

## Die Intensitätsverteilung in dem Spektrum der $\gamma$ -Strahlen von Ra C.

Von **D. Skobelzyn** in Leningrad.

Mit 17 Abbildungen. (Eingegangen am 4. April 1927.)

Die in der Wilsonschen Wolkenkammer von einem schmalen  $\gamma$ -Strahlbündel erzeugten  $\beta$ -Strahlenbahnen wurden bei Anwesenheit eines magnetischen Feldes stereoskopisch photographiert. Für etwa 160 unter bestimmten Bedingungen ausgestrahlte Rückstoßelektronen sind die  $H\varrho$ -Werte gemessen worden. Für jeden Rückstoßstrahl ist auch der Rückstoßwinkel  $\vartheta$  mit Hilfe eines Stereokomparators bestimmt worden. Auf Grund dieser Messungen sind die reduzierten, der primären Frequenz eindeutig zugeordneten (dem Winkel  $\vartheta = 0$ ) entsprechenden Werte von  $H\varrho_{\max}$  berechnet worden. Aus der statistischen Verteilung dieser  $H\varrho_{\max}$ -Werte, welche in voller Übereinstimmung mit dem bekannten  $\gamma$ -Linienspektrum gefunden wurde, sind Schlüsse auf die Intensitätsverteilung in dem primären  $\gamma$ -Spektrum gezogen.

Einleitung. Die Wellenlängen der stärkeren Linien des  $\gamma$ -Strahlenspektrums sind von Ellis mit großer Genauigkeit bestimmt. Wenn wir auch von den Wellenlängen der harten  $\gamma$ -Strahlen sprechen können, so hat es doch bis jetzt das Experiment in diesem Gebiet nicht mit „Wellen“, sondern mit „Quanten“ zu tun, deren Eigenschaften den eigentlichen Gegenstand der Spektroskopie der  $\gamma$ -Strahlen bilden. Diese Eigenschaften sind insofern dem Experiment zugänglich, als sie sich in den Quantenvorgängen der Wechselwirkung der Strahlung mit der Materie äußern. Es sind zwei Arten solcher Vorgänge zu unterscheiden — der schon längst bekannte und in den Versuchen mit Röntgenstrahlen vielseitig untersuchte Mechanismus der photoelektrischen Absorption und der in neuester Zeit entdeckte Comptonsche Mechanismus der Streuung.

Die photoelektrischen Wirkungen haben als Hauptquelle unserer Kenntnisse über das  $\gamma$ -Strahlenspektrum gedient, nachdem es Ellis gelungen war, eine eindeutige Beziehung zwischen diesem primären Frequenzspektrum und dem sekundären, durch Umwandlung in den inneren Elektronenniveaus der schweren Elemente erzeugten Geschwindigkeitsspektrum der Photoelektronen festzustellen. Wenn auch diese Methode sich als außerordentlich erfolgreich erwiesen hat, kann man doch bis jetzt die Frage nach der Struktur des  $\gamma$ -Spektrums nicht als endgültig beantwortet ansehen. Eine neue Methode, das Problem zu lösen, kann auf Beobachtungen

derjenigen Erscheinungen aufgebaut werden, welche zurzeit gewöhnlich als Comptoneffekt bezeichnet werden.

Einige Schlüsse können auf indirektem Wege gezogen werden, indem die auf Grund bestimmter Hypothesen über die Spektralverteilung nach der Theorie des Comptoneffektes berechneten Werte des Schwächungskoeffizienten mit dem experimentellen Befund verglichen werden<sup>1)</sup>).

