgerät mit ca. 1000 Volt betrieben in der von SHERR und GERHARDT¹²⁾ beschriebenen Stabilisierungsschaltung. Von den Streufeldern der benachbarten magnetischen Positronensperre waren die Vervielfacher mehrfach durch Eisen und Permalloy abgeschirmt. Obgleich die Zahl der zufälligen Koinzidenzen selbst gegen den Untergrund klein war, wurden die in die Kanäle fallenden Einzelimpulse der beiden Koinzidenzzähler zur Kontrolle mit aufgenommen. Ihre Anzahl

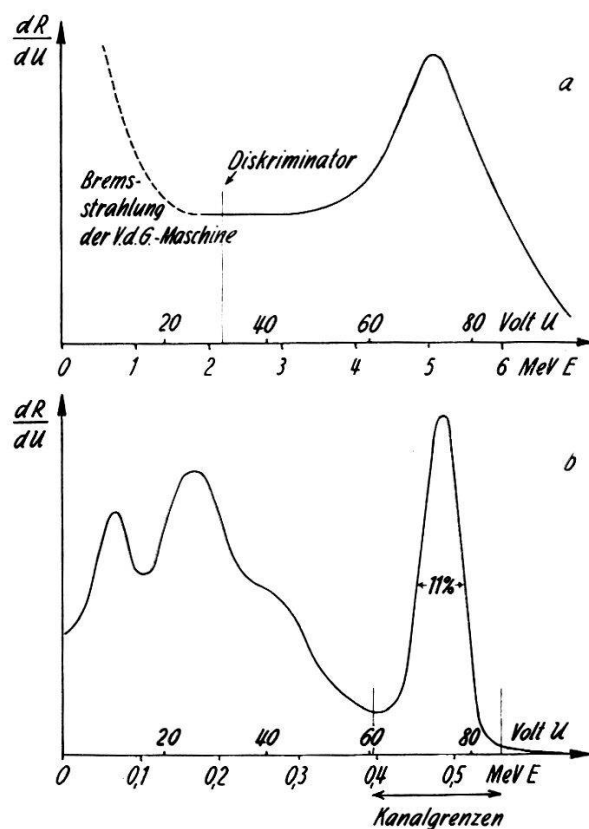


Fig. 4

- a) Impulsspektrum der $F(p, \alpha, \gamma)O^{16}$
 b) Impulsspektrum der Annihilationsstrahlung

war immer viel grösser, als der Koinzidenzzahl entsprach. Bei diesen Einzelimpulsen handelt es sich vor allem um Compton-gestreuete primäre γ -Quanten.

Der Koinzidenzraumwinkel längs der Achse des Probekörpers wurde durch Verschiebung einer Cu^{64} -Positronenquelle auf der Achse aufgenommen und ist in Fig. 5 dargestellt. Auf Grund der Geometrie erwartet man eine dreieckförmige Verteilung. Die beobachteten seitlichen Ausläufer werden durch Streuung der Annihilationsquanten im Probekörper verursacht.

Die Messungen wurden in zwei ununterbrochenen je etwa 120 Stunden dauernden Serien zuerst am Paar Al-Be und hernach am Paar Mg-C durchgeführt. Um soweit als möglich den Einfluss von sehr raschen und

sehr langsamen Empfindlichkeitsänderungen der Registrierapparatur zu eliminieren, wurden die Probekörper eines Paares abwechselnd für Intervalle von ca. 20 Minuten in den Primärstrahl gebracht, wobei $1,28 \times 10^6$ Monitorimpulse gezählt wurden. Zur Erzielung des minimalen Fehlers wurden entsprechend mehr Intervalle mit dem leichteren Paarmaterial

