

Paarerzeugung durch schnelle Betastrahlen

Autor(en): **Bradt, H. / Guillissen, J. / Scherrer, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **13 (1940)**

Heft IV

PDF erstellt am: **24.04.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111065>

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 schnelle Betastrahlen

von H. Bradt, J. Guillissen, P. Scherrer.

(28. VI. 40.)

Zusammenfassung. Die Theorie der Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron führt zu Ergebnissen, welche teilweise in Widerspruch zu experimentellen Resultaten stehen. Solche Unstimmigkeiten sind vorhanden bei der Paarerzeugung, der elastischen Streuung und bei der Polarisierung von β -Strahlen im Kernfeld. Insbesondere ergaben einige Untersuchungen mit der Wilsonkammer (z. B. SKOBELTZYN-STEPANOWA, SIZOO-BARENDREGT) eine ausserordentlich grosse Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Positronen durch β -Strahlen. *Von diesen Autoren wurden die Positronen als Komponenten von Paaren betrachtet und so auf einen gegenüber der Theorie um den Faktor 10^4 zu grossen Wert für Paarerzeugung geschlossen.* (Indessen gibt es Arbeiten, bei denen die Anomalie nicht gefunden wurde.) Eine eigentliche Kernreaktion wurde zur Erklärung der entstehenden Positronen allerdings nicht herangezogen, da die Theorie für solche Prozesse ausserordentlich kleine Wirkungsquerschnitte liefert.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, die Positronen, welche durch β -Strahlen des UX in einem Absorber erzeugt werden, nachzuweisen durch die bei der Vernichtung dieser Positronen entstehende γ -Strahlung. Da Positronen nicht zu grosser Energie praktisch nur dann zerstrahlen, wenn sie ihre Bewegungsenergie verloren haben, sind die emittierten beiden γ -Quanten diametral entgegengesetzt gerichtet. Sie können also neben anderen etwa vorhandenen γ -Quanten durch eine Zählrohr-Koinzidenzanordnung ausgesondert werden. Um Koinzidenzen anderer Herkunft zu eliminieren, werden die Messungen in zwei verschiedenen geometrischen Anordnungen von Zählrohren und β -Quelle ausgeführt: In der einen Anordnung ist die Quelle symmetrisch zwischen den beiden Zählrohren gelegen, in der anderen Anordnung befindet sich dieselbe bei gleicher Distanz von den beiden Zählrohren so verschoben, dass im Absorber entstehende, diametral entgegengesetzte γ -Paare keine Koinzidenzen hervorrufen können.

Die von anderen Autoren angegebene anomal grosse Positronen-Erzeugung konnte nicht beobachtet werden; es ergab sich keine Differenz in den Koinzidenzzahlen für die beiden Anordnungen.

Unter Berücksichtigung der statistischen Schwankung kann eine obere Grenze für die Anzahl der Positronen angegeben werden, welche in Blei von einem UX-Elektron der Energie $> 2 mc^2$ (= minimale Energie für Paarerzeugung) im Mittel erzeugt werden: diese obere Grenze beträgt $1,2 \cdot 10^{-3}$, eine Zahl, die weit unterhalb der anomal hohen Resultate anderer Autoren liegt.

1. Einleitung.

So wie im Coulombfeld eines Kerns sich ein γ -Quant in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln kann, wenn seine Energie den Wert $2mc^2$ überschreitet, so kann sich ein Teil der kinetischen Energie eines schnellen Elektrons materialisieren: es entsteht dann ein Paar neben dem primären Elektron, das einen Energieverlust von mindestens $2mc^2$ erleidet. Für diesen Prozess liefert die elektromagnetische Theorie¹⁾ Wirkungsquerschnitte, die für nicht zu hohe Energien etwa $1/_{137}$ derjenigen sind für die Paarerzeugung durch γ -Quanten der gleichen Energie; der Wirkungsquerschnitt ist dem Quadrat der Ladungszahl des Kerns proportional und beträgt bei einer Primärenergie des Elektrons von $3mc^2$ für Blei 1.10^{-26} cm^2 .