Eine viel nähere Information könnte aber erzielt werden, wenn die Geschwindigkeitsverteilung in dem Spektrum der sekundären  $\beta$ -Strahlung, welche mit dem Comptonschen Streuprozeß eng verbunden ist, bekannt wäre. Es kann als festgestellt angesehen werden, daß die von harten  $\gamma$ -Strahlen bei Elementen von niedrigen Atomnummern sekundär ausgelösten Elektronen fast ausschließlich die streuenden Comptonelektronen sind, welche infolge des Rückstoßes ausgeschleudert werden. Die Daten über die Geschwindigkeitsverteilung dieser Rückstoßelektronen, welche die bis jetzt ausgeführten Messungen ergeben haben, sind aber ungenügend. Die für photoelektrische Messungen mit Erfolg verwendete Methode kann, wie es scheint, in diesem Falle aus Intensitätsgründen nicht angewandt werden.

Als ein Ergebnis unserer früheren Beobachtungen hat es sich herausgestellt<sup>2)</sup>, daß die Wilsonsche Nebelmethode zur quantitativen Geschwindigkeitsuntersuchung der schnellen  $\beta$ -Strahlen angewandt werden kann. In der vorliegenden Arbeit haben wir versucht, diesen Weg der experimentellen Lösung des Problems zu betreten.

Von vornherein ist es ersichtlich, daß der Grad der Präzision, welcher von diesen Messungen zu erwarten ist, die Genauigkeitsgrenze der spektrographischen Methode nicht erreichen kann. Der Nachteil der gewählten Methode wird jedoch in gewissem Maße dadurch kompensiert, daß die Erscheinung in elementarer Form beobachtet wird und die Werte der Geschwindigkeiten der einzelnen Elektronen nach Größe und Richtung (bei Stereoskopaufnahmen) ermittelt werden können.

Wenn aber diese Daten zur Verfügung stehen, so ist auch hier, wie beim Photoeffekt, eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Elektronengeschwindigkeit zu der Frequenz des primären Quants möglich.

---

<sup>1)</sup> N. Ahmad and E. Stoner, Proc. Roy. Soc. **106**, 8, 1924; N. Ahmad, Proc. Roy. Soc. **109**, 206, 1925.

<sup>2)</sup> ZS. f. Phys. **28**, 278, 1924.

Es ist nämlich nach der Theorie von Debye-Compton die Energie  $E$  des Rückstoßelektrons durch folgende Beziehung mit der primären Frequenz verbunden <sup>1)</sup>:

$$\frac{E}{h\nu} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta} \quad (\text{D.-C.}),$$

wo

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$$

[ $m$  = Masse des Elektrons,  $\nu$  = primäre Frequenz,  $\vartheta$  = dem Winkel, welchen die Richtung des Rückstoßes mit der Richtung des primären Strahles bildet (der Rückstoßwinkel)].

Aus dieser Gleichung kann die Frequenz berechnet werden, wenn  $E$  und  $\vartheta$  bekannt sind.

Die angeführte Gleichung ist einer gründlichen experimentellen Prüfung noch nicht unterworfen worden. Die bis jetzt gewonnene experimentelle Bestätigung ist eher als qualitativ anzusehen <sup>2)</sup>.

Es muß aber betont werden, daß diese Gleichung nur auf den Erhaltungssätzen beruht, und daß also die Gesamtheit der neuesten Ergebnisse im Gebiet der Strahlungserscheinungen sehr stark zu ihren Gunsten spricht.

Alle folgenden Betrachtungen beruhen auf der Annahme, daß jede in der Wilsonschen Kammer beobachtete, im Gase entstandene Elektronenbahn (als Rückstoßstrahl) einem zerstreuten Quant der  $\gamma$ -Strahlung entspricht <sup>3)</sup>.

Aus der statistisch ermittelten Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen können dann unbedingte und sichere Schlüsse auf die Intensitätsverhältnisse in dem primären  $\gamma$ -Spektrum gezogen werden.

Die üblichen, bis jetzt angewandten Methoden der Intensitätsmessung haben sich als nicht genügend erwiesen.

Um die Angaben der photographischen oder der Ionisationsmethode für die Schätzung der Intensität der verwendeten Strahlung ausnutzen zu

<sup>1)</sup> A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483, 1923.

