

K. W. Fritz Kohlrausch

# Probleme der $\gamma$ -Strahlung



Mit 27 Abbildungen

---

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

---

---

**Herausgeber dieses Heftes:**  
**Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. e. h. Karl Scheel, Berlin**

---

---

ISBN 978-3-663-06652-1

ISBN 978-3-663-07565-3 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-663-07565-3

**Alle Rechte vorbehalten**

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1927

# *Dem Andenken Franz Exners*

*gewidmet*

***„Es sind uns die physikalischen Gesetze nicht von der Natur gegeben wie ein Stück Materie, wir folgern sie aus der Beobachtung einzelner Fälle, und die daraus abgeleitete Verallgemeinerung als Gesetz ist immer ein Produkt des Menschen; dieses auf seine Eigenschaften, speziell auf den Umfang seiner Gültigkeit zu prüfen, bleibt jedenfalls eine unserer wichtigsten Aufgaben.“***

***(Aus dem Vorwort zu Franz Exners Buch:  
Vorlesungen über die physikalischen Grundlagen  
der Naturwissenschaften.)***

## Vorwort.

Der Titel dieses Heftes Nr. 87 der Sammlung Vieweg hätte ursprünglich „Physik der  $\gamma$ -Strahlung“ lauten sollen, um dadurch anzuzeigen, daß es bei der Darstellung des Gegenstandes sich nicht um die  $\gamma$ -Strahlung als Begleitphänomen und Charakteristikum radioaktiver Atomverwandlungen, sondern um die physikalischen Eigenschaften der Strahlung als solche, um die Existenzäußerungen der derzeit bekannten kürzestwelligen Strahlung handle. Im Verlauf der Zusammenstellung des Inhaltes kam jedoch der Verfasser immer mehr zur Überzeugung, daß dieser Titel mehr vortäusche, als im gegenwärtigen Zeitpunkt in einer solchen Zusammenstellung gegeben werden könne, insofern man doch mit mehr oder weniger Recht gewohnt ist, in der „Physik“ eines Erscheinungsgebietes etwas bereits wohl Geordnetes zu finden, wo jede Teilerscheinung einen ihr zukommenden Platz einnimmt und dadurch das Mosaik — abgesehen vielleicht von problematischen Fällen, die ihrer Häufigkeit nach Ausnahmserscheinungen bilden — ein einheitliches Bild liefert. Bei dem kleinen Gebiet, von dem vorliegendes Heftchen handelt, zeigt sich jedoch, daß man mehr Ausnahmefälle als Normalfälle vorfindet, wenn man unter letzteren solche Erscheinungen versteht, die erwartungsgemäß verlaufen. Und so schien es dem Verfasser richtiger, die Überschrift diesen problematischen Fällen, die hier der Häufigkeit nach überwiegen, anzupassen, und als Titel „Probleme der  $\gamma$ -Strahlung“ zu wählen.

In einigen Belangen übergreift das Thema auf das von F. Wolf in Heft 81 der gleichen Sammlung beschriebene Erscheinungsgebiet der schnellbewegten Elektronen. Das ist bei dem innigen Zusammenhang beider Äußerungen des Energie abgebenden Atoms nicht zu vermeiden; in einigen derselben konnte durch den Hinweis auf Heft 81 die Darstellung hier



gekürzt werden. Von einer nochmaligen Behandlung des Kapitels Höhenstrahlung, das im Doppelheft 84/85 dieser Sammlung eine eingehende Bearbeitung durch V. F. Hess erfahren hat, wurde abgesehen.

Eine vollständige Bibliographie war nicht angestrebt, würde auch den verfügbaren Raum weit überschreiten. Arbeiten gleichen Zieles wurden im Literaturverzeichnis unter gleichen den Inhalt betreffenden Schlagworten zusammengefaßt. Der Übersicht wegen und um dem Leser das lästige Suchen nach früher abgeleiteten Formeln zu ersparen, wurde ein Formelverzeichnis angefügt.

An größeren Werken standen dem Verfasser vor allem die Korrekturbogen der im Erscheinen begriffenen zweiten Auflage des deutschen Standardwerkes „Radioaktivität“ von St. Meyer und E. v. Schweidler zur Verfügung, deren Autoren auch hier für die Gewährung der Einsichtnahme der beste Dank gesagt sein möge. Ebendort ist die  $\gamma$ -Literatur in aller Vollständigkeit angeführt. Der ausgezeichnete Aufsatz von W. Bothe über Absorption und Zerstreuung der Röntgenstrahlen im 23. Bd. des Handbuches für Physik erschien leider zu einer Zeit, wo vier Fünftel dieses Manuskriptes schon in Reinschrift vorlagen; andernfalls wäre die Darstellung im günstigen Sinne beeinflusst worden.

Graz, Physikal. Institut der Techn. Hochschule, März 1927.

**K. W. F. Kohlrausch.**

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
<b>1. Abschnitt: Einleitung und Überblick . . . . .</b>	
§ 1. Die „radioaktive Strahlung“ . . . . .	1
§ 2. Entdeckung der $\gamma$ -Strahlung und ihrer Ähnlichkeit mit Röntgenstrahlen. . . . .	2
§ 3. Die „Abzählbarkeit“ der $\gamma$ -Strahlung. . . . .	4
§ 4. Die photoelektrische Wirksamkeit der $\gamma$ -Strahlung . . . . .	6
§ 5. Die Streuung der $\gamma$ -Strahlung . . . . .	8
§ 6. Die Lichtquantentheorie . . . . .	9
§ 7. Die Quellen der $\gamma$ -Strahlung. . . . .	12
<b>2. Abschnitt: <math>\gamma</math>-Strahlung und elektromagnetische Theorie . . .</b>	
§ 8. Entstehung und Eigenschaften der $\gamma$ -Welle nach der Sommerfeldschen Theorie . . . . .	15
§ 9. Diskussion der Ergebnisse . . . . .	21
§ 10. Die Absorption der $\gamma$ -Welle nach einer Theorie J. J. Thomsons	23
§ 11. Die Zerstreuung der $\gamma$ -Strahlen nach der Thomsonschen Theorie	25
§ 12. Interferenzerscheinungen an $\gamma$ -Strahlen. . . . .	28
<b>3. Abschnitt: Die Lichtquantentheorie . . . . .</b>	
§ 13. Das Rutherford-Bohrsche Atommodell . . . . .	30
§ 14. Quantenhafte Emission und Absorption (Photoeffekt) . . . . .	32
§ 15. Quantenhafte Streuung (Comptoneffekt). . . . .	37
<b>4. Abschnitt: Beobachtungen am einzelnen <math>\gamma</math>-Impuls . . . .</b>	
§ 16. Die Zählung der $\gamma$ -Impulse . . . . .	46
§ 17. Die Sichtbarmachung der von $\gamma$ -Impulsen ausgelösten Sekundärelektronen . . . . .	52
<b>5. Abschnitt: Die photoelektrische Bestimmung der <math>\gamma</math>-Wellenlänge .</b>	
§ 18. Apparatur und Methodik . . . . .	58
§ 19. Von $\gamma$ -Strahlung in fremden Atomen ausgelöste $\beta$ -Spektren und deren Verwendung zur $\lambda$ -Bestimmung . . . . .	64
§ 20. $\lambda_{\gamma}$ -Bestimmung aus „natürlichen“ $\beta$ -Spektren . . . . .	70
§ 21. Zusammenfassung . . . . .	76

	Seite
6. Abschnitt: Die Wärmewirkung der $\gamma$ -Strahlen . . . . .	77
§ 22. Apparatur und Messungsergebnisse . . . . .	77
§ 23. Diskussion der Messungsergebnisse . . . . .	80
7. Abschnitt: Die ionisierende Wirkung der $\gamma$ -Strahlen . . . . .	83
§ 24. Das Fehlen direkter Ionisierung . . . . .	84
§ 25. Trennung des Ionisierungsanteiles der im Gas und im Wandmaterial entstehenden sekundären Elektronen . . . . .	86
§ 26. Die Ionisierungsenergie . . . . .	93
8. Abschnitt: Die Absorption und die Streuung der $\gamma$ -Strahlen . . . . .	94
§ 27. Die Versuchsbedingungen . . . . .	95
§ 28. Die älteren Messungsergebnisse . . . . .	103
§ 29. Die neueren Arbeiten über die Absorption der $\gamma$ -Strahlen . . . . .	109
§ 30. Diskussion der Ergebnisse . . . . .	117
9. Abschnitt: Die Sekundärstrahlung der $\gamma$ -Strahlung . . . . .	121
§ 31. Sekundäre $\gamma$ -Strahlung . . . . .	122
§ 32. Die sekundäre $\beta$ -Strahlung . . . . .	128
10. Abschnitt: Zusammenfassung . . . . .	135
Formelverzeichnis . . . . .	140
Literaturverzeichnis . . . . .	147
Namen- und Sachverzeichnis . . . . .	153

## 1. Abschnitt.

### Einleitung und Überblick.

#### § 1. Die radioaktive Strahlung.

„Für die Charakteristik der von radioaktiven Substanzen ausgehenden Strahlung waren ursprünglich zwei experimentelle Befunde maßgebend: Einerseits ihr Verhalten im Magnetfeld, andererseits ihr Durchdringungsvermögen für feste und gasförmige Körper. In dieser Art untersucht, ergaben sich drei Strahlungstypen, die zur Abkürzung die konventionelle Bezeichnung » $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Strahlen« erhielten. 1. Die  $\alpha$ -Strahlen werden sehr leicht, schon durch ganz dünne Metallfolien oder durch wenige Zentimeter Luft absorbiert; sie erweisen sich als positiv geladene, mit etwa  $\frac{1}{10}$  Lichtgeschwindigkeit bewegte Körper, die in starken magnetischen oder elektrischen Feldern ablenkbar sind. Die Größe der Ablenkung ist jedoch gering im Verhältnis zu der unter sonst gleichen Umständen eintretenden Ablenkung von Kathodenstrahlen. 2. Die  $\beta$ -Strahlen sind durchdringender als die  $\alpha$ -Strahlen, bestehen aus negativ geladenen Körpern und bewegen sich mit Geschwindigkeiten von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit. Sie sind leichter ablenkbar als die  $\alpha$ -Strahlen und im wesentlichen identisch mit den im Vakuumrohr erzeugten Kathodenstrahlen. 3. Die  $\gamma$ -Strahlen sind enorm durchdringend und unablenkbar im magnetischen Feld. Ihre wahre Natur ist noch nicht bekannt, jedoch sind sie in vieler Hinsicht ähnlich den sehr harten Röntgenstrahlen.“

So schrieb E. Rutherford im Jahre 1904 in seinem Buche „Radioactivity“ (Cambridge, At the University Press, 1904). Eine gewaltige Arbeit wurde in den seither verflossenen 22 Jahren darauf verwendet — man wird mit etwa 300  $\gamma$ -Arbeiten die Publikationszahl eher unter-, als überschätzen —, die Aussage 3 des obigen Zitates zu erweitern und zu vertiefen, aber trotz des angehäuften und schon fast unübersehbaren Zahlen-

und Beobachtungsmaterials kann man ehrlicherwise auch heute noch nicht viel mehr verantworten als die bereits 1904 erfolgte Konstatierung: „Ihre wahre Natur ist noch nicht bekannt“. Und der Fortschritt dieser 22 Jahre besteht nur darin, daß man diesen Satz aussprechen muß weniger wegen der Unerforschtheit des Objektes, als vielmehr deswegen, weil man den gefundenen Eigenschaften und ihrer zahlenmäßigen Beschreibung durch die Quantentheorie mehr oder weniger ratlos gegenübersteht, und nicht imstande ist, ihnen einen widerspruchsfreien Platz im gewohnten Naturbild zuzuweisen. Nicht daß die  $\gamma$ -Strahlung in dieser Beziehung vereinzelt dasteht; der Übergang zur mikroskopischen Welt und zum Einzelgeschehen hat bekanntlich eine Fülle von Erscheinungen aufgezeigt, die der Einordnung in die vorwiegend an makroskopischen Beobachtungen ausgebildeten klassischen Anschauungen widerstreben. Die  $\gamma$ -Strahlung ist aber insofern ausgezeichnet, daß sie ein in sich geschlossenes Erscheinungsgebiet darstellt, welches — mit einer einzigen Ausnahme — zu seiner Beschreibung keinerlei Vorstellungen aus der klassischen Physik bedarf, und daß jeder Versuch, die altgewohnten Bilder zu verwenden, der Denkweise insbesondere des Experimentators als gezwungen und erkünstelt erscheinen muß.

## § 2. Entdeckung der $\gamma$ -Strahlung und ihrer Ähnlichkeit mit Röntgenstrahlen.

Die Entdeckung der  $\gamma$ -Strahlung wird P. Villard<sup>1)</sup> zugeschrieben. Er ließ ein Bündel von Radiumstrahlen im Magnetfeld auf einen Satz schief gestellter photographischer Platten fallen; die erste Platte zeigte die Wirkung der leicht ablenkbaren und leicht absorbierbaren (also photographisch auch wirksameren)  $\beta$ -Strahlen, die tiefer gelegenen Platten zeigten nur mehr die schwache Wirkung der sehr durchdringenden und unabgelenkten  $\gamma$ -Strahlen.

Die Tatsache der Unbeeinflussbarkeit durch magnetische und elektrische Felder, ferner die (nach einigen Fehlversuchen) erfolgte Feststellung der elektrischen Neutralität, sowie die Unmöglichkeit des Nachweises eines Massentransportes bei  $\gamma$ -Strahlung haben bald zur Auffassung geführt, man habe es mit einer Wellenstrahlung zu tun, deren extrem kleine Wellenlänge das schon bei den kurzwelligen Röntgenstrahlen beobachtete relativ

hohe Durchdringungsvermögen noch wesentlich vergrößere und die Erscheinungen der regelmäßigen Reflexion, Brechung, Beugung verhindere. Als es dann 1914 Rutherford und Andrade gelang, die Interferenzfähigkeit von  $\gamma$ -Strahlen nachzuweisen und Wellenlängen zu bestimmen, schien einerseits die qualitative Identität mit den Röntgenstrahlen, andererseits der erwartete quantitative Unterschied in bezug auf die Wellenlänge einwandfrei festgestellt. Dazu kam, daß nach dem damaligen Stand der Kenntnisse  $\gamma$ -Strahlen nur vergesellschaftet mit  $\beta$ -Strahlung aufzutreten schienen, so daß in bezug auf ihre Entstehung die Analogie mit dem genetischen Zusammenhang zwischen Röntgen- und Kathodenstrahlen auf der Hand lag. Eine Reihe von theoretischen Arbeiten (insbesondere A. Sommerfelds) zeigten, daß die elektromagnetische Strahlung, die nach den klassischen Anschauungen als Folge der ungeheuren Beschleunigung der beim radioaktiven Atomzerfall ausgestoßenen  $\beta$ -Teilchen (Elektronen) zu erwarten war, eine abnorm kleine Wellenlänge sowie eine Anisotropie in der Energieverteilung aufweisen mußte. Und Versuche Edgar Meyers, durch eine Art statistischer Beobachtung diese Anisotropie nachzuweisen, schienen — wenn sie auch von einigen Seiten als nicht unbedingt beweiskräftig angesehen wurden — mindestens eine qualitative Bestätigung für diese Anisotropie zu erbringen. Mit einer etwas eingehenderen Darstellung dieser Arbeiten, auf deren Ergebnisse — wenn sie auch heute überholt erscheinen — man vielleicht in einem späteren Stadium der Forschung wieder zurückgreifen wird, befaßt sich der 2. Abschnitt dieses Buches.

Andererseits wurden mit der Zeit eine Reihe von Tatsachen bekannt, die zum Teil die Voraussetzungen, welche zur Analogie mit den Röntgenstrahlen geführt hatten, änderten, zum Teil in quantitativer Unvereinbarkeit mit den Folgerungen der Wellentheorie zu stehen schienen. So zeigte sich z. B., daß  $\gamma$ -Strahlung nicht nur bei  $\beta$ -Zerfall, sondern auch bei  $\alpha$ -Zerfall von radioaktiven Atomen auftritt; daß es also Fälle gibt, wo die Entstehung der  $\gamma$ -Strahlung nicht mit beschleunigten Elektronen, sondern mit beschleunigten Heliumkernen ( $\text{He}_{++}$ ) vergesellschaftet erscheint, wo also die als Ursache der harten  $\gamma$ -Strahlung zu erwartenden schnellen  $\beta$ -Teilchen nicht beobachtbar waren. Radioactinium z. B. zeigt eine schwache  $\gamma$ -Strahlung, die, wie sowohl Absorptionsmessungen als Wellenlängenbestimmungen nach

der photoelektrischen Methode gezeigt haben, im Hinblick auf das hohe Durchdringungsvermögen wenigstens zum Teil aus dem Atomkern stammen muß. Radioactinium zeigt auch eine  $\beta$ -Strahlung von verhältnismäßig großer Energie; da aber kein dieser  $\beta$ -Strahlung entsprechendes Zerfallsprodukt aufgezeigt werden kann, vielmehr bei Rd Ac nur  $\alpha$ -Zerfall vorliegt, da die  $\beta$ -Teilchen demnach nicht aus dem Kern, sondern aus der Hülle stammen, so können sie genetisch mit der im Kern entstehenden  $\gamma$ -Strahlung nichts zu tun haben, wenigstens nicht in dem Sinne, wie die elektromagnetische Theorie die Beschleunigung eines Elektrons mit Energieausstrahlung verknüpft. — Auch die Beweiskraft der Rutherfordschen Versuche über die Interferenzfähigkeit der  $\gamma$ -Strahlung wurde bald erschüttert, indem E. Rutherford<sup>2)</sup> selbst und etwas später K. W. F. Kohlrausch<sup>3)</sup> u. a. zeigen konnten, daß — die damaligen Kenntnisse der Absorptionsverhältnisse bei Röntgenstrahlen gestatteten nur qualitative Aussagen — die harte  $\gamma$ -Strahlung von Ra C wesentlich kleinere Wellenlängen haben müsse, als aus den Interferenzversuchen folgte, daß also eine Interferenzfähigkeit eben dieser harten Kernstrahlung noch nicht erwiesen sei. Heute weiß man allerdings, daß dieser Einwand nur für die ganz harte  $\gamma$ -Strahlung stichhaltig ist und daß auch Kernstrahlung, wenn sie nur genügend langwellig ist, zu Interferenzen Anlaß gibt; mindestens die kürzeste von Rutherford beobachtete Interferenzlinie dürfte einer Kernstrahlung zuzuordnen sein.

### § 3. Die „Abzählbarkeit“ der $\gamma$ -Strahlung.

Wesentlich größere Schwierigkeiten bereiten aber der elektromagnetischen Theorie eine Reihe von anderen Eigenschaften der  $\gamma$ -Strahlung. Zunächst einmal der von Hess-Lawson sowie von Kovarik erbrachte Nachweis der „Abzählbarkeit“; die Technik und die näheren Ergebnisse dieser sehr schwierigen, aber aufschlußreichen Versuche werden im 4. Abschnitt behandelt, in welchem auch die mit der Wilsonschen Nebelmethode angestellten Experimente besprochen werden; beide Methoden haben das gemeinsame, durch Beobachtung am einzelnen  $\gamma$ -Impuls einen viel unmittelbareren Einblick in das Wesen dieses Phänomens zu gestatten, als dies bei jenen Versuchen, bei denen die summierte Wirkung vieler Impulse zur Auswertung gelangt, der Fall ist. —

Die Stellung dieser Zählversuche im Hinblick auf die Beurteilung der Natur der  $\gamma$ -Strahlung [E. v. Schweidler<sup>4</sup>)] sei überblicksweise schon hier besprochen. Da die  $\gamma$ -Strahlung eine Begleiterscheinung des radioaktiven  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfalles ist, so werden, wenn von einer  $\gamma$ -strahlenden Substanz in der Zeiteinheit  $Z$  Atome zerfallen, neben den  $Z$  korpuskularen  $\alpha$ - bzw.  $\beta$ -Teilchen auch  $Z$   $\gamma$ -Impulse aus dem Kern zu erwarten sein, und man wird deshalb gerade  $Z$  Impulse und nicht eine geringere Zahl erwarten, weil doch höchstwahrscheinlich dem Atomkern mit allen seinen wohldefinierten Eigenschaften auch eine für jede Kernart gleichartige Konfiguration der Kernbestandteile und ein gleich großer Wert des Energieinhaltes zuzuschreiben sein wird. Zu einer solchen Gleichartigkeit könnte es aber nicht kommen, wenn der Zerfall des zugehörigen Mutteratoms nicht für alle Atome in der gleichen Weise erfolgen würde, so daß bei allen  $Z$  Atomen Kern- $\gamma$ -Strahlung auftritt, wenn sie bei einem vorkommt. Ob allerdings diese  $Z$   $\gamma$ -Impulse den Kern homogen verlassen und ob sie beim Durchqueren der Hülle bzw. benachbarter Atome nicht zufällige Veränderungen erfahren, die nicht nur die Qualität der Impulse, sondern auch ihre Zahl für den Beobachter verändert, ist eine andere Frage; jedenfalls aber könnte die Zahl nur kleiner, etwa gleich  $Z'$  werden, und nicht größer, da jede etwa hinzukommende Fluoreszenzstrahlung das Atom zur selben Zeit verläßt, also bei den Zählversuchen (die den Impuls nicht spektral zerlegen) zum selben, allerdings in seiner Zusammensetzung dadurch geänderten Impuls gehört. Wenn es nun gelingt, jeden einzelnen Impuls als solchen beobachtbar zu machen und zu zählen, so sind die Zählergebnisse verschieden zu erwarten, je nach den Annahmen über die Natur dieser  $Z$   $\gamma$ -Impulse. Wäre jeder Impuls eine sich vom Entstehungsort aus ausbreitende Kugelwelle, dann müßte ein Zählapparat, der z. B. die in den Raumwinkel  $\omega$  ausgestrahlte Energie abfängt und in ein Zählereignis umsetzt,  $Z$  oder eventuell die kleinere Anzahl  $Z'$  von Ereignissen pro Sekunde konstatieren. Und dieses  $Z'$  bliebe unverändert, ob der Apparat der Quelle fern oder nahe ist, ob die Strahlung vorher absorbiert wurde oder nicht, sofern nur die dem Apparat noch zufließende Energie überhaupt hinreicht, den Zählmechanismus in Tätigkeit zu setzen. Zwei hinter- oder nebeneinander aufgestellte Apparate müßten, gleichzeitig an-



sprechend, dieselbe Zahl  $Z'$  ergeben, und die Angaben des Apparates müßten unabhängig davon sein, ob er mit großem oder kleinem ausgenutzten Raumwinkel arbeitet, da dies nur die Größe der zu zählenden Ereignisse, nicht aber ihre Zahl beeinflussen kann. Und alle diese Forderungen treffen bei den wirklich ausgeführten Zählversuchen nicht zu. Die Zahl der registrierten Impulse ist proportional dem ausgenutzten Raumwinkel  $\omega$ , wächst also bei gegebener Apparatur quadratisch mit der Abnahme der Entfernung; zwei neben- oder hintereinander stehende Zähler registrieren nie gleichzeitig. Bei zwischengestellten absorbierenden Substanzen nimmt die Zahl der Impulse im selben Maße ab, wie es bei Energiemessungen für die Abnahme der Energie gefunden wird. Und endlich: die Integration der Zählergebnisse über den vollen Raumwinkel  $4\pi$  führt mit großer Annäherung zu jener Zahl  $Z$ , die von anderweitigen Versuchen (Zählung der  $\alpha$ -Teilchen) als Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome bekannt ist, oder, mit anderen Worten: Von  $Z$  in einem Zentrum entstehenden Impulsen werden innerhalb des Raumwinkels  $\omega$ , wie bei einer Korpuskularstrahlung  $\omega Z/4\pi$  Impulse und nicht  $Z$  Impulse, wie bei einer Wellenstrahlung, beobachtet. Nun mag man vielleicht für das eine oder das andere der beschriebenen Zählergebnisse einen statistischen Mechanismus ersinnen, der trotz Wellencharakters die beobachtete anscheinende Diskontinuität vortäuscht. Den ganzen Komplex, insbesondere das Auftreten des durch seine innere Wahrscheinlichkeit so sehr gestützten „richtigen“ Wertes für  $Z$  zu erklären, wird wohl für die Wellentheorie in ihrer derzeitigen Form, wenn überhaupt, nur sehr gewaltsam möglich sein.

#### § 4. Die photoelektrische Wirksamkeit der $\gamma$ -Strahlung.

Zu den widerspruchsvollen Aussagen der Zählversuche kommen nun, wie auch in der Optik der weniger kurzen Wellenlängen, die bekannten Schwierigkeiten, die sich der klassischen Anschauung in der quantitativen Seite des lichtelektrischen Effektes entgegentürmen. Im Gebiete der ganz kurzen Wellen vielleicht eine um so eindrucksvollere Schwierigkeit, als es sich hier um ganz beträchtliche absolute Energiebeträge handelt, die dabei umgesetzt werden und durch die die Photoelektronen zu Wirkungen befähigt werden, die das ganze Erscheinungsbild der

$\gamma$ -Strahlung qualitativ beherrschen und quantitativ überhaupt erst zugänglich machen. Wie immer der Experimentator mit  $\gamma$ -Strahlen arbeitet, immer schiebt sich zwischen den  $\gamma$ -Impuls und den beobachteten Effekt das sekundäre (Photo- oder Streu-) Elektron, dessen stetige Energieabsorption in der Apparatur zur Wirkung kommt. Im speziellen lautet die einfache an die Theorie zu stellende Frage: Wie ist es zu erklären, daß die von  $\gamma$ -Strahlen in materiellen Atomen (hoher Atomnummer) ausgelöste Elektronenstrahlung in bezug auf die dem einzelnen Elektron mitgeteilte Energie unabhängig ist sowohl von der Entfernung der  $\gamma$ -Quelle als auch — sofern die verwendete  $\gamma$ -Strahlung homogen ist und vom Streueffekt abgesehen werden kann — von einer vorhergegangenen Energieschwächung durch Absorption? Wie ist es weiter zu erklären, daß in Fällen, wo ein  $\gamma$ -Impuls das Bindeglied zwischen einem primären  $\beta$ -Strahl und einem tertiären Elektron ist, Anfangs- und Endglied dieses Umwandlungsmechanismus doch nahezu die gleiche Energie aufweisen können, trotzdem eine ihre Energie gewissermaßen verstreuernde Wellenstrahlung zwischengeschaltet war? Eine derartige Fragestellung war es etwa, die seinerzeit W. H. Bragg<sup>5)</sup> zur Auffassung der  $\gamma$ -Strahlen als neutrale, nahe gewichtslose, schnell bewegte Korpuskeln und J. Stark<sup>6)</sup> zur Übertragung der Lichtquantenvorstellung auf diese Erscheinungen veranlaßte. Beide Anschauungen haben das gemeinsame, daß nach ihnen der Energieinhalt des Strahles bei der Ausbreitung in winzigen Volumenelementen konzentriert bleibt, sich nur nach einer bestimmten Richtung fortpflanzt und daher unabhängig von seiner „Ausbreitung“ befähigt ist, seine ganze irgendwo aufgenommene Energie unvermindert an einer anderen Raumstelle wieder abzugeben.

Man sieht leicht ein, daß der vom Experiment geforderten extremen räumlichen Diskontinuität der Strahlungsenergie auch durch die von Sommerfeld abgeleitete räumliche Anisotropie der  $\gamma$ -Strahlung nicht Rechnung getragen werden kann. Mit der Konzentration der Energie auch auf noch so kleine Raumwinkel ist nichts erreicht, da dies doch stets mit einer Verminderung der Energiedichte bei der Ausbreitung verbunden ist, während das Experiment eindeutig die Unabhängigkeit der Energiedichte von der Ausbreitung verlangt. Man hat andere Auswege, wie z. B. die Annahme einer Energieakkumulierung durch das Elektron,

versucht, doch bisher anscheinend ohne Erfolg; auch mit der Annahme, daß die Elektronenenergie gar nicht aus dem  $\gamma$ -Strahl stammt, sondern dieser nur ein auslösendes Moment ist, ist man nicht weiter gekommen. Und eine statistische Auffassung<sup>7)</sup> des Energiebegriffs selbst, die eine Erklärung ermöglichen würde, hat sich in den experimentellen Konsequenzen<sup>8)</sup> nicht bewährt.

### § 5. Die Streuung der $\gamma$ -Strahlung.

Ebensowenig wie es gelingt, die Energieverhältnisse bei den — als wahre Sekundärstrahlung anzusprechenden — Photoelektronen zu erklären, ebensowenig ist es möglich, nach der klassischen Theorie die bei  $\gamma$ -Strahlung beobachteten Streuvorgänge quantitativ wiederzugeben. Nach der elektromagnetischen Anschauung würde ein freies Elektron beim Darüberstreichen einer Welle im elektrischen Vektor, also senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung, zu schwingen anfangen und nun infolge seiner Bewegung — wenn zunächst von der Wirkung des magnetischen Vektors, der dem sich bewegenden Elektron ohne Vermehrung seiner Energie eine Komponente in der Richtung der einfallenden Strahlung erteilt, abgesehen wird — seinerseits eine mit der Anregung qualitätsgleiche Strahlung aussenden, die eine, bezüglich der zum Strahl senkrechten Ebene, symmetrische Energieverteilung haben soll. Die gesamte, von allen getroffenen Elektronen auf diese Art zerstreute Energie sollte unabhängig von der Wellenlänge der im Volumenelement enthaltenen Elektronenzahl proportional sein. Ein anderer Energieentzug, etwa in Form von an die Elektronen erteilter Translationsenergie, ist nicht vorgesehen. — Demgegenüber steht das  $\gamma$ -Experiment mit folgenden Erfahrungen: Die gestreute harte  $\gamma$ -Strahlung ist in ihrer Energieverteilung unsymmetrisch, und zwar derart stark, daß fast die gesamte Energie in den „Austrittsraum“, d. h. in die Richtung der Primärstrahlung, und nichts in den „Eintrittsraum“ — d. i. der Halbraum entgegen der Primärstrahlung — gestreut wird. Ebenso tritt gleichzeitig eine  $\beta$ -Strahlung auf, die gleichfalls starke Asymmetrie zeigt, von der aber zunächst experimentell nicht überall sichergestellt ist, welcher Bruchteil als Photo-, welcher als Streuelektronen aufzufassen ist. Der gesamte Streubetrag ist weit kleiner, als von der Theorie verlangt wird, und scheint mit zunehmender  $\gamma$ -Härte abzunehmen, also wellenlängenabhängig

zu sein. Und endlich spricht vieles dafür, daß die gestreute Strahlung qualitätsverschieden mit der Primärstrahlung ist. Es sei aber gleich hinzugefügt, daß die stellenweise vorsichtige Stilisierung bezüglich der experimentellen Erfahrungen sich speziell auf die  $\gamma$ -Versuche bezieht. Die Ergebnisse an kurzwelliger Röntgenstrahlung würden eine fast in allen Punkten gleichlautende, aber weit bestimmtere Ausdrucksweise gestatten.

Die Unstimmigkeit zwischen Theorie und Experiment schien nun wenigstens teilweise gemildert werden zu können; Debye zeigte, daß infolge der Regelmäßigkeit der Elektronenanordnung im Atom sich Phasenbeziehungen und Interferenzerscheinungen in der gestreuten Strahlung dann einstellen müssen, wenn die Wellenlängen vergleichbar werden mit den Elektronenabständen, und auch erhalten bleiben, wenn die Atome selbst völlig regellos angeordnet sind. Die Folge davon ist (für einen gewissen Wellenlängenbereich) eine auftretende Asymmetrie der Streustrahlung und eine Vergrößerung des gesamten Streubetrages. Jedoch genügt auch diese Modifikation dem Experiment nicht; nicht nur, daß sie das auch bei  $\gamma$ -Strahlen sichergestellte Absinken des Streukoeffizienten unter den klassischen Wert nicht erklären kann, sie vermag auch nicht den beobachteten enorm hohen Grad der Asymmetrie wiederzugeben, sie ist also schon nicht zureichend für die beiden zweifelsfrei festgestellten Eigenschaften der  $\gamma$ -Streustrahlung. Aber auch die beiden anderen im Bereiche der  $\gamma$ -Strahlung nicht so eindeutig nachgewiesenen Erscheinungen, die Wellenlängenabhängigkeit des Streukoeffizienten sowie Wellenlängenänderung der gestreuten Strahlung finden keinerlei Rückhalt in der elektromagnetischen Theorie.

## § 6. Die Lichtquantentheorie.

Faßt man also das bisher Gesagte, das einen kurzen Auszug von in späteren Kapiteln eingehender zu besprechenden Tatsachen darstellt, zusammen, so könnte man etwa folgendermaßen formulieren: Während beim sichtbaren Licht die erdrückende Mehrzahl der Erscheinungen nur wellenmäßig zu verstehen ist, ändern sich mit abnehmender Wellenlänge die Erscheinungsformen in dem Sinne, daß der quasikorpuskulare oder, wie man jetzt sagt, der Lichtquantencharakter immer mehr unter Zurückdrängung von

Wellenerscheinungen hervortritt, bis bei den derzeit am äußersten Ende der Wellenskala stehenden  $\gamma$ -Strahlen das quantenhafte Verhalten dermaßen überwiegt, daß sie in ihrem Gesamtverhalten mit einer Korpuskularstrahlung weit mehr Ähnlichkeit besitzen, als mit einer selbst degenerierten Wellenstrahlung. Es ist so, wie wenn die Annäherung der Wellenlänge an den kleinsten realisierbaren Längenmaßstab, an den Wasserstoffkern, der Erscheinung die Möglichkeit nehme, sich wellenmäßig zu äußern und ihr nur die ja schon beim sichtbaren Licht vorhandene Fähigkeit, sich quantenhaft und diskontinuierlich zu betätigen, beließe. Infolge des Fehlens wellenartiger Äußerungen und infolge der Unfähigkeit der Wellentheorie zur Beschreibung dieser anders gearteten Erscheinungsformen hat auch der Begriff „Wellenlänge“, der am anderen Ende der Wellenlängenskala so unschätzbare Dienste leistet, hier keinen anschaulichen Sinn und keinen heuristischen Zweck und wurde ja auch schon bei der Anwendung der elektromagnetischen Theorie auf so extreme Wellenvorgänge durch das Wort „Impulsbreite“ ersetzt. Das Charakteristikum der  $\gamma$ -Strahlung ist vielmehr, wie bei einer Korpuskularstrahlung, der Energieinhalt; nach der Quantentheorie beträgt er pro Impuls  $h\nu$ , worin  $\nu = c/\lambda$  das Maß einer Eigenschaft ist, die erst beim Übergang zu langen Wellen als Frequenz  $\nu$  oder Wellenlänge  $\lambda$  greifbare Formen annimmt. — Als feldlose Nadelstrahlung, als freies Lichtquantum von der Energie  $E_\gamma = h\nu$ , von der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sec, vom Impuls  $\frac{h\nu}{c}$  und von der Masse  $\frac{h\nu}{c^2}$  faßt die neuere Theorie den  $\gamma$ -Strahl auf, und es ist schon aus dem bisher Gesagten ohne weiteres vorauszusehen, daß diese Auffassung der Beschreibung des experimentell festgelegten quasikorpuskularen Charakters der  $\gamma$ -Strahlung qualitativ besser und anschaulicher gerecht werden wird, als die elektromagnetische Theorie. Tritt ein solches Lichtquant in Wechselwirkung mit Materie, so ist nicht mehr die Oszillation eines elektrischen Feldes dasjenige, was die Beschleunigung des Elektrons und die daraus zwangläufig folgenden sekundären Strahlungserscheinungen veranlaßt, sondern die Einwirkung des  $\gamma$ -Quants auf das Elektron wird ohne Rücksicht auf die ins Spiel tretenden elektrischen Ladungen als elastischer oder unelastischer Stoß zweier neutraler Körper behandelt, von denen der eine, das

Lichtquant, die unveränderliche Geschwindigkeit  $c$  hat, wenn er nicht überhaupt verschwindet.

Im 3. Abschnitt werden die heute üblichen theoretischen Anschauungen dieser Lichtquantentheorie und die daraus sich ergebenden Folgerungen entwickelt. Die folgenden Abschnitte 4 bis 10 sind dann im wesentlichen der Aufgabe gewidmet, die vorliegenden experimentellen Daten daraufhin zu untersuchen, ob sie sich durch diese Folgerungen quantitativ beschreiben lassen und, wenn dies zutrifft, dadurch rückwirkend die Brauchbarkeit der obigen einfachen Grundannahmen im Gebiete der kürzesten Wellen erweisen.

Vorausgeschickt möge aber werden: Angenommen, daß das Ergebnis des Vergleiches zwischen Theorie und Experiment günstig ausfällt, oder — vorsichtiger gesagt — so ausfällt, daß man im Verein mit den diesbezüglichen Erfahrungen im Gebiete der Röntgenwellen zu dem Schluß kommt, die Quantentheorie in der vorliegenden Form sei in bezug auf ihre Verwendbarkeit zur Beschreibung des Geschehens im kurzwelligen Bereich der elektromagnetischen Theorie weit überlegen; dies angenommen, was ist dann erreicht? Dann hat sich gezeigt, daß sich Geschehnisse, von denen fast mit Gewißheit ausgesagt werden kann, daß bei ihnen die elektrische Ladung eine führende Rolle spielt, quantitativ wiedergeben lassen durch Konsequenzen aus einem Grundgedanken, der völlig mechanisch ist und in welchem der Elektronenladung nur eine ganz untergeordnete Rolle, etwa die eines Proportionalitätsfaktors zukommt. Mag dieses Bild noch so einfach, noch so quantitativ folgerichtig sein — erkenntnistheoretisch ist damit kaum etwas gewonnen. Gewonnen ist das, daß man einen großen Erscheinungskomplex einfach zu beschreiben gelernt hat; daß man jede der künftigen Theorien und der künftigen Versuche, den obwaltenden Mechanismus wenigstens so weit zu verstehen, daß er sich in das übrige Naturbild einfügt, daß man also solche Theorien nur daraufhin zu untersuchen hat, ob ihre quantitativen Folgerungen sich überführen lassen in die der formal bewährten Quantentheorie. Gewonnen ist also nur ein Schema, ein übersichtliches Formelsystem, aber kein Verständnis. Und in diesem Sinne wurde eingangs gesagt: Ehrlicherweise kann man auch heute nicht viel mehr verantworten als die bereits im Jahre 1904 erfolgte Konstatierung: „die wahre Natur der  $\gamma$ -Strahlung ist noch nicht bekannt“.

### § 7. Die Quellen der $\gamma$ -Strahlung.

Vor Eingehen in die Einzeldarstellung sei noch eine kurze Übersicht über die zur Verfügung stehenden  $\gamma$ -Quellen gegeben, als welche fast ausschließlich die radioaktiven Substanzen in Frage kommen. Die folgende Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der derzeit als  $\gamma$ -strahlend bekannten radioaktiven Substanzen.

Die Tabelle enthält den Namen, das Symbol, die Atomnummer  $N$  und die Zerfallsart (ob  $\alpha$ - oder  $\beta$ -zerfallend) des betreffenden radioaktiven Kernes. Ferner die Dominante und Atomnummer jener Plejade, zu der die Atomhülle **nach** dem Zerfall, also nach Abstoßung des  $\alpha$ - bzw.  $\beta$ -Teilchens aus dem Kerne gehört, denn diese Hülle ist der Entstehungsort einer sei es durch das abgestoßene Teilchen, sei es durch die Kern- $\gamma$ -Strahlung eventuell angeregten Fluoreszenzstrahlung. Dann sind in der Tabelle angeführt die im wesentlichen von E. Rutherford und H. Richardson, A. S. Russell und I. Chadwick, sowie H. Richardson<sup>9)</sup> angegebenen Schwächungskoeffizienten in Aluminium, und zwar nach dem Vorgange Rutherfords verteilt auf vier Gruppen I bis IV. In der letzten Kolonne ist die Anzahl der  $\gamma$ -Linien angeführt, die die betreffende Substanz derzeit nach der photoelektrischen Analyse (vgl. Tabelle 9 auf S. 75) aufweist.

Es ist von Interesse, die Angaben dieser Tabelle 1 mit den an Röntgenstrahlen gemachten Erfahrungen über den Zusammenhang von Schwächungskoeffizient und Wellenlänge einerseits, Wellenlänge und Entstehungsort von Fluoreszenzstrahlung andererseits zu vergleichen. Man entnimmt z. B. dem Tabellenwerk Landolt-Börnstein (5. Aufl. 1923, 2. Bd., S. 858 ff.) zunächst folgende Zusammenstellung über  $\mu_{Al}$  als  $f(\lambda)$  (Tabelle 2).

Die Gegenüberstellung der Gruppen I bis IV in Tabelle 1 mit den Zahlen der Tabelle 2 zeigt, daß die zu diesen Gruppen gehörigen Wellenlängen folgende Werte haben müssen:

	Nach Tabelle 1.		Nach Tabelle 2.
Gruppe I	$\mu_{Al} = 120$	bis 1088	$\lambda = 1,5$ bis $3,3 \text{ \AA.-E.}$
„ II	$\mu_{Al} = 16$	„ 45	$\lambda = 0,7$ „ 1,0 „
„ III	$\mu_{Al} = 0,36$	„ 0,7	$\lambda = 0,100$ „ 0,2 „
„ IV	$\mu_{Al} = 0,096$	„ 0,27	$\lambda < 0,100$

Tabelle 1. Verzeichnis der  $\gamma$ -Quellen und der Härte ihrer Strahlung.

Die strahlende Substanz		Die strahlende Substanz				$\mu$ in Aluminium				Linien- zahl			
		Vor dem Zerfall		Art des Zerfalles	Nach dem Zerfall (Plejade)		(M-Serie)	(J-Serie)	(K-Serie)		(Kern)		
		Name und Symbol	N		Symbol	N						I	II
Uran X <sub>2</sub>	8,36	UX <sub>2</sub>	91	$\beta$ -Zerfall	U	92	—	—	—	—	0,14	—	—
Uran X <sub>1</sub>	1570	UX <sub>1</sub>	90	$\beta$ - "	Pa	91	—	—	—	—	—	—	—
Mesothor 2		MsTh <sub>2</sub>	89	$\beta$ - "	Th	90	24	0,7	—	—	—	—	—
Ionium		Io	90	$\alpha$ - "	Ra	88	26	—	—	—	—	—	—
Radioactinium		RdAc	90	$\alpha$ - "	Ra	88	1088	0,41	—	—	—	—	—
Radium		Ra	88	$\alpha$ - "	Em	86	22,7	—	—	—	—	—	—
Actinium X		AcX	88	$\alpha$ - "	Em	86	354	—	—	—	—	—	—
Radium C (C'')		RaC	83	$\beta$ - "	Po	84	—	—	—	—	—	—	—
Radium D		RaD	82	$\beta$ - "	Po	84	—	—	—	—	—	—	—
Radium B		RaB	82	$\beta$ - "	Bi	83	—	—	—	—	—	—	—
Actinium B		AcB	82	$\beta$ - "	Bi	83	230	1,00	—	—	—	—	—
Thorium B		ThB	82	$\beta$ - "	Bi	83	120	0,57	—	—	—	—	—
Radium F		RaF	84	$\alpha$ - "	Pb	82	31	0,45	—	—	—	—	—
Actinium C''		AcC''	83	$\beta$ - "	Pb	82	32	0,36	—	—	—	—	—
Thorium C''		ThC''	83	$\beta$ - "	Pb	82	585	—	—	—	—	—	—
													0,198
													0,096

Tabelle 2. Die Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten  $\mu$  in Al von der Wellenlänge  $\lambda$  (in Ångström-Einheiten).

$\lambda$ in Å.-E.	8,36	3,36	2,29	1,93	1,78	1,54	1,46	1,00	0,861
$\mu_{Al}$	1570	1180	367	239	194	128	160	98,0	24,2
$\lambda$	0,666	0,551	0,453	0,368	0,308	0,209	0,258	0,179	0,120
$\mu_{Al}$	11,0	6,72	4,00	2,33	1,53	0,74	1,06	0,52	0,471
									0,743
									15,8

<sup>1)</sup> Aus Messungen von S. J. M. Allen, Phys. Rev. 24, 1, 1924.



Die so ermittelten Wellenlängen lassen sich nun zwanglos in die einzelnen Serien der Atome von  $N = 92$  bis  $N = 82$  einordnen. Denn nach Landolt-Börnstein (S. 808 ff.) liegen für diese Elemente

die Absorptionsgrenzen der <i>K</i> -Serie zwischen	0,108	und	0,14	Å.-E.
„ Wellenlängen	„ <i>L</i> -	„	0,54	„ 1,18 „
„	„ <i>M</i> -	„	2,8	„ 5,3 „

Bedenkt man die Schwierigkeiten und Unsicherheit der Absorptionsmessungen für derartige absolute Zwecke, so wird man die Zahlenübereinstimmung für genügend halten, um mit großer Wahrscheinlichkeit aussagen zu können, daß obige Gruppen I, II, III, so wie es am Kopf der Tabelle 1 in Klammern eingeschrieben ist, der Fluoreszenzstrahlung aus der *M*-, *L*- und *K*-Schale entsprechen, daß aber die zur Gruppe IV gehörigen Schwächungskoeffizienten und Wellenlängen zu klein sind, als daß sie einer in der Atomhülle entstandenen Fluoreszenzstrahlung zugeordnet werden könnten. Sie wird als Kernstrahlung anzusprechen sein; und auf diese Strahlungen, die sich durch Härte und Wellenlänge quantitativ, durch ihren Entstehungsort qualitativ von der Röntgenstrahlung unterscheiden, sollte eigentlich der Name „ $\gamma$ -Strahlung“ beschränkt bleiben.

Von den in Tabelle 1 angeführten  $\gamma$ -Quellen sind die meisten sehr wenig ergiebig und für Zwecke der Untersuchung von  $\gamma$ -Eigenschaften eignen sich wesentlich nur *MsTh* und die *C*-Produkte. Außer diesen spontanen  $\gamma$ -Quellen kommen noch künstliche in Frage; denn sowohl von  $\alpha$ - als von  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung werden in Materie sekundäre Wellen ausgelöst. Als eigentliche Kern- $\gamma$ -Strahlung dürfte keine von ihnen aufzufassen sein. F. P. Slater<sup>10)</sup> allerdings glaubt die bei starker  $\alpha$ -Bestrahlung von *Sn* und *Pb* entstehende  $\gamma$ -Strahlung als aus dem Kern stammend erklären zu müssen. Im Zusammenhang mit der bei  $\alpha$ -Zerfall (*Io*, *RdAc*, *Ra*, *Po*, *AcX*) auftretenden Kernstrahlung ist ferner die Beobachtung von M. Akiyama<sup>11)</sup> von Interesse, daß — wie an stereoskopischen Aufnahmen mit der Wilsonkammer gefunden wurde — beim Zerfall eines Atoms (*AcA*, *AcB*) in vielen (25 Proz.) Fällen die Bahnen des abgeschleuderten  $\alpha$ -Teilchens und des zurückprallenden Restatoms („Rückstoßatom“) nicht in einer Geraden liegen. Es wäre dies eine sichtbare Folge einer gleich-

zeitig ausgesendeten  $\gamma$ -Strahlung, deren Impuls  $\frac{h\nu}{c}$  für die in solchen Fällen entstehende scheinbare Abweichung vom Impulssatz aufzukommen hätte. Akiyama berechnet als zugehörige  $\gamma$ -Wellenlängen Größenordnungen von  $10^{-3}$  Å.-E.

## 2. Abschnitt.

### $\gamma$ -Strahlung und elektromagnetische Theorie<sup>19)</sup>.

#### § 8. Entstehung und Eigenschaften der $\gamma$ -Welle nach der Sommerfeldschen Theorie.

Die ursprünglich bekannten hauptsächlichsten Merkmale der  $\gamma$ -Strahlung, das sind Unablenkbarkeit im elektrischen und magnetischen Felde, die Unmöglichkeit, Ladungs- oder Massentransport nachzuweisen, sowie die starke Durchdringungsfähigkeit, zeigen, wie in der Einleitung schon kurz erwähnt, in qualitativer Hinsicht solche Ähnlichkeit mit den Haupteigenschaften der Röntgenstrahlung, daß man sie verhältnismäßig schnell als das derzeit bekannte letzte Ende in der Reihe der Strahlungstypen auffaßte, die bei den langen elektrischen Wellen beginnend über Wärme-, Licht- und Röntgenstrahlung nun bis zur  $\gamma$ -Strahlung reicht und Wellenlängen von  $10^6$  bis  $10^{-11}$  cm aufweist. — Es war daher auch gegeben, jene klassischen Grundsätze, die sich zur Erklärung der Entstehung längerer Wellen bewährt hatten, auf die Entstehung der  $\gamma$ -Strahlen zu übertragen und zu versuchen, auf diesem Wege Anhaltspunkte über das Verhalten derselben zu erlangen.

Die elektromagnetische Theorie denkt sich die  $\gamma$ -Strahlung entstanden durch die rapide Beschleunigung, die das Elektron eines unter  $\beta$ -Strahlung zerfallenden radioaktiven Atoms bei der Ausstoßung aus dem Kern erfährt. In dieser spezialisierten Form, die das Auftreten von  $\gamma$ -Strahlung an die Existenz von  $\beta$ -Strahlung bindet, kommt man bei den Fällen, wo ein  $\alpha$ -Zerfall von  $\gamma$ -Strahlung begleitet ist, zu Schwierigkeiten; ob diese aber grundsätzlicher Natur sind, mag dahingestellt bleiben, da sich ja im Innern des Kernes Vorgänge abspielen könnten, die einer  $\beta$ -Beschleunigung im Außenraum gleich oder gleichwertig wären.

Eine nicht ganz korrekte, aber anschauliche geometrische Überlegung<sup>13)</sup> möge die später mitgeteilten strengen Ergebnisse, die A. Sommerfeld<sup>14)</sup> unter Ausbau der Arbeiten seiner Vorgänger<sup>15)</sup> abgeleitet hat, verständlicher machen. In Abb. 1 befände sich in  $O$  ein bis zum Beginn der Zeitzählung ruhendes Elektron, dessen radial ausstrahlende Kraftlinien bis zu diesem Zeitpunkt den ganzen Raum des Zeichnungsschnittes erfüllend zu denken sind: Zur Zeit  $t = 0$  werde das Elektron gleichförmig entlang der Strecke  $\overline{OO'} = \frac{v}{2} \Delta$  beschleunigt und dann mit der Endgeschwindigkeit  $v$  sich selbst überlassen, so daß es

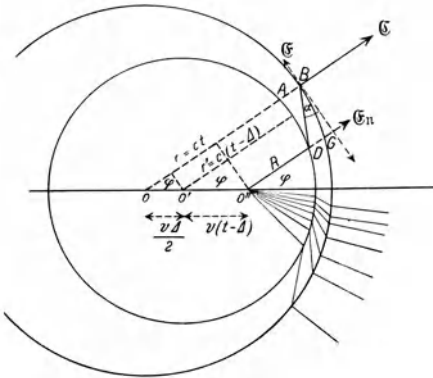


Abb. 1. Entstehung der unsymmetrischen Impulsschale um ein entlang von  $\overline{OO'}$  beschleunigtes Elektron.

nach der Zeit  $t$ , im Zeitpunkt, den die Abbildung darstellt, bis  $O''$  gelangt ist. Die Nachricht, daß das Elektron seinen Anfangsplatz in  $O$  verlassen hat und sich zugleich die mit ihm starr verbundenen Kraftlinien verschoben haben, eilt, von  $O$  ausgehend, wie jede Kraftlinienstörung, mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  in den Raum und ist zur Zeit  $t$  auf die um  $O$  mit  $r = ct$  geschlagene Kugeloberfläche gelangt. Außerhalb derselben herrscht im betrachteten Zeitpunkt noch das elektro-

statische Ruhefeld. Analog ist die Nachricht, daß das Elektron die Beschleunigungsstrecke  $\overline{OO'}$  zurückgelegt und seine von nun an stationäre Endgeschwindigkeit  $v$  erreicht hat, bis zu der um  $O'$  mit  $r' = c(t - \Delta)$  gezeichneten Kugelfläche gekommen. Innerhalb derselben herrscht im betrachteten Zeitpunkt das dem gleichförmig bewegten Elektron entsprechende stationäre Feld. Zwischen den Kugelflächen liegt die dem Beschleunigungsvorgang entsprechende Feldstörung, die sich, Außen- und Innenfeld trennend, mit Lichtgeschwindigkeit als Kugelschale ausbreitet, ohne daß sich die Schalendicke mit der Zeit ändert. Doch ist die Schalendicke  $\lambda$ , die sogenannte „Impulsbreite“, mit der Beob-

achtungsrichtung verschieden, und wie aus der Abbildung leicht zu ersehen ist, gegeben durch:

$$\lambda = \overline{AB} = r - (r' + \overline{OO'} \cos \varphi) = c \mathcal{A} \left( 1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi \right),$$

wenn  $\varphi$  der Winkel zwischen Beschleunigungs- und Beobachtungsrichtung und  $\beta = \frac{v}{c}$  ist. In der Beschleunigungsrichtung ( $\varphi = 0$ )

liegt der kleinste Wert  $\lambda_{\min} = c \mathcal{A} \left( 1 - \frac{\beta}{2} \right)$ , in der entgegengesetzten Richtung ( $\varphi = \pi$ ) das Maximum  $\lambda_{\max} = c \mathcal{A} \left( 1 + \frac{\beta}{2} \right)$ ;

als Mittelwert berechnet man  $\bar{\lambda} = c \mathcal{A}$ .

Von einer Kraftlinie in der Richtung  $\varphi$ , die ursprünglich die Ruhelage  $O$  über  $A$  und  $B$  mit  $C$  verbunden hat, ist im Außenraum noch das Stück  $\overline{BC}$  vorhanden. Im Innenfeld hat diese die wirkliche Lage des Teilchens wieder unter  $\varphi$  verlassende Linie die Lage  $O''D$ , somit ist  $DB$  die Linienlage in der gestörten Schicht. Man kann sie entstanden denken durch die Überlagerung des Innenfeldes (Feldkraft  $E_n = \frac{e}{R^2}$  an der Stelle  $G$  mit der Richtung  $O''G$ ) und einer tangentiellen Zusatzfeldkraft  $E = E_n \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}$ . Diese die Kugelfläche tangierende Feldkraft ist es, welche zusammen mit der von ihr erregten magnetischen Feldkraft  $H$  (die in unserer ebenen Darstellung senkrecht zur Papierfläche steht) die mit Lichtgeschwindigkeit erfolgende Ausbreitung der Störung in der jeweiligen zur Ebene der Vektoren  $H$  und  $E$  senkrechten, also radialen Richtung vermittelt. Auch die Größe von  $E$  läßt sich in dieser Darstellung wenigstens annähernd bestimmen. Da (wenn  $t \gg \mathcal{A}$ )

$$E_n = \frac{e}{R^2}; \quad R \simeq r - \overline{OO'} \cos \varphi = ct(1 - \beta \cos \varphi);$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\overline{DG}}{O C'' \sin \varphi} = \frac{\lambda}{vt \sin \varphi},$$

so folgt für  $E$ :

$$\begin{aligned} E &= \frac{E_n}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{e vt \sin \varphi}{\lambda c^2 t^2 (1 - \beta \cos \varphi)^2} \\ &= \left( \frac{v}{\mathcal{A}} \right) \frac{e \sin \varphi}{r c^2 (1 - \beta \cos \varphi)^2 \left( 1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi \right)}. \end{aligned}$$

Die Diskussion sei an die Ergebnisse der korrekten Berechnung [A. Sommerfeld<sup>14</sup>], die in den folgenden Formeln zusammengestellt sind, angeschlossen.

Während des Beschleunigungsvorganges sei zur Zeit  $\mathcal{A}'$  der Momentanwert der Geschwindigkeit  $v' = \beta' c$ ; es werde  $e$  und  $E$  im elektrostatischen,  $H$  im elektromagnetischen Maße gemessen, so daß die Energie pro Zeit und Flächeneinheit  $\mathbf{E} = \frac{cEH}{4\pi}$  ist.