Experimentell wurde die Paarerzeugung durch Betastrahlen von SKOBELTZYN und STEPANOWA²⁾ mit der Wilsonkammer untersucht. Die Anzahl der beobachteten Positronen, die sie als von den Betastrahlen der Radiumquelle erzeugt betrachteten, war um einen Faktor 10^4 grösser als auf Grund der elektromagnetischen Theorie für die Paarerzeugung zu erwarten gewesen wäre. Ausserdem fanden sie, dass der Wirkungsquerschnitt proportional der Ordnungszahl des bestrahlten Körpers war und nicht dem Quadrat der Ordnungszahl, wie nach der Theorie. Da die Theorie für eine Kernumwandlung durch Elektronen nur ausserordentlich kleine Wirkungsquerschnitte liefert (kleiner als ca. 10^{-31} cm^2), wurde zur Erklärung der grossen Zahl beobachteter Positronen eine eigentliche Kernumwandlung nicht in Betracht gezogen. Es blieb zur Erklärung nur die Paarerzeugung im Kernfeld übrig, die sich durch die Theorie folglich nicht würde erklären lassen.

Seitdem ist in einer Reihe weiterer Arbeiten das Phänomen mit verschiedenen Methoden untersucht worden, wobei sich wenig übereinstimmende Resultate ergaben. Einige³⁾ haben die Resultate von SKOBELTZYN und STEPANOWA (Wirkungsquerschnitte von der Grössenordnung 10^{-22} cm^2 für Blei) bestätigt; andere⁴⁾ haben

¹⁾ STÜCKELBERG, *Helv. Phys. Acta* **8**, 1935, 325. — BHABHA, *Proc. Roy. Soc.* **152**, 1935, 559. — ARLEY und MOELLER, *Det. Kgl. Danske Vid. Selskab.* **15**, 1938, 9.

²⁾ *Journal de physique* **6**, 1935, 1.

³⁾ DA SILVA, *Comptes Rendus* **202**, 1936, 2070. — CHAMPION und BARBER, *Nature* **140**, 1937, 105. — SIZOO und BARENDREGT, *Physica* **6**, 1939, 1085. — MONADJEMI, *Journ. de physique* **8**, 1937, 347.

⁴⁾ ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW, *Nature* **136**, 1935, 719. — H. STAUB, *Helv. Phys. Acta* **9**, 1936, 306. — SEN GUPTA, *Proc. Phys. Soc.* **51**, 1939, 355. — CRANE und HALPERN, *Phys. Rev.* **55**, 1939, 838. — FOWLER und SHEPPARD, *Phys. Rev.* **55**, 1939, 859. — BENEDETTI, *Journ. de physique* **7**, 1936, 205.

nur sehr viel kleinere Wirkungsquerschnitte gemessen, resp. obere Grenzen für den Wirkungsquerschnitt angeben können, die weit unter den von SKOBELTZYN und STEPANOWA beobachteten Werten lagen. Eine sehr sinnreiche Methode ist von FEATHER und DUNWORTH¹⁾ angewandt worden: Diese Autoren haben die Anzahl der Koinzidenzen in zwei Geiger-Müller-Zählrohren, herrührend von der γ -Strahlung einer UX-Quelle, die in der Mitte zwischen den beiden Zählrohren angebracht war, gezählt. Sie beobachteten, über die erwartete Zahl von Koinzidenzen (Zufallskoinzidenzen, Höhenstrahlschauer, Koinzidenzen der UZ-Gammastrahlung) hinaus, eine Zahl „unerklärter“ Koinzidenzen. Diese werden der Vernichtungsstrahlung der durch die Betastrahlen des UX im Absorber erzeugten Paare zugeschrieben. Sie finden Übereinstimmung mit SKOBELTZYN und STEPANOWA.

2. Ziel unserer Arbeit und Prinzip der Messung.

Unsere Absicht war, die Resultate von FEATHER und DUNWORTH nachzuprüfen, und zu beweisen, dass die „unerklärten“ Koinzidenzen tatsächlich der Vernichtungsstrahlung zugeschrieben werden *müssen*, und nicht von einem andern Prozesse herrühren. Der Entstehungsvorgang der Vernichtungsstrahlung ist ja folgender: Ein Positron, das sich im Absorber befindet, verliert durch Stösse und ev. Strahlung seine anfängliche Energie; ist es nahezu zur Ruhe gekommen, so vereinigt es sich mit einem negativen Elektron, wobei zwei in entgegengesetzter Richtung fortfliegende Gammaquanten der Energie $1 mc^2$ entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Positron zerstrahlt während es noch in Bewegung ist, ist ausgenommen für extrem hohe Energien (kosmische Strahlung) sehr klein; für eine anfängliche kinetische Energie von $1 mc^2$ beträgt sie in Blei nur etwa 3%. Die Lebensdauer eines sehr langsamen Positrons in Blei ist von der Grössenordnung 10^{-10} sec (für das obige siehe HEITLER: The Quantum Theory of Radiation, Oxford 1936).