<sup>2)</sup> Eine neue Prüfung an Rückstoßelektronen von sehr kleiner Geschwindigkeit ist in den letzten Tagen von P. Lukirsky durchgeführt und dem 5. Kongress der russischen Physiker im Dezember 1926 vorgetragen.

<sup>3)</sup> Es ist von A. H. Compton und A. W. Simon (Phys. Rev. **25**, 309, 1925) durch Nebelkammeruntersuchung direkt gezeigt worden, daß schon bei härteren Röntgenstrahlen (effektive Wellenlänge  $0,13 \text{ \AA}$ ) der Photoeffekt im Vergleich zum Comptoneffekt unbedeutend ist, indem nämlich in diesem Falle die Zahl der im Gase sekundär ausgelösten Photoelektronen nur etwa  $1,5\%$  der Zahl der Rückstoßelektronen beträgt.

können, muß als Funktion der Wellenlänge bekannt sein: 1. in welchem Verhältnis der beobachtete Effekt (die Schwärzungsdichte der photographischen Platte oder der Ionisationsstrom) zu der diesen Effekt hervorruhenden absorbierten Energie der gemessenen Strahlung steht, und 2., welcher Teil der gesamten zu dem gegebenen Spektralintervall gehörenden primären Intensität in diesen Messungen wirksam ist.

Was diese Fragen anbetrifft, so werden meist einfache, aber wie es scheint, doch nicht sicher begründete und einander widersprechende Ansätze gemacht. So betrachtet z. B. N. Ahmad<sup>1)</sup> die von Ellis photographisch registrierten Intensitäten als proportional den wahren Intensitäten des  $\gamma$ -Linienpektrums. Nach K. W. F. Kohlrausch müssen die ersteren mit einem Faktor, der mit abnehmender Wellenlänge proportional  $\frac{1}{\lambda^3}$  zunimmt, multipliziert werden, um die primären Intensitäten zu erhalten<sup>2)</sup>. Dagegen hat A. Smekal<sup>3)</sup> die Meinung ausgesprochen, daß zwischen den von Ellis beobachteten Intensitäten der  $\beta$ -Emission (im Falle des natürlichen Spektrums) und der Stärke der primären  $\gamma$ -Linien keine systematische Abhängigkeit existiert.

In unserer Methode liefert die Statistik der Rückstoßelektronen unmittelbar die Spektralverteilung der zerstreuten Quanten. Um aus dieser Verteilung die spektrale Zusammensetzung der primären Strahlen zu ermitteln, müssen Ansätze über die Wahrscheinlichkeit der Streuung gemacht werden.

Obschon eine ganz sichere Grundlage für solche Ansätze bis jetzt fehlt, scheint es doch, daß die von Compton vorgeschlagene Lösung des Problems sich dem wirklichen Sachverhalt ziemlich nahe anpaßt und als erste Annäherung dienen kann. Vor allem aber ist zu erwarten, daß der Koeffizient der Streuung in dem betrachteten Spektralintervall nicht sehr wellenlängenempfindlich ist, daß also die im primären Spektrum vorhandene Verteilung durch die in den hier besprochenen Experimenten direkt beobachtbare sekundäre Verteilung ziemlich nahe wiedergegeben wird.

Die Versuchsanordnung. Die Experimentalanordnung ist in ihren Grundzügen in der Fig. 1 wiedergegeben.

<sup>1)</sup> l. c. S. 218.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. **28**, 2, 1927. Die Anwendbarkeit des gewöhnlichen Absorptionsgesetzes wird von dem Autor nur in bezug auf die Fremderregung vermutet. Im wesentlichen aber stimmen die in diesem Falle beobachteten relativen Intensitäten mit den Intensitäten des natürlichen  $\beta$ -Linienpektrums überein.

<sup>3)</sup> Ann. d. Phys. **81**, 399, 1926.

Als Quelle der  $\gamma$ -Strahlen diente teils ein Präparat von  $\text{RaBr}_2$  (15 mg Ra-Element), Anordnung 1, teils stärkere Emanationspräparate<sup>1)</sup> (etwa 100 mg Ra-Äquivalent), Anordnung 2.