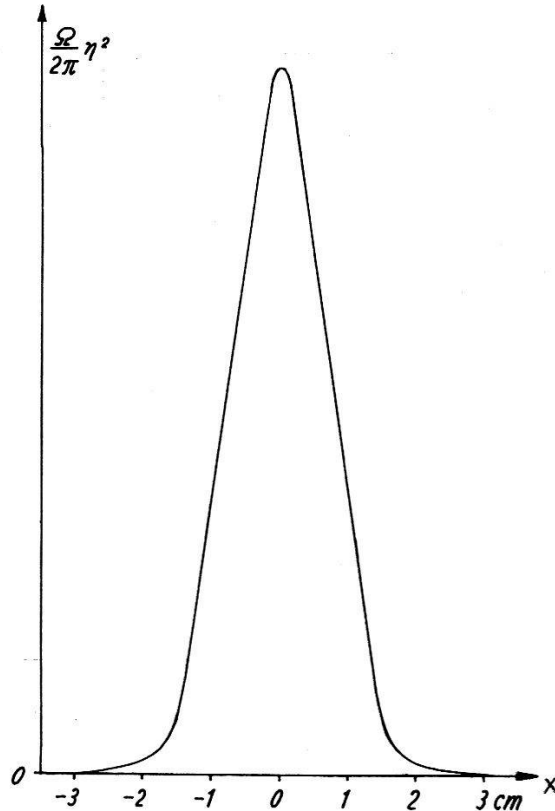


Fig. 5

Koinzidenzraumwinkel längs Strahlachse

aufgenommen. Die Apparatur wurde häufig kontrolliert. Ihr einwandfreies Funktionieren zeigte sich u. a. darin, dass die Streuung der einzelnen Messwerte p'_{AB} für das Verhältnis der Koinzidenzzahlen innerhalb der erwarteten statistischen Schwankungen lag. Die Messresultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Von den in Tabelle 1 enthaltenen Messwerten der Koinzidenzzahlen muss zunächst noch der Untergrund abgezogen werden, d. h. die Zahl derjenigen Koinzidenzen, die nicht von Annihilationsquanten eines im Probekörper erzeugten Positrons herrühren. Der Untergrund wurde durch die Anordnung der Versuchseinrichtung so weit wie möglich herabgesetzt. Eine theoretische Bestimmung des noch verbleibenden Restes ist wegen der Kompliziertheit der denkbaren Prozesse nicht möglich. Die experimentelle Bestimmung der verschiedenen Anteile des

*

Untergrundes geschieht durch Messung der Koinzidenzrate in etwas veränderten Versuchsanordnungen, in denen die Registrierung von Koinzidenzen aus im Probekörper erzeugten Positronen ausgeschlossen ist. Die Ergebnisse dieser Messungen, auf einen Registrierabschnitt von $1,28 \times 10^6$

Tabelle 1

| | Be | Al | C | Mg |
|--|---------------------|-----------------|---------------------|-----------------|
| Effektive Messzeit h . . . | 76 | 43 | 67 | 46 |
| Totalzahl der Koinzidenzen | 40810 | 63520 | 70060 | 90010 |
| Totalzahl der Monitorimpulse $\times 10^{-6}$ | 249,3 | 129,8 | 279,1 | 185,8 |
| Durchschnittliche Koinzidenzzahl pro Monitorintervall ($1,28 \times 10^6$ Monitorimpulse) | $209,6 \pm 1,0$ | $626,6 \pm 2,5$ | $321,4 \pm 1,2$ | $620,2 \pm 2,1$ |
| Mittleres Koinzidenzverhältnis p'_{AB} | 0,3322 | | 0,5190 | |
| Mittlere beobachtete Streuung von p'_{AB} . . . | $0,0021 \pm 0,0001$ | | $0,0029 \pm 0,0002$ | |
| Gemäss Poissonverteilung berechnete mittlere Streuung von p'_{AB} . . . | $0,0021 \pm 0,0001$ | | $0,0026 \pm 0,0002$ | |

Monitorimpulsen bezogen, sind in Fig. 6 angegeben. Die Koinzidenzen durch Untergrund wurden folgendermassen aufgeteilt:

1. Koinzidenzen, die bei Abwesenheit des Probekörpers registriert werden. Sie können verursacht werden z. B. durch Höhenstrahlteilchen, Comptonstreuung oder Paarerzeugung und Annihilation der nicht vollständig abgeschirmten primären γ -Strahlung in den Koinzidenzdetektoren und deren Umgebung. Der zeitproportionale Anteil, wie er z. B. durch Höhenstrahlung verursacht wird, wurde bei abgestellter γ -Strahlung gemessen und war mit $0,16 \pm 0,02$ Koinzidenzen pro 20 min sehr klein. Der der γ -Strahlungsintensität proportionale Anteil wurde ohne Probekörper ermittelt und ergab sich (vgl. Fig. 6A) zu $1,1 \pm 0,2$ Koinzidenzen pro Monitorintervall ($1,28 \times 10^6$ Monitorimpulse).

2. Koinzidenzen, die durch die vom Probekörper gestreute primäre γ -Strahlung in den Detektoren ausgelöst werden, wie z. B. Annihilation des Positrons eines durch ein gestreutes Quant erzeugten Paares in einem der Koinzidenzdetektoren und Registrierung eines Annihilationsquants im anderen Detektor. Solche Prozesse (zusammen mit denjenigen unter 1.) wurden durch die Anordnung Fig. 6B erfasst, bei welcher die beiden Detektoren gegeneinander denselben räumlichen Winkel besitzen wie in der Messanordnung, aber nicht auf die winkelkorrelierten Anni-

hilationsquanten aus dem Probekörper ansprechen können. Ihre Zahl ist, wie sich aus der Differenz $B-A$ ergibt, klein. Dies ist, falls nicht eine starke Winkelabhängigkeit vorhanden ist, auch bei der Messanordnung der Fall.

3. Koinzidenzen, die nicht durch die primäre γ -Strahlung, sondern durch Sekundäreffekte in den Probekörpern ausgelöst werden. Dies sind insbesondere Annihilationsquanten von Positronen, die ausserhalb des Probekörpers erzeugt wurden, aber in diesem zerfallen. Da angenommen werden darf, dass die Dichte dieser Streupositronen infolge der magnetischen Sperre klein und gleichmässig über das koinzidenzfähige Volumen

