

Paarerzeugung durch Elektronen und Positronen-Emission der γ -Strahler

Autor(en): **Bradt, Helmut**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **17 (1944)**

Heft I

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111495>

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.

Paarerzeugung durch Elektronen und Positronen-Emission der β^- -Strahler

von Helmut Bradt.

(6. I. 1944.)

§ 1. Einleitung.

Die Diracsche Theorie des Elektrons gibt ein bestimmtes Bild von der Art der Entstehung und Vernichtung der positiven Elektronen und gestattet, quantitative Aussagen über die Häufigkeit solcher Prozesse zu machen. Schon vor der Entdeckung des positiven Elektrons war die Diracsche Theorie durch das Experiment in vielfacher Hinsicht glänzend bestätigt worden, auch für Erscheinungen, bei deren theoretischer Untersuchung die Zustände negativer Energie — als virtuelle Zwischenzustände in der Störungsrechnung — eine wesentliche Rolle spielen (z. B. *Klein-Nishina-Formel* des Compton-Effekts). Auch die Experimente mit Positronen bestätigten im allgemeinen die Voraussagen der Diracschen Theorie.

In der Beschreibung einiger Prozesse hingegen — der Paarerzeugung durch Elektronen, der elastischen Streuung und der Polarisierung von Elektronen im Kernfeld — schien die Diracsche Theorie jedoch quantitativ vollständig zu versagen. Wilsonkammer-Untersuchungen der Positronen-Emission natürlicher β -Strahler, wie sie seit 1934 im Anschluss an Beobachtungen von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI und von SKOBELZYN und STEPANOWA von verschiedenen Autoren ausgeführt worden sind, haben Ergebnisse gezeitigt, welche deutlich zu zeigen schienen, dass die Häufigkeit der *Paarerzeugung durch Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne* in Wirklichkeit einige zehntausendmal grösser ist als die theoretisch berechnete, ja, dass nicht einmal die Z -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für diesen Prozess von der Theorie richtig wiedergegeben wird.

Die Experimente, welche die quantitativen Voraussagen der Diracschen Theorie über Elektronen-Polarisierung und elastische Streuung schneller Elektronen vollständig zu widerlegen schienen, sind inzwischen selbst widerlegt worden. Zumindest der Grössenordnung nach besteht sowohl bezüglich der Elektronen-Polari-

sation (siehe z. B. SHULL¹), als auch bezüglich der elastischen Streuung (siehe z. B. BLEULER²) Übereinstimmung zwischen Diracscher Theorie und Beobachtung. Die Frage der „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen ist bisher jedoch noch ungeklärt geblieben; die diesbezüglichen verschiedenartigen Untersuchungen führten zu einander vollständig widersprechenden Resultaten.

Die vorliegende Arbeit dient der Abklärung dieser Frage.

§ 2. Paarerzeugung und Annihilation des Positrons nach der Diracschen Theorie.

Der am häufigsten beobachtete Paarerzeugungs-Prozess ist die „Materialisation des Lichts“, die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren beim Auftreffen von γ -Strahlung auf Materie. Handelt es sich um γ -Strahlung radioaktiven Ursprungs, so ist es möglich, dass das Quant sich schon im Felde des durch die Emission umgewandelten Kerns materialisiert („Paarkonversion“ der γ -Strahlen). Der Wirkungsquerschnitt für die äussere *Paarerzeugung durch γ -Strahlen* ist proportional dem Quadrat der Ladungszahl des Kerns, in dessen Feld die Materialisation stattfindet. Für die beim Zerfall der natürlichen radioaktiven Körper auftretenden harten γ -Linien ist der Wirkungsquerschnitt für Blei von der Grössenordnung 10^{-24} cm² (HEITLER³), S. 196). Der Paar-Konversionskoeffizient (Wahrscheinlichkeit der „inneren“ Paarerzeugung) der harten γ -Linien der natürlichen radioaktiven Körper ist von der Grössenordnung 10^{-4} Paare/Zerfall (JAEGER und HULME⁴).

Die Diracsche Theorie beschreibt auch die Erzeugung von Paaren beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie. Die *Paarerzeugung durch Elektronen* im Coulombfeld eines Kerns der Ladungszahl Z wird gedeutet als Übergang eines Elektrons, auf welches das stossende Elektron Energie übertragen hat, aus einem Zustand negativer Energie in einen solchen positiver Energie. Das einfallende Elektron erleidet dabei einen Energieverlust $> 2 mc^2$, seine ursprüngliche kinetische Energie muss also diesen Betrag übertreffen. Diese „Materialisation von kinetischer Energie eines schnellen Elektrons“ ist von ANDERSON und NEDDERMEYER⁵) u. a. beobachtet worden. Auch bei der Paarerzeugung durch Elektronen ist neben der „äusseren“ Paarerzeugung (Paarerzeugung beim Durchgang durch Materie) eine „innere“ Paarerzeugung in Betracht zu ziehen: ein Teil der kinetischen Energie eines Elektrons radioaktiven Ursprungs kann sich schon im Coulombfeld des durch den β -Zerfall umgewandelten Kerns materialisieren.

Der Wirkungsquerschnitt für die äussere Paarerzeugung durch Elektronen ist, wie der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch γ -Strahlen, Z^2 -proportional; er ist für Energien

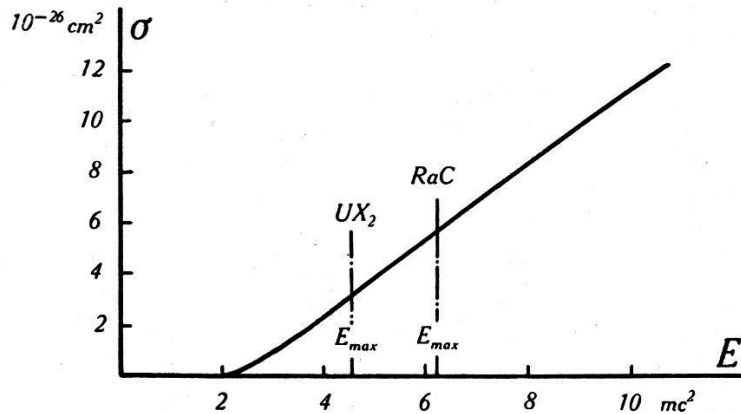


Fig. 1.

Paarerzeugung durch Elektronen in Blei.

von einigen mc^2 etwa 100-mal kleiner als derjenige für die Paarerzeugung durch γ -Strahlen gleicher Energie, also von der Grössenordnung 10^{-26} cm^2 . Fig. 1 zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Elektronenenergie nach ВНАВНА⁶).

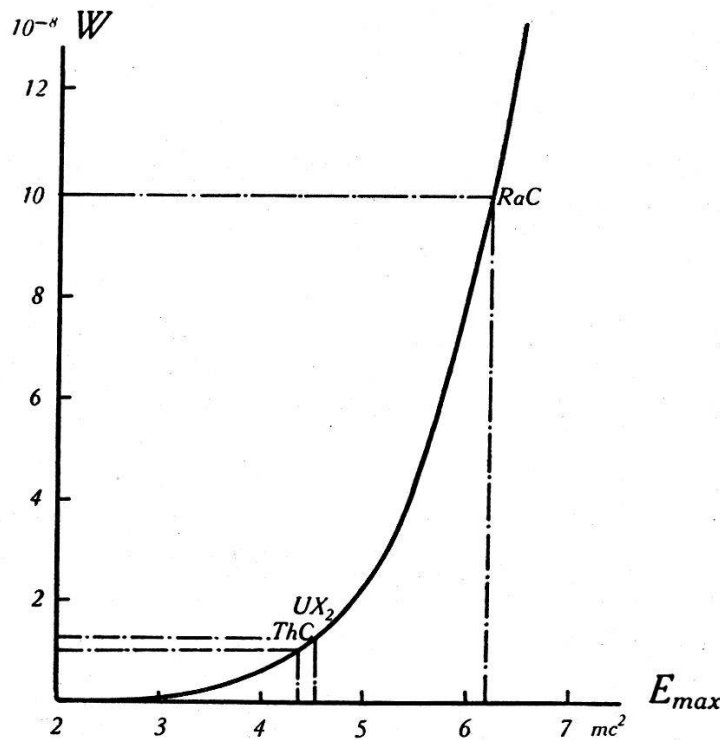


Fig. 2.

β -Paarkonversionskoeffizient.

Die Wahrscheinlichkeit der inneren Paarerzeugung durch Elektronen ist von TISZA⁷) und von ARLEY und MÖLLER⁸) berechnet worden. Fig. 2 zeigt die von ARLEY und MÖLLER berechnete

mittlere Wahrscheinlichkeit W der Paarkonversion von kinetischer Energie eines Zerfallselektrons in Funktion der oberen Grenze des β -Spektrums. (Der Rechnung ist die Fermische Theorie des β -Zerfalls zugrunde gelegt.) Diese Wahrscheinlichkeit ist ganz ausserordentlich gering: bei den natürlichen β -Strahlern führt höchstens jeder (10^7 — 10^8)-te β -Zerfall zu einer solchen Paarkonversion. In Fig. 3 ist das von ARLEY und MÖLLER für RaC berechnete Spektrum der so erzeugten Positronen eingezeichnet.

Es ist noch die Möglichkeit zu erwähnen, dass Elektronenpaare direkt von angeregten Atomkernen emittiert werden; eine solche *direkte Paaremission* durch den, in einem bestimmten angeregten Niveau befindlichen O^{16} -Kern ist von STREIB, FOWLER und LAURITSEN⁹⁾ bei der Protonenbombardierung von Fluor beobachtet worden. Es ist anzunehmen, dass diese Elektronenpaar-Emission mit einem Übergang zwischen zwei Zuständen (dem tiefsten angeregten Zustand und dem Grundzustand des O^{16}) mit verschwindendem Drehimpuls und gleicher Parität verbunden ist. Da bei einem derartigen Übergang die Emission von γ -Strahlung — soweit nur ein Quant auf einmal ausgesandt wird — absolut verboten ist, so konkurriert dieser Prozess nur noch mit der Aussendung eines Hüllenelektrons und mit der äusserst unwahrscheinlichen gleichzeitigen Emission zweier γ -Quanten.

Die Wahrscheinlichkeit der Paar-Emission bei $0 \leftrightarrow 0$ Übergängen ist auf Grund der Diracschen Theorie von OPPENHEIMER und SCHWINGER¹⁰⁾ und von THOMAS¹¹⁾ berechnet worden. So berechnet THOMAS für den $0 \leftrightarrow 0$ Übergang beim RaC', der zur Aussendung der „100-proz. konvertierenden“ 1,414 MeV Linie Anlass gibt, das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit für die Aussendung eines Hüllenelektrons der K-Schale zur Wahrscheinlichkeit einer direkten Paaremission zu 170 : 1. Mit der von ELLIS¹²⁾ gemessenen Intensität der Linie ergibt sich daraus, dass der 1,414 MeV-Übergang zur Emission von

$$n_{0,0}^{(+)} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Paaren/Zerfall Ra}$$

Anlass gibt. Zum Vergleich sei angeführt, dass nach JAEGER und HULME die Paarkonversion der γ -Linien des Ra(B + C) zur Emission von

$$n_{\gamma}^{(+)} = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ Paaren/Zerfall Ra}$$

führt.

Als inversen Vorgang der Paarerzeugung beschreibt die Diracsche Theorie den Prozess der Paarvernichtung — der *Annihilation* eines positiven Elektrons zusammen mit einem negativen

Elektron — als Übergang eines Elektrons aus einem Zustand positiver Energie in einen unbesetzten Zustand negativer Energie. Die Energie, die beim Herabfallen des Elektrons in das „Loch“ frei wird, wird als Strahlung ausgesandt. In dichter Materie hat ein Positron nur eine kurze Lebensdauer (10^{-10} sec in Blei). Hat es seine ursprüngliche kinetische Energie durch Stöße und Ausstrahlung verloren, so vereinigt es sich mit einem negativen Elektron, wobei — auf Grund der Erhaltungssätze — zwei in diametral entgegengesetzter Richtung fortfliegende γ -Quanten der Energie mc^2 entstehen. Die Wahrscheinlichkeit nämlich, dass ein Positron zerstrahlt, während es noch in Bewegung ist, ist (ausgenommen für extrem hohe Energien) in dichter Materie klein: das Positron „hat keine Zeit“ während der Bewegung zu zerstrahlen, da es zu rasch gebremst wird. Für die späteren Schlussfolgerungen ist es wichtig, festzustellen, dass die experimentellen Untersuchungen die Theorie der Zwei-Quanten-Annihilation*) vollauf bestätigt haben (BERINGER und MONTGOMERY¹³); siehe auch § 7).

§ 3. Die „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen als Erklärung für die Ergebnisse von Wilsonkammer-Untersuchungen.

Nach dem Vorhergehenden ist es verständlich, dass β -Strahler in sehr geringem Ausmasse auch Positronen aussenden, wie dies beim aktiven Th- und Ra-Niederschlag von THIBAUD¹⁴) mit Hilfe der Trochoidenmethode, von ALICHANOW und KOSODAEW¹⁵) im β -Spektrographen und von anderen beobachtet worden ist.

Die *Positronenemission der β -Strahler* wurde auch mit der *Wilsonkammer* untersucht; von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI¹⁶) diejenige des Th(B + C + C'), von SKOBELTZYN und STEPANOWA¹⁷) und, anschliessend an deren eingehende Untersuchungen, von DA SILVA¹⁸) und von SIZOO und BARENDREGT¹⁹) diejenige des Ra(B + C). Diese Wilsonkammer-Untersuchungen haben — im Gegensatz zu den magnetische Fokussierung verwendenden Untersuchungen (siehe § 6) — zu ganz eigentümlichen Resultaten geführt.

*) Es sind nach der Theorie auch andere Arten der Annihilation als die Zwei-Quanten-Annihilation möglich, z. B. die Vereinigung eines Positrons mit einem in der K-Schale gebundenen Elektron unter Aussendung eines einzigen γ -Quants. Die Wahrscheinlichkeit dieser Prozesse ist aber nach der Theorie viel kleiner als diejenige der Annihilation durch Emission zweier Quanten; tatsächlich ist bisher mit Sicherheit auch nur die letztere beobachtet worden.