Dann sind in der Entfernung  $r$  und in der Richtung  $\varphi$  die transversalen Feldkräfte gegeben durch

$$E = H = \left(\frac{v'}{\mathcal{A}'}\right) \cdot \frac{e}{rc^2} \cdot \frac{\sin \varphi}{(1 - \beta' \cos \varphi)^3}.$$

Daher \*) die Energiedichte für einen beliebigen Augenblick des Beschleunigungsprozesses:

$$E'_\nu(\varphi) = \left(\frac{v'}{\mathcal{A}'}\right)^2 \cdot \frac{e^2}{4\pi r^2 c^3} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta' \cos \varphi)^6} \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

Die gesamte, während des ganzen Beschleunigungsvorganges ausgestrahlte Energiemenge pro Quadratcentimeter der Kugelfläche ist (Integration über die Beschleunigungsdauer  $\mathcal{A}$ ;  $v = \beta c$  als Endgeschwindigkeit):

$$E_\nu(\varphi) = \left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right) \cdot \frac{e^2}{16\pi c^2 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \left[ \frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right] \cdot \cdot \quad (2)$$

Integriert über die ganze Kugelfläche ergibt sich daraus als Gesamtenergie  $E_\nu$  des entstehenden  $\gamma$ -Impulses der Ausdruck

$$E_\nu = \left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right) \frac{e^2}{24c^2} \frac{1}{(1 - \beta)^2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

Dabei fußt die Berechnung von (2) und (3) auf der vereinfachenden Annahme, daß der die Strahlung verursachende Beschleunigungsvorgang des Elektrons längs der Strecke  $O'O'$  ein gleichförmiger sei.

Über die Aussagen der Gl. (2) betreffs der Intensitätsverteilung des  $\gamma$ -Impulses in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$  gegenüber der Beschleunigungsrichtung orientiert am schnellsten eine graphische Darstellung. Da mit zunehmendem  $\beta$  die Maxima der

\*) M. Abraham, Lehrbuch der Elektrizität II.

Kurve 2 sehr schnell zunehmen, so ist nicht  $E_\gamma(\varphi)$  als  $f(\varphi)$  graphisch dargestellt, sondern  $E_\gamma(\varphi)$  in Bruchteilen der zu jedem  $\beta$  gehörigen Gesamtenergie  $E_\gamma$ , und zwar als Ordinate:

$$\frac{2\pi r^2}{3} \cdot \frac{E_\gamma(\varphi)}{E_\gamma} = (1 - \beta)^2 \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \left[ \frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right].$$

Aber selbst da noch mußte, um die Abb. 2 übersichtlich zu halten, der Maßstab der beiden ersten Kurven passend (12- bzw. 9 mal) verkleinert werden. Die Abbildung zeigt nun, wie sich der Hauptteil der Energie des  $\gamma$ -Impulses um so mehr und näher

an die Richtung des bewegten Elektrons (man denke dieses im Ursprung nach der positiven Ordinatenrichtung beschleunigt) herandrängt, je größer  $\beta$ , je größer also die Endgeschwindigkeit des Elektrons ist. Im Falle  $\beta = 0,998$  ( $v = 2,99$

$10^{10}$  cm/sec als oberer Geschwindigkeitsbereich von RaC- $\beta$ -Teilchen) ist schon fast die ganze Energie in einem symmetrisch zum  $\beta$ -Teilchen gelegenen Raumteil enthalten, dessen Form man erhält, wenn man an den Zwischenraum zwischen zwei ineinandergesteckten Trichtern von etwa  $1/2$  und  $5^\circ$  Öffnung denkt.

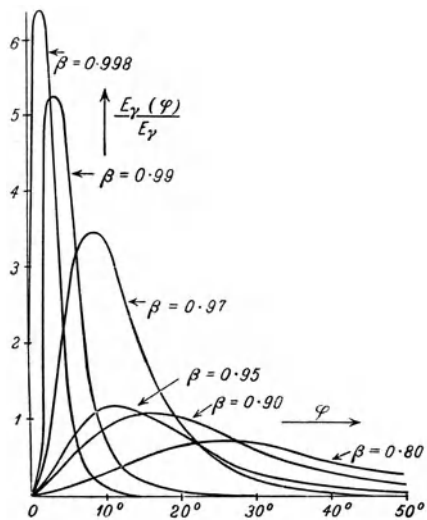


Abb. 2. Die Energiedichte (in Bruchteilen der Gesamtenergie) als Funktion der Emissionsrichtung  $\varphi$ . Die Ordinate der Kurve ( $\beta = 0,998$ ) sind 12 mal, die der Kurve ( $\beta = 0,99$ ) 9 mal verkleinert.

Nun wird das in seiner Masse mit der Geschwindigkeit variable und zugleich Strahlungsenergie abgebende Elektron wahrscheinlich nicht gleichförmig beschleunigt werden, wie es die bisherigen Formeln voraussetzen. Sommerfeld hat daher — über den Beschleunigungsvorgang ist ja nichts bekannt — auch den Fall gerechnet, daß das Elektron seine Beschleunigung einem konstanten Kraftfelde (irgendwo innerhalb des Atoms) entnimmt und daher nur eine für den mitbewegten Beobachter konstante

„Eigenbeschleunigung“  $\left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right)_0$  erhält, wobei  $\left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right) = \left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right)_0 (1-\beta)^{2/3}$  ist. In diesem Falle wird für  $E_\gamma(\varphi)$  ein komplizierterer Ausdruck erhalten, dessen Aussage sich jedoch im wesentlichen mit (2) deckt. Für die gesamte Energie des  $\gamma$ -Impulses erhält man an Stelle von (3) die Formel

$$E_{\gamma_0} = \left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right)_0 \frac{2e^2}{3c^2} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \dots \dots \dots (3a)$$

Damit läßt sich z. B. das Verhältnis zwischen der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Energie rechnen. Im Ausdruck  $E_{\gamma_0}/E_\beta$  ist  $E_\beta$  durch die bekannte relativtheoretische Formel

$$E_\beta = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \dots \dots \dots (4)$$

und demnach wieder alles gegeben bis auf die Beschleunigung  $(v/\mathcal{A})_0$ ; da diese bei der Ableitung konstant vorausgesetzt wurde, so läßt sie sich nach dem Satz der lebendigen Kraft zum Beschleunigungsweg  $OO' = l$  in Beziehung setzen durch

$$\left(\frac{v}{\mathcal{A}}\right)_0 = \frac{c^2}{l} \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

So ergibt sich für das gesuchte Verhältnis:

$$\frac{E_{\gamma_0}}{E_\beta} = \frac{2e^2}{3m_0 c^2 l} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \dots \dots \dots (5)$$

Hierin ist nur die Beschleunigungsstrecke  $l$  nicht bekannt; die Größenordnung von  $l$  ist jedoch abschätzbar, da sich der Beschleunigungsvorgang innerhalb des Kernes abspielen muß, denn außerhalb desselben wird das Elektron von der starken positiven Kernladung wieder gebremst.

Endlich berechnet Sommerfeld die zu erwartende Wellenlänge, indem er für die sehr anisotrope Form (vgl. Abb. 2) der Intensitätsverteilung von  $\gamma$ -Strahlen, die zu hochgeschwinden  $\beta$ -Teilchen gehören, die Impulsbreite an der Stelle  $\varphi_m$  der in engem Winkelbereich konzentrierten Maximalintensität bestimmt. Es ergibt sich (wieder konstante Eigenbeschleunigung vorausgesetzt):

$$\lambda = l \left[ \frac{1 + \sqrt{1-\beta^2}}{\beta} - \cos \varphi_m \right] \dots \dots \dots (6)$$

worin  $\varphi_m$  für  $\beta \simeq 1$  den Näherungswert  $\cos \varphi_m = \frac{2+\beta}{3}$  hat.

## § 9. Diskussion der Ergebnisse.

Das so gewonnene Formelsystem läßt sich nun in seinen Aussagen mit dem Experiment vergleichen. Was das Verhältnis  $E_{\gamma_0}/E_\beta$  anbelangt, so übersieht man zunächst, daß es, falls man  $l$  in allen Fällen konstant voraussetzen würde, mit zunehmendem  $\beta$  anwachsen würde (vgl. die Zunahme von  $\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$  in Tabelle 3), was in Übereinstimmung damit steht, daß z. B., an Ionisation gemessen, zur schnelleren  $\beta$ -Strahlung die energiereichere  $\gamma$ -Strahlung gehört. — Versucht man andererseits, ob im Extremfall der völligen gegenseitigen Übertragbarkeit von Elektronen- und Strahlungsenergie ( $E_\beta = E_{\gamma_0}$ ) brauchbare Größenordnungen für  $l$  aus Gl. (5) und weiter brauchbare Werte für  $\lambda$  aus Gl. (6) erhältlich sind, so ergeben sich die in Tabelle 3 zusammengestellten Zahlen. Dabei hat der in (5) auftretende konstante Faktor den Wert  $\frac{2e^2}{3m_0c^2} = 1,87 \cdot 10^{-13}$  [ $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$  st. E.;  $m_0 = 9,003 \cdot 10^{-28}$  g;  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sec].

Tabelle 3. Zahlenwerte zur Sommerfeldschen Formel (5) und (6).

$v$	$\beta = \frac{v}{c}$	$\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$l$ cm	$\varphi_m$	$\lambda/l$	$\lambda$ cm
$1,5 \cdot 10^{10}$	0,5	0,57	$1,07 \cdot 10^{-13}$	(35°)	(2,90)	$(3,11 \cdot 10^{-13})$
$2,65 \cdot 10^{10}$	0,85	1,62	$3,03 \cdot 10^{-13}$	(18°)	(0,85)	$(2,56 \cdot 10^{-13})$
$2,91 \cdot 10^{10}$	0,97	3,99	$7,46 \cdot 10^{-13}$	8°	0,29	$2,17 \cdot 10^{-13}$
$2,994 \cdot 10^{10}$	0,998	15,72	$29,4 \cdot 10^{-13}$	2°	0,07	$2,06 \cdot 10^{-13}$

Die Tabelle zeigt in der dritten Spalte den bereits erwähnten richtigen Gang des unter Konstanz von  $l$  berechneten Verhältnisses  $E_{\gamma_0}/E_\beta$ ; sie zeigt in der vierten Spalte, daß für  $E_{\gamma_0}/E_\beta = 1$  in der Tat Werte für die Beschleunigungsstrecke  $l$  resultieren, die innerhalb des für Kerndimensionen heute angesetzten Bereiches von  $10^{-12}$  bis  $10^{-13}$  cm liegen. Die ersten Zahlen der folgenden Spalten sind geklammert, da sie mit der oben für  $\varphi_m$  gegebenen Näherungsformel gerechnet wurden, obwohl  $\beta \ll 1$  ist. Spalte 7 zeigt dann, daß die  $\gamma$ -Wellenlängen erstens den richtigen Gang haben, indem dem schnelleren  $\beta$ -Teilchen eine kleinere Impulsbreite seiner Strahlung, also eine härtere  $\gamma$ -Strahlung entspricht;



und man erhält zweitens Absolutzahlen, die erwartungsgemäß unterhalb der Röntgenwellenlängen ( $10^{-8}$  cm) zu liegen kommen.

Die nach Formel (2) bzw. Abb. 2 zu erwartende Anisotropie wurde entsprechend einem Vorschlage E. v. Schweidlers<sup>4)</sup> Gegenstand von Experimentaluntersuchungen [Edgar Meyer<sup>16)</sup>]. Der Gedankengang bei diesen nach Technik, Auswertung und Auslegung komplizierten Versuchen, deren genaue Beschreibung den hier verfügbaren Platz weit überschreiten würde, ist kurz etwa der folgende: wäre die Energieausstrahlung einer  $\gamma$ -Quelle räumlich isotrop (Kugelwelle), so müßten zwei nebeneinander gestellte und völlig identische Ionisationsgefäße den gleichen Strom bzw. bei Differentialschaltung den Strom Null zeigen. Wäre die  $\gamma$ -Strahlung korpuskular, also extrem anisotrop, so würde der Differentialstrom nur im Mittel über längere Zeiten Null sein können; um diesen mittleren Wert müßten Schwankungen auftreten, da es innerhalb des Zeitmomentes  $\Delta t$  vom Zufall abhängt, ob das Präparat mehr  $\gamma$ -Korpuskel in das eine oder in das andere Gefäß sendet. Beim Übergang von der völlig gerichteten zur isotropen Strahlung müßten die Schwankungen immer kleiner werden und schließlich verschwinden. — Meyer selbst sowie E. Buchwald<sup>17)</sup> deuteten die Versuchsergebnisse dahin, daß sie mit den Sommerfeldschen Überlegungen im Einklang seien. Von anderer Seite<sup>18)</sup> dagegen wurde eingewendet, daß diese Ionisationsversuche überhaupt keine Entscheidung bringen können, da die zufälligen Schwankungen des Ionisierungsvorganges — nicht die  $\gamma$ -Strahlen ionisieren, sondern die von ihnen erzeugten sekundären  $\beta$ -Strahlen — die der Anisotropie zuzuschreibenden Schwankungen völlig überdecken. — Wie dem auch sei, die Versuche sind durch die inzwischen durchgeführten  $\gamma$ -Zählungen überholt.

Faßt man das Resultat der Überprüfung zusammen, so muß man anerkennen, daß die klassische Theorie zu Ergebnissen bezüglich Intensitätsverteilung, Wellenlänge und Energieverhältnis zwischen  $\beta$ - und begleitender  $\gamma$ -Strahlung kommt, die eine überraschende Ähnlichkeit mit den wirklich beobachteten Erscheinungen zeigen. Auf mehr als eine Ähnlichkeitsbewertung hat die Theorie jedoch derzeit keinen Anspruch. Denn abgesehen von den durch geeignete Annahmen über den Beschleunigungsvorgang wahrscheinlich leicht zu beseitigenden quantitativen Unstimmigkeiten

(z. B. die zu kleine Wellenlänge  $10^{-18}$  statt  $10^{-11}$ ), bleibt die bereits in Ziffer 3 und 4 erwähnte Hauptschwierigkeit unüberwindlich: die von den Zählversuchen und von den Ergebnissen über den Energieaustausch zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung gebieterisch geforderte völlige Diskontinuität des Strahlungsfeldes.

Auf einen weiteren von Sommerfeld unternommenen Versuch, die Unbestimmtheit des Beschleunigungsvorganges durch die Annahme zu beseitigen, daß bei jeder radioaktiven Emission gerade ein Plancksches Wirkungsquantum  $h$  (Dimension: Energie  $\times$  Zeit) abgegeben und dadurch das Zeitintegral der Energie während der Beschleunigungsdauer definiert werde, möge in diesem Zusammenhang, in dem die rein klassischen Überlegungen besprochen werden sollen, nicht näher eingegangen werden.

### § 10. Die Absorption der $\gamma$ -Welle nach einer Theorie J. J. Thomsons.

Sommerfeld<sup>19)</sup> hat in einer späteren Untersuchung gezeigt, daß schon ganz dünne materielle Schichten genügen, um den ursprünglich einseitigen Impuls, wie er bei Brems- oder Beschleunigungsstrahlung entstehen müßte, durch die Rückwirkung der freien Elektronen in einen zweiseitigen zu verwandeln. Denkt man sich mit Thomson [l. c. <sup>19)</sup> S. 280 ff.] einen solchen schematisierten (Feldkraft entlang  $\lambda/2$  konstant) Doppelimpuls über ein quasielastisch gebundenes Elektron streichen, so berechnet sich dabei die an das Elektron abgegebene Energie in folgender Art.

Für den Doppelimpuls sei die Feldkraft  $\pm E$ , die Impulsbreite  $\lambda$ , die Energiedichte  $E = \frac{E^2 \lambda}{4\pi}$ . Für das quasielastisch gebundene Elektron sei die Eigenfrequenz  $\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{\mu}}$ , wenn  $m$  seine Masse und wenn die rüctreibende Kraft  $\mu \xi$  der Elongation  $\xi$  proportional ist. Zur Verschiebung um  $\xi$  ist die Arbeit  $\frac{1}{2} \mu \xi^2$  nötig.

Unter dem Einfluß der ersten Impulshälfte erhält das Elektron die Geschwindigkeit  $\frac{Ee}{m} \cdot \frac{t}{2} = \frac{Ee}{m} \cdot \frac{\lambda}{2c}$  und legt während der Einwirkungszeit  $\frac{t}{2}$  den Weg  $\xi = \frac{Ee}{m} \cdot \frac{\lambda}{2c} \cdot \frac{t}{2} = \frac{Ee}{m} \frac{\lambda^2}{4c^2}$  zurück,

wobei die Arbeit  $A = \frac{1}{2} \mu \left( \frac{E e \lambda^2}{4 m c^2} \right)^2$  dem ersten halben Impuls entnommen wird. Kommt die zweite Impulshälfte in einer Zeitspanne nach, die klein ist gegen die Eigenschwingungszeit des Elektrons (also zwei einander schnell folgende Stöße auf ein verhältnismäßig langsam schwingendes System), so hält sie das Elektron auf und bringt es wieder zur Ruhe, ohne etwas an  $A$  zu ändern. Führt man mit Hilfe der oben gegebenen Beziehungen die Eigenfrequenz  $\nu$  und die eingestrahlte Energiedichte  $E$  ein, so ergibt sich als Energieverlust pro Elektron:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \cdot \lambda^3 \nu^2 E.$$

Sind im Kubikzentimeter  $n$  Elektronen mit den Eigenfrequenzen  $\nu_1 \dots \nu_i \dots \nu_n$  vorhanden, so ist der Gesamtverlust  $\sum^n A$ , bzw. es wäre der Verlust auf der Länge  $dx$  gegeben durch

$$\frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum^n \nu_i^2 \cdot E dx = \tau E dx \quad \dots \dots (7)$$

Da somit  $\frac{dE}{dx} = -\tau E$ , so stellt  $\tau = \frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum^n \nu_i^2$  den Absorptionskoeffizienten dar.

In bezug auf die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $\tau$  in einem bestimmten Material von der Wellenlänge  $\lambda$  gibt die Formel in der Tat exakt die bei Röntgenstrahlen beobachtete Proportionalität mit  $\lambda^3$ . Jedoch auch in bezug auf die Materialabhängigkeit ist, wenn auch über die Elektroneneigenschaft  $\nu_i$  naturgemäß von einer Feldtheorie nichts ausgesagt wird, doch im Bau der Formel eine überraschende Ähnlichkeit mit den nach den moderneren Überlegungen zu gewinnenden Beziehungen vorhanden, was man sofort erkennt, wenn man nach Vorschrift (7) durch Summierung über die in einem einzelnen Atom vorhandenen Elektronen die „atomare Absorption  $\tau_A$ “ bildet. Enthält das Atom  $n_1$  Elektronen mit der Eigenfrequenz  $\nu_1$ ,  $n_2$  mit  $\nu_2$ ,  $n_3$  mit  $\nu_3$ , so ergibt sich nach (7)

$$\tau_A = \frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum n_i \nu_i^2 \quad \dots \dots (8)$$

während z. B. L. de Broglie<sup>20)</sup> aus Überlegungen über das thermodynamische Gleichgewicht zwischen Atom und Strahlung,

ferner durch Heranziehen des Bohrschen Atommodells und Durchführung eines korrespondenzmäßigen Überganges die Formel erhält

$$\tau_A = \frac{\pi e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum n_i \nu_i'^2 \cdot \dots \cdot \dots \cdot \dots \quad (8a)$$

eine Formel, die durch einfache weitere Auswertung zum empirischen Bragg-Peirceschen Absorptionsgesetz (vgl. 8. Abschnitt)  $\tau_A = C \lambda^3 N^4$  ( $N$  Atomnummer) führt, wobei in Übereinstimmung mit dem Experiment von der Theorie der Wert für  $C$  zu  $2,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  geliefert wird. Der Unterschied in den beiden Formeln (8) und (8a) besteht, abgesehen von einem Zahlenfaktor ( $\pi^2/2$ ), in der Bedeutung der Frequenz  $\nu$ ; während diese in (8) die übliche Bedeutung einer Eigenfrequenz hat, ist sie in (8a) bestimmt durch die Bohrsche Relation (vgl. § 13)  $\nu_i' = R \frac{N^2}{k^2}$ , wo  $R = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3} = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$  die Rydbergfrequenz und  $k$  die Laufzahl bedeutet. (Also für die  $K$ -Schale, wo  $k = 1$ ,  $\nu_k = R N^2$ .) Mit der Umlauffrequenz  $u$  des Elektrons, mit der man vielleicht die Eigenfrequenz  $\nu_i$  zu identifizieren geneigt sein könnte, steht  $\nu_i'$  (die sogenannte „Absorptionsfrequenz“) in der Beziehung:

$$u_i = \frac{2}{k} \nu_i'.$$

### § 11. Die Zerstreuung der $\gamma$ -Strahlen nach der Thomsonschen Theorie.

Zieht eine  $\gamma$ -Welle über ein freies Elektron, so gerät dieses in transversales Schwingen und strahlt seinerseits Energie aus, deren Intensitätsverteilung durch Gl. (1) gegeben ist. Zur Vereinfachung der sehr bekannten Thomsonschen klassischen Darstellung des Streuvorganges sei in (1)  $\beta \ll 1$  angenommen, und dem  $\gamma$ -Impuls werde wieder schematisch ein Durchschnittswert der elektrischen Feldstärke  $E$  und daher die Energiedichte  $E = \frac{E^2 \lambda}{4 \pi}$  zugeschrieben. Dann erhält das Elektron die Beschleunigung  $\left(\frac{v'}{\lambda'}\right) = \frac{Ee}{m}$  und strahlt während der ganzen Dauer

$\lambda/c$  des Vorganges insgesamt den Energiebetrag

$$S(\varphi) = \frac{e^2}{4\pi c^3 r^2} \sin^2 \varphi \int_0^{\lambda/c} \left(\frac{v'}{A'}\right)^2 dt = \frac{E^2 \lambda}{4\pi} \cdot \frac{e^4}{c^4 r^2 m^2} \sin^2 \varphi$$

$$= E \frac{e^4}{c^4 r^2 m^2} \sin^2 \varphi.$$

Diese Formel gilt für ein polarisiertes Strahlenbündel; ist es unpolarisiert, dann kann der zwischen fester Beobachtungsrichtung und Elektronen-Beschleunigungsrichtung gelegene Winkel  $\varphi$  alle möglichen Werte haben und der Mittelwert von  $\sin^2 \varphi$  wird gleich  $\frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2}$ , wenn unter  $\vartheta$  der Winkel zwischen  $\gamma$ -Strahlung und Beobachtungsrichtung verstanden ist. Es wird also für eine nicht polarisierte Strahlung

$$S(\vartheta) = E \frac{e^4}{c^4 r^2 m^2} \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \dots \dots \dots (9)$$

Die Integration über die Kugelfläche vom Radius  $r$  ergibt den pro Zeiteinheit insgesamt gestrahlten Streubetrag  $S$  zu:

$$S = \int_0^\pi 2\pi r^2 S(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = E \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4}.$$

Sind im Kubikzentimeter  $n$  Elektronen vorhanden, so summiert sich der von ihnen gestreute Energiebetrag zu

$$s = n S = E \cdot \sigma,$$

worin

$$\sigma = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} \cdot n = 6,64 \cdot 10^{-25} \cdot n \dots \dots \dots (10a)$$

der klassische Streukoeffizient ist, der angibt, wieviel von der eingestrahlten Energie  $E$  durch die Streutätigkeit der auf 1 cm Strahlungsweg liegenden Elektronen dem Primärbündel verloren geht. Umgerechnet auf den Streuverlust pro Gramm der durchstrahlten Substanz erhält man den „Massenstreuungskoeffizienten“

$$\frac{\sigma}{\rho} = \sigma \frac{L N}{A} = 0,40 \frac{N}{A} \dots \dots \dots (10b)$$

wenn  $L$  die Zahl der Atome pro Mol ( $L = 6,06 \cdot 10^{23}$ ),  $N$  die Atomnummer und zugleich die Zahl der Elektronen im Atom,  $A$  das Atomgewicht, somit  $\frac{L N}{A}$  die Zahl  $n'$  der Atome in 1 g bedeutet.

Nach dieser Thomsonschen Berechnung sollte der Streukoeffizient unabhängig von der Wellenlänge sein, und eine Abhängigkeit vom Material insofern zeigen, als  $\frac{N}{A}$  für Wasserstoff gleich 1, für die Elemente Helium bis Calcium gleich 0,5 ist und von da ab bis Uran allmählich bis 0,39 abnimmt.

Dies letztere ist zwar bei  $\gamma$ -Strahlen nicht ganz in Übereinstimmung mit der Erfahrung; bei diesen beträgt bereits die Summe aus Massenabsorption und Massenstreuung viel weniger als in der Theorie für die Streuung allein als kleinster Wert (0,16) vorgesehen ist, nämlich 0,048. Jedoch wäre dieser quantitative Mangel sicher nicht sehr schwerwiegend, zumal andererseits bei den harten  $\gamma$ -Strahlen die zweite Forderung der Theorie, nahe Unabhängigkeit des  $\sigma/\rho$  vom Material, erfüllt ist. Dagegen ist die Erfahrung in bezug auf die räumliche Intensitätsverteilung in zweifelsfreiem völligen Widerspruch mit dem, was Formel (9) verlangt. Nach dieser sollte das Vorzeichen von  $\cos \vartheta$  gleichgültig, somit die Intensitätsverteilung symmetrisch zu einer senkrecht zum Strahl gelegten, durch den Strahler gehenden Ebene, oder, mit anderen Worten, die Gesamtstreuung im Eintrittsraum gleich der im Austrittsraum sein. Das Experiment dagegen zeigt eine ausgeprägte Asymmetrie, die bei sehr harten  $\gamma$ -Strahlen so weit geht, daß sich überhaupt nur im Austrittsraum gestreute  $\gamma$ -Strahlung vorfindet.

Nun konnte allerdings P. Debye<sup>21)</sup> zeigen, daß durch die regelmäßige Anordnung der Elektronen im Atom Interferenzerscheinungen auftreten können, die das Streuungsbild vollständig verändern. Sind die Wellenlängen groß gegen die Abstände der Elektronen untereinander, dann wirkt das Atom mit seinen  $N$  Elektronen gewissermaßen als Ganzes wie ein  $N$ -fach geladenes Zerstreuungszentrum, und ohne daß sich an der Thomsonschen symmetrischen Intensitätsverteilung etwas ändert, wird die Gesamtstreuung jedes Atoms  $N$ -mal so groß, also  $s_A = E \sigma \cdot \frac{N^2}{n}$  (vgl. 10). Sind die Wellenlängen klein gegen die Elektronenabstände, dann wird  $s_A = E \sigma \cdot \frac{N}{n}$ , so wie in (10), und auch die Intensitätsverteilung, die in den Zwischenfällen, wo  $\lambda$  vergleichbar mit den Abständen ist, eine starke Vorwärtsasym-

metrie aufweist, stellt sich wieder symmetrisch ein; nur in einem äußerst schmalen, den Primärstrahl umschließenden und von ihm bei sehr kleinem  $\lambda$  praktisch nicht zu trennenden Winkelbereich tritt eine sogenannte „Extrastreuung“ auf, so daß auch die Debyesche Theorie für die kurzen  $\gamma$ -Wellen normales Verhalten von  $s$  und symmetrische Intensitätsverteilung verlangt, was nicht in Übereinstimmung mit dem Experiment<sup>22)</sup> steht.

Hierzu kommt, daß die klassische Theorie keine Erklärung für die bei Röntgenstrahlen experimentell sichergestellte, bei  $\gamma$ -Strahlen mindestens wahrscheinlich gemachte Abhängigkeit der Streuwellenlänge vom Streuwinkel  $\vartheta$  geben kann.

### § 12. Interferenzerscheinungen an $\gamma$ -Strahlen.

In diesem der klassischen Theorie gewidmeten Abschnitt möge auch jene einzige Versuchsgruppe Platz finden, in welcher der Begriff „Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen“ mehr als nur formalen Sinn hat. Es betrifft das die bei  $\gamma$ -Strahlen nur schwer zu

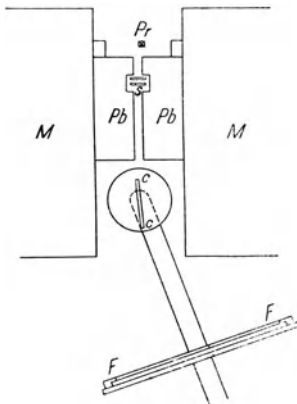


Abb. 3. Drehkristallmethode für  $\lambda_\gamma$ -Messung.

realisierenden Interferenzerscheinungen am Kristallgitter. Nach den ersten qualitativen Versuchen von A. N. Shaw<sup>23)</sup> haben dann E. Rutherford und E. N. da C. Andrade<sup>24)</sup> quantitative Ergebnisse gebracht. Die Grundlage der Röntgenspektroskopie bildet bekanntlich die Tatsache, daß beim Auffallen der Strahlen auf eine Kristallfläche, die zugleich Spaltfläche (Atomebene) ist, regelmäßige Reflexion nur dann eintritt, wenn der den Einfallswinkel auf  $90^\circ$  ergänzende sogenannte „Glanzwinkel“  $\varphi$  die Bedingung erfüllt  $k\lambda = 2d \sin \varphi$ , worin  $k$  eine ganze Zahl (Ordnung des Spektrums) und  $d$  die sogenannte

„Gitterkonstante“ (Abstand der betreffenden Gitterebenen) ist. Die eine der von den beiden Autoren verwendete Methode ist in Abb. 3 skizziert.

$Pr$  ist das Präparat, dessen  $\beta$ - +  $\gamma$ -Strahlung durch einen schmalen Schlitz im Bleiblock  $Pb$  angenähert parallel gemacht und

bei  $S$  filtriert werden kann. Primäre und sekundäre  $\beta$ -Strahlung wird von der photographischen Platte  $FF$  durch die ablenkende Wirkung des Magnets  $M$  abgehalten. Bei  $CC$  wird der Kristall (Steinsalz, 1 bis 10 mm dick, Gitterkonstante  $d = 2,814 \cdot 10^{-8}$  cm) unter Winkeln getroffen, die einerseits wegen der noch vorhandenen Büscheldivergenz, andererseits infolge einer den Kristall automatisch drehenden Vorrichtung alle möglichen (kleinen) Werte annehmen können; nach 24 Stunden Exposition waren bereits Reflexionslinien auf der Platte ausgebildet, die (bei allerdings unsicherer Ordnung  $k$ ) auf 3 Proz. genau ausgemessen werden konnten. Mit dieser Anordnung konnten jedoch keine  $\lambda$ -Werte erhalten werden, die kleiner als die der Fluoreszenzstrahlung von Pb oder Bi waren, und die auch photographiert wurden, wenn z. B. mit  $\gamma$ -Strahlung bestrahltes Blei als Quelle diente. Um zu noch kleineren Glanzwinkeln übergehen zu können, ohne von der diffusen Primärstrahlung zu arg gestört zu werden, arbeiteten die beiden Autoren später nach einer Methode, die aus Abb. 4 verständlich wird.

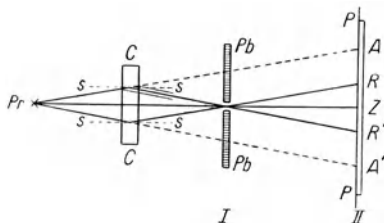


Abb. 4. Rutherford's Reflexionsmethode für  $\lambda_\gamma$ -Bestimmung.

Die vom Präparat  $Pr$  kommenden  $\gamma$ -Strahlen treffen den Kristall  $CC$ , werden an geeigneten Gitterebenen  $ss$  reflektiert, treffen sich im Symmetriepunkt  $O$  und divergieren wieder gegen die Platte  $PP$ . Wird, wie in der Skizze, eine Bleiplatte mit Öffnung bei  $O$  aufgestellt, so ergeben sich bei  $R, R', Z$  Schwärzungsstellen, die der Plattenschwärzung durch diffuse  $\gamma$ -Strahlung überlagert sind. Fehlt die Bleiplatte, so zeigen sich bei  $AA'$  „Absorptionslinien“. Wird die photographische Platte in  $I$  angebracht, dann treten nur die Absorptionslinien auf. Nach allen drei Methoden wurde gearbeitet mit übereinstimmenden Resultaten. So gelang es nun auch, Linien zu messen, deren  $\lambda$  kleiner ist, als eine Wellenlänge der Hüllenstrahlung, die also aus dem Atomkern stammen müssen. Z. B. eine zum RaC gehörige Linie mit  $\lambda = 0,070 \text{ \AA.-E.}$ , entsprechend (vgl. 5. Abschnitt u. Tab. 9) 175 ekV\*).

\*) Bezüglich der Energieeinheit e-Kilovolt vgl. S. 34.



Bei Ersatz der photographischen Platte durch seinen  $\gamma$ -Zählapparat (vgl. 4. Abschnitt) gelang es A. F. Kovarik <sup>25)</sup>, mit Calcit als Kristall die Beobachtungsgrenze bis  $\lambda = 0,0281 \text{ \AA.-E.}$ , entsprechend 437 ekV, zu verschieben. Und J. Thibaud <sup>26)</sup> endlich konnte, wieder mit der Drehkristallmethode arbeitend, Interferenzlinien bei ThB als Quelle bis herab zu  $\lambda = 0,052 \text{ \AA.-E.}$  messen.

Auch durch Ionisationsbeobachtungen [P. B. Perkins <sup>27)</sup>] läßt sich bei Vergleich der Ionisation nach Durchgang der Strahlung durch ein amorphes bzw. kristallisiertes Material in verschiedenen Richtungen die Abschätzung eines Glanzwinkels erhalten.

Das Wertvolle an solchen Messungen ist erstens, daß sie einen Vergleich der auf diese Art und der nach der photoelektrischen Methode (5. Abschnitt) bestimmten Wellenlängen ermöglichen und zeigen, daß man nach beiden, experimentell und bezüglich theoretischer Grundlage so völlig verschiedenen, ja eigentlich einander ausschließenden Methoden zum zahlenmäßig gleichen Ergebnis gelangt. Und zweitens, daß sie die Interferenzfähigkeit auch der Kern- $\gamma$ -Strahlung erweisen. Die Schwierigkeit, diese Wellenäußerung einer sich sonst völlig quasikorpuskular benehmenden Erscheinung vom Standpunkt der „Lichtzellen“, also quantenhaft zu verstehen, dürfte auch durch den Erklärungsversuch J. Starks <sup>28)</sup> nicht behoben sein.

### 3. Abschnitt.

## Die Lichtquantentheorie.

### § 13. Das Rutherford-Bohrsche Atommodell <sup>29)</sup>.

Die 92 chemischen Elemente werden in ihrer natürlichen Reihenfolge, das ist also (mit ganz wenigen Ausnahmen) nach steigendem Atomgewicht  $A$  geordnet und beim leichtesten (Wasserstoff) beginnend, durchnummeriert; dann erhält jedes chemisch definierte Atom eine charakteristische „Atomnummer“ (Ordnungszahl)  $N$ . Im Rutherford-Bohrschen Atommodell besteht ein Atom mit der Nummer  $N$  aus einem schweren Kern (Größenordnung des Durchmessers:  $10^{-13} \text{ cm}$ ), der einen positiven Ladungsüberschuß  $+ N \cdot e$  ( $e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ st. E.}$ ) aufweist. Der Kern wird von  $N$  Elektronen, jedes mit der Ladung  $-e$ , umkreist in ver-

schiedenen Bahnen, deren äußerste für das Atomvolumen (Größenordnung des Durchmessers:  $10^{-8}$  cm) maßgebend ist.

Wird der Kern von nur einem Elektron umlaufen, so gelten für dessen mögliche Bahnen folgende zwei Bestimmungsgleichungen:

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{N e \cdot e}{r^2} \dots \dots \dots (11 a)$$

und

$$\frac{m v^2}{2} = k \frac{h u}{2} \dots \dots \dots (11 b)$$

Gl. (11 a) verlangt Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und elektrischer Anziehungskraft ( $m = 9,00_3 \cdot 10^{-28}$  Masse des Elektrons,  $v$  Bahngeschwindigkeit,  $r$  Bahnradius); aus den unendlich vielen Bahnen mit Werten von  $r$  und  $v$ , die der Gl. (11 a) genügen, wählt die Quantenbedingung (11 b) jene aus, auf denen die kinetische Energie des Elektrons ein ganzzahliges ( $k$ ) Vielfaches des

Produktes  $\frac{h u}{2}$  ist, worin  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$  erg sec das sogenannte Plancksche Wirkungsquantum und  $u = \frac{v}{2 r \pi}$  die Zahl der Um-

läufe pro Sekunde bedeutet. Nur jene Bahnen, die beide Bedingungen zugleich erfüllen, sollen trotz der Rotationsbewegung der Ladung strahlenlos und damit stabil sein; alle anderen Bahnen sind instabil und das Elektron verliert so lange Energie in Form von Strahlung, bis es wieder eine stabile Bahn erreicht hat. (Betreffs einer neuerdings geänderten Auffassung Bohrs vgl. z. B. Kramers-Holst, „Das Atom“, Springer 1925.) Aus den Bedingungen (11 a) und (11 b) folgt durch leichte Umrechnung für den Bahnradius

$$r_k = \frac{h^2}{4 \pi^2 e^2 m} \frac{k^2}{N} \dots \dots \dots (12)$$

und für die gesamte (kinetische  $\frac{m v^2}{2}$  + potentielle  $\frac{e^2 N}{r}$ ) Energie

$$E_k = - \frac{2 \pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{N^2}{k^2}.$$

Da zwischen Kern und Elektron Anziehung besteht, so nimmt der Energieinhalt des Systems bei Annäherung beider ab; daher das negative Vorzeichen. Die Ablösearbeit  $A$ , die nötig ist, das Elektron vom Kern weg in die Unendlichkeit zu schaffen, ist daher:

$$A_k = - E_k = C \frac{N^2}{k^2}, \text{ worin } C = \frac{2 \pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,147 \cdot 10^{-11} \text{ Erg.} \quad (13)$$

Die Gl. (12) und (13) für Bahnradius und Ablösearbeit, die beide Größen mit der Atomnummer  $N$  einerseits, mit der Quantenzahl  $k$  andererseits in Beziehung setzen, gelten zunächst nur für ein kreisendes Elektron und sagen nichts über die Konfiguration der Bahnen aus, wenn  $N$  Elektronen den Kern umlaufen. Der weitere Ausbau des Modelles, der in enger Anlehnung an die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Atome empirisch durchgeführt wurde, brachte die Vorstellung, daß sich diese  $N$  Elektronen auf die durch Gl. (12) gegebenen Bahnen in ganz bestimmter, für das Atom charakteristischer Weise aufteilen, derart, daß z. B. für  $N = 90$  (Thorium) auf der einquantigen ( $k = 1$ ) Bahn zwei Elektronen, auf der zweiquantigen ( $k = 2$ ) acht Elektronen, in der nächsten 18, dann 32, dann 18 usf. Elektronen gruppieren. Jedoch laufen diese zum Teil in elliptischen (sogenannten Nebenquanten-) Bahnen. Die näheren Einzelheiten sind für das Thema dieser Schrift nicht von unmittelbarem Interesse; auch nicht, daß sich z. B. die Beziehungen (12) und (13), die hier zunächst nur von orientierendem Wert sind, etwas ändern, wenn Ellipsenbahnen vorkommen, wenn Mitbewegung des Kernes in Betracht zu ziehen ist, und wenn die Kernanziehung etwas abschirmende Wirkung der übrigen Elektronen berücksichtigt wird. Festgehalten möge hier nur werden: 1. Daß die einzelnen Energieniveaus konventioneller Weise von innen nach außen mit „ $K$ -,  $L$ -,  $M$ -,  $N$ -... Schale“ bezeichnet werden. 2. Daß vom Element mit  $N = 2$  (Helium) an die  $K$ -Schale, von  $N = 10$  (Neon) angefangen die  $L$ -Schale, von  $N = 18$  (Argon) angefangen die  $M$ -Schale mit Elektronen voll besetzt ist und ihre Besetzungszahl beim weiteren Elementenaufbau sich nicht mehr ändert. 3. Daß die Atomnummer  $N$  einerseits die Kernladung, andererseits die Elektronenzahl in der Hülle festlegt. 4. Daß die Ablösearbeiten in erster Näherung  $\sim N^2/k^2$  sind.

#### § 14. Quantenhafte Emission und Absorption (Photoeffekt).

Irgend ein Eingriff habe den Normalzustand des Atoms gestört und aus einer mittleren Schale (Ablösearbeit =  $A$ ) ein Elektron entfernt; die Wiederherstellung des Normalzustandes kann auf zwei Arten erfolgen. a) Von innen nach außen: ein weiterer Eingriff kann ein Elektron aus einer tieferen Schale ( $A_i > A$ ) heraus- und durch die Energiezufuhr  $A_i - A$  gerade auf

das Niveau  $A$  heben. Der Fall wird selten sein, weil ein solcher genau abgemessener Energiebetrag im allgemeinen nicht zur Verfügung stehen wird. b) Von außen nach innen: Ein Elektron einer äußeren Schale ( $A_a$ ) fällt von seinem Niveau auf das tiefer gelegene und verliert dabei die Energie  $A - A_a$ ; nach dem zweiten Quantenpostulat geht dieser Energiebetrag in Form von Strahlung der Frequenz  $\nu$  aus dem System heraus, wobei

$$h \nu = A - A_a \dots \dots \dots (14)$$

Die verschiedenen Kombinationen von derartigen Elektronensprüngen liefern ein Linienspektrum, dessen Serienformel sich aus (13) und (14) leicht angeben läßt. Die größte dabei entstehende Frequenz, bzw. die kleinste Wellenlänge ( $\lambda = c/\nu$ ,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sec = Lichtgeschwindigkeit), die bei solchen freiwilligen und natürlichen Prozessen entsteht, wäre  $h \nu_{\max} = A - 0$ , wenn nämlich ein nicht zum System gehöriges Elektron ( $A_a = 0$ ) den freien Platz besetzt. Am häufigsten werden aber Besetzungen durch Elektronen unmittelbar benachbarter Schalen erfolgen, so daß, wenn z. B. ein freier Platz in der  $K$ -Schale vorhanden ist, dieser im allgemeinen durch ein Elektron aus der  $L$ -Schale, dessen frei werdender Platz durch ein Elektron der  $M$ -Schale usw. besetzt werden wird; wobei die Energiequanten  $h \nu_1 = A_K - A_L$  (sogenannte  $K_\alpha$ -Linie),  $h \nu_2 = A_L - A_M$  (sogenannte  $L_\alpha$ -Linie) usw. frei werden, deren Summe  $h \nu_1 + h \nu_2 + \dots = A_K$  gleich der zur Freimachung des Platzes ursprünglich hineingesteckten Arbeit sein wird. Hatte aber das in den Atomverband eintretende Elektron anfänglich überdies kinetische Energie  $E_\beta$ , wie dies bei der Bestrahlung eines Materials mit Kathodenstrahlen der Fall ist, dann ist sein gesamter Energieverlust  $A + E_\beta = h \nu$ ; da freie Plätze normalerweise nur in den äußersten Bahnen (kleines  $A$ ) frei sind, so wird bei einigermaßen großem  $E_\beta$  der kleine Wert  $A$  vernachlässigbar sein und die Beziehung einfacher  $E_\beta = h \nu$  lauten (kurzwellige Grenze des kontinuierlichen, durch Kathodenstrahlbremsung erzeugten Röntgenspektrums).

Die Voraussetzung der eben besprochenen Emissionsvorgänge war immer ein freier Platz auf einer Schale. Ein solcher wird im Normalfall vorhanden sein in nicht voll ausgebildeten äußeren Schalen, bzw. in überhaupt nicht besetzten „virtuellen“ Schalen, oder er muß auf inneren Schalen durch Zufuhr von Energie

(Herauswerfen eines Elektrons) künstlich geschaffen werden; die Emission muß „angeregt“ werden.

Von den dafür denkbaren Möglichkeiten interessiert hier zunächst nur die Anregung durch Strahlung (und durch Elektronenstoß); in beiden Fällen tritt Absorption der eingestrahlten Energie ein. Sie kann aber nur eintreten, wenn die Energiezufuhr hinreicht, das betreffende Elektron auf einen natürlich vorkommenden freien Platz (äußerste oder virtuelle Schale) zu heben oder es ganz aus dem Atomverband zu entfernen. Der erstere Fall liefert linienförmige Absorption, der letztere kann kontinuierliche Absorption ergeben, da das aus dem Atomverband befreite Elektron kinetische Energie  $E_\beta$  in beliebigem Maße aufzunehmen imstande ist. Die eingestrahlte Energie  $h\nu$  wird auf Ablösearbeit  $A$  und Elektronenenergie verteilt nach der Einstein-Bohrschen photoelektrischen Grundbeziehung

$$h\nu = A + E_\beta \dots\dots\dots (15)$$

Die drei Energiegrößen dieser Gleichung werden entweder in Erg angegeben oder in „e-Volt“; letzteres vorwiegend in bezug auf die Elektronenenergie, deren Maß offenbar auch jene Potentialdifferenz  $V$  ist, die vom Elektron frei durchlaufen werden muß, damit es die zu  $E_\beta$  gehörige Endgeschwindigkeit erhält; dabei nimmt das Elektron die Energie  $\frac{mv^2}{2} = e \cdot \frac{V}{300}$  (Volt) auf. Wird hierin, wie jetzt allgemein üblich,  $e$  in statischen Einheiten und  $V$  in Volt (bzw. Kilovolt kV) gemessen, so möge diese Energieeinheit mit „e-Volt“ bzw.  $e$ -Kilovolt (eV bzw. ekV) bezeichnet werden. Und es ergeben sich die Zahlenbeziehungen:

$$\begin{aligned} (h\nu)_{\text{Erg}} &= 1,591 \cdot 10^{-12} (h\nu)_{e\text{-Volt}}; \\ \lambda_{\text{cm}} &= \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{(h\nu)_{\text{Erg}}} = 1,965 \cdot 10^{-16} \frac{1}{(h\nu)_{\text{Erg}}} \\ &= 1,235 \cdot 10^{-4} \frac{1}{(h\nu)_{e\text{-Volt}}} \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

Für die Qualität der Strahlung sind entsprechend diesen Beziehungen eine ganze Anzahl von Maßen üblich. Entweder die Wellenlänge (in Zentimetern oder in Ångström-Einheiten, wobei 1 Å.-E. =  $10^{-8}$  cm, oder in „X“-Einheiten, wobei 1 X-E. =  $10^{-11}$  cm ist), ferner die Frequenz  $\nu$ , und endlich das Quantum  $h\nu$  entweder in Erg oder in e-Volt bzw. e-Kilovolt.

Bei einem der Gl. (15) folgenden photoelektrischen Prozeß verschwindet also zunächst die ganze Strahlungsenergie und verwandelt sich in Elektronenenergie  $E_\beta$  einerseits, in eine Erhöhung der Atomenergie um den Betrag  $A$  andererseits.

Die Elektronenenergie ist, da mit hohen Geschwindigkeiten zu rechnen ist, gegeben durch die relativistische Formel (4).  $E_\beta$  kann durch eine Geschwindigkeitsbestimmung (z. B. Ablenkung im magnetischen Feld) ermittelt werden. Bei vorgegebenem  $h\nu$  wird  $E_\beta$  um so größer sein, je kleiner  $A$  ist, je weiter außen also die Schale gelegen ist, aus der das Elektron entfernt wurde.

Was geschieht aber mit der vom Atom aufgenommenen Energie  $A$ ? Das Atom ist dadurch in einen abnormalen Zustand gekommen, der sich äußerlich durch einen freien Platz auf einer der Schalen dokumentiert. Dieser abnorme Zustand kann in zwei Arten automatisch rückgängig gemacht werden. Entweder indem, so wie oben unter b) beschrieben, ein Elektron aus der äußeren Nachbarschale den freien Platz einnimmt, selbst wieder durch ein Nachbarerlektron ersetzt wird usw., wobei eine Reihe von Emissionsquanten ausgeschiedt werden, deren Energiesumme gleich  $A$  sein muß. In diesem Falle wurde der vom Atom aufgenommene Energiebetrag  $A$  zur Gänze als Strahlung kleinerer Frequenzen abgegeben. Oder aber, es ist eine sogenannte „strahlenlose“ Wiederherstellung des Normalzustandes denkbar<sup>30)</sup>; ist z. B. ein Elektron aus der  $K$ -Schale entfernt worden, dann hat das Atom von der zugestrahlten Energie  $h\nu$  den Teil  $A_K$  für sich behalten. Der freie Platz in der  $K$ -Schale werde durch ein  $L$ -Elektron besetzt, wobei die  $K_\alpha$ -Strahlung mit der Frequenz  $h\nu_1 = A_K - A_L$  entsteht; diese möge nun nicht nach außen dringen, sondern selbst wieder in einer weiter außen gelegenen Schale ( $A$ ) ein Elektron auslösen; nehmen wir z. B. eine so weit außen gelegene Schale, daß  $A$  neben der Energie der  $K_\alpha$ -Strahlung vernachlässigbar ist, so wäre in diesem einfachen Falle  $h\nu_1 = 0 + E'_\beta$ . Von der ursprünglich aufgenommenen Energie  $A_K$  besitzt das Atom jetzt nur mehr  $A_L$ , die Differenz ging als kinetische Energie  $E'_\beta$  ab. In gleicher Art könnte man mit dem Rest  $A_L$  verfahren, und könnte auf diese Art zeigen, daß durch Absorption der angeregten Fluoreszenzstrahlung im eigenen Atom auch die ganze zuerst aufgenommene Energie  $A$  als  $\beta$ -Strahlung das Atom wieder verläßt, daß somit überhaupt die ganze eingestrahlte Energie  $h\nu$  voll-

kommen in kinetische Energie verwandelt wurde. An Stelle des Strahlungsquantums erscheinen nur sekundäre Elektronen. Ob dabei der Vorgang wirklich in der geschilderten Weise — Absorption der Fluoreszenzstrahlung im eigenen Atom und Energieersatz durch Elektronen — stattfindet, darüber macht die Quantenforderung zunächst keine Aussage, wie ja überhaupt die Quantentheorie nur Energiebilanzen aufstellt, ohne sich über das „wie“ des Energieaustausches festzulegen. Daß ein angeregtes (energieübersättigtes) Atom in seinen Normalzustand sowohl durch Aussendung von Strahlung als auch strahlungslos durch Abstoßung von Elektronenenergie übergehen kann, wird aus Überlegungen thermodynamischer Art gefolgert.

Die in diesem Kapitel besprochene vollständige Absorption der eingestrahnten Energie  $h\nu$  scheint nur möglich zu sein, wenn das absorbierende Elektron durch Kräfte an den Kern gebunden ist. Denn mit der Energie  $h\nu$  verschwindet auch der Impuls  $\frac{h\nu}{c}$  des Strahlenquantums; der Impuls des Photoelektrons allein muß aber in diesem Falle durchaus nicht gleich dem verbrauchten Impuls  $\frac{h\nu}{c}$  sein und es muß durch die erwähnte Bindung die Möglichkeit geboten sein, die Impulsdifferenz unterzubringen, also z. B. an das Atom als Ganzes zu übertragen; nur so können Energie- und Impulssatz zugleich erfüllt sein.

W. Bothe<sup>31)</sup> [vgl. auch F. W. Bubb<sup>32)</sup>] hat gezeigt, daß die Gültigkeit der Einsteinschen photoelektrischen Gleichung einerseits, die Richtungsverteilung der Photoelektronen, soweit sie Bothe aus Zählversuchen mit auslösender Röntgenstrahlung bestimmen konnte, andererseits durch folgende Annahmen über den Stoß des Quants auf das gebundene Elektron hergeleitet werden kann:

1. Für den Elementarprozeß der Photoemission gelten die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und Drehimpuls.

2. Der Prozeß spielt sich praktisch in unendlich kurzer Zeit ab.

3. Das auszulösende Elektron wird vom Schwerpunkt des Strahlenquants getroffen.

4. Im Augenblick der Auslösung steht der Bahnradius senkrecht auf dem Lichtstrahl. — Für den zwischen Quanten- und

Elektronenbahn liegenden Emissionswinkel  $\varphi$  ergibt sich dann die einfache Beziehung

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{1}{2x+1}}, \text{ wenn } x = \frac{m c^2}{h \nu} \dots \dots (17)$$

ist. Ist die Bahngeschwindigkeit des Elektrons vor dem Stoß nicht klein gegen seine Translationsgeschwindigkeit nach dem Stoß, so gibt obige Beziehung nur einen Mittelwert, um den Streuung stattfindet. Im Falle der  $\gamma$ -Strahlung, wo die Photoelektronen gewaltige Energien aufweisen, müßte die Streuung unmerklich werden. Solche Photoelektronen sollten dann stets eine Vorwärtskomponente aufweisen, alle Emissionswinkel sollten kleiner als  $90^\circ$  sein. Über die totale Intensität der Photoemission geben die Botheschen Rechnungen keinen Aufschluß.

In betreff der Feststellung jener Faktoren, welche Einfluß auf die Wahrscheinlichkeit nehmen, daß beim Stoß eines Quants auf ein Elektron völlige Absorption (Photoeffekt) oder nur teilweise Absorption (Comptoneffekt, vgl. weiter unten) eintritt, ist man derzeit auf die Aussagen des Experimentes allein angewiesen. So leitet z. B. G. E. M. Jauncey — ausführlicher wird über diese Frage später noch zu sprechen sein — aus Absorptionsmessungen an Röntgenstrahlen ab, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Photoemission proportional  $\lambda^3$  ( $\lambda$  = auslösende Röntgenwellenlänge) und proportional dem Quadrat der Bindungsenergie des Elektrons sei.

### § 15. Quantenhafte Streuung (Comptoneffekt).

Schon J. A. Gray<sup>33</sup>), D. C. H. Florance<sup>34</sup>), M. Ishino<sup>35</sup>), K. W. F. Kohlfäusch<sup>36</sup>) hatten experimentell festgestellt, daß die bei der Absorption von  $\gamma$ -Strahlung in Materie auftretende sekundäre  $\gamma$ -Strahlung anscheinend um so weicher wird, einen je größeren Winkel ihre Richtung mit dem Primärbündel einschließt; die Deutung, die diesen Resultaten gegeben wurde, war verschieden; teils wurde Inhomogenität der Primärstrahlung, teils Überlagerung von weicher Fluoreszenz- und harter Streustrahlung, teils eine kontinuierlich fortschreitende Änderung in der Qualität, also Härteabnahme der Streustrahlung mit zunehmendem Streuwinkel angenommen. 1921 nahm A. H. Compton<sup>37</sup>) diese Versuche wieder auf, glaubte beweisen zu können,



daß mindestens bei leichten Elementen nur die letzte Deutung zulässig sei, setzte diese Versuche unter den besseren Versuchsbedingungen mit Röntgenstrahlung<sup>38)</sup> fort und konnte dort einwandfrei den quantitativen Nachweis für die Wellenlängenzunahme mit steigendem Streuwinkel erbringen. Fast gleichzeitig und unabhängig voneinander wurde kurz nachher eine Theorie dieser Erscheinung von P. Debye<sup>39)</sup> und A. H. Compton<sup>40)</sup> selbst in fast gleichartiger Weise und mit zum Teil übereinstimmendem Resultat gegeben.

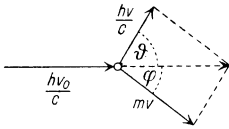


Abb. 5.

Die Erscheinung wird von ihnen als die Folge eines elastischen Stoßes des Strahlensquantums auf ein freies Elektron aufgefaßt. Dabei übernimmt das Elektron Energie und

Impuls von dem Quantum, was zur Folge hat, daß das Quantum, dessen Geschwindigkeit  $c$  unveränderlich ist, seine Frequenz  $\nu$  ändert. Vor dem Stoße hat das Elektron die Masse  $m$ , Geschwindigkeit  $v$ ; Energie und Impuls seien Null. Nach dem Stoße ist die Masse

$\frac{m}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ , der Impuls  $\frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ , die Energie  $E_\beta = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ .

Das Strahlungsquantum hatte vor dem Stoße die „Masse“  $\frac{h\nu_0}{c^2}$ , den Impuls  $\frac{h\nu_0}{c}$ , die Energie  $h\nu_0$ ; nach dem Stoße die entsprechenden

Größen  $\frac{h\nu}{c^2}$ ,  $\frac{h\nu}{c}$ ,  $h\nu$ . Der Satz von der Erhaltung der Energie fordert:

$$h\nu_0 = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) + h\nu. \dots \dots (18a)$$

Der Satz von der Erhaltung des Impulses, nach  $x$ - und  $y$ -Richtung getrennt geschrieben, fordert

$$0 = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \varphi + \frac{h\nu}{c} \sin \vartheta \dots \dots (18b)$$

und

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cos \varphi + \frac{h\nu}{c} \cos \vartheta \dots \dots (18c)$$

Diese drei Gleichungen genügen offenbar nicht zur Bestimmung der vier Unbekannten  $v = \beta c$ ,  $\nu$ ,  $\varphi$ ,  $\vartheta$ . Die Strahlung kann nach jeder Richtung  $\vartheta$  abgelenkt werden, ohne daß die bisherigen Annahmen angeben können, wodurch sich die Richtung

bestimmt. Für eine vorgegebene Streurichtung  $\vartheta$  sind jedoch die übrigen Unbekannten bestimmt. [Bezüglich der Ableitung vgl. z. B. P. Debye<sup>39</sup>.] Und zwar ergibt sich:

$$\frac{h\nu}{h\nu_0} = \frac{1}{1 + \frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \dots \dots \dots (19)$$

$$\frac{E_\beta}{h\nu_0} = \frac{h\nu_0 - h\nu}{h\nu_0} = \frac{\frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{1 + \frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \dots \dots \dots (20)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{1+x} \cdot \operatorname{cotg} \frac{\vartheta}{2} \dots \dots \dots (21)$$

Darin bedeutet  $x = \frac{m c^2}{h\nu_0}$  [ $m c^2$  ist eine Energie ( $0,813 \cdot 10^{-6}$  Erg oder  $5,11 \cdot 10^{+5}$  e-Volt)]; oder man schreibt  $x = \frac{m c}{h} \cdot \lambda$  [ $\frac{h}{m c}$  ist eine Länge ( $24,2 \cdot 10^{-11}$  cm)]. Drückt man Gl. (19) in Wellenlängen statt in Energien aus, so ergibt sich nach leichter Umrechnung die  $\lambda$ -Änderung als Funktion des Streuwinkels zu

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = 2 \frac{h}{m c} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 24,2 \cdot 10^{-11} (1 - \cos \vartheta) \text{ cm.} \quad (19a)$$

Zur Erläuterung der in den Beziehungen (19), (20), (21) enthaltenen Aussagen diene die Abb. 6, die in Anlehnung an Debye<sup>39</sup>) die einschlägigen Verhältnisse in Polarkoordinaten für zwei verschiedene Werte von  $x$ , also für zwei verschieden harte Strahlungen darstellt. In Abb. 6 a ist

$x = 0,8$ , also  $h\nu_0 = 639$  ekV bzw.  $\lambda_0 = 19,36 \cdot 10^{-11}$  cm;  
in Abb. 6 b ist

$x = 0,2$ , also  $h\nu_0 = 2550$  ekV bzw.  $\lambda_0 = 4,85 \cdot 10^{-11}$  cm\*).

In der jeweils oberen Hälfte der beiden Abbildungen sind numeriert von 1 bis 13 willkürlich gewählte Streurichtungen ( $\vartheta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ \dots$ ) eingezeichnet und auf ihnen die nach Gl. (19)

---

\*) Das erste Beispiel entspricht ungefähr der intensivsten Linie im RaC- $\gamma$ -Spektrum ( $\lambda_0 = 20,2$  X-E.), der zweite Fall entspräche etwa der kürzesten im RaC-Spektrum bekannten Wellenlänge ( $\lambda = 5,6$  X-E.) oder ungefähr jener ThC''- $\gamma$ -Strahlung, die geeignet wäre, eine von D. H. Black im magnetischen  $\beta$ -Spektrum des ThC'' beobachtete Elektronengeschwindigkeit ( $2,5 \cdot 10^6$  e-Volt) auszulösen (vgl. Tabelle 9).

gerechnete prozentuelle Energie  $h\nu$  des in diese Richtung gestreuten Quantums abgetragen. Die Endpunkte der Vektoren liegen auf der ellipsenartigen, stark ausgezogenen Linie. Der von dieser Linie bis zum gestrichelten Kreis reichende Radienrest gibt  $\frac{h\nu_0 - h\nu}{h\nu_0}$ , das ist also  $E_\beta$  in Einheiten von  $h\nu_0$ . Dieser Wert ist auf den nach Gl. (21) gerechneten Richtungen ( $\varphi$ ) des Streuelektrons in der unteren Figurenhälfte aufgetragen, wobei

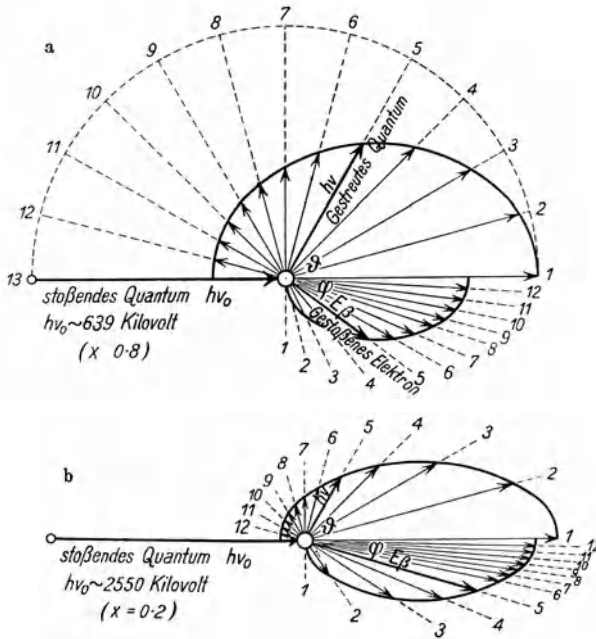


Abb. 6 a und b. Energieinhalt  $h\nu$  bzw.  $E_\beta$  und Richtung  $\vartheta$  bzw.  $\varphi$  des gestreuten Quantums bzw. des Rückstoßelektrons für vorgegebenen Streuwinkel  $\vartheta$ .

- a)  $h\nu_0 = 639$  eV ( $\lambda = 19,4 \cdot 10^{-11}$  cm),
- b)  $h\nu_0 = 2550$  „ ( $\lambda = 4,85 \cdot 10^{-11}$  cm).

zusammengehörige Wertepaare von  $\vartheta$  und  $\varphi$  die gleiche Nummer erhielten. Zum Beispiel sieht man, daß bei Streuung um  $180^\circ$  („zentraler Stoß“) das Elektron im Falle a) etwa 72 Proz. der Strahlungsenergie übernimmt, im Falle b) 90 Proz.; die nach rückwärts gestreute Strahlung behält nur 28 Proz. bzw. 10 Proz. ihres anfänglichen  $h\nu_0$ -Wertes. Man sieht ferner, daß das Streuelektron unter allen Umständen eine Vorwärtskomponente hat, die um so

ausgesprochener ist, je härter die  $\gamma$ -Strahlung. Die Streuelektronen, die zu Streuwinkeln  $\vartheta \geq 90^\circ$  gehören, drängen sich bei a) in einen Winkelbereich  $\varphi \leq 24^\circ$ , bei b) in einen Bereich von nur  $\varphi \leq 9,5^\circ$  zusammen. Der kleinste vom Elektron übernommene Energiewert beträgt 0 Proz. ( $\vartheta = 0$ ,  $\varphi = 90$ ), der größte beträgt  $\frac{2}{2+x}$  Proz.

Was die Prüfung dieser Anschauungen anbelangt, so läßt sich zunächst die Aussage von Gl. (19) über die Veränderung der gestreuten Wellenlängen bei Verwendung von Röntgenstrahlen, wo einerseits definierte und homogene Primärstrahlung, andererseits die Möglichkeit zur direkten Wellenlängenmessung zur Verfügung steht, mit der Erfahrung vergleichen. Das Ergebnis ist eine volle, quantitative Bestätigung. Es sei diesbezüglich auf die bis 1925 reichende Zusammenstellung der experimentellen Literatur in dem Bericht von H. Mark<sup>41)</sup> verwiesen, und es seien aus den Arbeiten späterer Zeit herausgegriffen die Beobachtungen von H. M. Sharp<sup>44)</sup>, aus dessen Präzisionsbestimmungen für die Wellenlängenänderung bei einem Streuwinkel  $\vartheta = 169^\circ$  sich ergab:

$$\Delta \lambda = 0,04825 \pm 0,0002 \text{ \AA},$$

während der nach Gl. (19 a) geforderte Wert  $\Delta \lambda = 0,04815$  beträgt. Man kann also solche Messungen benutzen, um die Konstante der Gl. (19 a), d. i.  $\frac{h}{mc}$  auf einem neuen Wege zu bestimmen und daraus  $h$  oder  $m$  abzuleiten.

Außer der um  $\Delta \lambda$  verschobenen Streulinie macht sich aber, insbesondere bei langwelliger Primärstrahlung eine unverschobene Linie bemerkbar. Qualitativ kann man sich ihr Auftreten erklären, wenn man den in Gl. (19) vorkommenden universellen Faktor in der Form schreibt  $x = \frac{m}{h\nu_0/c^2}$ , das ist das Verhältnis der gestoßenen Masse zur „Masse“ des Lichtquants. Ist das Elektron nicht frei, sondern im Extremfall starr mit dem Atom verbunden, so würde die gestoßene Masse, um die des schweren Atoms vermehrt, sehr groß gegen  $\frac{h\nu_0}{c^2}$  werden; es wäre  $x$  sehr groß und eine Wellenlängenänderung könnte nach Gl. (19 a) nicht eintreten. Für den Wert von  $x$  wird also, qualitativ gesprochen, das Verhältnis von Elektronenbindung zur einfallenden Energie

maßgebend sein. Dementsprechend wird die Intensität der unverschobenen Linie im Verhältnis zu der nach Compton verschobenen *et. par.* desto schwächer, je kürzerwellig (energiereicher) die Primärstrahlung ist. [Diesbezügliche quantitative Versuche an Röntgenstrahlen bei O. K. de Foe<sup>45</sup>), Y. H. Woo<sup>46</sup>), H. Kallmann und H. Mark<sup>47</sup>) und theoretische Ansätze bei A. H. Compton<sup>48</sup>), sowie bei G. E. M. Jauncey<sup>49</sup>].

Als einen anderen Beweis für das Zutreffen der für die Compton-Debyesche Theorie notwendigen Voraussetzungen wird man buchen können, daß es W. Bothe und H. Geiger<sup>8</sup>) in einer hochinteressanten Experimentalarbeit gelang, die verlangte Kopplung zwischen dem Auftreten eines gestreuten Röntgenstrahlquants und dem gleichzeitigen Auftreten eines Streuelektrons nachzuweisen. Röntgenstrahlung durchläuft ein kleines Volumen Wasserstoff zwischen zwei Zählkammern, deren eine das gestreute  $h\nu$ -Quantum registriert, deren andere auf jedes Streuelektron anspricht; die Genauigkeit der Zeitmessung wurde bis auf  $10^{-4}$  sec gesteigert. Es ergab sich, daß jeder elfte  $h\nu$ -Ausschlag zeitlich zusammenfiel mit einem Elektronenausschlag. Dies ist eine den Zufall weit ( $10^5$  mal) übersteigende Häufigkeit, die unter Berücksichtigung der Unvollkommenheiten der Apparatur einen eindeutigen Schluß auf die zeitliche Kopplung beider Erscheinungen gestattet.

Verwiesen sei ferner auf einen durch Ionisationsmessungen erbrachten Nachweis W. Bothes<sup>50</sup>) über die Existenz von Sekundärelektronen so kleiner Reichweite (0,07 bis 2,3 mm in Luft von Normaldruck), wie sie nach der Streutheorie von mittelweichen Röntgenstrahlen in leichten Atomen ausgelöst werden sollten. — Bezüglich weiterer experimenteller Belege sei auf spätere Abschnitte verwiesen.

Jedenfalls kann man nach dem bisher Gesagten schon feststellen, daß der Compton-Debyeschen Theorie, soweit sie bisher besprochen wurde, in hohem Grade die Fähigkeit zugestanden werden muß, eine quantitative Darstellung dieser Art von Energieumsatz zwischen Strahlung und Elektronenenergie zu liefern. Bezüglich des weiteren theoretischen Ausbaues (Berücksichtigung der Elektronenbewegung), sowie der Versuche, mittels halb klassischer Vorstellungen die Härte dieser extremen Quantenauffassung zu mildern, sei auf das vorzügliche Referat von G. Wentzel<sup>43</sup>) verwiesen. Sie basieren im wesentlichen alle auf einer Bemerkung Comptons, wonach Gl. (19) erhalten wird als klassischer Doppler-

effekt eines Elektrons, das vom einfallenden Quantum in dessen Bewegungsrichtung die „effektive“ Translationsgeschwindigkeit  $v_{\text{eff}} = \beta_{\text{eff}} c = \frac{c}{1+x}$  erhält.

Will man aber, über das in Gl. (19), (20), (21) Erreichte hinaus, die Intensitätsverteilung der Streustrahlung berechnen, so ist man, da die bisher verwendete Auffassung des Streuvorganges als elastischer Stoß zwischen  $h\nu$  und Elektron keine Aussagen darüber macht, zu Zusatzannahmen gezwungen. Je nachdem, wie diese gewählt werden, fällt das Ergebnis verschieden aus. Nach Wentzels Bericht hat es bis jetzt den Anschein, als ob die von A. H. Compton gewählten Zusatzannahmen in bezug auf Anschluß der Konsequenzen an die Erfahrung jenen von Debye, Försterling, Halpern, Woo überlegen wären. Die Richtlinien aller dieser Überlegungen ist die Forderung, daß jeder Ansatz imstande sein muß, für langwellige Primärstrahlung die experimentell bestätigte klassische Streuverteilung zu liefern, nach der (vgl. Gl. 9, S. 26) für nicht zu große Geschwindigkeitswerte des klassisch streuenden Elektrons gelten muß:

$$J = C J_0 \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \dots \dots \dots (9)$$

worin  $C = \frac{e^4}{c^4 m^2 r^2}$ , wenn  $r$  der Abstand zwischen Elektron und jenem Punkt ist, in welchem die von diesem Elektron gestreute Intensität als Funktion der einfallenden Intensität  $J_0$  und des Streuwinkels  $\vartheta$  beobachtet wird.

Diesen Übergang zur klassischen Streuung langer Wellen vollzieht Compton unter Verwendung des schon oben erwähnten klassischen „Ersatzelektrons“ mit der Effektivgeschwindigkeit  $v_{\text{eff}}$ ; wenn dieses imstande ist, auf klassischem Wege die Frequenzänderung richtig zu geben, so wird auch die mit diesem fiktiven Mechanismus errechnete Intensitätsverteilung als die richtige erwartet. Bezüglich der Durchführung des Gedankens muß auf die Originalarbeit<sup>40)</sup> verwiesen werden. Das Ergebnis hat für die Streuung pro Elektron folgende Form:

$$J = C \cdot J_0 \frac{\frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} + \frac{x+1}{x^2} (1 - \cos \vartheta)^2}{\left[ 1 + \frac{1}{x} (1 - \cos \vartheta) \right]^5} = C J_0 f(\vartheta) . (22)$$

$f(\vartheta)$  ist in Abb. 7 für verschiedene Werte von  $x$  dargestellt. Für  $x = \infty$  (Verhältnis von gestoßener zur stoßenden Masse sehr groß) ergibt sich die Thomsonverteilung  $\left(\frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2}\right)$ , bei der die Streuung sich symmetrisch zu einer durch das Streuzentrum senkrecht zum Strahl gelegten Ebene verhält. Je härter *et. par.* die Primärstrahlung wird, um so mehr wird die Vorwärtsstreuung („Austrittsstrahlung“) gegen die Rückwärtsstreuung („Eintrittsstrahlung“)

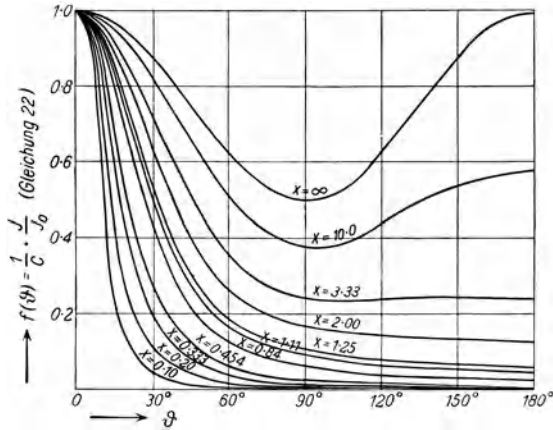


Abb. 7. Die Winkelabhängigkeit der Intensität von Compton-Streuung für verschiedene (von unten nach oben abnehmende) Härte der Primärstrahlung.

strahlung“) begünstigt, die Asymmetrie nimmt zu; bei  $\gamma$ -Strahlung von der Härte der weicheren intensiven RaC-Linie

$$(h\nu = 610 \text{ ekV}, \lambda_0 = 20,2 \text{ X-E.}, x = 0,838)$$

bleibt nur mehr wenig Gesamtintensität für den rückwärtigen Halbraum, bei der härteren intensiven RaC- $\gamma$ -Linie

$$(h\nu_0 = 1127 \text{ ekV}, \lambda_0 = 10,95 \text{ X-E.}, x = 0,454)$$

ist die Rückwärtsstreuung fast vernachlässigbar.

Sind  $n$  Streuelektroden im durchstrahlten Kubikzentimeter vorhanden, so wird die Streuung  $n \cdot J$  und der „Streukoeffizient“  $\sigma_s$ , als Verhältnis der aus der Primärstrahlung abgelenkten (über den ganzen Raum gestreuten) Intensität zur einfallenden  $J_0$ , ist gegeben aus:

$$\sigma_s = n \cdot 2 \pi r^2 \int_0^\pi \frac{J}{J_0} \sin \vartheta d \vartheta = n \cdot 2 \pi r^2 \frac{4}{3} C \frac{1 + \frac{1}{x}}{\left(1 + \frac{2}{x}\right)^2} \cdot \cdot \cdot \quad (23)$$

Der Streukoeffizient nach der gleichen Vorschrift für die klassische Streuerverteilung (9) gerechnet, ergab (S. 26)

$$\sigma_0 = n \cdot 2 \pi r^2 \cdot \frac{4}{3} C = \frac{8 \pi e^4}{3 m^2 c^4} \cdot n \dots \dots \dots (10 a)$$

wäre also von der Wellenlänge unabhängig und nur mit der dem Material eigentümlichen spezifischen Streuelektronenzahl  $n$  variabel. Gl. (23) schreibt sich dann einfacher:

$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{1 + \frac{1}{x}}{\left(1 + \frac{2}{x}\right)^2} \dots \dots \dots (23 a)$$

(23) und (23 a) geben aber nur jene bei der Streuung aus dem Primärbündel entnommene Energie an, die in Form von Strahlung abgelenkt wurde. Zur Gesamtschwächung infolge des Streuvorganges gehört auch noch die von den Rückstoßelektronen übernommene Energie. Diese Gesamtschwächung erhält man offenbar, wenn man die Zahl der ursprünglich vorhandenen Quanten, das ist  $\frac{J_0}{h\nu_0}$ , mit der Zahl der gestreuten Quanten, das

ist mit  $n \cdot 2 \pi r^2 \pi \int_0^\pi \frac{J}{h\nu} \sin \vartheta d\vartheta$  vergleicht.

Der Gesamtschwächungskoeffizient  $\sigma$  („Absorptionskoeffizient infolge Streuung“ zum Unterschied gegen den „Absorptionskoeffizient infolge Photoeffektes“) ist aus Gl. (19) und (22) somit gegeben durch:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= n \cdot 2 \pi r^2 \int_0^\pi \frac{J/h\nu}{J_0/h\nu_0} \sin \vartheta d\vartheta \\ &= n \cdot 2 \pi r^2 \int_0^\pi \frac{J}{J_0} \left[ 1 + \frac{1}{x} (1 - \cos \vartheta) \right] \sin \vartheta d\vartheta \\ \sigma &= \sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{2}{x}} \end{aligned} \right\} \dots \dots (24)$$

Bezüglich des letzteren Ausdruckes sei insbesondere auf eine neuere Ableitung durch W. Bothe<sup>51)</sup> verwiesen, der die ähnliche Beziehung

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{3}{2x} + \frac{2}{3x^2}} \dots \dots \dots (24 a)$$

findet.



Ist einmal [Gl. (22)] die Intensitätsverteilung der Streustrahlung festgelegt, so ist auch die mit ihr durch Gl. (20) gekoppelte Energieverteilung der Streuelektronen gegeben. Die Zahl der in den Winkelbereich  $d\vartheta$  gestreuten Quanten ist durch

$$dz = N \cdot 2\pi r^2 \frac{J}{h\nu} \sin\vartheta d\vartheta$$

definiert. Ersetzt\*) man z. B. darin  $\vartheta$  durch  $E_\beta$  nach Gl. (20), so erhält man die Zahl  $dz$  der Rückstoßelektronen, deren Energie im Bereich  $E_\beta$  bis  $E_\beta + dE_\beta$  liegt. Ersetzt man  $\vartheta$  durch  $\varphi$  nach Gl. (21), so erhält man die Zahl  $dZ$  der Elektronen, die in den Winkelbereich  $d\varphi$  gestoßen werden [Compton-Hubbard<sup>52)</sup>].

Compton und seine Mitarbeiter<sup>52) 53)</sup> haben unter Verwendung von Röntgenstrahlung die Beziehungen (22) bis (24) an altem und ad hoc gewonnenem Beobachtungsmaterial geprüft und im wesentlichen bestätigt gefunden. Intensitätsverteilung der gestreuten Röntgenstrahlen sowohl als der Rückstoßelektronen, Verhalten des Streukoeffizienten, Abhängigkeit von der Primärwellenlänge, alles dies ergibt sich experimentell in befriedigender Übereinstimmung mit den Aussagen der Theorie. Es ist hier nicht der Platz, auf diese Beweisführung näher einzugehen; jedenfalls ist die Prüfung aller Konsequenzen auf dem der  $\gamma$ -Strahlung benachbarten Gebiete der Röntgenstrahlung so ausgefallen, daß der Versuch, die Verhältnisse auch bei der  $\gamma$ -Strahlung durch diese Theorie zu beschreiben, gerechtfertigt, vielleicht sogar unumgänglich ist, zumal eine auf dem Boden der Wellenvorstellungen bleibende Beschreibung der  $\gamma$ -Physik, wie sich gezeigt hat, derzeit aussichtslos erscheint.

#### 4. Abschnitt.

### Beobachtungen am einzelnen $\gamma$ -Impuls.

#### § 16. Die Zählung der $\gamma$ -Impulse.

Für die Anschauung über die Natur der  $\gamma$ -Strahlung von ausschlaggebender Bedeutung dürften die Ergebnisse jener Versuche sein, die sich auf die Abzählung der einzelnen  $\gamma$ -Impulse

\*) Vgl. im Formelverzeichnis die Zusätze zu Gl. (23) und (24).

beziehen. Wenn auch derzeit die Methodik noch nicht derart durchgearbeitet ist, daß diese Versuche in quantitativer Hinsicht über jedem Zweifel sind, so gewinnt man doch den Eindruck, daß grundsätzliche Hindernisse diesbezüglich nicht bestehen.

Die ersten quantitativen Versuche zur Zählung der  $\gamma$ -Strahlen wurden von V. F. Hess und R. W. Lawson<sup>54)</sup> veröffentlicht.

Abb. 8 a zeigt die Anordnung und in Abb. 8 b vergrößert gezeichnet die Zählkammer. Die Zentralelektrode *L* derselben ist mit einem Elster-Geitelschen Einfadenelektrometer verbunden, das selbst über einen hochohmigen Xylol-Alkoholwiderstand an Erde liegt. Die halbkugelige Vorderwand (0,2 mm Kupferblech) der Kammer ist auf etwa minus 2000 Volt geladen; im Kammerinnern sind alle Ecken sorgfältig vermieden; die Zuleitung *H* gestattet Füllung der Kammer mit beliebigem Gas wählbaren Druckes. Die Methode ist die der Stoßionisation; der  $\gamma$ -Strahl löst sekundäre Elektronen aus der Kammerwand, diese erzeugen Ionen im Gas, welche unter dem hohen elektrischen Felde so beschleunigt werden, daß sie selbst ionisierungsfähig werden. Diese automatische Multiplikation des Ionisierungseffektes bewirkt, daß beim Auftreffen eines  $\gamma$ -Impulses das Elektrometer eine plötzliche Ladungszufuhr bekommt; der Nebenschluß gestattet die entsprechend schnelle Rückführung des aus der Ruhelage geworfenen Fadens in die Nullstellung, so daß der Apparat nach sehr kurzer Zeit wieder zur Registrierung eines neuen Impulses bereit steht.

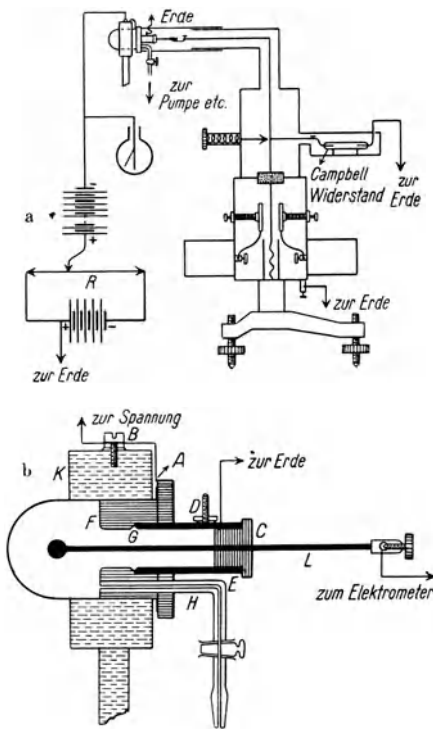


Abb. 8 a und b. Apparatur von Hess-Lawson zur  $\gamma$ -Zählung.

a) Gesamtanordnung, b) Zählkammer.

Die Methode ist die der Stoßionisation; der  $\gamma$ -Strahl löst sekundäre Elektronen aus der Kammerwand, diese erzeugen Ionen im Gas, welche unter dem hohen elektrischen Felde so beschleunigt werden, daß sie selbst ionisierungsfähig werden. Diese automatische Multiplikation des Ionisierungseffektes bewirkt, daß beim Auftreffen eines  $\gamma$ -Impulses das Elektrometer eine plötzliche Ladungszufuhr bekommt; der Nebenschluß gestattet die entsprechend schnelle Rückführung des aus der Ruhelage geworfenen Fadens in die Nullstellung, so daß der Apparat nach sehr kurzer Zeit wieder zur Registrierung eines neuen Impulses bereit steht.

Für absolute Zählungen war die Apparatur nicht geeignet, da bei vorgegebener Präparatstärke die Zahl der in der Zeiteinheit registrierten Impulse sich noch abhängig erwies vom Gasdruck in der Kammer, bzw. von der bei Druckänderung nötigen Änderung der Stoßionisationsspannung. Die von den Autoren angegebenen Absolutwerte:  $\Gamma_C = 1,43 \cdot 10^{10}$  und  $\Gamma_B = 1,49 \cdot 10^{10}$  als sekundliche Impulszahlen für die mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehende Menge RaC bzw. RaB können daher, wie die Verfasser selbst bemerken, nur untere Grenzen darstellen. Blieben jedoch diese Versuchsbedingungen konstant, dann war die registrierte Stoßzahl reproduzierbar, d. h. die Methode ist für Relativmessungen verwendbar. Allerdings ist auch bei diesen besondere Sorgfalt auf die Eliminierung der an den Zimmerwänden entstehenden sekundären  $\gamma$ -Strahlung zu verwenden. Ohne auf die Einzelheiten und Vorsichtsmaßregeln näher einzugehen, seien nur einige bezeichnende Zahlenergebnisse mitgeteilt.

a) Bei Variation der Präparatstärke ist die Stoßzahl derselben proportional.

Gewichtsmenge Radium in mg . . . . .	1,131	2,192	3,704	8,662
Stoßzahl in 10 Min. . . . .	77	153	263	569
Stoßzahl in 10 Min. pro mg . . . . .	68,1	69,8	71,0	65,8

b) Bei Änderung der Entfernung zwischen Präparat und Zählkammer nimmt die Stoßzahl mit dem Quadrat der Entfernung ab.

Entfernung $r$ in cm . . . . .	256	347	430	512	572	701	810
Stoßzahl $N$ . . . . .	275	162	109	68	53	38	30
$N \cdot r^2$ . . . . .	1803	1946	2026	1774	1742	1870	1947

c) Bei Zwischenschalten von absorbierenden Schichten zwischen Strahler und Kammer nimmt die Stoßzahl nach demselben Gesetz ab, wie sich irgend eine der sonstigen  $\gamma$ -Wirkungen ändert. Als Beispiel die so gewonnenen Absorptionskoeffizienten in Blei:  $\mu_{\text{RaC}} = 0,566 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu_{\text{RaB}} = 1,925$ , welche Zahlen ganz in Übereinstimmung mit den aus Ionisationsmessungen gewonnenen stehen.

Das wesentliche an den Daten unter a), b), c) sind natürlich nicht die Zahlenwerte selbst, die nur die Brauchbarkeit der Methode für Relativmessungen illustrieren sollen. Wesentlich ist einerseits der Umstand, daß bei dieser Zählmethode aus einer

Wirkung, die unabhängig von der Qualität (Härte) der Strahlung ist, auf die Intensität der Strahlung geschlossen wird. Andererseits und hauptsächlich die Erkenntnis, daß die bei Präparatentfernung oder Absorption eintretende „Intensitäts“-Schwächung sich in abzählbaren Einzelereignissen dokumentiert. Es wird nicht leicht sein, dies in Verbindung mit dem lichtelektrischen Effekt anders als durch „Nadelstrahlung“-Struktur der  $\gamma$ -Strahlen zu verstehen.

Sehr eingehende Zähluntersuchungen wurden ferner von A. F. Kovarik<sup>55)</sup> angestellt. Er verwendete eine Geigersche Spitzenkammer, Verstärkung des Effektes durch eine Verstärkerröhre und Relaisübertragung auf selbsttätige Registrierung. Die vordere ebene, der  $\gamma$ -Strahlung ausgesetzte Zählerwand war auswechselbar. Da diese Versuche nicht relative, sondern auch absolute Ergebnisse zeitigten, ist es nötig, die bei der Berechnung zugrunde gelegten Anschauungen anzugeben. Diese Voraussetzungen sind: Ein  $\gamma$ -Impuls gibt seine ganze Energie  $h\nu$  in einem einmaligen Absorptionsakt an ein sekundäres Elektron, dessen Bewegungsrichtung zunächst in der  $\gamma$ -Strahlrichtung liegt und das später gestreut und absorbiert wird.

Eine Ra-Quelle der Stärke (z. B. Gewichtsmenge)  $S$  sende auf die um  $r$  cm entfernte Stirnfläche  $f$  des Zählers  $N$   $\gamma$ -Impulse pro Sekunde. Für das  $d$  cm dicke Wandmaterial seien  $\mu_\gamma$  und  $\mu_\beta$  die Schwächungskoeffizienten der exponentiell absorbierten primären  $\gamma$ - und sekundären  $\beta$ -Strahlen. In der Schichtdicke  $dx$  werden  $dn' = N\mu_\gamma e^{-\mu_\gamma x} dx$   $\gamma$ -Impulse absorbiert und liefern  $dn'$   $\beta$ -Teilchen, von denen nur  $dn = dn' e^{-\mu_\beta (d-x)}$  in die Kammer zur Zählung gelangen. Durch Integration über  $x$  von  $O$  bis  $d$  ergibt sich die Zahl der Stöße:

$$n = \frac{\mu_\gamma}{\mu_\beta - \mu_\gamma} N (e^{-\mu_\gamma d} - e^{-\mu_\beta d}).$$

Die Gesamtzahl der von  $S = 1$  ausgehenden  $\gamma$ -Impulse ist

$$\Gamma = \frac{4\pi r^2}{fS} N = \frac{4\pi r^2}{fS} \cdot n \cdot \frac{\mu_\beta - \mu_\gamma}{\mu_\gamma} \frac{1}{e^{-\mu_\gamma d} - e^{-\mu_\beta d}}.$$

Die Werte von  $\mu_\gamma$  und  $\mu_\beta$  wurden an der Apparatur selbst bestimmt, so daß insbesondere die obige zweite Annahme über die anfängliche Richtung der sekundären  $\beta$ -Strahlung nicht allzu wesentlich sein mag. Besondere Aufmerksamkeit wurde auf den

Umstand gerichtet, daß, zum Unterschied vom Experiment, in obigen Formeln nur die Stirnfläche der Kammer als Sekundärstrahler aufscheint und nicht die Seitenwände. Versuche, bei welchen die Stirnfläche in ihrer Wirksamkeit ganz ausgeschaltet war, gestatteten, den Seitenwandbeitrag zu bestimmen. Sekundärstrahlung von den Zimmerwänden, Absorption in Luft und Präparatumhüllung bildeten weitere Korrekturen.

Zur Überprüfung der Funktionsweise der Apparatur wurde festgestellt, daß so, wie es die Formel verlangt, die beobachtete Impulszahl  $n$  mit dem Entfernungskadrat abnimmt und proportional mit der Wandfläche und der Präparatstärke  $S$  zunimmt. Einschalten von Absorbern in den Weg der  $\gamma$ -Strahlung und Verstärkung der Stirnwanddicke  $d$  gestattete weiters die Bestimmung von  $\mu_\gamma$  und  $\mu_\beta$  aus Zählversuchen und ergab mit der sonstigen Erfahrung ziemlich übereinstimmende Werte. Z. B. für (gefilterte) harte RaC- $\gamma$ -Strahlung die Zahlen:

Absorber:	Pb	Pt	Sn	Cu	Al
$\mu_\gamma$ . . . . .	0,47	0,81	0,29	0,32	0,11 cm <sup>-1</sup>
$\mu_\beta$ . . . . .	104,3	215,5	52,3	53,1	16,2 cm <sup>-1</sup>

Zur Bestimmung von  $\Gamma$ , das ist die pro Sekunde und Gramm Radium in den ganzen Raum ausgestrahlte Zahl von  $\gamma$ -Impulsen, wurden Zählungen mit allen obigen Materialien als Stirnwand durchgeführt;  $\Gamma$  muß vom Material unabhängig sein. Es ergab sich:

Im Material:	Pb	Pt	Sn	Cu	Al	Mittel
Für ungefilterte (heterogene Strahlung) . . . . . $10^{-10} \Gamma =$	6,99	6,70	6,95	7,25	6,94	6,94
Für gefilterte (1,55 cm Pb) harte $\gamma$ -Strahlung . . . . . $10^{-10} \Gamma' =$	2,55	2,67	2,65	2,31	2,56	2,55

Nach Korrektur auf Absorption in Luft und in der Präparathülle waren die Endwerte:

$\Gamma = 7,28 \cdot 10^{10}$  pro Sekunde für ungefilterte  $\gamma$ -Strahlung von 1 g Ra,  
 $\Gamma' = 5,56 \cdot 10^{10}$  pro Sekunde für gefilterte  $\gamma$ -Strahlung von 1 g Ra.

Da nach neueren Versuchen von den beiden hier in Betracht kommenden  $\gamma$ -Strahlern RaB und RaC je  $3,72 \cdot 10^{10}$  (nach Hess-Lawson) bzw.  $3,50 \cdot 10^{10}$  (nach Geiger-Werner) Atome pro

Gramm und Sekunde zerfallen, so entspricht nach obigem ungefähr jedem zerfallenden Atom ein  $\gamma$ -Impuls. Ein Ergebnis, das wegen seiner inneren Wahrscheinlichkeit seinerseits wieder geeignet ist, die Verlässlichkeit dieser Zählmethode zu stützen. Auch das Verhältnis von harter zu weicher Strahlung, das von I. Tuomikoski<sup>56)</sup> aus Ionisationsmessungen als 72,2 : 27,8 Proz. bestimmt wurde, kommt bei den Zählungen analog als 73,7 : 26,3 Proz. heraus. Der noch bestehende Unterschied kann leicht durch die Bevorzugung, die eine Ionisationsmessung der weicheren Strahlung zukommen läßt, erklärt werden.

Alle diese Ergebnisse sind starke Argumente dafür, diese Zählversuche als vollwertige quantitative Kriterien über das Vorhandensein oder Fehlen von  $\gamma$ -Impulsen anzusehen. Und unter dieser Beurteilung erscheinen dann auch zwei weitere Ergebnisse Kovariats von großem Interesse:

Wurden zwei identische Zählkammern in gleicher Entfernung, aber in verschiedenen Richtungen von der  $\gamma$ -Quelle aufgestellt, so wurden in keinem einzigen Falle gleichzeitige Stöße beobachtet. Ebensowenig wenn zwei Kammern in derselben Richtung hintereinander aufgestellt waren. In beiden Fällen sind die beobachteten Stromstöße, also die auslösenden Impulse zeitlich unabhängig voneinander. Ein Ergebnis, das von Bedeutung ist sowohl für den Nadelstrahlungscharakter, als für die Realität des „einmaligen Absorptionsaktes“.

Als ein besonders merkwürdiges Ergebnis mutet die bereits in § 12 erwähnte Tatsache an, daß es Kovarik<sup>25)</sup> gelang, durch solche Zählversuche auch die an den entsprechenden Gitterebenen eines Kristalls auftretende auswählende Reflexion von  $\gamma$ -Strahlen nachzuweisen und auf diese Art Wellenlängen zu bestimmen; so daß das wellenartige Gehaben des  $\gamma$ -Impulses — anders als wellenartig kann man diese Kristallinterferenzen doch kaum verstehen — an Äußerungen desselben Impulses gemessen wurde, für die nur quantenhafte oder quasikorpuskulare Vorstellungen Verständnis bringen. Ein handgreifliches Beispiel für die Doppelnatur des Lichtes.

Auf die Verwendung der Zählmethode im Dienste von  $\gamma$ -Zerstrahlungsmessungen wird in § 32 eingegangen werden.

### § 17. Die Sichtbarmachung der von $\gamma$ -Impulsen ausgelösten Sekundärelektronen.

Das Prinzip <sup>57)</sup> der Methode, deren Einzelheiten zu beschreiben hier zu viel vom verfügbaren Raum beanspruchen würde, beruht auf den Beobachtungen von Coulier (1875), Aitken (1881), Helmholtz (1887), daß in einem mit Wasserdampf gesättigten Gas bei plötzlicher Abkühlung (Expansion) die damit verbundene Übersättigung sich durch Kondensierung von Wasser an vorhandenen Kondensationskernen, also als Nebelbildung äußert. Als solche Kerne können Staubteilchen oder, nach deren Entfernung, im Gas vorhandene Ionen dienen. Nach der von W. Thomson (1871) und E. Warburg (1886) entwickelten Theorie beruht der Effekt auf der Änderung der Dampfspannung über gekrümmten Oberflächen, wozu noch im Falle, daß Ionen als Kondensationskerne dienen, der Ladungseinfluß kommt. Die Apparatur besteht aus einer gläsernen, luftdicht geschlossenen Kammer, in der das mit Wasserdampf gesättigte Gas durch plötzliche Volumenvergrößerung (z. B. Senkung des Kammerbodens) expandiert und damit die Übersättigung bewirkt wird (Tempo *A*). War durch vorhergehende Expansionen das Gas kernfrei gemacht worden, so bewirkt Tempo *A* zunächst keine Kondensation. Unmittelbar darauf (Tempo *B*) wird der  $\gamma$ -Strahl durch das Gefäß geschickt; er erzeugt direkt oder indirekt — dieser Mechanismus soll eben untersucht werden — Ionen, auf denen sich der übersättigte Dampf zu Tröpfchen verdichtet. Bevor diese Zeit haben, infolge der Schwerkraft oder durch Diffusion ihren Platz zu verändern, beleuchtet (Tempo *C*) grelles Licht die Apparatur und gestattet es, die Lage dieser Tröpfchen auf der photographischen Platte festzuhalten.

Die meisten der im folgenden zu besprechenden Erfahrungen sind allerdings an Röntgenstrahlen (einmalige Entladung einer Leidener Flasche durch ein Röntgenrohr) gewonnen. Für den qualitativen Befund tut dies nichts zur Sache, da es sich auch dort um die Einwirkung kurzweiliger — allerdings nicht so kurzweilig wie die  $\gamma$ -Strahlung — Wellenstrahlung auf die Gasmoleküle handelt. Da es ganz unmöglich ist, die Eindringlichkeit und Überzeugungskraft solcher Aufnahmen — insbesondere wenn es sich um stereoskopische Bilder handelt — nur beschreibend

wiederzugeben, so möge sich das Folgende auf die Aufzählung der Hauptergebnisse beschränken. Jedem aber, der irgendwie Gelegenheit dazu hat, sei das Studium der an Einzelheiten fast unerschöpflichen Arbeiten des Altmeisters dieser Beobachtungsmethode, C. T. R. Wilson<sup>58)</sup>, und die Betrachtung der ausgezeichneten Reproduktionen in den Originalarbeiten anempfohlen.

Der grundsätzliche Unterschied in den Nebelaufnahmen der Ionisationswirkung von korpuskularen und geladenen  $\alpha$ - bzw.  $\beta$ -Teilchen einerseits und von quantenhaften ungeladenen Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlen andererseits besteht in folgendem: Zu jedem einzelnen  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Teilchen gehört eine mehr oder weniger zusammenhängende Folge von Nebeltröpfchen, die sich bei  $\alpha$ -Partikeln als dicker zusammenhängender, fast geradliniger Strich, bei  $\beta$ -Partikeln als eine punktierte, meist stark gekrümmte Linie darstellt. Das heißt: beide Korpuskelarten geben ihre Bewegungsenergie entlang ihrer Bahn allmählich durch Bildung einer großen Zahl von Ionen (Abspaltung eines leicht gebundenen Elektrons) ab. Die so erhaltenen Nebelbahnen konvergieren mit ihrem Anfangsstück zum Ort der Strahlungsquelle. Bei Nebelaufnahmen von Wellenstrahlung dagegen tritt ein Gewirr von Nebelbahnen auf, die ihrem ersten Anblick nach an die Wirkung von  $\beta$ -Teilchen erinnern, deren Anfangsstücke aber nicht nach dem Ort der Röntgenquelle weisen; ihre Entstehungspunkte liegen vielmehr irgendwo auf dem Wege des Röntgenbündels. Das heißt, die Wellenstrahlen ionisieren nicht direkt, sondern indirekt über ausgelöste  $\beta$ -Strahlung. Und die Nebelmethode ist nun imstande, den Entstehungsort des Sekundärelektrons, seine anfängliche Bewegungsrichtung (Richtung, in der es aus dem Atom geworfen wird), seine ganze weitere Bahn (durch Zusammenstöße mit Atomen gekrümmt), seine Reichweite und die Variation der Ionisierung entlang der Bahn direkt sichtbar zu machen.

Abb. 9, die der Verfasser der Liebenswürdigkeit eines Kollegen (Dr. Keller, Dozent für darstellende Geometrie in Graz) verdankt, stellt den Weg eines solchen Sekundärelektrons dar; er ist mit

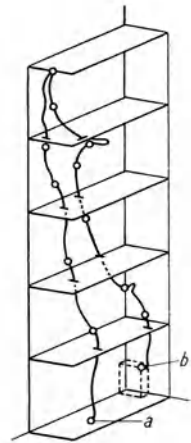


Abb. 9. Bahn eines von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären  $\beta$ -Teilchens. Rekonstruiert nach einer Stereoskopaufnahme C. T. R. Wilsons.



Hilfe der Angaben über Brennweite, Achsenkonvergenz der verwendeten Objektive und über die Gegenstandsweite aus dem Stereoskopbild Abb. 3, Tafel 17 der zitierten<sup>58)</sup> Wilsonschen Arbeit rekonstruiert und nach einer für die räumliche Nachzeichnung günstigen Verschwenkung der Blickrichtung wiedergegeben. Die Konstruktionspunkte sind durch Ringe gekennzeichnet und die Verbindungsstücke dann durch Vergleich mit dem Stereoskopbild schätzungsweise eingetragen. Bei  $a$  wurde das Elektron von einem in der untersten Horizontalebene verlaufenden Röntgenimpuls ausgelöst und hat nach den in der Abbildung ersichtlichen mannigfachen scharfen oder schwachen Ablenkungen bei  $b$  seinen Weg beendet; d. h. es hat so viel Energie auf Ionisierung vorausgibt, daß seine weitere Fähigkeit zur Ionisierung und zur Nebelbildung erloschen ist. — Das genauere Studium von etwa 500 solcher Aufnahmen führte C. T. R. Wilson zu folgenden Ergebnissen: Bei Einwirkung einer Röntgenstrahlung von weniger als  $0,5 \text{ \AA}$  (d. i.  $\lambda = 500 \text{ X-E.}$  oder  $h\nu = 25 \text{ ekV}$ ) hat man im wesentlichen dreierlei  $\beta$ -Typen zu unterscheiden:

A. Es entsteht eine harte  $\beta$ -Strahlung großer Reichweite, deren Anfangsenergie fast gleich  $h\nu$  ist. Sie kann je nach ihrer Anfangsrichtung in drei Gruppen geteilt werden; die erste Gruppe, etwa 20 Proz., verläßt die Röntgenbahn fast genau unter  $90^\circ$ ; die Mehrheit der  $\beta$ -Strahlen weicht in ihrer Anfangsrichtung nur um etwa  $45^\circ$  von der Röntgenstrahlrichtung ab. Die dritte Gruppe zeigt Abweichungen, die  $90^\circ$  wesentlich überschreiten.

B. Es entsteht eine ganz weiche Strahlung kurzer Reichweite. Ihre Anfangsrichtung fällt fast zusammen mit der des Röntgenbündels. Zu ihrer Erzeugung muß die Röntgenenergie eine untere Grenze überschritten haben. Diese Type wurde gleichzeitig von W. Bothe<sup>59)</sup> entdeckt und beschrieben.

C. Außer diesen beiden Typen, die ihrem Entstehungsort entsprechend eine unmittelbare Wirkung der Wellenstrahlung auf die Gasatome darstellen, bemerkt man noch sehr weiche  $\beta$ -Strahlen, die außerhalb der Röntgenbahn erzeugt werden, keine ausgezeichnete Richtung aufweisen und offenbar nicht unmittelbar mit der primären Röntgenstrahlung zusammenhängen.

Die Interpretation — wenigstens die qualitative — dieser drei Typen ist naheliegend. Wie bereits in § 10 gelegentlich

erwähnt, kann man aus den später zu besprechenden Absorptionsversuchen schließen, daß die Zahl der Photoelektronen, die von Röntgenstrahlen mit der Wellenlänge  $\lambda$  aus einem Material, das im Kubikzentimeter  $L'$  Atome der Atomnummer  $N$  hat, ausgelöst wird, proportional zu  $N^4 \lambda^3 L'$  ist; dabei muß  $\lambda$  klein genug sein, daß die eingestrahlte Impulsenergie  $h\nu$  größer ist als die Ablösearbeit  $A_K$  aus der  $K$ -Schale (vgl. § 10 u. 14). Aus der bekannten Zusammensetzung der Luft (bekanntes  $L'$  für die einzelnen Atomarten) berechnet dann Wilson, daß etwa 60 Proz. der entstehenden Photoelektronen (aus der  $K$ -Schale) dem anwesenden Stickstoff, 25 Proz. dem Sauerstoff, 15 Proz. dem Argon zuzuschreiben sind und daß die anderen Atomarten ( $H_2$ ,  $CO_2$ , Ne, Kr, X) in ihrer Sekundärstrahlerfunktion vernachlässigbar sind. Ist nun das einstrahlende Quantum  $h\nu$  groß gegen  $(A_K)_{Ar}$ , so werden die Ausdrücke  $(E_\beta)_{Ar} = h\nu - (A_K)_{Ar}$ ;  $(E_\beta)_{O_2} = h\nu - (A_K)_{O_2}$ ;  $(E_\beta)_{N_2} = h\nu - (A_K)_{N_2}$  voneinander prozentuell nicht sehr verschieden sein, man wird ungefähr gleiche  $\beta$ -Energien, also Reichweiten der Photoelektronen erhalten, welche die beobachtete Type  $A$  darstellen. Die betroffenen Atome werden unter Komplettierung ihres unvollständig gewordenen  $K$ -Ringes die  $K\alpha$ -,  $L\alpha$ -, usw. Fluoreszenzröntgenstrahlung aussenden, deren Absorption in einem  $K$ -Ringe eines Atoms kleinerer Atomnummer (kleineres  $A_K$ ) Veranlassung zu langsamen, energiearmen Elektronen mit dem Entstehungsort außerhalb des primären Röntgenbündels gibt und dadurch — wenigstens zum Teil — die Erscheinungen der Type  $C$  erklärt. Endlich gibt der elastische Stoß eines  $h\nu$ -Quantums Veranlassung (vgl. § 15) zum Auftreten von „Rückstoß“ oder Comptonelektronen, deren Entstehungsort im Primärbündel liegen muß, deren Energie bei einwirkender Röntgenstrahlung klein, deren Reichweite also kurz ist, und deren Anfangsrichtung nur Winkel  $< 90^\circ$  mit der Röntgenrichtung einschließen kann; diese Comptonelektronen repräsentieren die Type  $B$ .

Ähnliche Beobachtungen und Ergebnisse wurden von P. Auger<sup>60)</sup>, W. Bothe<sup>59)</sup> und H. Ikeuti<sup>61)</sup> erhalten. [Vgl. auch die Diskussion von A. H. Compton und C. T. R. Wilson<sup>62)</sup>.] Theoretische Überlegungen dazu findet man bei A. H. Compton und J. C. Hubbard<sup>62)</sup>. Einen Schritt weiter zu den für das vorliegende Thema in Betracht kommenden Verhältnissen bei Einwirkung hochfrequenter Wellenstrahlung gehen die Versuche von

A. H. Compton und A. W. Simon<sup>53)</sup>; bei diesen wird die Wellenlänge der Röntgenstrahlung variiert und der Einfluß dieser Veränderung auf das Verhältnis der zur Type *A* und zur Type *B* gehörigen Sekundärelektronen beobachtet. Es ergibt sich, daß das Verhältnis der Zahl der Streuelektronen zur Zahl der Photoelektronen rasch zunimmt bei abnehmender Wellenlänge. Es steigt dieses Verhältnis auf das 720fache, wenn die Wellenlänge der Röntgenstrahlung von 710 auf  $130 \cdot 10^{-11}$  cm sinkt. Es steht dies ungefähr in Übereinstimmung mit dem, was man nach der Abhängigkeit des Absorptions- und Streukoeffizienten von der Wellenlänge (vgl. § 29) zu erwarten hätte.

Bezüglich der  $\gamma$ -Strahlung bzw. der von ihr sekundär ausgelösten Elektronen und ihren Nebelbahnen liegen, abgesehen von älteren, gelegentlichen Beobachtungen C. T. R. Wilsons<sup>54)</sup>, Versuche von D. Skobelzyn<sup>55)</sup> vor. Das Verhältnis zwischen Zahl der Streuelektronen und Zahl der Photoelektronen ist bei den kleinen Wellenlängen der  $\gamma$ -Strahlung von Radium bereits so groß, daß in den photographischen Aufnahmen Skobelzyns überhaupt nur mehr  $\beta$ -Bahnen erscheinen, die zum Unterschied gegen die Aufnahmen Wilsons mit Röntgenstrahlen nicht mehr den scharfen Unterschied zwischen Type *A* und Type *B* ergeben, deren Energie vielmehr kontinuierlich von kleinen Werten bis zu Werten nahe gleich  $h\nu$  variiert. Da außerdem nur mehr Anfangsrichtungen vorkommen, deren Abweichung gegen die  $\gamma$ -Richtung  $90^\circ$  nicht überschreitet, und da endlich ein ausgesprochener Zusammenhang zwischen  $\beta$ -Reichweite und Anfangsrichtung in dem Sinne zu konstatieren ist, daß die Energie mit zunehmender Ablenkung abnimmt, so ist mit Rücksicht auf die in § 15 entwickelte Theorie des Streueffekts zu schließen, daß es sich bei der an den leichten Gasatomen ausgelösten Sekundärstrahlung nur mehr um Streuelektronen handelt. Die unter günstigen Umständen („zentraler Stoß“ bzw. Streuung um  $180^\circ$ ) vom Elektron aufgenommene Energie ist dabei so groß, daß die ganze  $\beta$ -Bahn nur dadurch innerhalb der Nebelkammer gehalten werden kann, daß ein starkes Magnetfeld die Bahnen zu Kreisen zusammenbiegt; dies ermöglicht auch (allerdings nur sehr angenähert, da zunächst keine Stereoaufnahmen gemacht wurden und die Bahnen in verschiedenen Ebenen verlaufen) die Schätzung der  $\beta$ -Energie.

Skobelzyn hat weiter ganz kürzlich, wie aus einem lebenswürdigerweise dem Verfasser zur Verfügung gestellten Manuskript\*) (Brief an die „Nature“) zu entnehmen ist, 200 Stereoaufnahmen von Rückstoßelektronen, die von  $\gamma$ -Strahlen (gefiltert durch 3 mm Pb) des Ra ausgelöst wurden, gewonnen. 170 Fälle wurden ausgewählt, deren Anfangsrichtung einen Winkel  $\varphi < 20^\circ$  mit der  $\gamma$ -Bahn einschlossen. Aus ihrem Krümmungsradius im homogenen Magnetfelde wurde ihr  $E_\beta$  gerechnet und nach der aus Gl. (20) ableitbaren Formel

$$\frac{E_\beta}{h\nu} = \frac{\frac{2}{x}}{1 + \frac{2}{x} + \left(1 + \frac{2}{x}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

die zugehörige Energie  $h\nu$  der  $\gamma$ -Strahlung bestimmt; für  $\varphi$  wurde der mittlere Wert  $\varphi = 10^\circ$  eingesetzt. Auf diese Art erhält man eine Häufigkeitsverteilung der nach Gruppen von  $h\nu$ -Werten geordneten  $\gamma$ -Strahlung, also eine spektrale Intensitätsverteilung. Das Ergebnis wird an anderer Stelle (§ 32) verwertet werden.

Weiter haben A. H. Compton und A. W. Simon<sup>53)</sup> — allerdings mit Röntgenstrahlen — Versuche angestellt, aus denen sie auf die von der Theorie geforderte Beziehung zwischen Streuelektron und gestreutem Wellenquantum schließen zu können glauben. Da das gestreute Quantum nur beobachtbar ist, wenn es wieder absorbiert wird und sich als  $\beta$ -Nebelbahn aufnehmen läßt, so waren fast 1300 Aufnahmen nötig, um 38 Fälle zu erhalten, wo die Spuren von Rückstoßelektron und gestreutem Quant gleichzeitig auf der Platte vorhanden waren. Verbindung der Streuelektronenbahn mit der sekundären  $\beta$ -Bahn des gestreuten Quantums sollte den Streuwinkel  $\varphi + \vartheta$  (vgl. Abb. 5) liefern. 18 Fälle ergaben Übereinstimmung mit der Theorie. Würde das Streuelektron eine Kugelwelle aussenden und keine gerichtete Quantenstrahlung, so wäre die Wahrscheinlichkeit eines Ergebnisses, wie das beobachtete,  $\frac{1}{250}$ . Die Verfasser glauben damit einen sicheren Beweis für die Richtigkeit der ganzen Compton-Debyeschen Theorie geliefert zu haben.

\*) Mittlerweile erschienen in Nature 118, 553, 1926.

## 5. Abschnitt.

**Die photoelektrische Bestimmung der  $\gamma$ -Wellenlänge** <sup>64)</sup> <sup>65)</sup> <sup>66)</sup> <sup>67)</sup>.

Die photoelektrische Grundbeziehung (15) auf S. 34 gestattet es, die Auslösung von Photoelektronen zur Wellenlängenbestimmung zu verwenden. Die  $\gamma$ -Strahlen fallen auf Materie und lösen Elektronen ab; deren Energie  $E_\beta$  wird nach Gl. (4) durch Messung ihrer Geschwindigkeit  $v = \beta c$  (Ablenkung im transversalen magnetische Feld) bestimmt, woraus bei Kenntnis von  $A$  der gesuchte Wert  $h\nu$  [Gl. (15)], und daraus nach (16) die Wellenlänge berechenbar ist.

**§ 18. Apparatur und Methodik.**

Eine Zusammenstellung der älteren qualitativen und quantitativen Methoden zur Untersuchung von Elektronengeschwindigkeiten findet man u. a. in der Monographie von F. Wolf<sup>64)</sup>. Ebenso die Beschreibung der anfänglich für die vorliegenden Meßzwecke benutzten Apparatur. [Lit. 64, S. 66 ff. vgl. auch den zusammenfassenden Bericht von O. v. Bayer<sup>67)</sup>.] Die heute für die Aufnahme von  $\beta$ -Strahlspektren allgemein übliche Anordnung stammt von J. Danysz<sup>68)</sup>. Sie sei in den Einzelheiten beschrieben an Hand der von J. Thibaud<sup>69)</sup> verwendeten Apparatur, da die diesbezüglichen Originalangaben vielleicht weniger zugänglich sind.