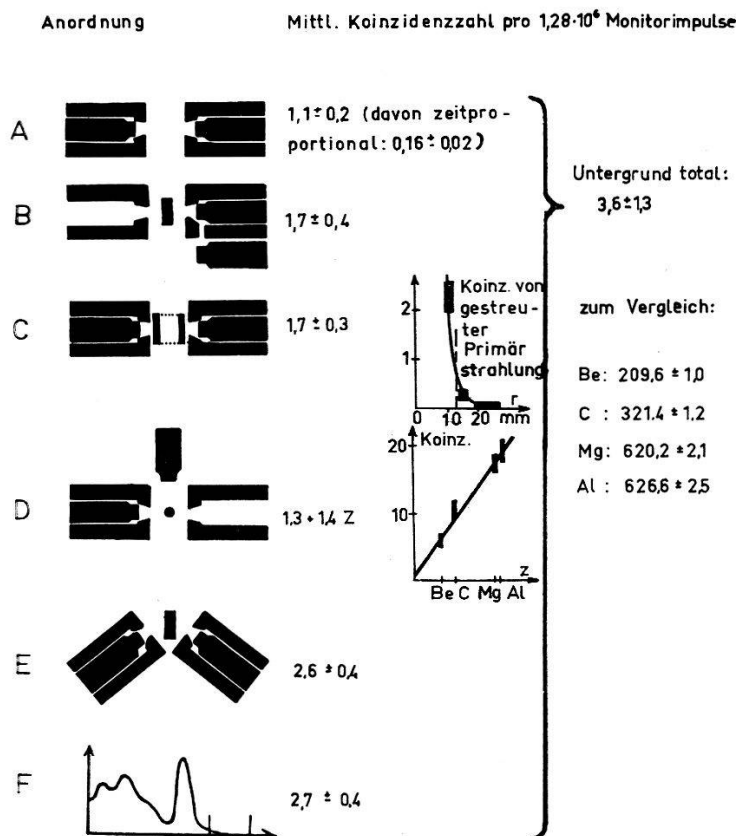


Fig. 6

Bestimmung der Koinzidenzraten des Untergrundes

verteilt ist, wurde dieser Untergrund mit hohlzylindrischen Probekörpern, die vom primären γ -Strahlbündel nicht getroffen werden, gemäss der Anordnung Fig. 6C gemessen. Da das γ -Strahlbündel nicht unendlich scharf begrenzt ist, sondern am Rand exponentiell abnimmt, müssen bei dieser Messung die durch die diffuse Randstrahlung zusätzlich erzeugten Paare subtrahiert werden. Diese Korrektur erhält man durch Variation der Durchmesser der Hohlkörper. Sie ist in Fig. 6C separat dargestellt. Nach deren Abzug beträgt der Untergrund aus 1 und 3 zusammen $1,7$ Koinzidenzen pro Intervall. Gleichzeitig gibt diese Messung Aufschluss

über die Fehler, die durch Variationen in der Lage der Probekörper entstehen. Bei einer Exzentrizität der Probekörperachse von 1 mm nimmt die Koinzidenzrate bei Al um 0,6, bei Be um 0,2 ab.

4. Koinzidenzen durch Sekundärprodukte von Prozessen im Probekörper, die durch die primäre γ -Einstrahlung hervorgerufen werden, mit Ausnahme von Paarerzeugung. Hierher gehören zunächst die zufälligen Koinzidenzen zwischen Compton-gestreuten Primärquanten, deren Zahl aber infolge der kurzen Auflösungszeit sehr klein ist (maximal 0,3). Solche Koinzidenzen können aber z. B. auch ausgelöst werden: Im einen Detektor durch ein unter 90° gestreutes γ -Quant, wobei dieses etwa 500-KeV Energie erhält, und im anderen Detektor durch das ein- oder mehrfach unter 90° gestreute Comptonelektron. Ihre Anzahl lässt sich leicht abschätzen. Ist n die Atomdichte, so ist die Zahl dieser Prozesse proportional $n^2 \cdot Z^3$, oder für Probekörper gleicher Elektronendichte $n_0 = n \cdot Z$ proportional mit Z , d. h. ähnlich der Anzahl der Paarkoinzidenzen, welche proportional mit $nZ(Z + \gamma) = n_0(Z + \gamma) \approx n_0 \cdot Z$ geht. Besitzt dieser Untergrund exakt dieselbe Z -Abhängigkeit wie die Paarerzeugung, so geht er in die gesuchte Grösse $\varphi = \Phi_B / \Phi_A$ überhaupt nicht ein. Neben solchen Z -proportionalen Prozessen treten aber auch Z -unabhängige Prozesse auf, vor allem Zweiquanten-Comptonstreuung. In den Anordnungen D , E , F (Fig. 6) wurde versucht, diesen Untergrund nach seiner Z -Abhängigkeit getrennt zu erfassen. Die Koinzidenzen in D zeigen die Form $D_0 + D_1 Z$, wobei $D_1 Z$ der Grössenordnung nach mit der theoretischen Abschätzung übereinstimmt. Wenn auch dieser Anteil nicht exakt die Z -Abhängigkeit der Paarerzeugung besitzt, so kann er doch wegen seiner Kleinheit weggelassen werden. Anordnung E gab ein von Z unabhängiges Resultat. Dies ist zu erwarten, da das Compton-Quant des oben beschriebenen Z -proportionalen Prozesses nur bei 90° -Stellung der Zähler zum Primärstrahl in den Energiekanal fällt. In F wurden die beiden Energiekanäle so nach oben verschoben, dass keine 511-keV-Quanten mehr erfasst wurden. Auch hier kann der Z -proportionale Anteil nicht auftreten; er wurde auch nicht gefunden. Alle drei Anordnungen können jedoch Zweiquantenprozesse zählen, weshalb der Untergrund D_0 im wesentlichen gleich dem in E und F sein sollte. D_0 ist zwar wesentlich kleiner als E und F , doch ist die statistische Genauigkeit bei D nicht ausreichend, um die Gleichheit sicher auszuschliessen. Theoretisch ergibt sich die Zahl der Zweiquantenprozesse, die bei hoher γ -Energie $1/137$ der Einfachprozesse beträgt, in der gleichen Grössenordnung wie D_0 (bzw. E oder F).

