

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 11 (1938)  
**Heft:** III

**Artikel:** Untersuchung der Bildung von Positron-Elektron-Paaren durch - Strahlung  
**Autor:** Zuber, K.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110850>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 09.01.2026

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

# **Untersuchung der Bildung von Positron-Elektron-Paaren durch $\gamma$ -Strahlung**

von K. Zuber.

(7. II. 38.)

**Zusammenfassung:** Mit einer automatischen Wilsonkammeranordnung wird die Materialisation der  $\gamma$ -Strahlung von Ra-Th in Argon untersucht. Die Genauigkeit der Energiemessung, welche zur Hauptsache durch die Vielfachstreuung der erzeugten positiven und negativen Elektronen an den Atomkernen bestimmt ist, wird diskutiert und gezeigt, dass sich der Betrag der Vielfachstreuung aus der Verteilungskurve der Paarenergien bestimmen lässt. Neben den Paaren, die durch Materialisation der  $2,62 \cdot 10^6$  eV  $\gamma$ -Strahlung entstehen, finden sich auch Paare, welche durch eine Strahlung von  $(3,0-3,4) \cdot 10^6$  eV gebildet werden. Die Intensität dieser Strahlung ergibt sich zu 9 Quanten bezogen auf 100 Quanten von  $2,62 \cdot 10^6$  eV. Für den Unterschied der mittleren Energie der Positronen gegenüber den Elektronen findet sich ein Wert, welcher grösser ist als der von HULME und JAEGER berechnete. Die Verteilung der Winkel zwischen  $\gamma$ -Strahl und den Paarteilchen entspricht dem nach der Theorie (BETHE und HEITLER) zu erwartenden Verlauf.

§ 1. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Materialisation von  $\gamma$ -Strahlen beim Durchgang durch den Gasraum einer Wilsonkammer. Diese Anordnung hat gegenüber der Paarerzeugung an Folien den Vorteil, dass die Teilchen der Paare von ihrem Entstehungsort ab verfolgt werden können, so dass es möglich wird, ihre Energie, ohne dass irgendwelche Energieverluste eingetreten sind, zu bestimmen. Dies ist z. B. dann notwendig, wenn untersucht werden soll, wie sich die zur Verfügung stehende Energie auf die beiden Paarpartner verteilt. Andererseits lässt sich aus der Gesamtenergie eines Paares  $E = E_+ + E_-$  die Energie des am Prozess beteiligten  $\gamma$ -Strahles nach  $h\nu = E + 2M_0c = E + 1,02 \cdot 10^6$  eV bestimmen und somit aus den gemessenen Paarenergien Rückschlüsse auf die Zusammensetzung der  $\gamma$ -Strahlung ziehen.

Untersuchungen dieser Art sind von verschiedener Seite<sup>1)</sup> ausgeführt worden, doch war die Zahl der gemessenen Paare im allgemeinen noch relativ klein. Dies röhrt daher, dass für die leicht erhältlichen  $\gamma$ -Strahlenenergien die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung gering ist. Es war daher wünschenswert, die Versuche mit der Absicht, die Statistik zu verbessern, fortzuführen, wobei die in einer früheren Untersuchung<sup>2)</sup> gemachten Erfahrungen verwendet werden konnten. Das Resultat der Arbeit ist, dass 97 neue Paare ausgemessen werden konnten, so dass zusammen mit denjenigen der früheren Arbeit für Argon<sup>2)</sup> nun 115 Paare zur Diskussion stehen.

Da die Frage, mit welcher Genauigkeit sich die Energie der Elektronen aus den Spuren bestimmen lässt, von allgemeinerer Bedeutung ist, erschien eine etwas eingehendere Betrachtung der Fehlerquellen gerechtfertigt. In Argon ( $Z = 18$ ) ist die Genauigkeit vorwiegend durch den Betrag der Vielfachstreuung der Elektronen an den Atomkernen gegeben. Es wurde daher eine Messmethode angewendet, welche von vornherein mit dieser störenden Erscheinung rechnet, und die gestattet, ihren Einfluss auf die Resultate quantitativ zu bestimmen.

§ 2. Die Wilsonkammer, welche nach dem Membrantypus<sup>3)</sup> gebaut war, besass einen Durchmesser von 20 cm und eine Höhe von 11 cm. Sie war gefüllt mit einem Gemisch von 90% Argon und 10% Sauerstoff. Der Dampf zur Tröpfchenbildung entstammte einer 50-proz. Alkohol-Wassermischung. Die Zusammensetzung der Füllung konnte ohne Eingriffe in die Kammer durch Messung des Wärmeleitvermögens bestimmt werden. Der Druck in der Kammer betrug nach der Expansion ungefähr 1,5 Atmosphären.