Bei allen diesen *Wilsonkammer-Untersuchungen* war die Anordnung im Wesentlichen die gleiche. Die Beobachtung von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI z. B. ist die folgende: Ein dünner Al-Draht mit aktivem Th-Niederschlag, eingeschmolzen in eine dünnwandige Glaskapillare, wird in der Mitte der Wilsonkammer angebracht. Auf den Aufnahmen werden auf 2000 „negative“ (Elektronen-)Spuren 24 „positive“ (Positronen-) Spuren beobachtet. Da die Ersetzung des Al-Drahts durch einen Pt-Draht die relative Anzahl der beobachteten „positiven“ Spuren nicht erhöht, werden die Positronen, deren Bahnen diese Spuren sind, sicher nicht durch die γ -Strahlung im Draht erzeugt. Sie werden von den Autoren als ausgehend von den radioaktiven Atomen selbst, durch „innere“ Paarkonversion der γ - oder β -Strahlung erzeugt, betrachtet. Die späteren Wilsonkammer-Untersuchungen haben Emissionsraten der gleichen Grössenordnung 10^{-2} (eine positive Spur auf 100 negative Spuren) auch für andere β -Strahler ergeben, insbesondere für solche, die keine, oder wie UX_2 nur sehr schwache, Kern- γ -Strahlung aussenden: positive Spuren, ausgehend von einer UX-Quelle, wurden in der Wilsonkammer von BARENDREGT und SIZOO²⁰⁾, solche Spuren, ausgehend von einer P^{32} -Quelle, von SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN²¹⁾, solche, ausgehend von einer RaE-Quelle, von HEINE²²⁾ beobachtet.

Bei diesen radioaktiven Kernen kann zur Erklärung einer Positronen-Emission die Paarkonversion der γ -Strahlen überhaupt nicht herangezogen werden; von den Konversionsprozessen bleibt nur die innere Paarerzeugung durch Elektronen als mögliche Erklärung übrig. Eine solche bedeutete allerdings, dass die tatsächliche Häufigkeit der β -Paar-Konversionsprozesse (10^5 — 10^6)-mal grösser wäre als die theoretisch berechnete (und dass überdies — wie Fig. 3 zeigt — auch die Energieverteilung der Positronen von der berechneten vollständig verschieden wäre). Dennoch wurde diese Erklärung von SKOBELZYN-STEPANOWA, DA SILVA und SIZOO-BARENDREGT angenommen: Die vom UX und P^{32} , sowie der überwiegende Teil der vom Ra(B + C) und vom Th(B + C + C'') ausgehenden positiven Spuren wurden als Bahnen von durch β -Paarkonversion entstandenen Positronen betrachtet.

Eine andere Annahme schien auch kaum sinnvoll zu sein, da in der Wilsonkammer positive Spuren auch dann noch beobachtet wurden, wenn die β -Quelle von einem Absorber umgeben war, welcher — nach Ausweis des gemessenen ($H\varrho$)-Spektrums dieser Spuren — alle direkt von der Quelle emittierten Positronen absor-

bieren sollte. Aus dieser Beobachtung wurde von den genannten Autoren gefolgert, dass die hinter solchen Absorbern beobachteten positiven Spuren von Positronen herrühren müssen, die im Absorber selbst erzeugt worden sind. Ein derartiger Sekundärprozess konnte nur die *Paarerzeugung durch Elektronen* sein, für welche sich dann — in krassem Widerspruch zur Theorie — ein Wirkungsquerschnitt der enormen Größenordnung $Z/82 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$ ergab.

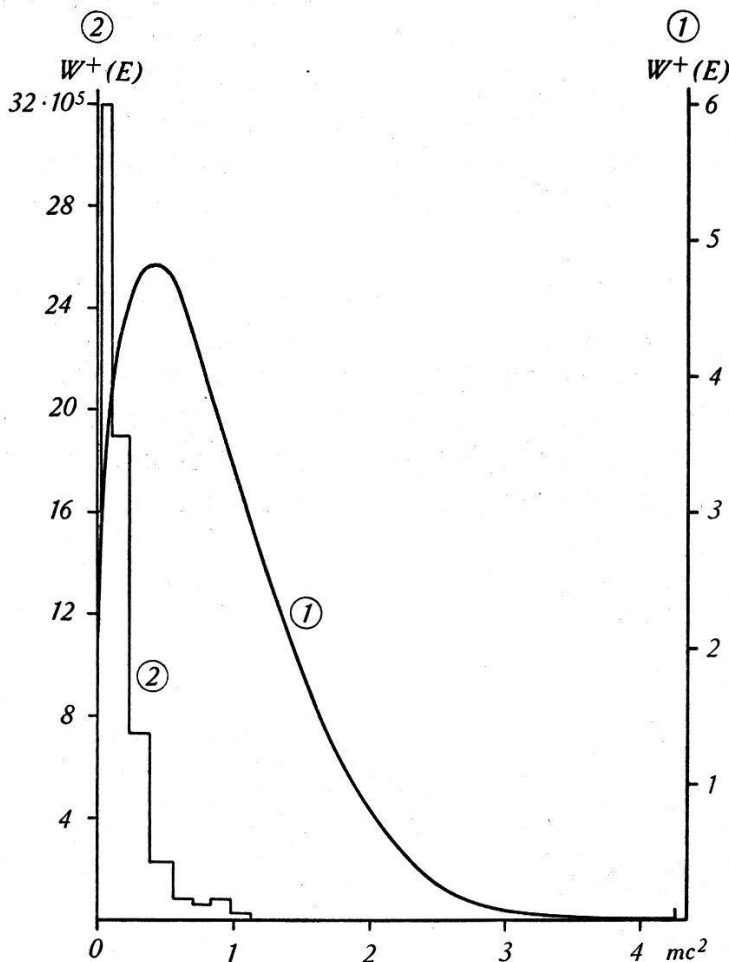


Fig. 3.

Positronenspektrum des RaC

1. Theor. Spektrum nach ARLEY und MÖLLER.
2. Spektrum der pos. Wilsonkammerspuren nach SIZOO-BARENDREGT.

Infolge Paarerzeugung durch β -Strahlen sollte nach SKOBELZYN STEPANOWA etwa ein Viertel aller Zerfallsprozesse einer mit Blei bedeckten RaC-Quelle zur Entstehung eines Positrons führen! Die durch die Wilsonkammer-Beobachtungen für unzweideutig bewiesen erachtete „Anomalie“ der äusseren Paarerzeugung durch Elektronen liess natürlich auch eine „Anomalie“ der inneren Paarerzeugung durch Elektronen erwarten, und es war kein Grund vorhanden, zur Erklärung der von unbedeckten Quellen ausge-

henden positiven (Positronen-) Spuren einen unbekanntem Prozess zu postulieren.

Gegen diese an sich schon unwahrscheinlichen Schlussfolgerungen sprachen auf das Entschiedenste die Ergebnisse anderer Untersuchungen, so dass die experimentellen Resultate von SKOBELZYN-STEPANOWA, DA SILVA und SIZOO-BARENDREGT angezweifelt worden sind. Es konnte nämlich, unter einwandfreien und durchsichtigeren Bedingungen, nie verifiziert werden, dass schnelle Elektronen beim Auftreffen auf Materie Paare in auch nur annähernd dem behaupteten, einem Wirkungsquerschnitt der Grössenordnung 10^{-22} cm² entsprechenden, gewaltigen Ausmass erzeugen. Zwischen den tatsächlichen Beobachtungen und der Interpretation dieser Beobachtungen war daher sorgfältig zu unterscheiden.

Zur experimentellen Abklärung des Sachverhalts schien Folgendes notwendig*):

1. Die Resultate von SKOBELZYN-STEPANOWA, DA SILVA und SIZOO-BARENDREGT mit der Wilsonkammer kritisch nachzuprüfen. Dies ist von HEINE²²⁾ ausgeführt worden, dessen Ergebnisse diejenigen der genannten Autoren grössenordnungsmässig bestätigen und entschieden dafür sprechen, dass die erwähnten positiven Spuren in der Tat Bahnen von aus der Quelle emittierten positiven Teilchen sind.

2. Unabhängig von den Wilsonkammer-Untersuchungen mit anderen experimentellen Hilfsmitteln zu entscheiden, ob die behauptete „Anomalie“ der Paarerzeugung durch schnelle Elektronen vorhanden ist und ob die β -Strahler Positronen im Ausmass $(10^{-3}—10^{-2}) e^+$ /Zerfall aussenden. Über einen solchen Versuch wird im Folgenden berichtet.

§ 4. Messungen von UX_2 -(γ, γ)-Koinzidenzen: Versuch zum Nachweis der Annihilations-Strahlung.

1. Methode.

SKOBELZYN hat in einer seiner ersten Mitteilungen auf eine Folgerung der von ihm behaupteten „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen hingewiesen: eine von schnellen Elektronen bombardierte Antikathode sollte eine intensive Quelle von Annihilationsstrahlung sein. Ebenso müsste auch von einem Absorber, der ein β -aktives Präparat bedeckt, Annihilationsstrahlung aus-

*) Eine kurze Zusammenfassung aller Resultate ist in dem Bericht von BRADT, HEINE und SCHERRER²³⁾ enthalten.

gehen, deren Intensität in manchen Fällen beträchtlich grösser sein müsste als die im Absorber erregte Bremsstrahlung.

FEATHER und DUNWORTH²⁴⁾ versuchten die Annihilationsstrahlung, welche von einer mit Pb, Cu und Al bedeckten UX-Quelle ausgehen sollte, durch Messung von (γ, γ) -Zählrohrkoinzidenzen nachzuweisen. Die UX-Quelle befand sich, wie in Fig. 4A,

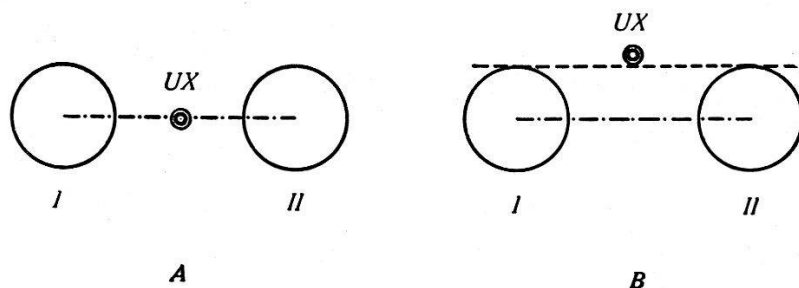


Fig. 4.

Anordnungen zum Nachweis einer Annihilationsstrahlungs-Komponente durch (γ, γ) -Koinzidenzmessungen.

in der Mitte zwischen den Zählrohren. Da die Annihilationsstrahlung aus paarweise in diametral entgegengesetzter Richtung emittierten Quanten besteht, so muss stets, wenn ein Quant das eine Zählrohr durchsetzt, das andere Zwillingquant das zweite Zählrohr durchsetzen. Durch Registrierung der simultanen Entladungen beider Zählrohre kann also eine von der Quelle ausgehende Annihilationsstrahlung nachgewiesen werden, welche bei blosser Registrierung von Einzelstössen vom Untergrund der Kern- γ -Strahlung und der Bremsstrahlung verdeckt wäre.

Die von FEATHER und DUNWORTH beobachtete Zahl von Koinzidenzen übertraf nun in der Tat — allerdings nicht sehr erheblich — die Gesamtsumme von zufälligen Koinzidenzen, Höhenstrahlungs-Koinzidenzen und UZ- (γ, γ) -Koinzidenzen (siehe § 4, 2). Der Überschuss, die „unerklärten Koinzidenzen“, werden der Annihilationsstrahlung der im Absorber durch die UX_2 - β -Strahlen erzeugten Positronen zugeschrieben*). Unbefriedigend an diesen Messungen ist, dass die Zahl der „unerklärten“, der Annihilationsstrahlung zugeschriebenen Koinzidenzen nur einen kleinen Bruchteil der gesamten beobachteten Koinzidenzzahl ausmachte, so dass der statistische Fehler des Resultats notwendigerweise sehr gross war. Unbefriedigend ist hauptsächlich, dass ein Beweis für die

*) Aus der Rate der „unerklärten“ Koinzidenzen wurde ein mittlerer Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch UX_2 -Zerfallselektronen von der Grössenordnung $(10^{-23} - 10^{-22}) \text{ cm}^2$ berechnet. Diese Messungen schienen eine, mit einem anderen Hilfsmittel als der Wilsonkammer gewonnene, quantitative Bestätigung der „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen darzustellen.

Richtigkeit der gegebenen Interpretation der „unerklärten“ Koinzidenzen fehlt.

Da die Methode jedoch für den Nachweis einer erheblichen Positronen-Emission der β^- -Strahler-Folge der behaupteten „Anomalie“ der Paarerzeugung — sehr geeignet ist, wurde die Untersuchung von FEATHER und DUNWORTH mit wesentlich verbesserten experimentellen Hilfsmitteln fortgesetzt. (Über einen vorbereitenden Versuch von BRADT, GUILLISSEN und SCHERRER²⁵) ist früher berichtet worden.) Um zu prüfen, ob die „unerklärten“ Koinzidenzen tatsächlich durch die Annihilationsstrahlung ausgelöst werden, wurde die Zahl der simultanen Entladungen eines Zählrohrpaars in den beiden in Fig. 4 dargestellten geometrischen Anordnungen von UX-Quelle und Zählrohren bestimmt. In Anordnung A muss stets, wie schon bemerkt, wenn ein Quant der Annihilationsstrahlung das Zählrohr I durchsetzt, das gleichzeitig emittierte Quant das Zählrohr II durchsetzen. In Anordnung B ist dies gerade ausgeschlossen: die Annihilationsstrahlung verursacht hier keine systematischen Koinzidenzen (s. § 7). Da die Anzahl aller anderen, von der γ -Strahlung der UX-Quelle herührenden Koinzidenzen in beiden Anordnungen (wenigstens nahezu*) gleich ist, so kann die Anzahl der von der Annihilationsstrahlung ausgelösten Koinzidenzen als Differenz der in Anordnung A und Anordnung B gemessenen Koinzidenzen bestimmt werden.