Die gesamte (Z -unabhängige) Zahl der Untergrundkoinzidenzen wurde schliesslich erhalten durch

$$N_U = A + (B - A) + (C - A) + \frac{1}{3} [(D_0 - A) + (E - A) + (F - A)] = 3,6 \pm 1,3$$

pro Monitorintervall, wobei der Untergrundsfehler so hoch angenommen wird, dass die Gleichheit von D_0 mit den Untergrundswerten E und F ermöglicht wird.

Untergrundskoinzidenzen können schliesslich durch β^+ -aktive Elemente, die durch (γ, n) -Prozesse im Probekörpermaterial entstehen, verursacht werden. Für die in Frage kommenden Elemente C^{11} , Mg^{23} und Al^{26} liegen die Schwellenwerte für den γ, n -Prozess jedoch über der verwendeten γ -Energie.

Reinheit der Probekörper-Materialien

Zur Bestimmung von γ ist die genaue Kenntnis der chemischen Zusammensetzung, insbesondere der Verunreinigungen mit hoher Atomnummer, erforderlich. Für den Be-Körper lagen von der Herstellerfirma Péchiney nur obere Grenzen der Verunreinigungen vor mit Werten, die die vorliegende Messung um mehr als die Fehlergrenze verändern würden. Für C, Mg und Al lagen Reinheitsangaben vor, insbesondere für die sehr geringen Verunreinigungen des Graphits. Eine Überprüfung bzw. für Be eine Bestimmung der Reinheitsgrade wurde durch Messung des Massenabsorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen, 94 KeV-Kern- γ -Strahlung von Ag^{107} , 25 KeV $K\alpha$ -Strahlung von Zinn und 22 KeV $K\alpha$ -Strahlung von Silber vorgenommen. Diese Messung ist sehr empfindlich auf schwere Verunreinigungen, weil die Schwächung überwiegend durch photoelektrischen Effekt erfolgt, dessen Massenabsorptionskoeffizient für Wellenlängen unterhalb der K -Kante mit Z^4 geht. Allerdings ist es unmöglich, die zum Vergleich notwendigen Werte der reinen Stoffe exakt zu berechnen, da die Werte der Abschirmungskoeffizienten nicht genügend bekannt sind und die verwendete Strahlung, die durch Reflexion an Calcit erhalten wurde, nicht genügend monochromatisch ist. Im Falle der Aluminium- und Magnesiumproben wurde daher einfach ein Vergleich der Absorption der Probekörper mit derjenigen von spektroskopisch reinen Proben vorgenommen. Für den Graphitkörper lag eine exakte und vollständige Analyse der sehr geringen Verunreinigungen vor. Aus dem an diesem Graphit gemessenen Absorptionskoeffizienten konnten daher die effektiven mittleren Abschirmungskoeffizienten für die K - und L_I -Schale ermittelt werden und damit der Absorptionskoeffizient des reinen Berylliums berechnet werden. Unter der Annahme einer Verteilung der Verunreinigungskonzentrationen, wie sie die Herstellerfirma des Be für die Maximalkonzentrationen angab, wurde in den Messungen mit den drei Wellenlängen übereinstimmend der $0,2 \pm 0,1$ te Teil der angegebenen Maximalwerte gefunden. Die Resultate dieser Messungen sind in Tabelle 2 zusammengestellt. $\Delta\mu_{\gamma nys}$ ist die gemessene Differenz der Massenabsorptionskoeffizienten des Probe-

körpers und des chemisch reinen Materials, $\Delta\mu_{chem}$ die aus den chemischen Analysenangaben berechnete Differenz. Im Falle des Be ist sie für die vom Hersteller angegebene Maximalkonzentration berechnet, so dass

$$\frac{\Delta\mu_{Phys}}{\Delta\mu_{Chem}}$$

hier den Bruchteil der tatsächlichen Verunreinigungen darstellt. Bei Al und Mg besteht im ganzen befriedigende Übereinstimmung zwischen Röntgen- und chemischer Analyse.

Tabelle 2

| | 94 KeV | | 25 KeV | | 22 KeV | |
|----------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | $\Delta\mu_{Phys}$ | $\Delta\mu_{Chem}$ | $\Delta\mu_{Phys}$ | $\Delta\mu_{Chem}$ | $\Delta\mu_{Phys}$ | $\Delta\mu_{Chem}$ |
| Beryllium | 0,0006 ± 0,0004; | 0,0027 | 0,006 ± 0,004; | 0,050 | 0,016 ± 0,004; | 0,063 |
| Graphit | | 0,0001 | | 0,002 | | 0,002 |
| Magnesium | 0,0019 ± 0,0008; | 0,0008 | 0,008 ± 0,006; | 0,013 | | |
| Aluminium- pulver | 0,0035 ± 0,0008; | 0,0010 | 0,053 ± 0,005; | 0,040 | | |