Die automatische Anordnung gestattete, alle 70 Sekunden eine Aufnahme zu machen. Zur Beleuchtung der Spuren erwiesen sich drei rückseitig versilberte 100-Watt-Nitrasofittenlampen, die kurzzeitig überlastet wurden, als ausreichend. Die Höhe des beleuchteten Teiles der Kammer betrug dabei etwas über 4 cm. Als Konzentrationslinsen wurden mit Wasser gefüllte Glasröhren verwendet. Die Beleuchtungsdauer war etwas weniger als  $8 \cdot 10^{-2}$  sec. Photographiert wurde mit zwei Kamera, wovon die eine senkrecht über der Mitte der Wilsonkammer angebracht war. Die zweite

<sup>1)</sup> IMMELMANN, Natw. **24**, 61, 1936. — KLARMANN und BOTHE, Z. Phys. **101**, 489, 1936. — SIMONS und ZUBER, Proc. Roy. Soc. (A) **159**, 383, 1937.

<sup>2)</sup> L. SIMONS & K. ZUBER, l. c. In dieser Arbeit konnten 18 Paare in Argon und 24 in  $\text{CH}_3\text{J}$  ausgemessen werden.

<sup>3)</sup> P. M. S. BLACKETT, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 28L, 1934.

befand sich daneben, doch war ihre optische Achse um  $12^0$  gegenüber der der ersten Kamera geneigt. Als Aufnahmelmisen wurden Kern-Objektive mit  $F = 4,8$  cm und 1:2 Lichtstärke, als Plattenmaterial Ilford Hypersensitivepanchromatic Platten benutzt. Die Verkleinerung der Abbildung war dabei 10fach.

Vier flache Spulen erzeugten das Magnetfeld, dessen Kraftlinien parallel zur optischen Achse der ersten Kamera liefen. Obwohl zur Verstärkung des Feldes Eisen verwendet wurde, betrug die Inhomogenität im Gebiet des beleuchteten Kammerteiles nicht mehr als 2 %. Die daraus sich ergebende Ungenauigkeit in der Energie ist aber kleiner, da für die Berechnung desselben bei jeder Spur ein Mittelwert des Feldes entsprechend dem Spurverlauf eingesetzt wurde. Sie ist daher sicherlich kleiner als 1 % und gegenüber den andern Fehlerquellen zu vernachlässigen. Das Feld betrug im Mittel 1450 Gauss.

Als  $\gamma$ -Strahl-Quelle diente ein Radiothor-Präparat von 17,5 mgr. Ra-Äquivalent, das sich im Innern eines Bleipanzers befand, welcher nach der Seite der Wilsonkammer 20 cm, sonst 10 cm dick war. Im Panzer war ein Kanal von 8 mm Durchmesser gebohrt, welcher sich in den letzten 10 cm auf 14 mm konisch erweiterte. Der Abstand Präparat-Kammermitte betrug 50 cm, so dass der Durchmesser des  $\gamma$ -Strahl-Bündels in der Mitte der Kammer rund 2,5 cm war. Das Präparat wurde durch einen kleinen Elektromagneten bis zum Moment der Expansion so weit oberhalb des Kanals gehalten, dass keine direkte  $\gamma$ -Strahlung vor der Expansion in die Kammer gelangte. Gleichzeitig mit der Expansion konnte der Elektromagnet kurzgeschlossen und das Präparat durch eine kräftige Feder schnell vor den Kanal gebracht werden. Auf diese Weise liess sich die Entstehung alter, diffuser Spuren weitgehend vermeiden. Zur Filterung der Strahlung diente 3 cm Messing.

§ 3. Um die Spuren auszumessen, wurden die Platten genau in der gleichen Lage wie bei der Aufnahme in die Kameras gelegt, von hinten beleuchtet und mit der Aufnahmeoptik auf ein Koordinatenpapier, dessen Ebene senkrecht zur Kraftlinienrichtung eingestellt war, projiziert. Der Abstand der Papierebene von den Kameras liess sich messbar verändern und derart einstellen, dass die durch die beiden Kameras entworfenen Bilder desjenigen Spurpunktes, dessen Raumkoordinaten man zu bestimmen wünschte, zusammenfielen. Es ist dabei zweckmäßig, die beiden Bilder in rascher Folge nacheinander zu projizieren und auf ihre Bewegungslosigkeit einzustellen. Ausser den Koordinaten der Anfangspunkte

der Paare wurden nur noch diejenigen eines Punktes auf jeder Spur bestimmt und daraus der Neigungswinkel  $\theta$  der Spur gegen die Koordinatenebene berechnet. Der Winkel  $\psi$ , den die Anfangs-tangente des Spurbildes in der Koordinatenebene mit der  $\gamma$ -Strahlrichtung bildete, liess sich genügend genau mit angelegten Testkreisen und einem Transporteur messen.

