

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 17 (1944)  
**Heft:** IV

**Artikel:** Wilsonkammer-Untersuchung der Emission leichter positiver Teilchen durch - -Strahler  
**Autor:** Heine, Hans.-Gerhard  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111507>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 19.02.2025

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

# Wilsonkammer-Untersuchung der Emission leichter positiver Teilchen durch $\beta^-$ -Strahler

von Hans-Gerhard Heine.

(11. V. 1944.)

## I. Einleitung.

Auf Wilsonkammer-Aufnahmen mit einer in der Nebelkammer befindlichen Th(B+C+C'')-Quelle fanden CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI<sup>1)</sup> unter etwa 100 von der Quelle ausgehenden Elektronenbahnen eine Spur, welche eine den Elektronenbahnen entgegengesetzte Krümmung aufweist. Solche „positiven“ Spuren sind in annähernd gleicher Häufigkeit später auch bei Verwendung anderer radioaktiver Substanzen gefunden worden; von SKOBELZYN und STEPANOWA<sup>2)</sup> mit Ra(B+C)- und von SIZOO und Mitarbeitern<sup>3) 4)</sup> mit UX- und  $_{15}\text{P}^{32}$ -Quellen. Vom Vorzeichen der Krümmung abgesehen, sind die positiven Spuren ihrem Aussehen nach (Tröpfchendichte) auf den Aufnahmen nicht von den „negativen“ Elektronenbahnen zu unterscheiden. Werden die positiven Spuren von Teilchen erzeugt, welche sich von der Quelle fortbewegen, so müssen diese Teilchen positiv geladen sein.

Die von nackten und von mit Absorbern bedeckten  $\beta^-$ -Quellen ausgehenden positiven Spuren sind von den genannten Autoren als Bahnen von *Positronen* betrachtet worden, welche durch Materialisation von kinetischer Energie der  $\beta$ -Strahlen entstanden sind. Paarerzeugung durch  $\gamma$ -Strahlen kann nicht die Ursache für die Entstehung — wenigstens des grössten Teils — dieser Positronen sein;  $\text{P}^{32}$  z. B. emittiert überhaupt keine Kern- $\gamma$ -Strahlung. Die auf den Wilsonkammer-Aufnahmen beobachtete relative Häufigkeit der positiven Spuren führt bei dieser Interpretation zu Wirkungsquerschnitten für die (äussere) Paarerzeugung durch Elektronen und zu Paar-Konversionswahrscheinlichkeiten, die  $10^4$ – $10^6$  mal grösser sind, als die auf Grund der Dirac'schen Theorie berechneten.

BRADT<sup>5)</sup> zeigte, ausgehend von eigenen und von in der Literatur beschriebenen Versuchen, dass die auf Grund der Wilsonkammer-Ergebnisse aufgestellte Behauptung einer „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen sicherlich nicht den Tatsachen entspricht. Darüber hinaus wurde von BRADT gezeigt, dass UX

und  $P^{32}$  nicht *Positronen* auch nur in annähernd dem Masse, welches der relativen Häufigkeit der positiven Wilsonkammer-Spuren entspricht, aussenden. Werden nämlich diese  $\beta$ -Strahler von hinreichend dicken Absorbern umgeben, so müssten sie, wenn sie wirklich ( $10^{-3}$ – $10^{-2}$ ) Positronen pro Zerfall aussenden, zu einer verhältnismässig intensiven Quelle von Annihilationsstrahlung werden. Eine derartige Annihilationsstrahlung ist aber zumindestens beim  $UX_2$  und  $P^{32}$  — wie auch beim RaE — nicht vorhanden. Die Annahme, von der bisher die mit der Wilsonkammer arbeitenden, oben genannten Autoren ausgehen, nämlich dass die positiven Spuren Bahnen von Positronen seien, kann also nicht zutreffend sein.

Werden die mit der Wilsonkammer beobachteten positiven Spuren gleichwohl von positiven Teilchen erzeugt, so müssten diese sich natürlich experimentell auch auf andere Weise als nur mit der Wilsonkammer nachweisen lassen. Zu diesem Zweck sind Versuche verschiedenster Art ausgeführt worden. Die Positronen-Emission des  $Th(C+C'')$  zum Beispiel wurde von ALICHANOW und Mitarbeitern<sup>6)</sup> mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen untersucht. Die von ihnen bestimmte Positronen-Emissionsrate beträgt, in grössenordnungsmässiger Übereinstimmung mit den von BENEDETTI<sup>7)</sup> und SHINOHARA<sup>8)</sup> mit der Trochoidenmethode erhaltenen Resultaten, ca.  $2 \cdot 10^{-4} e^+/e^-$ ; sie ist also von der auf Grund der Dirac'schen Theorie der inneren Paarkonversion der intensiven  $ThC''$ - $\gamma$ -Strahlung zu erwartenden Grössenordnung. Von BRADT<sup>9)</sup> werden mit drei bezüglich einer  $ThC''$ -Quelle symmetrisch angeordneten  $\beta$ -Zählrohren Dreifachkoinzidenzen (gleichzeitige Emission zweier geladener Teilchen vom radioaktiven Atom, zusammen mit dem Zerfallselektron) registriert. Die sich aus diesen Messungen ergebende Anzahl der pro Zerfall ausgesandten „Paare“ ist von der gleichen Grössenordnung wie die, mit der Wilsonkammer mit einer  $Th(B+C+C'')$ -Quelle beobachtete, auf reines  $ThC''$  bezogene, Emissionsrate positiver Spuren.

Die Wilsonkammer-Ergebnisse sind infolge der ausserordentlichen Schwierigkeiten, auf die man bei ihrer Interpretation stösst, angezweifelt worden. Es stellte sich somit die Aufgabe, die von SKOBELZYN und STEPANOWA, SIZOO und anderen erhaltenen Resultate sorgfältig nachzuprüfen. Dabei sollte auch entschieden werden, ob von den Wänden der Wilsonkammer reflektierte Elektronen, gestreute Elektronen usw. nicht doch für die positiven Spuren verantwortlich gemacht werden können. Auch lag es nahe zu untersuchen, ob und in welchem Masse auch von anderen  $\beta^-$ -Strahlern in der Wilsonkammer positive Spuren ausgehen. Unter diesen Gesichts-

punkten werden die natürlichen  $\beta$ -Strahler UX, Th(B+C+C''), Ac(B+C'') und RaE untersucht.

Es wird noch von Versuchen zum Nachweis der Emission positiver Teilchen durch UX und RaE mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen, welche zusammen mit Herrn H. BRADT ausgeführt wurden, berichtet.

## II. Apparatur.

Für das vorliegende Problem ist es von grösster Wichtigkeit scharfe und kontrastreiche Aufnahmen von Elektronenbahnen zu erhalten. Mit der im folgenden beschriebenen Konstruktion von Wilsonkammer und Aufnahme-Vorrichtung wird dies in einfacher Weise erreicht.

*Nebellammer.* Der „idealen“ Wilsonkammer kommt ein in einem glatten Zylinder gleitender, luftdicht abschliessender Kolben sicher am nächsten. Es zeigt sich aber, dass der dafür notwendige konstruktive Aufwand ziemlich gross ist; die hier in Anlehnung an die Arbeit von BLACKETT<sup>10)</sup> entwickelte Konstruktion ist wesentlich einfacher.

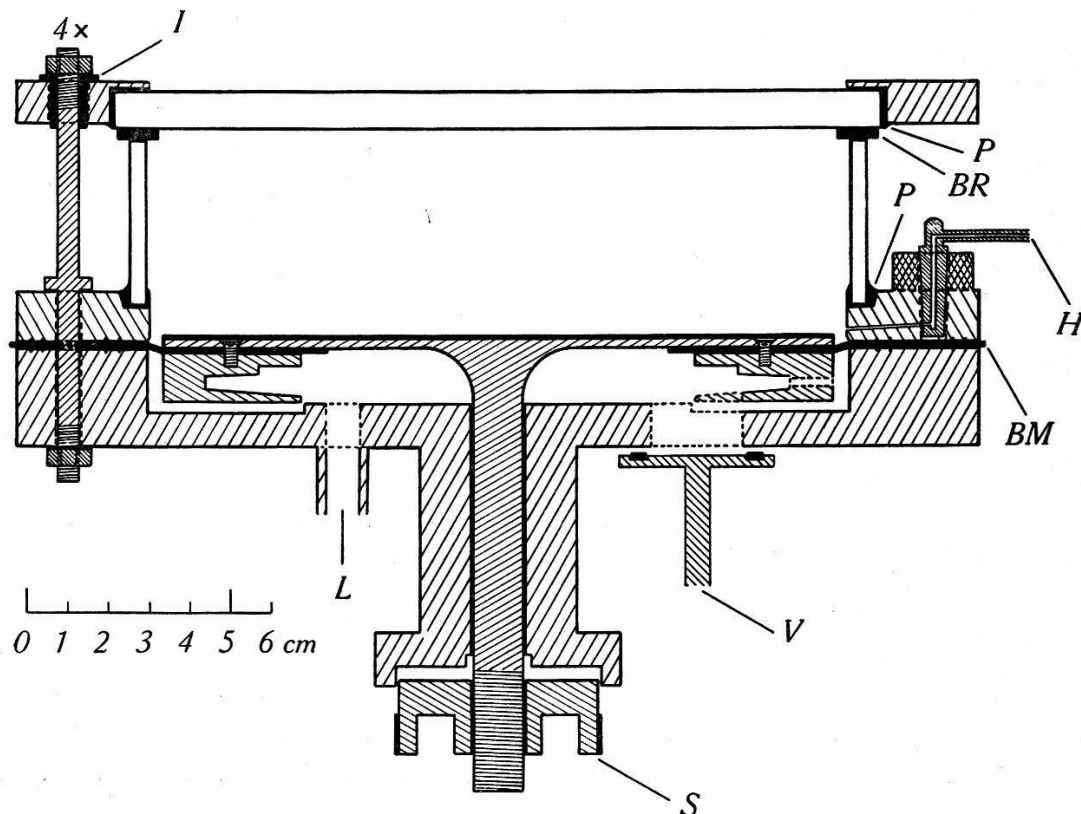


Fig. 1. Wilsonkammer.