Wir haben nun die Koinzidenzzahl eines Zählrohrpaares in den beiden folgenden geometrischen Anordnungen bestimmt (Fig. 1):

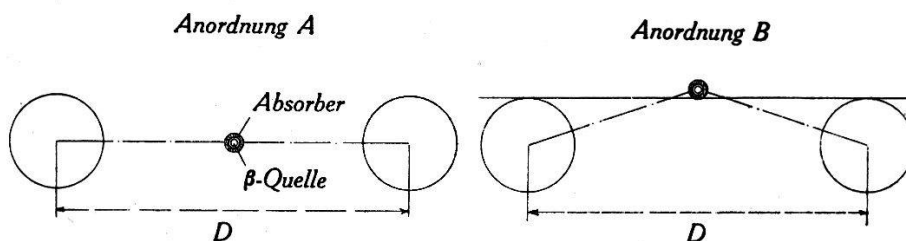


Fig. 1.

¹⁾ FEATHER und DUNWORTH, Proc. Cambr. Phil. Soc. **34**, 1938, 435.

Als Elektronenquelle wurde ein UX-Präparat benutzt: UX emittiert nur eine sehr schwache Kern-Gammastrahlung, deren Energie unterhalb $2 mc^2$ liegt, die also für eine Paarerzeugung nicht in Betracht kommt. Die obere Grenze des Betaspektrums des UX_2 liegt bei 2,32 MeV, ein Drittel der Betastrahlen des UX_2 sind energiereich genug, um ein Paar zu erzeugen (das UX_1 kommt nicht in Betracht: die obere Grenze seines Betaspektrums liegt bei 300 keV)¹⁾. Das Präparat ist in ein kleines, dünnwandiges Glasröhrchen eingebracht, das in den zylindrischen Absorber gesteckt wird.

Sei $4\pi\alpha$ der Raumwinkel, der von einem Zählrohr bezüglich der Quelle aufgespannt wird; er ist für die Anordnungen *A* und *B* der gleiche. Also ist 2α die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Quantum des Gammapaars der Vernichtungsstrahlung eines der beiden Zählrohre durchsetzt. In Anordnung *A* muss dann das andere Quantum notwendigerweise das andere Zählrohr durchsetzen, in Anordnung *B* können hingegen offenbar durch die Vernichtungsstrahlung keine Koinzidenzen in den Zählrohren ausgelöst werden. Da nun die Anzahl aller anderen Koinzidenzen, die von der Gammastrahlung des UX-Präparates herrühren, in beiden Anordnungen gleich sein werden, so kann die Anzahl der der Vernichtungsstrahlung zugeschriebenen Koinzidenzen durch eine Differenzmessung bestimmt werden. Durch die Verdrehung der Zählrohre, die von Anordnung *A* zu Anordnung *B* führt, wird zwar die Zahl der kosmischen Schauerkoinkidenzen ein wenig erhöht, da die Distanz der beiden Zählrohre vermindert wird; da aber die Zahl der Höhenstrahlkoinkidenzen in Funktion der Distanz der beiden Zählrohre separat bestimmt wurde, konnte diese Differenz recht genau festgestellt werden.

3. Apparat: Zählrohre und Koinzidenzverstärker.

Es wurden in Glas eingeschmolzene, mit Argon-Alkohol gefüllte Zählrohre benutzt, deren innerer Durchmesser 2,8 cm und deren effektive Länge 16 cm betrug. Sie besaßen ein gutes Plateau über einen Bereich von 500 Volt. Die Zählrohre waren auf Wiegen befestigt, die längs Schienen verschoben werden konnten. Eine dieser Schienen konnte um die Achse gedreht werden, in welcher die Quelle lag (siehe Fig. 2). Es kann so die Distanz der Zählrohre leicht beliebig variiert, sowie Anordnung *A*, resp. Anordnung *B*

¹⁾ MARSHALL, Proc. Roy. Soc. **173**, 1939, 391.

eingestellt werden. Auch können beide Zählrohre zusammen leicht um die Mittelachse gedreht werden, so dass bei den Messungen die Zählrohre stets in eine horizontale Ebene zu liegen kommen.