Zur Bestimmung des Krümmungshalbmessers  $\varrho$  erwies sich die bequeme Methode des Anlegens von Testkreisen an die in natürlicher Grösse reprojizierte Spur als nicht anwendbar. Dieses Verfahren setzt voraus, dass die Spur kreisförmig ist, während sie in Wirklichkeit durch die Streuprozesse mehr oder weniger von der Kreisform abweicht, so dass die Testkreismethode nur mit einer gewissen Willkür angewendet werden kann. Es erschien daher zweckmässiger, eine Messmethode zu entwickeln, welche den persönlichen Faktor bei der Messung möglichst vermeidet und die in übersehbarer Weise den Einfluss der Streuprozesse zu erfassen gestattet.

Die Streuprozesse äussern sich darin, dass nach Passieren einer Schicht von  $l$  cm (wir denken uns für einen Augenblick das Magnetfeld ausgeschaltet) die Richtung des Teilchens um den Winkel  $\alpha$  von der Anfangsrichtung abweicht. Ist die Richtungsänderung in einem Prozess erfolgt, so spricht man von Einzelstreuung, im andern Fall von Vielfachstreuung. Einzelstreuung über grössere Winkel (grösser als etwa  $8^\circ$ ) lassen sich bei den Spuren dieser Arbeit leicht als solche erkennen und entsprechend berücksichtigen. Bei der Vielfachstreuung geschieht die Richtungsänderung in vielen kleinen, nicht direkt erkennbaren Beträgen. Wird eine grosse Zahl von Spuren mit gleicher Energie und Anfangsrichtung betrachtet, so ist bei der Vielfachstreuung der Winkel  $\alpha$  durch eine zweidimensionale Gauss'sche Kurve gegeben. Als wahrscheinlichster Wert  $\lambda$  von  $\alpha$  findet sich nach BOTHE<sup>1)</sup>

$$\lambda = \frac{0,8}{E} \cdot \frac{E + 0,51}{E + 1,02} \cdot Z \cdot \sqrt{\frac{d \cdot l}{A}} \quad (1)$$

wo  $E$  die Elektronenenergie in  $10^6 \cdot \text{eV}$ ,  $Z$ ,  $A$  und  $d$  Atomnummer, Atomgewicht und Dichte des Gases bedeuten. Denkt man sich die zweidimensionale Verteilung der Richtungen durch eine Kamera photographiert, deren optische Achse senkrecht zu der Anfangsrichtung der Spuren steht, so erhält man auf der Platte eine ein-dimensionale Gauss'sche Verteilung der Winkel  $\beta$ , die durch Pro-

---

<sup>1)</sup> W. BOTHE, Hdb. der Phys., 2. Aufl. 22/I. 20. 1933.

ktion aus den Winkeln  $\alpha$  entstanden sind. Als wahrscheinlicher Wert  $A$  von  $\beta$  ergibt sich

$$A = 0,673 \cdot \lambda. \quad (2)$$

$A$  ist dabei derart definiert, dass bei grosser Versuchszahl gleichviele  $\beta < A$  wie  $> A$  beobachtet werden. Bei eingeschaltetem Magnetfeld tritt neben der durch die Vielfachstreuung hervorgerufenen Richtungsänderung diejenige durch das Magnetfeld bewirkte hinzu. Beträgt die letztere  $\gamma$ , so ist  $\varrho = l/\gamma$ . Der Messung zugänglich ist aber nur  $\gamma' = \gamma + \beta$ , was zur Folge hat, dass der Krümmungsradius mit einem wahrscheinlichen Fehler  $d\varrho = \varrho \cdot A/\gamma$  bestimmt wird. Daraus ergibt sich als wahrscheinlicher Fehler der Energiemessung unter Berücksichtigung von (1) und (2) und unter Annahme von  $dE \sim H d\varrho$ :

$$dE = 0,54 \cdot \frac{E + 0,51}{E + 1,02} \cdot \frac{Z}{H} \cdot \sqrt{\frac{d}{l \cdot A}} \cdot f(E) \quad (3)$$

wobei  $f(E)$  die Funktion ist, welche die Energie mit  $H\varrho$  verknüpft, d. h.  $f(E) = H \cdot \varrho$ .

Die Formel gestattet den wahrscheinlichen Fehler der Energiebestimmung für eine gegebene Anordnung vorauszuberechnen. Der Fehler hängt einerseits über  $Z, A$  und  $d$  vom Füllgas, andererseits über  $H$  und  $i$  von der speziellen experimentellen Bedingungen ab. In vorliegender Arbeit wurde  $H$  durch Überlastung der Spulen und Anwendung von Eisen möglichst gross gemacht. Die beträchtliche Tiefe des beleuchteten Teils der Kammer liess eine Erhöhung der mittleren Spurlänge gegenüber der früheren Arbeit erwarten.