Tabelle 3

Verunreinigungen in % nach Angaben der Herstellerfirma:

| | | |
|-----------------|---------|---|
| Beryllium | 99,86 % | 0,03 Fe; 0,02 Si; 0,02 Al; 0,02 Mg; 0,01 C; 0,01 Ca; 0,01 Pb |
| Graphit | 99,986% | 0,003 Ca; 0,003 Na; 0,002 H |
| Magnesium | 99,89 % | 0,04 Mn; 0,03 Fe; 0,02 Al; 0,004 Cu; 0,005 Pb |
| Aluminiumpulver | 99,40 % | 0,24 Fe; 0,20 O; 0,10 Si; 0,03 Zn; 0,01 Pb |

Resultate

Unter Berücksichtigung der chemischen Zusammensetzung der Probekörper und der nicht exakten Monochromasie der γ -Strahlung wird die Zahl der erzeugten Paare

$$p = \sum_{E,Z} \int \Phi(E, Z) n(Z) N(E, x) dx,$$

wobei Φ den totalen Wirkungsquerschnitt pro Atom mit der Ordnungszahl Z für die γ -Energie E , n die Zahl der Atome pro Volumeneinheit des Probekörpers, x die vom Probekörperzentrum aus gerechnete Koordinate in axialer Richtung zum Monitor hin und N die Zahl der γ -Quanten mit Energie E am Orte x darstellt. Das an der Stelle x geschaffene Positron

annihiliert an der Stelle x' , die um die Reichweite der Positronen gegen x verschoben ist. Sei ferner $\Omega(x')$ der an der Stelle x' von jedem der beiden Szintillationskristalle aufgespannte Raumwinkel, $\eta(x')$ die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kristalle für den Fall, dass ein Annihilationsquant einen in der Photospitze liegenden Impuls ergibt, $a(Z)$ das Verhältnis der 180° korrelierten 2-Quanten-Annihilation zur Totalzahl, das nach BETHE und WILLS¹³⁾ berechnet werden kann, und $b(Z, x')$ der vom Orte x' stammende im Probekörper nicht absorbierte Bruchteil der 511 KeV-Strahlung. Die Zahl $N(E, x)$ der einfallenden γ -Quanten ist

$$N(E, x) = N_0 f(E) \cdot e^{-\tau(Z, E)(x+x_0)},$$

wenn N_0 die Totalzahl, $f(E)$ der Bruchteil der Quanten mit Energie E darstellt. $\tau(Z, E)$ ist der Absorptionskoeffizient für die primäre γ -Strahlung, x_0 die halbe Länge des Probekörpers. Damit wird die Zahl der registrierten Annihilationskoinzidenzen

$$P = N_0 \sum_{E, Z} \Phi(E, Z) n(Z) a(Z) e^{-\tau(E, Z) x_0} \int f(E) e^{-\tau(E, Z) x} b(Z, x') \frac{\Omega(x')}{2\pi} \eta^2(x') dx.$$

Die Zahl der Monitorimpulse ist entsprechend

$$P_0 = N_0 \sum_{E, Z} f(E) \cdot e^{-\tau(E, Z) 2x_0} \cdot \eta_M(E),$$

wenn η_M die Ansprechwahrscheinlichkeit des Monitorzählers für primäre γ -Quanten bedeutet.

Der Faktor b wird fast vollständig durch die Compton-Streuung der Annihilationsquanten bestimmt, da infolge der kleinen Ordnungszahl aller Materialien die Photoabsorption sehr gering ist. Wegen der nur geringfügigen Verschiedenheit der Elektronendichten der Probekörper lässt sich $b(x', Z)$ aufspalten in $b = b'(Z, x) \cdot b''(x')$. Bildet man nun noch für die nur schwach energieabhängigen Terme geeignete Mittelwerte, so ergibt sich mit der Dichte ρ und der Atommasse M die gesuchte Grösse

$$\varphi = \frac{\Phi_B(\bar{E})}{\Phi_A(\bar{E})} = \frac{P_B}{P_{0B}} \frac{P_{0A}}{P_A} \frac{M_B}{M_A} \cdot \frac{\rho_A}{\rho_B} \cdot \frac{a_A b'_A c_A d_A e_A}{a_B b'_B c_B d_B e_B}. \quad (3)$$

Hierin bedeutet

$$c_A = 1 + \sum_n \frac{M_A \Phi_n - M_n \Phi_A}{M_n \Phi_A} \quad c_n = 1 + \frac{1}{n_A \Phi_A} \sum_{Z \neq A} \Phi(E, Z) n(Z)$$

die Korrektur für die Verunreinigungen der Massenzahl M_n , der Massenkonzentration c_n und dem totalen Paarwirkungsquerschnitt Φ_n im

Probekörper mit der Ordnungszahl A . Dabei ist also die Summation über Z , die die Verunreinigungen erfasst, auf das Glied $\Phi(E, Z) \cdot n(Z)$ beschränkt. In allen anderen Gliedern wurde Z durch die Ordnungszahl A bzw. B des betreffenden Probekörpers ersetzt.