Der massive Bleiblock  $7 \times 4 \times 30$  cm der Abb. 10 hat links eine dreieckige Ausnehmung, in der senkrecht unterhalb des Spaltes  $EFC D$  die Strahlungsquelle  $AB$  angebracht ist. Die Innenwände der Ausnehmung sind seitlich mit Aluminium, unten mit Graphit ausgekleidet. Der von zwei mit Al überzogenen Pb-Prismen begrenzte Spalt (das linke Prisma ist in der Zeichnung zur Hälfte entfernt) ist in der Breite regulierbar und wurde gewöhnlich auf 5 bis 6 mm gestellt. Die photographische Platte liegt mit der Schicht nach unten auf dem rechten, gleichfalls mit Al bedeckten Oberteil des Pb-Blockes und ist durch den Anschlag links und durch eine Klammer bei  $GH$  rechts fixiert; ihre Schicht liegt in der gleichen Ebene wie der Spalt. Dieser

Pb-Block samt Strahlungsquelle und Platte wird innerhalb einer flachen Al-Schachtel ( $32 \times 6,5 \times 32$  cm), die luftdicht verschlossen und evakuiert werden kann, zwischen die Pole eines kräftigen Elektromagnets gebracht, so daß die Kraftlinien parallel dem Spalt die ganze Schachtel in gleichmäßiger Dichte durchsetzen. Unter dem Einfluß dieses Feldes beschreiben jene  $\beta$ -Teilchen, die sich in einer Ebene senkrecht zum Spalt bzw. senkrecht zu den Kraftlinien bewegen, Kreise, deren Radien  $\rho$  gegeben sind aus der Gleichung:

$$H \rho = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \dots \dots \dots (25)$$

worin  $H$  die magnetische Feldstärke bedeutet und  $m_0$ ,  $e$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $c$  die bereits verwendeten Bezeichnungen für Ruhmasse, Ladung, Geschwindigkeit des Elektrons und Geschwindigkeit des

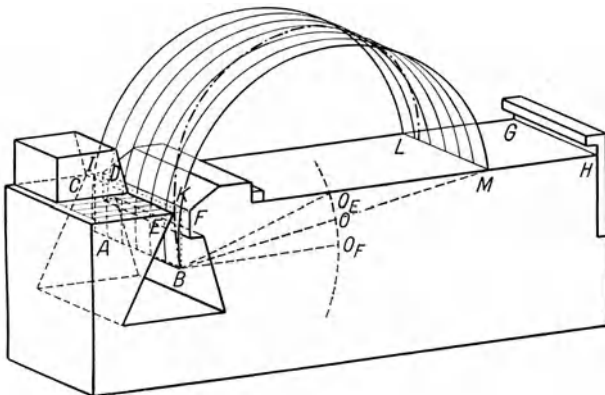


Abb. 10. Anordnung für magnetische  $\beta$ -Spektren.

Lichtes sind. Hieraus  $\beta$  gerechnet und in (4) eingesetzt, ergibt die gesuchte Elektronenenergie

$$E_\beta = m_0 c^2 \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{H \rho e}{m_0 c} \right)^2} - 1 \right]$$

als Funktion der Beobachtungsgrößen  $H$  und  $\rho$ . Nach Einsetzung der Zahlenwerte erhält man

$$E_\beta = 8,094 \cdot 10^{-7} \left[ \sqrt{1 + \frac{(H \rho)^2}{2,876 \cdot 10^6}} - 1 \right] \text{Erg.}$$

Die zu Kreisen zusammengebogenen  $\beta$ -Bahnen treffen nun die photographische Platte und aus der Lage der bewirkten

Schwärzungsstelle ist zurückzurechnen auf  $\rho$ . Greift man eine bestimmte Elektronengeschwindigkeit heraus, so überlegt man leicht, daß solche Teilchen, die den Spalt in der Mitte [bei  $JK$  (Abb. 10)] durchsetzen, die Platte in den Punkten  $LM$  treffen, so daß  $\overline{MB}$  den Durchmesser  $2\rho$  der gesuchten Kreisbahn bildet. Teilchen dagegen, die symmetrisch links und rechts zu  $K$ , also z. B. bei den Spaltkanten  $E$  und  $F$  den Spalt durchsetzen, treffen die Platte nicht in  $M$ , sondern an einem dem Spalt näher gelegenen Punkte. Die Mittelpunkte aller Kreisbahnen mit dem Radius  $\rho$ , die irgend einen Punkt des Spaltes zwischen  $E$  und  $F$  mit dem Quellenpunkt  $B$  verbinden, liegen auf dem um  $B$  mit dem Radius  $\rho$  geschlagenen Peripheriestück  $O_E$  bis  $O_F$ , und man erhält alle Durchstoßpunkte auf der Platte, wenn man die in der Figur mit dem Radius  $\rho$  gezeichnete Zylinderfläche um die Achse  $\overline{AB}$  so hebt oder senkt, daß die Krümmungsmittelpunkte  $O_E$  bis  $O_F$  durchlaufen. Dabei wird die Schnittlinie mit der Platte zuerst (die Achse verschiebt sich von  $O_E$  bis  $O$ ) von links bis zur gezeichneten Stelle  $LM$  gehen und bei weiterer Senkung des Zylinders (im Teil  $O$  bis  $O_F$ ) wieder nach links zurückkehren. Eine linienförmige Strahlungsquelle liefert also infolge der endlichen Spaltbreite als Bild einen Schwärzungsstreifen, dessen Breite angenähert  $D = 2\rho(1 - \cos\varphi)$  ist, wenn  $2\varphi$  der von Spaltbreite und Tiefenlage des Strahlers abhängige Öffnungswinkel des Spaltes ist. Da z. B. bei Thibaud die Spaltbreite 5 mm, die Entfernung Quelle bis Spalt 30 mm betrug, so ist in diesem Falle  $1 - \cos\varphi = 0,0034$ , und die Streifenbreite würde für die vorkommenden Extremwerte  $\rho = 2$  cm und  $\rho = 12$  cm die Werte 0,14 bzw. 0,82 mm annehmen. Dies wäre an sich nicht schlimm, denn sofern nur die rechte (äußere) Kante des Streifens scharf genug ausgebildet ist, würde ihre Ausmessung (z. B. ihr Abstand von der Spaltmitte) genügen, um den richtigen Wert für  $\rho$  zu finden (allerdings, wenn nur diese Kante zur Messung käme, ist nicht recht einzusehen, wozu man den Spalt breit macht; denn diese Kante stammt nur von den den Spalt zentral durchlaufenden Elektronen). Ungünstiger werden die Verhältnisse aber in dem Augenblick, als nicht eine linienförmige, sondern eine ausgedehnte Strahlerquelle verwendet werden muß. Dieser Fall tritt insbesondere bei den „künstlichen“  $\beta$ -Spektren (vgl. weiter unten) auf. Man überlegt leicht,

daß ein nicht linienförmiger Strahler, dessen Begrenzungen links und rechts um  $d$  mm von der Strahlermitte  $AB$  abstehen, die rechte Kante des Bildes um  $d$  mm, die linke Kante aber um eine Strecke nach links verschiebt, die von Spaltbreite, Tiefenlage und Strahlerbreite abhängig ist und der unter Umständen recht beträchtliche Werte annehmen kann. Gleichartig wirkt der Umstand, daß solche Strahler nicht nur flächenförmig, sondern körperlich ausgedehnt sind, daher auch die Tiefenlage des Strahlers variiert. Doch wird angegeben, daß trotz dieser die Bildschärfe beeinträchtigenden Einflüsse der Hauptteil der Energie gegen die rechte Kante des Bildes zu konzentriert bleibt, und daß praktisch die sichtbare Bildbreite kleiner als die Strahlerbreite ist. Anders wäre es auch nicht zu verstehen, daß so klare und eindeutige Ergebnisse erzielt werden, und daß z. B. von Thibaud die Genauigkeit der Plattenausmessung auf 1 Prom. geschätzt wird. Immerhin zeigt der Vergleich der Reproduktionen von  $\beta$ -Spektren, die mit breitem Strahler (künstliche  $\beta$ -Spektren) bzw. mit dünnem Strahler („natürliche“  $\beta$ -Spektren) gewonnen wurden, um wieviel sauberer und schärfer sich die Linien im zweiten Falle ausbilden.

Gegenüber den üblen Folgen ausgedehnter Strahler tritt eine weitere Fehlerquelle des Strahlenganges ganz zurück. Das Teilchen kann ja auch von irgend einem Punkte der Quelle ausgehend eine Bahn durchlaufen, deren Ebene nicht senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien steht. Dann beschreibt es unter dem Einfluß des Magnetfeldes eine Spiralbahn (vgl. die gestrichelte Linie auf Abb. 10) auf einem Zylinder, dessen Radius  $\rho$  ein wenig kleiner ist, als der bisher betrachtete. Die Achsendurchstoßpunkte der zu solchen Spiralbahnen gehörigen Zylinder verschieben sich auf allen zwischen  $B$  und dem Peripheriestück  $O_E$  bis  $O_F$  gezogenen Verbindungslinien ein wenig gegen  $B$ ; dies bewirkt wieder eine Verschiebung der zugehörigen Abbildungspunkte nach links. Und endlich ist noch damit zu rechnen, daß von den Teilchen, die das Atom mit der betrachteten Geschwindigkeit  $v = \beta c$  verlassen, nur jene aus dem Strahler mit dieser Anfangsgeschwindigkeit austreten werden, deren Entstehungsort an der Strahleroberfläche liegt; bei den anderen ist mit Geschwindigkeitsverlust infolge Absorption im Strahlermaterial zu rechnen. Wieviel dies ausmacht, sieht man aus den Arbeiten



von Danysz<sup>70)</sup>, O. v. Baeyer<sup>71)</sup>, D'Espine<sup>72)</sup>; fast unabhängig vom Material gelten für die Beeinflussung der  $H\varrho$ -Werte durch die Geschwindigkeitsverminderung der  $\beta$ -Strahlen beim Durchsetzen einer Schichtdicke, die durch 0,01 g/pro  $\text{cm}^2$  Oberfläche hergestellt wird, folgende Zahlen:

Tabelle 4. Energieänderung der  $\beta$ -Strahlung, gemessen an  $\Delta(H\varrho)$ , nach Durchsetzen einer Schichtdicke von 0,01  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

$H\varrho$	1398	1410	1677	1764	1820	1938	2256	2980	3020	3289	5904
$\Delta(H\varrho)$	103	102	84	73	71	66	56	57	57	56	53

Da jeder derartige Geschwindigkeitsverlust  $\varrho$  verkleinert und eine Linienverbreiterung nach links bewirkt, sieht man auch

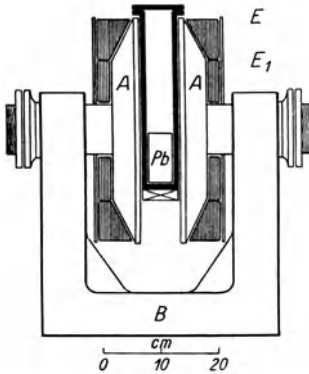


Abb. 11. Elektromagnet für magnetische  $\beta$ -Spektren.

hieraus, daß es immer die rechte, nach der Seite der schnelleren Elektronen gelegene Kante der Spektrallinie ist, deren Lage das richtige Maß für die gesuchte Austrittsenergie  $E_\beta$  des Elektrons abgibt; und daß es für die Richtigkeit der Ergebnisse von ausschlaggebender Bedeutung ist, die Bestimmung dieser Außenkante zu ermöglichen und ein Verkennen der Kantenlage infolge des kontinuierlichen Untergrundes (vagabundierende  $\gamma$ - und  $\beta$ -Strahlung) und infolge ungünstiger Schwärzungsverteilung entlang der auszumessenden Linie zu

verhindern. — Die zweite nicht zu unterschätzende Schwierigkeit ist die Herstellung eines in solchen Dimensionen ( $2\varrho = 24 \text{ cm}$ !) homogenen und kräftigen Magnetfeldes; im vorliegenden Falle wurde es erreicht (vgl. Abb. 11) dadurch, daß die Pole  $A A$  eines Elektromagnets mit zwei Wicklungen  $E_1$  und  $E_2$  versehen wurden, von denen die äußere zur Behebung der radial nach außen eintretenden Feldabnahme bestimmt ist. Bei etwa 9,5 Amp. und 110 Volt Akkumulatorenspannung wurde eine Feldstärke von 810 Gauß für einen Polabstand von etwa 6,5 cm erhalten, wobei die Homogenität über die ganze Feldbreite (Poldurchmesser 40 cm) bis auf 1 bis 2 Prom. gewahrt war. Auf Abb. 11 sieht man zwischen

den Polen den Aluminiumkasten mit dem Bleiblock  $Pb$ ; im Raum zwischen den Polschuhen und dem Kasten kann ein Luftstrom zur Kühlung des Magnets zirkulieren, was sich bei der oft mehrstündigen Expositionsdauer als nötig erweist.

In bezug auf die verwendete Strahlungsquelle seien nun zwei Fälle unterschieden: Je nachdem, ob die Photoelektronen im selben Atom, aus dem der  $\gamma$ -Impuls stammt, ausgelöst werden, oder in einem fremden Atom. Und zwar seien sie deshalb unterschieden, weil die Deutung der Messungsergebnisse im ersten Falle infolge einer ganzen Reihe von Umständen (vgl. § 20) wesentlich unsicherer, die Ausbeute an Photoelektronen und daher die Empfindlichkeit der Messung aber bedeutend gesteigert ist, so daß auch relativ schwache  $\gamma$ -Komponenten wirksam werden; außerdem können als Strahlungsquelle ganz dünne, mit aktiver Substanz bedeckte Drähte verwendet werden, weshalb, wie oben besprochen, die Spektren schärfer und leichter ausmeßbar zu erwarten sind. Im zweiten Falle dagegen, bei welchem jedoch nur die kräftigen  $\gamma$ -Komponenten zur Wirkung und Beobachtung gelangen, ist die Variationsmöglichkeit des Versuches (Benutzung verschiedenartiger Sekundärstrahler) viel größer, die Auslegung der Ergebnisse willkürfreier und überzeugender. Ja, diese Freiheit in der Wahl des Materials, aus welchem die Photoelektronen zu lösen sind, ermöglicht es, die Ergebnisse ohne anderweitige Kenntnis der Atomkonstanten  $A$  [Gl. (15)] einer wenigstens vorläufigen Deutung zuzuführen und sich dadurch ohne Rückbeziehung auf fremde Erfahrungskomplexe ein angenähertes Bild über die Qualität und Zusammensetzung der untersuchten  $\gamma$ -Strahlung zu verschaffen; man könnte sogar umgekehrt, ohne irgendwelche Voraussetzungen über den Atombau, aus der empirisch feststellbaren Proportionalität zwischen  $E_\beta$  und  $N^2$  sowohl die Wellenlängen der auslösenden  $\gamma$ -Strahlung, als die wesentlichen energetischen Züge des Rutherford-Bohrschen Atommodells ableiten.

Im ersten Falle handelt es sich um die Interpretation der „natürlichen magnetischen  $\beta$ -Spektren“ der radioaktiven  $\gamma$ -strahlenden Elemente, im zweiten Falle um künstliche  $\beta$ -Spektren. Der voraussetzungsfreiere Fall der künstlichen Spektren sei zuerst besprochen.

### § 19. Von $\gamma$ -Strahlung in fremden Atomen ausgelöste $\beta$ -Spektren und deren Verwendung zur $\lambda$ -Bestimmung.

Als Strahlungsquelle dient zunächst ein radioaktives Präparat, meist eingeschmolzen in Glasröhrchen entsprechender Länge und von möglichst geringem (1 bis 2 mm) Durchmesser, die manchmal zum Schutze gegen Bruch noch in einem dünnwandigen Al-Röhrchen versorgt werden. Diese  $\gamma$ -Quelle wird mit dem Material des Sekundärstrahlers in solcher Dicke umwickelt, daß die primären  $\beta$ -Strahlen der Quelle zur Gänze absorbiert werden; dazu sind je nach dem Atomgewicht des verwendeten Materials Dicken von 0,3 (Pb) bis 6 mm (Al) notwendig, so daß in letzterem Falle die Strahlerbreite große Dimensionen annimmt. Die aus den Atomen dieser Umhüllung herausgeworfenen Photoelektronen bilden das Objekt der Untersuchung. Wie in § 18 auseinandergesetzt wurde, ermöglicht die Ausmessung der Feldstärke  $H$  einerseits, der Krümmungsradien  $\rho$  andererseits die Berechnung der Elektronenenergie  $E_\beta$ .

An Hand der umfangreichen Thibaudschen Beobachtungen sei nun gezeigt, wie man, wenn nur eine genügende Anzahl von Sekundärstrahlern untersucht werden kann, auch ohne Kenntnis der Niveauwerte  $A$  zu einer Einschätzung der (Gl. 15) gesuchten  $h\nu$ -Werte der auslösenden  $\gamma$ -Strahlung gelangen kann. Die folgende Tabelle gibt die von Thibaud gefundenen Zahlen von  $E_\beta$  in  $e$ -Kilovolt für eine Anzahl von Sekundärstrahlern und für

Tabelle 5. Energie  $E_\beta$  der von Ra- $\gamma$ -Strahlung in verschiedenen Atomarten ausgelösten Photoelektronen.

Strahler	$N$	Beobachtete $E_\beta$ in $e$ -Kilovolt
Uran . . .	92	<b>233,5</b> ; <b>493,8</b> ; 592,4; 652,3; <b>1013,5</b> ; 1129; 1660,2; 1760,2
Blei . . . .	82	153,3; 206,2; <b>264,7</b> ; 338; 377,8; 419,6; <b>522,5</b> ; 597,1; 682,9; 850; <b>1041</b> ; 1156,4; 1690; 1795,6
Platin . . .	78	<b>273,2</b> ; 345,9; 429,9; <b>530,2</b> ; 596,4; 692,2; 860; <b>1047,2</b> ; 1166; 1699,4; 1766
Wolfram . .	74	<b>279</b> ; 442,8; <b>543,4</b> ; 603; 695,8; 868,6; <b>1060,9</b>
Cer . . . .	58	<b>310,6</b> ; 468,2; <b>569,8</b> ; 897,2
Antimon . .	51	221,5; <b>323</b> ; 431,4; 468,2; <b>580,9</b> ; 906,2; 1098; 1218
Silber . . .	47	<b>326,8</b> ; 405; 487,2; <b>585,6</b> ; 612,5; 1109
Kupfer . . .	29	345,7; <b>604,3</b>

den Fall, daß Radiumbromid (27 mg) als  $\gamma$ -Strahler verwendet wurde; dabei sind die intensiveren  $\beta$ -Linien durch Fettdruck hervorgehoben. Absichtlich wurde die in der entsprechenden Tabelle der Thibaudschen Arbeit vorzufindende Ordnung der Zahlen wieder zerstört. Ohne die Intensität irgendwie als Zuordnungskriterium zu verwenden, werden die gefundenen Zahlen als Ordinaten in einem Koordinatensystem aufgetragen, als dessen Abszisse das Quadrat der Atomnummer des Strahlers gewählt wird. Der Leitgedanke dazu ist die photoelektrische Grundgleichung (15), in welcher mit Hilfe der durch Gl. (13) für die Ablösearbeit gegebenen Beziehung  $E_\beta$  sich als Funktion von  $N^2$  ergibt, und zwar:

$$\begin{aligned} E_\beta &= h\nu - A_k \\ &= h\nu - \frac{C}{k^2} N^2 \quad (26) \end{aligned}$$

Sofern also die Beziehung (13) näherungsweise zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Niveauewert  $A$  und Atomnummer  $N$  hinreicht, ist bei der graphischen Darstellung von  $E_\beta$  als Funktion von  $N^2$  zu erwarten, daß sich jene  $E_\beta$  Werte, die von derselben

$h\nu$ -Strahlung aus demselben Niveau ( $k$ ) verschiedener Atome ausgelöst werden, durch Gerade verbinden lassen müssen, deren Neigung  $C/k^2$ , deren Schnittpunkt mit der Ordinate den gesuchten Wert  $h\nu$  ergeben muß. Wieweit dies der Fall ist, zeigt Abb. 12, in welcher entlang der zu  $N^2 = 841$  (Cu), 2209 (Ag), 2601 (Sb) usw. gehörenden Vertikalen, die für diese Sekundärstrahler gefundenen  $E_\beta$ -Werte als Ringe eingezeichnet sind; abgesehen von

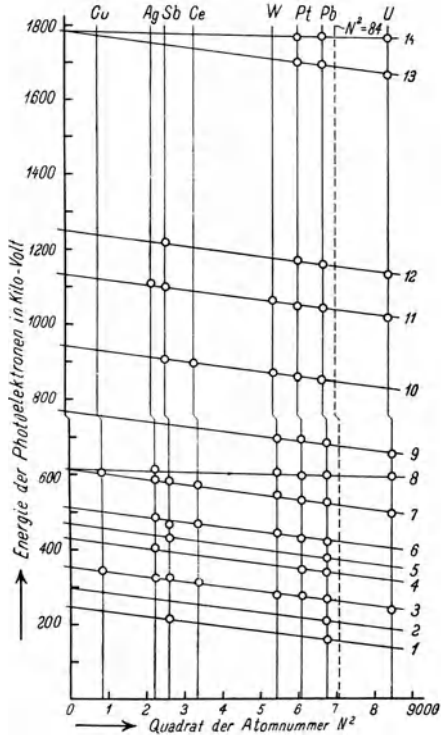


Abb. 12. Energie der Photoelektronen als Funktion von  $N^2$ .

der nur durch einen Wert nicht definierten Geraden Nr. 2 erfolgt die Zuordnung der Beobachtungspunkte zu je einer Geraden völlig zwanglos und willkürfrei. Man erhält zwei verschiedene Neigungen; aus der stärkeren Neigung rechnet man den Faktor in Gl. (26) zu 14,2  $e$ -Volt, aus der schwächeren Neigung zu 2,66  $e$ -Volt. Andererseits ist die universelle Konstante  $C$  in Gl. (13), wie dort angegeben,  $C = 2,147 \cdot 10^{-11}$  Erg  $= 13,48$   $e$ -Volt. Der Vergleich dieser Zahlen stellt es, unter Berücksichtigung des Näherungscharakters dieses Vorgehens, wohl außer Zweifel, daß die Geraden stärkerer Neigung zu Photoelektronen aus der  $K$ -Schale ( $k = 1$ ) und die Geraden schwächerer Neigung zu Photoelektronen aus der  $L$ -Schale ( $k = 2$ ,  $13,48/4 = 3,37$   $e$ -Volt als erwarteter Näherungswert, 2,66  $e$ -Volt als empirisch gefundener Wert) gehören. Die Extrapolation auf  $N^2 = 0$  liefert die gesuchten  $h\nu$ -Werte in  $e$ -Kilovolt der erregenden  $\gamma$ -Strahlung; und zwar enthält die dritte Zeile der Tabelle 6 zum Vergleich die von Thibaud aus seinen  $E_\beta$ -Daten abgeleiteten  $h\nu$ -Werte, die er durch Einsetzen der aus Versuchen mit Röntgenstrahlen bekannten  $A$ -Werte in Gl. (15) erhielt.

Tabelle 6.  $h\nu$ -Werte der auslösenden  $\gamma$ -Strahlung.

Nr.	(1)	(2)	(3)	4	(5)	6	7, 8	9	10	11	12	13, 14
$h\nu$ graphisch	248	298	352	428	468	512	612	768	941	1132	1248	1783
$h\nu$ Thibaud	240,9	293,8	352,3	425,6	465,5	507,2	610,1	770,5	937,6	1128,6	1244	1778

An dieses Zahlenmaterial möge nun gleich eine Probe auf seine Realität angeschlossen werden. Wenn nämlich die eben ermittelte  $\gamma$ -Strahlung von Ra B + Ra C [die geklammerten Nummern 1, 2, 3, 5 der Tabelle 6 stammen von Ra B, der Rest von Ra C] imstande ist, in fremden Atomen  $K$ - und  $L$ -Elektronen auszulösen, so muß sie noch viel besser befähigt sein, in der Hülle desjenigen Atoms, aus dem sie stammt, Photoelektronen zu erzeugen. Nun ist es durch die Untersuchungen von L. Meitner<sup>73</sup>), C. D. Ellis und W. A. Wooster<sup>74</sup>), E. Rutherford und W. A. Wooster<sup>75</sup>), D. H. Black<sup>76</sup>), L. F. Curtiss<sup>77</sup>) sichergestellt, daß die von L. Meitner<sup>78</sup>) immer wieder vertretene, von A. Smekal<sup>79</sup>) und S. Rosseland<sup>80</sup>) theoretisch gestützte Anschauung zu Recht besteht, wonach beim radioaktiven Zerfall zuerst eine Korpuskel aus dem Atomkern abgestoßen wird und der darauf irgendwie entstehende  $\gamma$ -Strahl die Atomhülle bereits in dem veränderten

Zustand antrifft, der der Hüllenkonfiguration des Folgeproduktes entspricht. Entsteht also beim Zerfall eines Elementes der Atomnummer  $N$  ein  $\gamma$ -Strahl, so trifft er die Hüllenkonfiguration eines Elementes  $N + 1$  im Falle einer  $\beta$ -Umwandlung, und eine Hülle entsprechend  $N - 2$  im Falle einer  $\alpha$ -Umwandlung. Somit gehört jene Hülle, in der die RaC- $\gamma$ -Strahlung, wenn sie im eigenen Atom absorbiert wird\*), das Photoelektron erzeugt, zu dem Element  $N = 84$ ; denn RaC ist isotop mit Wismut ( $N = 83$ ) und zerfällt in 99,96 Proz. aller Fälle unter  $\beta$ -Strahlung.

Welche Energie nun die aus der  $K$ - und  $L$ -Schale von  $N = 84$  ausgelösten Elektronen haben müssen, wenn  $h\nu$  der  $\gamma$ -Strahlung vorgegeben ist, kann auf Abb. 12 ohne weiteres interpoliert werden. Man hat nur die Schnittpunkte der Geraden mit einer über  $84^2 = 7056$  errichteten Vertikalen abzulesen; außerdem wird man in Erwartung dessen, daß bei dieser Absorption im eigenen Atom die  $\beta$ -Linien viel kräftiger entwickelt auftreten und Linien entstehen werden, die bei den ungünstigeren Absorptionsverhältnissen im fremden Atom nicht bemerkt werden, zu jedem der bekannten  $\gamma$ -Strahlen eine  $L$ -Gerade ziehen (so wie sie in Abb. 12 unter Nr. 8 und 14 bereits vorhanden sind)

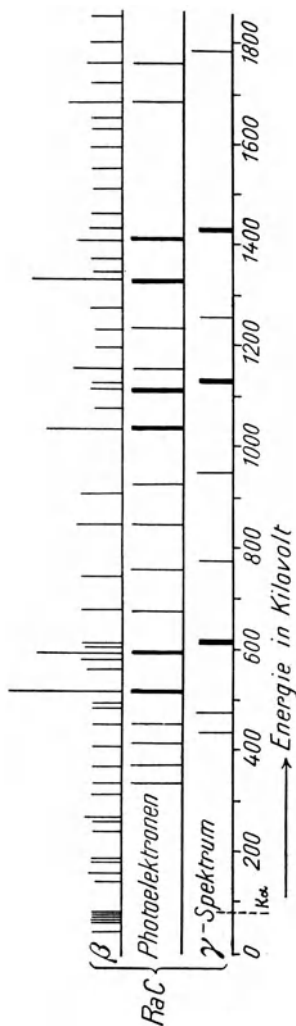


Abb. 13. Vergleich zwischen beobachtetem und  $\gamma$ -Spektrum errechnetem natürlichen  $\beta$ -Spektrum.

\*) Ob es sich um eine Absorption<sup>81)</sup> handelt oder um eine „strahlenlose“ Energieumwandlung<sup>73) 80)</sup>, möge angesichts der derzeitigen Nichtentscheidbarkeit dahingestellt bleiben. Vgl. dazu die Stellungnahme A. Smekals in Ann. d. Phys. 81, 391, 1926.

und auch deren Schnittpunkte mit der gestrichelten Vertikalen ablesen. So kommt man zu einer Voraussage über das Aussehen des „natürlichen“  $\beta$ -Spektrums und kann diese Voraussage mit der direkten Aufnahme eines solchen vergleichen; ein derartiger Vergleich ist graphisch in Abb. 13 durchgeführt. Zu oberst sind die im natürlichen  $\beta$ -Spektrum des Ra C auftretenden Linien entsprechend ihren in  $e$ -Kilovolt ausgedrückten  $E_\beta$ -Werten eingetragen. Die verschiedene Höhe der Linien soll ein ungefähres Bild über ihre relative Intensität im Spektrum geben [entnommen aus L. Meitner<sup>65</sup>]. Zu unterst sind die aus Abb. 12 extrapolierten  $\gamma$ -Energien (Tab. 6) eingezeichnet, wobei die größere Intensität durch Verdichtung der Linie angedeutet ist\*). In der Mitte endlich sind die zu erwartenden Photoelektronen des Elementes 84 (man erhält entsprechend Abb. 12 ihre Energien in  $e$ -Kilovolt durch  $h\nu - 100$  bzw.  $h\nu - 18,8$ ) aufgetragen. Man wird — mit jener Reserve, die der Näherungscharakter des hier eingeschlagenen Verfahrens bedingt — sagen können, daß im natürlichen  $\beta$ -Spektrum in der Tat alle jene Linien, die nach dem gefundenen  $\gamma$ -Spektrum zu erwarten sind, vorkommen und auch die Intensitätsverteilung den Erwartungen entspricht. Jedoch sind mit den bisher ermittelten  $\gamma$ -Strahlen nicht alle  $\beta$ -Linien zu erklären (das natürliche  $\beta$ -Spektrum erstreckt sich bis über 2500 ekV). Eine Ergänzung ist zwar ohne weiteres vorzunehmen: Entsprechend den Ausführungen von § 14 ist ja zu erwarten, daß die Wiederbesetzung des vom Photoelektron der  $K$ -Schale freigemachten Platzes durch ein  $L$ -Elektron zunächst einmal die  $K_\alpha$ -Linie geben muß. Das ihr zukommende Quantum ist — wenn man aus dem bisher verwendeten Erfahrungskomplex nicht heraustreten will — aus den schon ermittelten Werten für  $A_{K,84} = 100$ ,  $A_{L,84} = 18,8$  zu errechnen als  $100 - 18,8 = 81,2$ ; es ist die im  $\gamma$ -Spektrum der Abb. 13 gestrichelt eingetragene Linie, deren Strahlung wiederum zur Auslösung von Photoelektronen der benachbarten oder äußeren Schalen verwendet werden kann (vgl. die Linienhäufung an dieser Stelle im natürlichen  $\beta$ -Spektrum). — Die restlichen Linien des natürlichen  $\beta$ -Spektrums zu erklären gelingt zum Teil, wenn man die gewonnene Erfahrung, daß es sich bisher im wesentlichen um

\*) Die  $\gamma$ -Linie bei 1423 ekV ist einer späteren Mitteilung Thibauds entnommen; dagegen ist eine Linie bei 2216 ekV nicht eingetragen, um die Abbildung nicht zu lang zu machen.

$K$ - und  $L$ -Elektronen gehandelt hat, extrapolierend aus den überbleibenden  $\beta$ -Linien solche heraus sucht, deren Energie sich um den Wert  $A_K - A_L = 81,2$  unterscheidet; findet man solche — und man kann noch eine ganze Reihe solcher Linienpaare aufzeigen —, so ist doch mit einiger Wahrscheinlichkeit anzunehmen, daß sie ebenfalls von jeweils demselben  $\gamma$ -Strahl, dessen Energie aus  $h\nu = E_\beta + A_{s_4}$  berechnet werden kann, stammen; und daß diese betreffenden  $\gamma$ -Linien zu schwach vertreten sind, als daß sie bei der Auslösung von Photoelektronen in fremden Atomen hätten bemerkt werden können, wohl aber stark genug sind, um sich im natürlichen  $\beta$ -Spektrum bemerkbar zu machen. Zwingend ist dies Vorgehen natürlich nicht, ebensowenig wie es notwendig ist, daß ein  $\gamma$ -Strahl Elektronen immer aus beiden Schalen,  $K$  und  $L$ , auslöst. Andere Schalen scheinen seltener vertreten; ihre Linien müßten zwischen der  $L$ -Linie und dem zugehörigen auslösenden  $h\nu$  liegen.

Auf eine wichtige Schlußfolgerung sei in diesem Zusammenhang noch aufmerksam gemacht; das größte, aus der Hülle freizumachende Strahlungsquantum ist (Sturz eines Elektrons aus der Unendlichkeit auf die  $K$ -Schale) offenbar  $A_K = 100$  ekV. Die sämtlichen hier gemessenen  $\gamma$ -Quanten sind aber weit größer, können daher nicht bei einem Energieumsatz in der Atomhülle zustande gekommen sein, sie müssen einem Kernvorgang entsprechen. Wenn nun, worauf schon von mehreren Autoren [C. D. Ellis<sup>82</sup>), C. D. Ellis und H. W. B. Skinner<sup>83</sup>), D. H. Black<sup>76</sup>), J. Thibaud<sup>69</sup>)<sup>84</sup>] hingewiesen wurde, zwischen den gefundenen Energien der Kern- $\gamma$ -Strahlung Additionsbeziehungen bestehen, so wie man sie zwischen den Energien der aus der Hülle stammenden Fluoreszenzstrahlung zu finden gewohnt ist, so legt dies den Gedanken nahe, daß im Kern analog wie in der Hülle eine Struktur besteht, die für ausgezeichnete Niveauewerte Platz hat. Aus den in Tabelle 6, S. 66 für RaC gegebenen Zahlen liest man z. B. folgende Beziehungen ab:  $512 + 428 = 940$  (statt 941),  $512 + 612 = 1124$  (statt 1132);  $512 + 1248 = 1760$  (statt 1783).

Wenn nun auch die bisher beschriebene Art der Verwendung der Beobachtungen an Photoelektronen, die von  $\gamma$ -Strahlen in fremden Atomen ausgelöst werden, eine in sich völlig geschlossene ist und wenn sie auch in diesem Falle zu einem ziemlich brauchbaren Ergebnis führte, so ist doch einzuwenden, daß die unter-



legte lineare Abhängigkeit der  $E_\beta$  von  $N^2$  auf der Gültigkeit von Gl. (13) beruht, von der Überlegung sowohl als Erfahrung im Gebiet der Röntgenstrahlen aussagen, daß sie nur eine Näherung darstellt. Wenn man sie trotzdem verwendet, so heißt dies, daß man den damit in die Auslegung der Beobachtungen getragenen Fehler nicht höher einschätzt als jene Fehler, die an sich schon durch die Ungenauigkeit der Messung bzw. durch eine andere Art der Verwertung entstehen müssen. Es ist mindestens zweifelhaft, ob dies zutrifft. Daher ist die Verwertung, die das Beobachtungsmaterial bisher durchweg fand, eine andere, als die hier gegebene.

Die photoelektrische Grundgl. (15) wird zur Gewinnung der gesuchten  $h\nu$  im allgemeinen so verwendet, daß der Wert  $A$  den Beobachtungsergebnissen der Röntgenstrahlung entnommen wird. Dies hat zweierlei Schwierigkeiten; erstens steht von vornherein ja nicht fest, welche Schale in Betracht kommt. Und zweitens werden zwar die Niveauwerte von den Röntgenspektroskopikern auf viele Stellen angegeben, stimmen aber bei verschiedenen Beobachtern und Apparaturen oft auf Prozente nicht überein, so daß eine gewisse Unsicherheit eintritt. Immerhin haben sich alle Autoren dieser Art der Verwertung bedient und sie mag auch trotz der vorgebrachten Einwände der Genauigkeit der Messung besser entsprechen.

Auf Vorarbeiten von E. Rutherford, H. Robinson, W. F. Rawlinson<sup>85)</sup> und M. de Broglie<sup>86)</sup> fußend, wurden derartige Beobachtungen angestellt von C. D. Ellis<sup>82)</sup>, L. Meitner<sup>78)</sup>, M. de Broglie und J. Cabrera<sup>87)</sup>, sowie von J. Thibaud<sup>69)</sup>. Die folgende Tabelle 7 gibt einen Überblick über die nach dieser „Methode der Fremderregung“ erhaltenen Resultate.

## § 20. $\lambda_\gamma$ -Bestimmung aus natürlichen $\beta$ -Spektren.

Als Strahlungsquelle dient nun das radioaktive Präparat allein ohne Umhüllung mit einem sekundärstrahlenden Material. Die Vorteile der Messung wurden früher schon erwähnt: Viel höhere Intensität der  $\beta$ -Spektren, so daß auch schwache auslösende  $\gamma$ -Strahlung zur Geltung kommt; die Strahlungsquelle kann die Form ganz feiner Drähte bekommen, wodurch die Linien im Spektrum besser ausgebildet und leichter ausmeßbar sind. Die

Tabelle 7. Verzeichnis der nach der photoelektrischen „Methode der Fremderregung“ gefundenen  $\gamma$ -Linien.

	Ellis <sup>83)</sup> e-Kilovolt	deBroglie <sup>87)</sup> e-Kilovolt	Thibaud <sup>68)</sup> e-Kilovolt	X = 10 <sup>-11</sup> cm	Meitner <sup>78)</sup> e-Kilovolt	Thibaud <sup>68)</sup> e-Kilovolt	X = 10 <sup>-11</sup> cm	
Ra B	288	288	240,9	51,3	Th. B.	183,6?	67,3	
	292	290	293,8	42,1		237	235	52,6
	349	347	352,3	35,1			299,5	41,2
Ra C	607	600	465,5	26,6	Th C + C''	272,7	45,3	
				29,0		507,7	24,3	
				24,3		588,7	21,2	
			770,5	16,0	Ms Th <sub>2</sub>	796,1	15,5	
			937,6	13,2		332,7	37,2	
			1128,6	10,9 <sub>4</sub>		461,6	26,8	
			1244	9,9 <sub>2</sub>		912,6	13,5	
		1778	6,95		967,9	12,8		
		2220?	5,57?					

Tabelle 8.  $\beta$ -Spektrum des RaD nach fünf verschiedenen Beobachtern; Zuordnung zur  $\gamma$ -Strahlung.

Darysz <sup>91)</sup> $H\dot{Q}$	Ellis <sup>83)</sup> $H\dot{Q}$	Meitner <sup>78)</sup> $H\dot{Q}$	Black <sup>76)</sup> $H\dot{Q}$	Curtiss <sup>77)</sup>				
				$H\dot{Q}$	Intensität	$E_\beta$ in e-Kilovolt	Niveau A in e-Kilovolt	$E_\gamma$ in e-Kilovolt
602	600	602	600	594,3	50	30,33	$L_1 = 16,36$	46,69
607	605	—	606	600,3	3	30,92	$L_2 = 15,70$	46,62
—	628	—	—	—	—	—	—	—
718	717	718	714	709,1	25	42,68	$M_1 = 4,01$	46,69
743	742	741	738	735,2	10	45,76	$N_1 = 0,96$	46,72
—	—	—	—	742,5	1	46,63		(46,63)

Nachteile liegen vorwiegend in der unsicheren Interpretation der Ergebnisse. Einerseits hat man die Variation der Atomnummer, also die Variation der Niveauwerte  $A$  nicht mehr zur Verfügung, andererseits weiß man nicht, welche Linien gehören zu primären Kern- $\beta$ -Strahlen und welche gehören zu sekundär aus der Atomhülle geworfenen Photoelektronen? Die Zuweisung der Linien, insbesondere bei einem Viellinienspektrum (wie z. B. bei Ra B oder Ra C), zu auslösenden  $\gamma$ -Strahlen, ist oft nicht eindeutig und entbehrt jedenfalls jener Überzeugungskraft, die die Versuche mit Fremderregung infolge der großen Variationsmöglichkeit der Versuchsbedingungen haben.

Als Zuweisungshilfsmittel hat man, Kenntnis der in Betracht kommenden Niveauwerte vorausgesetzt, die Erwartung, daß ein und dasselbe  $\gamma$ -Quantum sowohl aus der  $K$ -, als aus der  $L$ - usw. Schale Photoelektronen auslösen wird, daß man also solche  $\beta$ -Linien gerne als sekundär ansehen wird, deren Energien sich um die vorausbestimmbaren Beträge  $A_K - A_L$ ;  $A_L - A_M$  usw. unterscheiden. (Denn für ein bestimmtes  $\gamma$ -Quantum gilt:  $h\nu = E_{\beta_1} + A_K = E_{\beta_2} + A_L = E_{\beta_3} + A_M = \dots$ ; daher  $E_{\beta_2} - E_{\beta_1} = A_K - A_L$  usw.). Mißlich an der Sache ist aber nun, daß zwar nur ein einziges  $K$ -Niveau existiert, daß sich aber, wie die Erfahrung an Röntgenstrahlen zeigte, die Elektronen der  $L$ -Schale bereits auf drei nahe benachbarten Niveauwerten  $L_1, L_2, L_3$  aufhalten, die der  $M$ -Schale sogar auf deren fünf (oder sechs), also  $M_1 M_2 \dots M_5$ , die der  $N$ -Schale auf sieben bis neun. Durch diesen Umstand wird die ohnedies geringe Zwangläufigkeit der Zuordnung noch mehr verringert, die Mehrdeutigkeit erhöht. Nun kann man sich zwar auf die Erfahrung mit Röntgenstrahlen, deren willkürlich abstufbare Wellenlänge systematische Versuche gestattet, berufen und gewisse Regeln über die relative Häufigkeit, mit der die Auslösung der Photoelektronen aus den einzelnen Schalen erfolgt, angeben. Aber einerseits sind diese Regeln wohl noch nicht als feststehend zu betrachten und andererseits, selbst wenn dies der Fall wäre, handelt es sich immer um eine recht unsichere Extrapolation von Erfahrungen an relativ langen Wellen auf die extremen Verhältnisse bei  $\gamma$ -Strahlen. Eine solche Regel besagt z. B., daß bei Anregung durch sehr kurze Wellen  $K$ -Elektronen häufiger sind, als die  $L$ -Elektronen, diese häufiger als die  $M$ -Elektronen usw.; und daß <sup>88)</sup> <sup>89)</sup> <sup>90)</sup> bei sehr kurzwelliger An-

regung in den Untergruppen der einzelnen Schalen jene, die der jeweils größten Ablösungsarbeit entsprechen ( $L_1, M_1, N_1$ ), am leichtesten absorbieren, die entsprechenden Spektrallinien der Photoelektronen daher relativ intensiver sein werden.

Im Hinblick auf die nach Ansicht des Verfassers bestehenden Unsicherheiten der aus den natürlichen  $\beta$ -Spektren zu ziehenden Schlüsse soll im folgenden nur ein besonders einfaches und deshalb wohl auch eindeutiges Beispiel gebracht werden, das auch einen Einblick in die Meßgenauigkeit gestattet. Das  $\beta$ -Spektrum von Ra D wurde bereits von fünf Experimentatoren untersucht. Die vorstehende Tabelle 8 gibt die beobachteten  $H_Q$ -Werte und außerdem für die anscheinend genauesten Zahlen von Curtiss den Versuch der Wellenlängenzuordnung. Vorausgeschickt sei, daß für das Folgeprodukt von Ra D, d. i. also für ein Element mit  $N = 83$ , die Energieniveaus nach N. Bohr und D. Coster<sup>93)</sup> folgende Werte haben:

Niveau . . . . .	$K$	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$M_1$	$N_1$	$O_1$
Ablösearbeit in $e$ -Kilovolt .	90,00	16,96	15,70	13,41	4,01	0,96	0,16

Bei der Beurteilung der Tabelle hat man sich erstens zu fragen, ob bei den verschiedenen Autoren die Niveauzuordnung gleichartig erfolgen müßte; hierfür kommen die von jedem Beobachter gefundenen Differenzen seiner  $H_Q$ -Werte in Betracht und man sieht, daß diesbezüglich ziemliche Übereinstimmung herrscht. Und man sieht weiter: wenn man, wie in der achten Kolonne angegeben, in Übereinstimmung mit der oben erwähnten Regel möglichst die hohen Arbeitsniveaus in den einzelnen Schalen heranzieht, also (nur das  $K$ -Niveau würde einen herausfallenden Wert geben) der Reihe nach  $L_1, M_1, N_1$  und dann erst  $L_2$  (vgl. die Reihenfolge der relativen Intensität), daß man dann durch die Addition  $E_\beta + A = h\nu$  auf recht konstante Energiewerte kommt, deren Auffassung als auslösende, gemeinsame  $\gamma$ -Energie sicher große Wahrscheinlichkeit hat. Nur zur kleinsten Intensität, deren  $E_\beta = 46,63$  selbst schon gleich dem  $h\nu$  wird, findet sich kein Niveau. Entweder handelt es sich um Elektronen, die aus den äußersten, fast arbeitsfreien Schalen stammen, oder um primäre  $\beta$ -Strahlung. Curtiss selbst neigt wegen der zu geringen Intensität zur ersteren Auffassung. (Einer einheitlichen  $\gamma$ -Strahlung sollte eine einheitliche primäre  $\beta$ -Strahlung entsprechen,

deren Intensität man als von derselben Ordnung wie die der  $\gamma$ -Strahlung erwarten würde.) Das mittlere auslösende  $h\nu$  erhält somit den Wert  $\overline{h\nu} = 46,67$  ekV, entsprechend einer Wellenlänge  $\lambda = 281$  X-E.

Die Verlässlichkeit des so gefundenen Absolutwertes wird aber — und dies ist das zweite, was aus der Tabelle zu entnehmen ist — wesentlich von der Übereinstimmung der Absolutwerte verschiedener Autoren abhängen; diese Reproduzierbarkeit läßt, wie man sieht, derzeit noch zu wünschen über.

Ohne auf das große Beobachtungsmaterial an natürlichen  $\beta$ -Spektren im einzelnen einzugehen, möge hier unter Hinweis auf die zusammenfassenden Berichte von F. Wolf<sup>64)</sup> und L. Meitner<sup>65) 66)</sup> und auf die im Literaturverzeichnis unter Nr. 73, 74, 75, 76, 77, 78, 82, 83, 92 zitierten neueren Originalarbeiten die Tabelle der jetzt angenommenen  $\gamma$ -Wellenlängen, „soweit sie mit einiger Sicherheit bestimmt werden konnten“, angegeben werden, die einer der besten Kenner dieser Methodik, Fr. L. Meitner<sup>65)</sup>, zusammengestellt hat. In Tabelle 9 ist zu jedem radioaktiven  $\gamma$ -Strahler die Zerfallsart und die Atomnummer des Folgeproduktes, das für sekundäre Photoelektronen in Betracht kommt, angegeben; ferner die Wellenlänge in X-E. und das Strahlungsquantum  $h\nu$  in e-Kilovolt.

Die mit \* bezeichneten Werte sind, abgesehen von einer gewissen Unsicherheit des Absolutwertes, durch Beobachtungen bei Fremderregung (Tabelle 7, S. 71) gestützt. Fettdruck der Zahlen bezeichnet intensives Auftreten der zugehörigen Photoelektronen; die auslösende  $\gamma$ -Strahlung hat also einige Wahrscheinlichkeit, selbst als besonders intensiv angesehen zu werden. Der Vergleich mit Tabelle 7 zeigt, daß einige der dort angeführten Daten fehlen, dafür neue hinzugekommen sind: der Vergleich des  $\gamma$ -Spektrums mit dem  $\beta$ -Spektrum für RaC (Abb. 13, S. 67) ergibt, daß die in Tabelle 9 angeführten  $\gamma$ -Energien auch jetzt noch keineswegs ausreichen, das Viellinienspektrum der natürlichen RaC- $\beta$ -Strahlung zu erklären. Entweder es besteht dieses zum Teil aus primärer  $\beta$ -Linienstrahlung oder es gibt noch andere  $\gamma$ -Energien, und darunter Kern- $\gamma$ -Strahlung von noch kürzerer Wellenlänge als der angegebene kleinste Wert  $\lambda = 5,57 \cdot 10^{-11}$  cm; denn das  $\gamma$ -Spektrum reicht nur bis  $h\nu = 2220$  ekV, das  $\beta$ -Spektrum aber, wie bereits erwähnt, derzeit bis 2539 ekV.

Tabelle 9. Verzeichnis der bisher bekannten Wellenlängen der  $\gamma$ -Strahlung (photoelektrisch bestimmt).

$\gamma$ -strahlende radioaktive Substanz	N des Folgeproduktes	$\gamma$ -Strahlung		$\gamma$ -strahlende radioaktive Substanz	N des Folgeproduktes	$\gamma$ -Strahlung	
		X-E.	e-Kilovolt			X-E.	e-Kilovolt
Radium ( $\alpha$ -Zerfall, N = 88)	86	66	187	Thorium B ( $\beta$ -Zerfall, N = 82)	83	52*	237*
						41,6*	297*
Radium B ( $\beta$ -Zerfall, N = 82)	83	230	57	Thorium C ( $\beta$ -Zerfall, N = 83)	84	302	41
		51,3*	241*			220	56
		48,0	257			59,9	206
		42,0*	294*			49,8	248
		35,2*	351*			48,6	254
						45,5*	271*
						43,1	286
						24,3*	508*
						18,9	654
Radium C ( $\beta$ -Zerfall, N = 88)	84	209	59	Radioactinium ( $\alpha$ -Zerfall, N = 90)	88	390	32
		52,0	237			282	42
		49,7	248			232	53
		45,3	272			201	61
		37,5	329			123	100
		32,0	386			82,8	150
		29,0*	426*			63,0	196
		20,23*	610*			48,6	254
		13,15*	939*			43,8	282
		10,95*	1127*			41,1	300
		9,91*	1245*				
		8,67	1425*				
		6,95*	1775				
		5,57*?	2220*?				
Radium D ( $\beta$ -Zerfall, N = 82)	83	270	45,7	Actinium X ( $\alpha$ -Zerfall, N = 88)	86	86	144
						80,4	154
Mesothorium II ( $\beta$ -Zerfall, N = 89)	90	213	58	Actinium C'' ( $\beta$ -Zerfall, N = 81)	82	79	156
		96,7	128			62	199
		67,1	184			46	268
		36,5*	348*				
		26,7*	463*				
		13,5*	915*				
12,7*	972*						

Eine nicht unwesentliche Erschwerung für die Festlegung des Kern- $\gamma$ -Spektrums, das nach dem bisher Besprochenen als ein Linienspektrum anzusehen wäre, bringen die Ergebnisse jener Versuche, bei denen die photographische Platte durch eine Vorrichtung ersetzt wurde, die imstande ist, quantitative Angaben über Intensitätsverteilung im  $\beta$ -Spektrum zu liefern. In der Ebene der photographischen Platte (vgl. Abb. 10, S. 59) befindet sich an passend gewählter Stelle ein Spalt, durch den die abgelenkten  $\beta$ -Strahlen in die Meßvorrichtung eintreten; durch Variation der Feldstärke  $H$  wird Linie für Linie an diesem Spalt vorbeigeführt. Als Meßvorrichtung verwendete J. Chadwick<sup>94)</sup> einen Geigerischen Zähler und als Kontrolle außerdem eine Ionisationskammer, J. Chadwick und C. D. Ellis<sup>95)</sup> ebenfalls einen Spitzenzähler, W. Pohlmeier<sup>96)</sup> die Ionisierungskammer, R. W. Gurney<sup>97)</sup> den Faradayzylinder. Ohne auf die Vor- und Nachteile der einzelnen Meßmethoden einzugehen, sei nur erwähnt, daß alle Beobachter übereinstimmend finden, daß das bisher besprochene  $\beta$ -Linienspektrum einem kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrum überlagert sei. Betreffs der Ursachen dieses Befundes — ob sekundäre (Anordnungs-) Einflüsse, ob Streuung der  $\beta$ - oder der auslösenden  $\gamma$ -Strahlung oder endlich, ob eine Eigenschaft der primären Kern- $\beta$ - bzw. Kern- $\gamma$ -Strahlung —, darüber sind die Meinungen so verschieden, daß ein näheres Eingehen auf die Einzelheiten derzeit und in einem Bericht, wie der vorliegende, nicht am Platze sein dürfte; als kurzes qualitatives Ergebnis könnte man zusammenfassen, daß die hier interessierende Existenz eines kontinuierlichen Kern- $\gamma$ -Spektrums immerhin möglich ist, von A. Smekal (l. c., S. 67) aus quantentheoretischen Überlegungen sogar gefordert wird.

## § 21. Zusammenfassung.

Die Einstein-Bohrsche Beziehung (15) über den Energieumsatz bei Auslösung von Photoelektronen liefert die Möglichkeit, die Strahlungsfrequenz auch in solchen Fällen zu bestimmen, wo mangels eines genügend engen Gitters Interferenzmethoden versagen. Für die Frequenz solcher Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung, für welche beide Methoden zugleich anwendbar sind, kommt man nach beiden zu übereinstimmenden

Aussagen (vgl. Lit. 86 und § 12); dadurch und durch direkte, die Bedingungen variierende Versuche, ist die Anwendbarkeit der photoelektrischen Methode zur Frequenzbestimmung der  $\gamma$ -Strahlung gerechtfertigt. Das heute vorliegende Zahlenmaterial, das sich zum Teil auf Beobachtungen mit Fremderregung (Ziffer 19), zum Teil auf Interpretation der natürlichen  $\beta$ -Spektren (Ziffer 20) als photoelektrische Eigenerregung stützt, scheint zwar noch nicht ganz widerspruchsfrei und jedenfalls noch nicht vollständig zu sein, führt aber mit Sicherheit zu folgenden Aussagen:

1. Die  $\gamma$ -Strahlung der radioaktiven Elemente, die sowohl bei  $\alpha$ - als  $\beta$ -Umwandlung auftreten kann, stammt aus dem Kerne.
2. Mit wenigen Ausnahmen (Ra, RaD) hat diese Kernstrahlung sehr komplexe Struktur und liefert ein Viellinienspektrum, in dem Wellenlängen vom ein- bis zum vierzigfachen Wert vorkommen.
3. Vorhandensein eines kontinuierlichen Kern- $\gamma$ -Spektrums ist zwar nicht gesichert, aber auch nicht ausgeschlossen.
4. Kombinationsbeziehungen zwischen diesen Wellenlängen machen es wahrscheinlich, daß auch im Kerne selbst durch bestimmte Niveauewerte definierte Schalen vorhanden sind.

## 6. Abschnitt.

### Die Wärmewirkung der $\gamma$ -Strahlen.

Abgesehen von älteren mehr qualitativen Versuchen liegt derzeit eine einzige Experimentalarbeit vor, in der versucht wird, den Wärmeeffekt, den die Absorption der  $\gamma$ -Strahlung in Materie hervorruft, direkt zu bestimmen. Die Schwierigkeit solcher Versuche ist eine doppelte; sie betrifft erstens rein experimentell das Erreichen einer hinreichenden Genauigkeit, zweitens aber, und dies scheint gegenwärtig das wesentlichere zu sein, betrifft sie die Deutung der Ergebnisse.

## § 22. Apparatur und Messungsergebnisse.

Was die experimentelle Anlage anbelangt, so ist zu bedenken, daß als wesentliche  $\gamma$ -Quelle nur RaC in Frage kommt, dessen kurze Lebensdauer jedoch die gleichzeitige Anwesenheit einer länger



lebenden Muttersubstanz, also mindestens der Emanation, verlangt. Damit ist aber neben RaC selbst, als  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahler auch noch RaB als  $\beta$ -,  $\gamma$ -, RaA als  $\alpha$ - und Emanation als  $\alpha$ -Strahler in die Apparatur eingeführt. Neben der Wärmewirkung der 3  $\alpha$ -Strahler ist die Wirkung der  $\gamma$ -Strahlung, die nur zum Teil absorbiert werden kann, wenn man nicht die Wärmekapazität der verwendeten Kalorimeter zu groß, die Methode zu unempfindlich machen will, sehr gering. Ihr Effekt kann nur aus der Differenz — Gesamtwirkung weniger  $\alpha + \beta$ -Wirkung — erschlossen werden,

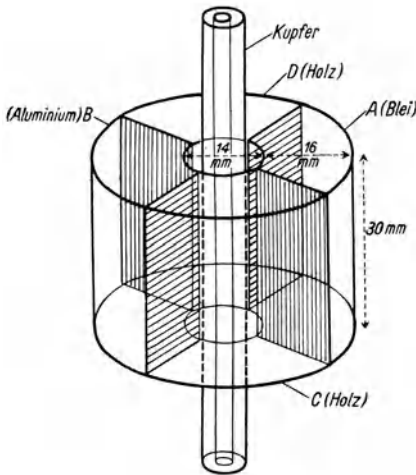


Abb. 14. Differentialkalorimeter nach Ellis-Wooster zur Bestimmung der Wärmeentwicklung bei der Absorption von  $\gamma$ -Strahlen.

so daß von den Teilmessungen eine ganz erhebliche, schwer zu erreichende Genauigkeit gefordert werden muß.