Das Verfahren zur Bestimmung von  $\varrho$  war nun das folgende: Mit einem durchsichtigen Transporteur wurde die Richtung einer Sehne von 1 cm Länge am Anfang der in natürlicher Grösse projizierten Spur festgelegt. Hierauf wurde mit einem auf 1 cm eingestellten Stechzirkel vom Anfangspunkt eine ganze Zahl  $L$  von cm auf der Spur abgetragen und durch die *beiden letzten Punkte* wieder eine Sehne gelegt und deren Richtung bestimmt. Der Winkel zwischen den beiden Sehnen war der gesuchte Winkel  $\gamma'$ , wobei die dazugehörige Spurlänge  $l = L - 1$  ist. Wo es sich als notwendig erwies, wurde von der Länge des Sehnenvielecks auf die wirkliche Spurlänge nachträglich umgerechnet. Das Verfahren lässt sich bequem ohne allzu grossen Zeitaufwand gleichzeitig mit der Aufnahme der Koordinaten auch an einer unregelmässig verlaufenden Spur durchführen. Um die damit erzielte Genauigkeit mit der bei der Testkreismethode erhaltenen vergleichen zu können, wurden die Spuren

nach beiden Methoden zweimal an verschiedenen Tagen gemessen. Es zeigte sich dabei, dass bei der Testkreismethode die Abweichungen im Mittel grösser waren als bei der Sehnenmethode. Es sei noch darauf hingewiesen, dass sich die Genauigkeit der letzteren dadurch erhöhen lässt, dass man nicht nur die Richtungen der Sehnen am Anfang und Ende der Spur bestimmt, sondern auch die Richtungen der dazwischen gelegenen Sehnen.

Da für die Diskussion des Betrages der Vielfachstreuung die Kenntnis der mit dem Transporteur erzielten Genauigkeit der Winkelmessung notwendig war, wurde eine grössere Anzahl Spuren wiederholt gemessen, wobei bei *einer* Spur die Spurlänge bei den verschiedenen Messungen gleich gross gewählt wurde. Aus den Abweichungen ergab sich nach der Fehlerrechnung ein wahrscheinlicher Fehler von  $1,6^{\circ}$ . Dies entspricht bei den Verhältnissen dieser Arbeit einem Fehler von rund 2% in der Energie.

§ 4. a) Auf 2300 Aufnahmen wurden im ganzen 142 Paare festgestellt, d. h. pro 16 Aufnahmen im Mittel ein Paar. Bei der früheren Arbeit waren für Argon pro Paar im Mittel 26 Aufnahmen notwendig. Die grössere Ausbeute ist im wesentlichen der grösseren Gasdichte zuzuschreiben. Bei 98 Paaren konnten beide Partner ausgemessen werden, was einer nutzbaren Ausbeute von 63% entspricht gegenüber 33% der früheren Arbeit. Diese Verbesserung ist auf die grössere Tiefe des beleuchteten Kammerteiles zurückzuführen, so dass nun auch schief zur Kammerebene verlaufende Spuren meist eine zur Messung genügende Länge besitzen. Als Minimallänge wurde wie in der früheren Arbeit 3 cm verlangt.

b) Es ist von vornherein nicht möglich, einen Paarbildungsprozess von einem Einzel-Streuprozess über einen grösseren Winkel zu unterscheiden. Immerhin kann man erstere nur im Bereich der  $\gamma$ -Strahlung erwarten, letztere dagegen überall, wo Elektronen hingelangen. Durch die experimentelle Anordnung wurde bewirkt, dass die direkte  $\gamma$ -Strahlung die Mitte der Kammer nur in einem schmalen Gebiet durchsetzte. Doch lässt es sich nicht vermeiden, dass dabei auch Streustrahlung entsteht, in die Kammer gelangt und vorwiegend an den Kammerwänden Elektronen auslöst. Erleiden dieselben starke Einzel-Streuprozesse, so können sie mit Paaren verwechselt werden und damit die Statistik fälschen. Um abzuschätzen, wie weit dies in vorliegender Untersuchung der Fall war, sind in Fig. 1 die Startpunkte aller vermutlichen Paare eingetragen. Als einschränkende Bedingung wurde dabei verlangt, dass der resultierende Impuls der beiden Paarteilchen eine Kompo-

nente in der Richtung der  $\gamma$ -Strahlung besitzt und dass ferner die Gesamtenergie des fraglichen Paars grösser als  $0,8 \cdot 10^6$  eV ist. Die erste Einschränkung ist wegen der für den Materialisationsprozess charakteristischen Bevorzugung der kleinen Winkel zwischen  $\gamma$ -Strahl und Teilchen gerechtfertigt, die Festsetzung einer unteren Grenze für die Gesamtenergie erweist sich als zweckmässig, weil die Wahrscheinlichkeit für Streuprozesse mit abnehmender Energie stark zunimmt. Wie die Figur zeigt, liegen die vermutlichen Startpunkte bis auf zwei Ausnahmen, welche in der weiteren