Zu dieser Nachweismethode ist noch folgendes zu bemerken: Ob die Positronen, die Anlass zur Annihilationsstrahlung geben, durch Paarerzeugung im Absorber entstehen, oder ob sie von der radioaktiven Quelle direkt emittiert werden, lässt sich auf Grund einer solchen Messung nicht entscheiden. Durch sie kann nur die Frage beantwortet werden, ob und mit welcher Häufigkeit Positronen entstehen, aber nicht die Frage, durch welchen Prozess sie entstehen. Ein grosser Vorteil dieser Nachweismethode ist hingegen, dass die *Absorption* der Positronen, deren Berücksichtigung bei den Wilsonkammer-Messungen und den Messungen nach der Trochoidenmethode zu sehr grossen Korrekturen Anlass gab,

*) Zwischen den Emissionsrichtungen zweier Quanten, die von einem Kern sukzessiv emittiert werden, besteht allerdings eine Korrelation (HAMILTON²⁶). Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $W(\vartheta)$, die diese Richtungskorrelation beschreibt, ist von den Drehimpulszahlen der drei beteiligten Niveaus und der Multipolordnung der ausgesandten Strahlung abhängig. Im allgemeinen ist diese Richtungskopplung schwach; wenn sie bei den sukzessiv emittierten UX-Quanten überhaupt merklich ist, so kann sie zur Differenz der Koinzidenzraten in den Anordnungen A und B nur einen sehr geringen Beitrag liefern.

hier in die Rechnung gar nicht eingeht. Der Absorber, welcher die Quelle umgibt, muss nur dick genug sein, um alle Positronen zu absorbieren.

2. UX-Quelle. UZ-(γ, γ)-Koinzidenzen.

Die beschriebene Methode zum Nachweis der Annihilationsstrahlung ist offenbar nur bei β^- -Strahlern, welche keine intensiven γ -Linien emittieren, anwendbar; aber die Untersuchung einer Positronen-Emission solcher β -Strahler ist für unser Problem gerade am aufschlussreichsten. Die Auswahl unter den natürlichen β -Strahlern ist also stark eingeschränkt. RaE emittiert zwar keine Kern- γ -Strahlung, hingegen ist seine β -Strahlung nur wenig energiereich und nur ein äusserst geringer Bruchteil der Zerfallselektronen hat Energien grösser als $2mc^2$. UX_2 ist deshalb der für unseren Zweck geeignetste natürliche β -Strahler, da er ein energiereiches β -Spektrum besitzt (etwa $\frac{1}{3}$ der Zerfallselektronen hat Energien zwischen 1,02 MeV und 2,32 MeV) und nur eine sehr schwache Kern- γ -Strahlung emittiert, deren Energie für eine Paarerzeugung überdies garnicht ausreicht. Störend ist allerdings das Vorhandensein des mit dem UX_2 isomeren UZ in den verwendeten UX-Präparaten ($UX_1 + UX_2 + UZ$). Es ist zwar im radioaktiven Gleichgewicht nur ein UZ-Atom auf 670 UX_2 -Atome anwesend (FEATHER und BRETSCHER²⁷); der UZ-Zerfall führt jedoch (nach FEATHER und DUNWORTH²⁸) zu einem angeregten U_{II} -Kern, der unter sukzessiver Emission zweier Quanten von ca. 700 keV Energie in den Grundzustand übergeht. Wenn so das UZ zu der harten γ -Strahlung des UX zwar nur wenig beiträgt, so stellen doch die UZ-(γ, γ)-Koinzidenzen die wichtigste Komponente des Koinzidenz-Untergrundes dar und begrenzen die Anwendbarkeit der Methode: die Intensität der nachzuweisenden Annihilationsstrahlung muss gross genug sein, dass die Anzahl der durch sie ausgelösten Koinzidenzen grösser ist, als die statistische Schwankung der Anzahl der UZ-Koinzidenzen.

Künstlich radioaktive β -Strahler, wie P^{32} , die für diese Messungen noch günstiger als UX_2 gewesen wären, liessen sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht in ausreichender Stärke herstellen.

Das UX wurde zusammen mit einigen mg Cer als Fluorid gefällt und in eine dünnwandige Glaskapillare eingeschmolzen, welche in einen zylindrischen Absorber, dessen Wandstärke etwas grösser als die Reichweite der UX_2 -Elektronen war, gesteckt wurde. *Intensitätsbestimmungen*, welche mit den zur Messung ver-

wendeten *Zählrohren* (Messingzylinder von 1 mm Wandstärke und 2,5 cm Innendurchmesser, wirksame Drahtlänge 5,5 cm, Argon-Alkoholfüllung unter einem Gesamtdruck von ca. 120 mm Hg) ausgeführt wurden, ergaben folgendes Resultat: Eine punktförmige UX_2 -Quelle, im radioaktiven Gleichgewicht befindlich mit 1 kg $UO_2(NO_3)_2$ ($7,13 \cdot 10^6$ Zerfallsprozesse/sec), die mit einem 1,2 mm dicken Pb-Absorber bedeckt ist und sich im Abstand (3–5) cm von den Zählrohren befindet, bewirkt in diesen pro Einheit des Raumwinkels eine Einzelstosszahl von $Z = 1,69 \cdot 10^2$ Stößen/sec ($2,13 \cdot 10^3$ Stöße/sec bezogen auf den ganzen Raumwinkel 4π). Wird der Blei-Absorber durch einen 5 mm starken Aluminium-Absorber ersetzt bei gleichzeitiger Bedeckung der Zählrohre mit einem 1 mm dicken Bleimantel, so sinkt dabei die Zahl der Einzelstöße auf 61,0% herab. Da die Intensität der im Absorber durch die β -Strahlen erzeugten Bremsstrahlung Z -proportional ist, so beträgt demnach der Anteil der vom UX selbst ausgehenden γ -Strahlung an der durch die gesamte γ -Strahlung bewirkten Stosszahl fast genau 50%. Diese Daten gestatten, aus den gemessenen Einzelstosszahlen die absolute Intensität der UX_2 -Quelle zu berechnen*).

3. Raumwinkel, Zählrohrsensibilität und Koinzidenzrate.

a) Der von einer punktförmigen Quelle und einem Zählrohr aufgespannte *Raumwinkel* kann näherungsweise als von vier Ebenen begrenzt angenommen werden. Liegt die Quelle im Symmetriezentrum zwischen den Zählrohren, so gilt (s. Fig. 5)

$$\sin \frac{\Omega}{4} = \sin \frac{\beta}{2} \cdot \sin \frac{\gamma}{2}$$

(Eine genauere Formel wird von NORLING²⁹⁾ angegeben.) Bei den Messungen wurden stets praktisch lineare, zur Zählrohrachse parallel orientierte Quellen verwendet, deren Länge gegenüber der wirksamen Zählrohrlänge nicht immer zu vernachlässigen war. Der Raumwinkel für eine punktförmige Quelle im Abstände x von der zur Achse der Zählrohre senkrechten Symmetrieebene ist für Einzelstöße und „isotrope“ Koinzidenzen

$$\Omega(x) = \Omega_1 + \Omega_2,$$

*) Die Zahl der von UX_2 -Kern pro Zerfall ausgesandten γ -Quanten berechnet sich mit ihnen zu

$$n_{\gamma}^K \sim \frac{Z(\text{Pb})}{2 N \bar{\epsilon}} \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ Quanten/Zerfall.}$$

für durch Annihilationsstrahlung ausgelöste Koinzidenzen

$$\Omega'(x) = 2 \cdot \Omega_2.$$

Für eine lineare Quelle der Länge a wird der mittlere Raumwinkel

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \Omega(x) dx$$

durch graphische Integration bestimmt.

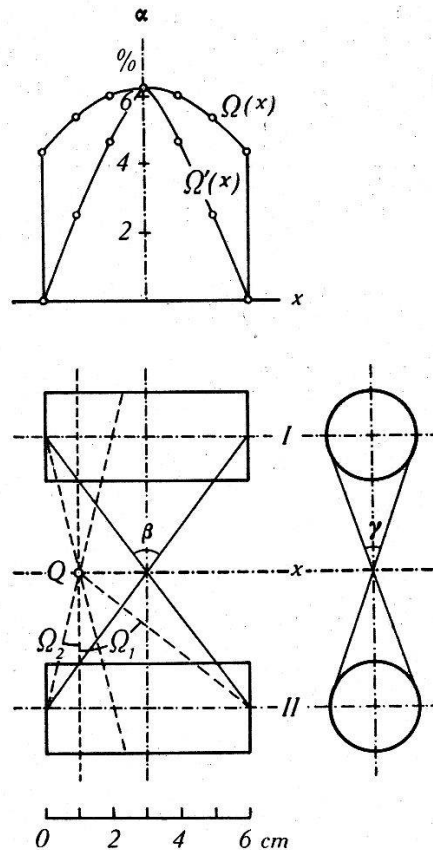


Fig. 5.

Raumwinkel, aufgespannt von Quelle und Zählrohr.

b) Die *Sensibilität der Messing-Zählrohre* wurde vorerst mit der durch verschiedene Absorber gefilterten γ -Strahlung geeichter Radium-Quellen bestimmt, wobei für die Abhängigkeit der Zählrohrsensibilität von der Quantenenergie die halbempirische Kurve von v. DROSTE³⁰⁾, die durch Messungen von DUNWORTH³¹⁾ und NORLING²⁹⁾ bestätigt worden ist, benutzt wurde. Der aus

$$Z = n \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \sum_k p_k \varepsilon_k e^{-\mu_k d}$$

(Z = Zählrohr-Stosszahl, n = Zahl der Zerfallprozesse/sec, p_k = abs. Intensität der Linie $h\nu_k$, d = Absorberdicke.)

erhaltene Absolutwert der Sensibilität der Messingzählrohre für 510 keV-Strahlung

$$\varepsilon_{510 \text{ keV}}^{\text{Messing}} = 3 \cdot 10^{-3}$$

ist in Übereinstimmung mit dem Wert von v. DROSTE.

Direkt wurde die *Sensibilität* $\varepsilon_{510 \text{ keV}}$ durch Messung von Annihilationsstrahlungs-(γ, γ)-Koinzidenzen in der Anordnung von Fig. 4A für Zählrohre mit 1 mm dicker Bleikathode bestimmt. Diese Zählrohre erwiesen sich für 510 keV-Strahlung als wesentlich empfindlicher wie die Zählrohre mit Messingkathode (s. auch NORLING²⁹). Annihilationsstrahlungs-Quelle war ein von 1,3 mm Blei umgebenes Cu⁶¹-Präparat, hergestellt durch Bestrahlung von Nickel mit Protonen im ETH-Cyclotron: Ni⁶⁰(p, γ)Cu⁶¹. Nach GENTNER und SEGRÉ³²) emittiert Cu⁶¹ keine Kern- γ -Strahlung; es gilt also für die Zahl der Koinzidenzen pro Zeiteinheit

$$K = 2 N \int \varepsilon^2 e^{-2\mu d} d\alpha,$$

und für die Zahl der Einzelstösse

$$Z = 2 N \int \varepsilon e^{-\mu d} d\alpha.$$

$$(N = \text{Zahl der Cu}^{61}\text{-Zerfallsprozesse/sec, } \alpha = \frac{\Omega}{4\pi}, \quad d = \text{Absorberdicke.})$$

Die *Koinzidenzrate*, d. h. das Verhältnis der korrigierten Zahl der beobachteten Koinzidenzen zur Einzelstosszahl

$$R^{\text{Ann. Str.}} = K/Z = \frac{\int \varepsilon^2 d\alpha}{\int \varepsilon d\alpha} e^{-\mu \bar{d}} \quad (1)$$

ist unabhängig von N und im wesentlichen auch unabhängig vom Raumwinkel. Für die Form der verwendeten Cu⁶¹-Quelle wurde

$$\frac{\int \varepsilon^2 d\alpha}{\int \varepsilon d\alpha} = 0,80 \cdot \varepsilon$$

berechnet.

Die γ -Strahlen hatten in der Zählrohrwand und in dem die Quelle umgebenden Absorber einen mittleren Weg von ca. 3,2 mm Blei und 1,0 mm Messing zu durchlaufen: $e^{+\mu \bar{d}} = 1,87$.

Aus dem mit Cu⁶¹ als Positronenquelle gemessenen Wert für die Koinzidenzrate

$$R_{\text{Ann. Str.}} = (2,90 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$$

berechnet sich demnach die Sensibilität der Bleizählrohre für Annihilationsstrahlung zu

$$\underline{\varepsilon_{510 \text{ keV}}^{\text{Pb}} = (6,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}}.$$

Im angegebenen Fehler ist die Unsicherheit der Korrekturfaktoren mitberücksichtigt worden.

Das Verhältnis der Sensibilitäten der fast gleich grossen Blei- und Messingzählrohre wurde aus dem Verhältnis der Einzelstosszahlen $Z^{\text{Pb}}/Z^{\text{M}} = (3,1 \pm 0,1)$ bei Bestrahlung mit der Annihilationsstrahlung der Cu^{61} -Positronen bestimmt, unter Berücksichtigung des geringen Raumwinkelunterschieds und der Absorption in den Zählrohrwänden:

$$(\varepsilon^{\text{Pb}}/\varepsilon^{\text{M}})_{510 \text{ keV}} = 3,4.$$

Damit ergibt sich

$$\underline{\varepsilon_{510 \text{ keV}}^{\text{Messing}} = 2,0 \cdot 10^{-3}}.$$

Dieser Wert darf wohl vorläufig als der zuverlässigste betrachtet werden.

c) Im Allgemeinen kann aus der Koinzidenzrate $R = K_{\text{korr}}/Z$ bei bekannter Zählrohrsensibilität die „Emissionsrate“ bestimmt werden, das ist bei den folgenden Ausführungen stets der Bruchteil k aller Zerfallsprozesse, bei dem gleichzeitig zwei γ -Quanten zusammen emittiert werden. Zum Beispiel gilt für die UZ- (γ, γ) -Koinzidenzen beim Fehlen einer Richtungskorrelation der sukzessiv emittierten Quanten

$$R_{\text{UZ}} = 2 \alpha \cdot \frac{k_{\text{UZ}}}{n_{\gamma}} \cdot \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\bar{\varepsilon} + \frac{k_{\text{UZ}}}{n_{\gamma}} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \quad (2)$$

(n_{γ} = Zahl der pro Zerfall ausgesandten Quanten der harten Bremsstrahlung und der UX_2 - γ -Strahlung; $\bar{\varepsilon}$ = mittlere Zählrohrsensibilität für diese Strahlung; k_{UZ} = Verzweigungsverhältnis UZ: UX_2 ; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ = Zählrohrsensibilitäten für die beiden sukzessiv emittierten UZ-Quanten).