Mit einem hübschen Gedanken haben kürzlich C. D. Ellis und W. A. Wooster<sup>99)</sup> die Lösung dieser Aufgabe versucht. Abb. 14 ist ihrer Arbeit entnommen und läßt das verwendete Prinzip erklären; angestrebt war eine Anordnung, in der sich der Effekt der nicht das Meßobjekt bildenden  $\alpha + \beta$ -Strahlung automatisch kompensieren und nur der Effekt der  $\gamma$ -Strahlung bzw.

ein „feststellbarer“ Bruchteil desselben zur Messung gelangen sollte. Das zentrale Kupferrohr  $Cu$  (2,5 mm Wandstärke) trägt in seinem Innern die Strahlungsquelle, ein mit Ra-Emanation (30 bis 60 Millicurie) gefülltes Glasröhrchen; die ganze  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung bleibt in dessen Wandung stecken und erwärmt das Kupferrohr. Mit 3 mm Luftspielraum ist dieser zentrale Teil umgeben von einem zweiten Hohlzylinder mit 16 mm Wandstärke, der aus vier Sektoren zusammengesetzt ist. Die beiden gegenüberliegenden Sektoren  $C$  und  $D$  bestehen aus „Balsa“-Holz,  $B$  aus Aluminium,  $A$  aus Blei. Durch eingebohrte Löcher wurde das Volumen von  $B$  so weit verringert (um 40 Proz.), daß  $A$  und  $B$

gleiche Wärmekapazität haben. Die Temperaturdifferenz zwischen  $A$  und  $B$  wird durch entsprechend verteilte Silber-Konstantan-Thermoelemente gemessen. Bei idealer Gleichheit von Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit kann diese Differenz durch die  $\alpha$ - $\beta$ -Temperaturerhöhung des Zentralrohres nicht beeinflusst werden; ebenso wenig durch eine, etwa den Kupferzylinder verlassende Strahlung, die in 16 mm Al, a fortiori also in 16 mm Pb stecken bleibt, da eine solche völlig absorbierte Strahlung die beiden Sektoren zwar nicht an derselben Stelle, insgesamt aber in gleichem Maße erwärmen muß. Nur solche Strahlung, die im leichten Al weniger als im schweren Pb absorbiert wird, kann eine Differenz der Temperaturen bewirken. Die Apparatur wurde mit Hilfe von Heizkörpern, die in Nachahmung der eigentlichen Versuchsumstände innerhalb des Kupferzylinders an Stelle des Präparates sowie im Al- und im Pb-Block angebracht wurden, geeicht und es wurde der Anteil, den eine Erwärmung jeder dieser drei Teile an der entstehenden Temperaturdifferenz  $\delta$  hat, bestimmt zu  $\delta = 0,421 C_{\text{Pb}} - 0,573 C_{\text{Al}} + 0,57$ ; der letzte Summand ist der Anteil des Kupferzylinders, wenn er künstlich so erwärmt wird, als es etwa 70,5 Millicurie mit ihrer  $\alpha + \beta$ -Strahlung bewirken;  $C_{\text{Pb}}$  und  $C_{\text{Al}}$  bedeuten die den beiden Sektoren zufließenden Wärmemengen in  $10^{-6}$  cal/sec; die Ungleichheit ihrer Koeffizienten hängt von der Verschiedenheit des Wärmeverlustes (Leitung, Oberfläche) in den beiden Materialien ab. Für die Ra-Erwärmung war  $\delta$ , umgerechnet auf 70,5 Millicurie, im Mittel 6,81;  $C_{\text{Pb}} = h_{\gamma} \cdot A_{\text{Pb}}$  und  $C_{\text{Al}} = h_{\gamma} \cdot A_{\text{Al}}$ , worin  $h_{\gamma}$  die gesamte vom Ra abgegebene Wärmemenge in  $10^{-6}$  cal/sec, und  $A_{\text{Pb}}$  sowie  $A_{\text{Al}}$  den von den bezüglichen Sektoren übernommenen Bruchteil darstellt, sind als Unbekannte in die Eichgleichung einzusetzen; sind  $A_{\text{Pb}}$  und  $A_{\text{Al}}$  durch Rechnung bestimmbar, so bleibt  $h_{\gamma}$  als die einzige Unbekannte.

Diese Berechnung der in den Sektoren  $A$  und  $B$  zurückgehaltenen Bruchteile der  $\gamma$ -Energie ist die zweite oben erwähnte Schwierigkeit. Dazu ist die Kenntnis des wahren Energieabsorptionskoeffizienten nötig (der durch Ionisationsmessungen nur in unvollkommener Weise ermittelt werden kann), mit dessen Hilfe die in den geometrisch nicht einfachen Gebilden stecken gebliebene Energiemenge zu rechnen ist. Dabei tritt die grundsätzliche Frage auf, wie ein Absorptionskoeffizient  $k$ , der aus Ionisationsmessung

des Energieverlustes eines Parallelbündels gewonnen wurde, zur Berechnung des Energieverlustes in einem weitgeöffneten Bündel, wie es hier zur Verwendung kommt, zu verwerten ist. Die Hilfsmessungen für ein  $\gamma$ -Parallelbündel von (RaB + RaC) ergaben für sonst gleiche Umstände (2,5 mm Cu + 16 mm Pb) einen scheinbaren mittleren Absorptionskoeffizienten  $k_{\text{Pb}} = 0,875 \text{ cm}^{-1}$ , den die Verfasser nach Abzug des Streueffektes auf  $k_{\text{Pb}} = 0,482 \text{ cm}^{-1}$  (analog  $k_{\text{Al}} = 0,058 \text{ cm}^{-1}$ ) korrigieren. Die Größe der Korrektur zeigt, wie sehr das Endergebnis von den Gesichtspunkten abhängt, die bei der Bestimmung der Konstanten  $k$  maßgebend sind. In der Erkenntnis dieses Umstandes haben Ellis und Wooster ihr Ergebnis für nachträgliche Korrektur des  $k$ -Wertes eingerichtet, indem sie das Resultat in der Form schreiben:

$$H_{\gamma} = \frac{8,62}{1 + 1,63 K_{\text{Pb}} - 1,3 K_{\text{Pb}}^2 - 3,0 K_{\text{Al}}}$$

$H_{\gamma} = 8,62 \text{ cal/Stunde}$  ist der Wärmeeffekt der gänzlich absorbierten (RaB + RaC)- $\gamma$ -Strahlung von 1 Curie Emanation, wenn als scheinbare Absorptionskoeffizienten für Blei und Al die oben gegebenen Werte  $k_{\text{Pb}} = 0,482 \text{ cm}^{-1}$  bzw.  $k_{\text{Al}} = 0,058 \text{ cm}^{-1}$  verwendet werden; sollte eine spätere Überlegung zeigen, daß statt ihrer die Werte  $k_{\text{Pb}} + K_{\text{Pb}}$  bzw.  $k_{\text{Al}} + K_{\text{Al}}$  hätten benutzt werden sollen, so erfolgt die Korrektur in der aus der Formel ersichtlichen Weise. Durch weitere rechnerische Überlegungen spalten die Verfasser den Betrag 8,6 cal/Std. und weisen 0,86 der RaB- $\gamma$ -, den Rest 7,7 der RaC- $\gamma$ -Strahlung zu.

### § 23. Diskussion der Messungsergebnisse.

Beim Vergleich dieses Ergebnisses mit anderen Erfahrungen käme einerseits die quantitativ meßbare Ionisierungswirkung (7. Abschnitt), andererseits die direkt beobachtete Energieverteilung im  $\gamma$ -Spektrum (5. Abschnitt) in Betracht. Erstere scheidet aber deshalb aus, weil eine einwandfreie Bestimmung der pro Ionenpaar aufzuwendenden Energie im Falle so kurzweiliger Strahlung nicht vorliegt. In bezug auf den Vergleich mit der bekannten spektralen Energieverteilung sind wiederum zwei Standpunkte möglich, deren einer von L. Meitner<sup>100</sup>), der andere von J. Thibaud<sup>101</sup>) vertreten wird. L. Meitner geht von dem an sich sehr plausiblen Gedanken aus, daß die Umwandlung einer radioaktiven Atomart immer von

derselben Änderung der Kernenergie begleitet ist; daß sich also z. B. ein RaC-Atom von seinem Vorgänger RaB außer durch die geänderte Kernladung und Masse, auch durch einen für alle Atome gleichen Betrag an Energie unterscheidet. Ist nun der Verlust an korpuskularer Energie ( $\alpha$ - oder  $\beta$ -Kernstrahlung) bei vorgegebener Atomart immer der gleiche, so muß auch der Verlust einer allfällig auftretenden Begleit- $\gamma$ -Strahlung für alle Atome gleichartig sein, wenn der gesamte Energieverlust für die einzelnen Atome gleich sein soll. Ob außerhalb des Atoms die  $\beta$ -Strahlung homogen ist oder nicht, hängt von sekundären Umständen ab; ob die  $\gamma$ -Energie das Atom auf einmal oder in Teilbeträgen verläßt, ist ebenfalls akzidentell. Die gesamte  $\gamma$ -Energie müßte sich richtig ergeben, wenn man die im Spektrum vorkommende maximale Linienenergie mit der Zahl der Atomverwandlungen multipliziert. L. Meitner erhält also z. B. für RaB [beobachtetes  $(h\nu)_{\max} = 351$  ekV, vgl. Tabelle 9 auf S. 75]  $\Gamma \cdot 351$  ekV, analog für RaC:  $\Gamma \cdot 2220$  ekV; je nachdem, ob  $\Gamma$ , die Zahl der  $\gamma$ -Impulse pro Curie RaB oder RaC, mit  $3,40 \cdot 10^{10}$  oder  $3,72 \cdot 10^{10}$  angesetzt wird — eine Entscheidung zwischen diesen beiden Werten ist noch nicht getroffen —, erhält man damit  $H_{\gamma B} = 1,19 \cdot 10^{13}$  bzw.  $1,31 \cdot 10^{13}$  und  $H_{\gamma C} = 7,56 \cdot 10^{13}$  bzw.  $8,26 \cdot 10^{13}$ , zusammen also  $H_{\gamma} = 8,75$  bzw.  $9,57 \cdot 10^{13}$  ekV pro Sekunde oder, in Wärmemenge,  $H_{\gamma} = 11,96$  bzw.  $13,06$  cal/Std. gegenüber dem beobachteten Wert (siehe o.)  $H_{\gamma} = 8,62$  cal/Std. Angesichts der schon oben erwähnten Unsicherheiten bei der Auswertung des experimentellen Befundes wäre die Nichtübereinstimmung von Erwartung und Erfahrung nicht besonders schwerwiegend, zumal ein Teil der  $\gamma$ -Energie durch Energietransformation das Atom als so wenig durchdringungsfähige Strahlung verlassen kann, daß sie im Ellis-Woosterschen Versuch zugleich mit der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung wegkompensiert wird; jedoch kommt hinzu, daß die Meitnersche Berechnung immer nur einen unteren Grenzwert darstellen kann, da bei Steigerung der Empfindlichkeit der magnetospektrographischen Methoden mit der Möglichkeit des Auftretens bisher zu schwacher Linien mit Energien, die größer als die oben verwendeten sind, und daher auch mit einer größeren Diskrepanz gegenüber dem experimentellen Wert gerechnet werden muß.

J. Thibaud<sup>101)</sup> vertritt den Standpunkt, daß die den  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall begleitende primäre Kern- $\gamma$ -Strahlung nicht ursprünglich

gleiche Energiewerte hat, sondern daß unter den zerfallenden Atomen ein Teil die  $\gamma$ -Linie  $(h\nu)_1$ , ein anderer  $(h\nu)_2$  usw. liefert, und daß man zur Berechnung der Gesamtenergie jeden einzelnen Wert mit der Häufigkeit seines Vorkommens einzusetzen habe; als relatives Maß für letztere verwendet Thibaud die photographische Intensität der im magnetischen Spektrum auftretenden Photoelektronen. In leicht verständlicher Weise wird aus der geschätzten Intensität  $i_k$  im Verhältnis zur Gesamtintensität  $J = \sum i_k$ , und aus der gemessenen zugehörigen  $\gamma$ -Energie  $(h\nu)_k$  (vgl. § 19, S. 64) die mittlere  $\gamma$ -Energie  $\bar{h\nu} = \sum \frac{i_k \cdot (h\nu)_k}{J}$  in folgender Tabelle 10 berechnet.

Tabelle 10. Relative Intensität der Linien des  $\gamma$ -Spektrums von RaB, RaC nach Thibaud.

Radium B			Radium C					
$i_k$	$(h\nu)_k$	$\frac{i_k(h\nu)_k}{J}$	$i_k$	$(h\nu)_k$	$\frac{i_k(h\nu)_k}{J}$	$i_k$	$(h\nu)_k$	$\frac{i_k(h\nu)_k}{J}$
25	240,9	59,7	8	507,2	41,0	7	1244	88
6	257,2	15,3	30	610,1	186,5	16	1423	232,5
30	293,8	87,2	8	770,5	62,1	8	1778	145,6
40	352,2	139,5	6	937,6	57,0	2	2216	44,8
—	—	—	13	1128,6	149,8	—	—	—
$J=101$	—	$\bar{h\nu}=302$	—	—	—	$J=98$	$\bar{h\nu}=1010$	—

Als mittleres „effektives“ Quantum ergibt sich somit für RaB  $h\nu = 302$  ekV, für RaC 1010 ekV. Mit der Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome ( $3,40$  bzw.  $3,72 \cdot 10^{10}$ ) multipliziert ergibt sich weiter

für RaB:  $H_{\gamma B} = 1,028$  bzw.  $1,124 \cdot 10^{13}$  ekV/sec = 1,405 bzw. 1,535 cal/Std.  
 „ RaC:  $H_{\gamma C} = 3,432$  „  $3,758 \cdot 10^{13}$  „ = 4,690 „ 5,130 „  
 „ Ra(B+C):  $H_{\gamma} = 4,46$  „  $4,88 \cdot 10^{13}$  „ = 6,10 „ 6,67 „

Auch diese Art der Energieberechnung stimmt mit dem experimentellen Werten nicht recht überein. Thibaud vermutet, daß die beobachteten Werte zu groß seien, weil der Wärmeeffekt schneller  $\beta$ -Strahlen mitgemessen worden sei; dieser Einwand ist wohl sehr unwahrscheinlich, denn es müßten dies  $\beta$ -Strahlen sein, die, wenn sie in der Ellischen Anordnung zur Geltung kommen wollten, imstande sein müßten 2,5 mm Cu + 16 mm Al zu durchdringen. (Genauer gesagt 2,5 mm Cu + 10 mm Al, weil zur Aus-

gleichung der Wärmekapazität anscheinend etwa 40 Proz. des Al durch gebohrte Löcher entfernt werden mußten.) Aber natürlich wäre es möglich, daß der experimentelle Wert infolge der Berechnungsgrundlagen zu groß ausfiel. Als erschwerend kommt bei der Thibaudschen Auffassung in Betracht, daß sie über die ungelöste Frage des kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrums, das ja vielleicht einem kontinuierlichen  $\gamma$ -Spektrum entsprechen könnte, durch Negierung dieser Möglichkeit präjudiziert, und daß sie die Wärmeentwicklung, die bei der Absorption von Streuelektronen entstehen muß, nicht berücksichtigt. Für letztere wäre aber nicht die nach Tabelle 10 gerechnete „effektive“ mittlere Energie maßgebend, sondern es müßte dazu etwa nach dem in § 30 vorgeschlagenen Modus vorgegangen, d. h. es müßte bedacht werden, daß eine aus der photoelektrischen Wirksamkeit berechnete „Intensitätsverteilung“ von der wahren Verteilung (Zahl der auf ein bestimmtes  $h\nu$  entfallenden Quanten) so verschieden sein kann, wie etwa die visuell bestimmte Helligkeitsverteilung einer Lichtquelle von der bolometrisch gemessenen spektralen Intensitätsverteilung.

Wollte man etwa versuchen, aus der Übereinstimmung des beobachteten und des berechenbaren Energieverhältnisses (RaC- $\gamma$ ):(RaB- $\gamma$ ) etwas zu erschließen, so würde die Unsicherheit einer Entscheidung nur noch vermehrt, wie folgende Zahlen zeigen. Für dieses Energieverhältnis ergibt sich aus Ionisationsmessungen <sup>10a)</sup> im Mittel der Wert  $\frac{\text{RaC-}\gamma}{\text{RaB-}\gamma} = 13,7$ , aus der obigen Wärmemessung der Wert 8,96; die Meitnersche Berechnung verlangt 6,32, und nach Thibaud wäre 3,34 zu erwarten. Diese Zahlen, die übrigens unabhängig sind von der Wahl des  $\Gamma$ , zeigen vielleicht am besten, wie wenig gut noch die quantitativen Verhältnisse, sei es experimentell, sei es theoretisch, definiert sind.

## 7. Abschnitt.

### Die ionisierende Wirkung der $\gamma$ -Strahlen.

Da eine große Zahl von Aussagen über die Eigenschaften der  $\gamma$ -Strahlung aus der Messung des Sättigungsstromes gewonnen ist, der bei  $\gamma$ -Bestrahlung einer passend gebauten Ionisationskammer entsteht, so ist eine Beschreibung dieser Methodik und

ein Hinweis darauf notwendig, wie schwer es ist, definierte und in bezug auf die Auslegung der Ergebnisse eindeutige Verhältnisse zu schaffen.

### § 24. Das Fehlen direkter Ionisierung.

Zunächst muß hervorgehoben werden, daß die direkte Ionenbildung durch  $\gamma$ -Strahlung neben der indirekten vollständig zu vernachlässigen ist. Wohl wird bei einem Absorptionsakt ein Photoelektron oder bei einem Streuakt ein Streuelektron abgespalten und von seinem positiv zurückbleibenden Atomrest getrennt. Dieses findet in einer Ionisierungskammer pro  $\gamma$ -Quantum im ersteren Falle (das Photoelektron übernimmt die ganze  $\gamma$ -Energie) einmal, im letzteren Falle (das Streuelektron übernimmt nur einen Bruchteil der  $\gamma$ -Energie) vielleicht mehrmals, jedenfalls aber nicht häufig statt. Dagegen kann fast die gesamte von den Elektronen beider Arten übernommene Energie auf Ionenbildung verausgabt werden; so daß jede einfache direkte Ionisierung begleitet ist von einer vieltausendmal wirksameren indirekten Ionisierung.

Daß keine direkte Ionisierung stattfindet, folgt zunächst aus dem Umstand, daß die Durchdringungsfähigkeit (Energie) von Elektronen, die sekundär durch  $\gamma$ -Strahlung aus einem Strahlermaterial ausgelöst werden, unabhängig vom Luftweg ist, den diese  $\gamma$ -Strahlung vorher zurücklegen mußte; hätte sie auf diesem Wege ihre Energie durch direkte Ionisierung allmählich verausgabt, so müßte die Elektronenenergie von der Länge dieses  $\gamma$ -Luftweges abhängen. Es folgt dies weiter aus der Tatsache, daß  $\gamma$ -Zählungen (vgl. § 16) in bezug auf Entfernungsgesetz und Absorption zu den gleichen Ergebnissen führen wie andere Methoden, mit denen der Energieinhalt eines  $\gamma$ -Büschels wenigstens relativ bestimmt werden kann. Denn wenn ein Präparat die Energie  $\Gamma \cdot E_\gamma = J$  (Impulszahl mal Impulsquantum) pro Zeiteinheit in einem bestimmten Raumwinkel entsendet und wenn die Zählapparatur die Änderung  $\frac{d\Gamma}{dx}$ , die andere Apparatur  $\frac{dJ}{dx} = \Gamma \frac{dE_\gamma}{dx} + E_\gamma \frac{d\Gamma}{dx}$  mißt — wobei  $dx$  die Änderung irgend einer Versuchsbedingung, sei es die Präparatentfernung, sei es eine Absorberdicke, ist —; und wenn sich endlich experimentell  $\frac{dJ}{dx} \sim \frac{d\Gamma}{dx}$  ergibt, so folgt daraus,

daß  $E_\gamma$  konstant sein muß, und sich somit die Impulsenergie nicht entlang des Parameters stetig ändern, z. B. also ionisieren kann\*). — Ferner kann man das Fehlen einer direkten Ionisation an dem Aussehen von Nebelaufnahmen<sup>68)</sup> erkennen, auf welchen von einer den  $\gamma$ -Querschnitt erfüllenden gleichmäßigen Ionisation und Nebelbildung nichts mehr zu merken ist; ebenso wenig, wie bei der Verwendung von Röntgenstrahlen. Die Ionisierungsspuren sind immer an die Bahnen der  $\beta$ -Teilchen gebunden.

Daß sich die  $\gamma$ -Strahlung bei der Ionisierung eines Gases eines  $\beta$ -artigen Zwischenmechanismus bedient, kann man qualitativ auch aus der großen Ähnlichkeit schließen, mit der die Ionisierung durch primäre  $\beta$ -Strahlen einerseits und die Ionisierung durch  $\gamma$ -Strahlen andererseits von der Art des Gases abhängt. Derartige Versuche hat u. a. R. D. Kleeman<sup>103)</sup> durchgeführt, und in Tabelle 11 sind seine Relativzahlen nach steigendem Molekulargewicht des verwendeten Gases geordnet wiedergegeben.

Tabelle 11. Relative Ionisationswirkung des  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlers in verschiedenen Gasen.

Gas	$M$	$\beta$	$\gamma$	Gas	$M$	$\beta$	$\gamma$
H <sub>2</sub> . . . . .	2	0,165	0,160	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub> . . . .	72,1	4,55	4,53
NH <sub>3</sub> . . . . .	17	0,888	0,898	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O . . . .	74	4,39	4,29
Luft . . . . .	29	1,00	1,00	CS <sub>2</sub> . . . . .	76,1	3,62	3,66
CH <sub>4</sub> O . . . . .	32	1,69	1,75	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> . . . . .	78,1	3,95	3,94
O <sub>2</sub> . . . . .	32	1,17	1,16	CH <sub>3</sub> Br . . . .	94,9	3,73	3,81
CO <sub>2</sub> . . . . .	44	1,60	1,58	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> Br . . . .	109	4,41	4,63
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O . . . . .	44	2,12	2,17	CHCl <sub>3</sub> . . . . .	119,4	4,94	4,93
N <sub>2</sub> O . . . . .	44	1,55	1,55	CH <sub>3</sub> J . . . . .	141,9	5,11	5,37
C <sub>2</sub> N <sub>2</sub> . . . . .	52	1,86	1,71	CCl <sub>4</sub> . . . . .	153,8	6,28	6,33
SO <sub>2</sub> . . . . .	64	2,25	2,27	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> J . . . . .	156	5,90	6,47
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> Cl . . . .	64,5	3,24	3,19				

Für Luft wurde die Wirkung der primären  $\beta$ -Strahlen auf die der  $\gamma$ -Strahlen abgeglichen; Unterschiede zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Wirkung zeigen sich nur bei den höheren Molekulargewichten. Endlich haben W. H. Bragg und H. L. Porter<sup>104)</sup>, allerdings mit

\*) Beim Arbeiten mit ausgeblendeten Strahlenbündeln zählt der Streuvorgang, der ja an sich keine vollständige Energieabsorption bedeutet, doch als solche, da der betreffende  $\gamma$ -Impuls durch Richtungsänderung aus dem Büschel weggestreut und infolge der Ausblendung nicht durch einen „hingestreuten“ Impuls ersetzt werden kann.



Röntgenstrahlen, gezeigt, daß die beobachtete Ionisierung quantitativ aus der Wirkung der sekundären Elektronen erklärbar ist und daß die Annahme einer direkten Ionisierungswirkung die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment verschlechtern würde. Immerhin sind quantitative Schlüsse aus derartigen Beobachtungen wegen der Unübersichtlichkeit des Ionisierungsmechanismus nicht sehr überzeugend.

Jedenfalls dürfte die Negierung einer direkten Ionisierungswirkung von  $\gamma$ - und Röntgenstrahlen noch die sicherste von allen zu diesem Beobachtungskomplex gehörigen Aussagen sein und soll im folgenden als bewiesen angenommen werden.

### § 25. Trennung des Ionisierungsanteiles der im Gas und im Wandmaterial entstehenden sekundären Elektronen.

Ist nun aber auch die Ionisierungswirkung als eine indirekte festgelegt, so ist sie doch noch immer eine doppelte insofern, als an der Ionenbildung im Gasraum der Ionisierungskammer einerseits die in den Kammerwänden, andererseits die im Gase selbst ausgelösten Sekundärelektronen — sie seien durch die Bezeichnung „Wand“- und „Gas“-Elektronen unterschieden — beteiligt sind. Da diese beiden Ionisatoren im allgemeinen weder gleichartig sind noch gleichartig zur Wirkung kommen und da ihr Ionisierungsanteil von der Qualität der auslösenden  $\gamma$ -Strahlung oder vom Mechanismus der Auslösung (ob Photo- oder Compton-effekt) abhängen kann, so ist, wenn man aus der beobachteten Wirkung zurückschließen will auf die Ursachen, zunächst einmal eine reinliche Trennung dieser beiden Ionisierungsursachen anzustreben. Bereits diese erste und, wie man glauben würde, doch nicht so besonders anspruchsvolle Forderung stößt auf so große Schwierigkeiten, daß von einer allgemeinen Lösung dieser Aufgabe heute noch nicht gesprochen werden kann. Selbst nicht im Falle der Röntgenstrahlen, wo man doch die Auswahl der Bedingungen (Homogenität, Variation der Wellenlänge und Intensität usw.) viel mehr in der Hand hat, wie bei der  $\gamma$ -Strahlung. Die Hauptschwierigkeit liegt zweifellos in der enormen, in Luft von Normaldruck und bei  $\gamma$ -Strahlung oft nach Metern zu rechnenden „Reichweite“ der Sekundärelektronen, die in dem naturgemäß beschränkten Ionisierungsraum nicht absorbiert werden

und in ganz unübersichtlicher Weise teils den Raum verlassen, teils mehrfach reflektiert werden, teils selbst Tertiärstrahlen auslösen; deren Ionisierungswirkung sich also mit der Anordnung, und mit der zu untersuchenden Primärstrahlung fast unkontrollierbar ändert. Nur für spezielle entsprechend gewählte Verhältnisse gelingt es, die geforderte Trennung beider Faktoren, der Gas- und Wandelektronen, quantitativ durchzuführen.

Versuche, die absolute Zahl der Ionenpaare zu bestimmen, welche von der mit 1 g Radium im Gleichgewicht befindlichen Menge RaC durch ihre  $\gamma$ -Wirkung im Gas (Luft) allein erzeugt werden, verdankt man hauptsächlich A. S. Eve<sup>105</sup>). In den verwendeten Ionisationsgefäßen wird der Wandeinfluß dadurch nach Möglichkeit zurückgedrängt, daß als Wandmaterial leichte Substanzen (Aluminium, oder mit Graphitüberzug leitend gemachtes Papier) möglichst geringer Dicke zur Verwendung kommt und die primären  $\beta$ -Strahlen im Magnetfeld abgelenkt werden. Bezeichnet  $\mu$  den Schwächungskoeffizienten der  $\gamma$ -Strahlung beim Durchgang durch 1 cm Luft (von Normaldruck und Normaltemperatur), und werden von der mit 1 g Ra im Gleichgewicht stehenden Menge RaC in 1 cm Entfernung  $K$  Ionenpaare pro cm<sup>3</sup> und Sek. erzeugt, so ist die Ionisierungsstärke  $q$  in der Entfernung  $r$  cm von der punktförmigen RaC-Quelle gegeben durch

$$q = \frac{m}{r^2} \cdot K \cdot e^{-\mu r} \dots \dots \dots (27)$$

und nach Integration über den ganzen Raum die Gesamtionisierung:

$$Q = \int_0^{\infty} 4 \pi r^2 \frac{m}{r^2} K e^{-\mu r} dr = \frac{4 \pi K}{\mu} \cdot m \dots \dots (27a)$$

$K$  wurde von Eve zu  $K = 4,0 \cdot 10^9$  gemessen, woraus sich für die RaC- $\gamma$ -Strahlung von 1 g Ra  $Q = 8,4$  bis  $10,9 \cdot 10^{14}$  ergibt, je nachdem für den Luftschwächungskoeffizienten  $\mu = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  oder  $\mu = 4,6 \cdot 10^{-5}$  eingesetzt wird. Andere Versuche von H. G. J. Moseley und H. Robinson<sup>106</sup>) ergaben für  $Q$  den Wert  $11,3 \cdot 10^{14}$ , wobei aber vielleicht weichere  $\gamma$ -Strahlen des RaB mitgemessen waren. Es ist für Zwecke der Energievergleiche von Interesse, daß die Gesamtionisierung  $Q'$  durch die  $\beta$ -Strahlung von 1 Curie RaC geringer ist. Und zwar wurde das Verhältnis  $Q/Q'$  von Eve zu 2,65, von Moseley und Robinson zu 1,88 angeben.

Wenn also diese absoluten Versuche beweisen, daß jedenfalls eine Gasstrahlung existiert (mit anderen Worten, daß die  $\gamma$ -Strahlung ionisierungsfähige Elektronen aus Gasmolekülen auslöst), so erübrigt sich noch die Bestimmung ihres Anteiles an der Gesamtionisation in Fällen, wo die Wandstrahlung nicht eliminiert werden kann. Zur Durchführung der Trennung beider Einflüsse, wurde in verschiedener Weise vorgegangen. V. F. Hess<sup>107)</sup> findet für  $K$ , gemessen in Wulfsschen Strahlungsapparaten, d. h. in Kammern mit etwa 3 mm starken Messingwänden und 2,04 bis 2,97 Liter Gasinhalt, Werte von 4,9 bis 5,7.10<sup>9</sup>, das ist also eine Erhöhung durch die Wandstrahlung, die 18 bis 30 Proz. der Gesamtwirkung beträgt. Eve<sup>108)</sup> vergleicht die Sättigungsströme in Kammern mit Wänden aus Papier oder Aluminium-Folie mit dem Strome in gleichgebauten Kammern mit Eisen- oder Zinkwänden und findet in letzteren eine Erhöhung um etwa 40 Proz.; d. h. die Wandstrahlung macht rund 30 Proz. der Gesamtwirkung aus. R. D. Kleeman<sup>108)</sup> bringt den zu untersuchenden Strahler außerhalb eines papierumkleideten Ionisationsgefäßes an, so daß seine als „Wandstrahlung“ fungierende Sekundärstrahlung durch magnetische Ablenkung unschädlich gemacht werden kann. Bei Erregung des magnetischen Feldes geht infolge (teilweiser) Eliminierung der sekundären  $\beta$ -Strahlung die Ionisationswirkung auf 55 Proz. des Wertes ohne Magnetfeld herunter. Der Versuch ist nur qualitativ brauchbar, da die Kammer nicht genügend gegen die vagabundierende  $\gamma$ -Strahlung (Sekundärstrahlung von den Wänden des Versuchsraumes vergrößert den Strom) geschützt war und da eine vollständige Unschädlichmachung der sekundären  $\beta$ -Strahlen auf diese Art sicher nicht erreichbar ist. Quantitativ verwertbare Angaben sind einer Arbeit von K. W. F. Kohlrausch und E. Schrödinger<sup>109)</sup> zu entnehmen. Der schädliche Einfluß vagabundierender  $\gamma$ -Strahlung war dadurch vermieden, daß das Präparat sich im Innern einer mit Quecksilber gefüllten Eisenkugel von 15 cm Radius befand, und die Strahlung nur durch einen feinen Kanal nach außen gelangen konnte. Das austretende  $\gamma$ -Bündel war dadurch geometrisch so gut definiert, daß es auf einer an der Stelle der Ionisationskammer (42 cm vom Präparat) aufgestellten photographischen Platte einen kreisförmigen Fleck von 1,1 cm Durchmesser, dessen Begrenzung auch nach tagelanger

Exposition vollkommen scharf blieb, hervorrief. Die Ionisationskammer war ein zylindrischer Al-Topf von der Wandstärke  $d' = 0,03$  cm und war durch die innere scheibenförmige Elektrode, deren Material und Dicke ausgewechselt werden konnte, in zwei Hälften geteilt (Grundriß in Abb. 15).

Durch geeignete Aufladung der beiden Topfhälften konnten Summe  $J_1 + J_2$  und Differenz  $J_1 - J_2$  der in beiden Kammerhälften zur Innenelektrode fließenden Ströme und daraus  $J_1$  und  $J_2$  selbst bestimmt werden. An diesen Strömen sind Gas- und

Wandstrahlungen in folgender Art beteiligt; außer der in beiden Hälften gleichartig wirkenden „natürlichen Zerstreung“, die in sorgfältigen Blindversuchen zu  $NZ = 0,032$  (Millivolt/Sekunde, bei einer Kapazität von  $C = 189$  cm) bestimmt wurde, wirken: in der ersten Kammerhälfte die in der vorderen Kammerwand ausgelösten Elektronen (Austrittsstrahlung  $A$ ), die im Gas ausgelösten Elektronen ( $G$ ) und die an der Innen-

elektrode ausgelösten und nach rückwärts fliegenden Elektronen („Eintrittsstrahlung“  $i_1$ ); in der zweiten Kammerhälfte die an der Innenelektrode ausgelösten und nach vorne fliegenden Elektronen (Austrittsstrahlung  $i_2$ ), die im Gas ausgelösten Elektronen ( $G$ ) und die aus der rückwärtigen Kammerwand ausgelösten, nach

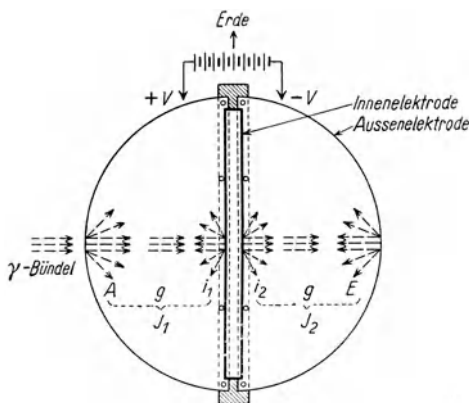


Abb. 15. Versuchsanordnung zur quantitativen Trennung des Ionisierungsanteiles der im Wand- bzw. Gasmaterial entstehenden sekundären Elektronen.

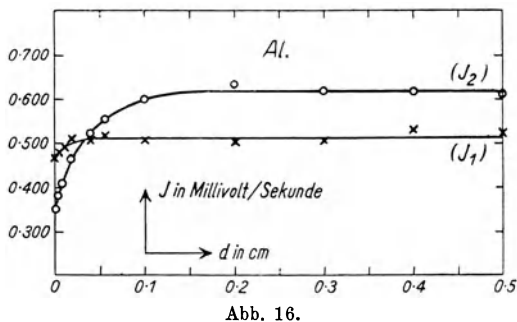


Abb. 16.

rückwärts fliegenden Elektronen (Eintrittsstrahlung  $E$ ). In Abb. 15 sind diese Anteile schematisiert eingezeichnet. Es gilt somit unter Berücksichtigung der Schwächung der  $\gamma$ -Strahlung in der Innenelektrode (Dicke  $d$ ):

$$J_1 = i_1 + A + G + NZ; \quad J_2 = i_2 + (E + G)e^{-\mu d} + NZ.$$

$J_1$  und  $J_2$  als Funktion der verschiedenen Dicke der Innenelektrode (Aluminium) aufgetragen, ergab die in Abb. 16 wiedergegebenen Kurven. Aus ihnen erhält man einerseits durch sichere Extrapolation auf die Dicke  $d = 0$  die Werte  $(J_1)_0 = 0,461$  und  $(J_2)_0 = 0,344$  und erhält andererseits aus dem Schnittpunkt (bei  $d = d'$ ) den Wert  $(J_1)' = (J_2)' = 0,508$ . Nun ist leicht ersichtlich, daß nach obigem folgende Beziehungen für diese drei ausgezeichneten Werte gelten:

$$\begin{aligned} (J_1)_0 &= A + G + NZ; & (J_2)_0 &= E + G + NZ, \\ (J_1)' &= (J_2)' = E + A + G + NZ, \end{aligned}$$

wenn für die letzte Beziehung  $e^{-\mu d'}$  ( $\mu = 0,1$ ,  $d' = 0,03$ ,  $e^{-\mu d'} = 0,997$ ) gleich 1 gesetzt wird.

Mit Hilfe des bekannten Wertes von  $NZ = 0,032$  erhält man daraus:  $G = 0,265$ ,  $A = 0,164$ ,  $E = 0,047$ . Diese Größen behalten ihren Wert, auch wenn die Innenelektrode aus anderem Material gewählt wird. Und man kann aus den in der zitierten Arbeit für verschiedene Materialien gewonnenen Daten folgende Angaben machen. In einem etwa kubischen Gefäß, von  $10 \times 10 \times 10$  cm, in dem nur Vorder- und Rückwand von einem schmalen  $\gamma$ -Bündel durchstoßen werden, ist nach Abzug der  $NZ$  der Anteil der Gasstrahlung der Austritts- und Eintrittsstrahlung an der Gesamtionisation je nach dem Material der getroffenen Wände durch folgende Tabelle gegeben (dabei ist „ $\beta$ -Sättigungsdicke“ vorausgesetzt, d. h. eine Wanddicke, die für Al größer als 0,1, für Pb größer als 0,025 cm sein muß):

	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Sn	Pb
	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.
Gasstrahlung . . . . .	45	44	45	45	44	38	29
Eintrittsstrahlung . . . . .	8	20	21	21	21	32	39
Austrittsstrahlung . . . . .	47	36	34	34	35	30	32

Unter anderen Beobachtungsverhältnissen, wenn z. B. der Abstand zwischen Eintritts- und Austrittswand immer mehr verringert wird, oder wenn die Seitenwände streifend getroffen

werden, wird der Gasstrahlungsanteil natürlich viel geringer. So findet D. C. H. Florance <sup>110)</sup>, daß bei einem Plattenabstand von 1 cm und Normalluftdruck der Gasstrahlungsanteil sehr klein ist und erst bei Drucksteigerung auf 80 Atmosphären 25 Proz. beträgt (Pb-Wände). Werden die Seitenwände streifend getroffen, so steigert sich die Wirkung der Wandstrahlung je nach Einfallswinkel, Wanddicke und Wandmaterial bis etwa zum fünf-fachen der Werte bei senkrechtem Durchstoßen [vgl. Kohlrausch-Schrödinger l. c. <sup>109)</sup>].

Auf mehr indirektem Wege lassen sich auch durch Variationen des Gasdruckes bzw. der Gasart Anhaltspunkte für die Beteiligung beider Ionisatoren finden. Doch werden die Verhältnisse schon so unübersichtlich, daß man sich begnügen muß, qualitative Ergebnisse abzuleiten. Für eine erste Abschätzung der zu erwartenden Effekte kann man etwa folgendermaßen vorgehen. Wird ein paralleles, die Vorderwand, das Gas und eine Rückwand vernachlässigbarer Dicke durchstoßendes  $\gamma$ -Bündel vorausgesetzt, die sekundäre  $\beta$ -Strahlung zur Vereinfachung nur in der  $\gamma$ -Richtung sich ausbreitend angenommen, und die Schwächung der Primärstrahlung vernachlässigt, so folgt in erster Näherung:

a) Für den Anteil der Wandstrahlung. In der Wand-schicht  $dx$  wird von der  $\gamma$ -Strahlung  $J$  der Teil  $\mu_1 J dx$  absorbiert und in Elektronen umgesetzt, die auf der bis zum Gas im Wandmaterial zurückzulegenden Strecke  $x$  geschwächt werden auf den Bruchteil  $\mu_1 J dx e^{-\mu'_1 x}$  und entlang der Gasdicke  $D$ , die für Ionisierung verwendbare Energie  $\mu_1 J dx e^{-\mu'_1 x} (1 - e^{-\mu'_2 D})$  abgeben. Über alle Wanddicken integriert ergibt sich der Ionisierungsanteil der Wandelektronen zu  $J \frac{\mu_1}{\mu'_1} (1 - e^{-\mu'_2 D})$ , worin  $\mu_1$  und  $\mu'_1$  der Absorptionskoeffizient der  $\gamma$ - bzw. sekundären  $\beta$ -Strahlung im Wandmaterial,  $\mu'_2$  der Wandstrahlung im Gase ist.

b) Für den Anteil der im Gas entstehenden Elektronen erhält man: In der Gasschicht  $dy$  wird der Bruchteil  $\mu_2 J dy$  absorbiert, der als Elektronenenergie auf dem restlichen Gaswege ( $D - y$ ) die Energie  $\mu_2 J dy [1 - e^{-\mu'_2 (D-y)}]$  zur Ionisierung abgibt. Integriert über die Gasdicke  $D$ , ergibt sich als Anteil der Gasstrahlung  $\mu_2 J D - \frac{\mu_2}{\mu'_2} J \cdot (1 - e^{-\mu'_2 D})$ , worin wieder

$\mu_2$  der Absorptionskoeffizient der  $\gamma$ -Strahlung und  $\mu_2''$  der der Gaselektronen im Gase ist.

c) Insgesamt ist die Ionisierung proportional der Summe beider Anteile, also proportional dem Ausdruck

$$J \left[ \mu_2 D - \frac{\mu_2}{\mu_2''} (1 - e^{-\mu_2'' D}) + \frac{\mu_1}{\mu_1'} (1 - e^{-\mu_1' D}) \right].$$

Welche Resultierende die Superposition dieser drei Kurvenkomponenten ergibt, hängt offenbar weitgehend von dem Größenverhältnis der Strahlungskonstanten ab.

Zur weiteren Vereinfachung dieser ohnedies nur überschlagsweise geltenden Formel wird man die  $e$ -Potenzen entwickeln [z. B.  $1 - e^{-\mu D} = \mu D - \frac{1}{2} (\mu D)^2$ ] und erhält dann:

$$J \left[ \frac{\mu_1 \mu_2'}{\mu_1'} D + \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_2 \mu_2''^2}{\mu_2''} - \frac{\mu_1 \mu_2'^2}{\mu_1'} \right) D^2 \right],$$

welcher Ausdruck nur für nicht zu große Werte von  $D$  verwendbar ist. An der Hand desselben seien einige der experimentell realisierbaren Fälle besprochen.

Den einfachsten Fall stellt offenbar eine Ionisierungskammer vor, bei der Wand und Gas aus demselben Material gebildet sind. (Zum Beispiel Kammerwände aus Selen oder Arsen; als Gas  $\text{Se H}_2$  bzw.  $\text{As H}_3$ .) In diesem Falle ist  $\frac{\mu_1}{\rho_1} = \frac{\mu_2}{\rho_2}$ ,  $\frac{\mu_1'}{\rho_1} = \frac{\mu_2'}{\rho_2}$  sowie  $\mu_2'' = \mu_2''$ , in obigem Ausdruck verschwindet der Faktor von  $D^2$  und die Ionisierungswirkung wird proportional zu

$$J \frac{\mu_1 \mu_2'}{\mu_1'} D \sim J \frac{\mu_1}{\rho_1} \cdot \rho_2 D \sim C \rho_2,$$

also proportional der Gasdichte bzw. dem Gasdruck. Mit Röntgenstrahlen wurde dies unter anderem von R. T. Beatty<sup>111)</sup> bestätigt, der unter den geschilderten Versuchsbedingungen eine lineare Ionisationszunahme mit Druckerhöhung beobachtete.

Ist das Material von Wand und Gas jedoch nicht dasselbe, dann ist eine verwickeltere Druckabhängigkeit zu erwarten; bedenkt man, daß erfahrungsgemäß bei Dichteänderung die Massenabsorptionskoeffizienten für dieselbe Substanz, also  $\frac{\mu_2}{\rho_2}$ ,  $\frac{\mu_2'}{\rho_2}$ ,  $\frac{\mu_2''}{\rho_2}$ , konstant bleiben, so schreibt sich obige Beziehung:

$$\left[ \frac{\mu_1}{\mu_1'} \cdot \frac{\mu_2'}{\rho_2} \cdot \rho_2 D + \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_2}{\rho_2} \cdot \frac{\mu_2''}{\rho_2^2} - \frac{\mu_1}{\mu_1'} \cdot \frac{\mu_2'^2}{\rho_2^2} \right) \rho_2^2 D^2 \right] = A \rho_2 + B \rho_2^2.$$

Je nachdem  $B$  kleiner, gleich oder größer als Null ist, erhält man bei Darstellung der Ionisation als  $f(\rho)$  eine zur Abszissenachse konkave, eine gerade oder eine zur Abszissenachse konvexe Kurve. Derartige Druckversuche mit  $\gamma$ -Strahlen [T. H. Laby und G. W. C. Kaye<sup>112</sup>), W. Wilson<sup>113</sup>), D. C. H. Florance<sup>110</sup>] zeigten, daß die Ionisation langsamer als der Druck zunimmt, daß also  $B < 0$ ; weitere Schlüsse lassen sich, da weder bei  $\gamma$ - noch bei  $\beta$ -Strahlen  $\mu/\rho$  beim Übergang zu verschiedenen Substanzen konstant ist, nicht ziehen.

Man vergesse jedoch bei der Beurteilung der Beweiskraft solcher Überlegungen nicht, wie unsicher die der formelmäßigen Behandlung zugrunde liegenden Voraussetzungen sind. Weder ist im Falle der  $\gamma$ -Strahlung diese homogen und ihre Absorption exponentiell, noch ist die Ausbreitungsrichtung der sekundären  $\beta$ -Strahlung die des einfallenden  $\gamma$ -Bündels; vielmehr hat sie eine von der Art der Entstehung (ob Photo- oder Streuprozeß) und von der darauffolgenden Streuung der Elektronen selbst abhängige höchst verwickelte Richtungsverteilung, die es bewirkt, daß die ionisierenden  $\beta$ -Strahlen mit verschiedenen Richtungen und verschiedenen Geschwindigkeiten in die Kammer eintreten, und daher eine Aussage über den Grad ihrer Ausnutzung zur Ionisierung fast unmöglich wird.

### § 26. Die Ionisierungsenergie.

Auch die Beantwortung der Frage, welcher Energieaufwand zur Bildung eines Ionenpaares im Falle der Ionisierung durch  $\gamma$ -Strahlen nötig ist, kann heute keineswegs als befriedigend angesehen werden. Nach den in § 25 angeführten Versuchen werden von 1 Curie RaC pro Sekunde insgesamt ungefähr  $11 \cdot 10^{14}$  Ionenpaare erzeugt. Andererseits ergaben die in § 22 besprochenen Messungen über die Wärmewirkung der  $\gamma$ -Strahlen eines Curie RaC den Wert von rund  $9 \cdot 10^4$  Erg/Sek. =  $5,6 \cdot 10^{16}$  Volt/Sek. Somit entfielen nach diesen Daten 51 Volt auf jedes Ionenpaar. Der Vergleich dieses Ergebnisses, dessen Ausgangszahlen sicher noch nicht endgültige sind, mit anderweitigen Erfahrungen ist deshalb schwierig, weil auch die analogen Versuche an Röntgenstrahlen keineswegs als abgeschlossen gelten können. Einerseits findet Kriegesmann<sup>114</sup>), der dieselbe Röntgenstrahlung



das eine Mal auf Ionisierungswirkung (bei solchen Kammerdimensionen, daß nur „Gasstrahlung“ wirksam war), das andere Mal auf Wärmewirkung (Absorption in Bleiplättchen und Messung mit empfindlichem Differenzialthermometer) untersuchte, daß das Ionisationsvermögen im Bereich des  $\lambda$ -Bezirktes von rund 400 bis  $166 \cdot 10^{-11}$  cm mit abnehmender Wellenlänge beträchtlich abnehme [vgl. dazu auch P. Lenard<sup>115)</sup>]. Bei 400 X-E. findet er schon etwa 87 Volt pro Ionenpaar und für die kleinen Wellenlängen der  $\gamma$ -Strahlen wären wesentlich höhere Werte zu erwarten\*); wogegen nur 51 Volt pro Ionenpaar gefunden wurden. Aller Wahrscheinlichkeit nach dürfte zwar die  $\gamma$ -Wärme zu klein gemessen sein, also ein etwas höherer Wert der Ionisierungsarbeit zu erwarten sein; jedoch kaum ein so hoher, daß er in Einklang mit den Ergebnissen von Kriegesmann zu bringen wäre. Im Gegensatz zu dessen Ergebnissen findet eine Reihe anderer Autoren im gleichen Wellenlängengebiet teils einen umgekehrten Gang des Energieverbrauches pro Ionenpaar, teils Unabhängigkeit von der Wellenlänge. So gibt H. Kulenkampff<sup>116)</sup> für das Gebiet von 2000 bis 560 X-E. den mit  $\lambda$  nicht veränderlichen Wert von 35 Volt pro Ionenpaar an.

Wegen dieser Ungeklärtheit der ganzen Frage selbst in dem experimentell viel zugänglicheren Nachbargebiet der Röntgenstrahlung einerseits, wegen der noch unsicheren Daten für die  $\gamma$ -Strahlung andererseits und endlich wegen der Schwierigkeit, die Verhältnisse bei längeren Wellen (Streuelektroneneinfluß gering) auf die bei kurzen Wellen (Photoelektroneneinfluß gering) zu übertragen, muß die Beantwortung der in diesen Paragraphen skizzierten Aufgabe offen gelassen werden.

## 8. Abschnitt.

### Die Absorption und die Streuung der $\gamma$ -Strahlen.

Eine wesentliche Rolle bei der Erforschung der Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ -Impuls und Materie nehmen jene Versuche und ihre Deutungen ein, die auf die Bestimmung der Schwächung

---

\*) Ähnliche Ergebnisse erhalten neuerdings H. Kircher, W. Schmitz, Zeitschr. f. Phys. 36, 484, 1926.

abzielen, welche die  $\gamma$ -Energie beim Durchgang durch Materie erfährt. Die im Verhältnis zur scheinbaren Einfachheit des Problems ungemein zahlreiche Literatur ist selbst von der Höhe des jetzigen Standpunktes aus nicht leicht zu übersehen; der Grund dafür dürfte darin liegen, daß die Aufgabe in den letzten Jahren zwar wesentlich gefördert, aber keineswegs schon als restlos gelöst erscheint. — Vielleicht ist es für den erstrebten Überblick und für die nötige Bewertung des Vorhandenen zweckdienlich, zwei Forschungsperioden zu unterscheiden, wenngleich eine solche Trennung immer etwas gewaltsames an sich hat und sich wegen des Übergreifens der Gebiete nicht reinlich durchführen läßt. Die erste der beiden Perioden, die unverhältnismäßig lange dauerte, hatte im wesentlichen rein experimentellen Charakter; infolge unübersichtlicher experimenteller Anlagen wurde eine Unzahl voneinander widersprechenden Ergebnissen erhalten und es bedurfte sehr vieler Arbeit, bis die Notwendigkeiten der Methodik erkannt und die Widersprüche in den Angaben aufgeklärt waren. Ihren Abschluß fand diese Periode ungefähr mit dem Bericht des Verfassers<sup>117)</sup> im Jahre 1918. Die zweite Periode nahm ihren Anfang etwa mit der Arbeit Ishinos 1917, und ist heute sicher noch nicht abgeschlossen. Ihr Grundgedanke ist der Versuch, die mittlerweile an Röntgenstrahlung ausgearbeiteten Anschauungen über den Absorptions- und Streuvorgang auf die  $\gamma$ -Strahlung zu übertragen. Entsprechend den etwas geänderten Anforderungen, den dieses neue Ziel an die Methodik stellt, haben die Autoren sich selbst die experimentellen Daten verschafft, haben es aber bis jetzt verabsäumt, sich mit den bereits vorhandenen Erfahrungen auseinanderzusetzen; infolgedessen ist es derzeit nicht möglich, das gesamte experimentelle Material von einem einheitlichen Gesichtspunkt aus zu verstehen und es werden sich eine Reihe von noch nicht geklärten Unstimmigkeiten zwischen Experiment und Theorie aufzeigen lassen.

### § 27. Die Versuchsbedingungen<sup>117)</sup>.

Der Absorptions- oder besser „Schwächungskoeffizient“  $\mu$  wird üblicher Weise definiert als der pro Längeneinheit der durchstrahlten Materie absorbierte Bruchteil der Intensität  $J$  eines einfallenden parallelen Strahlenbündels, also  $\mu = -\frac{1}{J} \frac{dJ}{dt}$ .

Ist  $\mu$  eine Konstante, wie es bei Homogenität und unveränderlicher Qualität der Strahlung erfahrungsgemäß zutrifft, so folgt durch Integration das bereits in § 10 erwähnte bekannte exponentielle Absorptionsgesetz:

$$J = J_0 e^{-\mu t} \dots \dots \dots (28)$$

worin  $J_0$  die Energie für die Dicke  $t = 0$  darstellt. Es ist dann  $\delta = \frac{1}{\mu}$  jene Dicke, die die Anfangsenergie auf den  $e$ -ten Teil herabsetzt ( $\frac{1}{e} = 0,3679$ ); analog ist  $D = 0,6931 \frac{1}{\mu}$  jene Dicke, welche die Energie auf die Hälfte schwächt ( $\delta =$  „mittlere Reichweite“,  $D =$  „Halbierungsdicke“). Ist die Strahlung inhomogen, also zusammengesetzt aus einer Anzahl homogener Strahlungen mit den Anfangsintensitäten  $J_1 J_2 J_3 \dots$  und den Schwächungskoeffizienten  $\mu_1 \mu_2 \mu_3 \dots$ , so lautet das Schwächungsgesetz offenbar:

$$J = \sum J_k e^{-\mu_k t} \dots \dots \dots (28 a)$$

Während (28) in logarithmischer Darstellung ( $\log_{10} J$  als Ordinate,  $t$  als Abszisse) eine Gerade ergibt, deren Neigung  $\frac{\mu}{\log \text{nat } 10}$  und deren Schnittpunkt mit der  $J$ -Achse  $\log J_0$  liefert, gibt (28 a) eine gegen die Abszissenachse konvexe Kurve.

Soll nun experimentell entweder der Schwächungskoeffizient einer homogenen Strahlung bestimmt oder aus dem Verlauf einer Schwächungskurve auf die Inhomogenität einer Strahlung geschlossen werden, so hat entsprechend der Definition von  $\mu$  die experimentelle Anlage für folgende vier Hauptbedingungen zu sorgen. a) Die Anlage muß ein Maß der Energie liefern, und zwar unabhängig von der Qualität der Strahlung; ist dies nicht der Fall, so würde sich bei der Schwächung einer komplexen Strahlung, wobei sich bei fortschreitender Schwächung infolge allmählichen Ausfalles der weicheren Komponenten die mittlere Qualität ändert, der Maßstab verschieben und die einzelnen Messungen wären untereinander nicht vergleichbar. b) Die Anlage hat dafür zu sorgen, daß außer dem in seiner Abhängigkeit von  $t$  zu bestimmenden Versuchsobjekt  $J$  keinerlei andere von  $t$  in unbekanntem Maße abhängige Energie zur Messung gelangt. c) Man hat mit Parallelstrahlbündeln zu arbeiten; andernfalls gelten die einfachen Formeln (28) nicht mehr, da bei nicht

parallelem Strahlengang die Weglängen im Absorber nicht untereinander gleich sind. d) Da in der Definition zunächst nichts darüber vorausgesetzt ist, wie diese Schwächung zustande kommt, da also jeder Volumeffekt — von störenden Oberflächeneffekten kann im Bereich dieser kurzen Wellen füglich abgesehen werden —, der Energie aus dem Primärbündel (sei es durch Energieverbrauch, sei es durch Streuung) nimmt, als Schwächungsursache anerkannt ist, so hat die Anlage dafür zu sorgen, daß nur die in der Ursprungsrichtung des Primärbündels strömende Energie gemessen wird und daß nicht etwa seitlich abgelenkte direkt oder indirekt zur Wirkung kommt. — Zu diesen Versuchsvorschriften, deren Einhaltung für die Deutbarkeit des Ergebnisses wesentlich ist, sei im einzelnen folgendes zur Erläuterung hinzugefügt:

a) Die gemessene Größe als Maß der Energie. Als zu messende Strahlenwirkung kommt für feinere Versuche, abgesehen von den in § 16 besprochenen und in der Versuchstechnik noch zu schwierigen  $\gamma$ -Zählungen, derzeit nur die Ionisierung in Betracht. Es ist aus dem im 7. Abschnitt über die  $\gamma$ -Ionisierung Gesagten ersichtlich, daß die erste der gestellten Bedingungen nur sehr mangelhaft erfüllt ist. Die Ionisierung erfolgt indirekt durch sekundäre, teils im Wand-, teils im Gasmaterial des Ionisierungsgefäßes ausgelöste Elektronen. Deren Ionisierungsvermögen pro Zentimeter Weglänge hängt von ihrer Geschwindigkeit und diese wieder u. a. von der Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlung ab. Die derzeitigen Kenntnisse über die Abhängigkeit der gesamten Ionisierungswirkung von Form und Material des Ionisierungsgefäßes einerseits, von der Wellenlänge im kurzwelligen Gebiet der  $\gamma$ -Strahlung andererseits sind viel zu gering, als daß sich angeben ließe, wie groß diese Abhängigkeit ist und wie sie vermieden bzw. in Rechnung gezogen werden könnte. — Es bleibt derzeit nichts anderes über, als — wie es bei komplizierten physikalischen Versuchen ja häufig nötig ist — gefühlsmäßig grobe Fehler zu vermeiden, die restliche Abhängigkeit möglichst bis zur Vernachlässigbarkeit herabzudrücken, und die gefundenen Gesetzmäßigkeiten daher als provisorische erste Näherungen aufzufassen. Die mit Hilfe eines anderen Erfahrungskomplexes (5. Abschnitt) bestimmbare Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlung wird es im Laufe der Zeit hoffentlich möglich machen, diese sehr ernste Unsicherheit

aus der Welt zu schaffen, und die provisorischen Gesetzmäßigkeiten durch definitive zu ersetzen.

b) Vermeidung von vagabundierender Strahlung. Kein Experimentator wird erwarten, brauchbare Ergebnisse bei der Bestimmung eines Extinktionskoeffizienten zu erhalten, wenn eine freibrennende Lichtquelle in einem Zimmer mit reflektierenden Wänden photometriert wird; der scheinbare Extinktionskoeffizient der zwischengeschalteten Rauchglasplatte wird sich mit deren Größe und Stellung ändern, je nachdem das Photometer mehr vor der Reflexionsstrahlung der Wände, oder die Wände mehr vor der direkten Strahlung der Lichtquelle geschützt werden. Es wäre müßig, Ergebnisse derartiger Versuche als Aussagen über die Extinktion aufzufassen und zu diskutieren. Über die Bedeutung dieser Fehlerquelle bei  $\gamma$ -Strahlungsmessungen vergleiche man die Erfahrungen von A. Brommer<sup>119)</sup>, V. F. Hess<sup>107, 120)</sup>, V. F. Hess und R. W. Lawson<sup>64)</sup>, A. F. Kovarik<sup>65)</sup> u. a. m.

c) Parallelstrahlbündel. Wird mit weitgeöffneten Bündeln gearbeitet, derart, daß die von der  $\gamma$ -Strahlung im Absorber zurückzulegenden Wege mit dem Öffnungswinkel  $\alpha$  wachsen, so treten zwei störende Effekte auf. Erstens<sup>121)</sup> ist das Absorptionsgesetz (28) zu ersetzen durch die Form

$$J = J_0 \left[ \Phi(\mu t) - \cos \alpha \cdot \Phi\left(\mu \frac{t}{\cos \alpha}\right) \right] \cdot \cdot \cdot \quad (29)$$

worin die Funktion  $\Phi(z)$  definiert ist durch

$$\Phi(z) = e^{-z} + z \int_{\infty}^z \frac{e^{-z}}{z} dz;$$

Inhomogenität der Strahlung würde jetzt eine derartige Komplikation bedeuten, daß eine Analyse der Absorptionskurve wohl nicht denkbar wäre. Dazu kommt weiter, daß der schiefe Durchgang der Strahlung durch das Meßgefäß im allgemeinen die Folge haben wird, daß die Ionisierungswirkung von Richtung zu Richtung verschieden ist und dadurch im weiteren die Abhängigkeit von der Wellenlänge stärker zum Ausdruck kommt.

d) Ausschluß der Sekundär- und Streustrahlung. Gemeint ist natürlich die im Absorber beim Absorptionsakt entstehende Strahlung, die vom Meßgerät ferngehalten werden muß. Und zwar einerseits die sekundäre Elektronenstrahlung, die ver-

hältnismäßig einfach durch Ablenkung im Magnetfeld oder durch hinreichende Dicke der Wände des Meßgefäßes ausgeschlossen bzw. unabhängig von  $t$  gemacht werden kann; und andererseits die erfahrungsgemäß auftretende diffuse sekundäre  $\gamma$ -Strahlung, die weder durch Magnetfeld noch durch dicke Wände vermieden werden kann; der einzige Weg, ihren Einfluß herabzudrücken ist der, den wirksamen Raumwinkel, unter dem das Meßgefäß vom Absorber aus erscheint, möglichst klein zu erhalten.