Der Koinzidenzverstärker soll ein möglichst gutes Auflösungsvermögen besitzen. Da in den mit einem Zusatz von Alkoholdampf gefüllten Zählrohren die Entladung durch einen inneren Mechanismus (Ausbildung von abschirmenden Raumladungen) von selbst abreisst, können relativ kleine Ableitwiderstände verwendet werden. Ein Wert von 50,000 Ohm wurde jedoch nicht unterschritten, da bei kleineren Werten in den Zählrohren Nachentladungen auftraten (welche nach einer „Ruhepause“ von einigen Wochen wieder verschwanden). Die Zählrohrstösse werden durch Radioröhren mit grosser Steilheit (Sylvania 1852) verstärkt, einer

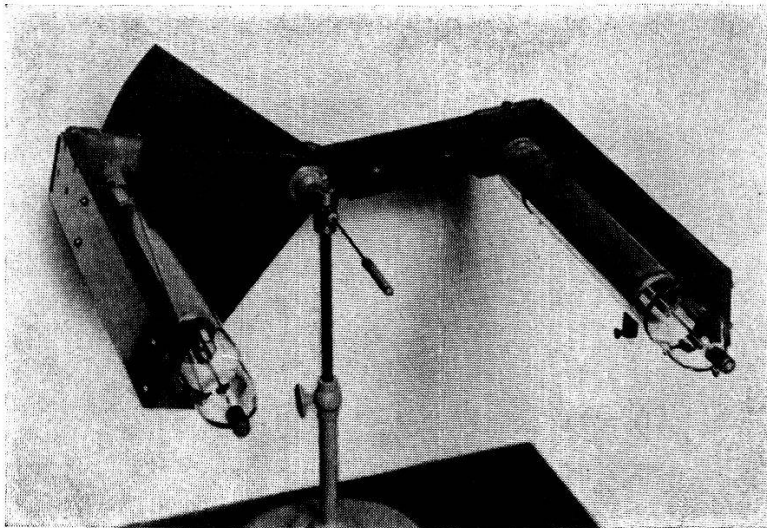


Fig. 2.

zeitverkürzenden Stufe und über Trioden dem Gitter der Mischröhre zugeführt. Durch die Verwendung von Trioden (Röhren mit kleinem inneren Widerstand) wird das Verhältnis der Koinzidenzstösse zu den Einfachstössen am Gitter der Mischröhre grösser als zwei; es betrug etwa 3,5.

Zur Zählung der Einzelstösse wurde für das Thyatron, welches das Zählwerk (es wurde eine Taschenuhr benutzt, deren Unruh entfernt ist und deren Anker mit einem kleinen Elektromagneten gesteuert wird) betreibt, eine Schaltung ausprobiert, die von PICKERING¹⁾ beschrieben worden ist. Die Relaxationszeit dieser Anordnung betrug $6 \cdot 10^{-3}$ sec.

¹⁾ PICKERING, Rev. Sci. Instr. **9**, 1938, 180.

4. UX-Quellen.

Die Quelle bestand aus UX, welches mit Ce zusammen als Fluorid gefällt worden war; sie wurde in eine dünnwandige Glaskapillare eingeschmolzen. Die Kapillare wurde für die Messungen in einen zylindrischen Absorber eingebracht, dessen Wandstärke gleich der Reichweite der schnellsten UX-Elektronen war.

5. Eichung der Zählrohre.

Die Empfindlichkeit der Zählrohre für Gammastrahlung wurde mit Hilfe eines Ra-Standards von 1 mCurie gemessen, sowie mit einer UX-Quelle, deren Intensität bestimmt wurde auf Grund der Ausgangsmenge an Uran, unter Abschätzung der bei der Trennung eingetretenen Verluste. Dabei musste eine Annahme gemacht werden über die Abhängigkeit der Sensibilität von der Wellenlänge: es wurde eine von v. DROSTE publizierte Kurve verwendet¹⁾, die sich ebenfalls auf Messingzählrohre bezieht.