Für die Aussonderung des Strahlenbündels dienten Bleiblöcke, deren Abmessungen in der Figur angegeben sind und deren Abstände (sowie die Breite der Spalte) in den verschiedenen Beobachtungsreihen mit der Emanation als Quelle (Anordnung 2) variiert wurden. Die Strahlen wurden immer durch 3 mm Blei gefiltert. Das Filter wurde meistens gerade vor

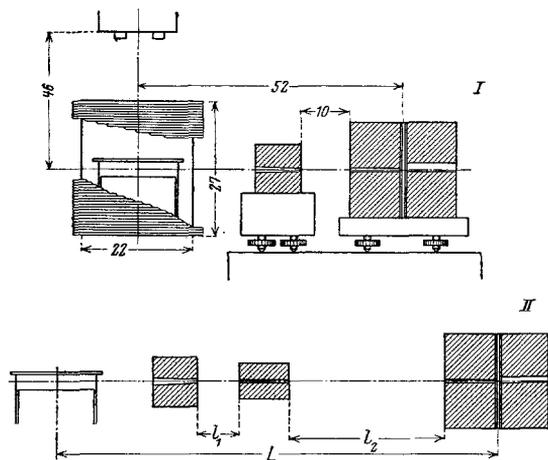


Fig. 1. (Die Abmessungen sind in cm gegeben.)

das Präparat gestellt (wie es in der Figur gezeichnet ist). Als Expansionsapparat diente eine der von C. T. R. Wilson im Jahre 1912 angewandte ähnliche Kammer. Zur Belichtung wurde eine Bogenlampe mit Effektkohlen nach Bremer (Conradty, chromo „Noris“) benutzt, welche auf kurze Zeit mit etwa 100 Amp. belastet wurde.

Ein schwach konvergentes, dem  $\gamma$ -Strahlenbündel entgegengerichtetes Lichtbündel von etwa 1 cm Breite wurde durch die Wolkenkammer geschickt, nachdem die Expansion schon erfolgt war. Dieses wurde durch einen elektromagnetisch ausgelösten Verschluss von Thornton Pickar bewerkstelligt. Ein anderer Verschluss öffnete gleichzeitig die photographischen Objektive.

<sup>1)</sup> Diese Präparate, welche im Staatlichen Radiuminstitut in Leningrad angefertigt waren, wurden mir von Herrn L. V. Mysowsky in liebenswürdiger Weise überlassen.

Nach Ablauf von 0,2 bis 0,3 sec wurden beide Verschlüsse wieder geschlossen. Für die Regulierung der Zeitintervalle diente eine Atwoodsche Fallmaschine.

Für die Stereoköpaufnahmen dienten zwei mit ihren Achsen in einen Abstand von 7,5 cm parallel eingestellte Zeissche „Unar“-Objektive (1 : 4,5 cm Öffnung, 13,6 cm Brennweite).

Die Aufnahmen wurden durchweg unter der Wirkung eines senkrecht zum Strahlenbündel und parallel der optischen Achse des photographischen Apparates gerichteten magnetischen Feldes durchgeführt. Die für die Erzeugung des Feldes (von durchschnittlich etwa 1000 Gauß Stärke) nötige elektrische Leistung, welche zusammen mit der zur Belichtung benutzten, etwa 20 kW betrug, wurde auf kurze Zeit (2 bis 3 sec) dem Netz entnommen, indem der schon vorher gezündete Beleuchtungsbogen vom Ballastwiderstand auf die das Magnetfeld erzeugende Spule umgeschaltet wurde. Die Aufnahmen erfolgten in Intervallen von 10 bis 15 Minuten. Die Spule mußte jedesmal von dem Expansionsapparat entfernt werden, da sonst die durch sie bedingte Erwärmung der Kammerwände schädlich wirkte.