<i>I</i> = Isolierte Durchführung	<i>H</i> = Hähne
<i>P</i> = Pizein	<i>L</i> = Pressluft-Zuführung
<i>BR</i> = Buna-Ring	<i>V</i> = Expansionsventil
<i>BM</i> = Buna-Membrane	<i>S</i> = Stellschraube



Die Wilsonkammer, die ganz aus Messing hergestellt ist, ist in Fig. 1 schematisch wiedergegeben. Der *Expansionsraum*, durch Kolben und Membrane luftdicht abgeschlossen, hat einen Durchmesser von 17 cm und eine Tiefe von 5 cm. Er wird mit Stickstoff bis 10 cm Hg Überdruck gefüllt und mit dem Dampf einer 50 prozentigen Äthylalkohol-Wasser-Mischung gesättigt. Zwischen einem dünnen Kupferdrahtkreuz auf der Innenseite der Glasdeckplatte und dem Kolben liegt beständig ein Säuberungsfeld von etwa 20 Volt/cm.

Der *untere* Kammerraum besitzt zwei Öffnungen; die eine wird durch das Expansionsventil für gewöhnlich verschlossen, die andere steht mit einer Pressluftleitung in Verbindung. Der Kolben kann sich nur bis zum Anschlag der Stellschraube, deren feines Gewinde das Expansionsverhältnis beliebig genau zu regulieren erlaubt, nach oben bewegen. Das Expansionsventil wird nach FUSSELL<sup>11)</sup> von einem Topfmagneten gesteuert. Zwischen zwei Hauptexpansionen erfolgt zur Säuberung der Kammer stets eine langsame Zwischenexpansion, indem die Pressluft durch die Öffnung *L* über ein regulierbares Ausströmventil langsam entweicht.

Die Kolbenplatte ist auf der Oberseite mit schwarzem Samt überzogen. Der auf ihrer Unterseite angeschraubte Ring dient zur luftdichten Verbindung der Membrane mit der Kolbenplatte (Buna hat sich dafür besser als Gummi bewährt) und als breite Aufschlagfläche bei der Expansion.

Um bei der Expansion Strömungen und Wirbelbildung in der Kammer zu vermeiden, werden Abweichungen von der Zylinderfläche (wie dies bei der Kammer von BLACKETT bei der Einführung der Membrane in die Kammerwand der Fall ist), nach Möglichkeit vermieden. Damit sich beim Aufschlagen des Kolbens keine Luft unter der Membrane stauen kann, wird der Kolbenring an mehreren Stellen durchbohrt.

Der Expansionsraum kann durch zwei *Hähne* mit dem Aussenraum verbunden werden. Durch den einen Hahn wird das Füllgas in die Kammer gebracht, während an den anderen ein Manometer angeschlossen ist, dies gestattet jeder Zeit ein bequemes Ablesen des Expansionsverhältnisses. Da von den Hähnen nur eine feine Bohrung in den Expansionsraum führt, entsteht auch hier kein „toter“ Raum, der bei der Expansion eine radiale Strömung hervorrufen könnte.

*Wilsonkammer-Automatik.* Mit dem Steuergerät\*) (Schalt-schema in Fig. 2), das aus drei Kippkreisen aufgebaut ist, wird

\*) Das Steuergerät wurde von P. C. GUGELOT als Diplomarbeit entworfen und gebaut.

auf rein elektrischem Wege in einfacher Weise die Wilsonkammer vollautomatisch gesteuert. Im Folgenden sollen die einzelnen Funktionen kurz beschrieben werden.

Fliesst in der Röhre I ein Strom, so wird die Zwischenexpansion (Kontakt 1) eingeschaltet und die negative Spannung vom Gitter der II. Röhre weggenommen (K. 2). Jetzt kann sich der Kondensator der II. Stufe entladen; sobald ein Anodenstrom in der II. Röhre fließt, wird das Gitter der I. Röhre wieder negativ (K. 3)

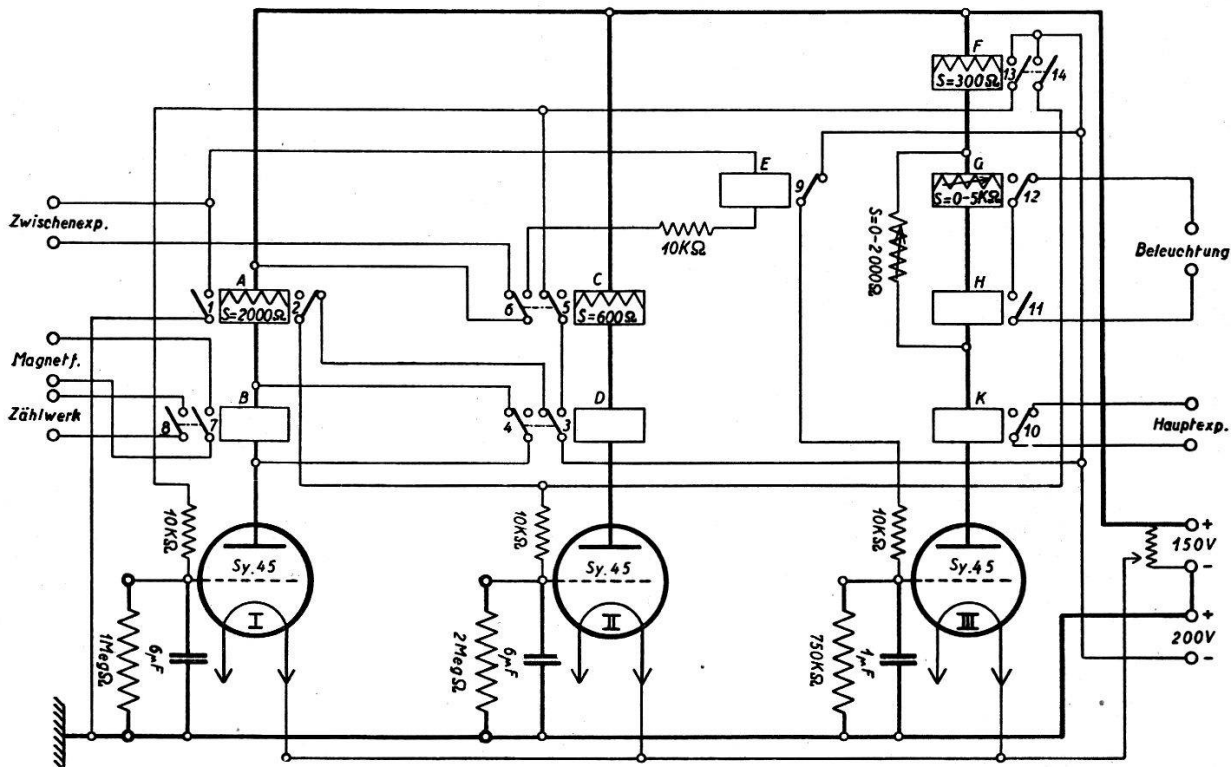


Fig. 2.

Steuergerät für die automatisch arbeitende Wilsonkammer.  
(Sämtliche Relais sind in Ruhestellung gezeichnet.)

und dadurch die Zwischenexpansion wieder abgeschaltet. Relais *B* ist jetzt nicht mehr kurzgeschlossen (K. 4). Einen Moment später spricht Relais *C* an; die Zwischenexpansion kann durch K. 1 nicht mehr eingeschaltet werden (K. 6), dafür dann aber Relais *E*. K. 5 nimmt die negative Vorspannung von der I. Stufe wieder weg und der I. Kondensator kann sich wieder entladen. K. 7 schaltet das Magnetfeld ein, K. 8 ein Zählwerk; etwa drei Sekunden nachher spricht Relais *E* an (K. 1), K. 2 ist jetzt ohne Wirkung. K. 9 schaltet die negative Gitterspannung von der III. Stufe ab und der letzte Kondensator kann sich jetzt entladen. Das Hauptexpansionsventil öffnet sich (K. 10); kurz nachher wird die Beleuchtung eingeschaltet (K. 11) und durch K. 12 etwa  $\frac{1}{10}$  Sekunde nachher wieder

abgeschaltet; schliesslich spricht noch Relais  $F$  an, wodurch die Gitter aller Röhren negativ werden (K. 13 und K. 14) und der Anfangszustand wieder hergestellt wird.

Alle Relais sind 1000 Ohm Telephonrelais; wo grössere Ströme als etwa 0,1 Amp. geschaltet werden müssen, werden noch ein oder mehrere Zwischenrelais eingeschaltet. Die Widerstände, über die sich die Kondensatoren entladen können, sind auswechselbar angebracht; ihre Grösse bestimmt die Zeitdauer, die zwischen den einzelnen Funktionen jeweils vergeht. Mit den variablen Widerständen, die die Relais  $G$  und  $H$  shunten, kann die Verzögerung des Einsatzes der Beleuchtung nach der Hauptexpansion und die Belichtungsdauer reguliert werden.

*Magnetfeld und Beleuchtung.* Zur magnetischen Ablenkung der Elektronen werden wie allgemein üblich zwei Helmholtzspulen benutzt. Da der Magnetstrom (10 Amp. entsprechen 330 Oersted) nur kurzzeitig vor der Expansion eingeschaltet wird, ist auch bei längerem Arbeiten eine Erwärmung der Spulen nicht feststellbar.

Als Lichtquelle grosser Intensität und Flächenhelligkeit hat sich eine offene Quecksilberdampf Lampe\*) gut bewährt. Als Konzentrationslinse dient ein Gefäss, das aus einem Sektor eines dicken Glasrohres und einer Glasplatte zusammengekittet wurde. Durch dieses zirkuliert beständig Wasser, das, zur besseren Absorption der von der Heizspirale der Quecksilberdampf Lampe ausgehenden Wärmestrahlen, blau angefärbt ist. Durch eine Blende begrenzt, hat das Lichtbündel beim Passieren der Kammer eine Höhe von ca. 1,5 cm.

*Aufnahme und Ausmessung der Bahnen.* Zur stereoskopischen Aufnahme der Bahnspuren dienen zwei Photoapparate für Kleinbildfilm mit Ross-Objektiven 1 : 1,9 und  $f = 9$  cm. Die eine Kamera ist senkrecht über der Mitte der Wilsonkammer angebracht, die andere befindet sich daneben; ihre optische Achse ist um  $15^\circ$  gegenüber der ersten Kamera geneigt. Als Film wird der empfindlichste zur Zeit erhältliche Film: Agfa Isopan Ultra 23<sup>0</sup>/10 Din benutzt.