Da die Intensität und Quantenenergie der Gammastrahlung des Ra²⁾ und des UX³⁾, sowie die Absorptionskoeffizienten⁴⁾ dieser Strahlungen in Blei bekannt sind, kann die Sensibilität σ bei bekannter Stärke der Quelle und bekanntem Raumwinkel berechnet werden. Wir fanden⁵⁾:

für Ra-Strahlung:

$$\text{mit 3 mm Blei gefiltert: } \sigma(1 \text{ mc}^2) = 0,35 \cdot 10^{-2}$$

$$8 \text{ mm } \text{,,} \text{,,} : = 0,37 \cdot 10^{-2}$$

für UX-Strahlung (UX in wässriger Lösung):

$$\text{mit 3 mm Blei gefiltert: } \sigma = 0,37 \cdot 10^{-2}$$

6. Messung des Auflösungsvermögens.

Die Zählrohre werden mit einem Ra-Präparat bestrahlt.

Einzelstöße: Z.R.I. 1336 Stöße/min

Z.R.II. 1423 „ „

(korrigiert auf die Verluste bei der Registrierung)

¹⁾ v. DROSTE, Zs. f. Phys., **100**, 1936, 529, dessen Ergebnisse bestätigt werden von BAY und SZEPESI, Zs. f. Phys. **112**, 20, 1939. Abweichende Werte finden SIZOO und WILLEMSSEN, Physica **5**, 105, 1938; würden deren Werte zugrunde gelegt, so müssten die im Text angegebenen Werte der Sensibilitäten um ca. 20% vermindert werden.

²⁾ Tafeln von ELLIS und ASTON.

³⁾ STAHEL und COUMOU, Physica **2**, 707, 1935.

⁴⁾ GENTNER, J. de Physique **6**, 274, 1935.

⁵⁾ Es werden immer die Werte für eine Gammaenergie $= mc^2$ (Vernichtungsstrahlung) angegeben.

Koinzidenzen: $18,3 \pm 1,1/\text{Stunde}$.

Schauerkoinzidenzen: $2,4 \pm 0,6/\text{Stunde}$.

also zufällige Koinzidenzen: $15,9 \pm 1,25/\text{Stunde}$.

Auflösungsvermögen $\tau = \frac{15,9 \pm 1,25}{2 \cdot 1,336 \cdot 1,423} \cdot 10^{-6} = \underline{\underline{(4,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \text{ sec.}}}$

7. Korrektur für den Unterschied der Schauerkoinzidenzen in Stellung A und B.

Wie schon gesagt, sind in Stellung A die Schauerkoinzidenzen etwas weniger zahlreich als in Stellung B, da die Z.R. weiter voneinander entfernt sind. Die Differenz könnte direkt gemessen werden, doch müssten sehr lange Messungen gemacht werden, um den statistischen Fehler genügend herabzudrücken. Es wurde darum die Anzahl Schauerkoinzidenzen in Funktion der Distanz

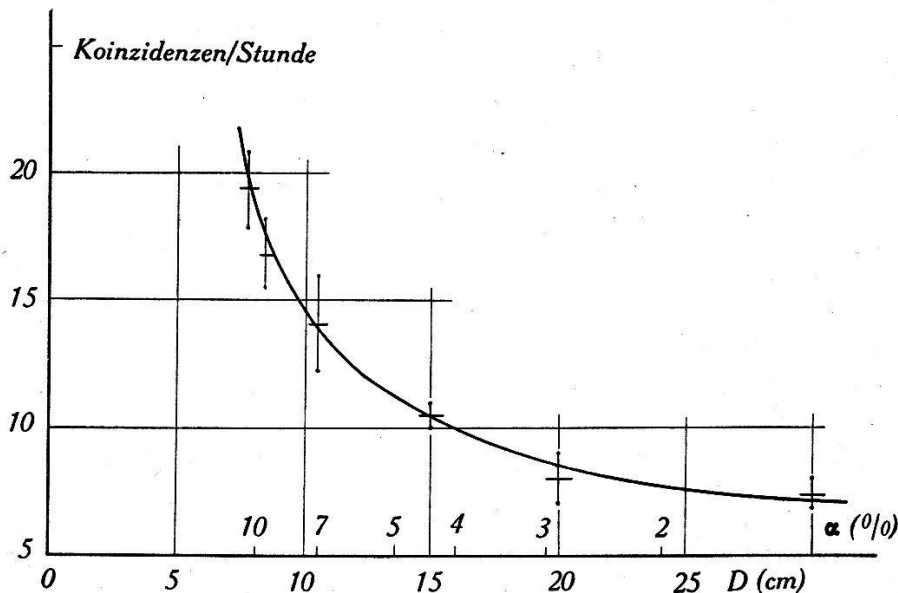


Fig. 3.

der beiden Z.R. bestimmt und aufgetragen, und die so erhaltene Kurve zur Differenzbestimmung benutzt (Fig. 3). Der statistische Fehler ist dann klein gegen den statistischen Fehler des Hauptresultats.