Um die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen, wurde jedesmal die Stromkurve mit Hilfe eines besonders konstruierten registrierenden Ampere-meters auf einer rotierenden Trommel aufgenommen. Dies registrierende Meßinstrument war unmittelbar in Gauß graduiert.

Ein Zentimeter seiner Skale (für die mittleren Werte der Stromstärke) entsprach etwa 3% der Feldstärke; die Feldstärke war  $\frac{1}{2}$  bis auf 1,5% genau zu ermitteln.

Es sind bis jetzt insgesamt 200 stereoskopische Aufnahmen gemacht worden, von welchen aber einige für die Messungen nicht benutzt werden konnten.

Die Krümmungsmessungen. Es wurden verschiedene Methoden für die Ausmessung des Krümmungsradius der Bahnen erprobt. Am zweckmäßigsten erwies sich folgendes einfache Meßverfahren. Die Aufnahmen wurden mit einer etwa zehnfachen Vergrößerung auf ein Blatt Papier projiziert und dann „abgezeichnet“, indem eine große Anzahl dicht aneinander liegender Punkte der Bahn mit Bleistift markiert wurden. Durch Auflegen einer Pause mit eingezeichneten Kreisen von verschiedenen Radien konnte der passende Krümmungsradius leicht bestimmt werden. Die Zeichnungen sind in Fig. 2 bis 6 wiedergegeben.

Die Untersuchung ergab folgendes:

Ist die Energie des Elektrons genügend groß, so ist die Bahnkurve von dem in der Nebelkammer befindlichen Gase so wenig beeinflusst, daß

innerhalb einer „freien Weglänge“ (d. h. zwischen zwei Einzelstreuungen, welche schon bemerkt werden können) die Projektion dieser Bahnkurve

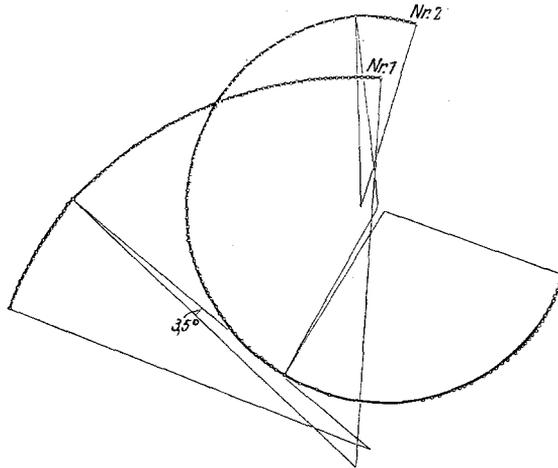


Fig. 2.

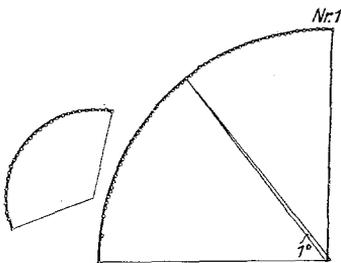


Fig. 3.

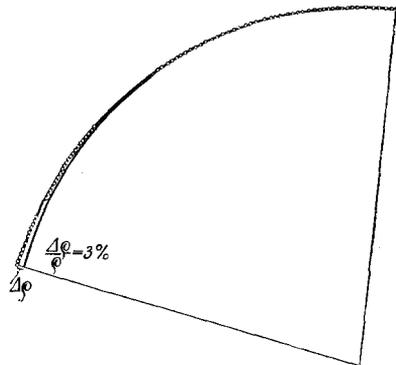


Fig. 4.

Fig. 2 (entspr. d. Fig. 11).

1.  $\psi = 40^\circ$ ,  $\vartheta = 4^\circ$ ,  $H_Q = 6600$ ,  $E = 1530$  kV,  $H_{Q_m} = 6650$ .
2.  $\psi = 40^\circ$ ,  $\vartheta = 10^\circ$ ,  $H_Q = 3260$ ,  $E = 595$  kV,  $H_{Q_m} = 3390$ .