Wird daher mit weitgeöffneten Primärbündeln gearbeitet, so ist dieser Einfluß nicht zu eliminieren; die theoretische Behandlung ist, wie M. Blau<sup>123)</sup> gezeigt hat, zwar in erster Näherung möglich, doch werden für alle Fälle der Analyse komplexer Strahlung die Verhältnisse hoffnungslos unübersichtlich.

Der Einfluß der Sekundärstrahlung auf die Messung im Falle der Verwendung paralleler Strahlenbündel wird am besten an

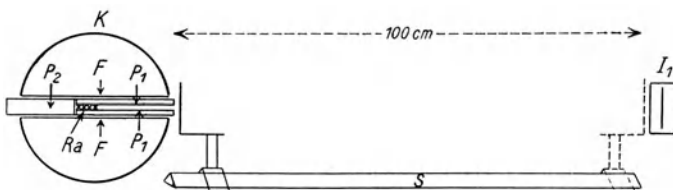


Abb. 17. Einfluß der Absorberstellung auf Absorptionsmessung (Versuchsanordnung).

folgenden zwei Beispielen<sup>123)</sup> demonstriert. In Abb. 17 stellt der linke Teil  $K$  die bereits früher (§ 25) erwähnte Vorrichtung vor — mit Quecksilber gefüllte Eisenhohlkugel, in deren Zentrum das Ra-Präparat angebracht ist —, mit deren Hilfe ein schmales angenähert paralleles  $\gamma$ -Bündel hergestellt wird. Als Ionisationsgefäß dient eine viereckige Kammer  $I_1$  mit den Stirnflächen  $10 \times 10$  und den Seitenflächen  $10 \times 5 \text{ cm}^2$ , deren Wandungen aus  $0,3 \text{ cm Pb}$  (Stirnfläche  $0,6 \text{ cm}$ ), innen mit  $0,03 \text{ Al-Blech}$  verkleidet, bestanden. Die Innenelektrode ( $7 \times 8 \text{ cm}^2$  Messing) stand mit dem Meßinstrument (Binantelektrometer;  $0,6 \text{ Milli-Volt pro Skalenteil}$ , Kapazität  $\sim 200 \text{ cm}$ ) in erdgeschützter Verbindung, die Außenwände waren auf  $320 \text{ Volt}$  geladen. Die Abschirmung des Präparates ist eine so gute, daß bei Verschwenkung der Strahlrichtung um etwa  $1^\circ$  dieselbe natürliche Zerstreung in  $I_1$  gemessen wurde, wie wenn das Ra-Präparat ( $120 \text{ mg RaCl}_2$ ) in einen  $70 \text{ m}$  entfernten Trakt des Gebäudes gebracht wurde. Auf

der Schiene  $s$  konnten Absorberplatten entweder anliegend an die Hg-Kugel ( $D = 100$  cm) oder anliegend an  $I_1$  ( $D = 0$  cm) in den Gang des Parallelbündels gebracht bzw. entlang von  $s$  verschoben werden. Die folgende Tabelle 12 zeigt das Ergebnis, wenn eine 0,4 cm dicke Kupferplatte in den Strahlengang gebracht und der Sättigungsstrom in  $I_1$  bei variierter Distanz zwischen  $I_1$  und Absorber gemessen wurde. Alle Stromwerte sind in Millivolt pro Sekunde ausgedrückt, die natürliche Zerstreuung bereits abgezogen.  $J_0$  ist der Strom ohne Absorber. Die Tabelle zeigt im Gang ihrer Zahlen folgenden typischen Verlauf. Je näher

Tabelle 12. Einfluß der Absorberstellung  $D$  auf Absorptionsmessungen.  $\delta_{\text{Cu}} = 0,4$  cm;  $NZ = 0,065$ ;  $J_0 = 1,517$ .

$D$ cm	$J$	$S$	$\mu$ cm <sup>-1</sup>	$D$ cm	$J$	$S$	$\mu$ cm <sup>-1</sup>	$D$ cm	$J$	$S$	$\mu$ cm <sup>-1</sup>
100	1,231	0,000	0,522	14	1,251	0,021	0,484	7	1,302	0,072	0,382
50	1,230	0,000	0,524	13	1,271	0,041	0,442	6	1,308	0,078	0,371
40	1,227	0,000	0,531	12	1,272	0,042	0,440	5	1,320	0,090	0,348
30	1,230	0,000	0,524	11	1,277	0,047	0,431	4	1,316	0,086	0,355
25	1,231	0,000	0,522	10	1,279	0,049	0,427	3	1,327	0,097	0,335
20	1,254	0,024	0,476	9	1,281	0,051	0,423	2	1,337	0,107	0,316
15	1,253	0,023	0,478	8	1,288	0,058	0,409	0	1,354	0,124	0,284

der Absorber dem Ionisationsgefäß ist, um so stärker wird die Stromwirkung  $J$ . In 25 bis 100 cm Entfernung wird in diesem Falle — das muß aber nicht immer so sein! —  $J$  ziemlich konstant und zeigt keine Abhängigkeit von  $D$ . Die Folge für die nach der Vorschrift  $\mu = \frac{2,303}{\delta} \log_{10} \frac{J_0}{J}$  durchgeführte Berechnung

des Schwächungskoeffizienten ist, daß dessen Werte umso kleiner werden, je geringer die Absorberdistanz  $D$  ist. Man konstatiert eine Verkleinerung um rund 50 Proz., die allein in einer Äußerlichkeit der Versuchsanordnung bedingt ist. Die Ursache für die Zunahme von  $J$  kann offenbar nur eine diffuse, harte (0,6 cm Pb Stirnwand des Meßgefäßes!) Sekundärstrahlung sein, von der desto mehr zur Wirkung kommt, je größer der Raumwinkel Absorber  $\rightarrow$  Ionisationskammer ist. Ihr Anteil an der Gesamtionisierung verschwindet praktisch bei Winkeln  $< 10^\circ$ , so daß durch Differenzbildung der  $J$ -Werte für  $D = 25$  bis 100 gegenüber den anderen beeinflussten  $J$ -Werten der Betrag  $S$  dieser Sekundärstrahlung berechnet werden kann. Die Art der Zunahme

von  $S$  mit abnehmendem  $D$  hängt von der räumlichen Verteilung dieser Sekundärstrahlung ab und ist verschieden je nach dem Grade ihrer Anisotropie. Vernachlässigt man eine eventuelle Abhängigkeit der Ionisierungswirkung von der Richtung, bezieht man den wirksamen Raumwinkel auf die Mitte des Ionisationsgefäßes (für  $D = 0$ , also  $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{5}{2,5} = 2$ ,  $\vartheta = 63,5^\circ$ ) und drückt man endlich  $S$  in Prozenten des maximalen Wertes  $S_{63,5} = 0,124$  aus, so ergibt sich für den Anstieg der Sekundärstrahlung mit zunehmendem wirksamen Raumwinkel  $\vartheta$  die folgende Abb. 18. In ihr ist  $\vartheta$  als Abszisse,  $\frac{S_\vartheta}{S_{63,5}}$  als Ordinate verwendet; die aus Tabelle 12 folgenden Zahlen sind als Ringe eingetragen, die ausgezogene Kurve ist, worüber später (S. 128) noch zu reden sein

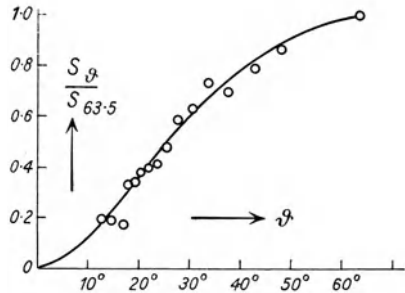


Abb. 18. Zunahme der Sekundärstrahlung mit zunehmendem wirksamen Raumwinkel.

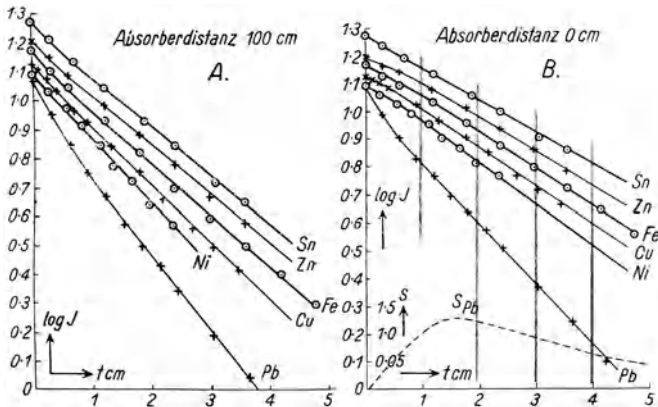


Abb. 19. Absorptionskurven der Ra- $\gamma$ -Strahlung in einigen Materialien;  $A$  mit Ausschluß der ganzen,  $B$  mit Einschluß eines Teiles der Streustrahlung des Absorbers aufgenommen.

wird, als Wirkung einer Comptonschen Streustrahlung, zugehörig zu einer Primärwellenlänge von  $11,2 \cdot 10^{-11}$  cm, gerechnet.

Das über den Gang von  $\mu$  Gesagte wird es klarmachen, daß schon aus rein praktischen Gründen — um die Angaben



verschiedener Anordnungen vergleichbar zu machen — bei der Absorptionsmessung die Sekundärstrahlung jeglicher Art auszuschließen ist. Wie sehr die Nichtbeachtung dieses Umstandes den ganzen Charakter der Absorptionskurve verändern und dadurch zu ganz abweichenden Schlußfolgerungen führen kann, sei noch an einigen Beispielen erläutert, bei denen in der üblichen Weise die zur Strahlenanalyse bestimmten Absorptionskurven einmal einschließlich (*B*), einmal ausschließlich (*A*) der Sekundärstrahlung aufgenommen wurden. Abb. 19 zeigt den Unterschied. In *A* sind alle Kurven gegen den Ursprung konvex, ein Zeichen, daß die verwendete Strahlung inhomogen ist. In *B* sind die Kurven teils gerade (Sn), teils nach unten konkav (Zn, Fe, Cu, Ni), teils nach unten konvex (Pb), je nachdem der sich mit der Plattendicke ändernde und vom Material abhängende Beitrag der mitgemessenen Sekundärstrahlung (als Beispiel vgl. die gestrichelte Kurve der sekundären Pb-Strahlung in Abb. *B*) imstande ist, die Krümmung der Kurven in *A* mehr oder weniger zu kompensieren. Daß der Einfluß von Inhomogenität einerseits, Sekundärstrahlung andererseits auch in anscheinend linear verlaufenden Endteilen der logarithmischen Linien nicht verschwunden ist, ergibt sich aus Tabelle 13, in der die wahren Werte der Schwächungskoeffizienten (erhalten aus der Kurvenneigung bei sehr großen

Tabelle 13. Der Einfluß der Versuchsanordnung auf die gemessenen Schwächungskoeffizienten  $\mu$ .

	Fe	Ni	Cu	Zn	Sn	Pb
Wahre Werte für $\mu$ . .	0,356	0,408	0,397	0,327	0,299	0,535
Werte nach Abb. 19 <i>A</i> .	0,389	0,517	0,436	0,382	0,381	0,581
Werte nach Abb. 19 <i>B</i> .	0,302	0,339	0,322	0,283	0,270	0,503

Absorberdicken) mit den aus den scheinbar geraden Endstücken der Kurven in *A* und *B* nebeneinandergestellt sind. Die zweite Zeile gibt zu große Werte, da die weicheren Strahlenkomponenten noch nicht abgefiltert sind, die dritte Zeile gibt zu kleine Werte, da der Sekundärstrahlungsprozeß noch nicht stationär geworden ist und die Schwächung durch Absorption kleiner erscheinen läßt. Wäre die Primärstrahlung homogen, so wäre der Unterschied gegen die wahren Werte so groß, wie er in der Tabelle 13 gegen-

über den Werten der zweiten Zeile ist. — Dies ist der Grund, warum z. B. in den sorgfältigen Untersuchungen von Soddy und Russell<sup>121)</sup> 124) sämtliche  $\mu$ -Angaben zu klein sind.

§ 28. Die älteren Messungsergebnisse.

Nur in den seltensten Fällen sind die als notwendig erkannten Bedingungen einer derartigen Versuchsanordnung eingehalten worden. Eine ganze Reihe von älteren Arbeiten<sup>121)</sup> 124) 125) kommt aus diesem Grunde für Absolutbestimmungen nicht in Frage, gleicherweise die Arbeit von O. Treitel, der sich bewußt auf den gegenteiligen Standpunkt stellt und das Mitmessen der Streustrahlung bei der Absorptionsbestimmung postuliert.

Die weiteren Fragen einerseits nach der Art der Inhomogenität, andererseits nach der Abhängigkeit des Schwächungs-

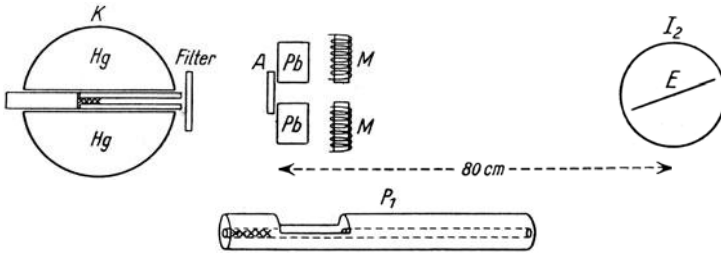


Abb. 20. Versuchsanordnung zur Bestimmung von Schwächungskoeffizienten.

koeffizienten vom Material, seien an einer speziellen Versuchsanordnung besprochen. Beide Fragen sind von wesentlichem Interesse; die erstere im Hinblick darauf, daß ja von den Wellenlängenmessungen (5. Abschnitt) her etwas über das  $\gamma$ -Spektrum bekannt ist, die andere im Hinblick darauf, daß von der zu erwartenden Abhängigkeit Aussagen über die Wechselwirkung zwischen kürzesten Wellen und der Materie zu erwarten sind. — In der Versuchsanordnung<sup>123)</sup>, Abb. 20, ist K die mehrfach erwähnte mit Quecksilber gefüllte Kugel, in deren Inneres das Ra-Präparat mit Hilfe einer Patrone  $P_1$  eingeführt und bis auf den freibleibenden Kanal allseitig abgeblendet werden kann. Ausnahmen im Beirohr  $P_1$  gestatten es unter Umständen, Filter im Innern der Hg-Kugel vor das Präparat zu legen. Im allgemeinen aber wird das Filtermaterial vor dem Ausschußkanal angebracht. Bei

$A$  befindet sich der Absorber, Pb ist eine dicke Bleiblende, welche als Anschlag, Blende und Sekundärstrahlerschutz dient,  $M$  ist ein Elektromagnet, in dessen Feld die in  $A$  entstehende sekundäre  $\beta$ -Strahlung abgelenkt wird und  $I_2$  ist das bereits auf S. 89 und in Abb. 15 beschriebene zylindrische Aluminiumgefäß, dessen plattenförmige Elektrode  $E$  so gestellt ist, daß die in der Primär- richtung bewegten  $\gamma$ -Impulse infolge streifenden Einfallens eine mehrfach höhere Ionisierung liefern, als (z. B. sekundäre oder tertiäre)  $\gamma$ -Strahlen, die aus irgend einer anderen Richtung kommend in das Meßgefäß gelangen.

Die Inhomogenität der Ra- $\gamma$ -Strahlung erhellt wohl am besten aus folgendem Versuch: Es wurde eine Reihe von  $\mu$ -Bestimmungen in Aluminium vorgenommen (Al von 0 bis 6 cm Dicke an der Stelle  $A$ ) und die zur Messung gelangende Strahlung innerhalb der Hg-Kugel durch eingelegte Bleiblättchen vorher in verschiedenem Maße gefiltert. Die Tabelle 14 enthält das Ergebnis; in der ersten Zeile ist die Dicke des Bleifilters, in der zweiten der Absorptionskoeffizient, den die Strahlung nach der Filterung in Al aufweist. Man erkennt, daß erst dann, wenn die Ra- $\gamma$ -Strahlung etwa 3,5 cm Pb passiert hat, praktisch konstante, von der weiteren Filterung unabhängige  $\mu$ -Werte erhalten werden.

Im Hinblick darauf, daß das (Ra B + Ra C)- $\gamma$ -Spektrum sich als sehr kompliziert und viellinig herausgestellt hat, ist eine merkliche Inhomogenität eine erwartete Selbstverständlichkeit. Es ist im Gegenteil überraschend, daß — wie an einer großen Anzahl von Proben immer wieder festgestellt wurde — sich der Schwächungskoeffizient einem konstanten Endwert nähert, daß die Strahlung sich nach Filterung durch 3,5 cm Pb wie eine homogene verhält. Noch unerwarteter ist es, daß sich in allen untersuchten Fällen die Absorptionskurven (vgl. z. B. Abb. 19  $A$ ) zwanglos in zwei einander superponierte zerlegen lassen, wie wenn die Strahlung nur aus zwei homogenen Komponenten bestünde. Als Beispiel <sup>123)</sup> für eine solche Analyse diene die in Abb. 21 wiedergegebene Absorptionskurve in Pb. Übereinstimmend mit den Angaben der Tabelle 14 gehen die logarithmisch aufgetragenen Stromwerte (Kurve I) bei Abszissenwerten größer als etwa 3,5 cm in eine Gerade über. Aus dieser wurden für den Anfangsverlauf die entsprechenden Ordinaten interpoliert und deren Numeri von den beobachteten Zahlen subtrahiert. Die Logarithmen dieser

Tabelle 14. Der Schwächungskoeffizient in Al nimmt mit zunehmender Filterung der Strahlung ab.

Filter	0	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,1	2,4	2,7	3,0	3,3	3,6	3,9	4,2 cm	Pb
$\mu_{Al}$ . . . .	0,176	0,163	0,153	0,144	0,142	0,145	0,143	0,137	0,135	0,131	0,129	0,125	0,126	0,126	0,125	cm <sup>-1</sup>

Tabelle 15. Die Schwächungskoeffizienten  $\mu_1$  und  $\mu_2$  der beiden Komponenten der Ra-C- $\gamma$ -Strahlung in verschiedenen Materialien.

	C	Na	Mg	Al	P	S	Cl <sup>1)</sup>	K	Ca	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	As
N . . .	6	11	12	13	15	16	17	19	20	26	27	28	29	30	33
A . . .	12	23	24,3	27,1	31,0	32,1	35,5	39,1	40,1	55,8	59,0	58,7	63,6	65,4	75,0
Q . . .	1,8	0,97	1,74	2,70	2,20	2,0	(1,48)	0,86	1,55	7,9	8,6	8,8	8,9	7,1	5,7
10 <sup>33</sup> n	5,46	2,810	5,21	7,85	6,44	6,04	4,30	2,56	4,68	22,6	23,8	25,8	24,6	19,7	15,2
$\mu_1$ . . .	0,087	0,045	0,088	0,126	0,109	0,091	0,063	0,048	0,077	0,356	0,396	0,408	0,395	0,322	0,250
$\mu_2$ . . .	0,153	0,083	0,151	0,229	0,198	0,193	0,151	0,066	0,111	0,632	0,650	0,749	0,700	0,565	0,483

	Se	Br <sup>1)</sup>	Zr	Nb	Mo	Ag	Cd	Sn	Sb	Te	W	Au	Hg	Pb	Bi
N . . .	34	35	40	41	42	47	48	50	51	52	74	79	80	82	83
A . . .	79,2	79,9	90,6	93,5	96,0	107,9	112,4	118,7	120,2	137,5	164,0	197,2	200,6	207,2	208,0
Q . . .	4,8	(2,84)	6,4	7,1	9,0	10,5	8,6	7,3	6,6	6,3	19,1	19,3	13,7	11,3	9,8
n . . .	12,5	7,52	17,1	18,86	23,85	27,72	22,25	18,90	16,97	15,55	46,5	46,8	33,1	27,1	23,7
$\mu_1$ . . .	0,207	0,118	0,263	0,303	0,373	0,356	0,380	0,289	0,272	0,266	0,850	0,901	0,621	0,533	0,383
$\mu_2$ . . .	0,392	0,261	0,627	0,657	0,867	0,951	0,888	0,689	0,643	0,486	2,25	2,30	1,73	1,49	1,63

1) Aus Chloroform bzw. Bromoform bestimmt.\*

Differenzen liegen, abgesehen vom ersten Punkte auf der Geraden II. Weitere Versuche zeigten, daß die Anfangsstörung der Geraden II höchstwahrscheinlich von RaB- $\gamma$  herrührt ( $\mu_{\text{Pb}} = 4,6 \text{ cm}^{-1}$ ), während die beiden Hauptkomponenten mit  $\mu_{\text{Pb}} = 0,543$  und  $\mu'_{\text{Pb}} = 1,43 \text{ cm}^{-1}$  von RaC stammen. Vergleicht man diese letzte Aussage mit den in Tabelle 9 auf S. 75 angegebenen Wellenlängen für RaB und RaC, so wird man schließen: wenn die in

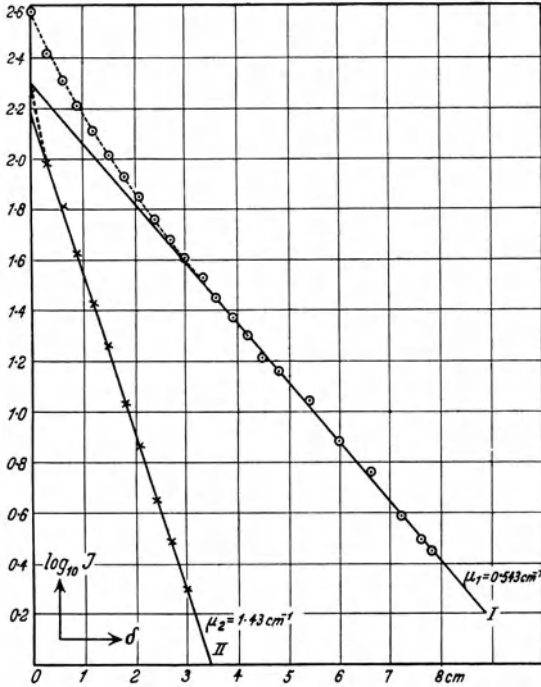


Abb. 21. Zerlegung der Absorptionskurve in Blei in zwei Komponenten.

ihrer Härte und Intensität eben noch merkbare Strahlung mit  $\mu_{\text{Pb}} = 4,6$  der Wellenlänge 35,2 X-E. (Hauptlinie von RaB) zugeordnet wird, so müssen den wesentlich kleineren Absorptionskoeffizienten 1,4 und 0,5 noch viel kürzere Wellenlängen entsprechen, wie ja in der Tat das RaC-Spektrum seine Hauptintensitäten bei 20,23, 10,95 und 8,67 X-E. hat. Immerhin ist der Umstand, daß sich die Wirkung der so sehr komplexen RaC-Strahlung durch nur zwei Komponenten ersetzen läßt, zunächst nicht zu verstehen.

Eine Übertragung derartiger Absorptionsversuche auf andere Materialien, als die leicht erhältlichen Metalle, wäre wegen der zur Analyse notwendigen großen Dicken — selbst bei Pb benötigt man Dicken bis zu 7 cm — nicht durchführbar. Kennt man aber einmal den Absorptionsverlauf für ein Filtermaterial, so läßt sich mit seiner Hilfe leicht eine naheliegende Methode ausarbeiten, die auch die Untersuchung von Materialien gestattet, von denen nur geringe Quantitäten zur Verfügung stehen. Aus der Filteruntersuchung sei bekannt, daß nach Passieren irgend einer Filterdicke die beiden erwähnten Komponenten der zu untersuchenden Strahlung die Werte  $a$  und  $b$  haben. Dann trifft den Absorber die Anfangsintensität  $J_0 = a + b$  und verläßt ihn mit der Intensität  $J_\delta = a e^{-\mu_1 \delta} + b e^{-\mu_2 \delta}$  ( $\delta =$  Absorberdicke); daraus folgt durch Division:

$$\frac{J_\delta}{J_0} = e^{-\mu_1 \delta} + \frac{b}{J_0} (e^{-\mu_2 \delta} - e^{-\mu_1 \delta}).$$

Wird also für verschiedene Filterdicken jedesmal  $J_\delta$  und  $J_0$  gemessen, so muß  $\frac{J_\delta}{J_0}$  als Funktion von  $\frac{b}{J_0}$  aufgetragen eine Gerade ergeben, die mit der Neigung  $(e^{-\mu_2 \delta} - e^{-\mu_1 \delta})$  die Ordinatenachse in  $e^{-\mu_1 \delta}$  schneidet und so die Schwächungskoeffizienten  $\mu_1, \mu_2$  der beiden Strahlungskomponenten in dem untersuchten Material der Dicke  $\delta$  berechnen läßt.

Nach dieser Methode wurden die Schwächungskoeffizienten in einer großen Zahl von Substanzen bestimmt; die Ergebnisse enthält Tabelle 15, und zwar: Atomnummer  $N$ , Atomgewicht  $A$ , Dichte  $\rho$ , Elektronenzahl  $n$  pro Kubikzentimeter ( $n = \frac{L \rho N}{A}$ , wenn  $L = 6,06 \cdot 10^{23}$  die Atomzahl pro Mol ist), und  $\mu_1, \mu_2$  die Schwächungskoeffizienten für die beiden Komponenten der RaC- $\gamma$ -Strahlung. Der Vergleich der Zahlen für  $n, \mu_1, \mu_2$  zeigt, daß alle drei periodische Funktionen der Atomnummer sind, und daß der Gang der Schwächungskoeffizienten dem der Elektronendichte  $n$  ziemlich parallel läuft. Es liegt nahe, zu versuchen, ob der Parallelismus vollkommen, also  $\mu_\varepsilon = \frac{\mu}{n}$ , die Absorption pro Elektron, unabhängig von dem Bau des Atoms, d. i. unabhängig von  $N$  ist. In Abb. 22 ist  $\mu_\varepsilon$  als Funktion der Atomnummer  $N$

aufgetragen. (Die zu den Kreuzchen gehörige punktierte Kurve wird später besprochen werden.) Abgesehen von den Versuchsfehlern ist für die harte Komponente  $\mu_1/n$  (Kurve I) bis etwa

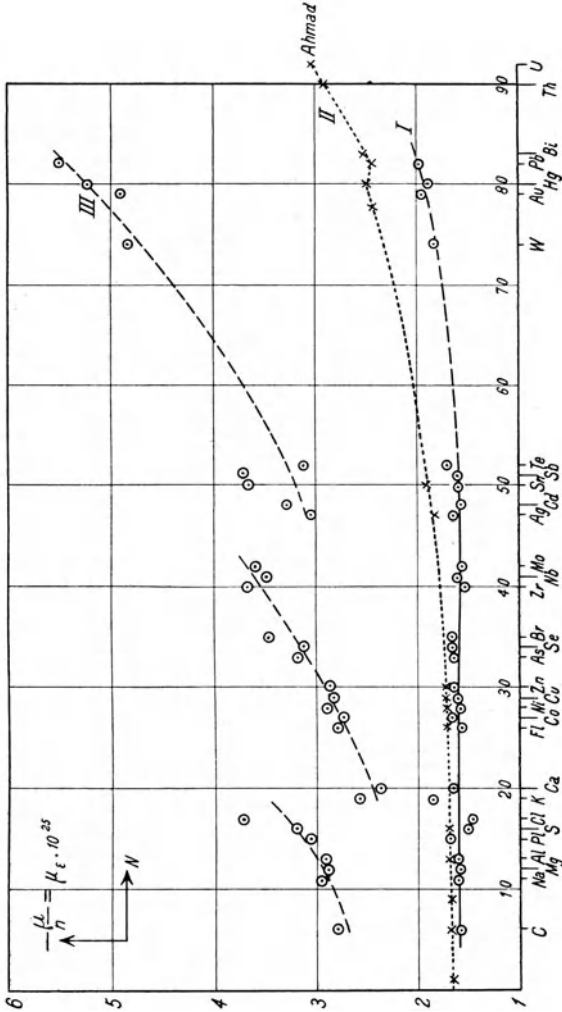


Abb. 22. Die Abhängigkeit der Schwächung pro Elektron  $\mu_\epsilon = \frac{\mu}{n}$  von der Atomnummer  $N$ .

$N = 50$  konstant und scheint dann langsam zuzunehmen. (Wismut wurde, weil offenkundig mit einem Zerlegungsfehler behaftet, nicht eingezeichnet; solche größere Versuchs- oder Zerlegungsfehler dürften weiter vorliegen bei Cl, K, Te, wie aus den sym-

metrischen Abweichungen der zugehörigen  $\mu_1$  und  $\mu_2$  zu schließen ist.)  $\mu_2/n$  dagegen (Kurve III) scheint eine periodische Funktion von  $N$  zu sein. Man sieht aber, daß trotz aller aufgewendeten Sorgfalt auch diese Versuche noch nicht jenen Grad der Genauigkeit erreicht haben, der z. B. in bezug auf die weichere Strahlenkomponente sichere Schlüsse gestatten würde.

### § 29. Die neueren Arbeiten über die Absorption der $\gamma$ -Strahlen.

Wie bereits früher erwähnt, ist der Leitgedanke dieser Gruppe von Untersuchungen der, zu ermitteln, ob die an den längerwelligeren Röntgenstrahlen gefundene Beschreibung des Absorptionsvorganges sich auf die Verhältnisse bei der kurzwelligen  $\gamma$ -Strahlung übertragen läßt, ob also die Extrapolation der Röntgenerfahrung auf die  $\gamma$ -Strahlung nicht auf Widersprüche stößt. Die grundsätzliche experimentelle Schwierigkeit ist dabei immer die, daß man im Gebiet der  $\gamma$ -Strahlung keine willkürlich variierbaren homogenen Wellenlängengebiete zur Verfügung hat.

Nach den heutigen Anschauungen wird aus einem homogenen Parallelbündel beim Durchgang durch Materie auf viererlei Art Energie weggeschafft. Einerseits durch den in § 14 besprochenen Vorgang der Erzeugung von Photoelektronen; dies ist eine „wahre“ Absorption, soweit die einströmende Energie nur in Elektronenenergie umgesetzt wird. Ein Teil der dem Atom dabei zugeführten Energie kann jedoch als Fluoreszenzstrahlung das Atom wieder verlassen. Andererseits durch Streuung (§ 15), indem durch Wechselwirkung von Wellenstrahlung und Elektron eine Richtungsänderung (nach Compton verbunden mit Zunahme der Wellenlänge) der Impulse eintritt und ein Bruchteil der Energie aus der Ursprungsrichtung abgelenkt wird. Gleichzeitig kann bei diesem Streuvorgang das streuende Elektron in Mitleidenschaft gezogen werden und Energie übernehmen, die der Wellenenergie entzogen wird und ebenso, wie der oben zuerst erwähnte Energieverlust als „wahre“ Absorption zu bezeichnen wäre. Infolge des ersten Vorganges — er sei als „Photo-Absorption“ bezeichnet — werde das Primärbündel pro Wegeinheit im Verhältnis  $\tau_1$ , durch die zweite Ursache (Fluoreszenz) im Verhältnis  $\tau_2$ , durch die dritte Ursache („Streuung“) im Verhältnis  $\sigma_s$ , infolge der dritten Ursache („Streuabsorption“) im Verhältnis  $\sigma_a$  geschwächt. Nach



Durchgang durch eine Schichtdicke  $dt$  ist die gesamte Energieänderung demnach

$$dJ = -J(\tau_1 + \tau_2 + \sigma_s + \sigma_a) dt = -J\mu dt,$$

und der bisher<sup>1</sup> verwendete Schwächungskoeffizient  $\mu$  erscheint zusammengesetzt aus vier Teilen.  $\tau_1$  und  $\tau_2$  sowie  $\sigma_s$  und  $\sigma_a$  sind miteinander gekoppelt und je zwei verschiedene Auswirkungen derselben Vorgänge. Da für eine experimentelle Trennung die Beobachtungsgenauigkeit derzeit nicht ausreicht, seien sie zusammengefaßt in  $\tau_1 + \tau_2 = \tau$  und  $\sigma_s + \sigma_a = \sigma$ ;  $\tau$  entsprechend dem Photo-Absorptionsakt,  $\sigma$  entsprechend dem Streuakt.

$\mu$ ,  $\sigma$ ,  $\tau$  sind die auf die Längeneinheit bzw. Volumeinheit mit Querschnitt  $1 \text{ cm}^2$  bezogenen Koeffizienten; bei Division durch die Dichte  $\left(\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho}\right)$  erhält man die auf die Masseneinheit (wieder über dem Querschnitt 1) bezogene sogenannte „Massenabsorption“ oder „Massenstreuung“; bei Multiplikation mit  $\frac{A}{\rho} \left(\frac{\mu A}{\rho} = \frac{\sigma A}{\rho} + \frac{\tau A}{\rho}\right)$  erhält man die auf das Grammatom bezogene sogenannte „Atomabsorption“ bzw. „Atomstreuung“, die mit der Loschmidtschen Zahl  $L = 6,06 \cdot 10^{23}$  dividiert die zugehörigen Werte pro Atom ergäbe; endlich erhält man bei Division durch die pro Volumeinheit vorhandene Zahl der Elektronen, das ist  $n = \frac{L \rho N}{A}$ , den Anteil des einzelnen Elektrons an den betreffenden Vorgängen:

$$\left(\frac{\mu}{n} = \mu_e = \sigma_e + \tau_e\right).$$

Es ist für manche Überlegungen nützlich, sich klar zu machen, daß mit Rücksicht auf die Erfahrungen bei der  $\gamma$ -Zählung das Absorptionsphänomen als Wahrscheinlichkeitsproblem behandelt werden kann. In § 16 wurde gezeigt, daß man durch Zählung der  $\gamma$ -Impulse quantitativ zu dem gleichen Absorptionsgesetz gelangt, wie durch Ionisations- (also Energie-) Messungen. Wenn  $\Gamma_0$  Impulse ohne,  $\Gamma$  Impulse mit Absorber (Dicke  $t$ ) gezählt werden, so gilt  $\Gamma = \Gamma_0 e^{-\mu t}$ ; somit wurde von  $\Gamma_0$  auffallenden Impulsen die Zahl  $\Gamma_0(1 - e^{-\mu t})$  absorbiert. Erstere repräsentieren die „möglichen“, letztere die „günstigen“ Ereignisse, ihr Verhältnis, also  $1 - e^{-\mu t}$ , gibt somit die Wahr-

scheinlichkeit, daß ein Impuls in der Schichtdicke  $t$  absorbiert wird. Für so kleine Schichtdicken  $dt$ , daß die Entwicklung der  $e$ -Potenz nach dem ersten Gliede abgebrochen werden kann, wird die Absorptionswahrscheinlichkeit gleich  $\mu dt$ . Kann diese Absorption entweder durch Photoabsorption oder durch Streuung erfolgen und sind die zugehörigen Wahrscheinlichkeiten für die Schichtdicke  $dt$  gleich  $\tau dt$  bzw.  $\sigma dt$ , so ist nach dem „Entweder-Oder-Gesetz“ der Wahrscheinlichkeitsrechnung  $\mu dt = \tau dt + \sigma dt$ . Die Häufigkeiten, mit denen bei vorgegebener Strahlung in einem bestimmten Element geringer Dicke Streuung bzw. Photoemission eintreten, verhalten sich somit wie die zugehörigen Wahrscheinlichkeiten, also wie  $\sigma/\tau$ .

Unabhängig von theoretischen Anschauungen (vgl. § 10) hat sich rein empirisch für die Darstellung des Schwächungskoeffizienten  $\mu$  einer homogenen Röntgenstrahlung, in seiner Abhängigkeit von Wellenlänge und Material die Beziehung bewährt <sup>126)</sup>:

$$\frac{\mu}{n} = CN^3 \lambda^3 + \frac{\sigma}{n}.$$

Sind die zur Verfügung stehenden Strahlungsquanten  $h\nu$  genügend groß, also die Wellenlängen hinreichend klein, daß auch in den Atomen, wo die Ablösungsarbeit am größten ist, Elektronen der  $K$ -Schale, um so mehr solche aus anderen Schalen, abgelöst werden können, so hat <sup>127)</sup>  $C$  den Wert  $2,24 \cdot 10^{-2}$  (wenn  $\lambda$  in Zentimetern gemessen wird). Was den Streuanteil anbelangt, so ist, um kurz zu wiederholen, sein Wert bekanntlich bei leichten Substanzen und nicht zu kurzen Wellen gleich dem von der klassischen Theorie (vgl. Gl. 10 a) geforderten, das ist

$$\sigma_0 = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} \cdot n = 6,64 \cdot 10^{-25} \cdot n.$$

Ist die Wellenlänge mit den Elektronenabständen innerhalb des Atoms vergleichbar, dann treten, wie in § 11 erwähnt, die bekannten Debyeschen <sup>21)</sup> Interferenzerscheinungen bei der Streustrahlung ein, und erst wenn  $\lambda$  klein ist gegen die Elektronenabstände, sollte sich der Interferenzeffekt der Rechnung nach auf die engste Umgebung um die Strahlrichtung selbst zusammenziehen, im übrigen aber sollte wieder die klassische Thomsonverteilung statthaben. An Stelle dieser, für sehr kurze Wellen nie beobachteten <sup>22)</sup> Aussage tritt nun neuerer Zeit die in § 15

abgeleitete, wonach der gesamte Streuverlust  $\sigma$  (Formel 24) darstellbar sein soll durch  $\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{x}{2}}$ ; darin ist  $x = \frac{m c^2}{h \nu} = \frac{m c}{h} \cdot \lambda$ ,

ein Ausdruck, der mit abnehmendem  $\lambda$  gegen Null geht. Somit wäre unter der Voraussetzung, daß das  $\lambda^3$ -Gesetz für die Röntgenabsorption auf die  $\gamma$ -Frequenzen extrapoliert werden kann, die Gültigkeit folgender Absorptionsbeziehung zu untersuchen:

$$\frac{\mu}{n} = \mu_{\epsilon} = 2,24 \cdot 10^{-2} N^{\frac{2}{3}} \lambda^3 + 6,64 \cdot 10^{-25} \frac{x}{2 + x} \quad \cdot \cdot \quad (30)$$

worin wie oben  $n = \frac{L \rho N}{A}$  die Zahl der Elektronen pro Kubikzentimeter bedeutet.

Mit der Prüfung dieser Beziehung an  $\gamma$ -Strahlen haben sich außer Ishino<sup>118)</sup> vorwiegend N. Ahmad<sup>128)</sup>, N. Ahmad und

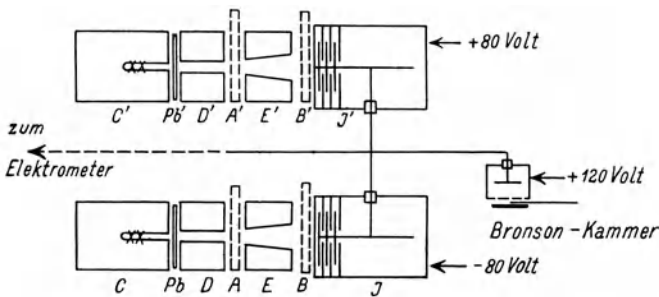


Abb. 23. Kompensationsanordnung für Absorptionsmessung nach Ahmad.

E. C. Stoner<sup>129)</sup>, und F. A. Owen, N. Flemming und E. Fage<sup>130)</sup> beschäftigt. Die Untersuchungen von Ahmad sind zunächst vom experimentellen Standpunkt deshalb von Interesse, weil nach seiner Angabe der Fehler seiner Ergebnisse nur etwa 0,5 Proz. betragen soll, während Kohlrausch<sup>123)</sup> den Fehler nicht unter mehrere (4 bis 5) Prozente herabdrücken konnte. Diese erhöhte Genauigkeit wurde durch Anwendung einer Kompensationsmethode erreicht, deren Prinzip kurz erläutert werden möge.

Zwei nahe gleich starke Ra-Präparate (etwa 7 mg RaBr<sub>2</sub>) waren innerhalb der Bleiblöcke C, C' angebracht. Die aus dem Kanal austretende  $\gamma$ -Strahlung wurde stets durch 1 cm Pb (Pb') gefiltert. Von den anschließenden Bleibenden D und D' war die eine für stetig variable Öffnung eingerichtet; durch Veränderung der Weite

wurde im Vorversuch ohne (Absorber) zunächst die Wirkung der beiden Präparate auf die Ionisationskammern abgeglichen. Die natürliche Zerstreung (Strom ohne Präparate) wurde mit Hilfe eines Bronsonwiderstandes, dessen wirksame  $U_3O_8$ -Fläche meßbar abgedeckt werden konnte, kompensiert. Die Ionisationskammern hatten mit Al ausgekleidete Pb-Wände (0,16 cm) und trugen als Elektroden ein nach Art eines Kondensators angeordnetes System von Eisenplatten. Die Absorber konnten entweder hinter  $D$  und  $D'$  (Stellung  $A$ ) oder hinter den anschließenden Blenden  $E$  und  $E'$  (Stellung  $B$ ) angebracht werden. Bezugsgröße bei allen Beobachtungen (von den Kombinationen mit Stellung  $B$  sei zunächst abgesehen) war der möglichst exakt bestimmte Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  in Aluminium. In Stellung  $A$  ist durch die vorgelagerte Blende  $E$  erreicht, daß von der Streustrahlung ein definierter Bruchteil (Raumwinkel etwa  $20^\circ$ ) in die Kammer tritt; wird dieser Umstand zunächst vernachlässigt, so wird der Schwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma'}{\rho}$  in folgender Weise nach einem Interpolationsverfahren bestimmt: Bei  $A$  sei eine (dünne) Schicht des zu untersuchenden Materials; bei  $A'$  wird zuerst so viel Al eingeführt, daß der Strom unterkompensiert, sonach so viel Al, daß er überkompensiert, und endlich (was aus den vorhergehenden Messungen leicht abzuschätzen ist) so viel Al, daß der Strom fast exakt kompensiert ist; die Differenz auf völlige Exaktheit wird interpoliert. Dann weiß man, daß diese interpolierte Gewichtsmenge (pro  $cm^2$ ) Al in ihrer Absorptionswirkung dasselbe erreicht, wie das Gewicht der zu untersuchenden Platte. Wird endlich dasselbe Verfahren mit Al selbst in  $A$  durchgeführt, so hat man durch diesen Substitutionsprozeß das gesuchte  $\mu/\rho$  in Vielfachen von  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al}$  ausgedrückt. — Ahmad ist es, wie man sieht, weder um eine Absolutbestimmung (dazu scheint dem Verfasser die Apparatur wenig geeignet) noch um die Frage der Homogenität zu tun. Seine Aussagen betreffen zunächst nur das relative Verhalten der einzelnen Materialien gegenüber einer Ra-Strahlung, die in diesem Falle irgend eine, durch die Filterstärke bestimmte, spektrale Zusammensetzung hat. In Abb. 22 auf S. 108 sind die Ergebnisse Ahmads als Kreuzchen eingetragen und durch die punktierte Kurve miteinander verbunden. Ahmad hält den Knick

bei Pb für reell und für eine Folge der im Pb-Filter bzw. in den RaB-Atomen entstehenden Fluoreszenzstrahlung, für welche Pb als Absorber besonders durchlässig sein müßte. (Eine Erklärung, gegen welche vielleicht einiges einzuwenden wäre.)

Der weitere Vorgang bei der Verwertung dieser Kurve ist nun der, daß entsprechend Gl. (30) angenommen wird, in jenem Teil der Kurve, wo die Abhängigkeit von  $N$  schon ganz gering ist, sei die Photoabsorption vernachlässigbar und nur Streuung

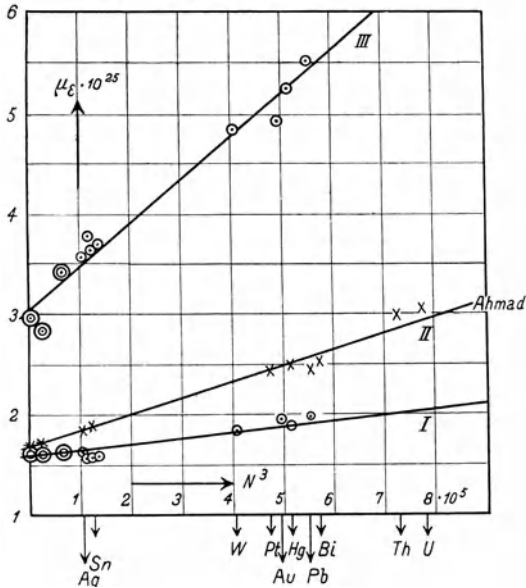


Abb. 24.  $\mu_e$  als Funktion von  $N^3$ .

vorhanden. Wird zu ihrer Berechnung der  $\mu_e$ -Wert für Al herangezogen, so muß sich  $\mu_e$  eines schwereren Elements darstellen lassen durch:

$$\mu_e - (\mu_e)_{Al} = 2,24 \cdot 10^{-2} \lambda^3 N^3;$$

d. h. die Differenz links müßte mit  $N^3$  proportional sein. Durch logarithmisches Auftragen dieser Differenz als Funktion von  $N$  erhielt Ahmad in der Tat eine Gerade mit der Neigung 3. — Die Abb. 24 zeigt für die drei Kurven der Abb. 22, inwieweit die Anpassung an Gerade erfüllt ist, wenn als Abszisse  $N^3$  gewählt wird. Zur Verwertung der Beobachtungen an niederen Atomgewichten, die sich in dieser Darstellung am Abszissenanfang

unübersichtlich anhäufen würden, wurde für die Messungen Ahmads über die  $\mu_\varepsilon$ -Werte von H, C, O, Al, S einerseits, über Fe, Ni, Cu, Zn andererseits gemittelt; analog wurden bei den Kohlrauschschen Ergebnissen Mittel gebildet über die  $\mu_\varepsilon$ -Werte von C bis Ca, von Fe bis Zn, von As bis Mo und dann an der entsprechenden mittleren  $N^3$ -Stelle eingezeichnet. — Man sieht, daß die bei Gültigkeit von Gl. (30) zu erwartende lineare Beziehung zwischen  $\mu_\varepsilon$  und  $N^3$  mit den Messungen qualitativ nicht im Widerspruch steht, daß aber keine der Beobachtungen die für eine gesicherte Aussage wünschenswerte Präzision aufweist. Die Gleichungen der drei Geraden ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} \text{I. } \mu_\varepsilon &= 1,60 \cdot 10^{-25} + 0,55 \cdot 10^{-31} N^3; \\ \text{II. } \mu_\varepsilon &= 1,68 \cdot 10^{-25} + 1,60 \cdot 10^{-31} N^3; \\ \text{III. } \mu_\varepsilon &= 3,06 \cdot 10^{-25} + 4,25 \cdot 10^{-31} N^3. \end{aligned}$$

In Gegenüberstellung zu Gl. (30) erhält man aus jeder der drei Kurven zwei Berechnungsmöglichkeiten für die betreffende effektive Wellenlänge; einerseits aus dem Streuterm ( $\lambda'$ ), andererseits aus dem Photoabsorptionsterm ( $\lambda$ ). Eine Übereinstimmung dieser beiden  $\lambda$ -Werte ist bei Verwendung inhomogener Strahlung nicht zu erwarten, vielmehr sollte (vgl. weiter unten) der Schwerpunkt der für die Streuung maßgebenden Effektivwellenlänge  $\lambda'$  bei kleineren Werten liegen; also  $\lambda' < \lambda$ . Dies trifft, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, zwar für die Kurve II, nicht aber für I und III zu. Insbesondere für III ist der im verkehrten Sinne gehende Unterschied katastrophal, so daß, wie ja schon der Anblick von Abb. 22 erwarten ließ, eine solche Darstellung für sie nicht mehr berechtigt zu sein scheint. Es ergibt sich nämlich:

$$\begin{aligned} &\text{effektive Streuwellenlänge } \lambda' \\ &\text{für I } 15,5 \cdot 10^{-11}, \quad \text{für II } 16,8 \cdot 10^{-11}, \quad \text{für III } 44,4 \cdot 10^{-11} \text{ cm;} \\ &\text{effektive Photowellenlänge } \lambda \\ &\text{für I } 13,5 \cdot 10^{-11}, \quad \text{für II } 19,4 \cdot 10^{-11}, \quad \text{für III } 26,7 \cdot 10^{-11} \text{ cm.} \end{aligned}$$

Bevor diese Ergebnisse weiter diskutiert werden, sei hinzugefügt, daß in einer zweiten Arbeit [Ahmad und Stoner<sup>129</sup>] eine Korrektur für den Streuterm angebracht wird, weil einerseits der Streuwinkel bei ihren Versuchen nicht Null, sondern etwa  $20^\circ$  war, und weil andererseits die Streustrahlung wegen ihres nicht parallelen Verlaufes eine etwas geänderte Absorption

erfährt. Diese Korrektur bewirkt die Erhöhung von  $\lambda'$  (II) auf etwa  $19 \cdot 10^{-11}$ , so daß nun auch bei Ahmad  $\lambda \simeq \lambda'$  wird. Weiter wurde versucht, ob bei geänderten experimentellen Bedingungen (die Streustrahlung wird, wenn der Absorber in Stellung *B* der Abb. 23 sich befindet, in Öffnungswinkeln bis zu  $80^\circ$  mitgemessen) die Versuchsergebnisse mit Hilfe der Comptonschen Streutheorie auf die obigen Resultate reduziert werden können; was in der Tat zutrifft. In einer dritten Arbeit<sup>128)</sup> variiert Ahmad die Filterstärke (Filter bei Pb in Abb. 23), um zu sehen, wie sich dabei nach analoger Auswertung der  $\mu_s$ , wie oben beschrieben, die mittleren Effektivwellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda'$  ändern; er findet folgende Daten:

Nach Filterung durch . . .	0,5 cm Fe	2,5 cm Fe	6,5 cm Fe	1 cm Pb	3,4 cm Hg
aus Streuterm $\lambda' =$	22,7	21,6	20,3	19,0	$18,5 \cdot 10^{-11}$ cm
aus Phototerm $\lambda =$	23,6	22,3	21,9	20,6	$20,5 \cdot 10^{-11}$ cm

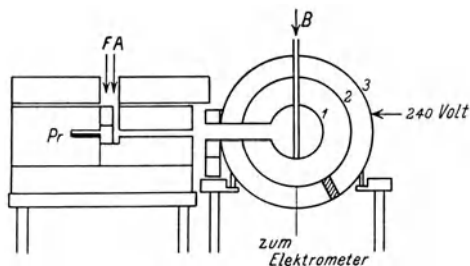


Abb. 25. Absorptionsmethode nach Owen, Flemming, Fage.

Auf Grund dieser Zahlen wird dann noch der wohl etwas gewagte Versuch gemacht, die spektrale Verteilung der RaC- $\gamma$ -Strahlung durch geeignete Annahmen über die Intensitätsverteilung von 5  $\gamma$ -Linien zu rekonstruieren. — Owen, Flemming und Fage<sup>130)</sup> haben den experimentellen Teil der Aufgabe in etwas anderer Weise eingerichtet, weswegen die von ihnen verwendete Methode an Hand der Abb. 25 kurz besprochen werden möge. Innerhalb eines Bleiblockes ( $20 \times 20 \times 30$  cm) befinden sich bei Pr 172 mg Ra-Element als Strahlenquelle, deren  $\gamma$ -Strahlung nach Passieren eines 2,3 cm dicken Pb-Filteres (bei *F*) durch einen Kanal von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt und 12 cm Länge angenähert parallel gemacht wird. Von den drei konzentrischen Kugeln ist die äußerste (3) auf 240 Volt geladen, die mittlere (2) isoliert und mit dem Elektrometer verbunden, die innerste (1) mit (3) verbunden. Die Wand der letzteren besteht aus 0,28 cm Pb; eine Schlittenführung

gestattet (bei  $B$ ) die Einsenkung von Absorberschichten in das Innere der Kugel 1. Wenn nun das zu untersuchende Absorbermaterial einmal bei  $A$ , einmal bei  $B$  in den Weg der  $\gamma$ -Strahlung gestellt wird, so geht im ersten Fall die in Photoelektronen, Comptonelektronen und Streustrahlung verwandelte Energie verloren; im zweiten Fall fehlt nur die in Elektronenstrahlung umgeformte Energie und jener Bruchteil der Fluoreszenzstrahlung, der die Bleiwand der inneren Kugel nicht durchdringen kann. Daher erhält man nach Abzug der natürlichen Zerstreung als Stromwerte  $J_A = J_0 e^{-\mu_A t}$  und  $J_B = J_0 e^{-\mu_B t}$ , wobei sich in leicht ersichtlicher Weise die  $\mu_A$  und  $\mu_B$  folgendermaßen zusammensetzen:

$$\mu_A = \tau + \sigma_s + \sigma_a; \quad \mu_B = K\tau + \sigma_a,$$

wenn, so wie oben,  $\tau$  den Photoabsorptionskoeffizient,  $\sigma_s$  den Streukoeffizient,  $\sigma_a$  den Streuabsorptionskoeffizient (Comptonelektronen) bedeuten und worin der Faktor  $K$  ( $0 \leq K \leq 1$ ) dem Umstand Rechnung tragen soll, daß von der die Photoelektronen begleitenden Fluoreszenzstrahlung dann ein Teil mitgemessen wird, wenn sie imstande ist, die Pb-Wand der innersten Kugel zu durchdringen. — Die Autoren finden bei der Analyse ihrer Meßergebnisse, daß sie nach Gl. (3) dargestellt werden können, wenn mit einer Effektivwellenlänge von  $21 \cdot 10^{-11}$  cm gerechnet wird.