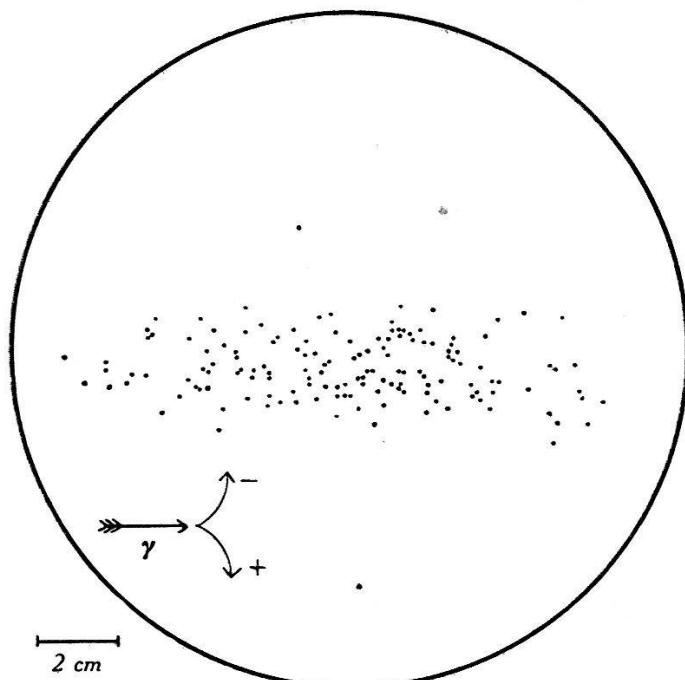


Fig. 1.

Verteilung der Entstehungsorte der Paare in der Kammer. Die beiden Pfeile geben den Richtungssinn für Positron und Elektron an.

Statistik nicht verwertet wurden, in einem schmalen Streifen der Kammer, welcher auch mit dem geometrisch zu erwartenden  $\gamma$ -Strahlbündel übereinstimmt. Da ausserhalb des Bündels nur zwei Streuprozesse, welche die angegebenen Bedingungen erfüllten, gefunden wurden, darf man wohl annehmen, dass innerhalb des an sich schmäleren Gebietes der direkten  $\gamma$ -Strahlung keine wesentlich grössere Zahl von Streuprozessen vorgekommen ist. Ihr Einfluss auf die Paarstatistik ist daher nur unbedeutend.

c) In der Fig. 2 ist die Verteilung der Paarenergien  $E = E_+ + E_-$  wiedergegeben. Die Treppenkurve besitzt ein ausgeprägtes Maximum in der Gegend des zu erwartenden Wertes  $E = 1,60 \cdot 10^6$  eV, welcher der starken  $\gamma$ -Strahlung von  $2,62 \cdot 10^6$  eV entspricht. Wie die Figur zeigt, lässt sich die experimentelle Verteilung nicht durch

\*

eine einzige Gauss'sche Fehlerkurve approximieren, vielmehr finden sich zu viele Paare mit extrem grosser und extrem kleiner Energie. Mit grosser Wahrscheinlichkeit ist anzunehmen, dass ihre Entstehung einerseits auf die von SKOBELTZIN<sup>1)</sup> und JACOBSON<sup>2)</sup> festgestellte Strahlung von  $1,7 - 2,1 \cdot 10^6$  eV Energie, andererseits auf die von ALICHANIAN und Mitarbeitern<sup>3)</sup> gefundene Strahlung von  $h\nu = 3,2 \cdot 10^6$  eV zurückzuführen ist. Von besonderem Interesse ist dabei die letztere, welche einem direkten Übergang des angeregten Th-Pb-Kerns in den Grundzustand entspricht. Ordnet man, etwas willkürlich allerdings, alle Paare mit mehr als  $2 \cdot 10^6$  eV dieser Strahlung zu, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes<sup>4)</sup>, da 11 dieser

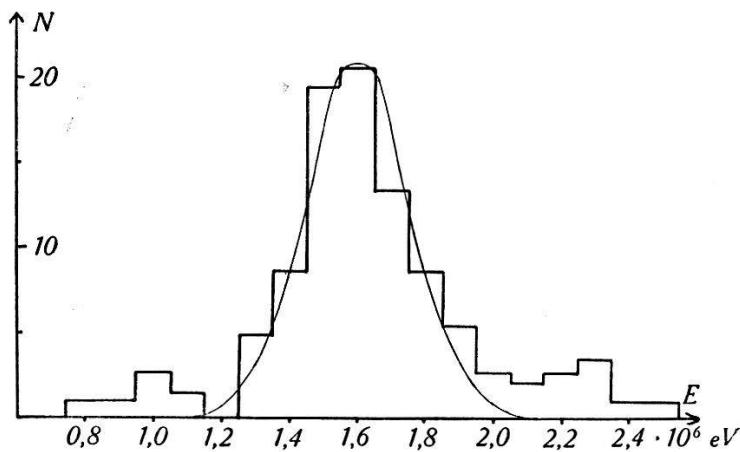


Fig. 2.