Fig. 3 (entspr. d. Fig. 7).

1.  $\psi = 8^\circ$ ,  $\vartheta = 8^\circ$ ,  $H_Q = 4350$ ,  $E = 890$  kV,  $H_{Q_m} = 4500$ .
2.  $\psi = 10^\circ$ ,  $\vartheta = 13^\circ$ ,  $H_Q = 1640$ ,  $E = 200$  kV,  $H_{Q_m} = 1770$ .

Fig. 4 (entspr. d. Fig. 10).

$$\psi = 2^\circ, \vartheta = 7^\circ, H_Q = 5950, E = 1350 \text{ kV}, H_{Q_m} = 6150.$$

auf der Aufnahme einen glatten Kreisbogen bildet, welcher so regelmäßig ist, daß sein Krümmungsradius bis auf 2 bis 3 % genau bestimmt

werden kann<sup>1)</sup> (vorausgesetzt, daß ein Bogen von genügender Länge, von etwa 60 bis 90°, wie z. B. in Fig. 10 vorliegt). Die Meßgenauigkeit hängt wesentlich von der Länge der ungestörten Bogenstrecke, welche zur Verfügung steht, ab.

Beträgt die Geschwindigkeit mehr als 1000 kV (und das ist für die stärkeren  $\gamma$ -Linien der Fall), so ist die mittlere „freie Weglänge“

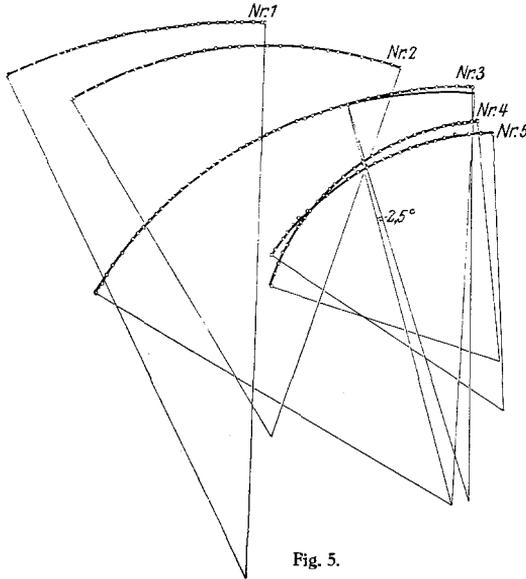


Fig. 5.

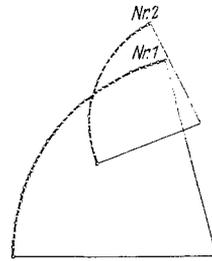


Fig. 6.

Fig. 5 (entspr. d. Fig. 8).

1.  $\psi = 6^\circ$ ,  $\vartheta = 6^\circ$ ,  $Hq = 9300$ ,  $E = 2330$  kV,  $Hq_m = 9600$ .
2.  $\psi = 3^\circ$ ,  $\vartheta = 15^\circ$ ,  $Hq = 6550$ ,  $E = 1520$  kV,  $Hq_m = 7500$ .
3.  $\psi = 6^\circ$ ,  $\vartheta = 10^\circ$ ,  $Hq = 6900$ ,  $E = 1620$  kV,  $Hq_m = 7300$ .
4.  $\psi = 3^\circ$ ,  $\vartheta = 7^\circ$ ,  $Hq = 4000$ ,  $E = 790$  kV,  $Hq_m = 4070$ .
5.  $\psi = 5^\circ$ ,  $\vartheta = 8^\circ$ ,  $Hq = 4650$ ,  $E = 980$  kV,  $Hq_m = 4800$ .

Fig. 6 (entspr. d. Fig. 9).

1.  $\psi = 9^\circ$ ,  $\vartheta = 14^\circ$ ,  $Hq = 3640$ ,  $E = 700$  kV,  $Hq_m = 3880$ .
2.  $\psi = 12^\circ$ ,  $\vartheta = 26^\circ$ ,  $Hq = 2030$ ,  $E = 280$  kV.