Die Photoapparate sind so eingerichtet, dass sie auch zur Reproduktion der Aufnahmen verwendet werden können. Der Film wird dazu in die gleiche Lage wie bei der Aufnahme gebracht, von hinten beleuchtet und mit den Aufnahme-Objektiven projiziert. Die Krümmung der Bahnen wird durch einen Vergleich der projizierten Bahnspur mit auf Celluloid gezeichneten Kreisen bestimmt. Dabei werden nur Bahnen von mindestens 3 cm Länge mitgezählt.

---

\*) Näheres siehe: Atlas typischer Nebelkammerbilder, Verl. J. Springer, Berlin 1940.

### III. Versuchsanordnungen.

Vorerst seien die von anderen Autoren mit der Wilsonkammer erhaltenen Resultate hier kurz dargestellt. Die Emission positiv geladener Teilchen durch Ra(B + C), welches bisher am gründlichsten untersucht worden ist, wird in drei Arbeiten bestimmt. Dabei wird bei SKOBELZYN und STEPANOWA<sup>2)</sup> die RaBr<sub>2</sub>-Quelle in einem Bleizylinder von 2,5 mm Wandstärke eingeschlossen, der eine Öffnung von 4 mm Durchmesser besitzt und am Rande der Wilsonkammer angebracht wird. DA SILVA<sup>12)</sup> benutzt einen Bleizylinder von 3 mm Wandstärke, der mit zwei diametral gegenüberliegenden Öffnungen versehen ist und in der Mitte der Wilsonkammer befestigt wird. Bei SIZOO und BARENDREGT<sup>13)</sup> ist die Quelle in einer Glaskapillare von 60  $\mu$  Wandstärke eingeschmolzen, die sich ebenfalls in der Achse der Kammer befindet.

Auf den mit diesen Anordnungen gemachten Aufnahmen wird das Verhältnis der Anzahl  $N^-$  der von der Quelle (resp. der Öffnungen im Bleizylinder) ausgehenden Elektronenbahnen zur Zahl  $N^+$  der Spuren, welche eine entgegengesetzte Krümmung aufweisen, bestimmt. Tabelle 1 gibt einen Überblick über die von diesen Autoren erhaltenen, in guter Übereinstimmung miteinander stehenden Resultaten. Nach der Anzahl der auf den Wilsonkammer-Aufnahmen beobachteten positiven Spuren, ist die Emissionsrate positiver Teilchen etwa  $10^{-2} e^+$  pro Zerfall Ra(B+C). Die auf Grund der Dirac'schen Theorie von JAEGER und HULME<sup>14)</sup> berechnete Zahl der beim Ra(B+C) durch Paarkonversion seiner  $\gamma$ -Strahlung erzeugten Positronen beträgt nur  $\sim 10^{-4} e^+/e^-$ .

Tabelle 1.

Ra(B+C)-Quelle. ( $E_{\max} = 3,15$  MeV.)

Autoren	Zahl der Aufnahmen	Zahl der $e^-$ -Spuren pro Aufn.	Zahl der positiven Spuren	$\frac{N^+}{N^-} \times 100$
SKOBELZYN und STEPANOWA*)	78	16,4	11	0,9
DA SILVA	49	28,1	19	1,38
SIZOO und BARENDREGT	756	39,9	315	1,03

\*) Die Bleizylinderöffnung ist hier mit einer 0,09 gr/cm<sup>2</sup> Celluloidfolie bedeckt.

Die experimentelle Anordnung ist bei allen drei Arbeiten, wie oben beschrieben, etwas verschieden. Würden die positiven Spuren etwa von den an den Wänden der Wilsonkammer reflektierten Elektronen herrühren, so müsste ihre relative Anzahl stark von der geometrischen Lage der Quelle in der Nebelkammer abhängen. Bei den ersten beiden Anordnungen müssten auch die Anfangspunkte der positiven Spuren ungefähr gleichmässig über die ganze Zylinderoberfläche verteilt sein, während sie jedoch tatsächlich von den Öffnungen ausgehen.

Von DA SILVA und SIZOO und BARENDREGT wird auch das Energiespektrum der positiven Ra(B + C)-Spuren angegeben (Fig. 3), welches aus dem mit der Wilsonkammer gemessenen Im-

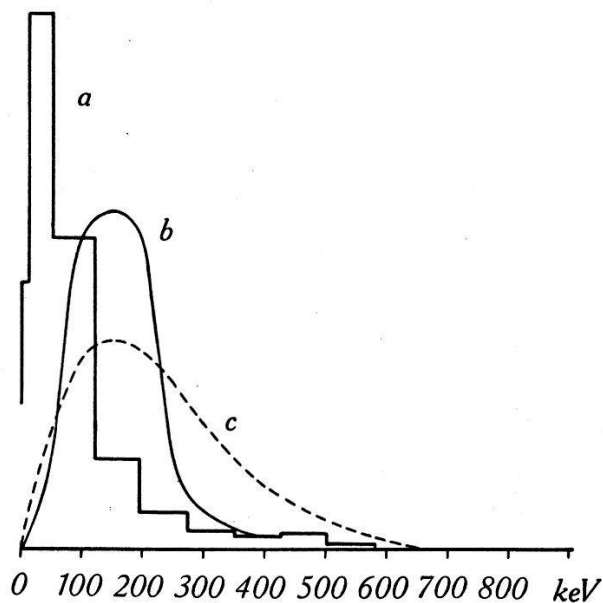


Fig. 3.

Energieverteilung der positiven Spuren einer Ra(B+C)-Quelle:

- a) nach SIZOO und BARENDREGT
- b) nach DA SILVA
- c) RaB-Elektronenspektrum.

pulsspektrum ( $H \varrho = \frac{p \cdot c}{e}$ ) für  $m = m_0$  (Elektronenmasse) berechnet wird. Die Energie der grossen Mehrzahl der positiven Teilchen ist kleiner als etwa 300 keV; das Energiespektrum der positiven Spuren ist energieärmer, als das (als Vergleichsspektrum mit eingezeichnete) Elektronenspektrum des RaB. (Die Spektren jeder Figur sind jeweils alle flächengleich gezeichnet.)

In scheinbar krassem Gegensatz zu dieser Feststellung stehen die Ergebnisse weiterer von den gleichen Autoren ausgeführter Versuche, bei denen die Ra(B+C)-Quelle von Absorbieren umgeben wird, resp. die in den Bleizylindern vorhandenen Öffnungen mit



entsprechenden Filtern bedeckt werden. Dabei wird in vielen Fällen die Dicke des Absorbers so gross gewählt, dass nach Ausweis des gemessenen Spektrums alle direkt von der Quelle emittierten *Positronen* absorbiert werden sollten. Die maximale Energie der positiven Spuren beträgt bei den Messungen von SIZOO und BARENDREGT 0,55 MeV; dieser Energie entspricht eine Positronen-Reichweite von 0,19 gr/cm<sup>2</sup> Pb. Durch eine Absorberdicke von 0,31 gr/cm<sup>2</sup> Pb können also keine primären Positronen mehr hindurch gelangen; trotzdem werden in der Wilsonkammer noch positive Spuren beobachtet. Ihre relative Anzahl ist dabei um ein Vielfaches grösser, als die zu erwartende Zahl der durch die  $\gamma$ -Strahlung des Radiums im Absorber erzeugten Positronen. In allen drei Arbeiten werden zahlreiche Versuche mit verschiedenen Absorbermaterialien und mehreren Absorberdicken ausgeführt, deren Resultate alle annähernd miteinander übereinstimmen\*).

Von SIZOO und BARENDREGT<sup>3)</sup> werden mit bedeckten und unbedeckten UX-Quellen ebenfalls positive Spuren beobachtet. UX besitzt eine nur sehr wenig intensive  $\gamma$ -Strahlung mit Energien  $< 2$  mc<sup>2</sup>; dies macht die Verhältnisse beim UX übersichtlicher als beim Ra(B+C). Deshalb seien hier nur die mit UX-Quellen ausgeführten Absorptionsmessungen angeführt.

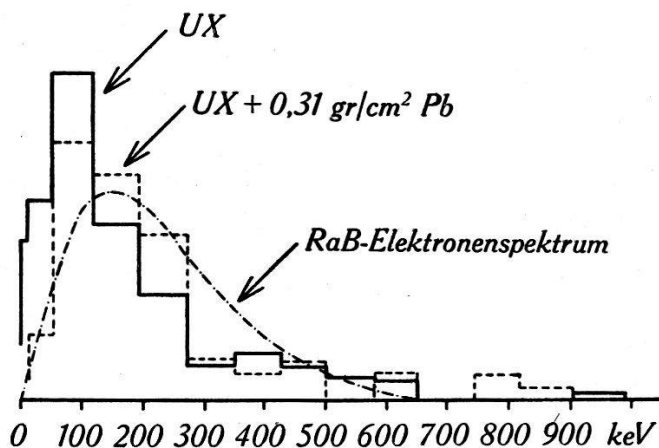


Fig. 4.

Energieverteilung der positiven Spuren einer UX-Quelle ohne und mit Absorber (nach SIZOO und BARENDREGT).