### § 30. Diskussion der Ergebnisse.

Die in § 29 dieses Abschnittes besprochenen Ergebnisse und Deutungen der Absorptionsversuche könnten, für sich allein betrachtet, ein gewisses Gefühl der Befriedigung auslösen: Auch die  $\gamma$ -Strahlung unterordnet sich den bei den viel exakteren Röntgenstrahlversuchen verifizierten allgemeinen Absorptionsgesetzen (Gl. 30) und liefert unter Verwendung dieser Gesetzmäßigkeiten Zahlen für die RaC- $\gamma$ -Wellenlänge, die — sowohl aus dem Photoabsorptionsprozeß wie aus dem Streuprozeß gerechnet — mit der anderweitig gemessenen Hauptlinie des RaC- $\gamma$ -Spektrums (vgl. Tabelle 9 auf S. 75) übereinstimmt.

Es ist aber vielleicht von Interesse diese scheinbare Übereinstimmung mit dem übrigen Erfahrungskomplex an  $\gamma$ -Strahlen näher zu betrachten. Festgestellt ist, daß die  $\gamma$ -Strahlung des RaC ein Linienspektrum besitzt, für dessen Intensitätsverteilung



bei der Einwirkung auf fremde Atome die auf S. 82, Tabelle 10 angeführten Zahlen von Thibaud herangezogen werden können. Bei ihrer Verwertung ist aber zu bedenken, daß die Intensität einer photographisch aufgenommenen Photoelektronenlinie nicht nur von der Zahl der  $\gamma$ -Impulse mit entsprechender Energie, sondern auch von der Wahrscheinlichkeit abhängt, die bei gegebener Impulszahl die Häufigkeit der wirklich eintretenden Photoprozesse bestimmt. (Von der mit der Elektronengeschwindigkeit variablen Empfindlichkeit der photographischen Schicht, die sich bei den Thibaudschen Angaben bemerkbar machen könnte, sei abgesehen.) Da diese Wahrscheinlichkeit nach der Bemerkung auf S. 110 bei kleinen Dicken proportional mit  $\tau$  und dieses selbst wieder proportional mit  $\lambda^3$  ist, so ist die photographische Linienintensität  $i_k = \Gamma_k \cdot \lambda_k^3$ , worin  $\Gamma_k$  die hier interessierende Intensitätsverteilung der  $\gamma$ -Strahlung ist und angibt, wie sich die gesamte Impulszahl auf die einzelnen Wellenlängenbereiche verteilt. Division der von Thibaud gegebenen (Tabelle 10 auf S. 82) Zahlen für  $i_k$  durch  $\lambda^3$  und Umrechnung auf prozentuelle Verteilung liefert folgende Intensitätsverteilung:

$\lambda \cdot 10^{11}$ cm	= 24,35	20,24	16,03	13,17	10,94	9,93	8,68	6,85	5,58
$\Gamma_k$ in Proz.	= 0,64	4,15	2,24	3,09	11,50	8,30	28,17	18,62	13,44

Die photoelektrisch kräftigste Linie (20,24) wird danach von nur 4,15 Proz. der einfallenden  $\gamma$ -Impulse hervorgerufen, während die Mehrzahl der Impulse (60 Proz.) von ganz kurzer Wellenlänge (5,58 bis  $8,68 \cdot 10^{-11}$  cm) sind. Schon qualitativ wird man nicht erwarten können, daß eine derartige Intensitätsverteilung im Photoabsorptions- und Streuterm ein und dieselbe „effektive“ Wellenlänge liefern kann. Es dürfte aufklärend sein, mit dieser einzigen bekannten Intensitätsverteilungsangabe den quantitativen Vergleich durchzuführen, um den Grad der Nichtübereinstimmung mit den Ergebnissen der § 28 und 29 zu übersehen. Die Zahlenangaben der nachfolgenden Tabellen ermöglichen diesen Vergleich.

Tabelle 16 enthält zunächst die bei Gültigkeit von Gl. (30) zu erwartenden Werte für die Massenabsorption  $\mu/\rho$ , und zwar für die einzelnen homogenen  $\gamma$ -Linien des RaC-Spektrums und für passend gewählte Atomarten. Die Werte der letzten Zeile für Pb sind interpoliert.

Trägt man diese Zahlen graphisch auf  $[\mu/\rho \text{ als } f(N)]$ , so zeigen die Kurven ein flaches Minimum für  $\mu/\rho$ , das mit zu-

Tabelle 16. Die nach  $\mu_\varepsilon = \frac{\mu}{n} = 2,24 \cdot 10^{-2} N^3 \lambda^3 + 6,64 \cdot 10^{-25} \frac{x}{2+x}$  gerechneten Schwächungskoeffizienten  $\frac{\mu}{\rho}$  für die Linien der RaC- $\gamma$ -Strahlen.

	$\lambda \cdot 10^{11}$	24,35	20,24	16,03	13,17	10,94	9,93	8,68	6,85	5,58
C . .	$N = 6$	0,067 <sub>4</sub>	0,059 <sub>6</sub>	0,050 <sub>0</sub>	0,042 <sub>9</sub>	0,036 <sub>9</sub>	0,034 <sub>4</sub>	0,030 <sub>8</sub>	0,024 <sub>7</sub>	0,020 <sub>7</sub>
Al . .	13	0,064 <sub>8</sub>	0,057 <sub>0</sub>	0,048 <sub>1</sub>	0,041 <sub>4</sub>	0,035 <sub>5</sub>	0,032 <sub>9</sub>	0,029 <sub>3</sub>	0,023 <sub>9</sub>	0,019 <sub>9</sub>
Cu . .	29	0,063 <sub>6</sub>	0,055 <sub>4</sub>	0,046 <sub>6</sub>	0,039 <sub>6</sub>	0,034 <sub>1</sub>	0,030 <sub>5</sub>	0,028 <sub>0</sub>	0,022 <sub>9</sub>	0,019 <sub>0</sub>
Sn . .	50	0,067 <sub>0</sub>	0,056 <sub>0</sub>	0,045 <sub>1</sub>	0,037 <sub>9</sub>	0,032 <sub>9</sub>	0,029 <sub>6</sub>	0,026 <sub>2</sub>	0,021 <sub>3</sub>	0,017 <sub>6</sub>
W . .	74	0,086 <sub>1</sub>	0,066 <sub>0</sub>	0,049 <sub>4</sub>	0,039 <sub>7</sub>	0,032 <sub>7</sub>	0,029 <sub>3</sub>	0,026 <sub>1</sub>	0,020 <sub>8</sub>	0,017 <sub>0</sub>
U . .	92	0,110 <sub>5</sub>	0,079 <sub>6</sub>	0,055 <sub>5</sub>	0,042 <sub>5</sub>	0,033 <sub>9</sub>	0,030 <sub>5</sub>	0,026 <sub>3</sub>	0,020 <sub>6</sub>	0,016 <sub>8</sub>
Pb . .	82	0,097	0,072	0,052	0,041	0,033	0,030	0,026	0,021	0,016 <sub>9</sub>

nehmender Wellenlänge nach kleineren Werten von  $N$  rückt; ein solches sehr schwaches Minimum zeigt auch die Kurve I in Abb. 22, wenn als Ordinate nicht  $\mu_\varepsilon$ , sondern  $\mu/\rho$  gewählt wird. — Mit Hilfe der für Pb gegebenen Zahlen kann nun folgendes Beispiel gerechnet werden. Die  $\gamma$ -Strahlung wurde durch Blei verschiedener Dicke  $t$  gefiltert und ihr Absorptionskoeffizient in verschiedenen Materialien, z. B. wieder in Pb, gesucht. Wie groß ist einerseits  $\mu$ , andererseits die im Streu- und Phototerm auftretende effektive Wellenlänge  $\lambda'$  und  $\lambda$ . Da die Intensität einer homogenen Strahlung  $\lambda_k$  nach Filterung durch die Dicke  $t$  auf den Betrag  $\Gamma_k e^{-\mu_k t}$  bzw.  $J_k e^{-\mu_k t}$  gesunken ist, so folgt aus (28a) sowie aus Gl. (30), daß die Effektivwellenlängen, z. B. für den Fall einer Schwächungsbeobachtung durch Zählversuche, gegeben sind durch:

$$\frac{\lambda'_t}{\lambda'_t + 48,4 \cdot 10^{-11}} = \frac{\sum \Gamma_k e^{-\mu_k t} \frac{\lambda_k}{\lambda_k + 48,4 \cdot 10^{-11}}}{\sum \Gamma_k \cdot e^{-\mu_k t}};$$

$$\lambda_t^3 = \frac{\sum \Gamma_k e^{-\mu_k t} \lambda_k^3}{\sum \Gamma_k e^{-\mu_k t}},$$

und daraus wird:

$$\mu_t = n \left[ 2,24 \cdot 10^{-2} N^3 \lambda_t^3 + 6,64 \cdot 10^{-25} \frac{\lambda'_t}{\lambda'_t + 48,4 \cdot 10^{-11}} \right]$$

$$= n [\tau_\varepsilon + \sigma_\varepsilon]_t.$$

Nach diesen Vorschriften ergibt eine etwas umständliche Zahlenrechnung unter Benutzung der auf S. 118 angeführten Intensitätsverteilung  $\Gamma_k$  und der in Tabelle 16 enthaltenen  $\mu_k$ (Pb) die gewünschten Daten in der folgenden Tabelle 17; aus ihr ist zu

entnehmen: daß die effektiven Streu- und Photowellenlängen  $\lambda'$  und  $\lambda$  nicht sehr verschieden, erstere mit dem kleineren Wert, zu erwarten sind; daß die errechneten Absolutwerte für  $\lambda$  und  $\lambda'$  nur etwa halb so groß sind, wie die beobachteten; und daß (so wie bei der Beobachtung, vgl. S. 116) die Änderung der effektiven Wellenlänge bei fortschreitender Filterung verhältnismäßig gering ist. Der errechnete Wert für  $\mu_t$ , an dem laut Tabelle  $\sigma$  und  $\tau$  in sehr ungleichem Maße beteiligt sind, ist ebenfalls nur etwa halb so groß wie die beobachteten Schwächungskoeffizienten (letzte Zeile) und die Änderung des beobachteten  $\mu_t$  mit zunehmender Filterung ist eine ganz andere, als die des errechneten. [Vgl. dazu auch Abb. 21 auf S. 106\*].]

Tabelle 17. Theoretisch zu erwartende effektive Wellenlängen und Schwächungskoeffizienten für ein durch  $t$  cm gefiltertes RaC- $\gamma$ -Bündel.

Bleifilterdicke $t$ in cm	0	1	2	3	4	5	6	7
Effektive Photowellenlänge $\lambda \cdot 10^{11}$ cm . .	10,4	9,70	9,16	8,75	8,54	8,26	8,03	7,88
Effektive Streuwellenlänge $\lambda' \cdot 10^{11}$ cm . .	8,82	8,36	8,17	7,99	7,78	7,71	7,58	7,42
$\tau_e \cdot 10^{25}$ . . .	0,140	0,112	0,095	0,083	0,077	0,070	0,064	0,06
$\sigma_e \cdot 10^{25}$ . . .	1,017	0,984	0,954	0,935	0,913	0,906	0,892	0,876
$\mu_t$ (Pb) . . .	0,313	0,297	0,285	0,276	0,269	0,265	0,260	0,254
Experiment. $\mu_t$ (Pb) . .	—	0,715	0,615	0,540	0,533	0,533	0,533	0,533

Diese offenkundig schlechte Übereinstimmung zwischen dem, was aus dem  $\gamma$ -Spektrum für die Absorption zu folgern, und dem, was bei Absorptionsmessungen beobachtet ist, kann zunächst zweierlei Ursachen haben:

Entweder es ist die Extrapolation des für Röntgenstrahlen gültigen Absorptionsgesetzes Gl. (30) nicht statthaft, oder die Intensitätsangaben Thibauds sind nicht verwendbar. In bezug auf das Absorptionsgesetz (30) sei darauf verwiesen, daß I. S. Allen<sup>131)</sup> auf Grund seiner umfangreichen Beobachtungen Bedenken nicht

\*) Dieselbe Berechnung, durchgeführt für den Fall, daß die Schwächung durch Messung der Energie  $J = \sum I_k (h\nu)_k$  bestimmt wird, ergibt Zahlenwerte für die Effektivwellenlängen und für das zu erwartende  $\mu_t$ , die etwas kleiner sind, als die in Tabelle 17 angeführten, aber denselben Gang zeigen. (Vgl. K. W. F. Kohlrausch, Physik. Zeitschr. 1927.)

nur bezüglich seiner Extrapolierbarkeit, sondern sogar bezüglich seiner Gültigkeit im Röntgengebiet äußert. Weder ist das  $\lambda^3$ -Gesetz in bezug auf den Exponenten exakt nachgewiesen, noch ist die Richtigkeit sowie die Wellenlängen- und Materialunabhängigkeit des Faktors  $C = 2,24 \cdot 10^{-2}$  sicher; und auch der Streuanteil  $\sigma$  zeigt nach I. S. Allen nicht die verlangte Abhängigkeit von  $N$ . In bezug auf die Intensitätsangaben Thibauds andererseits wurde bereits einmal darauf verwiesen, daß sie ein angenähert richtiges Bild geben mögen über die Verteilung im Linienspektrum, daß es aber derzeit noch nicht sichergestellt ist, ob und wie dieses Linienspektrum einem kontinuierlichen Streuspektrum überlagert ist. Weiters erscheint die Realität der  $\gamma$ -Linie  $\lambda = 8,68$  X-E. nicht ganz sichergestellt. Und endlich sei darauf verwiesen, daß Berechnungen, wie die eben durchgeführte, einigermaßen problematischer Natur sind, da der Streumechanismus beim Durchgang der Strahlung durch dicke Schichten theoretisch vielleicht anders angesetzt werden muß, als dies hier geschehen ist, so daß der Vorgang der Filterung, wie dem Verfasser scheint, derzeit nicht recht zu erfassen ist. — Alles zusammengenommen ist man von einer Klarstellung der Verhältnisse bei der Schwächung der  $\gamma$ -Strahlung beim Durchgang durch Materie noch recht weit entfernt. Davon wird man wohl erst sprechen dürfen, wenn der ganze Erscheinungskomplex sich einer einheitlichen Auffassung unterordnen läßt.

## 9. Abschnitt.

### Die Sekundärstrahlung der $\gamma$ -Strahlung.

Während sich die Absorptionsversuche im wesentlichen mit der Energieverminderung beschäftigen, die in der Ursprungsrichtung eines Parallelbündels bei Einschieben eines materiellen Mediums („Absorber“) in den Strahlengang konstatiert werden kann, und durch entsprechende Deutung dieses Energieverlustes einen indirekten Schluß auf die Gesamtmenge der erregten Sekundärstrahlung möglich machen, zielen die in diesem Abschnitt zu besprechenden Versuche darauf hin, durch Messung der außerhalb der Primärstrahlrichtung neu auftretenden Energie Menge und Art der Sekundärstrahlung festzustellen, die durch Auffallen

des Primärbündels auf ein Medium („Strahler“) hervorgerufen wird. Nach den zwei Hauptstrahlenarten, die konstatiert werden können, teilt sich der Abschnitt in die zwei Abteilungen: § 31 „Sekundäre  $\gamma$ -Strahlung“ und § 32 „Sekundäre  $\beta$ -Strahlung“.

### § 31. Sekundäre $\gamma$ -Strahlung.

Vielleicht wird man einwenden, daß heute, wo man den zugehörigen Mechanismus allgemein als einen Streuvorgang auffaßt, die Überschrift nicht passend ist. Sie wurde trotzdem beibehalten; denn es ist sehr leicht möglich, daß die ja doch einmal zustande kommende Versöhnung zwischen Wellentheorie und Quantenauffassung für den derzeit nur quantitativ, nicht aber seinem Wesen nach präzisierten „Streuvorgang“ ein Bild geben wird, für welches der allgemeinere Ausdruck „Sekundärstrahlung“, als dem Wesen eines Resonanzvorganges besser angepaßt, vorzuziehen sein wird.

Die Beschreibung der Versuche und Einordnung der Ergebnisse würde sehr langwierig und unübersichtlich werden, wollte man, dem historischen Gange folgend, über die allmähliche Ausmerzungen der Fehlerquellen und die Herausarbeitung des Wesentlichen berichten. Drei Hauptpunkte sind es wieder, die die Verwertung der älteren Beobachtungen schwierig und ihre Ergebnisse problematisch machen. Einerseits rein experimentell die Nichtbeachtung der Notwendigkeit mit Parallelbündeln und im übrigen sorgfältig abgeschirmten Strahlungsquellen zu arbeiten; die peinlichste Befolgung dieser Vorschriften ist hier, wo es sich meist um nur äußerst schwache Meßeffecte handelt, unerläßlich. Andererseits ist für die Deutung der Ergebnisse der Umstand sehr erschwerend, daß bei den meisten Versuchen mit nicht oder nur wenig gefilterter Ra C- $\gamma$ -Strahlung gearbeitet, also eine auch praktisch inhomogene Primärstrahlung verwendet wurde; da die Richtungsverteilung und Härte der Sekundärstrahlung eine Funktion der primären Wellenlänge ist, so läßt sich aus solchen Ergebnissen alles oder nichts herauslesen.

Die ersten diesbezüglich einwandfreien, quantitativ verwertbaren Messungen dürften von Kohlrausch<sup>132)</sup> stammen, der zwar mit inhomogener Primärstrahlung arbeitete, jedoch die Sekundärstrahlung selbst durch Absorptionsversuche analysierte und in die

zwei, zur weicheren und härteren primären RaC-Strahlung gehörigen Komponenten spaltete. Die für solche Versuche typische Versuchsanordnung ist in Abb. 26 dargestellt. In der schon mehrfach erwähnten Quecksilberkugel befand sich bei Ra das stärkste im Wiener Radiuminstitut verfügbare Präparat (807 mg  $\text{RaCl}_2$ ), dessen Strahlung auf den Sekundärstrahler („Str“) trafen. Um diesen als Zentrum konnte die Ionisierungskammer im Kreise herumgeführt werden, wobei sich der Strahler nicht mitdrehte (andere Beobachter ziehen es vor, den Sekundärstrahler sich mitdrehen zu lassen; beide Arten haben ihre Fehler und Vorzüge in bezug auf die nötigen Korrekturen, die den Strahlengang der Primär- und Sekundärstrahlung im Material berücksichtigen sollen). Zwischen

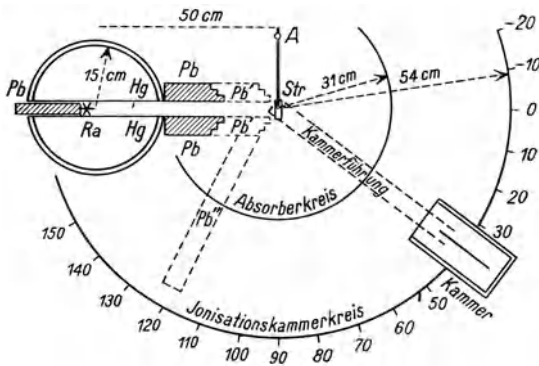


Abb. 26. Anordnung zur Messung der sekundären  $\gamma$ -Strahlung.

Strahler und Kammer konnten Absorber eingeschaltet werden; bezüglich der experimentellen Vorsichtsmaßnahmen, die bei diesen überaus heiklen Beobachtungen einzuhalten waren, muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden. Bei der Korrektur, die wegen der Schwächung der Sekundärstrahlung im Strahler selbst anzubringen ist, wurde mit dem Schwächungskoeffizienten der zugehörigen Primärstrahlung gerechnet, eine Vernachlässigung, die in einer Korrekturformel einigermaßen statthaft ist. Die Versuche geben daher keinen Aufschluß über die Qualitätsänderung der Streustrahlung mit dem Streuwinkel, liefern aber die relative Intensitätsverteilung und die Abhängigkeit derselben sowie der gesamten Streumenge vom Strahlermaterial. Von den Ergebnissen seien nur die an der härtesten  $\gamma$ -Komponente erhaltenen be-

sprochen; so wie bei den Absorptionmessungen (vgl. S. 115) widerstreben auch hier die auf die weichere Ra C- $\gamma$ -Strahlung bezüglichen Daten der Einordnung in das übrige Schema. Die Aufklärung dieses Umstandes wird genaueren Messungen vorbehalten bleiben müssen. Vielleicht überlagert sich bei dieser weicheren und photoelektrisch wesentlich wirksameren  $\gamma$ -Strahlung die die Photoelektronen begleitende Fluoreszenzstrahlung, deren Ionisierungswirkung selbst wieder relativ ausgiebig ist, schon in merklichem Maße über die erwartete Streustrahlung.

Die härteste Ra C- $\gamma$ -Strahlung liefert also eine Streustrahlung, deren Intensitätsverteilung in der folgenden Tabelle 18 als Funktion des Streuwinkels in willkürlichen Einheiten (nach Reduktion

Tabelle 18. Intensitätsverteilung der an verschiedenen Materialien gestreuten härtesten Ra C- $\gamma$ -Strahlung.

$\vartheta =$	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	$\Sigma$	$(\sigma_s/n)$
$N = 6; C$	10,0	7,78	4,85	2,04	1,12	0,39	0,07	0	0	1,96	6,48
$N = 13; Al$	13,8	10,0	6,30	2,86	1,62	0,87	0,49	0,31	0,18	2,77	9,55
$N = 30; Zn$	6,87	5,21	3,65	1,77	1,06	0,59	0,25	0,05	0	1,57	5,68
$N = 50; Sn$	5,73	4,30	3,00	1,72	1,06	0,68	0,58	0,14	0	1,43	5,52
$N = 82; Pb$	6,33	4,19	2,20	1,32	0,63	0,29	0,31	0,08	0,09	1,11	4,63
reduz. Mittel	1,00	0,73	0,47	0,24	0,13	0,07	0,05	0,02	0,01		

auf die strahlende Masseneinheit) eingetragen ist. Die Zahlen der vorletzten Spalte geben die auf die Masseneinheit bezogene Gesamtsekundärstrahlung  $\Sigma$  (durch graphische Auswertung von  $\int_0^\pi S \sin \vartheta d\vartheta$  erhalten). Da weiter in der Masseneinheit  $n/\rho$  Elektronen enthalten sind, so liefert  $\rho \Sigma/n$  (letzte Spalte) Zahlen, die dem in Gl. (23) und (23a) (S. 45) eingeführten  $\sigma_s/n$  proportional sein sollen. Die von Gl. (23a) in Verbindung mit Gl. (10a) geforderte Konstanz von  $\sigma_s/n$  bei vorgegebenem  $\lambda$  bzw.  $x$  ist, wie man sieht, angenähert erfüllt. Ob die vorhandenen Abweichungen reell sind — auch im Gebiet der Röntgenstrahlung findet Allen<sup>131)</sup>, wie erwähnt, ähnliche Anomalien —, das zu entscheiden, reicht die Versuchsgenauigkeit nicht hin. Was ferner die in den ersten neun Spalten enthaltene Richtungsverteilung anbelangt, so überzeugt man sich leicht (z. B. durch Reduktion aller  $S_\vartheta$ -Werte auf den  $S$ -Wert bei  $\vartheta = 10^\circ$ ), daß sie innerhalb der Meßgenauigkeit

unabhängig vom Material ist. Die Mittel aus den in dieser Art reduzierten Angaben der fünf Strahler sind in der letzten Zeile eingetragen; sie geben die Möglichkeit, einen Vergleich mit der nach Compton [Gl. (22) auf S. 43] zu fordernden Streuverteilung durchzuführen und die Wellenlänge der Primärstrahlung zu bestimmen. Zu diesem Zwecke drückt man die in Abb. 7, S. 44 für die einzelnen Werte von  $x = \frac{\lambda}{24,2 \cdot 10^{11}}$  gezeichneten Comptonschen Streuverteilungen gleichfalls in Einheiten des Wertes für  $\vartheta = 10^\circ$  aus und ermittelt durch ein einfaches Interpolationsverfahren jenen Wert von  $x$ , dessen zugehörige Streustrahlung die den beobachteten Werten ähnlichste Winkelabhängigkeit

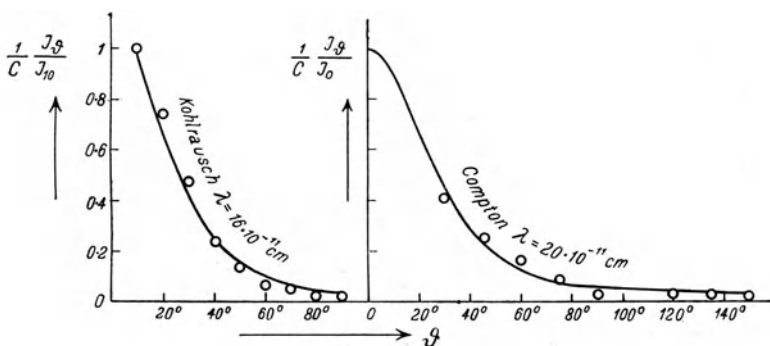


Abb. 27. Richtungsverteilung der sekundären  $\gamma$ -Strahlung; die ausgezogenen Kurven als Comptonsche Streuverteilung gerechnet.

liefert. Der linke Teil von Abb. 27 zeigt, wie sich für  $x = 6,9$ , also  $\lambda = 16 \cdot 10^{-11}$  cm, die nach Gl. (22) gerechnete Verteilung (ausgezogene Kurve) an die Beobachtungen (Ringe) anpassen läßt. Der rechte Teil von Abb. 27 gibt ähnliche Beobachtungen von Compton<sup>37)</sup> (entnommen aus der Abhandlung Wentzels<sup>48)</sup>, bei welchen die Primärstrahlung vor Auffallen auf den Strahler stark gefiltert worden sein soll; die ausgezogene Kurve wurde nach Gl. (22) mit  $\lambda' = 20,4 \cdot 10^{-11}$  cm gerechnet. Leider stand diese Arbeit dem Verfasser nicht zur Verfügung, so daß nicht näher auf sie eingegangen werden kann.

Ganz kürzlich ist noch eine Arbeit von G. Hoffmann<sup>133)</sup> erschienen, die die gleiche Aufgabe mit anerkannter Präzision behandelt. In der Apparatur Hoffmanns ist das Ionengefäß durch einen 32 cm starken Bleipanzern gegen die



Umgebung geschützt und nur durch einen feinen Kanal, vor dem der Sekundärstrahler (Kohlenzylinder,  $h = 8$  cm,  $2r = 1,5$  cm) angebracht ist, der sekundären  $\gamma$ -Strahlung desselben ausgesetzt. Um diesen Sekundärstrahler wird in 10,5 cm Distanz das Ra-Präparat (30 mg, in leider nur 1 cm dicken Bleimantel gehüllt) im Kreise herumgeführt. Innerhalb des Pb-Panzers, an einer passenden, von der Ionisationskammer um 27 cm entfernten Stelle des oben erwähnten Kanales konnte die Sekundärstrahlung durch eingelegte Pb-Platten auf Durchdringungsfähigkeit untersucht werden. Aus der für den speziellen Fall der Absorption in Pb umgerechneten Gl. (30):

$$\mu_{\text{Pb}} = \frac{\lambda}{\lambda + 0,0484} \cdot 1,80 + 34,2 \cdot 10^8 \lambda^3 \quad (\lambda \text{ in } \text{Å.-E.})$$

wird  $\mu_{\text{Pb}}$  als  $f(\lambda)$  berechnet und mit Hilfe der so erhaltenen Kurve zu jedem der in verschiedenen Streurichtungen beobachteten  $\mu$ -Werte die Wellenlänge der zugehörigen Streustrahlung gerechnet (vgl. Tabelle 19, erste und zweite Zeile). Andererseits läßt sich die zu erwartende Wellenlängenänderung der Streustrahlung nach Gl. (19), S. 39 berechnen aus

$$\lambda = \lambda_0 + 0,0242(1 - \cos \vartheta),$$

wenn die Primärwellenlänge  $\lambda_0$  gegeben ist. Zeile 3 der Tabelle 19 zeigt, daß für  $\lambda_0 = 23,0 \cdot 10^{-11}$  cm eine sehr gute Übereinstimmung

Tabelle 19. Hoffmanns<sup>133)</sup> Ergebnisse betreffend die Wellenlänge und Intensität der in verschiedene Winkel  $\vartheta$  gestreuten Strahlung.

$\vartheta =$	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°
$\mu$ beobachtet. . .	1,02	1,38	1,84	2,20	2,63	4,3	5,6	9,2	11,5	11,8
$\lambda'$ abgeleitet . .	24,0	28,0	32,0	34,5	38,0	46,5	51,5	62,0	67,5	68,0
$\lambda'$ berechnet . .	23,8	26,2	30,1	35,2	40,9	47,2	53,4	59,3	64,3	68,1
$J$ beobachtet. . .	1336	901	609	500	450	366	280	235	220	209

zu erzielen ist. Dagegen widerstrebt die in Zeile 4 angegebene Intensitätsverteilung, ganz ebenso wie die von Kohlrausch für die Sekundärstrahlung der weicheren RaC-Komponente gefundene, einer Darstellung durch die Comptonsche Gl. (22). Mit  $\lambda = 23 \cdot 10^{-11}$  cm wäre eine weit stärkere Asymmetrie in Form von Bevorzugung der „Austrittsstrahlung“, d. i. der Sekundärstrahlung in den vorderen Halbraum zu erwarten. Hoffmann

vermutet die Ursache dieser Diskrepanz in der Bevorzugung, die die Ionisierungsmessung den weicheren Strahlen des rückwärtigen Halbraumes zuteil werden läßt. Wenngleich diese Fehlerquelle sicher eine Rolle spielt, kann der Verf. sich nicht der Hoffmannschen Erklärung anschließen. Der Umstand, daß erfahrungsgemäß die weiche Primärkomponente der RaC-Strahlung erst durch etwa 3 cm Pb praktisch abgefiltert ist, daß Hoffmann aber nur 1 cm Pb Filterstärke verwendet, spricht dafür, daß in diesen Beobachtungen eine sogar praktisch inhomogene Primärstrahlung verwendet wurde. Dementsprechend stellen sich abnorm große Absorptionskoeffizienten ein (nach Tabelle 15 ist bei  $\vartheta = 15^\circ$   $\mu = 1,02$ , also etwa doppelt so groß als das  $\mu_{\text{Pb}}$  der harten  $\gamma$ -Komponente), dementsprechend ergibt sich die große Effektivwellenlänge ( $\lambda = 23 \cdot 10^{-11}$  statt  $\lambda = 20$  wie bei Compton oder  $\lambda = 16$  wie bei Kohlrausch) und dementsprechend nähert sich die beobachtete Intensitätsverteilung der von Kohlrausch für die weiche  $\gamma$ -Komponente gefundenen. Die weitere Folge ist dann aber die, daß auch ohne die Comptonsche Wellenlängenverschiebung eine Abhängigkeit der Sekundärstrahlhärte vom Streuwinkel zu erwarten ist, daß also die Übereinstimmung zwischen Zeile 2 und 3 der Tabelle 19 an Überzeugungswert sehr einbüßt; denn die Überlagerung von „unverschobenen“ Streustrahlungen, die zu verschiedenen harten Primärwellen gehören, muß sich qualitativ ebenso verhalten, wie die „verschobene“, d. i. in der Wellenlänge verminderte Comptonstreuung einer homogenen Primärstrahlung.

Mit den bis jetzt besprochenen Ergebnissen sind in qualitativer Übereinstimmung die Resultate der älteren Beobachtungen <sup>33)</sup> <sup>34)</sup> <sup>35)</sup> <sup>36)</sup> <sup>134)</sup> bis <sup>138)</sup>. Sie sind zum Teil so durchgeführt, daß nicht die Richtungsverteilung im einzelnen, sondern der Gesamteffekt der Streustrahlung im vorderen bzw. rückwärtigen Halbraum gemessen und in seiner Abhängigkeit von Material und Dicke des Strahlers untersucht wurde. Derartige Beobachtungen leiden an der großen Schwierigkeit, daß bei Verwendung dicker Strahler (zur Erreichung größerer Sekundärintensitäten) die Absorption der Sekundärstrahlung im Material eine wesentliche Korrektur darstellt, die die Kenntnis der Abhängigkeit von Härte und Intensität der zu untersuchenden Streustrahlung vom Streuwinkel voraussetzt und selbst bei diesbezüglichen einfachen Verhältnissen zu sehr verwickelten Rechnungen führt. Viele dieser

Versuche sind überdies mit nicht oder zu wenig gefilterter  $\gamma$ -Strahlung durchgeführt, zum Teil auch ohne genügende Abblendung des Ra-Präparates. Von der Diskussion der Ergebnisse, die aus allen diesen Gründen schwer zu deuten, und auch dort, wo sie Übereinstimmung mit den heutigen Anschauungen ergeben, nicht beweiskräftig sind, sei daher abgesehen. Mit gut abgeschirmtem Präparat, aber zu wenig gefilterter Strahlung und unter Verwendung eines relativ dünnen Strahlers (0,4 cm Cu), sind z. B. die bereits auf S. 100 erwähnten Beobachtungen über die Abnahme des vom Ionisationsgefäß aufgenommenen Sekundäranteiles bei Verkleinerung des Raumwinkels vom Strahler zur Kammer durchgeführt. Drückt man alle Stromwerte in Einheiten des bei völlig anliegendem Strahler ( $\vartheta = 63,5$ ) gemessenen Maximalwertes aus, so erhält man die Punktfolge der Abb. 18 und kann nun, indem man in Gl. (23) die Integration für verschiedene Raumwinkel graphisch durchführt, zeigen, daß für  $\lambda = 11,3 \cdot 10^{-11}$  die Comptonsche Streuverteilung zu derselben Abhängigkeit der Integralwerte vom ausgenutzten Raumwinkel (ausgezogene Kurve der Abb. 18) führt, wie die Beobachtung.

### § 32. Die sekundäre $\beta$ -Strahlung.

Nach der in den früheren Abschnitten besprochenen doppelten Art der Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ -Strahlung und Atom sind bezüglich der in Materie ausgelösten sekundären Elektronen zwei Typen zu erwarten, die Photoelektronen und die beim Streuprozeß beteiligten „Rückstoßelektronen“. Das Auftreten der ersteren hat im 5. Abschnitt die Bestimmung der  $\gamma$ -Wellenlängen ermöglicht, das Auftreten der letzteren wurde nach der Wilsonschen Methode (§ 17) von Skobelzyn nachgewiesen. Nach § 29 verhalten sich (bei unendlich dünnen Sekundärstrahlern) die Häufigkeiten, mit der beide Arten entstehen, wie die zugehörigen Anteile an der Gesamtschwächung des  $\gamma$ -Bündels, also wie Photoabsorptionskoeffizient  $\tau$  zu Streukoeffizient  $\sigma$ , wobei  $\tau$  und  $\sigma$  in bekannter Weise (§ 29) Funktionen von Primärwellenlänge und Atomnummer sein sollen; Tab. 20 gibt einen Überblick über den Gang von  $\sigma/\tau$  mit steigendem  $N$  und abnehmendem  $\lambda$  im Bereiche der  $\gamma$ -Frequenzen.

Man erkennt, wie außerordentlich stark dieses Häufigkeitsverhältnis sowohl für ein und dieselbe Wellenlänge bei Variation

von  $N$ , also auch für ein und dasselbe  $N$  bei Variation des  $\lambda$  (z. B. innerhalb des RaC- $\gamma$ -Bereiches) sich ändert. Daraus sind zwei Schlüsse zu ziehen: erstens, daß wegen der Empfindlichkeit gegenüber der Atomnummer schon spurenweise Verunreinigungen der verwendeten Strahlersubstanzen großen Einfluß auf das Häufigkeitsverhältnis der Streu- zu den Photoelektronen haben werden, und zweitens, daß dieses Verhältnis weitgehend von der Zusammensetzung der Primärstrahlung, also z. B. von der Filterung abhängen wird; insbesondere bei Ionisierungsmessungen, die von der Elektronenenergie abhängig sind, muß dies von Bedeutung sein für das Ergebnis.

Tabelle 20.  $\sigma/\tau$  in Abhängigkeit von  $\lambda$  und  $N$ .

$\lambda$ in $10^{-11}$ cm	24,4	20,2	10,9	8,68	5,58
$N = 6$ ; C . . . . .	3170	4850	19 300	32 000	82 000
$N = 13$ ; Al . . . . .	314	480	2 000	3 300	8 900
$N = 29$ ; Cu . . . . .	28	43	178	293	662
$N = 50$ ; Sn . . . . .	5,5	8,4	33,5	55,0	143
$N = 74$ ; W . . . . .	1,7	2,6	10,3	15,8	54
$N = 92$ ; U . . . . .	0,9	1,4	5,4	8,9	23

In bezug auf die Eigenschaften beider Elektronentypen wäre zu erwarten: Für die Photoelektronen ist die vom Emissionswinkel unabhängige Energie durch die photoelektrische Gl. (15) auf S. 34 bzw. (26) auf S. 65, die Richtungsverteilung etwa durch die Bothesche Gl. (17) gegeben, welche für eine Effektivwellenlänge von z. B.  $\lambda = 20 \cdot 10^{-11}$  cm einen mittleren Emissionswinkel von rund  $50^\circ$  erwarten läßt, um welchen (je nach der Atomart) eine Art Streuverteilung auftritt, die bis zu  $25^\circ$  Abweichungen (schwere Atome) bedingen kann. Für die Streuelektronen andererseits ist die Energie durch Gl. (20) in ihrer Abhängigkeit von Streurichtung und Primärenergie, ihre Emissionsrichtung durch Gl. (21), ihre Häufigkeitsverteilung durch die von Compton und Hubbard<sup>52)</sup> abgeleitete Beziehung festgelegt, nach welcher die Elektronenzahl für  $\varphi = 0$  ( $\varphi =$  Winkel zwischen Elektronenrichtung und Primärstrahl) ein kräftiges Maximum haben, mit zunehmendem  $\varphi$  abnehmen und für  $\varphi = 90^\circ$  Null sein soll [vgl. im Formelverzeichnis den Zusatz zu Gl. (24)].

Wenn auch die theoretischen Formeln, auf die sich diese Aussagen stützen, zum Teil sicher noch provisorischen Charakter haben, so steht doch die Präzision, mit der man das Erwartete formulieren kann, in keinem Verhältnis zu dem, was die bisherigen experimentellen Untersuchungen hierüber feststellen konnten. Der Hauptgrund für die Schwierigkeiten, mit denen das Experiment bzw. seine Deutung zu kämpfen hat, ist der, daß man nicht imstande ist, die einfachen Voraussetzungen, für welche die theoretische Aussage gilt, zu realisieren. Man kann mit Rücksicht auf die Empfindlichkeitsgrenze der Instrumente derzeit nicht mit so dünnen Sekundärstrahlerschichten arbeiten, daß nicht unübersichtliche Komplikationen durch die Streuung, welche die Elektronen selbst in Materie erfahren, und durch andere Wechselwirkung, die sie mit dem Strahlermaterial eingehen, eintreten. Die meisten Aussichten scheinen noch quantitative Beobachtungen nach der Wilson-Methode zu haben, in der Art, wie sie von Skobelzyn bereits mit Erfolg (§ 17) begonnen wurden. Die nächst günstigste Beobachtungsart dürfte wohl die Zählmethode liefern, da bei ihr erstens die einzelnen Emissionsrichtungen verhältnismäßig leicht abgetastet werden können, und weil sie zweitens ziemlich unabhängig von der Elektronenenergie das einzelne Ereignis registriert, sofern dieses in seiner Wirkungsfähigkeit die Empfindlichkeitsgrenze des Zählers übersteigt. Dagegen ist es fast hoffnungslos, aus den Ionisierungsmessungen quantitative Angaben über das Zutreffen oder Nichtzutreffen der oben skizzierten theoretischen Erwartung herauszulesen. Bereits im Abschnitt über die Ionisierung durch  $\gamma$ -Strahlen wurde auf die Schwierigkeiten bei der Interpretation von ionometrischen Angaben hingewiesen, die im Augenblick, wo aus der Wirkung verschiedenartiger Ionisation auf die Ursachen geschlossen werden soll, fast unüberwindbar scheinen.

Die große Zahl von ionometrischen Untersuchungen brachte daher zwar für die historische Entwicklung der Anschauungen und für praktische Zwecke sehr wertvolle Ergebnisse, eignet sich aber für die Beantwortung der heute offen stehenden Fragen nur als qualitatives Hilfsmittel. Das Hauptresultat sprach schon Bragg<sup>139)</sup> in seinem Buche über die radioaktive Strahlung aus (zitiert nach Meyer-Schweidler, Radioaktivität, 2. Aufl., S. 170): „Bei der durch  $\gamma$ -Strahlung erregten  $\beta$ -Strahlung ist die Anfangs-

geschwindigkeit der Elektronen unabhängig von der Intensität der Primärstrahlung und von der Natur (Atomgewicht) des Radiators, dagegen abhängig von der Qualität (Durchdringungsfähigkeit) der Primärstrahlung und im allgemeinen von derselben Größenordnung, wie bei den primären  $\beta$ -Strahlen, welche die primäre  $\gamma$ -Strahlung begleiten. Die Intensität (Zahl der ausgelösten Elektronen) ist proportional dem Betrage der absorbierten Primärstrahlung, also proportional deren Intensität und wachsend mit dem Atomgewicht des Radiators. Die Richtung, in der sich die Primärstrahlen bewegen, ist als Emissionsrichtung bevorzugt, und zwar in um so höherem Grade, je kleiner das Atomgewicht des Radiators ist.“

Man sieht, daß die Aussagen über Energie, Intensität und Intensitätsverteilung qualitativ vollkommen mit den theoretischen Forderungen übereinstimmen. Viel mehr als diese Widerspruchsfreiheit läßt sich aber weder aus der obigen Zusammenfassung noch aus den ausführlichen Arbeiten von Bragg und Madsen<sup>140</sup>), Kohlrausch und Schrödinger<sup>109</sup>), Prelinger<sup>141</sup>), Enderle<sup>142</sup>) — um nur die wichtigsten der hierhergehörigen Untersuchungen zu nennen — herauslesen, wengleich ein wertvolles und großes Zahlenmaterial obige allgemeine Konstatierungen zu sicher fundierten gemacht haben. Insbesondere die Härte der sekundären Elektronen und das Übergewicht der Austrittsstrahlung über die Eintrittsstrahlung (vgl. z. B. Abb. 16 auf S. 89) wurde mehrfach untersucht und die Abhängigkeit von Primärstrahlung und Strahlermaterial bestimmt.

Zwei Arbeiten aber müssen hier erwähnt werden, die den Anfang zu machen scheinen zur Übertragung der auch sonst so erfolgreichen Zählmethode auf die schwierigen Aufgaben dieses Abschnittes. H. Fränz\*) führt innerhalb eines evakuierbaren Raumes einen Geigerschen Zähler um einen Sekundärstrahler (C und Pb) herum und bestimmt die Häufigkeitsverteilung der von RaC- $\gamma$ -Strahlung (gefiltert durch 1 cm Pb) ausgelösten Elektronen in bezug auf die einzelnen Emissionsrichtungen. Die an Kohle beobachtete Richtungsverteilung zeigt, daß hier wesentlich nur Rückstoßelektronen auftreten, während beim Blei Ab-

---

\*) Durch die gütige Vermittlung W. Bothes gewährte Herr Fränz dem Verf. Einblick in das noch nicht im Druck erschienene Manuskript.

weichungen auftreten, die auf Grund von Härtebestimmungen an der Sekundärstrahlung als durch Photoelektronen verursacht aufgefaßt werden können.

Sicher wird die Ausarbeitung dieser Methodik es einmal gestatten, auch mit praktisch homogener  $\gamma$ -Strahlung (stärkere Filterung) zu arbeiten und wenigstens diese Fehlerquelle zu eliminieren. Die Schwierigkeiten, die durch die Zerstreuung, Absorption und Geschwindigkeitsabnahme der erregten Strahlung innerhalb des Strahlers hereingetragen werden, bleiben freilich bestehen, wenn nicht auf Strahler vernachlässigbarer Dicke herabgegangen werden kann.

Die zweite Arbeit, die an dieser Stelle zu besprechen ist, ist die schon in § 17 auf S. 56 erwähnte, zur Zeit dieser Niederschrift noch nicht\*) veröffentlichte Beobachtung D. Skobelzyns an Rückstoßelektronen, die von  $\gamma$ -Strahlung (gefiltert durch 3 mm Pb) in Luft ausgelöst und mit Hilfe der Wilsonschen Nebelmethode sichtbar gemacht wurden. Aus der Krümmung ihrer Bahn im transversalen Magnetfeld konnte ihre Anfangsgeschwindigkeit bzw. Anfangsenergie  $E_\beta$  bestimmt werden. Die 170 Bahnen, die mit der  $\gamma$ -Richtung einen Winkel  $0 < \varphi < 20^\circ$  einschlossen, zeigten, wie sich durch Umrechnung (Gl. 25) der vom Autor freundlichst zur Verfügung gestellten  $(H\varrho)$ -Werte ergab, folgende Häufigkeitsverteilung in bezug auf  $E_\beta$  (vgl. Tab. 21).

Dieser allerdings vorläufig noch wenig umfangreichen statistischen Verteilung kann man die nach der Debye-Compton'schen Streutheorie zu erwartende gegenüber stellen, wenn man z. B. von der auf S. 82, Tabelle 10 angegebenen photoelektrischen Energieverteilung im RaC- $\gamma$ -Spektrum ausgehend, diese nach dem Vorgang von § 30, S. 118 zunächst umrechnet auf die  $\gamma$ -Impulszahlen, die imstande sind, durch ihre mit  $\lambda^3$  proportionale photoelektrische Wirksamkeit die Thibaudsche Intensitätsverteilung zu bewirken. Von der zu einer Wellenlänge gehörigen Impulszahl  $\Gamma_\lambda$  werden aber nicht alle Impulse gestreut, sondern nur der Bruchteil  $\Gamma_\lambda \cdot \sigma$ , der nach der Compton'schen Gl. (24) von  $\lambda$  abhängig ist. Würden die Streuelektronen im ganzen Streubereich von  $\varphi = 0$  bis  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  gezählt werden, so wäre durch Multi-

---

\*) Mittlerweile erschienen; l. c. S. 57.

plikation der auf S. 118 angegebenen, auf die Zahl der  $\gamma$ -Impulse bezüglichen Intensitätsverteilung mit  $\sigma$  [bzw. mit dem  $\lambda$ -empfindlichen Faktor  $\frac{x}{2+x} = \frac{\lambda}{48,4 \cdot 10^{-11} + \lambda}$ ] die zu erwartende, zu jeder  $\gamma$ -Linie gehörige Zahl der Streuelektronen erhältlich. Dieses Ergebnis wird aber dadurch, daß nur bis  $\varphi = 20^\circ$  beobachtet wurde, etwas geändert. Denn aus einer von Compton und Hubbard<sup>52)</sup> gegebenen Gleichung ist zu entnehmen, daß die Zahl  $Z'$  der in den Winkelbereich von 0 bis  $\varphi$  gestoßenen Elektronen im Verhältnis zu der gesamten Streuelektronenzahl  $Z$  (Winkelbereich von 0 bis  $\pi/2$ ) gerechnet werden kann aus:

$$\frac{Z'}{Z} = 1 - \frac{3}{2} \left[ y - y^3 + \frac{2}{3} y^5 \right],$$

worin  $y = \frac{E_\beta}{E_{\beta\max}}$  das Verhältnis der zum Winkel  $\varphi$  gehörigen Elektronenenergie zu der zu  $\varphi = 0$  gehörigen bedeutet. Da diese Energie nach Gl. (20) (nach Ersatz von  $\vartheta$  durch  $\varphi$ ) berechnet werden kann aus

$$E_\beta = E_\gamma \frac{\frac{2}{x}}{1 + \frac{2}{x} + \left(1 + \frac{2}{x}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}; \quad E_{\beta\max} = E_\gamma \cdot \frac{2}{x+2},$$

so ist alles gegeben, um den Vergleich zwischen den Thibaudschen Schätzungen der photoelektrischen Intensitätsverteilung und den Skobelzynschen statistischen Zahlen für die Streuwirksamkeit durchzuführen. Den Gang der Rechnung zeigt die Tabelle 22, die in den ersten zwei Zeilen die von Thibaud gefundene spektrale Verteilung, in der dritten die bereits auf S. 118 angegebenen relativen Werte  $\Gamma$  der Impulszahlen enthält. Von je 100 RaC- $\gamma$ -Impulsen müssen z. B. 0,6 die Energie 507, 4,2 die Energie 610 ekV usw. haben, damit die in Tabelle 10 angegebene Thibaudsche Intensitätsverteilung der Photoelektronen beobachtet werden konnte. Die Anzahl der Streuprozesse ist dann  $\Gamma \cdot \sigma$ ; in der vierten Zeile ist angegeben, wieviel von je 100 überhaupt auftretenden Streuelektronen auf die einzelnen Linien entfallen würden. Zur Interpolation der Skobelzynschen Messungen einerseits, zur Berechnung von  $Z'/Z$  andererseits enthalten Zeile 5 und 6 die zu  $\varphi = 0$  und  $\varphi = 20^\circ$  gehörigen



Energien dieser Streuelektronen. Die 7. Zeile gibt  $Z'/Z$ , also jenen Prozentsatz der Streuelektronen an, der bei den Skobelzynschen Messungen beobachtet wurde. Dementsprechend sind durch Multiplikation der Zahlen in Zeile 4 und Zeile 7 die

Tabelle 21. Häufigkeitsverteilung der im Winkelbereich  $0 < \varphi < 20^\circ$  auftretenden Streuelektronen innerhalb arbiträrer Energiestufen (Skobelzyn).

Energiebereich . . .	120	135	155	175	205	230	260	295	335	380
Zahl. . . . .	2	5	8	6	3	2	8	6	8	
Energiebereich . . .	380	425	475	535	600	670	745	830	935	1020
Zahl. . . . .	16	10	7	5	6	1	6	9	11	
Energiebereich . . .	1020	1125	1245	1370	1510	1660	1825	2000		
Zahl. . . . .	5	11	4	12	11	3	1			
Energiebereich . . .	2000	2170	2390	2550						
Zahl. . . . .	2	1	1							

Tabelle 22. Vergleich der zu erwartenden relativen Häufigkeitsverteilung  $Z'$  der Streuelektronen mit der beobachteten.

Wellenlänge in $10^{-11}$ cm . .	24,35	20,24	16,03	13,17	10,94	9,93	8,68	6,85	5,58
Zugehörige Energie in e-Kilovolt . . . . .	507	610	771	939	1127	1245	1425	1802	2210
Relative Werte für die Impulszahl $\Gamma$ (vgl. S. 118).	0,6	4,2	2,2	3,1	11,5	8,3	28,2	28,6	13,4
Relative Werte f. $Z \left( \frac{\sigma \Gamma}{\Sigma \sigma \Gamma} \right)$ .	1,3	7,8	3,6	4,2	13,8	9,4	27,7	23,1	9,1
$E_{\beta \max}$ (für $\varphi = 0^\circ$ ) in e-Kilovolt . . . . .	338	430	579	737	918	1038	1205	1580	1980
$E_{\beta}$ (für $\varphi = 20^\circ$ ) in e-Kilovolt . . . . .	286	361	479	599	738	818	934	1180	1420
$Z'/Z$ . . . . .	0,294	0,300	0,318	0,338	0,349	0,366	0,396	0,407	0,439
Zu erwartende Elektronenverteilung $Z'$ . . . . .	1,0	6,2	3,0	3,7	11,3	9,0	29,0	24,7	10,6
Beobachtete Elektronenverteilung $Z'$ . . . . .	6,5	17,2	14,4	6,5	10,8	8,6	7,9	18,0	10,1

Werte  $Z'$  erhältlich, die in der 8. Zeile, auf prozentuelle Verteilung umgerechnet, gegeben sind. Die letzte Zeile endlich gibt die beobachteten Elektronenzahlen, die aus dem in Tabelle 21 wiedergegebenen statistischen Material durch Zuordnung zu den in Tabelle 22 angeführten Energieintervallen  $E_{\beta}$  bis  $E_{\beta \max}$

gefunden werden können. Wegen des Übergreifens dieser Intervalle ist ein „Abschätzen“ unvermeidlich; doch dürfte diese Willkür einen kleineren Fehler ausmachen als der ist, der durch den vorläufig noch sehr geringen Umfang des statistischen Materials hereingetragen wird. Der Vergleich der beiden letzten Zeilen dürfte mit Rücksicht auf diesen Umstand zu dem Urteil führen, daß hier Erwartung und Erfahrung einander wenigstens nicht grob widersprechen. Eine bessere Übereinstimmung wird erhalten, wenn der unsichere Wert  $\lambda = 8,68$  X-E., als nicht reell, weggelassen wird (vgl. S. 121).

Dieses Beispiel wurde so ausführlich behandelt, um zu zeigen, wie wertvoll umfangreichere Untersuchungen dieser Art für die Lösung der Frage nach der wahren Energieverteilung,  $\Gamma_\lambda h \nu_0$  oder  $\Gamma_\lambda$  allein, sein können.

## 10. Abschnitt.

### Zusammenfassung.

Zurückblickend auf das in dieser Abhandlung zusammengestellte, zur Erforschung der Physik der  $\gamma$ -Strahlen bestimmte Material mögen kurz noch einmal Fragestellung und bisherige Beantwortung einander gegenüber gehalten werden, um so einen Programmvorschlag für die weiteren Arbeiten des Experimentators auf diesem Gebiete zu gewinnen.

Obwohl mit Rücksicht auf das extrem quasikorpuskulare Verhalten der  $\gamma$ -Strahlen einerseits, und im Hinblick auf ihre Ausnahmestellung als Kernstrahlung andererseits, die Vermutung, man habe es mit einem qualitativ neuen Strahlentypus zu tun, nicht von vornherein abzuweisen wäre, so wird es doch in dem Augenblick, als ihre Interferenzfähigkeit (§ 12) einwandfrei nachgewiesen ist, näher liegen und das Gegebene sein, die  $\gamma$ -Impulse als den übrigen bekannten Wellenstrahlungen qualitativ gleichgeartet und nur durch die besonders kurze Wellenlänge unterschieden anzusehen. Gegeben ist daher auch der Versuch, die bei den bezüglich der Wellenlänge nächst verwandten Röntgenstrahlen gefundenen Gesetzmäßigkeiten auf die  $\gamma$ -Strahlen zu übertragen, also nachzusehen, inwieweit sie imstande sind, das  $\gamma$ -Experiment quantitativ darzustellen.

Diese im Röntgengebiet vielleicht noch nicht zur Evidenz bewiesenen, aber doch immerhin als zur Beschreibung sehr brauchbar und weite Wellenlängenbereiche umfassend erkannten Gesetzmäßigkeiten betreffen vorwiegend die im photoelektrischen und im Streuprozesse sich abspielende Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie, also vorwiegend jenes Erscheinungsgebiet, wo die klassische Wellentheorie versagt, und wo man sich in der Lichtquantentheorie einen Schematismus geschaffen hat, der eine verhältnismäßig einfache und in sich geschlossene Darstellung der Erfahrung gestattet.

Diese Aussagen der Lichtquantentheorie, die im 3. Abschnitt ausführlicher besprochen wurden, beziehen sich auf den Idealfall, daß ein homogenes, paralleles Strahlenbündel von der Anfangsintensität  $J_0 = \Gamma_0 \cdot h \nu_0$  ( $\Gamma$  sekundliche Zahl der Impulse,  $h \nu_0$  die für alle gleiche Energie) auf eine so dünne Schicht Materials fällt, daß der von der Dicke  $t$  abhängige Intensitätsverlust (Intensität gemessen nur in der Ursprungsrichtung) sich nach Reduktion auf die Längeneinheit darstellen läßt durch

$$\frac{1}{t} (J_0 - J_t) = \frac{J_0}{t} (1 - e^{-\mu t}) = \mu J_0.$$

1. Die Theorie verlangt, daß ein Impuls, wenn er überhaupt eine Wechselwirkung mit der Materie eingeht, sei es durch Richtungsänderung, sei es durch völlige Absorption, zur Gänze aus dem Primärbündel verschwindet. Somit besteht die eintretende Schwächung in einer Verminderung der Impulszahl, und es muß gelten:  $\Gamma = \Gamma_0 e^{-\mu t}$  bzw. in dünner Schicht  $\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0} = \mu$ .

Diese Abzählbarkeit der Schwächung wurde in der Tat gefunden [Hess-Lawson<sup>54</sup>), Kovarik<sup>55</sup>), vgl. § 16], bzw. es wurde gezeigt, daß, sowohl an Energie als an Impulszahlen gemessen, die Schwächung den nahezu gleichen Verlauf nimmt.