Häufigkeitskurve der Paare in Abhängigkeit ihrer Energie  $E = E_+ + E_-$ . Die eingezeichnete Gauss'sche Fehlerkurve entspricht einem wahrscheinlichen Fehler in der Energie von  $0,105 \cdot 10^6$  eV.

Paare gefunden worden sind und 81 Paare mit Energien zwischen  $1,25$  und  $2,0 \cdot 10^6$  eV, als Quantenverhältnis: 9 Quanten der hohen Energie auf 100 Quanten von  $2,62 \cdot 10^6$  eV. Der durch die Statistik bedingte Fehler beträgt rund 30 %. Das Quantenverhältnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit jenem in der früheren Arbeit gefundenen überein, was wegen der Verschiedenheit der Anordnungen nicht zu erwarten ist, wenn die energiereichen Paare durch einen methodischen Fehler, wie mangelhafte Statistik oder unbeachtete Streuprozesse vorgetäuscht worden wären.

Neben den in Fig. 2 wiedergegebenen Paaren wurde noch ein

<sup>1)</sup> D. SKOBELTZIN, C. R. **194**, 1486, 1932.

<sup>2)</sup> J. JACOBSON, Z. Phys. **103**, 747, 1936.

<sup>3)</sup> A. ALICHANIAN, A. ALICHANOW und M. KOSODAEW, Journ. de Phys. **7**, 163, 1936.

<sup>4)</sup> H. BETHE und W. HEITLER, Proc. roy. Soc. (A) **146**, 83, 1934.

Paar mit einer Energie von  $3,77 \cdot 10^6$  eV festgestellt. Dieses entspricht somit der Quantenenergie  $h\nu = 4,79 \cdot 10^6$  eV.

d) Die in der Figur eingezeichnete Gauss'sche Kurve entspricht einem wahrscheinlichen Fehler von  $0,105 \cdot 10^6$  eV, der sich aus dem eigentlichen Fehler der Winkelmessung einerseits und der Wirkung der Vielfachstreuung andererseits zusammensetzt. Da der Fehler der Winkelmessung bestimmt wurde, lässt sich der Anteil der Vielfachstreuung ausrechnen, wobei zu beachten ist, dass zwei Spuren pro Paar gemessen werden. Für eine mittlere Energie der Teilchen von  $0,8 \cdot 10^6$  eV ergibt sich hiefür  $0,072 \cdot 10^6$  eV oder

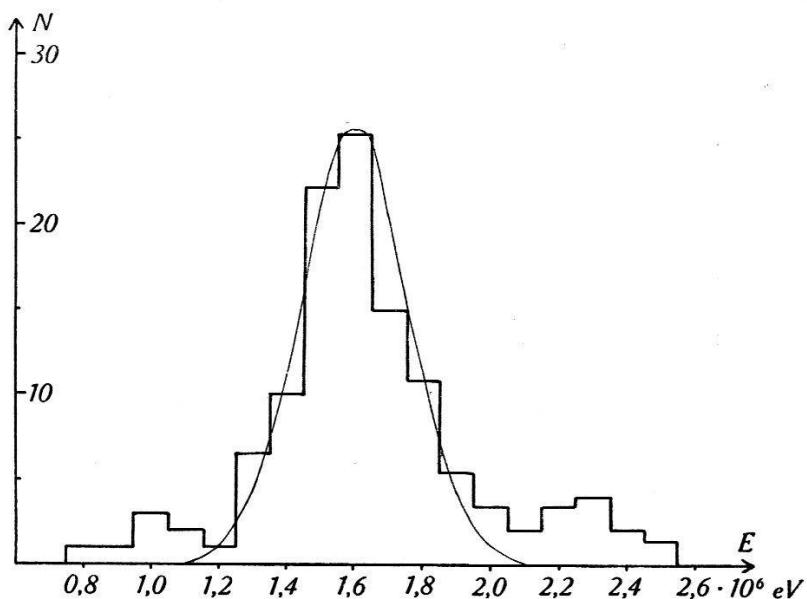


Fig. 3.

Wie Fig. 2, nur sind auch die Paare der Arbeit von SIMONS und ZUBER mitberücksichtigt.