Die Energieverteilung der positiven UX-Spuren ist derjenigen der positiven Ra(B+C)-Spuren sehr ähnlich. In Fig. 4 sind die

\*) Von SKOBELZYN und STEPANOWA wird die Energieverteilung von 127 positiven Spuren angegeben, bei denen aber nicht gesagt wird, in welcher Anordnung diese erhalten wurden, und wie gross ihre relative Häufigkeit ist. Das Energiespektrum dieser positiven Spuren ist ebenfalls mit dem RaB-Elektronenspektrum vergleichbar; überdies sind aber noch 11 Spuren mit einer Energie zwischen 600 und 1600 keV vorhanden.



von SIZOO und BARENDREGT erhaltenen Energiespektren der positiven Spuren der unbedeckten und der mit  $0,31 \text{ gr/cm}^2 \text{ Pb}$  bedeckten UX-Quelle wiedergegeben, die einander auch sehr ähnlich sind. Die Absorberdicke ist auch hier grösser als die dem Energiespektrum der positiven UX-Spuren entsprechende Reichweite. Nach den von BRADT<sup>5)</sup> ausführlich dargestellten Tatsachen können die hinter den Absorbern beobachteten positiven Spuren nicht von im Absorber erzeugten Positronen herrühren. Dies wird aber gerade von den zitierten, mit der Wilsonkammer arbeitenden Autoren angenommen. Nach SIZOO und BARENDREGT reduziert nämlich der  $0,31 \text{ gr/cm}^2 \text{ Pb}$  Absorber die Anzahl der positiven UX-Spuren

**Tabelle 2.**  
UX-Quelle. ( $E_{\text{max}} = 2,32 \text{ MeV.}$ )

Relative Intensität der Quelle	Absorber $\text{gr/cm}^2 \text{ Pb}$	Zahl der Aufnahmen	Zahl der $e^-$ pro Aufnahmen	Zahl der positiven Spuren	$\frac{N^+}{N^-} \times 100$	Verhältnis von $e^+/e^-$ red. auf Int. 1
1	0	417	24	62	0,6	$0,6 \cdot 10^{-2}$
3,6	0,31	428	( $\sim 15$ )	52	( $\sim 0,8$ )	$0,15 \cdot 10^{-2}$

nur auf den vierten Teil, statt die positiven Spuren überhaupt zum Verschwinden zu bringen (siehe Tab. 2). Dabei ist allerdings bemerkenswert, dass sich die relative Anzahl der positiven Spuren (d. h. das Verhältnis der Zahl der beobachteten positiven Spuren zur Zahl der auf den gleichen Aufnahmen vorhandenen negativen Spuren) von  $0,6 \cdot 10^{-2}$  positiven Spuren pro Zerfall  $\text{UX}_2$  bei der unbedeckten

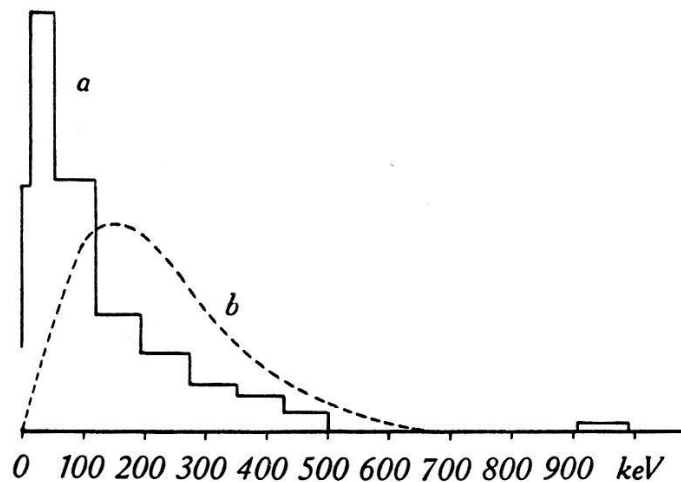


Fig. 5.

- a) Energieverteilung der positiven Spuren einer  $^{15}\text{P}^{32}$ -Quelle (nach SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN).  
b) RaB-Elektronenspektrum.

Quelle auf etwa  $0,8 \cdot 10^{-2}$  positive Spuren pro beobachtete Elektronenspur auf den Aufnahmen mit dem Absorber erhöht. Auf diese Tatsache wird von SIZOO und BARENDREGT nicht hingewiesen. Die Zahl der negativen Spuren auf den Aufnahmen mit Absorber wird von ihnen nicht angegeben. Sie wurde durch eigene Wilsonkammer-Aufnahmen mit einer UX-Quelle mit und ohne einen  $0,31 \text{ gr/cm}^2 \text{ Pb}$  Absorber bestimmt.

SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN<sup>4)</sup> beobachteten auch mit Radiophosphor  $\text{P}^{32}$  eine Emission von  $0,92 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$ . Das Energiespektrum der positiven  $\text{P}^{32}$ -Spuren ist den mit  $\text{Ra}(\text{B}+\text{C})$  und UX gemessenen ähnlich (siehe Fig. 3–5). Schliesslich fanden, wie eingangs erwähnt, CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI<sup>1)</sup> mit  $\text{Th}(\text{B}+\text{C}+\text{C}'')$  auf 2000 Elektronenspuren 24 positive Spuren d. h.  $1,2 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$ ; die Energien dieser positiven  $\text{Th}(\text{B}+\text{C}+\text{C}'')$ -Spuren werden von ihnen nicht angegeben.

Dies sind die wichtigsten aus Wilsonkammer-Untersuchungen mit innerhalb der Kammer befindlicher Quelle gewonnenen Resultate.

#### IV. Positive Spuren mit UX-, $\text{Th}(\text{B} + \text{C} + \text{C}'')$ - und $\text{Ac}(\text{B} + \text{C}'')$ -Quellen.

Da bisher eine Deutung der positiven Spuren nicht gegeben werden kann, schien wichtiger als die zuletzt beschriebenen Absorptionsversuche fortzusetzen, zu prüfen, ob die positiven Spuren auch wirklich von positiven, aus den  $\beta^-$ -aktiven Präparaten kommenden, Teilchen erzeugt werden.

Das radioaktive Material wird in eine abgeschmolzene Glaskapillare von  $20\text{--}40 \mu$  Wandstärke und  $0,8 \text{ mm}$  lichter Weite gebracht, die an die Glasdeckplatte geklebt wird. Die Wandstärke der Kapillare ist grösser als die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen, die ausser den Elektronen noch von den Präparaten emittiert werden. Die Quellen werden möglichst punktförmig ausgebildet, um die Wahrscheinlichkeit, dass reflektierte Elektronen als aus dem Präparat kommende positive Teilchen erscheinen können, so klein als möglich zu machen. Das von der Kapillare reflektierte Licht lässt die Quelle in der Reproduktion dicker als auf dem Film erscheinen (Fig. 9–10).

Die Intensität der Quelle wird so schwach gewählt, dass im Mittel 5–6 gut ausmessbare Elektronenspuren pro Aufnahme vorhanden sind\*). Auf diese Weise ist es möglich jede Bahn einzeln

\*) Die gesamte Spurenzahl auf den Aufnahmen der Fig. 9 ist grösser; nicht aber die Zahl der von der Quelle aus über eine Länge von mindestens  $3 \text{ cm}$  gut sichtbaren, glatt verlaufenden Spuren. Die mittlere Anzahl der auswertbaren Spuren der  $\text{RaE}$ -Aufnahmen der Fig. 10 beträgt etwa 12 (siehe Seite 288).

gut zu verfolgen, und die Wahrscheinlichkeit, dass infolge Streuungen und Bahnüberschneidungen falsche Schlüsse gezogen werden, ist geringer als bei der von den anderen Autoren verwendeten grösseren Spurenzahl von 20 und mehr Spuren pro Expansion.

1. *UX-Quelle*. Auf 577 Aufnahmen werden 2900 Elektronenbahnen ausgemessen. Dabei sind nur diejenigen Bahnen mitgezählt, die über mehr als 3 cm Länge scharf erscheinen und von der Quelle ab deutlich zu verfolgen sind. An die Elektronenspuren wird also nach Möglichkeit der gleiche kritische Maßstab angelegt, der für die Ausmessung der positiven Spuren angewandt wird. Die Energie der Elektronen wird in Intervallen von je 100 keV bestimmt. Das so erhaltene Energiespektrum stimmt mit dem von LECOIN<sup>15)</sup>, ebenfalls mit der Wilsonkammer gemessenen, im wesentlichen überein. Verglichen mit dem wahren Elektronenspektrum, wie man es mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen (BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>16)</sup>) erhält, fällt das Spektrum bei höheren Energien zu früh ab. Über die auf den Aufnahmen vorhandenen reflektierten Elektronen wird im VI. Abschnitt im Zusammenhang mit den bei den anderen Präparaten gemachten Beobachtungen berichtet.

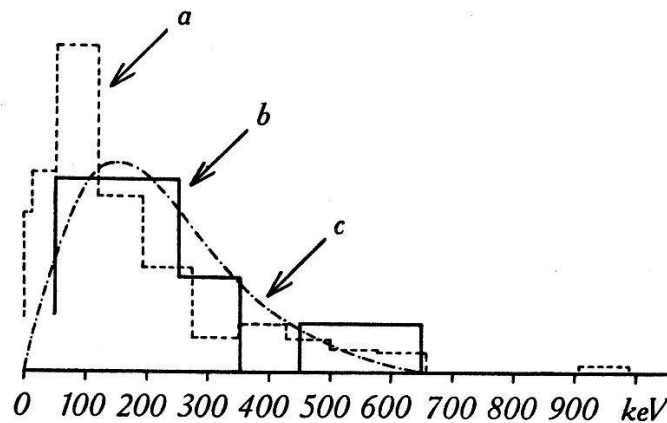


Fig. 6.

Energieverteilung der positiven Spuren einer UX-Quelle:

- a) 62 positive Spuren nach SIZOO und BARENDREGT
- b) 12 positive Spuren nach eigenen Aufnahmen
- c) RaB-Elektronenspektrum.

Auf den mit UX hergestellten Aufnahmen werden insgesamt 12 positive Spuren beobachtet. Ihre relative Anzahl von  $\sim 0,4 \cdot 10^{-2} N^+/N^-$  beträgt  $\frac{2}{3}$  des von SIZOO und BARENDREGT<sup>3)</sup> angegebenen Wertes (siehe Tab. 3). Da es hier nur auf die Grössenordnung dieses Verhältnisses ankommt, wurden die Messungen mit UX nicht weiter fortgesetzt. Der genaue Wert von  $N^+/N^-$  kann mit der Wilsonkammer ohnehin nicht bestimmt werden: infolge der nicht immer

gleichen Qualität aller Bahnen, auf verschiedenen wie auch auf ein und derselben Aufnahme, kann bei einem Teil der negativen wie der positiven Spuren nicht einheitlich entschieden werden, ob diese mitzuzählen sind oder nicht; ausserdem wird die Absorption im Präparatmaterial und der Glaskapillare nicht berücksichtigt. Das Energiespektrum der positiven UX-Spuren ist zusammen mit dem von SIZOO und BARENDREGT erhaltenen in Fig. 6 aufgetragen. Beide Spektren sind mit dem RaB-Elektronenspektrum vergleichbar.