Führt der Bruchteil $k^{(+)}$ der UX_2 -Zerfallsprozesse — sei es direkt, sei es infolge Paarerzeugung durch die schnellen β -Strahlen — zur Emission eines Positrons, so gilt für die Rate der durch die entstehende Annihilationsstrahlung verursachten Koinzidenzen ($k^{(+)} \ll n_{\gamma}$ vorausgesetzt):

$$R^{(+)} \sim 2 \cdot \frac{k^{(+)}}{n_{\gamma}} \cdot \frac{(\varepsilon_{510 \text{ keV}})^2}{\bar{\varepsilon}} \quad (3)$$

Selbstverständlich ist die Absorption der γ -Strahlung in den Absorbern, Zählrohrwänden usw. noch zu berücksichtigen.

4. Apparatur.

Die Apparatur ist früher³³⁾ beschrieben worden. Hier sei nur noch darauf hingewiesen, dass der Koinzidenz-Untergrund bei den Messungen, welche in einem mehrere Meter unter der Erde befindlichen Raum ausgeführt wurden, sehr klein war. Die zufälligen Koinzidenzen spielten infolge des hohen Auflösungsvermögens der Koinzidenzmischung ($\tau \sim 1 \cdot 10^{-7}$ sec) nur eine geringe Rolle; die Höhenstrahlungs-Koinzidenzen wurden stark reduziert durch eine, über den Messzählrohren angeordnete, in Antikoinzidenz geschaltete Zählrohrbatterie.

5. Ergebnis der Messungen.

Das Resultat einer ersten Messung, ausgeführt ohne die Antikoinzidenz-Abschirmung der Höhenstrahlung, ist in Tabelle I wiedergegeben. Die Messzählrohre waren in einer, zur Vermeidung von Streustrahlung sehr leicht gebauten, Mikafilhalterung im Abstände $d = 8$ cm fixiert.

Tabelle I.

Absorption der β -Strahlen in Blei.
Messingzählrohre von 0,15 mm Wandstärke in 8 cm Distanz.

$$\alpha_A = \frac{\Omega_A}{4\pi} = 0,0625, \tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ sec.}$$

Reduktion aller Ablesungen auf das Datum 21.8.1941.

	Anordnung	
	A	B
Einzelstösse/min	4480	4040
$K_{\text{beob.}}/\text{h}$	$40,4 \pm 2,0$	$51,0 \pm 2,4$
K_0/h	$7,4 \pm 0,5$	$7,4 \pm 0,5$
$K_{\text{zuf.}}/\text{h}$	$5,5 \pm 0,6$	$4,5 \pm 0,5$
$K_{\text{korr.}}/\text{h}$	$27,5 \pm 2,2$	$39,1 \pm 2,6$
R	$(10,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$	$(16,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-5}$

Die Einzelstosszahl in Anordnung B ist kleiner als in Anordnung A, da der Raumwinkel α_B etwas kleiner ist als der Raumwinkel α_A . Die Differenz der Raumwinkel wurde übereinstimmend durch Rechnung (§ 4, 3) und durch Vergleich der Einzelstosszahlen in den beiden Anordnungen bestimmt:

$$\frac{\alpha_A - \alpha_B}{\alpha_A} = \begin{cases} 9,8\% & \text{für } d = 8 \text{ cm} \\ 20,8\% & \text{für } d = 5 \text{ cm} \end{cases}$$

Der Koinzidenz-Untergrund beträgt ein Drittel bis ein Viertel der gesamten Koinzidenzzahl. Es ist ein deutlicher Unterschied in der Grösse der Koinzidenzraten vorhanden, aber im umgekehrten Sinne als es beim Vorhandensein von Annihilationsstrahlung zu erwarten gewesen wäre. Die Koinzidenzrate R_B ist 1,5₈-mal grösser als R_A , während sie bei vollständigem Fehlen einer Richtungskorrelation der die Koinzidenzen auslösenden Quanten um ca. 10% (relative Raumwinkeldifferenz) hätte kleiner sein müssen als R_A . Wäre in der die Koinzidenzen auslösenden Strahlung in merklichem Ausmass auch Annihilationsstrahlung enthalten, so hätte R_B entsprechend um mehr als nur 10% kleiner als R_A sein müssen.

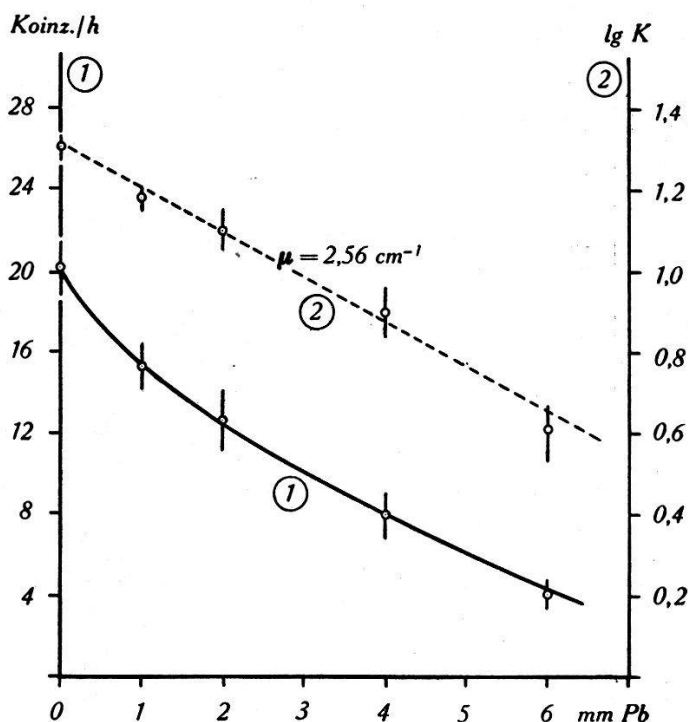


Fig. 6.

Absorption der UX-(γ, γ)-Koinzidenzen (bei unbedeckten Zählrohren).

Es sollte nun zuerst festgestellt werden, ob eine weiche Komponente der γ -Strahlung zur Koinzidenzrate beiträgt. Zu diesem Zweck wurde eine Absorptionsmessung der Koinzidenzen ausgeführt, bei der die UX₂-Quelle ausser mit einem 1,4 mm dicken Bleifilter zur Absorption der β -Strahlen mit weiteren zylindrischen Bleiabsorbern umgeben wurde. Die auf diese Weise gemessene Absorptionskurve der γ -Strahlung (Einzelstösse) ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat der Absorptionsmessungen von Sizoo und Coumou³⁴); dies zeigt, dass trotz der für Absorptionsmessungen ungünstigen Geometrie — einerseits gelangt vom Absorber ausgehende Streustrahlung ins Zählrohr, andererseits ist

der Weg der γ -Strahlen im Absorber im Mittel grösser als dessen Wandstärke — die genannten Fehlerquellen sich einigermaßen kompensieren. Tabelle II gibt das Resultat der *Absorptionsmessung der Koinzidenzen* wieder. Die Absorptionskurve der A-Koinzidenzen (Fig. 6) ist exponentiell ($\mu = \mu_1 + \mu_2 = 2,56 \text{ cm}^{-1}$), entsprechend einem mittleren Absorptionskoeffizienten der koinzidenzauslösenden Strahlung von $\frac{\mu_1 + \mu_2}{2} = 1,28 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ (Quantenenergie 630 keV).

Tabelle II.

Absorption der β -Strahlen in *Blei*.
Messinzählrohre von 1 mm Wandstärke in 8 cm Distanz.
 $\alpha_A = 0,056$, $\tau = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$, Nulleffekt $K_0 = (1,6 \pm 0,6)/\text{h}$.
Reduktion aller Ablesungen auf das Datum 4.10.1941.

Anordnung	Absorber (mm Pb)	$K_{\text{beob.}}/\text{h}$	$K_{\text{zuf.}}/\text{h}$	$K_{\text{kor.}}/\text{h}$	R
B	0	$32,5 \pm 2,4$	2,9	$28,0 \pm 2,4$	$(13,0 \pm 1,1) \cdot 10^{-5}$
A	0	$26,2 \pm 1,4$	4,4	$20,2 \pm 1,4$	$(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$
„	1	$19,6 \pm 1,1$	2,7	$15,3 \pm 1,1$	
„	2	$16,6 \pm 1,5$	2,3	$12,7 \pm 1,5$	
„	4	$11,1 \pm 1,1$	1,5	$8,0 \pm 1,1$	
„	6	$6,8 \pm 0,7$	1,1	$4,1 \pm 0,7$	

Der Koinzidenz-Untergrund ist jetzt — nach der Antikoinzidenz-Abschirmung der Höhenstrahlung — in Anordnung B nicht einmal mehr $\frac{1}{7}$ der gemessenen Koinzidenzzahl. In Übereinstimmung mit der ersten Messung ist die Koinzidenzrate in Anordnung B $1,5_4$ -mal grösser als in Anordnung A.

Um die Koinzidenzrate $R_A^I = (10,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$ der ersten Messung (Raumwinkel $\alpha_A = 0,062_5$) mit der A-Koinzidenzrate dieser Messung vergleichen zu können, wird sie auch auf den Raumwinkel 0,056 bezogen; es wird auch noch die geringe Absorption von 5% in den dickeren Zählrohrwänden berücksichtigt. R_A^I geht dann über in

$$R_A^I = 0,95 \cdot 5,6/6,25 \cdot 10,2 \cdot 10^{-5} = (8,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-5},$$

was mit $R_A^{II} = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ sehr gut übereinstimmt.

Diese Koinzidenzrate (wir nehmen das Mittel beider Messungen) von

$$\underline{R_A = (8,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}} \quad (\alpha_A = 0,056)$$

ist nun erheblich zu gross, als dass sie sich allein durch die UZ- γ -Strahlung erklären liesse. Nach (2) ist für die Rate der UZ-Koinzi-

denzen, bei Berücksichtigung der Absorption im 1,4 mm Pb-Absorber durch den Faktor f , der Wert*)

$$R_{\text{UZ}} = 2 \cdot \frac{k_{\text{UZ}}}{n_\gamma} \cdot \alpha \cdot f \cdot \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon + \frac{k_{\text{UZ}}}{n_\gamma} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \sim 3 \cdot 10^{-5}$$

zu erwarten. Dies ist aber weniger als die Hälfte der beobachteten Koinzidenzrate.

Die Tatsache, dass die B-Koinzidenzrate grösser ist als die A-Koinzidenzrate lässt vermuten, dass ein gewisser Bruchteil der Koinzidenzen durch ein einziges γ -Quant ausgelöst wird. Dafür kommt in erster Linie ein doppelter Comptonprozess an den Zähl-

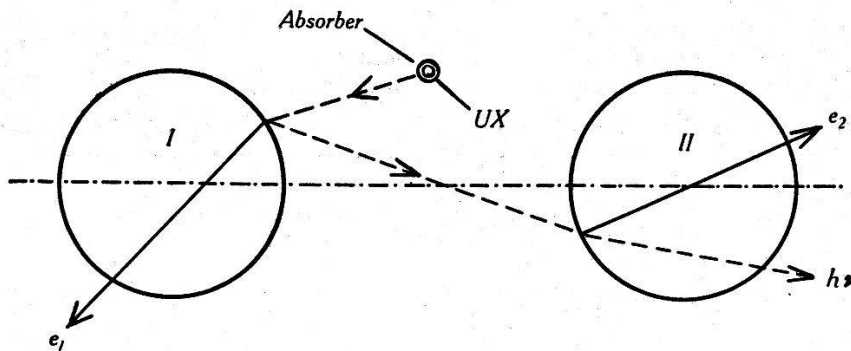


Fig. 7.

Koinzidenzauslösung durch sukzessive Compton-Streuung an den Zählrohrwänden.

rohrwänden in Frage (Fig. 7): Das von der Quelle emittierte Quant wirft durch Comptoneffekt aus der Wand des Zählrohrs I ein Elektron heraus, welches dieses Zählrohr zum Ansprechen bringt; das gestreute Quant durchsetzt das Zählrohr II und wirft aus dessen Wand nochmals ein Comptonelektron heraus, durch welches auch dieses Zählrohr zum Ansprechen gebracht wird. Es ist klar, dass durch einen solchen Prozess in Anordnung B mehr Koinzidenzen als in Anordnung A verursacht werden, einerseits wegen der ausgeprägten Richtungsabhängigkeit der Intensität der Streustrahlung, hauptsächlich aber, weil in Anordnung B das gestreute Quant auf dem Wege zum Zählrohr II nicht in dem die Quelle umgebenden Bleifilter absorbiert werden kann. Für die Energie des gestreuten Quants gilt die Beziehung

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + h\nu/mc^2(1 - \cos \Theta)} ;$$

*) Mit: $k_{\text{UZ}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ (FEATHER und BRETSCHER²⁷)

$n_\gamma \sim 2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-2}$ (STAHEL und COUMOU³⁵) und STAHEL und KIPFER³⁶).

$f = e^{-2 \cdot 1,1 \cdot 0,14} = 0,74$ $\varepsilon \sim \varepsilon_1 \sim \varepsilon_2 \sim 6 \cdot 10^{-3}$

bei einer Energie des primären Quants von 800 keV hat also das z. B. unter 150° gestreute Quant eine Energie von nur 200 keV: es wird in wenigen mm Pb absorbiert.

Zur Prüfung dieser Erklärung wurde folgende Vergleichsmessung ausgeführt: Die Zählrohre, die sich in einem Abstand von 5 cm voneinander befanden, wurden mit 1 mm dicken Bleimänteln bedeckt und die Koinzidenzhäufigkeit gemessen; danach wurden die Bleimäntel entfernt und die Quelle wurde dafür mit einem gleich dicken Absorber umhüllt. Solche Messungen wurden abwechselnd hintereinander ausgeführt. Tabelle III gibt das Resultat wieder.