Die Korrektur $d = e^{-\tau(Z, \bar{E}) \bar{x}}$ wird durch Mittelung über die dreieckförmige Empfindlichkeitskurve der Detektoren (Fig. 5) erhalten, wobei die Elektronenreichweite nach KATZ und PENFOLD¹⁴⁾ benützt und ihre Z -Abhängigkeit nach PAUL und REICH¹⁵⁾ berücksichtigt wurde. Schliesslich ist $e = e^{\tau(\bar{E}, Z) \cdot x_0}$ die Korrektur für die Verschiedenheit der Absorption der auf den Monitor auftreffenden Primärstrahlung nach Durchlauf des Probekörpers. Die Werte, die für die Verhältnisse dieser Korrekturen berechnet wurden, sind mit den geschätzten Unsicherheiten in Tabelle 4 zusammengefasst.

Tabelle 4

Verhältnis der Korrekturen und Fehler in %

| Korrekturgrösse | | Al/Be | Fehler | Mg/C | Fehler |
|---|-----------|--------|-----------|--------|------------|
| Zerfall im Flug | a_A/a_B | 0,9902 | $\pm 0,1$ | 0,9940 | $\pm 0,06$ |
| Absorption der 511-keV-Strahlung | b_A/b_B | 0,9979 | 0,03 | 1,0016 | 0,03 |
| Verunreinigungen | c_A/c_B | 0,9975 | 0,21 | 1,0008 | 0,02 |
| Intensität der Primärstrahlung und Positronenreichweite | d_A/d_B | 1,0041 | 0,06 | 1,0004 | 0,01 |
| Monitorzählrate | e_A/e_B | 1,0231 | 0,03 | 1,0146 | 0,03 |

Verhältnis der Grössen und relative Fehler in %

| Grösse | | Al/Be | Fehler | Mg/C | Fehler |
|--------------------------------------|-----------------|--------|------------|--------|------------|
| Dichte der Probekörper | ρ_A/ρ_B | 0,9257 | $\pm 0,14$ | 1,0052 | $\pm 0,22$ |
| Atommassen der Probekörper | M_B/M_A | 0,3341 | 0,04 | 0,4939 | 0,04 |
| Koinzidenzrate | p'_B/p'_A | 0,3322 | 0,64 | 0,5190 | 0,55 |
| Untergrund | p_U | 0,9885 | 0,42 | 0,9946 | 0,20 |

Dort sind auch die Verhältnisse der übrigen in φ eingehenden Grössen sowie deren relative Fehler angegeben. p'_B/p'_A ist das Verhältnis der gemessenen Koinzidenzraten vor Abzug des Untergrundes. Der bei p'_B/p'_A angegebene Fehler ist der aus der Zahl der registrierten Koinzidenzen ermittelte statistische Fehler. Die Subtraktion des Untergrundes gibt eine kleine Änderung des Koinzidenzverhältnisses und durch den Fehler

im Untergrund einen weiteren Beitrag zum Gesamtfehler. Beide den Untergrund betreffenden Grössen sind in Tabelle 4 unter ϕ_U gesondert aufgeführt. Mit den Beziehungen (3) und (2) ergibt sich für die beiden Stoffpaare Be-Al und C-Mg

$$\gamma = \Gamma_e / \Gamma_n = 0,517 \pm 0,056 \text{ für Be-Al}$$

$$\text{bzw. } 0,456 \pm 0,085 \text{ für C-Mg}$$

oder als Mittel:

$$\gamma = \frac{\Gamma_e}{\Gamma_n} = 0,50 \pm 0,05 \quad (\text{bei } E\gamma = 6,3 \pm 0,2 \text{ MeV}).$$

Hierbei ist die Gültigkeit der Beziehung (1) vorausgesetzt, d. h. die exakte Proportionalität des Kernanteils mit Z^2 . Berücksichtigt man die innerhalb der Messgenauigkeit liegende geringe Abhängigkeit der Grösse Γ_n von Z , wie sie von STAUB und WINKLER⁸⁾ bei der verwendeten γ -Energie gefunden wurde, so würde das Resultat um 0,01 bzw. 0,05 verkleinert, je nachdem, ob diese Abhängigkeit als quadratisch oder linear in Z angenommen wird. Mit dem von HOUGH¹⁶⁾ berechneten absoluten Wert von $\Gamma_n = 2,46$ für die γ -Energie von 6,3 MeV erhält man aus dem gemessenen Wert von γ

$$\Gamma_e = \gamma \cdot \Gamma_n = 1,23 \pm 0,12.$$

Diskussion der Ergebnisse

Der oben angegebene Wert für γ ist beinahe doppelt so gross wie der von PHILLIPS und KRUGER⁴⁾ bei derselben γ -Energie gemessene Wert $\gamma = 0,256 \pm 0,017$. Diese Diskrepanz muss, wie in der Einleitung dargelegt, wohl mit der von PHILLIPS und KRUGER benützten Wilsonkammermethode zusammenhängen, bei der eine Anzahl von Elektronentriplets der Beobachtung entgeht.

In Fig. 7 sind die experimentellen Resultate bei kleinen γ -Energien mit den theoretischen Angaben von BORSELLINO, VOTRUBA, JOSEPH und REYNTJENS³⁾ zusammengestellt. Die punktierten Geraden stellen jeweils die asymptotischen Ausdrücke für $E_\gamma/mc^2 \rightarrow \infty$ dar.