Die Kreisbogen entsprechen den in Fig. 7 bis 11 mit kleinen Pfeilen verzeichneten Bahnen.

schon so groß, daß die Einzelstreuung sich als sehr wenig störend erweist<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> In günstigen Fällen, von welchen einer in Fig. 10 vorliegt, können diese Messungen wohl noch genauer durchgeführt werden.

<sup>2)</sup> In diesem Geschwindigkeitsgebiet werden kurze  $\beta$ -Strahlenbahnen, deren Krümmung annähernd bestimmt werden kann, nur dann beobachtet, wenn das Elektron unter solchen Umständen ausgestrahlt wird, daß nur eine kurze Anfangs-

Wenn die Energie des Elektrons abnimmt, so wächst die Anzahl der Einzelstreuungen schnell an <sup>1)</sup>.

Das Auftreten der Einzelstreuung, welche sich als ein Knick der Bahnkurve äußert, kann wohl jedes Mal aufgedeckt werden, auch wenn

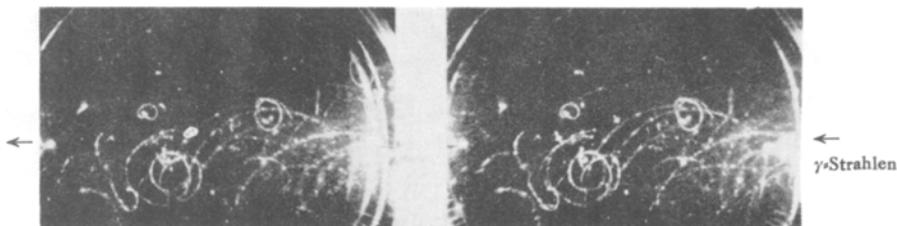


Fig. 7.  $H = 1140$ .

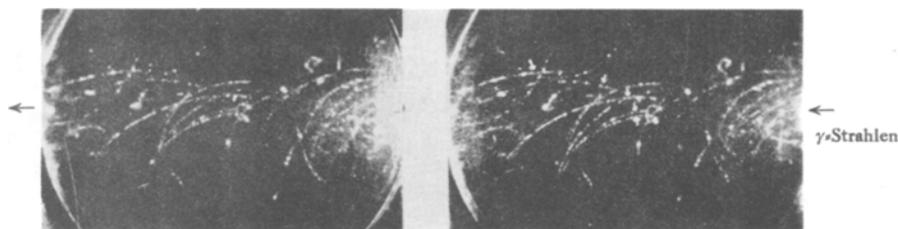


Fig. 8.  $H = 1030$ .

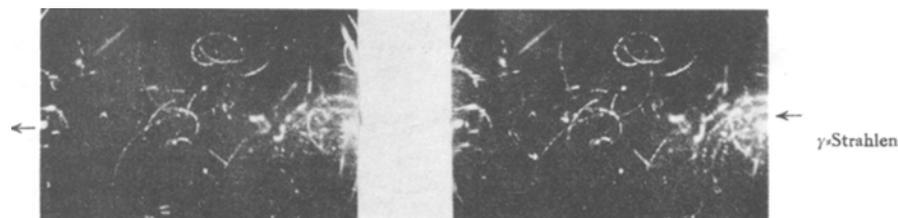


Fig. 9.  $H = 1100$ .

Verkleinerung etwa im Verhältnis 1 : 3,1.

Die Richtung der Geschwindigkeit — gegen den Uhrzeiger.

strecke der Bahn in dem belichteten Gebiet liegt. Bei den hier in Betracht kommenden Anfangsrichtungen (siehe weiter unten) sind es nur seltene Ausnahmefälle.