2. *Th(B+C+C'')*-Quelle. Auf Grund des Resultats der von BRADT<sup>9)</sup> mit reinem ThC'' ausgeführten  $\beta$ -Dreifachkoinzidenz-Messungen interessierte es zu wissen, ob die von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI<sup>1)</sup> angegebenen Ergebnisse bestätigt werden können. Dazu werden mit RaTh, in gleicher Weise wie mit UX, Wilsonkammer-Aufnahmen gemacht, bei denen 10 positive Spuren beobachtet wurden. Das gemessene Spektrum von 3040 Zerfallselektronen stimmt annähernd mit dem von FLAMMERSFELD<sup>17)</sup> mit dem  $\beta$ -Spektrographen erhaltenen überein. Von den ThB-Elektronen ist unterhalb etwa 200 keV praktisch nichts zu merken. Die Übereinstimmung, der mit der Wilsonkammer erhaltenen Elektronenspektren mit den mit dem  $\beta$ -Spektrographen gemessenen, spricht für die Zuverlässigkeit der Wilsonkammer-Ergebnisse.

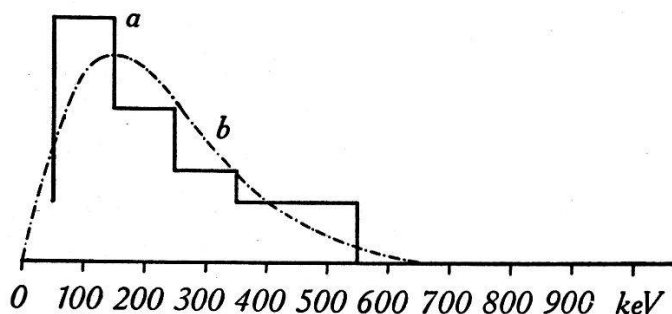


Fig. 7.

- a) Energieverteilung von 10 positiven Spuren einer *Th(B+C+C'')*-Quelle  
b) RaB-Elektronenspektrum.

Das Energiespektrum der 10 positiven *Th(B+C+C'')*-Spuren ist in Fig. 7 aufgetragen. Ein Vergleich mit den Beobachtungen von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI ist nicht möglich, da die Energien der von diesen Autoren beobachteten 24 positiven Spuren nicht mitgeteilt werden. Das sich aus den vorliegenden 551 Aufnahmen ergebende Verhältnis von  $0,3 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$  ist viermal kleiner, als nach ihren Messungen; ein Unterschied, der nicht allein durch die statistische Schwankung erklärt werden kann (Tab. 3). In Fig. 9 oben sind die beiden Bilder einer Stereoaufnahme wieder-

gegeben, auf der die Spur eines Teilchens mit positiver Krümmung von 500 keV Energie zu sehen ist. Auf dem rechten, mit der schräg stehenden Kamera aufgenommenen, Bild ist die nach links herausragende Quelle deutlich sichtbar.

3. *Ac(B + C'')*-Quelle. Der aktive Actinium-Niederschlag ist bisher noch nicht speziell auf die Emission von positiven Teilchen hin untersucht worden. Da AcB eine Halbwertszeit von nur 36 min hat, muss das Präparat (AcB auf einen 0,5 mm dicken Cu-Draht niedergeschlagen) oft erneuert werden.

Auf 153 Aufnahmen werden 610 negative und 3 positive Spuren ausgemessen (Tab. 3). Das Elektronenspektrum stimmt innerhalb der statistischen Schwankung vollkommen mit dem von LECOIN<sup>15)</sup> mit der Wilsonkammer gemessenen überein. Die drei positiven Spuren haben Krümmungen entsprechend Energien von 75, 100 und 150 keV. Diese liegen also in dem gleichen Bereich wie die Energien der positiven Spuren der anderen radioaktiven Substanzen. Da also keine neuen Resultate zu erwarten sind und das häufige Öffnen der Wilsonkammer bei der Erneuerung des Präparates das Arbeiten recht mühsam gestaltet, wird die Untersuchung mit *Ac(B+C'')* nicht weiter fortgesetzt.

## V. Versuche mit RaE.

Das Spektrum der RaE-Zerfallselektronen ist eines der am besten bekannten Elektronenspektren. Seine obere Grenze liegt bei 1170 keV (FLAMMERSFELD<sup>18)</sup>); überdies besitzt RaE keine Kern- $\gamma$ -Strahlung (STAHEL und GUILLISSEN<sup>19)</sup>). Da eine Paarerzeugung durch die schnellen RaE-Elektronen sicherlich nicht in Betracht kommt (nur etwa  $1/1000$  aller RaE-Zerfallselektronen haben die für eine Paar-Konversion ausreichende Energie), war es hier von besonderem Interesse zu untersuchen, ob auch vom RaE positive Spuren ausgehen. LECOIN<sup>20)</sup>, der speziell die obere Grenze des RaE-Spektrums mit der Wilsonkammer untersucht, erwähnt ohne nähere Angaben, dass von ihm unter 2000 Elektronenspuren *keine* Positronenspur beobachtet wurde.

Das RaE wird aus einer reinen RaD-Lösung (völlig frei von Radium), aus der das Polonium vorher entfernt wurde, auf Platin elektrolytisch niedergeschlagen. Mit einem Tropfen Salpetersäure abgelöst, wird das RaE auf ein etwa  $3\mu$  dickes Glimmerplättchen gebracht, das in der gleichen Anordnung wie bisher als Quelle dient. Auf 1460 Aufnahmen werden über 8000 Elektronenbahnen ausgemessen, deren Energieverteilung mit der von FLAMMERS-



FELD<sup>18)</sup> mit dem magnetischen Spektrographen gemessenen gut übereinstimmt.

Auf diesen Aufnahmen befinden sich — wider Erwarten — 17 positive Spuren, bei denen man auf den Stereoaufnahmen eindeutig erkennen kann, dass sie wirklich von der Quelle ausgehen. In Fig. 9 unten sind die Aufnahmen von zwei solchen positiven Spuren, mit der in der Achse der Wilsonkammer befindlichen Kamera aufgenommen, wiedergegeben. Die positive Spur auf der rechten Aufnahme ist diejenige, die von allen die geringste, einer Energie von 400 keV entsprechende Krümmung besitzt. Von den 17 Spuren haben weitere zwei positive Spuren Krümmungen entsprechend Energien von ungefähr 300 keV und 350 keV; die Energiebestimmung ist hier infolge mehrerer Streuungen, die beide Bahnen aufweisen, nicht ganz sicher (Fig. 8). Die Energie der übrigen 14 positiven Spuren ist im Mittel  $\sim 100$  keV, während die mittlere Energie der positiven UX- und Th(B+C+C'')-Spuren bei etwa 200 keV liegt.

Tabelle 3.

Quelle	Obere Grenze des $\beta$ -Spektrums in MeV	Zahl der Aufnahmen	Zahl der $e^-$ pro Aufnahme	Zahl der positiven Spuren	$\frac{N^+}{N^-} \times 100$
Ra(B+C)	3,15	756 <sup>13)</sup>	39,9	315	1,0
<sup>15</sup> P <sup>32</sup>	1,72	318 <sup>4)</sup>	25	73	0,9
UX	2,32	417 <sup>3)</sup>	24	62	0,6
		577	5,2	12	0,4
Th(B+C+C'')	2,20	135 <sup>1)</sup>	15	24	1,2
		551	5,5	10	0,3
Ac(B+C'')	1,47	153	4	3	(0,5)
RaE	1,17	1460	5,5	17	0,2
RaE	1,17	1100*)	(12)	56	(0,4)

\*) Aufnahmen in ( $H_2 + He$ ) als Füllgas der Wilsonkammer.

Bei der Bestimmung der Energien der positiven RaE-Spuren wird von der gemessenen Krümmung die durch die Vielfachstreuung im Füllgas der Nebelkammer verursachte zusätzliche Krümmung abgezogen. Diese ist, nach WILLIAMS<sup>21)</sup> berechnet, für die Bahnen von Elektronen mit Energien unterhalb von 100 keV mit der von dem verwendeten Magnetfeld von 264 Oersted hervorgerufenen Krümmung vergleichbar; oberhalb von 200 keV macht



diese Korrektur nur noch etwa 10% aus. Da die Mehrfachstreuung im Stickstoff die Energiebestimmung der langsamen Elektronen recht unsicher macht, wurde bei weiteren Aufnahmen die Wilsonkammer anstatt mit Stickstoff mit einem Gemisch von 30% Wasserstoff und 70% Helium gefüllt. In diesem Gemisch ist die Anzahl der Mehrfachstreuungen etwa zehnmal kleiner als im Stickstoff.

Am Ende von Tabelle 3 ist das Resultat der *zweiten Serie* von Aufnahmen mit RaE in dem (H<sub>2</sub>+He)-Gemisch wiedergegeben; das Präparat ist dabei mehr als doppelt so intensiv wie bisher. Die Elektronenbahnen werden auch nicht mehr auf allen, sondern nur noch auf wenigen Bildern einzeln ausgemessen; die mittlere Anzahl der Elektronenspuren wird danach auf etwa 12 pro Aufnahme geschätzt. Auf 1100 Aufnahmen werden 56 positive RaE-Spuren beobachtet. Damit ergibt sich für die Emissionsrate positiver Teilchen ein doppelt so grosser Wert, wie bei der ersten Serie mit N<sub>2</sub> als Kammerfüllung. Bei der zweiten Serie ist die Statistik der positiven RaE-Spuren sehr viel besser; die Zahl der Zerfallselektronen ist wahrscheinlich aber infolge des geringen Ionisationsvermögens der schnellen Elektronen in dem (H<sub>2</sub>+He)-Gemisch unterschätzt worden.