8. Ergebnis.

Da wir nicht unterscheiden können, ob die Positronen durch innere oder äussere Paarerzeugung, oder etwa durch einen eigentlichen Kern-Resonanzprozess entstehen, bezeichnen wir als „Effekt“ das Verhältnis: $\varrho = \text{mittlere Anzahl erzeugter Positronen/Anzahl der Beta-Elektronen des UX, deren Energie } 2mc^2 \text{ überschreitet.}$

Ist N die Anzahl der zerfallenden UX_2 -Atome pro sec, so entstehen pro Stunde $0,33 \cdot 3600 \cdot N \cdot \varrho^1$ Positronen und die gleiche Zahl gepaarte Gammaquanta der Vernichtungsstrahlung, von denen ein Bruchteil $2 \cdot \alpha \cdot \sigma^2 \cdot f$ Koinzidenzen in den Zählrohren erzeugen. $f = 0,67$ berücksichtigt die Absorption dieser Strahlung im Bleiabsorber. (Die anderen Absorber wurden ebenso mit einem Bleiblech von 1 mm Dicke umgeben, um die weiche Bremsstrahlung zu absorbieren, so dass für diese ebenfalls $f = 0,67$ zu setzen ist.)

Ist nun A die Anzahl beobachteter Koinzidenzen/Stunde in Anordnung A , B die entsprechende Zahl für Anordnung B , D die Differenz der Schauerkoinzidenzen zwischen beiden Anordnungen, so gilt

$$A - (B - D) = 0,33 \cdot 3600 \cdot N \cdot \varrho \cdot 2 \alpha \sigma^2 \cdot f = 1600 \cdot N \cdot \varrho \alpha \sigma^2$$

Da nun $A - (B - D)$ sich immer als kleiner erwies als die mittlere statistische Schwankung E , können wir nur eine obere Grenze für ϱ abschätzen: wir nehmen, wie in der praktischen Statistik üblich, an, dass der wirkliche Wert für $A - (B - D)$ sicher kleiner ist als das 3-fache des mittleren Fehlers für die beobachtete Grösse:

$$\underline{1600 \cdot N \cdot \varrho \cdot \alpha \cdot \sigma^2 < 3 E}$$

Die Resultate sind aus folgender Tabelle ersichtlich:

Messreihe	Absorber	N/sec	α	A	B	D	$A - (B - D)$	obere Grenze für ϱ
1	Blei	$1,5 \cdot 10^6$	$7,25 \cdot 10^{-2}$	$20,0 \pm 1,8$	$21,7 \pm 2,2$	$1,0 \pm 0,1$	$-0,7 \pm 2,9$	$3,9 \cdot 10^{-3}$
2	Glas	$1,3 \cdot 10^6$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$20,2 \pm 1,6$	$25,7 \pm 1,9$	$2,6 \pm 2,3$	$-2,9 \pm 3,4$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
3	Blei	$1,0 \cdot 10^6$	$4,35 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \pm 0,5$	$7,6 \pm 0,6$	$0,6 \pm 0,1$	$-0,3 \pm 0,8$	$2,7 \cdot 10^{-3}$
4	Blei	$6,5 \cdot 10^6$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	$10,2 \pm 0,5$	$10,0 \pm 0,6$	$< 0,1$	$+0,3 \pm 0,8$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
5	Al	$6,0 \cdot 10^6$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \pm 0,5$	$6,4 \pm 0,6$	$< 0,1$	$+0,2 \pm 0,75$	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Die kleinsten Werte dieser oberen Grenzen, wenngleich noch viel grösser als die theoretisch für die Paärerzeugung zu erwartenden Werte²⁾, sind doch etwa 20 mal kleiner als die von SKOBELTZYN

¹⁾ Für den Faktor 0,33 siehe MARSHALL, loc. cit.

²⁾ Bezeichnet

$\Phi(R)dR$ die relative Anzahl der Elektronen (mit $E_{\text{kin}} > 2mc^2$) mit Reichweiten zwischen R und $(R + dR)$ im Absorber,

R_{max} die Reichweite der Betateilchen mit maximaler Energie,

R_0 die Reichweite, die der Energie $2mc^2$ entspricht,

$Q(r)$ den Wirkungsquerschnitt für Paärerzeugung für Elektronen der verbleibenden Reichweite r ,

und STEPANOWA (mit einer Ra-Quelle) beobachteten und mehr als 100 mal kleiner als die von SIZOO und BARENDREGT nur für die äussere Paarerzeugung angegebenen Werte.