Tabelle III.

Absorption der β -Strahlen in Blei.

Messingzählrohre von 1 mm Wandstärke in 5 cm Distanz.

 $\alpha_A = 0,125$, $\tau = 1,1 \cdot 10^{-7}$ sec, Nulleffekt $K_0 = (3,0 \pm 0,5)/h$.

Reduktion der Ablesungen auf das Datum 18.11.1941 (3.12.1941 für Zeile 4).

Pb-Bedeckung der	Anordnung	Z/min	$K_{\text{beob.}}/h$	$K_{\text{zuf.}}/h$	$K_{\text{korr.}}/h$	R
Quelle	A	5520	$53,6 \pm 2,8$	6,5	$54,1 \pm 2,8$	$(16,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$
Zählrohre	A	5500	$33,2 \pm 2,4$	6,4	$33,8 \pm 2,4$	$(7,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$
„	B	4350	$27,2 \pm 1,8$	4,3	$19,9 \pm 1,8$	$(7,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$
„	A*)	3650	$21,0 \pm 1,5$	2,8	$15,2 \pm 1,5$	$(7,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$

*) spätere Messung.

Umhüllt der Blei-Absorber die Zählrohre, so ist die Koinzidenzrate nicht einmal halb so gross als wenn er die Quelle umgibt; die Einzelstosszahl bleibt unverändert. Dies zeigt, dass im letzteren Falle mehr als die Hälfte der Koinzidenzen durch die vom Zählrohr ausgehende Streustrahlung bewirkt wird; auch die Tatsache der ausserordentlichen starken Reduktion der Koinzidenzhäufigkeit durch die Zählrohr-Bleimäntel von zusammen 2 mm Dicke spricht für die Richtigkeit der gegebenen Erklärung.

Wir sehen, dass nach Abschirmung der Zählrohre durch die Bleimäntel die B-Koinzidenzrate innerhalb der Messgenauigkeit gleich gross ist wie die A-Koinzidenzrate. Der mittlere Wert von R_A

$$\underline{R_A = (7,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}} \quad (\alpha = 0,125)$$

ist von der Grösse der für diesen Raumwinkel zu erwartenden UZ-Koinzidenzrate von

$$R_{UZ} \sim 3 \cdot 10^{-5} \cdot 0,125 / 0,056 \cdot e^{-0,11} = 6 \cdot 10^{-5}.$$

Die nach Abschirmung der Zählrohre beobachteten Koinzidenzen

sind — nach Subtraktion des Untergrunds — praktisch nur noch die UZ-Koinzidenzen. Angesichts der Ungenauigkeit des berechneten Werts von R_{UZ} ist die Übereinstimmung von R_A mit R_{UZ} als befriedigend anzusehen.

Es wurde auch direkt verifiziert, dass die *Bremsstrahlung* nicht in merklicher Weise zu Koinzidenzen Anlass gibt. Der die Quelle umhüllende Bleizylinder zur Absorption der β -Strahlen wurde durch einen 5 mm dicken Aluminiumzylinder ersetzt, wodurch die Einzelstosszahl — infolge der starken Verminderung der äusseren Bremsstrahlung — von 3840 Stösse/min auf 2340 Stösse/min reduziert wurde. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle IV wiedergegeben.

Tabelle IV.

Absorption der β -Strahlen in *Aluminium*.

Messingzählrohre von 1 mm Wandstärke in 8 cm, resp. 5 cm Distanz, mit Bleimänteln von 1 mm Dicke bedeckt.

	$\alpha = 0,056$		$\alpha = 0,125$
	A	B	A
Z/min	2340	2120	4020
$K_{\text{beob.}}/h$	$7,9 \pm 1,3$	$7,6 \pm 1,1$	$32,9 \pm 1,5$
K_0/h	1,6	1,6	3,0
$K_{\text{zuf.}}/h$	1,2	1,0	3,6
$K_{\text{korr.}}/h$	$5,1 \pm 1,3$	$5,0 \pm 1,1$	$26,3 \pm 1,5$
R	$(3,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$	$(3,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$	$(10,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$

Beim Raumwinkel $\alpha = 0,125$ ist die Koinzidenzrate jetzt grösser als bei der früheren Messung, bei der die β -Strahlen in Blei absorbiert worden waren (Tabelle III). Dies erklärt sich durch die, infolge Verminderung der Bremsstrahlung, geringere Einzelstosszahl. In der Tat ist das Verhältnis der Koinzidenzraten bei Absorption der β -Strahlen in Aluminium resp. in Blei

$$R_A^{\text{Al}}/R_A^{\text{Pb}} = \frac{(10,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}}{(7,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}} = 1,54 \pm 0,14$$

innerhalb der Messgenauigkeit gleich dem reziproken Verhältnis der entsprechenden Einzelstosszahlen

$$Z^{\text{Pb}}/Z^{\text{Al}} = \frac{3840}{2340} = 1,64$$

wie es zu erwarten ist, wenn die Bremsstrahlung selbst keine systematischen Koinzidenzen verursacht.

Die Tatsache, dass mit $\alpha = 0,056 R_B$ eher noch etwas grösser (innerhalb der Messgenauigkeit), aber jedenfalls nicht kleiner ist als R_A — während sie beim Fehlen einer Richtungskorrelation der sukzessiv emittierten UZ-Quanten um 10% kleiner sein sollte — ist wohl ein Zeichen dafür, dass der diskutierte, durch Comptonstreuung an den Zählrohren bewirkte Störeffekt in Anordnung B noch nicht ganz vollständig unterdrückt ist.

6. Obere Grenze für den mittleren Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung durch schnelle UX_2 -Elektronen und für die UX_2 - e^+ -Emissionsrate.

Der Ursprung der beobachteten UX-(γ, γ)-Koinzidenzen ist somit als aufgeklärt zu betrachten: diese Koinzidenzen sind verursacht durch die γ -Strahlung des mit dem UX_2 isomeren UZ. Die γ -Strahlung des UX_2 -Kerns und die Bremsstrahlung liefern keinen merklichen Beitrag zur Koinzidenzrate.

Von einer intensiven, von der UX-Quelle ausgehenden Annihilationsstrahlung ist absolut nichts zu bemerken: bei Abschirmung der Zählrohre durch Bleimäntel zur Unterdrückung des Effekts der Compton-Streustrahlung ist die Koinzidenzrate in Anordnung A gleich gross wie die Koinzidenzrate in Anordnung B. Eine eventuell doch vorhandene schwache Annihilationsstrahlung müsste jedenfalls so wenig intensiv sein, dass die durch sie verursachte Differenz $R_{\text{Ann. Str.}} \sim R_A - R_B$ sicher kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$ wäre (Tabellen III und IV). Nach § 4, 3, Gleichung (3) ergibt sich daraus eine Maximalabschätzung der Positronen-Emissionsrate:

$$\begin{aligned} 2 \cdot \frac{k^{(+)}}{n_\gamma} \cdot \frac{(\varepsilon_{510 \text{ keV}})^2}{\bar{\varepsilon}} f &< 1 \cdot 10^{-5}, \\ k^{(+)} &< 1 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{n_\gamma}{2 f \varepsilon_{510 \text{ keV}}} \cdot \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_{510 \text{ keV}}} \\ \underline{k^{(+)} &< 1 \cdot 10^{-4} e^+/e^-} \end{aligned} \quad (4)$$

($n_\gamma \sim n_\gamma^K = 1,4 \cdot 10^{-2}$ für Tabelle IV nach STAHEL und COUMOU³⁵);

$$\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_{510 \text{ keV}}} = 2 \text{ nach v. DROSTE}^{30});$$

$$\varepsilon_{510 \text{ keV}} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ nach § 4,3; } f = e^{-2 \cdot 1,73 \cdot 0,1} = 0,7.)$$

Beziehen wir die Emissionsrate auf die Zahl e'^- der pro Zerfall emittierten UX_2 -Elektronen mit Energien $> 2 mc^2$ — das sind nahezu ein Drittel aller Zerfallselektronen —, so lautet die Abschätzung

$$\underline{e < 3 \cdot 10^{-4} e^+/e'^-} \quad (5)$$

Der theoretisch berechnete Wert von ϱ (siehe BRADT, GUILLISSEN und SCHERRER²⁵), d. i. die Anzahl der, durch äussere Paarerzeugung in dem die UX-Quelle umgebenden Bleiabsorber erzeugten Paare, dividiert durch die Anzahl der Zerfallselektronen mit Energien $> 2 mc^2$,

$$\varrho_{\text{theor.}} = 0,8 \cdot 10^{-5} e^+/e'^- \quad (6)$$

ist noch ca. 40mal kleiner als die angegebene, experimentell bestimmte obere Grenze. Der Nachweis einer so ausserordentlich seltenen Positronen-Emission dürfte mit Hilfe dieser Methode nur dann noch möglich sein, wenn mit β^- -Strahlern, die wie P^{32} überhaupt keine Kern- γ -Strahlung emittieren, gearbeitet werden könnte. Für die Beurteilung der behaupteten „Anomalie“ der (inneren und äusseren) Paarerzeugung durch Elektronen ist die erreichte Genauigkeit aber bei weitem genügend: geben doch BARENDREGT und SIZOO²⁰) allein für die Positronen-Emission einer unbedeckten UX-Quelle einen fast 100mal grösseren Wert für ϱ als (5) an. Entspräche dies den Tatsachen, so hätten z. B. bei den in Tabelle III wiedergegebenen Messungen als Differenz der Koinzidenzzahlen in Anordnung A und Anordnung B einige 100 Koinzidenzen pro Stunde beobachtet werden müssen, weit mehr als die Gesamtzahl der in einer der Anordnungen allein beobachteten Koinzidenzen.

Da $\bar{\sigma}_{\text{theor.}}^{\text{Pb}} \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$, so ist in (5) auch die folgende Abschätzung enthalten:

$$\underline{\bar{\sigma}_{(\text{UX}_2)}^{\text{Pb}}} < 8 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad \sim 40 \bar{\sigma}_{\text{theor.}}^{\text{Pb}} \quad (7)$$

Diese obere Grenze ist gut 300mal kleiner als der von BARENDREGT und SIZOO²⁰) für den mittleren Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung durch schnelle UX_2 -Elektronen angegebene Wert $\sigma = 2,2 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$.

Das negative Resultat des Versuchs, eine vom UX ausgehende Annihilationsstrahlung nachzuweisen, widerlegt die Behauptung der „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen: *der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess kann den theoretisch berechneten keinesfalls um mehrere Zehnerpotenzen übertreffen*. Das Resultat des Versuchs zeigt überdies, dass UX_2 nicht — wie es die Wilsonkammer (BARENDREGT und SIZOO²⁰), HEINE²²) zu zeigen scheint — Positronen im Ausmass $10^{-2} e^+/\text{Zerfall}$ emittiert, sondern *höchstens* 100mal weniger.

§ 5. Die γ -Strahlung des P^{32} und des RaE.

Das Ergebnis der Untersuchung der γ -Strahlung des P^{32} und des RaE durch CHIEN-SHIUNG-WU³⁷⁾ resp. durch STAHEL und GUILLISSEN³⁸⁾ zeigt, dass auch diese β -Strahler sicherlich nicht (10^{-3} — 10^{-2}) Positronen pro Zerfall emittieren. Intensität und Absorbierbarkeit der γ -Strahlung des P^{32} wie des RaE sind genau von der Grösse, die für reine Bremsstrahlung zu erwarten ist; von einer Annihilationsstrahlungs-Komponente ist nichts zu bemerken*).

1. Die äusserst schwache γ -Strahlung des P^{32} ist zuletzt von CHIEN-SHIUNG-WU untersucht worden (siehe auch SIZOO, EIJKMANN und GROEN³⁹⁾). Die Aufteilung der γ -Strahlung in *innere* (im Coulombfeld des durch den β -Zerfall umgewandelten Kerns entstandene) und in *äussere* (von den β -Strahlen im Absorber, in welchem sie gebremst werden, erzeugte) *Bremsstrahlung* wird dabei von CHIEN-SHIUNG-WU nach der von STAHEL und KIPFER³⁶⁾ angegebenen Methode bestimmt. Es wird mit verschiedenen, die Quelle umhüllenden Absorbern der β -Strahlen die Intensität der γ -Strahlung gemessen und diese so in Funktion der Ordnungszahl Z des Absorbers der β -Strahlen bestimmt: die Extrapolation für $Z = 0$ ergibt die Intensität der inneren Bremsstrahlung allein.

BARENDREGT, GRIFFIOEN und SIZOO²¹⁾ beobachteten in der Wilsonkammer auf 100 von einem unbedeckten P^{32} -Präparat ausgehende „negative“ Spuren 0,9 „positive“ Spuren. Da die Intensität der Annihilationsstrahlung, welche durch eine Positronen-Emission von $0,9 \cdot 10^{-2} e^+$ /Zerfall verursacht werden muss, unabhängig ist von der Ordnungszahl des Materials in dem die Positronen absorbiert werden, so hätte bei den Messungen von CHIEN-SHIUNG-WU diese Annihilationsstrahlung als „innere“ γ -Strahlung beobachtet werden müssen. (Sie wäre von CHIEN-SHIUNG-WU als innere Bremsstrahlung betrachtet worden.)

Die Theorie von KNIPP und UHLENBECK⁴⁰⁾ ergibt für die in Form von *innerer Bremsstrahlung* ausgesandte Energie den Wert

$$J = 0,002 \text{ mc}^2/\text{Zerfall.}$$

Für die Energie der *äusseren Bremsstrahlung*, deren Intensität der Ordnungszahl Z des Absorbers der β -Strahlen fast genau proportional ist, ergibt sich nach BETHE und HEITLER⁴¹⁾ für Aluminium der Wert

$$E_{Al} = 0,0089 \text{ mc}^2/\text{Zerfall.}$$

*) Weder bei CHIEN-SHIUNG-WU noch bei STAHEL und GUILLISSEN ist von Annihilationsstrahlung die Rede. Diese Autoren diskutieren ihre Resultate nicht in bezug auf die hier interessierende Frage.