9% der Energie. Berechnet man nach der Formel (3) für eine mittlere Spurlänge von 5 cm den zu erwartenden Fehler, so findet sich für diesen  $0,079 \cdot 10^6$  eV oder rund 10% der Energie. Die gute Übereinstimmung zwischen den beiden Werten zeigt, dass sich der Einfluss der Vielfachstreuung auf die Genauigkeit der Energiedurchdringung mit der Formel (3) nahezu quantitativ berechnen lässt. Es mag noch darauf hingewiesen werden, dass in der früheren Arbeit die Vielfachstreuung an Comptonelektronen von rund  $2,3 \cdot 10^6$  eV gemessen wurde. Auch damals ergab sich ein Wert, welcher etwas kleiner (ungefähr 15%) war als der nach der Formel (1) berechnete. Der Vollständigkeit halber sind in der Fig. 3 noch alle Paare der vorliegenden und der früheren Arbeit eingetragen. Da der wahrscheinliche Fehler damals aber rund 1,5 mal grösser war, so ist den entsprechenden Paaren nur das halbe Gewicht beigelegt

worden. Die eingezeichnete Gauss'sche Kurve entspricht wieder einem Fehler von  $0,105 \cdot 10^6$  eV.

e) Da das Elektronenpaar im Coulombfeld eines Kerns entsteht, besitzt das Positron im Mittel eine grössere Energie als das Elektron. Ist die Entfernung des mittleren Entstehungsortes  $r$ , so ergibt sich

$$\bar{E}_+ - \bar{E}_- = \frac{2Ze^2}{r}.$$

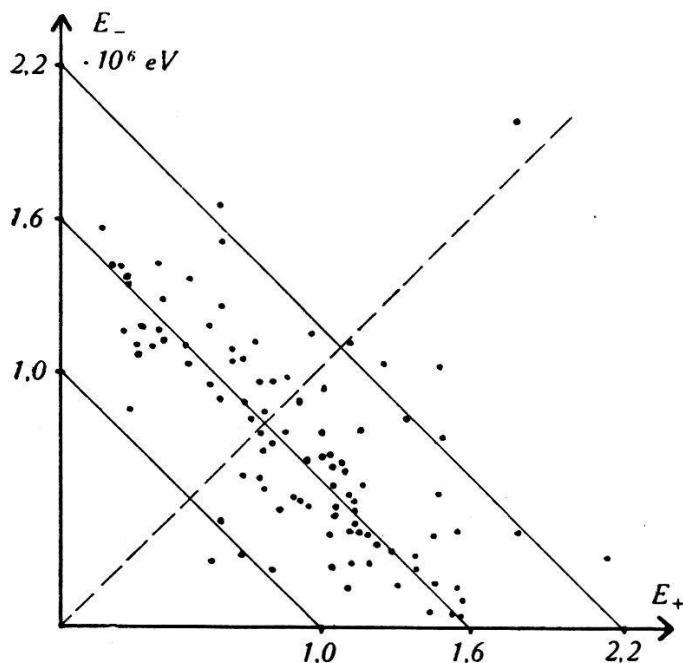


Fig. 4.

Verteilung der Paarenenergie auf die beiden Paarteilchen. Die Abszisse gibt die Energie des Positrons, die Ordinate jene des Elektrons, beides in Millionen eV an.

Nach BETHE und HEITLER<sup>1)</sup>) tritt die Paarbildung zur Hauptsache im Bereich

$$\frac{h}{2\pi Mc} < r < \frac{h}{2\pi Mc} \cdot \frac{h\nu}{2Mc^2}$$

auf, d. h.  $\bar{E}_+ - \bar{E}_-$  sollte zwischen

$$\frac{2Z \cdot Mc^2}{137} \text{ und } \frac{2Z Mc^2}{137} \cdot \frac{2Mc^2}{h\nu}$$

liegen. Für Argon und  $h\nu = 5,2 Mc^2$  ergibt dies die Grenzwerte  $0,13 \cdot 10^6$  eV und  $0,05 \cdot 10^6$  eV. Nach dem von JÄGER und HULME<sup>2)</sup> berechneten Wert für Blei ist unter der Voraussetzung, dass der

<sup>1)</sup> l. c.

<sup>2)</sup> JAEGER und HULME, Proc. Roy. Soc. (A) 153, 443, 1936.

Energieunterschied proportional der Atomnummer ist,  $\bar{E}_+ - \bar{E}_- = 0,06 \cdot 10^6$  eV zu erwarten.

In der Fig. 4 ist jedes Paar durch einen Punkt wiedergegeben. Die Abszisse gibt die Energie des Positrons, die Ordinate diejenige des Elektrons an. Auf der durch den Nullpunkt gezeichneten Winkelhalbierenden sollten alle jene Punkte liegen, welche in Wirklichkeit keine Paare, sondern elastische Streuprozesse sind. Es