2. Von diesen  $\mu \Gamma_0$  fehlenden Impulsen sollen nach der Theorie ihrer  $\sigma \Gamma_0$  infolge von Streuprozessen und  $\tau \Gamma_0$  infolge von photoelektrischen Prozessen verloren gegangen sein, so daß  $\mu = \sigma + \tau$  wird. Da die Theorie sowohl von  $\sigma$  [vgl. Gl. (24)] als von  $\tau$  [vgl. Gl. (8)] eine bestimmte Wellenlängen- und Materialabhängigkeit postuliert, so ist diese auch für  $\mu$  [vgl. Gl. (30)] gegeben, und es muß sich auch für eine inhomogene Strahlung, deren spektrale Intensitätsverteilung gegeben

ist, der Verlauf der Schwächung angeben lassen. Der Vergleich der an inhomogener  $\gamma$ -Strahlung durchgeführten Versuche (Ahmad, Kohlrausch, Owen, vgl. § 30) mit der Theorie zeigt: Während die Materialabhängigkeit des  $\mu$  in Übereinstimmung mit den theoretischen Forderungen ist, sind die Absolutwerte wesentlich höher als die, die sich nach der spektralen Intensitätsverteilung [Thibaud<sup>101</sup>], sowie § 30] der  $\gamma$ -Strahlen theoretisch ergeben (Tabelle 17 auf S. 120).

3. Die gestreuten Impulse (Gesamtzahl  $\sigma \Gamma_0$ ) haben eine vom Streuwinkel  $\vartheta$  abhängige Häufigkeitsverteilung [vgl. Gl. (23), Zusatz], eine von  $\vartheta$  abhängige Härte [Gl. (19)] und daher eine von  $\vartheta$  abhängige Intensitätsverteilung [Gl. (22)]. Das an genügend gefilterter, also wenigstens praktisch homogener  $\gamma$ -Strahlung durchgeführte Streuexperiment zeigt zunächst eine erwartungsmäßige Intensitätsverteilung [Kohlrausch<sup>132</sup>], Compton<sup>37</sup>], § 31]. Die Häufigkeitsverteilung wurde bisher noch nicht gemessen. Die Härteverteilung wurde [Hoffmann<sup>133</sup>], § 31] mit inhomogener Primärstrahlung untersucht; daher sind die Ergebnisse, obwohl sie sich der Theorie qualitativ fügen, nicht beweiskräftig.

4. Zugleich mit gestreuten Impulsen treten ebensoviel (also  $\sigma \cdot \Gamma_0$ ) mit ihnen zeitlich gekoppelte Streu- oder „Rückstoß“-elektronen auf. Die Gl. (20), sowie die Zusätze zu (24) geben die Härte- und Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\varphi$ , der selbst wieder nach Gl. (21) von  $\vartheta$  abhängt. Beobachtungen von Skobelzyn (§ 32) zeigen insofern eine Übereinstimmung mit der Theorie, als sich aus der gemessenen Härte- und Häufigkeitsverteilung mit Hilfe der Theorie eine spektrale Verteilung in der verwendeten inhomogenen Primärstrahlung berechnen läßt, die qualitativ mit der aus photoelektrischen Messungen erhältlichen übereinstimmt. Ferner findet Fränz (§ 32) eine mit der Theorie verträgliche Häufigkeitsverteilung der Streuelekttronen, allerdings ebenfalls mit zu wenig homogener Primärstrahlung.

5. Die absorbierten Impulse (Anzahl  $\tau \Gamma_0$ ) sollten ebensoviel Photoelektronen auslösen; deren Energie sollte sich nur durch die Ablösearbeit vom einfallenden Quantum  $h\nu_0$  unterscheiden, sollte also in einfacher Weise vom Atombau bzw. von der diesen charakterisierenden Atomnummer abhängen [Gl. (15) und (26)]. Das vollkommene Zutreffen dieser Erwartung ermöglicht die

photoelektrische Wellenlängenbestimmung. Ferner sollten nach Bothe<sup>21)</sup> die Photoelektronen einen von der Wellenlänge abhängigen Emissionswinkel bevorzugen [Gl. (17)]. Eindeutige zugehörige Beobachtungen liegen nicht vor.

6. Bei jedem photoelektrischen Prozeß wird dem Atom selbst in Form der Ablösearbeit eine Energie zugeführt, die es als Fluoreszenzstrahlung oder als sehr weiche Elektronenstrahlung wieder abgeben muß. Anzeichen für erstere finden sich in den Beobachtungen von Owen, Flemming und Fage<sup>130)</sup> (§ 29).

Im großen und ganzen sieht man also aus dem Vorstehenden, daß in einigen Belangen eine ziemliche Übereinstimmung zwischen den Forderungen der Theorie und den Ergebnissen der Versuche herrscht. Trotzdem möchte der Verf. diese Übereinstimmung zunächst nur als eine qualitative bewerten. Das nähere Studium der einzelnen Arbeiten läßt die Befriedigung, die man sonst an überzeugungskräftigen, quantitativ exakten Beweisen zu empfinden pflegt, hier und derzeit noch nicht aufkommen.

Der Hauptgrund für die geringe Überzeugungskraft und für den eigentlich qualitativen Charakter der aus den  $\gamma$ -Experimenten — soweit solche für diese Fragen herangezogen werden können — abgeleiteten „Beweise“ liegt darin, daß man in der Mehrzahl der Fälle mit einer nicht oder nur wenig gut definierten Strahlung zu arbeiten gezwungen war. Die RaC- $\gamma$ -Strahlung ist (5. Abschnitt) zweifellos inhomogen. Soweit das Linienspektrum in Frage kommt, sind zwar sicher die stärkeren Linien schon derzeit in bezug auf die Wellenlänge genügend gut festgelegt; sehr unsicher dagegen erscheinen die Schätzungen der Linienintensität bzw. der zu jeder Wellenlänge gehörigen relativen Zahl von Impulsen. Ebenso oder noch stärker unsicher ist die Entscheidung, ob ein kontinuierliches  $\gamma$ -Spektrum primär vorhanden ist oder nicht, und welche Energieverteilung ihm zukommt.

Wenn nun mit inhomogener Primärstrahlung gearbeitet wird, so wird es im Hinblick auf den Spielraum, den die Meßfehler der meist sehr schwierigen Beobachtungen freilassen, und im Hinblick darauf, daß man gewöhnlich nicht mit dünnem Sekundärstrahler arbeiten kann, und daß dann Sekundäreffekte, die äußerst schwer abzuschätzen sind, den Spielraum noch erweitern, immer möglich sein, eine „Effektivwellenlänge“ so zu wählen, daß sie in die bezüglichen Gleichungen eingesetzt etwas dem Experiment Ähnliches

liefert. Diese so gefundene Effektivwellenlänge auf ihre Vereinbarkeit mit der Erwartung nachzuprüfen, hat man aber nicht die Möglichkeit, weil die spektrale Energieverteilung der Primärstrahlung zu wenig bekannt ist.

Erste Aufgabe scheint es daher zu sein, die Energieverteilung einer für derartige Beobachtungszwecke praktisch brauchbaren Strahlung, z. B. der Ra C- $\gamma$ -Strahlung einwandfrei festzulegen. In Frage kommt wohl nur die photoelektrische Methode, und zwar die Methode der Fremderregung, die eine zweifelsfreie, eindeutige Bestimmung der Wellenlänge ermöglicht und die Variation der Bedingungen gestattet. Die photographische Platte wäre durch eine die Zählung ermöglichende Vorrichtung zu ersetzen. Und endlich wäre anzustreben, den  $\gamma$ -Strahler außerhalb der Apparatur anzubringen, damit die Störung durch primäre  $\beta$ -Strahlung (deren Abschirmung große Dimensionierung des Photoelektronenstrahlers und damit Unschärfe der Linien bedingt) wegfällt und damit die gesuchte Energieverteilung auch für den praktisch wichtigen und theoretisch aufschlußreichen Fall gefilterter  $\gamma$ -Strahlung bestimmt werden kann.

Dadurch wäre zunächst die Strahlenquelle definierbar gemacht. Die Versuche mit solchen Quellen wären dann immer so einzurichten, daß die zur Verwendung kommende „Effektivwellenlänge“ von vornherein eindeutig gegeben ist und dadurch die Erwartung quantitativ formuliert werden kann, mit der das experimentelle Ergebnis zu vergleichen ist.

Im Hinblick auf die geringe Kenntnis, die man derzeit davon hat, inwieweit eine Ionisationsmessung ein Maß für die Zahl der ionisierenden Impulse ist, sollte bei dem vorwiegend statistischen Charakter der theoretischen Aussagen nach Möglichkeit die Zählmethode, d. h. also die Beobachtung am einzelnen Impuls ausgebaut und herangezogen werden. Beachtenswerte diesbezügliche Methoden und Ergebnisse liegen ja bereits vor, und schon jetzt sind sie diejenigen, die in ihren Aussagen — wenn auch nicht immer in der weiteren Auslegung — das meiste Vertrauen auf Fehlen unübersichtlicher Sekundäreffekte einflößen.

Was im einzelnen mit definierter Strahlenquelle und definierter Meßvorrichtung zu überprüfen und experimentell klarzustellen wäre, läßt sich in ein einziges Wort zusammenfassen: Alles! Denn es ist sicher keine übertriebene Strenge, wenn man

konstatiert, daß keiner der in den Abschnitten 4 bis 9 aufgezählten überhaupt verwertbaren  $\gamma$ -Versuche jenen Grad von Eindeutigkeit und Genauigkeit aufweist, den man zur Prüfung einer gegebenen oder zur Ableitung einer neuen Theorie fordern muß. Es wäre eine schöne, wichtige und dankbare Aufgabe für den glücklichen Besitzer eines wohleingerichteten Laboratoriums, seine Hilfsmittel unter einheitlicher Leitung der experimentellen Beantwortung des ganzen Fragenkomplexes zu widmen. Keinen größeren Erfolg könnte sich der Verf. für diese kleine Schrift denken, als wenn sie den Anstoß liefern würde für eine großzügige Inangriffnahme aller die  $\gamma$ -Strahlung betreffenden Probleme.

## Formelverzeichnis.

(Die Formeln sind, soweit sie im Text des Buches vorkommen, mit der gleichen Nummer bezeichnet; die Seitenzahlen verweisen auf die betreffende Textstelle.)

### Einige Zahlenwerte und Bezeichnungen:

$e$ = Ladung des Elektrons . . . . .	$e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.,
$m_0$ = Ruhmasse des Elektrons . . . . .	$m_0 = 9,003 \cdot 10^{-28}$ g,
$c$ = Lichtgeschwindigkeit . . . . .	$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec <sup>-1</sup> ,
$h$ = Plancksches Wirkungsquantum	$h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec,
$L$ = Zahl der Atome pro Mol (Loschmidtsche Zahl) . . . . .	$L = 6,06 \cdot 10^{23}$ ,
$N$ = Atomnummer und Zahl der Elektronen in der Atomhülle,	
$A$ = Atomgewicht,	
$\rho$ = Dichte,	
$n = \frac{LN\rho}{A}$ Zahl der Elektronen pro cm <sup>3</sup> (über Zahlenwerte vgl. Tabelle 15, vierte Zeile, S. 105).	

### Formeln:

- (1) zu S. 18. Klassische Energiedichte der Strahlung, die ein beschleunigtes Elektron in einem Augenblick des Beschleunigungsvorganges aussendet.  $\varphi$  ist der Winkel zwischen Beschleunigungsrichtung und der Richtung  $r$  zum Aufpunkt (vgl. Abraham, Elektrizitätslehre, 2. Bd.):

$$E_{\gamma}(\varphi) = \left(\frac{v'}{c}\right)^2 \frac{e^2}{4\pi r^2 c^3} \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta' \cos \varphi)^6}.$$

- (2) zu S. 18. Klassische Energiedichte nach Integration über die Beschleunigungszeit bei gleichförmiger Beschleunigung [Sommerfeld<sup>14</sup>):

$$E_{\gamma}(\varphi) = \left(\frac{v}{A}\right) \frac{e^2}{16\pi c^2 r^2} \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \left[ \frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right].$$

- (3) zu S. 18. Klassische Gesamtenergie nach Integration von (2) über die Kugelfläche [Sommerfeld<sup>14</sup>):

$$E_{\gamma} = \left(\frac{v}{A}\right) \frac{e^2}{24 c^2} \frac{1}{(1 - \beta)^2}.$$

- (3a) zu S. 20. Gesamtenergie, wenn die Beschleunigung für den mitbewegten Beobachter konstant wäre [Sommerfeld<sup>14</sup>):

$$E_{\gamma_0} = \left(\frac{v}{A}\right)_0 \frac{2 e^2}{3 c^2} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

- (4) zu S. 20. Relativistische Energie eines bewegten Elektrons:

$$E_{\beta} = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right); \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

- (5) zu S. 20. Das Energieverhältnis zwischen der  $\beta$ -Strahlung und der bei ihrer Entstehung ausgestrahlten  $\gamma$ -Strahlung [Sommerfeld<sup>14</sup>):

$$\frac{E_{\gamma_0}}{E_{\beta}} = \frac{2 e^2}{3 m_0 c^2 l} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

worin  $l$  die unbekannte Beschleunigungsstrecke ist.

- (6) zu S. 20. Klassische Impulsbreite der  $\gamma$ -Strahlung im Azimut  $\varphi_m$  der größten Energiedichte [Sommerfeld<sup>14</sup>):

$$\lambda = l \left[ \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} - \cos \varphi_m \right],$$

worin  $\varphi_m$  näherungsweise aus  $\cos \varphi_m = \frac{2 + \beta}{3}$  gegeben ist.

- (7) zu S. 24. Nach klassischer Überlegung erleidet eine hochfrequente Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$  in einem Material, das im Kubikzentimeter  $n$  Elektronen mit den Eigenfrequenzen  $\nu_1 \dots \nu_i \dots \nu_n$  enthält, auf der Strecke  $dx$  die Energieverminderung [J. J. Thomson<sup>13</sup>), S. 281]:

$$-dE = \frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum \nu_i^2 \cdot E dx = \tau \cdot E dx.$$



- (8) zu S. 24. Enthält ein Atom  $n_1$  Elektronen mit der Frequenz  $\nu_1$ ,  $n_2$  mit  $\nu_2$ ,  $n_i$  mit  $\nu_i$ , so ist nach (7) der auf das einzelne Atom reduzierte Absorptionskoeffizient  $\tau_A$ :

$$\tau_A = \frac{1}{2} \frac{\pi^3 e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum n_i \nu_i^2.$$

- (8a) zu S. 25. Aus thermodynamischen Überlegungen, mit Korrespondenzmäßigem Übergang und unter Verwendung des Bohrschen Atommodells wird  $\tau_A$  [De Broglie<sup>20</sup>):

$$\tau_A = \frac{\pi e^2}{m c^4} \lambda^3 \sum n_i \nu_i^2,$$

worin  $\nu'$  die „Absorptionsfrequenz“ bedeutet.

- (9) zu S. 26. Die klassische Intensitätsverteilung der vom mit-schwingenden Elektron ausgesendeten Streustrahlung [Thomson<sup>13</sup>):

$$S(\vartheta) = E \frac{e^4}{c^4 r^2 m^2} \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2}.$$

- (10) zu S. 26. a) Der klassische Streukoeffizient eines Materials mit  $n$  Elektronen pro Kubikzentimeter [Thomson<sup>13</sup>):

$$\sigma_0 = \frac{8 \pi e^4}{3 m^2 c^4} \cdot n = 6,64 \cdot 10^{-25} n,$$

b) die klassische Massenstreuung:

$$\frac{\sigma_0}{\rho} = \sigma_0 \frac{LN}{A} = 0,40 \frac{N}{A},$$

worin  $L$  die Loschmidtsche Zahl (pro Mol),  $N$  die Atomnummer,  $A$  das Atomgewicht ist.

- (11) zu S. 31. Die Stabilitätsbedingungen für die Elektronenbahn im Rutherford-Bohrschen Atommodell:

$$\text{a) } \frac{m v^2}{r} = \frac{N e \cdot e}{r^2}, \quad \text{b) } \frac{m v^2}{2} = k \frac{h u}{2},$$

$k$  = Laufzahl,  $u$  = Umlauffrequenz,  $h$  = Plancksches Wirkungsquantum.

- (12) zu S. 31. Der Bahnradius des Wasserstoffelektrons bzw. in erster Näherung der Radius der Atomschalen:

$$r_k = \frac{h^2}{4 \pi^2 e^2 m} \cdot \frac{k^2}{N}.$$

(13) zu S. 31. Die am Elektron zu leistende Ablösearbeit:

$$A_k = C \frac{N^2}{k^2}; \quad C = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,147 \cdot 10^{-11} \text{ Erg.}$$

(14) zu S. 33. Zweites Quantenpostulat über die Energie der Ausstrahlung nach einem Elektronensprung:

$$h\nu = A - A_a.$$

(15) zu S. 34. Photoelektrische Grundgleichung:

$$E_\beta = h\nu - A.$$

(16) zu S. 34. Zur Umrechnung:

$$\lambda_{\text{cm}} = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{(h\nu)_{\text{Erg}}} = \frac{1,965 \cdot 10^{-16}}{(h\nu)_{\text{Erg}}} = \frac{1,235 \cdot 10^{-4}}{(h\nu)_{\text{e-Volt}}};$$

$$(h\nu)_{\text{Erg}} = 1,591 \cdot 10^{-12} (h\nu)_{\text{e-Volt}}.$$

(17) zu S. 37. Mittlerer Emissionswinkel des Photoelektrons [Bothe<sup>31</sup>]:

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{1}{2x+1}}, \quad x = \frac{mc^2}{h\nu}.$$

(18) zu S. 38. Der Debye-Comptonsche Ansatz für den Streu-  
stoßvorgang [Debye<sup>39</sup>, Compton<sup>40</sup>]:

$$\begin{aligned} \text{a) } h\nu_0 &= mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) + h\nu \text{ Energiegleichung,} \\ \text{b) } 0 &= \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi + \frac{h\nu}{c} \sin \vartheta \left. \vphantom{\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi} \right\} \text{ Impuls-} \\ \text{c) } \frac{h\nu_0}{c} &= \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi + \frac{h\nu}{c} \cos \vartheta \left. \vphantom{\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi} \right\} \text{ gleichungen;} \\ & \text{vgl. Abb. 5, S. 38.} \end{aligned}$$

(19) zu S. 39. Härteverteilung der gestreuten Quanten:

$$h\nu = h\nu_0 \frac{1}{1 + \frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} = h\nu_0 \frac{1}{1 + \frac{1}{x} (1 - \cos \vartheta)}$$

(20) zu S. 39. Energieverteilung der Streuelektronen:

$$E_\beta = h\nu_0 \frac{\frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{1 + \frac{2}{x} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} = h\nu_0 \frac{\frac{2}{x}}{1 + \frac{2}{x} + \left(1 + \frac{1}{x}\right)^2 \text{tg}^2 \varphi}$$

- (21) zu S. 39. Zusammenhang zwischen Elektronen- und Quanten-Streuwinkel:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{1+x} \operatorname{cotg} \frac{\vartheta}{2}$$

zu (19), (20), (21):

$$x = \frac{m c^2}{h \nu} = \frac{511}{(h \nu)_{\text{eKV}}} = \frac{\lambda_{\text{cm}}}{24,2 \cdot 10^{-11}};$$

graphische Darstellung in Abb. 6, S. 40.

- (22) zu S. 43. Abhängigkeit der pro Elektron gestreuten Intensität vom Streuwinkel  $\vartheta$ :

$$J = C \cdot J_0 \frac{\frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} + \frac{x+1}{x^2} (1 - \cos \vartheta)^2}{\left[1 + \frac{1}{x} (1 - \cos \vartheta)\right]^5}; \quad C = \frac{3}{8 \pi r^2} \cdot \frac{\sigma_0}{n}$$

graphische Darstellung in Abb. 7, S. 44.

- (23) zu S. 44. Der Streukoeffizient  $\sigma_s$  als Verhältnis der insgesamt von  $n$  Elektronen in den Vollwinkel gestreuten zur einfallenden  $\gamma$ -Intensität:

$$\sigma_s = \frac{1}{J_0} \int_0^\pi 2 \pi r^2 n J \sin \vartheta d \vartheta = \sigma_0 \frac{1 + \frac{1}{x}}{\left(1 + \frac{1}{x}\right)^2}.$$

Zusatz: Zahl der in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\Theta$  gestreuten Quanten:

$$\begin{aligned} \Gamma_\Theta &= \int_0^\Theta n \cdot 2 \pi r^2 \frac{J}{h \nu} \sin \vartheta d \vartheta \\ &= \frac{3}{4} \sigma_0 \Gamma_0 \int_0^\Theta \frac{\frac{1 - \cos^2 \vartheta}{2} + \frac{x+1}{x^2} (1 - \cos \vartheta)^2}{\left[1 + \frac{1}{x} (1 - \cos \vartheta)\right]^4} \sin \vartheta d \vartheta. \end{aligned}$$

- (24) zu S. 45. Der „Streuschwächungskoeffizient  $\sigma$ “ als Verhältnis der Zahl der insgesamt gestreuten zur Zahl der einfallenden Quanten bzw. als Verhältnis der beim Streuprozess überhaupt

(Streuquanten + Streuelektroden) verloren gegangenen Intensität zur einfallenden:

$$\sigma = \frac{\Gamma_s}{\Gamma} = \sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{2}{x}} \text{ nach Compton }^{40)},$$

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{3}{2x} + \frac{2}{3x^2}} \text{ nach Bothe }^{51)}.$$

Zusatz: Zahl der auf der Weglängeneinheit in den Winkelbereich  $\varphi$  bis  $\varphi + d\varphi$  emittierten Streuelektroden:

$$dZ = \sigma_0 \Gamma_0 \frac{3a(a^2 tg^4 \varphi + b^2)}{(a tg^2 \varphi + b)^4} \cdot \frac{\sin \varphi d\varphi}{\cos^3 \varphi},$$

$$a = \left(1 + \frac{1}{x}\right)^2, \quad b = \left(1 + \frac{2}{x}\right).$$

Zusatz: Zahl der Streuelektroden, die einen Energiewert zwischen  $E_\beta$  und  $E_\beta + dE_\beta$  besitzen:

$$dZ = \frac{3\sigma_0}{2} \Gamma_0 \frac{x}{x+2} \left[ 1 - 2 \frac{E}{E_{\max}} + 2 \frac{E^2}{E_{\max}^2} \right] \frac{dE}{E_{\max}},$$

$$E_{\max} \text{ (für } \varphi = 0) = h\nu_0 \frac{2}{x+2}.$$

(25) zu S. 59. Die Bahnkrümmung von  $\beta$ -Teilchen im transversalen homogenen Magnetfeld:

$$H\rho = \frac{m_0 c}{e} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

(26) zu S. 65. Zur graphischen Verwertung von photoelektrischen  $\beta$ -Spektren:

$$E_\beta = h\nu - \frac{C}{k^2} N^2.$$

(27) zu S. 87. Evesche Konstante:

$$q = \frac{m}{r^2} K e^{-\mu r}.$$

(27a) zu S. 87. Gesamte Ionisierung durch die  $\gamma$ -Strahlung von  $m$  Curie RaC:

$$Q = \frac{4\pi K}{\mu} m.$$

Zahlenwerte:  $K = 4 \cdot 10^9$ ;  $\mu = 4,6$  bis  $6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ ;  $Q = 8$  bis  $11 \cdot 10^{14}$  Ionenpaare pro Sekunde.

- (28) zu S. 96. Schwächungsgesetz eines homogenen parallelen  $\gamma$ -Bündels von der Anfangs-„Intensität“  $J_0 = \Gamma_0 \cdot h\nu_0$  in Materie der Dicke  $t$  (bei Ausschluß der Streustrahlung):

$$J = J_0 e^{-\mu t} \quad \text{oder} \quad \Gamma = \Gamma_0 e^{-\mu t},$$

für inhomogene Strahlung:

$$J = \sum J_k e^{-\mu_k t}.$$

- (29) zu S. 98. Schwächungsgesetz für ein homogenes Strahlungsbündel der Öffnung  $\alpha$  [King<sup>121</sup>]:

$$J = J_0 \left[ \Phi(\mu t) - \cos \alpha \Phi \left( \frac{\mu t}{\cos \alpha} \right) \right]; \quad \Phi(Z) = e^{-z} + z \int_{\infty}^z \frac{e^{-z}}{z} dz.$$

- (30) zu S. 112. Abhängigkeit der Schwächung pro Elektron  $\mu_\varepsilon$  von Wellenlänge und Atomnummer:

$$\mu_\varepsilon = \frac{\mu}{n} = 2,24 \cdot 10^{-2} N^3 \lambda^3 + 6,64 \cdot 10^{-25} \frac{x}{2+x},$$

über  $x$  vgl. (17) oder (21).

## Literaturverzeichnis.

- 1) P. Villard, C. R. **130**, 1178, 1900. Über die Strahlung des Radiums.
- 2) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **34**, 153, 1917. Durchdringungsvermögen von X- und  $\gamma$ -Strahlen.
- 3) K. W. F. Kohlrausch, Phys. ZS. **19**, 345, 1918. Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen aus Absorptionsmessungen.
- 4) E. v. Schweidler, Phys. ZS. **11**, 225, 614, 1910. Vorschlag zu einer experimentellen Entscheidung über die Natur der  $\gamma$ -Strahlen.
- 5) W. H. Bragg, z. B. Jahrb. f. Rad. u. El. **7**, 348, 1910. Korpuskularhypothese der  $\gamma$ -Strahlen.
- 6) J. Stark, Phys. ZS. **10**, 579, 902, 1909; **11**, 24, 279, 1910; **13**, 161, 1912. Lichtquantenhypothese.
- 7) N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slater, ZS. f. Phys. **24**, 69, 1924; vgl. auch E. Schrödinger, Naturw. **12**, 720, 1924. } Bohrs neue Strahlungshypothese.
- 8) W. Bothe, H. Geiger, ZS. f. Phys. **26**, 44, 1924; **32**, 639, 1925; Naturw. **13**, 440, 1925; W. Bothe, ZS. f. Phys. **37**, 547, 1926. } Widerspruch des Experimentes gegen Bohrs neue Strahlungshypothese.
- 9) E. Rutherford, H. Richardson, Phil. Mag. (6) **25**, 722, 1913; **26**, 324, 937, 1913; A. S. Russell, J. Chadwick, Phil. Mag. (6) **27**, 112, 1914; H. Richardson, Phil. Mag. (6) **27**, 252, 1914. } Schwächungskoeffizienten der  $\gamma$ -Strahlung von verschiedenen radioaktiven Substanzen.
- 10) F. P. Slater, Phil. Mag. (6) **42**, 902, 1921. Von  $\alpha$ -Strahlen erregte sekundäre  $\gamma$ -Strahlen.
- 11) M. Akiyama, Japan. Journ. of Phys. **2**, 287, 1923. Entstehung von  $\gamma$ -Strahlen bei  $\alpha$ -Zerfall.
- 12) Vgl. R. Pohl, Physik der Röntgenstrahlung, Samml. Vieweg „Die Wissenschaft“ Nr. 45, 1912.
- 13) J. J. Thomson, „Elektrizitätsdurchgang in Gasen“, Teubner 1906, S. 565.
- 14) A. Sommerfeld, Phys. ZS. **10**, 969, 1909; Struktur der Röntgenstrahlen. Münchener Ber. **41**, 1, 1911; Struktur der  $\gamma$ -Strahlung.
- 15) E. Wiechert, Phys.-Ökon. Ges. Königsberg 1896; G. Stokes, Proc. Cambr. Soc. **9**, 215, 1896; J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **45**, 172, 1898. } Elektromagnetische Theorien zur Röntgenstrahlung.
- 16) Edgar Meyer, Berl. Ber. **32**, 647, 1910; Phys. ZS. **11**, 1022, 1910; **13**, 73, 253, 1912; Ann. d. Phys. **37**, 700, 1912. } Experimentaluntersuchungen über die Anisotropie der  $\gamma$ -Strahlung.

- 17) E. Buchwald, Ann. d. Phys. **39**, 41, 1912. }  
 18) E. v. Schweidler, Phys. ZS. **11**, 614, 1910; } Diskussion zu den  
 N. R. Campbell, Phys. ZS. **11**, 826, 1910. } Meyerschen Versuchen  
 über die Anisotropie der  
 $\gamma$ -Strahlung.
- 19) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **46**, 721, 1913. Form des  $\gamma$ -Impulses.
- 20) L. de Broglie, C. R. **173**, 1456, 1921. Theoretische Berechnung des  
 Absorptionskoeffizienten.
- 21) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915; }  
 Phys. ZS. **19**, 474, 1918. } Interferenzerscheinungen  
 bei Zerstreuung. „Extra-  
 streuung.“
- 22) K. W. F. Kohlrausch, Phys. ZS. **21**, 193, 1920. Vergleich der Debye-  
 schen Theorie mit dem  $\gamma$ -Experiment.
- 23) A. N. Shaw, Phil. Mag. (6) **26**, 190, 1913. Qualitative Versuche über  
 $\gamma$ -Interferenz.
- 24) E. Rutherford, E. N. da C. Andrade, Phil. Mag. (6) **27**, 854; **28**, 263,  
 1914. Quantitative Versuche über  $\gamma$ -Interferenzen mit Drehkristall und  
 Reflexionsmethode und photographischer Platte.
- 25) A. F. Kovarik, Phys. Rev. (2) **19**, 433, 1922. Interferenzversuche mit  
 $\gamma$ -Zählung.
- 26) J. Thibaud, C. R. **180**, 138, 1925. Interferenzversuche mit Drehkristall  
 und photographischer Platte.
- 27) P. B. Perkins, Science **45**, 121, 1917. Beobachtung von Kristallinter-  
 ferenzen an Ionisationswirkung.
- 28) J. Stark, Phys. ZS. **13**, 973, 1912. Versuch, die Interferenzen quantenhaft  
 zu erklären.
- 29) Vgl. A. Sommerfeld, „Atombau und Spektrallinien“, Friedr. Vieweg  
 & Sohn Akt.-Ges. in Braunschweig, 3. Aufl. 1922; 4. Aufl. 1924; W. Gerlach,  
 „Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, Sammlung Vieweg  
 Nr. 58, 1921.
- 30) O. Klein, S. Rosseland, ZS. f. Phys. **4**, 46, }  
 1921; A. Smekal, ZS. f. Phys. **10**, 275, 1922; } Strahlungslose Übergänge  
**25**, 265, 1924; S. Rosseland, ZS. f. Phys. } von Atomzuständen.  
**14**, 173, 1923; L. Meitner, ZS. f. Phys. **34**,  
 807, 1925. }
- 31) W. Bothe, ZS. f. Phys. **17**, 137, 1923; **26**, }  
 59, 1924; **26**, 74, 1924. } Theoretische Behandlung  
 des Mechanismus beim  
 Photoeffekt und Vergleich  
 mit den experimentellen  
 Ergebnissen (Bothe) über  
 die Richtungsverteilung  
 der von Röntgenstrahlen  
 ausgelösten Photo-  
 elektronen.
- 32) F. W. Bubb, Phil. Mag. (6) **49**, 824, 1925; }  
 Nature **113**, 237, 1924; Phys. Rev. (2) **24**, }  
 177, 1924; **25**, 243, 1925. }
- 33) J. A. Gray, Phil. Mag. **26**, 611, 1913. }  
 34) D. C. H. Florance, Phil. Mag. **20**, 921, 1910. } Versuche über Richtungs-  
 35) M. Ishino, Phil. Mag. **33**, 129, 1917. } verteilung und Härte der  
 36) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **126**, 705, } sekundären (gestreuten)  
 1917. }  $\gamma$ -Strahlung.
- 37) A. H. Compton, Phil. Mag. **41**, 749, 1921. }

- 38) A. H. Compton, Phys. Rev. **18**, 96, 1921; **19**, 267, 1922; **22**, 409, 1923; Phil. Mag. **46**, 897, 1923. } Streuversuche an Röntgenstrahlen. Nachweis des „Comptoneffektes“.
- 39) P. Debye, Phys. ZS. **24**, 161, 1923. } Quantentheorie der Streustrahlung.
- 40) A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483, 1923. }
- 41) H. Mark, Naturw. **13**, 494, 1925. } Zusammenfassende Berichte über experimentelle Grundlagen und Theorie des Comptoneffektes. (bis 1925).
- 42) Marx, Handb. d. Radiologie VI, S. 494, 1924 (Verf. M. v. Laue). }
- 43) G. Wentzel, Phys. ZS. **26**, 436, 1925. }
- 44) H. M. Sharp, Phys. Rev. **26**, 691, 1925. }
- 45) O. K. de Foe, Phys. Rev. **27**, 242, 1926. } Versuche an Röntgenstrahlen über die in der Wellenlänge ungeänderte Streustrahlung (sog. „unverschobene Streulinie“).
- 46) Y. H. Woo, Phys. Rev. **27**, 102, 1926. }
- 47) H. Kallmann, H. Mark, ZS. f. Phys. **36**, 120, 1926. }
- 48) A. H. Compton, Phys. Rev. **23**, 763, 1924; **24**, 163, 1924. } Theorie zur Entstehung der unmodifizierten Streustrahlung.
- 49) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **25**, 314, 723, 1925. }
- 50) W. Bothe, ZS. f. Phys. **20**, 237, 1923. Nachweis der von Röntgenstrahlung ausgelösten Streuelektroden kurzer Reichweite an Ionisationswirkung.
- 51) W. Bothe, ZS. f. Phys. **34**, 819, 1925. Theoretische Ableitung des Streukoeffizienten.
- 52) A. H. Compton, J. C. Hubbard, Phys. Rev. **23**, 439, 1924. } Zahl der Rückstoßelektronen als Funktion des Streuwinkels.
- 53) A. H. Compton, A. W. Simon, Phys. Rev. **25**, 107, 306, 1925; **26**, 289, 1925. }
- 54) V. F. Hess, R. W. Lawson, Wien. Ber. **125**, 285, 585, 1916. } Zählversuche an  $\gamma$ -Strahlung.
- 55) A. F. Kovarik, Phys. Rev. **6**, 426, 1915; **8**, 574, 1916; **13**, 272, 1919; **14**, 179, 1919; **23**, 228, 559, 1924; Phys. ZS. **15**, 434, 1914. }
- 56) J. Tuomikoski, Phys. ZS. **10**, 372, 1909. Intensitätsverhältnis von harter zu weicher  $\gamma$ -Strahlung des Ra.
- 57) Vgl. z. B. K. Przibram, Jahrb. d. Rad. u. El. **8**, 285, 1911. Bericht über die Wilsonsche Methode.
- 58) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **59**, 338, 1896; **61**, 240, 1897; **85**, 285, 1911; Proc. Roy. Soc. **104**, 1, 192, 1923. } Versuche nach der Wilsonschen Nebelmethode an Elektronen, die sekundär von Röntgenstrahlen ausgelöst wurden.
- 59) W. Bothe, ZS. f. Phys. **16**, 319, 1923. }
- 60) P. Auger, C. R. **177**, 169, 1923; **178**, 929, 1535, 1924; **180**, 65, 1925. }
- 61) H. Ikeuti, C. R. **180**, 1257, 1925. }
- 62) A. H. Compton, C. T. R. Wilson, Nature **112**, 435, 1923. }
- 63) D. Skobelzyn, ZS. f. Phys. **24**, 393, 1924; **28**, 278, 1924. Nebelversuche an  $\gamma$ -Strahlen.



- 64) F. Wolf, „Die schnellbewegten Elektronen“, Sammlung Vieweg Nr. 81, 1925.
- 65) Handb. d. Phys. Bd. XXII, Springer 1926, Kap. 2 D, „Kernstruktur“ von L. Meitner.
- 66) L. Meitner, „Zusammenhang zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung“; Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **3**, 161, 1924.
- 67) O. v. Baeyer, Jahrb. d. Rad. u. El. **11**, 66, 1914.
- 68) J. Danysz, C. R. **153**, 339, 1911.
- 69) J. Thibaud, Journ. de Phys. (6) **6**, 82, 1926.
- 70) J. Danysz, Ann. de chim. Phys. (8) **30**, 241, 1913.
- 71) O. v. Baeyer, Phys. ZS. **13**, 485, 1912.
- 72) J. D'Espine, C. R. **182**, 458, 1926.
- 73) L. Meitner, ZS. f. Phys. **34**, 807, 1925.
- 74) C. D. Ellis, W. A. Wooster, Proc. Cambr. Soc. **22**, 844, 849, 1925.
- 75) E. Rutherford, W. A. Wooster, Proc. Cambr. Soc. **22**, 834, 1925.
- 76) D. H. Black, Proc. Roy. Soc. London **109**, 166, 1925; Proc. Cambr. Soc. **22**, 838, 1925.
- 77) L. F. Curtiss, Phys. Rev. (2) **27**, 257, 1926.
- 78) L. Meitner, ZS. f. Phys. **9**, 131, 145, 1922; **11**, 35, 1922; **17**, 54, 1923; **19**, 307, 1923; **26**, 169, 1924.
- 79) A. Smekal, ZS. f. Phys. **10**, 275, 1922; **25**, 265, 1924; **28**, 142, 1924.
- 80) S. Rosseland, ZS. f. Phys. **14**, 173, 1923.
- 81) M. de Broglie, J. Thibaud, C. R. **180**, 179, 1925.
- 82) C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. London A, **99**, 261, 1921; **101**, 1, 1922.
- 83) C. D. Ellis, H. W. B. Skinner, Proc. Roy. Soc. **105**, 60, 165, 185, 1925.
- 84) J. Thibaud, C. R. **181**, 857, 1925.
- 85) E. Rutherford, H. Robinson, W. F. Rawlinson, Phil. Mag. (6) **28**, 281, 1914.
- 86) M. de Broglie, Journ. de phys. et le Rad. **2**, 265, 1921.
- 87) M. de Broglie, J. Cabrera, Journ. de phys. et le Rad. **6**, 224, 1923; C. R. **176**, 295, 1923.
- 88) H. Robinson, Proc. Roy. Soc. London **104**, 455, 1923; Phil. Mag. **50**, 241, 1925.
- 89) H. W. B. Skinner, Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 379, 1924.
- 90) G. E. M. Jauncey, Phil. Mag. **48**, 81, 1924.

Zusammenfassende Berichte über die Methodik und die Ergebnisse der Aufnahmen magnetischer Spektren von  $\beta$ -Teilchen radioaktiver Substanzen.

Apparatur zur magnetischen Spektra analyse. Linienverschiebung im magnetischen  $\beta$ -Spektrum infolge Absorption der  $\beta$ -Strahlung in der Strahlerschichte.

Die beim radioaktiven Zerfall entstehende Kern- $\gamma$ -Strahlung trifft die Hülle des eigenen Atoms bereits in der, dem betreffenden Nachfolgeprodukt zugehörigen Anordnung. Entsprechend ist die für den photoelektrischen Vorgang nötige Ablösearbeit einzusetzen.

Über die Kombinationsbeziehungen zwischen den Linien der Kern- $\gamma$ -Strahlung und die daraus auf die Kernstruktur zu ziehenden Folgerungen.

$\lambda\gamma$ -Bestimmungen nach der photoelektrischen Methode der Fremderregung.

Über die Verschiedenheit in der Auslösehäufigkeit von Elektronen aus den einzelnen Schalen der Hülle.

- <sup>91)</sup> J. Danysz, *Le Radium* 1, 1913.  
<sup>92)</sup> D. C. Ellis, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 121, 1922. } Natürliches  $\beta$ -Spektrum des Ra D.  
<sup>93)</sup> N. Bohr, D. Coster, *ZS. f. Phys.* **12**, 350, 1923. Ablösearbeiten.  
<sup>94)</sup> J. Chadwick, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **16**, 383, 1914. } Das kontinuierliche natürliche  $\beta$ -Spektrum und seine Beweiskraft für die Existenz eines kontinuierlichen Kern- $\beta$ -Spektrums.  
<sup>95)</sup> J. Chadwick, C. D. Ellis, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 274, 1922.  
<sup>96)</sup> W. Pohlmeier, *ZS. f. Phys.* **28**, 216, 1924.  
<sup>97)</sup> R. W. Gurney, *Proc. Roy. Soc.* **109**, 540, 1925; **112**, 380, 1926.  
<sup>98)</sup> L. Meitner, *ZS. f. Phys.* **19**, 307, 1923.  
<sup>99)</sup> C. D. Ellis, W. A. Wooster, *Phil. Mag.* **50**, 521, 1925. Experimentelle Bestimmung der  $\gamma$ -Wärmewirkung.  
<sup>100)</sup> L. Meitner, *Naturw.* **12**, 1146, 1924. } Berechnung der Wärmewirkung der  $\gamma$ -Strahlen.  
<sup>101)</sup> J. Thibaud, *C. R.* **180**, 1166, 1925.  
<sup>102)</sup> H. G. J. Moseley, H. Robinson, *Phil. Mag.* **25**, 312, 1913; J. Szmidt, *Phil. Mag.* **28**, 527, 1914. } Intensitätsverhältnis der  $\gamma$ -Strahlen von Ra C und Ra B aus Ionisationsmessungen.  
<sup>103)</sup> R. D. Kleeman, *Proc. Roy. Soc.* **79**, 220, 1907. } Versuche zur Frage einer direkten Ionisierung durch  $\gamma$ -Strahlen.  
<sup>104)</sup> W. H. Bragg, H. L. Porter, *Proc. Roy. Soc.* **85**, 360, 1911.  
<sup>105)</sup> A. S. Eve, *Phil. Mag.* **12**, 189, 1906; **22**, 551, 1911; **24**, 433, 1912; **27**, 394, 1914. } Bestimmung der sogenannten „Eveschen Zahl“.  
<sup>106)</sup> H. G. J. Moseley, H. Robinson, *Phil. Mag.* **28**, 327, 1914.  
<sup>107)</sup> V. F. Hess, *Wien. Ber.* **122**, 1053, 1913; *Phys. ZS.* **14**, 1135, 1913. } Versuche zur Bestimmung des Ionisierungsanteiles der im Gas erzeugten sekundären Elektronen.  
<sup>108)</sup> R. D. Kleeman, *Proc. Cambr. Soc.* **15**, 169, 1909.  
<sup>109)</sup> K. W. F. Kohlrausch, E. Schrödinger, *Wien. Ber.* **123**, 1319, 1914.  
<sup>110)</sup> D. C. H. Florance, *Phil. Mag.* **25**, 172, 1913. } Einfluß des Gasdruckes auf die Ionisierung.  
<sup>111)</sup> R. T. Beatty, *Proc. Roy. Soc.* **85**, 230, 1911.  
<sup>112)</sup> T. H. Laby, G. W. C. Kaye, *Phil. Mag.* **16**, 879, 1908.  
<sup>113)</sup> W. Wilson, *Phil. Mag.* **17**, 216, 1909.  
<sup>114)</sup> L. Kriegesmann, *ZS. f. Phys.* **32**, 542, 1925; L. Grebe, L. Kriegesmann, *ZS. f. Phys.* **28**, 91, 1924. } Über die zur Erzeugung eines Ionenpaares nötige Energie.  
<sup>115)</sup> P. Lenard, *Quantitatives über Kathodenstrahlen*. Heidelberger Akad., 2. Aufl. 1925, S. 177, Tab. 14.  
<sup>116)</sup> H. Kulenkampff, *Ann. d. Phys.* **79**, 97; **80**, 261, 1926.

- 117) K. W. F. Kohlrausch, *Jahrb. d. Rad. u. El.* **15**, 65, 1918.
- 118) M. Ishino, *Phil. Mag.* **33**, 129, 1917.
- 119) A. Brommer, *Wien. Ber.* **121**, 1563, 1912; *Phys. ZS.* **13**, 1037, 1912.
- 120) V. F. Hess, *Wien. Ber.* **120**, 1205, 1911; *Phys. ZS.* **12**, 998, 1911.
- 121) F. Soddy, A. S. Russell, *Phil. Mag.* **18**, 620, 1909; **19**, 725, 1910; L. V. King, *Phil. Mag.* **23**, 242, 1912.
- 122) M. Blau, *Wien. Ber.* **127**, 1253, 1918.
- 123) K. W. F. Kohlrausch, *Wien. Ber.* **126**, 441, 683, 887, 1917.
- 124) F. Soddy, A. S. Russell, *Phil. Mag.* **21**, 130, 1911.
- 125) J. S. Allen, *Phys. Rev.* **32**, 222, 1911; **34**, 296, 1912; S. Oba, *Phil. Mag.* **27**, 601, 1914; B. Keetman, *Ann. d. Phys.* **52**, 709, 1917; O. Treitel, *Dissertation, Heidelberg* 1920; vgl. auch die Literaturangaben im Bericht von Kohlrausch <sup>117)</sup>.
- 126) W. H. Bragg, S. E. Peirce, *Phil. Mag.* **28**, 626, 1914; R. Glocker, *Phys. ZS.* **19**, 66, 249, 1918.
- 127) F. K. Richtmyer, *Phys. Rev.* **15**, 347, 1920; **17**, 264, 1921; **18**, 13, 1921; *Phys. Rev.* **21**, 478, 721, 1923; **22**, 539, 1923; **23**, 292, 1924.
- 128) N. Ahmad, *Proc. Roy. Soc.* **105**, 507, 1924; **109**, 207, 1925.
- 129) N. Ahmad, E. C. Stoner, *Proc. Roy. Soc.* **106**, 8, 1924.
- 130) F. A. Owen, N. Flemming, E. Fage, *Proc. Phys. Soc. London* **36**, 355, 1924.
- 131) J. S. Allen, *Phys. Rev.* **24**, 1, 1924; **27**, 266, 1926. Schwächung von Röntgenstrahlen.
- 132) K. W. F. Kohlrausch, *Wien. Ber.* **128**, 853, 1919.
- 133) G. Hoffmann, *ZS. f. Phys.* **36**, 251, 1926.
- 134) A. S. Eve, *Phil. Mag.* **8**, 668, 1904; **16**, 224, 1908.
- 135) R. D. Kleeman, *Phil. Mag.* **15**, 638, 1908; *Proc. Roy. Soc.* **83**, 40, 1909; **84**, 195, 1910.
- 136) J. P. V. Madsen, *Phil. Mag.* **17**, 423, 1909.
- 137) D. C. H. Florance, *Phil. Mag.* **27**, 225, 1914; **28**, 363, 1914.
- 138) O. Thurm, *Dissertation, Halle* 1913.
- 139) W. H. Bragg, „Durchgang von  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - und Röntgenstrahlen durch Materie. Verlag A. Barth, 1913.
- 140) W. H. Bragg, J. P. V. Madsen, *Phil. Mag.* **16**, 918, 1908; **17**, 423, 1909.
- 141) H. Prelinger, *Wien. Ber.* **130**, 279, 1921.
- 142) A. Enderle, *Wien. Ber.* **131**, 598, 1922.

Methodik und Ergebnisse bei Messungen der  $\gamma$ -Absorption in verschiedenen Versuchsanordnungen und in verschiedenen Materialien.

Der Schwächungskoeffizient der Röntgenstrahlen als Funktion von Atomnummer und Wellenlänge.

Der Schwächungskoeffizient der  $\gamma$ -Strahlen als Funktion von Atomnummer und Wellenlänge.

Versuche über die sekundäre bzw. gestreute  $\gamma$ -Strahlung.

Versuche über die sekundäre  $\beta$ -Strahlung.

## Namen- und Sachverzeichnis.

(Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf die Nummer des Literaturverzeichnisses, die nicht geklammerten Zahlen auf die Seitenzahl der Textstelle.)

- $\alpha$ -Strahlen erzeugen  $\gamma$ -Str.** 14.  
 **$\alpha$ -Umwandlung verbunden mit  $\gamma$ -Str.**  
 3, 13.  
 Ablösearbeit 31.  
 Abraham 18.  
 Absorption d.  $\gamma$ -Str., klassische Theorie  
 23.  
 — — —, Quantentheorie 32.  
 — — —, experimentell 94.  
 — — —, Formeln 24.  
 Ahmad (128, 129) 112, 115.  
 Aitken 52.  
 Akiyama (11) 14.  
 Allen (125, 131) 13, 103, 120, 124.  
 Andrade (24) 3, 28.  
 Anisotropie d. Strahl.-Felder 5, 7, 19,  
 22.  
 Anregung von Fluoreszenzstrahlung 34.  
 Asymmetrie d. Streustrahlung 8, 9, 124.  
 — — sekundär.  $\beta$ -Strahlung 8, 131.  
 Atommodell 30.  
 Atomschwächung 110.  
 Auger (60) 55.  
 Austrittsstrahlung 89.  
  
 **$\beta$ -Strahlen; Energieverlust in Materie**  
 62.  
 —, magnetische Spektren 58.  
 —, primäre 20.  
 —, sekundäre 128.  
 — erzeugen  $\gamma$ -Str. 15.  
 Bahnpuren von Elektronen 52.  
 Baeyer (67, 71) 58, 62.  
 Beatty (111) 92.  
 Black (76, 84) 66, 69.  
 Blau (122) 99.  
 Bohr (7, 93) 8, 30, 34, 73.  
 Bothe (8, 31, 50, 51, 59) VI, 8, 36, 42,  
 45, 55, 129, 131.  
 Bragg (5, 104, 126, 139, 140) 7, 25, 85,  
 111, 130, 131.  
 Broglie (20, 81, 86, 87) 24, 67, 70.  
 Brommer (119) 98.  
 Bubb (32) 36.  
 Buchwald (17) 22.  
  
**C**abrera (87) 70.  
 Campbell (18) 22.  
 Chadwick (9, 94, 95) 12, 76.  
 Charakteristische Strahlung — Fluoreszenzstrahlung.  
 Compton (37, 38, 40, 48, 52, 53, 62)  
 37, 42, 46, 55, 125, 133.  
 Comptoneffekt, Theorie 37.  
 —, experimentell 126.  
 Coster (93) 73.  
 Coulier 52.  
 Curtiss (77) 66, 73.  
  
**D**anysz (68, 70, 91) 58, 62.  
 Debye (21, 39) 9, 27, 38, 43, 111.  
 Drehkristallmethode 28.  
  
**E**ffektive Wellenlänge, experimentell  
 115, 125, 134.  
 — —, berechnet 119.  
 Einstein 34.  
 Eintrittsstrahlung 89.  
 Elektromagnet für  $\beta$ -Spektren 62.  
 Elektromagnetische Theorie d.  $\gamma$ -Str.  
 15.  
 Elektron, Schwächung pro 110.  
 Ellis (73, 82, 83, 92, 95, 99) 66, 69,  
 76, 78.  
 Emission, quantenhafte 32.  
 Enderle (142) 131.  
 Energieverteilung im  $\gamma$ -Impuls 19.  
 D'Espine (72) 62.

Eve (105, 134) 87, 88, 127.

e-Volt 34.

Exponential-Integral 98.

Fage (130) 112, 116.

Filterung der  $\gamma$ -Str. 104, 116, 120.

Flemming (130) 112, 116.

Florence (34, 110, 137) 37, 91, 93, 127.

Fluoreszenzstrahlung d. Radioelemente 14.

—, erregte 35, 109.

— in Blei 113, 117.

Foe (45) 42.

Försterling 43.

Fränz 131.

Fremderregung von  $\beta$ -Spektren 64.

Gaselektronen 86.

Geiger (8) 8, 42, 50.

Gerlach (29) 30.

Glocker (126) 111.

Gray (33) 37.

Gurney (97) 76.

Halpern 43.

Helmholtz 52.

Hess (54, 107, 120) VI, 4, 47, 50, 88, 98.

Hoffmann (133) 125.

Holst 31.

Homogenität der  $\gamma$ -Str. 106.

Hubbard (52) 46, 55, 129, 133.

Ikeuti (61) 55.

Impuls-Schale 16.

Intensitätsverteilung im  $\gamma$ -Impuls 19.

— der Photoelektronen 37.

— — Streuelektronen 46, 133.

— — Streuquanten 43, 124.

— im  $\gamma$ -Spektrum 83, 118.

Interferenz der  $\gamma$ -Str. 28.

Ionisierung 83.

Ishino (35) 37, 95, 112.

Jauncey (49, 90) 37, 42, 72.

Kallmann (47) 42.

Kaye (112) 93.

Keetman (125) 103.

Keller 53.

Kern- $\gamma$ -Str 14, 69.

King (121) 98.

Kircher 94.

Kleeman (103, 108, 135) 85, 88, 127.

Klein (30) 35.

Kohlrausch (3, 22, 36, 109, 117, 123, 132) 4, 28, 37, 88, 95, 103, 111, 122, 131.

Kombinationsbeziehungen im  $\gamma$ -Spektrum 69.

Kontinuierliches  $\gamma$ -Spektrum 76, 83, 121.

Korpuskulartheorie der  $\gamma$ -Str. 7.

Kovarik (25, 55) 4, 30, 49, 51.

Kramers (7) 8, 31.

Kriegesmann (114) 93.

Kulenkampff (116) 94.

Laby (112) 93.

Lawson (54) 4, 47, 50, 98.

Lenard (115) 94.

Lichtquantentheorie 7, 9.

Linienpektrum der  $\gamma$ -Str. 67, 71, 75.

Luft, Schwächungskoeffizient 87.

Maßeinheiten f. Strahlungsqualität 34.

Madsen (136, 140) 127, 131.

Magnetische  $\beta$ -Spektren 58.

Mark (41, 47) 41, 42.

Massenschwächungskoeffizient 110.

Meitner (30, 65, 66, 73, 78, 100) 35, 66, 68, 70, 74, 80.

Meyer, E. (16) 3, 22.

Meyer, St. VI, 130.

Moseley (102, 106) 83, 87.

Natürliche  $\beta$ -Spektren 63, 70.

Nebelaufnahmen 53, 56, 130.

Oba (125) 103.

Owen (130) 112.

Peirce (126) 25, 111.

Perkins (27) 30.

Photoabsorption 36, 109.

Photoeffekt 32.

Photoelektrische Grundgleichung 34.

Photoelektron 37, 53.

Pohl (12) 15.

Pohlmeyer (96) 76.

Porter (104) 85.

Prelinger (141) 131.

Primäre  $\gamma$ -Str. 13.

Przibram (57) 52.

**Quellen der  $\gamma$ -Str. 12.**

**R**awlinson (85) 70.  
 Reflexionsmethode 29.  
 Richardson (9) 12.  
 Richtmyer (127) 111.  
 Robinson (85, 88, 102, 106) 70, 72, 83, 87.  
 Rosseland (30, 80) 35, 66.  
 Russell (9, 121, 124) 12, 98, 103.  
 Rutherford (2, 9, 24, 75, 85) 1, 3, 4, 12, 28, 30, 66, 70.  
 Rydbergfrequenz 25.

**Schwächung 94.**

— als statistisches Ereignis 110.  
 — -skoeffizienten 87, 95, 105.  
 Schmitz 94.  
 Schrödinger (7, 109) 88, 131.  
 Schweidler (4, 18) VI, 5, 22, 130.  
 Sekundäre  $\gamma$ -Str. 37, 122.  
 —  $\beta$ -Str. 49, 52, 58, 83, 125.  
 Sharp (44) 41.  
 Shaw (23) 28.  
 Sichtbarmachung des  $\gamma$ -Weges 52.  
 Simon (53) 46, 56.  
 Skinner (83, 89) 69, 72.  
 Skobelzyn (63) 56, 128, 132.  
 Slater, F. P. (10) 14.  
 Slater, J. C. (7) 8.  
 Smekal (30, 79) 35, 66, 76.  
 Soddy (121, 124) 98, 103.  
 Sommerfeld (14, 19, 29) 3, 7, 15, 18, 20, 23.  
 Spektrum der  $\gamma$ -Str. 82.  
 Stark (6, 28) 7, 30.  
 Stokes (15) 16.  
 Stoner (129) 112, 115.

**Strahlenlose Energieabgabe 35.**

Streuung, klassisch 25.  
 —, quantenhaft 37.  
 —, experimentell 94, 122.  
 — -skoeffizient 26, 44, 109, 111.

**T**hibaud (26, 69, 81, 84, 101) 30, 58, 64, 67, 70, 80, 118, 133.  
 Thomson (13, 15) 16, 23, 25, 27, 52.  
 Thurm (135) 127.  
 Treitel (125) 103.  
 Tuomikoski (56) 51.

**Unverschobene Linie 41.**

**V**illard (1) 2.  
 Voltgeschwindigkeit 34.

**Wärmewirkung 77.**

Wandelektronen 86.  
 Warburg 52.  
 Wellenlänge der  $\gamma$ -Str. nach elektromagnetischer Theorie 16, 20.  
 — — — durch Interferenz bestimmt 28.  
 — — — — Photoelektronen best. 58.  
 — — — — Schwächung bestimmt 115.  
 Wentzel (43) 42, 125.  
 Werner 50.  
 Wiechert (15) 16.  
 Wilson, C. T. R. (58, 62) 53, 55, 56, 63.  
 Wilson, W. (113) 93.  
 Wolf (64) VI, 58, 74.  
 Woo (46) 42.  
 Wooster (74, 75, 99) 66, 78.

**Zählung der  $\gamma$ -Str. 4, 46.**

Zerstreuung s. Streuung 25.