Bei einer Emission von $0,9 \cdot 10^{-2} e^+$ /Zerfall (nach BARENDREGT, GRIFFIOEN und SIZOO) ist für die Annihilationsstrahlung eine Energie

$$A = 2 \cdot 0,9 \cdot 10^{-2} = 0,018 \text{ mc}^2/\text{Zerfall}$$

zu erwarten.

Experimentell ergibt sich für die Energie der „inneren“ γ -Strahlung — d. h. für $(J + A)$ — der Wert $0,002 \text{ mc}^2/\text{Zerfall}$ und für die Energie der in Al erzeugten Bremsstrahlung der Wert $0,0082 \text{ mc}^2/\text{Zerfall}$, in vollständiger Übereinstimmung mit der Theorie der Bremsstrahlung. Von einer Annihilationsstrahlung, die nach dem Ergebnis der Wilsonkammer-Untersuchung BARENDREGT, GRIFFIOEN und SIZOO's zu erwarten ist, und deren Intensität das Neunfache des gemessenen Werts betragen sollte, ist nichts zu bemerken.

Genauer und direkter als die absoluten Intensitätswerte wird das Verhältnis $J : E_{\text{Al}}$ bestimmt. Die Theorie der Bremsstrahlung liefert für es den Wert

$$J/E_{\text{Al}} = 0,23$$

während eine $0,9 \cdot 10^{-2} e^+$ /Zerfall entsprechende Annihilationsstrahlung den Wert auf $(0,002 + 0,018)/0,0089 = 2,3$ erhöhen würde. Beobachtet wird der Wert $0,24$, der mit einer Positronenemissionsrate der genannten Grössenordnung unverträglich ist.

Schliesslich ist zu erwähnen, dass auch die *Absorptionsmessungen Wu's* nichts vom Vorhandensein einer Annihilationsstrahlung andeuten. In der zitierten Arbeit finden wir eine Absorptionskurve der γ -Strahlung einer mit Al bedeckten P^{32} -Quelle; diese Strahlung setzt sich also energiemässig zusammen aus $1/5$ innerer und $4/5$ in Al erzeugter γ -Strahlung. Ich habe zum Vergleich mit der gemessenen Absorptionskurve (Kurve 2 von Fig. 8) die Absorptionskurve der inneren Bremsstrahlung nach KNIPP und UHLENBECK berechnet (Kurve 1); die Absorptionskurve der äusseren Bremsstrahlung ist von derjenigen der inneren Bremsstrahlung nicht sehr verschieden. Es ist in Fig. 8 auch noch die Absorptionskurve für 510 keV -Annihilationsstrahlung eingezeichnet (Kurve 3). Wie wir sehen, schliesst die gemessene Absorbierbarkeit der P^{32} - γ -Strahlung also ebenfalls aus, dass sie zu einem erheblichen Teil Annihilationsstrahlung darstellt.

Für diese Diskussion ist es gleichgültig, ob Positronen direkt vom P^{32} emittiert werden, oder ob sie durch „anomale“ Paarerzeugung im Absorber entstehen. Wäre der Wirkungsquerschnitt für diese Paarerzeugung nämlich — wie behauptet — Z -proportional, so wäre die Intensität der Annihilationsstrahlung, welche

bei einer solchen „anormalen“ Paarerzeugung entstehen müsste, vom Absorbermaterial nahezu unabhängig, und würde bei den Messungen von WU ebenfalls als „innere“ γ -Strahlung in Erscheinung treten. Die Messungen WU's sprechen also auch gegen die behauptete „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen.

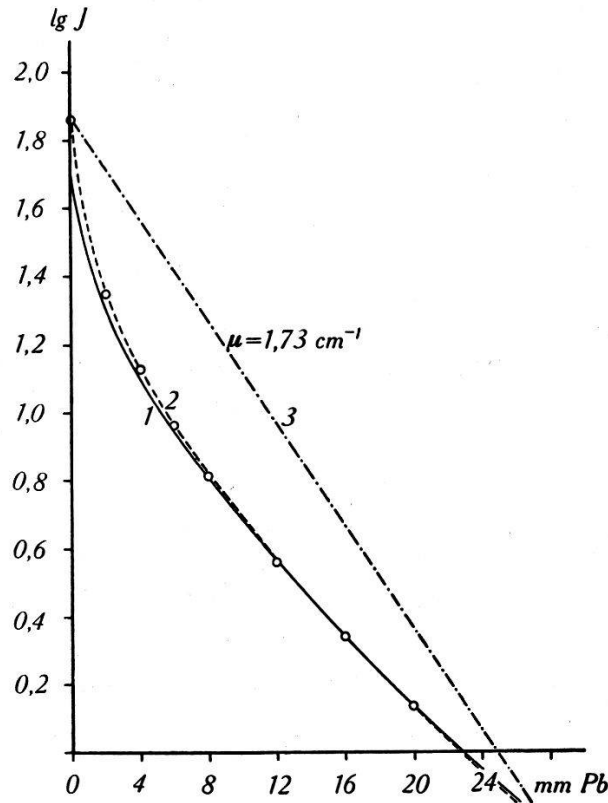


Fig. 8.

Bremsstrahlung des P^{32} .

1. Theor. Absorptionskurve der inneren Bremsstrahlung (KNIPP und UHLENBECK).
2. Exp. Absorptionskurve der γ -Strahlung einer von Al bedeckten P^{32} -Quelle (CHIEN-SHIUNG-WU).
3. Absorptionskurve der 510 keV-Annihilations-Strahlung.

2. Die Messungen von STAHEL und GUILLISSEN der Intensität und Härte der γ -Strahlung des RaE beweisen, dass es sich auch bei dieser äusserst schwachen γ -Strahlung um reine Bremsstrahlung handelt. Jedoch zeigen auch die von HEINE²²⁾ mit RaE-Quellen ausgeführten Aufnahmen, genau wie die mit UX- und RdTh-Quellen ausgeführten, von der Quelle ausgehende positive Spuren: auf etwa 300 negative Spuren ist eine solche positive Spur zu beobachten. Es kann aber von einer Emission von $0,3 \cdot 10^{-2}$ Positronen pro Zerfall des RaE keine Rede sein. Die einer so häufigen Emission entsprechende Annihilationsstrahlung müsste zur Energie der RaE- γ -Strahlung im Mittel pro Zerfall einen Beitrag von $2 \cdot 0,003 mc^2 = 3000 eV$ liefern; das ist das neunfache

der theoretisch (unter Zugrundelegung des RaE- β -Spektrums nach FLAMMERSFELD⁴²) berechneten mittleren Energie — $0,00068 mc^2 = 350 \text{ eV}$ — der inneren Bremsstrahlung. Die „innere“ RaE- γ -Strahlung müsste bei einer so häufigen Positronen-Emission als nahezu monochromatische 510 keV-Strahlung erscheinen. Das ist nun nicht im mindesten der Fall: im Gegenteil bestätigt das experimentelle Resultat von STAHEL und GUILLISSEN genau die Voraussage der KNIPP-UHLENBECK'schen Theorie, sowohl was die absolute Intensität, als auch was die Absorbierbarkeit anbetrifft. Es ist also daraus der gleiche Schluss zu ziehen wie aus der vorangehenden Diskussion der Messungen von CHIEN-SHIUNG-WU: Eine Emission von $0,3 \cdot 10^{-2}$ Positronen pro Zerfall des RaE ist gänzlich ausgeschlossen.

§ 6. Die Versuche zum direkten Nachweis der Paarerzeugung durch Elektronen. Messungen der Positronen-Emission der β^- -Strahler mit dem β -Spektrographen.

1. Paarerzeugung durch Elektronen.

Die Tatsache, dass bei den Untersuchungen der γ -Strahlung des UX_2 , des P^{32} und des RaE von einer 510 keV-Annihilationsstrahlung nichts zu bemerken ist, zeigt, dass die behauptete „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen nicht vorhanden ist. Dies wird bestätigt durch die in der Literatur beschriebenen Versuche zum direkten Nachweis der Paarerzeugung durch Elektronen.

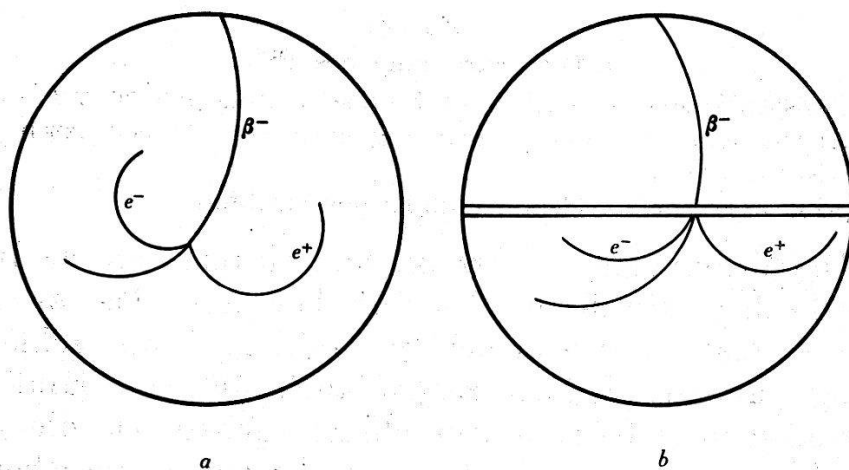


Fig. 9.

Paarerzeugung durch β -Strahlen.

- a) im Felde des Kernes eines der Gasatome,
b) beim Durchgang durch eine Folie.

a) *Wilsonkammer-Untersuchungen.* Nach Aufnahmen der in Fig. 9 skizzierten Art ist vielfach gesucht worden, sowohl mit sehr

schnellen Elektronen ($E \sim 10$ MeV) als auch mit den Zerfallselektronen der natürlichen β -Strahler.

CRANE und HALPERN⁴³⁾ untersuchten den Durchgang schneller Elektronen mit Energien zwischen 1 MeV und 10 MeV durch in der Mitte der Wilsonkammer angebrachte Folien. Auf insgesamt 2588 Elektronenspuren fanden sie kein einziges Paar oder Positron, weder von der Folie ausgehend (Fall b), noch von einem Punkt der Elektronenspuren (Fall a). Die obere Grenze für den fraglichen Wirkungsquerschnitt wird für Luft und Glimmer zu $4 \cdot 10^{-25}$ cm², für Blei zu $1 \cdot 10^{-24}$ cm² angegeben. FOWLER und SHEPPARD⁴⁴⁾ beobachteten 2000 Durchgänge sehr schneller Elektronen ($E \sim 10$ MeV) durch eine Bleifolie, ohne Paare feststellen zu können.

SEN GUPTA⁴⁵⁾ beobachtete in einer zu 50% mit Xenon gefüllten Wilsonkammer Spuren von Elektronen der Energie 2,1 MeV mit einer gesamten Bahnlänge von 330 m, ohne Positronen zu finden; die Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt ist $\sigma_{Xe} \lesssim 2 \cdot 10^{-24}$ cm². CHAMPION⁴⁶⁾ konnte in einer mit Stickstoff gefüllten Wilsonkammer bei 200 m Bahnlänge der Elektronenspuren (RaE-Elektronen mit Energien > 1 MeV) keine Paarbildung beobachten. ZUBER⁴⁷⁾ beobachtete in einer mit Argon gefüllten Wilsonkammer Spuren von Elektronen mit Energien zwischen 1,7 MeV und 2,4 MeV, ohne, bei einer Bahnlänge von insgesamt 350 m, einen einzigen Fall von Paarerzeugung feststellen zu können. STAUB⁴⁸⁾ fokussierte mit einer magnetischen Elektronenlinse β -Strahlen von 1,9 MeV Energie auf eine an der Kammerwand angebrachte Absorberfolie (C, Al und Pb). Auf 1467 β -Spuren fand er eine einzige von der Folie ausgehende Spur positiver Krümmung, die aber höchst wahrscheinlich von einem an der Kammerwand reflektierten negativen Elektron herrührt. Es wird die Abschätzung $\sigma/Z < 10^{-25}$ cm² angegeben. Diese Liste liesse sich noch erheblich verlängern*).

b) *Untersuchungen mit anderen Methoden:* Nur Versuche mit durch Hochspannung beschleunigten Elektronen könnten auch noch Wirkungsquerschnitte von der Grössenordnung des theoretischen Werts $(Z/82)^2 \cdot 10^{-26}$ cm² der Messung zugänglich machen. Der einzige Versuch dieser Art ist — soweit mir bekannt — derjenige von FELDMEIER und COLLINS⁴⁹⁾. Die Energie der Elektronen wurde zwischen 0,9 MeV und 1,5 MeV variiert; bombardiert

*) Von allen *gleichartigen* Beobachtungen widersprechen einzig diejenigen von SKOBELZYN und STEPANOWA¹⁷⁾⁵⁰⁾ und von CHAMPION und BARBER⁵¹⁾ diesen Resultaten. Ihre Beobachtungen sind durch die oben angeführten Versuche als widerlegt zu betrachten.

wurde eine 1μ dicke Goldfolie mit einem Elektronenstrom von 10^{-5} Amp. Die in der Goldfolie entstehenden Positronen wurden mit Hilfe der Trochoidenmethode nachgewiesen. Für einen Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung von 10^{-22} cm^2 war pro μA des einfallenden Elektronenstroms vom Faradaykäfig aus, in dem die Positronen aufgefangen wurden, ein Strom von 10^{-11} Amp zu erwarten. Ströme dieser Grössenordnung wurden nicht beobachtet; angedeutet war ein Strom von 10^{-15} Amp pro μA des Elektronenstroms, entsprechend einem Wirkungsquerschnitt der Grössenordnung 10^{-26} cm^2 . Damit ist auf die direkteste Art bewiesen, dass im Energiebereich (1,0—1,5) MeV die Häufigkeit der Paarerzeugung durch Elektronen der Voraussage der Diracschen Theorie entspricht.

ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW⁵²⁾ haben die Paarerzeugung durch RaC- β -Strahlen mit Hilfe des magnetischen Spektrographen untersucht. Sie konnten zeigen, dass der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch RaC- β -Strahlen entschieden kleiner ist als derjenige für die Paarerzeugung durch die γ -Strahlen des RaC.