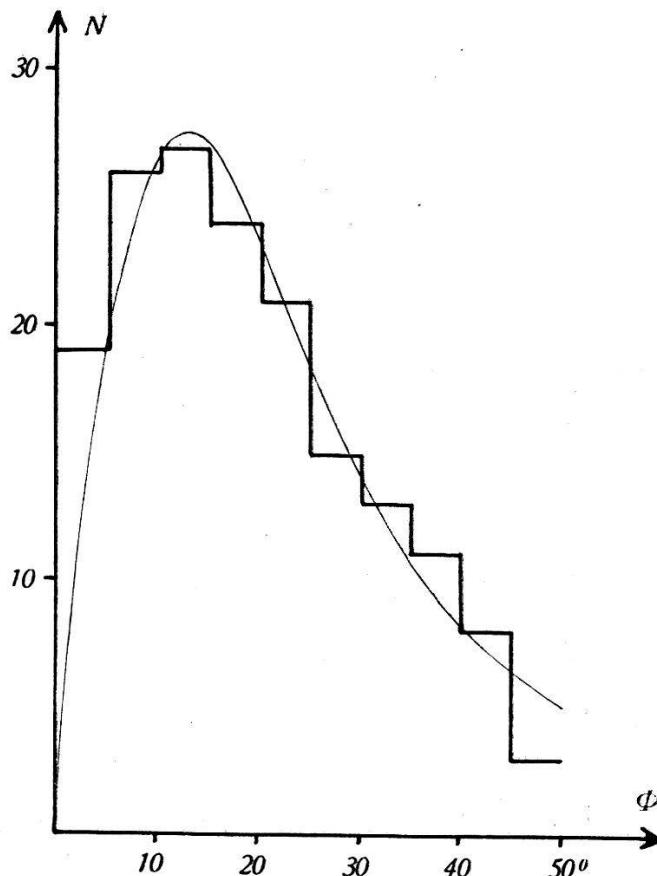


Fig. 5.

Häufigkeitskurve der Winkel zwischen Paarpartner (Elektron oder Positron) und dem  $\gamma$ -Strahl. Die eingezeichnete Kurve gibt den theoretischen Verlauf nach BETHE und HEITLER wieder.

besteht somit nochmals die Möglichkeit, den Einfluss dieses störenden Prozesses auf die gesamte Statistik zu beurteilen. In Übereinstimmung mit den aus Fig. 1 gezogenen Folgerungen ist auch aus Fig. 4 zu schliessen, da eine Bevorzugung der Winkelhalbierenden nicht festzustellen ist, dass fälschlicherweise als Paare aufgefasste Streuprozesse, wenn sie überhaupt vorkommen, die Statistik nur wenig stören. Da alle Paare mit einer Gesamtenergie  $E = E_+ + E_-$  auf einer Geraden mit den beiden Achsenabschnitten  $E$  liegen sollten, sind in der Figur die Geraden für Paarenergien von 1,0,  $1,6$  und  $2,2 \cdot 10^6$  eV eingezeichnet, welche den drei Maximas der Fig. 3 entsprechen.

In der Fig. 4 liegen mehr Punkte unterhalb als oberhalb der Winkelhalbierenden, was heisst, dass entsprechend der Erwartung die mittlere Energie der Positronen höher ist als diejenige der Elektronen. Für die 81 Paare mit  $1,25 < E < 2,00 \cdot 10^6$  eV ergibt sich  $\bar{E}_+ - \bar{E}_- = 0,17$  mit einem durch die Statistik bedingten wahrscheinlichen Fehler von  $\pm 0,05$ . Zieht man noch die früheren Argonmessungen hinzu, so ergibt sich  $\bar{E}_+ - \bar{E}_- = 0,13$ . Beide Zahlen sind bedeutend höher als der nach JAEGER und HULME berechnete Wert und stimmen eher mit dem nach BETHE und HEITLER abgeschätzten Wert.

f) In der Fig. 5 ist die Verteilung der gemessenen Winkel  $\Phi$  zwischen dem  $\gamma$ -Strahl und der Anfangsrichtung der Spuren dargestellt. Die eingezeichnete Kurve entspricht dem nach BETHE und HEITLER<sup>1)</sup> zu erwartenden Verlauf, der ein Maximum bei  $12^\circ$  aufweist. Wie ersichtlich, ist die Übereinstimmung recht gut, was wieder dafür spricht, dass Verwechslungen zwischen Paaren und Streuprozessen elastischer oder unelastischer Art in der Statistik praktisch nicht von Bedeutung sein können, da sonst grosse Winkel häufiger vorkommen würden.

Die zum Bau der automatischen Wilsonkammeranordnung benötigten Mittel wurden mir vom Stiftungsrat der Jubiläums-spende der Universität Zürich zur Verfügung gestellt, wofür ihm auch an dieser Stelle herzlich gedankt sei. Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER habe ich für die Möglichkeit, die Apparatur in der Werk-stätte des Institutes bauen zu lassen, sowie für die Unterstüzung der Arbeit mit Institutsmitteln bestens zu danken. Dem verstorbenen Mechaniker der Werkstatt, Herrn R. HOLDER, bin ich für die sorgfältige Ausführung zu bleibendem Dank verpflichtet. Herr stud. med. G. HOESSLY hat bei den Aufnahmen in dankens-werter Weise mitgeholfen.

Zürich, Physik. Institut der Universität.

---

<sup>1)</sup> I. c.

---