9. Diskussion.

Es ist kaum möglich, dieses Ergebnis mit dem, etwa von SIZOO und BARENDREGT gefundenen, in Einklang zu bringen, auch wenn man berücksichtigt, dass sie eine andere Quelle (Ra $B + C$) benützten. Was die „innere“ Paarerzeugung anbetrifft, so mag es sich um einen individuellen Effekt beim Ra C -Kern handeln, also um einen eigentlichen Kernprozess. Was den „äusseren“ Effekt anbetrifft, der unsere obere Grenze ebenfalls um ein vielfaches übertrifft (um einen Faktor > 100), so ist eine so grosse Verschiedenheit nicht zu erwarten.

Doch lassen sich unsere Resultate direkt mit denen von FEATHER und DUNWORTH vergleichen, wenn wir sie in einer der von ihnen publizierten Tabelle analogen aufschreiben:

Messreihe	A	Zufalls-K.	Schauer-K.	UZ-K. ¹⁾	„unerklärt“
1	$20,0 \pm 1,8$	$6,5 \pm 0,6$	$9,1 \pm 1,9$	1,2	$+3,2 \pm 2,7$
2	$20,2 \pm 1,6$	$3,5 \pm 0,3$	$11,8 \pm 1,5$	1,7	$+3,2 \pm 2,2$
3	$6,7 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,5$	0,3	$-0,1 \pm 0,7$
4	$10,2 \pm 0,5$	$7,4 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,6$	0,2	$-0,2 \pm 1,0$
5	$6,6 \pm 0,5$	$3,2 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,6$	0,2	$-0,8 \pm 0,8$

Diese Resultate scheinen mit denen von FEATHER und DUNWORTH nicht unvereinbar, bei denen die Zahl der „unerklärten“ Koinzidenzen für verschiedene Absorber das 3—6-fache der dem UZ zugeschriebenen Koinzidenzen betrug. In der Tat ergibt sich in unseren beiden ersten Messreihen, wo wegen des grossen Raumwinkels die UZ-Koinzidenzen allein beträchtlich waren, eine Zahl

n die Zahl der Atome pro cm^3 ,

so ist der von der äusseren Paarerzeugung herrührende Anteil q' von q

$$q' = \int_{R_0}^{R_{\max}} \Phi(R) dR \int_{R_0}^R n \cdot Q(r) dr$$

nach der Theorie (und auf Grund des von Marshall angegebenen Betaspektrums des UX_2) $q' = 0,8 \cdot 10^{-5}$. Der von der inneren Paarerzeugung im UX_2 herrührende Anteil q'' , der nach den Rechnungen von ARLEY und MOELLER (loc. cit.) nur etwa $3,8 \cdot 10^{-8}$ beträgt, ist dagegen zu vernachlässigen.

¹⁾ FEATHER und BRETSCHER, Proc. Roy. Soc. **165**, 1938, 530. — FEATHER und DUNWORTH, Proc. Roy. Soc. **168**, 1938, 566.

„unerklärter“ Koinzidenzen, die den mittleren Fehler etwas übertrifft. Bei noch grösserem Raumwinkel (bei FEATHER und DUNWORTH betrug der Raumwinkel ca. 17%) und konstantem Produkt ($N \cdot \alpha$) — wie es in diesen beiden Messreihen etwa der Fall ist — hätte ein solcher Effekt besser beobachtet werden können.

Die Interpretation der „unerklärten Koinzidenzen“ durch FEATHER und DUNWORTH als von der Vernichtungsstrahlung herührend, glauben wir jedoch ausschliessen zu können, da diese in Anordnung *A* und *B* gleichermassen auftreten: denn in Anordnung *B* kann ja die Vernichtungsstrahlung nicht registriert werden.

Einer von uns (J. G.) hat ein Reise-Stipendium der Fondation Universitaire de Belgique erhalten, der er an dieser Stelle seine Dankbarkeit ausdrücken möchte. Dem Aluminiumfonds danken wir für Überlassung von Mitteln zur Beschaffung von Apparaten.

Eidg. Techn. Hochschule Zürich, Physikal. Institut.