2. Positronen-Emission der β^- -Strahler.

a) Die *Positronen-Emission des Th(C + C'')* und des RaC ist von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW⁵²⁾ und von ALICHANOW und SPIWAK⁵³⁾ mit dem β -Spektrographen (magnetische Halbkreisfokussierung) untersucht worden. Fig. 10 ist eine Wiedergabe des von ihnen gemessenen Th(C + C'')-Positronenspektrums. (Die Spektren wurden bis zu Energien von mindestens 170 keV herab getreu wiedergegeben.) Bei einer Energie von 1,6 MeV ist ein steiler Abfall der Intensität zu sehen, der den Ursprung wenigstens eines erheblichen Teils der Positronen aus der Paarkonversion der 2,62 MeV γ -Linie des ThC'' beweist. Die Positronen-Emissionsrate wurde auf zwei verschiedene Arten experimentell bestimmt. Eine direkte Messung ergab den Wert $2 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Th}(C + C'')$ -Zerfallselektron. In Übereinstimmung damit ist der Wert $2,25 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Th}(C + C'')$ -Zerfallselektron, der sich aus dem experimentell bestimmten Verhältnis 1:4 der Zahl der Positronen, emittiert von einer unbedeckten Th(B + C + C'')-Quelle, zur Zahl derjenigen, emittiert von einer mit Blei bedeckten, gleich intensiven Quelle, unter Verwendung des Werts der BETHE-HEITLER'schen Theorie für den Wirkungsquerschnitt der äusseren Paarerzeugung durch γ -Strahlen, ergibt. Diese Emissionsrate ist von der Grössenordnung, welche die Theorie von JAEGER und HULME⁴⁾ für die innere

Paarkonversion der 2,62 MeV-Linie (Quadrupolstrahlung) erwarten lässt; sie ist 50mal kleiner als die relative Anzahl der positiven Wilsonkammerspuren nach CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI¹⁶). Auch mit RaC wird eine fast gleich intensive Positronen-Emission gefunden: $n_{\text{RaC}}^+ = (2,5 \div 4) \cdot 10^{-4}$.

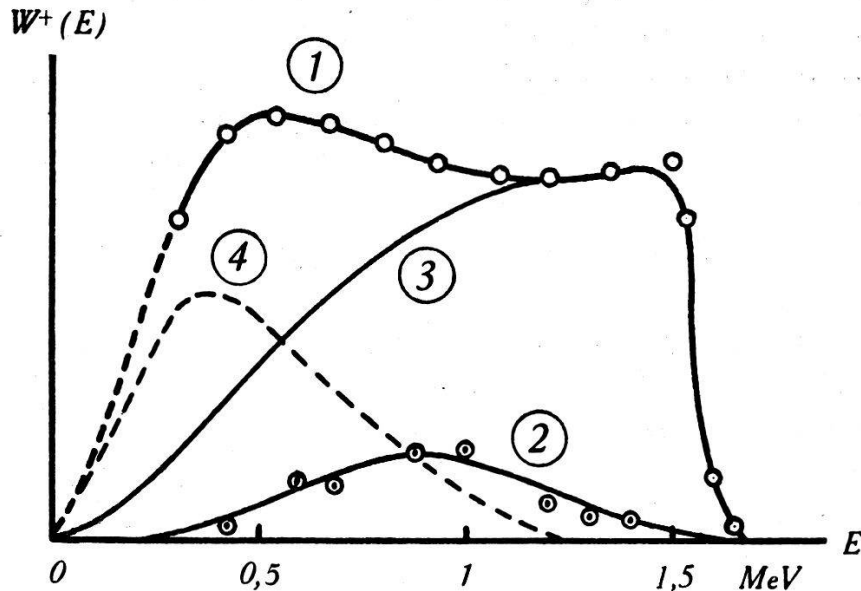


Fig. 10.

Positronenspektrum des Th(C + C'') nach ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW.

1. gemessenes Spektrum,
2. Untergrund,
- 3: Spektrum der durch γ -Paarkonversion entstandenen Positronen nach JAEGER und HULME (theor.),
4. verbleibendes Spektrum.

Ebenso wie beim Positronenspektrum des Th(C + C'') (Fig. 10, Kurve 4) zeigt auch das Positronenspektrum des RaC bei kleinen Energien einen Überschuss der beobachteten Positronenzahl über diejenige, die auf Grund des theoretisch berechneten Spektrums als durch Paarkonversion der γ -Linien erklärt anzusehen ist. In beiden Fällen ist dieser Überschuss aber nur von der gleichen Größenordnung wie die Zahl der letzteren. Eine Positronen-Emissionsrate des Th(C + C'') und des RaC von der Größenordnung $10^{-2} e^+/\text{Zerfall}$ ist jedenfalls mit dem Ergebnis dieser Autoren völlig unvereinbar*).

*) Diese Ansicht wird nicht geteilt von SIZOO und BARENDREGT²⁰), welche den quantitativen Widerspruch zwischen dem Ergebnis der Wilsonkammer-Untersuchung und demjenigen von ALICHANOW und Mitarbeitern mit dem Hinweis auf die ausserordentlich geringe Energie der Positronen (Fig. 3) zu lösen glauben. Infolge Streuung und Absorption in den die Zählrohrfenster bedeckenden Folien treten für kleine Energien (erst unterhalb 170 keV bei den Messungen von ALICHANOW und Mitarbeitern) bei der Registrierung im β -Spektrographen allerdings

b) Eine *Positronen-Emission des UX_2 und des RaE* habe ich in Zusammenarbeit mit H. G. Heine (HEINE²²) mit dem β -Spektrographen nachzuweisen versucht. Eine solche war nicht festzustellen. Die spektrographische Messung ergibt, dass die UX_2 -Positronen-Emissionsrate jedenfalls kleiner als $3 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Zerfall}$ sein muss. Dieses Resultat bestätigt das Ergebnis der (γ, γ) -Koinzidenzmessungen (siehe § 4, 6). Für RaE ergibt sich eine Abschätzung der gleichen Grössenordnung.

c) Versuche zum Nachweis der Positronen-Emission der β -Strahler mit der THIBAUD'schen *Trochoidenmethode* sind von BENEDETTI⁵⁴), MONADJEMI⁵⁵) und SHINOHARA⁵⁶) ausgeführt worden. Die Ergebnisse von BENEDETTI's und SHINOHARA's Messungen sind in guter Übereinstimmung mit denjenigen von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW*). (SHINOHARA beweist durch Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Positronen-Emission des $Ra(B + C)$, dass die Positronen tatsächlich nur vom RaC herühren.)

Zusammenfassend ist festzustellen: Die Ergebnisse der Versuche, bei denen magnetische Fokussierungsmethoden verwendet wurden, sprechen gegen eine Positronen-Emission der natürlichen β -Strahler von $(10^{-3}—10^{-2}) e^+/\text{Zerfall}$.

§ 7. Anhang: Die Zwei-Quanten Annihilation des Positrons.

Wie schon am Schluss von § 2 erwähnt wurde, ist durch BERINGER und MONTGOMERY die theoretische Voraussage der (praktisch) genau kollinearen Emission der paarweise ausgesandten

beträchtliche Verluste ein. Aber die Folien der Zählrohrfenster sind immer noch sehr viel dünner als die Wände der Glaskapillaren, welche die radioaktiven Präparate in der Wilsonkammer umhüllen. Es ist auch zu entgegnen, dass unter Zugrundelegung des Spektrums von SIZOO und BARENDREGT die Anzahl von Positronen und Energien > 170 keV beträchtlich genug sein sollte, um einen mächtigen Anstieg der Positronen-Intensität bei geringen Energiewerten erwarten zu lassen. Die Messungen von ALICHANOW und Mitarbeitern zeigen jedoch von 250 keV abwärts einen Abfall der Intensität.

*) Nur MONADJEMI, der die Beobachtungen BENEDETTIS mit geänderter Apparatur fortgesetzt hat, findet eine $Th(C + C')$ - und RaC -Positronen-Emissionsrate von $(3 - 4) \cdot 10^{-3}$ resp. $(2 - 3) \cdot 10^{-3}$. Auch lässt ihn das Ergebnis seiner Messungen mit $Th(C + C')$ - und RaC -Positronen auf einen Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch schnelle Elektronen von der Grössenordnung 10^{-23} cm^2 schliessen. Seine eigenen Messungen mit UX , mit dem von ihm keine Positronenerzeugung im Absorber der β -Strahlen beobachtet wurde, widerlegt aber diese Schlussfolgerung. (Die obere Grenze des UX_2 - β -Spektrums liegt bei 2,3 MeV!). Die Arbeit MONADJEMIS ist vom experimentellen Standpunkt aus nicht unangefochten geblieben (THIBAUD, CARTAN et COMPARAT⁵⁷), S. 44). Die an der Apparatur vorgenommenen Verbesserungen erscheinen zur Erklärung des Widerspruchs zwischen den Ergebnissen MONADJEMI's und BENEDETTI's nicht ausreichend.

Annihilationsstrahlungs-Quanten vollständig bestätigt worden; ihre Resultate waren aber zur Zeit, als die Koinzidenz-Untersuchung der UX- γ -Strahlung ausgeführt wurde, noch nicht veröffentlicht. Die früheren Versuche vom KLEMPERER⁵⁸⁾ und von ALICHANOW, ALICHANIAN und ARZIMOWITSCH⁵⁹⁾ reichten nicht aus, um die Korrelation der Emissionsrichtungen der beiden, bei der Annihilation gleichzeitig emittierten Quanten, genau zu bestimmen. Da diese Frage für die vorliegende Arbeit von entscheidender Wichtigkeit ist, wurde deshalb die vorausgesetzte Kollinearität der Emissionsrichtungen der Annihilationsstrahlungs-Quanten experimentell nachgeprüft.

1. Annihilationsstrahlung der Zerfallspositronen des Zn⁶³.

Die Annihilationsstrahlungs-Quelle in den beiden Anordnungen A und B von Fig. 4 ist jetzt ein von 1,2 mm Blei umgebenes Zn⁶³-Präparat, hergestellt durch Bestrahlung von Kupfer mit Protonen im ETH-Cyclotron: Cu⁶³(p, n)Zn⁶³. Als Zählrohre wurden die früher verwendeten Messingzählrohre und die für 510 keV-Strahlung empfindlicheren Bleizählrohre (s. § 4, 3) benutzt. Die folgende Tabelle enthält das Ergebnis einer mit den Bleizählrohren ausgeführten Messreihe.

Tabelle V.

$$(T_{\text{Zn}^{63}} = (38,3 \pm 0,5) \text{ min}; \quad \tau = (1,50 \pm 0,15) \cdot 10^{-7} \text{ sec}).$$

Messzeit	Anordnung	Koinzidenzen			Einzelstöße Z (min ⁻¹)	Koinz.-Rate R · 10 ³
		K _{beob.} (min ⁻¹)	K _{zuf.} (min ⁻¹)	K _{korr.} (min ⁻¹)		
0—10'	A	69,0 ± 2,6	8,0 ± 0,8	61,0 ± 2,7	39 800	1,54 ± 0,07
11'—15'	B	5,5 ± 1,2	6,0 ± 0,6	-0,5 ± 1,4	35 500	—
17'—28'	A	49,2 ± 2,1	3,9 ± 0,4	45,3 ± 2,2	27 700	1,63 ± 0,08
30'—34'	B	4,8 ± 1,1	2,8 ± 0,3	2,0 ± 1,2	23 600	—

Dieses Resultat bestätigt also augenfällig die theoretische Voraussage. Der Wert der Koinzidenzrate

$$R_A^{\text{Zn}^{63}} = (1,59 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$$

ist kleiner als der mit Cu⁶¹ gemessene Wert für reine Annihilationsstrahlung

$$R_A^{\text{Cu}^{61}} = (2,90 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$$

(s. § 4, 3). Wie Absorptionsmessungen an der Zn⁶³- γ -Strahlung zeigen, rührt in der Tat die Einzelstosszahl der Zählrohre nur etwa zur Hälfte von der Annihilationsstrahlung her und zur Hälfte von einer härteren Kern- γ -Strahlung.

2. *Annihilationsstrahlung der durch die γ -Strahlen des Ra in Blei erzeugten Positronen.*

Da es sich bei den Versuchen des § 4 um den Nachweis einer Paarerzeugung handelte, sollte — obwohl ein anderes Verhalten natürlich nicht zu erwarten war — die Tatsache der kollinearen Emission der Annihilationsstrahlungs-Quanten schliesslich auch noch verifiziert werden für den Fall, dass die annihilierenden Positronen durch Paarerzeugung entstanden sind.

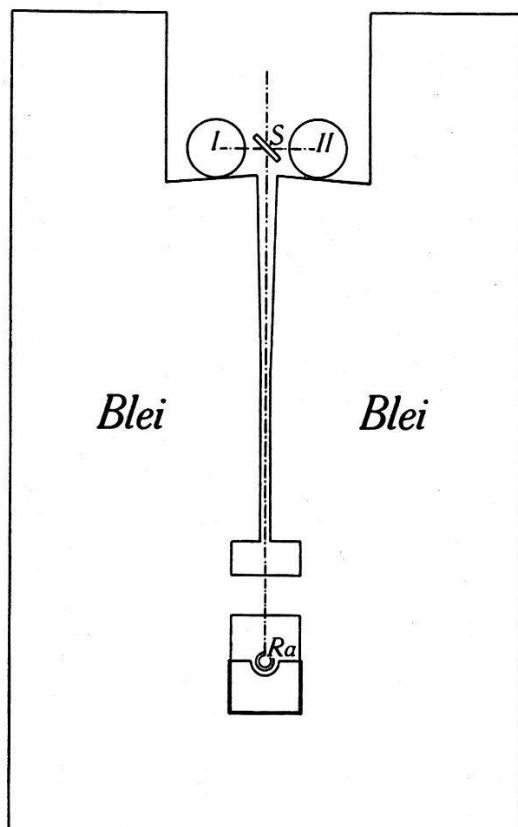


Fig. 11.

Paarerzeugung durch Ra- γ -Strahlen.