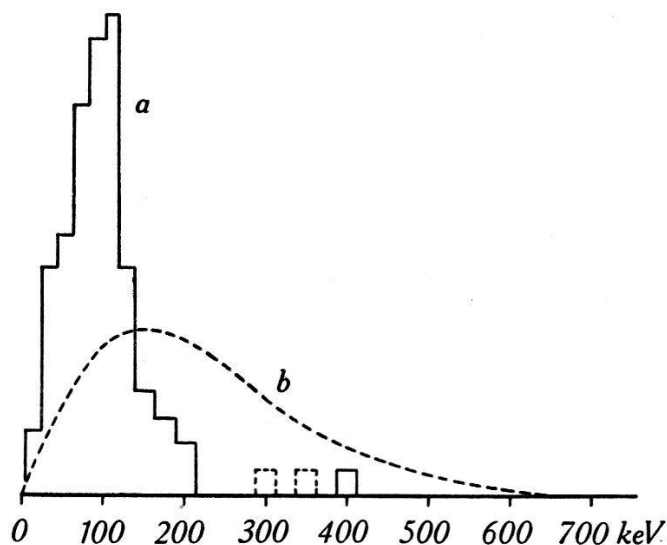
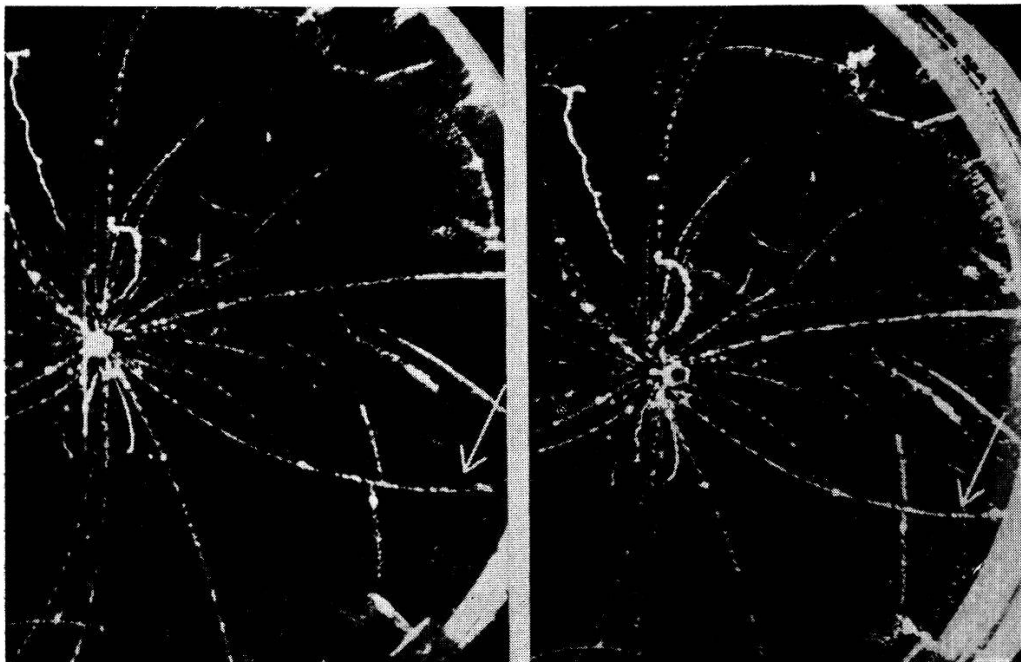


Fig. 8.

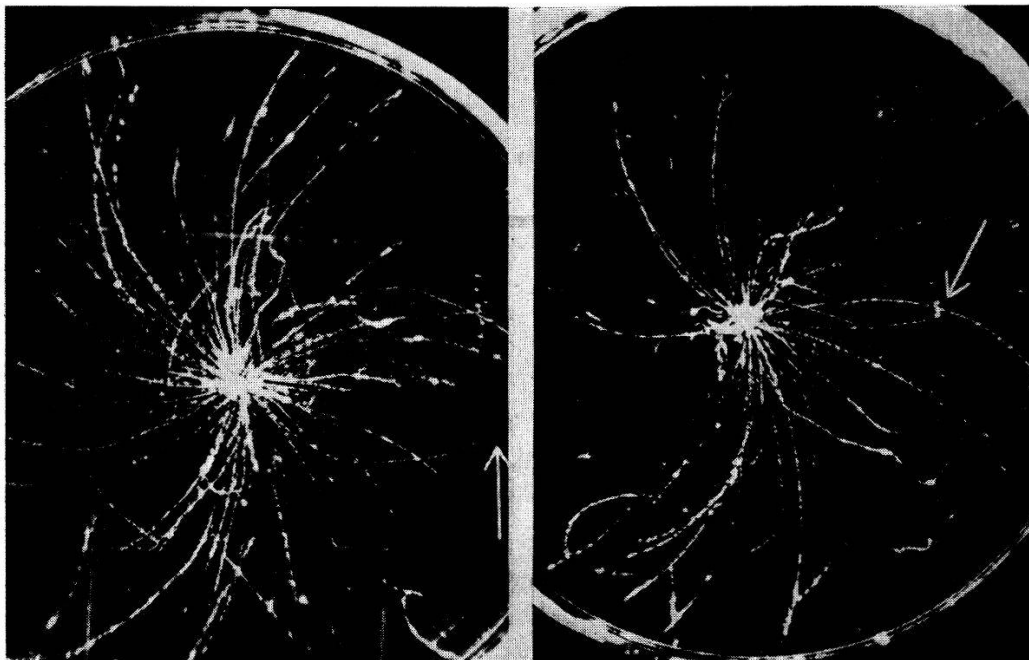
- a) Energieverteilung von 73 positiven Spuren einer RaE-Quelle  
 b) RaB-Elektronenspektrum.

Das Energiespektrum der positiven RaE-Spuren ist bei beiden Aufnahme-Serien nach Berücksichtigung der Mehrfachstreuung (nach WILLIAMS<sup>21</sup>)) innerhalb der statistischen Schwankung das gleiche. Bei der zweiten Serie haben die schnellsten positiven Teilchen eine Energie von 200 keV. In Fig. 8 ist das Energiespektrum aller in den beiden Serien beobachteten positiven RaE-Spuren auf-

Wilsonkammer-Aufnahmen mit Stickstoff als Füllgas.



Stereoaufnahme mit einer Th(B+C+C'')-Quelle  $e^+$ : 500 keV.



RaE-Quelle  $e^+$ : 100 keV.

RaE-Quelle  $e^+$ : 400 keV.

Fig. 9.

getragen. Dieses Spektrum erstreckt sich sicher mindestens bis 250 keV, wie dies allein schon aus seinem Abfall nach höheren Energien hin ersichtlich ist.

In Fig. 10 sind vier Bilder der mit ( $H_2+He$ ) gemachten Aufnahmen wiedergegeben. (Der dicke Strich auf allen Bildern rührt von dem Streulicht eines 0,03 mm dicken Cu-Drahts her, der für das Säuberungsfeld notwendig ist.) Auf den drei ersten Bildern sind drei charakteristische Vertreter der positiven RaE-Spuren zu erkennen. Das positive Teilchen auf der vierten Aufnahme erleidet mehrere unelastische Streuungen. Seine Bahn hat eine Anfangskrümmung, der eine Energie von 175 keV entspricht; nach der ersten Streuung entspricht der Bahnkrümmung nur noch eine Energie von 60 keV.\*) Beide Bahnstücke sind gut kreisförmig. Nach der dritten Streuung beträgt die Energie des Teilchens nur noch wenige keV; die Bahn zeigt jetzt keine einheitliche Krümmung mehr, die Krümmungsrichtung bleibt aber stets dieselbe. Aus dem Verlauf dieser Bahn ist also eindeutig die Bewegungsrichtung des Teilchens, welches die positive Spur erzeugt hat, zu erkennen. Es kann in diesem Fall kein Zweifel bestehen: das Teilchen muss aus der Quelle kommen und positiv geladen sein.

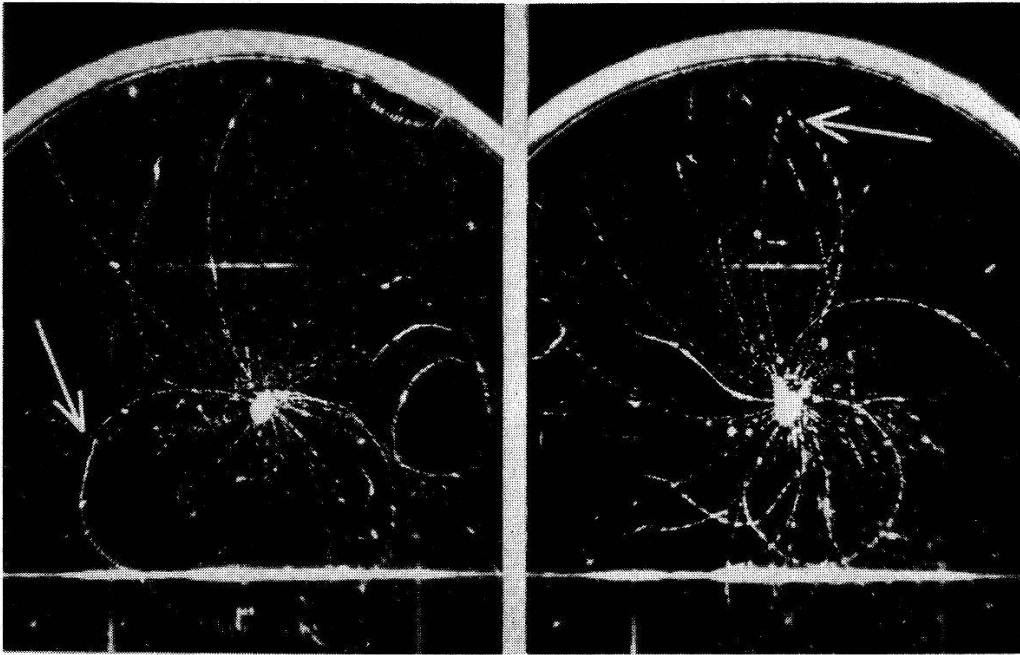
#### VI. Diskussion der mit der Wilsonkammer erhaltenen Resultate.

Die vorliegenden Aufnahmen bestätigen also im wesentlichen das von anderen Autoren beobachtete Auftreten positiver Spuren mit UX- und Th( $B+C+C''$ )-Quellen und zeigen darüber hinaus, dass auch mit Ac( $B+C''$ )- und sogar mit RaE-Quellen solche positive Spuren zu finden sind. An Hand der gemachten Aufnahmen wird auf zwei verschiedene Weisen abzuschätzen versucht, in welchem Masse die reflektierten Elektronen positive Spuren vortäuschen können.

1. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Spur eines von den Wänden der Wilsonkammer reflektierten Elektrons auf dem Film durch die Quelle zu gehen scheint, ist bei der Annahme einer isotropen Verteilung der reflektierten Elektronen von der Grösse des Verhältnisses von Präparatfleck-Durchmesser zum Durchmesser der Wilsonkammer und beträgt etwa  $1/50$ . Auf den mit der Th( $B+C+C''$ )-Quelle gemachten Aufnahmen werden alle diejenigen reflektierten Elektronen gezählt, die bei geeigneter Anfangsrichtung eine Chance hätten, durch die Quelle zu gehen. Da auf den 551 Aufnahmen zusammen 70 solche Elektronenbahnen zu finden sind, folgt daraus,

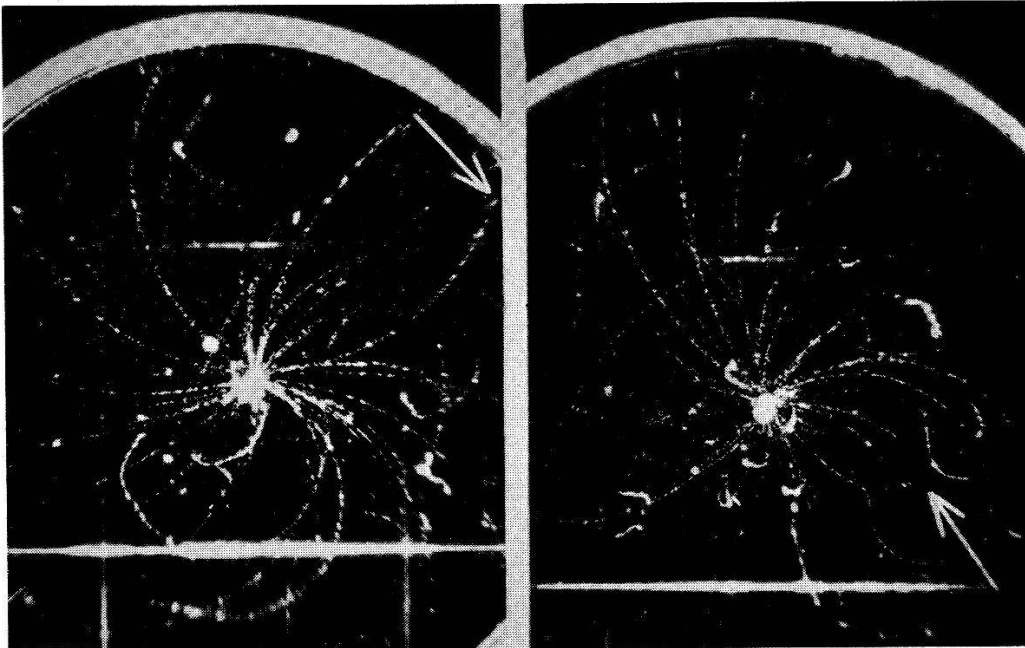
\*) Dieses Bahnstück, das senkrecht zu dem gezeichneten Pfeil verläuft ist nur auf dem Originalfilm gut sichtbar. Auf der Reproduktion ist das in einer Schleife auslaufende Bahnende noch deutlich zu erkennen.

Wilsonkammer-Aufnahmen mit ( $H_2 + He$ ) als Füllgas: RaE-Quelle.



$e^+$ : 60 keV.

$e^+$ : 125 keV.



$e^+$ : 150 keV.

$e^+$ : 175 keV.

Fig. 10.

dass auf allen Aufnahmen wahrscheinlich nur die Spur *eines* reflektierten Elektrons so nahe an der Quelle vorbei gehen wird, dass sie nicht mehr von der Spur eines aus der Quelle kommenden positiven Teilchens zu unterscheiden ist. Nach dieser Abschätzung können also höchstens 10–20% aller positiven Spuren als durch reflektierte Elektronen vorgetäuscht erklärt werden.

2. Bei der zweiten Serie der mit RaE gemachten Aufnahmen, auf denen die grösste Spurenzahl pro Expansion vorhanden ist, werden bei der Auswertung der Aufnahmen auf dem Projektionschirm kleine Kreisflächen von der Grösse des Präparatflecks markiert. Solche Kreise werden an verschiedenen Stellen des Bildes und in verschiedenen Abständen vom Präparat festgelegt. Es werden nun alle durch diese fiktiven Quellen gehenden reflektierten Elektronen gezählt. Ihre Zahl ist für jede Kreisfläche ungefähr die gleiche; im Mittel 18 auf den 1100 Aufnahmen. Etwa die Hälfte dieser Bahnen wäre auch dann wahrscheinlich noch als von reflektierten Elektronen herrührend erkannt worden, wenn die fiktive Quelle das Präparat selber gewesen wäre. Da die Zahl der von der Quelle kommenden positiven Spuren 56 beträgt, kommt man so zu dem gleichen Ergebnis wie bei der ersten Abschätzung: von allen positiven Spuren sind maximal etwa 20% auf reflektierte Elektronen zurückzuführen. Eine andere Möglichkeit, die positiven Wilsonkammer-Spuren als Bahnen negativer Elektronen zu deuten, ist nicht zu sehen\*).

Wie schon in der Einleitung (siehe auch als zusammenfassende Darstellung des Problems der Emission leichter positiver Teilchen durch  $\beta^-$ -Strahler den Bericht von BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>22</sup>)) erwähnt, können die *positiven Spuren nicht als Bahnen von Positronen* betrachtet werden. Dies ist auch aus der Tatsache ersichtlich, dass sich das Spektrum der positiven RaE-Spuren bis zu Energiewerten von mindestens 250 keV erstreckt. Da RaE keine Kern- $\gamma$ -Strahlung emittiert, ist die ganze zur Verfügung stehende Energie gleich der maximalen Energie der RaE-Zerfallselektronen, nämlich 1,17 MeV. Für die kinetische Energie eines Elektron-Positron-Paares verbleiben so nur noch maximal 1,17–1,02 MeV=150 keV,

\*) Bei dem verwendeten Magnetfeld von 330 Oersted (resp. 264 Oersted beim RaE) haben Elektronen mit Energien bis zu 150 keV resp. 100 keV die Möglichkeit zur Quelle zurückzukehren, wenn ihre Bahn ziemlich kreisförmig verläuft. Solche Bahnen sind vor allem bei den mit RaE im ( $H_2 + He$ ) gemachten Aufnahmen auch beobachtet worden. Es ist selbstverständlich, dass solche Bahnen *nicht* als positive Spuren angesehen werden. Verläuft aber nur der Anfang und das Ende einer solchen Bahn im beleuchteten Teil der Wilsonkammer, so erscheint der zur Quelle zurückkehrende Teil der Bahn als Spur eines „reflektierten Elektrons“.



d. h. mindestens 100 keV weniger als die beobachtete Grenzenergie der positiven RaE-Spuren.

Die Tröpfchenzahl längs der positiven Spuren einzeln auszu zählen, erwies sich als undurchführbar.

Die Aufstellung einer Impuls-Reichweite Beziehung sollte bei den positiven RaE-Spuren, deren Spektrum besonders energiearm ist, am ehesten möglich sein. Bei den Aufnahmen mit  $N_2$  als Füllgas ist aber bei kleinen Energien der Krümmungsradius infolge der vielen Streuungen nicht sicher zu bestimmen. Zwar kann bei der ( $H_2+He$ )-Füllung die Krümmung der Bahnen gut bestimmt werden, dafür ist aber die Reichweite der positiven Teilchen etwa fünfmal grösser, so dass zu selten eine positive Spur bis zu ihrem Ende verfolgt werden kann. Die Aufnahmen reichen also nicht aus, um etwas über Reichweite und Ionisationsvermögen der Teilchen aussagen zu können.

### VII. Messungen mit dem magnetischen $\beta$ -Spektrographen.

Die Emission von einigen positiven Teilchen pro 1000 negative Zerfallselektronen sollte mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen gut nachweisbar sein. Mit dem früher beschriebenen Spektrographen (BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>16</sup>)) ist es möglich, gleichzeitig positive wie negative Teilchen mit je zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohrpaaren nachzuweisen.

Um jeweils einen *breiten* Spektralbereich zu erfassen, wird zunächst folgende Abänderung getroffen. An die Stelle des die Koinzidenz-Zählrohre enthaltenden Kästchens wird *ein* grösseres Zählrohr von 5 cm Länge und 3 cm Durchmesser eingesetzt, welches ein der Blendenebene paralleles Fenster von  $14 \times 23 \text{ mm}^2$  besitzt. Dieses wird mit einer, zwischen zwei in gleicher Weise ganz mit Löchern versehenen ebenen Messingplättchen eingespannten  $8\mu$ -Aluminium-Folie abgeschlossen. Die Blende vor dem Zählrohrfenster wird entfernt und der Spalt vor dem Präparat auf 8 mm erweitert.

In Fig. 11 ist die mit einer UX-Quelle mit dem eben beschriebenen Zählrohr registrierte Zahl der negativen Zerfallselektronen in Funktion der magnetischen Feldstärke wiedergegeben. Das Maximum dieses „Spektrums“ entspricht einer Stosszahl von 220 000/min. Da eine so grosse Anzahl Stösse nicht direkt gemessen werden konnte, wurde dieses Spektrum mit Hilfe einer 47mal schwächeren UX-Quelle bestimmt.

Die nach dem Umpolen des Magnetfeldes gemessene Teilchenzahl ist in Fig. 11 in einem 1000mal grösseren Maßstab aufgetragen; dabei ist der von der Höhen- und  $\gamma$ -Strahlung bewirkte Nulleffekt (bestimmt bei hohen magnetischen Feldstärken) schon abgezogen.



Diese Zählrohrentladungen werden offenbar — zumindestens teilweise — von den bei kleinen magnetischen Feldstärken noch mitgezählten gestreuten Elektronen bewirkt. Aber selbst wenn sie von positiven Teilchen herrührten, so entspräche ihrer relativen Häufigkeit nur eine Emissionsrate von höchstens etwa  $3 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Zerfall}^*$ .