Bei den theoretischen Untersuchungen der Paarerzeugung kann an sich der totale Querschnitt nicht einfach aus den Anteilen des freien Kerns und demjenigen der freien Elektronen zusammengesetzt werden, sondern es sollte nach JOSEPH und ROHRLICH zwischen dem kohärenten und inkohärenten Anteil unterschieden werden. Sofern jedoch die kleinste auf Grund der Erhaltungssätze an das Elektron übertragene Energie seine Bindungsenergie übersteigt, so ist der inkohärente Wirkungsquerschnitt gleich demjenigen für Paarerzeugung am freien Elektron.

Bei den im vorliegenden Experiment verwendeten Elementen und der γ -Energie von 6,3 MeV ist dies der Fall und damit ein Vergleich mit den verschiedenen theoretischen Resultaten möglich.

Unter diesen gibt nur BORSELLINO Werte in allen Energiebereichen an, jedoch sind seine Werte sicher zu hoch bei sehr kleinen Energien, d. h. bei $E_\gamma/m_0c^2 - 4 \ll 1$, da er in seiner Rechnung (Bornsche Näherung) die Coulombwechselwirkung und vor allem das Paulische Ausschliessungsprinzip für die beiden Elektronen sowie die Wechselwirkung der einfallenden Strahlung mit dem Hüllenelektron, in dessen Feld das Paar

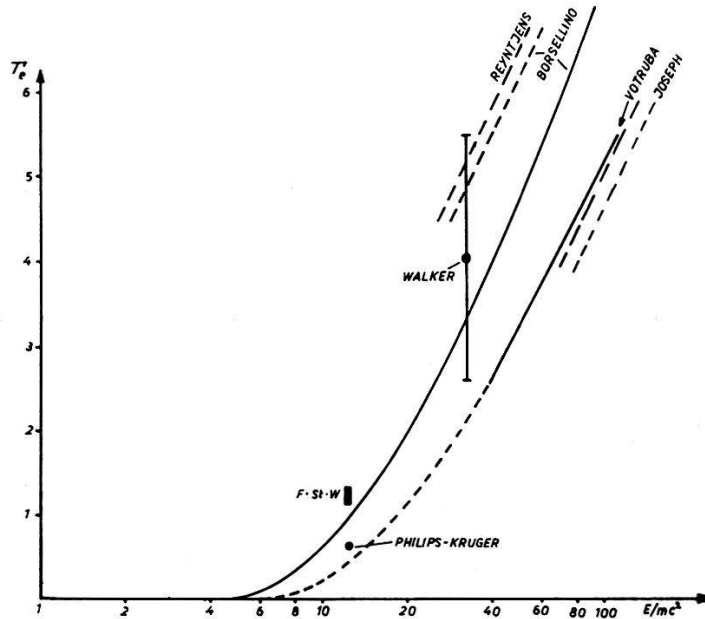


Fig. 7

Theoretische und experimentelle Werte von Γ_e

gebildet wird, vernachlässigt. In diesem Bereich sind die folgenden Beziehungen angegeben worden:

$$\Gamma_e = \frac{\pi\sqrt{3}}{216} (E_\gamma/mc^2 - 4)^2 \quad \text{Borsellino}$$

$$\Gamma_e = \frac{\pi\sqrt{3}}{972} (E_\gamma/mc^2 - 4)^2 \quad \text{Votruba}$$

$$\Gamma_e = 0,00205 (E_\gamma/mc^2 - 4)^2 \quad \text{Reyntjens.}$$

Im Gebiete der sehr hohen Energien sind die von BORSELLINO berechneten Werte sicher zuverlässig, da die oben erwähnten Vernachlässigungen nicht mehr ins Gewicht fallen können. Andererseits sind bei der in der vorliegenden Arbeit benützten γ -Energie und den verwendeten Elementen mit niedrigem Z Abschirmungseffekte, die BORSELLINO und REYNTJENS nicht berücksichtigen, sicher noch nicht von Bedeutung.

Die asymptotischen Geraden in logarithmischer Darstellung haben folgende Werte:

$$\Gamma_e = 28/9 \log (2 E_\gamma/m c^2) - \frac{218}{27} \quad \text{Borsellino}$$

$$\Gamma_e = 28/9 \log (2 E_\gamma/m c^2) - \frac{102}{9} \quad \text{Votruba}$$

$$\Gamma_e = 28/9 \log (2 E_\gamma/m c^2) - \frac{106}{9} \quad \text{Joseph}$$

$$\Gamma_e = 28/9 \log (2 E_\gamma/m c^2) - \frac{218}{27} + 0,32 \quad \text{Reyntjens .}$$

In der Formel von REYNTJENS stellt der letzte Term den kleinen Beitrag dar, den diejenigen Fälle beitragen, bei denen alle drei Elektronen grosse Impulse erhalten. Die für grosse Werte E_γ/mc^2 gültigen asymptotischen Geraden von VOTRUBA und JOSEPH besitzen die gleiche Neigung wie diejenigen von BORSELLINO und REYNTJENS. VOTRUBAS Berechnung ist aber insofern vollständiger, als er Austausch und Rückstoss-effekte berücksichtigt. Für hohe Energien fallen diese Effekte aber ausser Betracht. Dagegen sind, wie JOSEPH und ROHRLICH gezeigt haben, die Näherungsrechnungen im Gebiete hoher Energien unsicher und stellen höchstens eine untere Grenze dar, so dass der Wirkungsquerschnitt sich tatsächlich der Assymptote nach BORSELLINO nähert. Dies ist auch in Einklang mit dem experimentellen Befund von ANDERSON, KENNEY, McDONALD und POST⁶⁾, die bei $E_\gamma = 300$ MeV für Γ_e den Wert $14,2 \pm 1,0$ finden. Bei dieser Energie sind die berechneten Werte:

$$\Gamma_e = 13,9 \quad \text{Borsellino}$$

$$\Gamma_e = 10,7 \quad \text{Votruba}$$

$$\Gamma_e = 14,3 \quad \text{Reyntjens}$$

$$\Gamma_e = 10,2 \quad \text{Joseph .}$$

Von den beiden früheren, experimentellen Resultaten bei mittleren Energien ($E_\gamma/mc^2 < 100$) ist das Resultat von PHILLIPS und KRUGER⁴⁾ $\Gamma_e = 0,63 \pm 0,04$ um beinahe einen Faktor zwei kleiner als der theoretische Wert von BORSELLINO. Die verhältnismässig geringe Abweichung von der punktiert eingezeichneten Interpolation der Werte von VOTRUBA ist wohl mehr zufälliger Art, da diese Interpolation sehr unzuverlässig ist. Eine numerische Berechnung des Votrubaschen Wertes ist wegen der Kompliziertheit seiner Formeln nicht möglich. Der von WALKER⁷⁾ für $E_\gamma = 17,6$ MeV angegebene Wert ist mit dem berechneten Wert von BORSELLINO verträglich, aber mit einem grossen Fehler behaftet.

Der in der vorliegenden Arbeit gefundene Wert $\Gamma_e = 1,23 \pm 0,12$ weicht von dem von BORSELLINO berechneten $\Gamma_e = 1,0$ nur um den

doppelten Fehler ab. Berücksichtigt man den kleinen Zusatz von REYNTJENS für den Fall, dass alle 3 Elektronen schnell sind (der asymptotisch den Wert 0,32 besitzt), so scheint mit dem nach REYNTJENS vergrößerten Wert von BORSELLINO ausgezeichnete Übereinstimmung zu bestehen.

Zum Schlusse möchten wir den Herren Prof. HEITLER und Prof. ROHRICH für Diskussion der theoretischen Aspekte danken. Den Herren Prof. W. STEPHENS, Dr. A. RYTZ, G. RASCHE, J.W. MÜLLER und Fr. FREI sind wir für die Mithilfe bei den Messungen zu Dank verpflichtet, ebenso den Herren Prof. P. MARMIER und Dr. HEINRICH für die Aufbereitung der radioaktiven Quellen.

Die Schweizerische Bankgesellschaft hat uns in freundlicher Weise das Gold für den Kollimator zinslos zur Verfügung gestellt. Für die Herstellung und die Reinheitsangaben der Probekörper danken wir den Firmen: Aluminium-Industrie, Neuhausen; Dow Chemical Co.; Cie Pétrobrás; Walter Marx & Co.; Service de Chimie et Physique du Centre d'Etude Nucléaire Saclay; Metallgiesserei Kanz und der Abteilung für industrielle Forschung der ETH. Der Schweizerischen Studienkommission für Atomenergie (SKA.) danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

- 1) F. PERRIN: C. R. Acad. Sci. Paris 197, 1100 (1933).
- 2) L. V. GROSHEV, J. Phys. Acad. Sci. U.S.S.R. 5, 115 (1941); K. ZUBER, Helv. Phys. Acta 15, 38 (1942).
- 3) J. A. WHEELER und W. E. LAMB, Phys. Rev. 55, 858 (1939); A. BORSELLINO, Nuovo Cimento 4, 112 (1947); K. M. WATSON, Phys. Rev. 72, 1060 (1947); P. NEMIROVSKY, Journ. Phys. Acad. Sci. U.S.S.R. 11, 94 (1947); V. VOTRUBA, Phys. Rev. 73, 1468 (1948); J. JOSEPH, Dissertation, State University of Iowa, 1955; J. REYNTJENS, Dissertation, Université Catholique de Louvain, 1956.
- 4) J. A. PHILLIPS und P. G. KRUGER, Phys. Rev. 76, 1471 (1949).
- 5) E. R. GAERTNER und M. L. YEATER, Phys. Rev. 78, 621 (1950).
- 6) J. D. ANDERSON, R. W. KENNEY, C. A. McDONALD JR. und R. F. POST, Phys. Rev. 102, 1632 (1956).
- 7) R. L. WALKER, Phys. Rev. 76, 1440 (1949).
- 8) H. STAUB und H. WINKLER, Helv. Phys. Acta 27, 223 (1954).
- 9) H. DAVIES, H. A. BETHE und L. C. MAXIMON, Phys. Rev. 93, 788 (1954).
- 10) B. HAHN, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 25, 505 (1952).
- 11) C. Y. CHAO, A. V. TOLLESTRUP, W. A. FOWLER und C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. 79, 108 (1950).
- 12) R. SHERR und J. B. GERHART, Rev. Sci. Instr. 23, 770 (1952).
- 13) H. A. BETHE und H. H. WILLS, Proc. Roy. Soc. London A 150, 129 (1935).
- 14) L. KATZ und A. S. PENFOLD, Rev. Mod. Phys. 24, 28 (1952).
- 15) W. PAUL und H. REICH, Zs. f. Phys. 127, 429 (1950).
- 16) P. V. C. HOUGH, Phys. Rev. 73, 266 (1948).