Fig. 11 zeigt die Anordnung. Die γ -Strahlung einer Radium-Quelle, ausgeblendet durch einen zur Hälfte konischen Kanal in einem Bleiberg von 1,5 t Gewicht und gefiltert durch 2,4 cm Blei, fällt auf ein 0,25 cm dickes Bleiplättchen *S*, in welchem die härtesten γ -Linien Paare erzeugen, die zum grössten Teil in diesem Plättchen stecken bleiben. Nur in Anordnung A (Fig. 12) sollte die in *S* entstehende Annihilationsstrahlung Zählrohrkoinzidenzen verursachen können.

Zum Schutz gegen die weichste Compton-Streustrahlung waren die Zählrohre mit Bleimänteln bedeckt. Die Form des Kanals, die Distanz der Zählrohre, die Dicke des Bleiplättchens *S*

usw. wurden nach längeren Vorversuchen so gewählt, dass einerseits der Untergrund Z_0 — die Zahl der Einzelstöße, registriert bei Abwesenheit des Bleiplättchens S , die durch an den Wänden des Kanals gestreute Strahlung verursacht wird — möglichst gering war, und andererseits das Verhältnis der Zahl der in Anordnung A registrierten Einzelstöße zum Untergrund möglichst gross. Es konnte für dieses Verhältnis ein Wert $Z/Z_0 = 2,3$ (Messingzählrohre) erreicht werden.

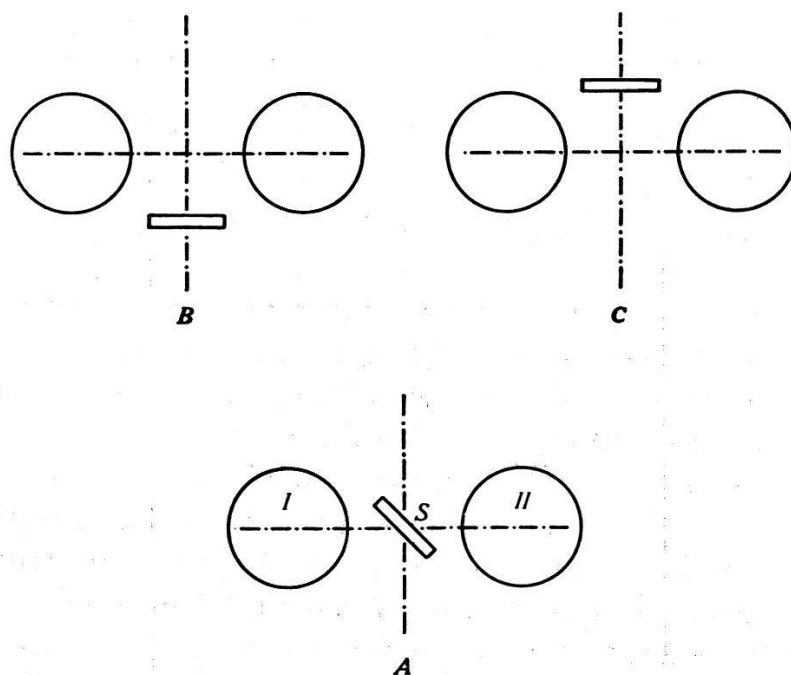


Fig. 12.

Anordnungen des Bleiplättchens S zwischen den Zählrohren in Fig. 11.

Tabelle VI zeigt als Beispiel das Resultat einer Messreihe, in der bei einer Messdauer von 28 h insgesamt 308 Koinzidenzen registriert wurden.

Tabelle VI.

(Int. der Ra-Quelle 173 mC, Achsendistanz der Messingzählrohre 6,0 cm)

Anordnung	Einzelst. $Z - Z_0$ (min^{-1})	Koinz. $K_{\text{beob.}}$ (h^{-1})	Koinz.- Unter- grund (h^{-1})	Zufäll. Koinz. (h^{-1})	Rest $K_{\text{korr.}}$ (h^{-1})	Koinz.-Rate R
B	1670	$10,6 \pm 0,8$	5,0	1,4	$4,2 \pm 0,8$	$(4,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$
A	1150	$13,4 \pm 1,0$	5,0	0,8	$7,6 \pm 1,0$	$(11,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$
C	520	$5,9 \pm 1,2$	5,0	0,3	$0,6 \pm 1,2$	—

Während die Einzelstosszahl in Anordnung A — infolge der überwiegenden Emission der Compton-Streustrahlung in der Primärriichtung — nur zwei Drittel derjenigen von Anordnung B

beträgt, ist die Koinzidenzzahl in dieser Anordnung nach Subtraktion des Untergrunds fast doppelt so gross wie in der letzteren. Die Koinzidenzrate in Anordnung A ist fast dreimal so gross wie diejenige von Anordnung B.

In Tabelle VII ist das Ergebnis einer Messreihe wiedergegeben, bei welcher der effektive Raumwinkel fast dreimal kleiner war als bei der Messreihe von Tabelle VI.

Tabelle VII.

(Int. der Ra-Quelle 214 mC, Achsendistanz der Messingzählrohre 10,0 cm)

Anordnung	Einzelst. $Z - Z_0$ (min ⁻¹)	Koinz. $K_{\text{beob.}}$ (h ⁻¹)	Koinz.- Unter- grund (h ⁻¹)	Zufäll. Koinz. (h ⁻¹)	Rest $K_{\text{korr.}}$ (h ⁻¹)	Koinz.-Rate R
B	1000	$5,2 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,5$	0,9	$1,3 \pm 0,6$	—
A	920	$8,5 \pm 0,7$	$3,0 \pm 0,5$	0,8	$4,7 \pm 0,9$	$(9 \pm 2) \cdot 10^{-5}$

Aus den Tabellen VI und VII geht klar hervor, dass die Wahrscheinlichkeit einer Koinzidenzauslösung durch ein Quantenpaar der Annihilationsstrahlung in Anordnung A zumindest etwa dreimal grösser ist als in Anordnung B. Innerhalb der Messgenauigkeit ist die Koinzidenzrate in Anordnung A vom Raumwinkel unabhängig. Dadurch ist die Tatsache der kollinearen Emission der Annihilationsstrahlungs-Quanten auch hier bewiesen.

Das seltene Auftreten von Koinzidenzen auch in Anordnung B lässt sich durch die Bremsstrahlung der schnellen Comptonelektronen erklären (STAHEL und KETELAAR⁶⁰). Die Grösse der Koinzidenzrate in Anordnung A

$$R_A = 1 \cdot 10^{-4}$$

führt auf einen Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch die härtesten Ra- γ -Strahlen von $\sigma \sim 10^{-24}$ cm², in Übereinstimmung mit der Theorie.

§ 8. Zusammenfassung.

Zur Erklärung der Ergebnisse von Wilsonkammer-Untersuchungen ist von SKOBELZYN und STEPANOWA u. a. eine „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen angenommen worden. Im Gegensatz zur Voraussage der Diracschen Theorie sollte der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch Elektronen von einigen mc² Energie in Blei von der Grössenordnung 10⁻²² cm² sein; d. h. die β^- -Strahler sollten infolge Materialisation von kinetischer Energie der Zerfallselektronen (10⁻³—10⁻²) Positronen pro Zerfall aussenden.

Um dies nachzuprüfen wird die von einer mit Blei, resp. Aluminium, bedeckten UX-Quelle ausgehende γ -Strahlung mit Koinzidenz-Zählrohren untersucht. (γ, γ) -Koinzidenzen werden in zwei verschiedenen geometrischen Anordnungen gemessen, um eine vom Absorber der β -Strahlen ausgehende Annihilationsstrahlung als Differenzeffekt nachweisen zu können. Es ergibt sich, dass die Zahl der beobachteten UX-Koinzidenzen die Zahl der zu erwartenden UZ-Koinzidenzen nicht übertrifft. *Ein durch Annihilationsstrahlung verursachter Effekt wird nicht beobachtet.* Dieses Resultat zeigt, dass UX_2 , wenn überhaupt, dann weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ Positronen pro Zerfall emittiert, und dass der mittlere Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch schnelle UX_2 -Elektronen in Blei sicher kleiner als etwa $8 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ ist. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch Elektronen von einigen mc^2 Energie kann im Mittel den theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt keinesfalls um mehrere Zehnerpotenzen übertreffen.

Die Ergebnisse der Untersuchung der γ -Strahlung des P^{32} (CHIEN-SHIUNG-WU) und des RaE (STAHEL und GUILLISSEN) werden diskutiert: Da keine von diesen β^- -Strahlern ausgehende Annihilationsstrahlung beobachtet worden ist, so ist eine Emission von $(10^{-3}—10^{-2}) e^+$ /Zerfall ebenfalls ausgeschlossen: P^{32} und RaE — wie UX_2 — emittieren, wenn überhaupt, so höchstens etwa $10^{-4} e^+$ /Zerfall. Für UX_2 und RaE wird dies durch Messungen mit dem β -Spektrographen verifiziert.

Die theoretische Voraussage der kollinearen Emission der Quantenpaare der Annihilationsstrahlung wird durch Versuche bestätigt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Scherrer möchte ich an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein unermüdliches, förderndes Interesse herzlich danken. Dem Jubiläumsfonds der E.T.H. bin ich für die Überlassung von Mitteln zu grossem Dank verpflichtet.

Physikalisches Institut der E.T.H., Zürich.

Literaturverzeichnis:

- 1) SHULL, Phys. Rev. **61**, 198, 1942.
- 2) BLEULER, Helv. Phys. Acta **15**, 613, 1942.
- 3) HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Oxford 1936.
- 4) JAEGER und HULMI, Proc. Roy. Soc. **148**, 708, 1935.
- 5) ANDERSON und NEDDERMEYER, Int. Conf. on Physics, London 1934.
- 6) BHABHA, Proc. Roy. Soc. **152**, 559, 1935.
- 7) TISZA, Physik. Zeitschr. d. Sowjetunion **11**, 425, 1937.
- 8) ARLEY und MÖLLER, Det. Kgl. Danske Vid. Selskab. **15**, 9, 1938.
- 9) STREIB, FOWLER und LAURITSEN, Phys. Rev. **59**, 253, 1941.
- 10) OPPENHEIMER und SCHWINGER, Phys. Rev. **56**, 1066, 1939.
- 11) THOMAS, Phys. Rev. **58**, 714, 1940.
- 12) ELLIS, Proc. Roy. Soc. **143**, 350, 1933.
- 13) BERINGER und MONTGOMERY, Phys. Rev. **61**, 222, 1942.
- 14) THIBAUD, Comptes Rendus **197**, 915, 1933.
- 15) ALICHANOW und KOSADAEW, Zeitschr. f. Physik **90**, 249, 1934.
- 16) CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. **144**, 235, 1934.
- 17) SKOBELZYN und STEPANOWA, Journ. de phys. **6**, 1, 1935.
- 18) DA SILVA, Ann. de phys. **11/12**, 504, 1939.
- 19) SIZOO und BARENDREGT, Physica **6**, 1085, 1939.
- 20) BARENDREGT und SIZOO, Physica **7**, 490, 1940.
- 21) SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN, Physica **7**, 860, 1940.
- 22) HEINE, Helv. Phys. Acta (1944).
- 23) BRADT, HEINE und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 491, 1943.
- 24) FEATHER und DUNWORTH, Proc. Cambr. Phil. Soc. **34**, 435, 1938.
- 25) BRADT, GUILLISSEN und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **13**, 259, 1940.
- 26) HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122, 1940.
- 27) FEATHER und BRETSCHER, Proc. Roy. Soc. **165**, 530, 1938.
- 28) FEATHER und DUNWORTH, Proc. Roy. Soc. **168**, 566, 1938.
- 29) NORLING, Phys. Rev. **58**, 277, 1940.
- 30) v. DROSTE, Zeitschr. f. Physik **100**, 529, 1936.
- 31) DUNWORTH, Rev. Sci. Instr. **11**, 167, 1940.
- 32) GENTNER und SEGRÉ, Phys. Rev. **55**, 814, 1939.
- 33) BRADT und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 251, 1943.
- 34) SIZOO und COUMOU, Physica **3**, 921, 1936.
- 35) STAHEL und COUMOU, Physica **2**, 707, 1935.
- 36) STAHEL und KIPFER, Helv. Phys. Acta **9**, 492, 1936.
- 37) CHIEN-SHIUNG-WU, Phys. Rev. **59**, 481, 1941.
- 38) STAHEL und GUILLISSEN, Journ. de Phys. **1**, 12, 1940.
- 39) SIZOO, EIJKMANN und GROEN, Physica **6**, 1057, 1939.
- 40) KNIPP und UHLENBECK, Physica **3**, 425, 1936.
- 41) BETHE und HEITLER, Proc. Roy. Soc. **146**, 83, 1934.
- 42) FLAMMERSFELD, Zeitschr. f. Physik **112**, 727, 1939.
- 43) CRANE und HALPERN, Phys. Rev. **55**, 838, 1939.
- 44) FOWLER und SHEPPARD, Phys. Rev. **57**, 273, 1939.
- 45) SEN GUPTA, Proc. Phys. Soc. **51**, 355, 1939.

- 46) CHAMPION, Proc. Roy. Soc. **153**, 353, 1935.
 - 47) ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 370, 1938.
 - 48) STAUB, Helv. Phys. Acta **9**, 306, 1936.
 - 49) FELDMEIER und COLLINS, Phys. Rev. **58**, 200, 1940.
 - 50) SKOBELZYN und STEPANOWA, Nature **137**, 272, 1936.
 - 51) CHAMPION und BARBER, Proc. Roy. Soc. **153**, 353, 1935.
 - 52) ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW, Journ. de phys. **7**, 163, 1936.
 - 53) ALICHANOW und SPIWAK, Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion **11**, 351, 1937.
 - 54) BENEDETTI, Journ. de phys. **7**, 205, 1936.
 - 55) MONADJEMI, Journ. de phys. **8**, 347, 1937.
 - 56) SHINOHARA, Sc. Pap. Inst. of phys. and chem. Res. Tokyo **31**, 174, 1937.
 - 57) THIBAUD, CARTAN et COMPARAT, Quelques techniques actuelles en physique nucléaire, Paris 1938.
 - 58) KLEMPERER, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30**, 347, 1934.
 - 59) ALICHANOW, ALICHANIAN und ARZIMOWITSCH, Nature **137**, 703, 1936.
 - 60) STAHEL und KETELAAR, Journ. de phys. **7**, 379, 1936.
-