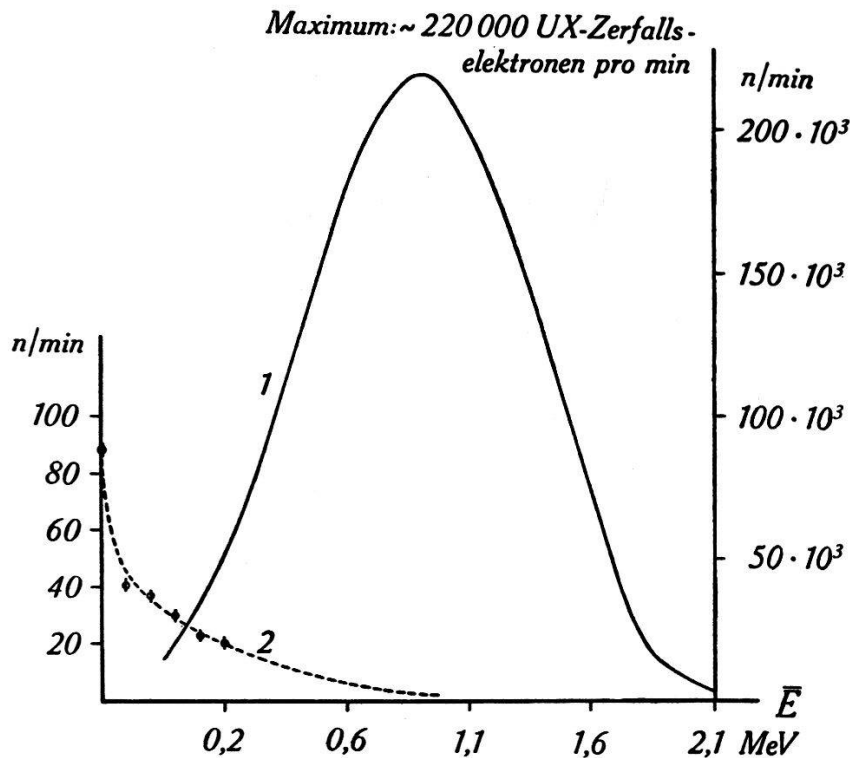


Fig. 11.

- 1) pro Minute mit Zählrohr von grosser Eintrittsöffnung im magnetischen  $\beta$ -Spektrographen registrierte Zahl der  $\text{UX}_2$ -Zerfallselektronen.
- 2) Anzahl der Stösse nach Umpolen des Magnetfeldes. (Maßstabunterschied von  $10^3$  zwischen 1) und 2).)

Eine schärfere Abschätzung der Emissionsrate positiver Teilchen ergibt sich aus einer zweiten mit einer intensiveren UX-Quelle ausgeführten Messung, bei der — wie bei der Ausmessung der Linien im  $\text{UX}_2$ -Spektrum (BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>16</sup>) — Koinzidenz-Zählrohre verwendet werden. Vor das die beiden Zählrohre enthaltende Kästchen kommt jetzt eine Blende mit einem 3 mm breiten Spalt und vor das Präparat ein Mittelspalt von 5 mm. Das im Spektrographen fixierte UX-Präparat (1 kg Uran äquivalent) wird in gleicher Weise wie früher hergestellt. Die Zahl der Zählrohr-Koinzidenzen beträgt im Maximum des  $\text{UX}_2$ -Spektrums 15 000 Koinz./min, im Energiebereich von 100–300 keV im Mittel

\*) Dabei ist selbstverständlich vorausgesetzt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser positiven Teilchen im magnetischen  $\beta$ -Spektrographen nicht kleiner ist, als diejenige für Elektronen.

etwa 2000 Koinz./min. Nach den Wilsonkammer-Ergebnissen sollten also in diesem Energiebereich zirka 50 positive Teilchen pro Minute registriert werden; das ist ein Vielfaches des Koinzidenz-Nulleffektes von 4 Koinz./min.

Die Messung wird so ausgeführt, dass abwechselnd 10 Minuten lang der „Strahlengang“ für die positiven Teilchen freigegeben und dann wieder von dem schwenkbaren Schirm versperrt nur der Nulleffekt gemessen wird. Im Energiebereich von 100–300 keV wird dies für verschiedene magnetische Feldstärken wiederholt. Ein systematischer Unterschied zwischen der Stosszahl bei offenem und verschlossenem Weg war nicht feststellbar. Daraus ergibt sich, bei Verwendung des mit der Wilsonkammer für die positiven UX-Spuren erhaltenen Energiespektrums (Fig. 4) und unter Berücksichtigung des mit wachsendem ( $H \rho$ ) abnehmenden Auflösungsvermögens des  $\beta$ -Spektrographen, für die Emissionsrate positiver Teilchen durch UX<sub>2</sub> die Abschätzung:

$$\underline{e^+ < 1 \cdot 10^{-4} \text{ pro Zerfall UX}_2}$$

Mit einer ungefähr gleich intensiven *RaE-Quelle* wird dieselbe Messung wiederholt. Auch hier ist von einer Emission positiv geladener Teilchen nichts zu bemerken. Da das mit der Wilsonkammer erhaltene Energiespektrum der positiven RaE-Spuren (Fig. 8) extrem weich ist, ist die auf Grund dieses negativen Ergebnisses zu berechnende obere Grenze der Emissionsrate ( $\sim 3 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Zerfall}$ ) mit sehr grosser Unsicherheit behaftet. Das Ergebnis ist jedenfalls mit einer Emission von mehr als  $10^{-3} e^+$  pro Zerfall RaE nicht verträglich.

ALICHANOW und Mitarbeiter<sup>6)</sup> fanden mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen auch mit *RaC* und *Th(C+C'')* keine Emission positiver Teilchen von der nach den Wilsonkammer-Ergebnissen zu erwartenden Grössenordnung. Die von ihnen gemessene Positronen-Emissionsrate von  $(2-4) \cdot 10^{-4} e^+$  pro Zerfall ist von der Grössenordnung der für die  $\gamma$ -Strahlung dieser Quellen zu erwartenden Paarkonversionswahrscheinlichkeit.

Die Ergebnisse der mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen ausgeführten Messungen, die für die  $\beta^-$ -Strahler eine grössere Emissionsrate positiv geladener Teilchen als einige  $10^{-4} e^+$  pro Zerfall ausschliessen, lassen also eine mit allen Beobachtungen verträgliche Interpretation der Wilsonkammer-Spuren positiver Krümmung vorläufig nicht erkennen. Um zu einer Deutung der von BRADT<sup>9)</sup> beobachteten ThC''-Dreifach-Koinzidenzen zu gelangen, sollen bei weiteren Versuchen die die Zählrohr-Koinzidenzen auslösenden Teilchen in der Wilsonkammer sichtbar gemacht werden.

### VIII. Zusammenfassung.

Die Emission positiv geladener Teilchen durch  $\beta^-$ -Strahler wird mittels Wilsonkammer-Aufnahmen kritisch untersucht. (Um übersichtliche Bilder zu erhalten, werden schwache und sehr wenig ausgedehnte Quellen verwendet; mit Stereoaufnahmen wird entschieden, welche Bahnen von der Quelle ausgehen und welche nicht.) Spuren positiver Krümmung, die von den Quellen ausgehen, werden mit UX-, Th(B+C+C'')-, Ac(B+C'')- und RaE-Quellen beobachtet. Mit UX-Quellen ist ihre relative Häufigkeit  $\sim 0,4 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$ ; das ist etwa  $\frac{2}{3}$  des von SIZOO und BARENDREGT gefundenen Wertes. Mit Th(B+C+C'') werden  $\sim 0,3 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$  beobachtet; das ist nur etwa  $\frac{1}{4}$  des von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI angegebenen Verhältnisses. Bei beiden Substanzen ist die ( $H\varrho$ )-Verteilung der positiven Spuren mit derjenigen der RaB-Zerfallselektronen vergleichbar.

Mit RaE, das eingehender untersucht wird, werden auf 2560 Aufnahmen 73 positive Spuren beobachtet; dies entspricht einer Emissionsrate von ungefähr  $0,3 \cdot 10^{-2} e^+/e^-$ . Die wahrscheinliche Anzahl der durch reflektierte resp. gestreute Elektronen vorgetäuschten positiven Spuren wird abgeschätzt: sie beträgt höchstens 20% der beobachteten Zahl der positiven Spuren.

Die obere Grenze des aus dem gemessenen ( $H\varrho$ )-Spektrum der positiven RaE-Spuren berechneten Energiespektrums liegt oberhalb von 250 keV. Diese Beobachtung ist unvereinbar mit der Annahme, dass es sich bei den die positiven Spuren erzeugenden Teilchen um durch Paarerzeugung entstandene Positronen handelt.

Mit dem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen konnte eine Emission positiv geladener Teilchen durch UX<sub>2</sub> und RaE nicht nachgewiesen werden. Nach diesen Messungen ist die Emissionswahrscheinlichkeit positiv geladener Teilchen beim UX<sub>2</sub> sicher kleiner als  $10^{-4} e^+$  pro Zerfall.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER bin ich für seine wertvolle Unterstützung und sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit zu grösstem Dank verpflichtet. Dem Jubiläumsfonds der E.T.H. danke ich für die Überlassung von Mitteln, welche die notwendigen Anschaffungen ermöglichten.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

**Literaturverzeichnis.**

- 1) CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. **144**, 235, 1934.
  - 2) SKOBELZYN und STEPANOWA, Journ. de Phys. **6**, 1, 1935.
  - 3) BARENDREGT und SIZOO, Physica **7**, 490, 1940.
  - 4) BARENDREGT, GRIFFION und SIZOO, Physica **7**, 860, 1940.
  - 5) BRADT, Helv. Phys. Acta **17**, 59, 1944.
  - 6) ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW, Journ. de phys. **7**, 163, 1936.
  - 7) BENEDETTI, Journ. de phys. **7**, 205, 1936.
  - 8) SHINOHARA, Scient. Papers of the Inst. of phys. and chem. Res. Tokyo **31**, 174, 1937.
  - 9) BRADT, Helv. Phys. Acta erscheint demnächst.
  - 10) BLACKETT, Proc. Roy. Soc. **146**, 281, 1934.
  - 11) FUSSELL, Rev. sci. Instr. **10**, 321, 1939.
  - 12) DA SILVA, Ann. de phys. **11/12**, 504, 1939.
  - 13) SIZOO und BARENDREGT, Physica **6**, 1085, 1939.
  - 14) JAEGER und HULME, Proc. Roy. Soc. **148**, 708, 1935.
  - 15) LECOIN, Journ. de phys. **9**, 81, 1938.
  - 16) BRADT, HEINE und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 455, 1943.
  - 17) FLAMMERSFELD, Ztschr. f. Phys. **114**, 227, 1939.
  - 18) FLAMMERSFELD, Ztschr. f. Phys. **112**, 727, 1939.
  - 19) STAHEL und GUILLISSEN, Journ. de phys. **1**, 12, 1940.
  - 20) LECOIN, Comptes Rendus **197**, 405, 1933.
  - 21) WILLIAMS, Phys. Rev. **58**, 292, 1940.
  - 22) BRADT, HEINE und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 491, 1943.
-