<sup>1)</sup> Da für die Genauigkeit der Messung die Winkelgröße der Bogenlänge maßgebend ist, so wird das Anwachsen des mittleren Meßfehlers, welches parallel mit der Verkleinerung der „freien Weglänge“ geht, in gewissem Maße dadurch kompensiert, daß gleichzeitig der Krümmungsradius abnimmt.

der betreffende Winkel sehr klein ist, vorausgesetzt, daß die Aufnahmen die Bahnkurve genügend scharf definieren <sup>1)</sup>).

Auf der Fig. 3 sieht man eine Bahn, bei welcher die durch eine Einzelstreuung bewirkte Ablenkung des  $\beta$ -Strahles in der Projektions-

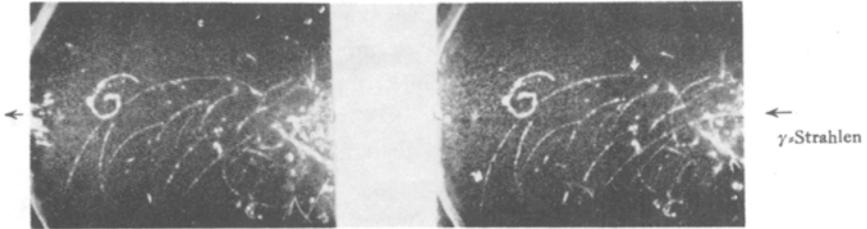


Fig. 10.  $H = 1030$ .

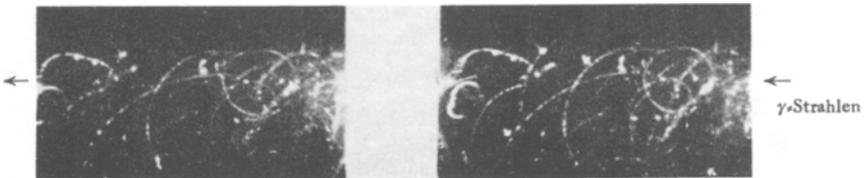


Fig. 11.  $H = 1050$ .

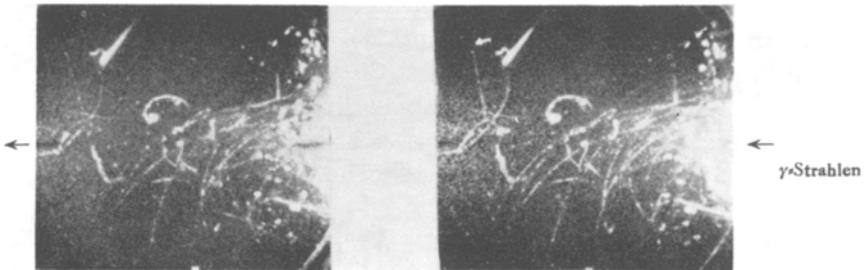


Fig. 12.  $H = 1030$ .

Verkleinerung etwa im Verhältnis 1 : 3,1.

Die Richtung der Geschwindigkeit — gegen den Uhrzeiger.

ebene nur etwa  $1^\circ$  beträgt. (Im dreidimensionalen Bilde sieht man diese Ablenkung sehr deutlich, da sie eine größere Komponente senkrecht zu

<sup>1)</sup> Das hängt von den Bedingungen der Expansion ab. So ist z. B. die in Fig. 10 reproduzierte Aufnahme günstiger als die auf Fig. 8, wo die Bahnen etwas diffus sind.

der Bildebene hat.) Bei Krümmungsmessungen könnte ein so kleiner Knick übersehen werden und die von ihm bewirkte Störung der Unvollkommenheit der Zeichnung zugeschrieben werden. Das Resultat der Messung wäre aber dadurch nicht wesentlich beeinflusst worden, nämlich um nicht mehr als 2 bis 3 %.

Wenn die Knicke schon oft vorkommen, so ist die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß in Einzelfällen, wenn nur kleine ungestörte Bogenstrecken zur Verfügung stehen, die Krümmungsmessung mit größerem Fehler von 10 bis 20 % behaftet sein wird und daß die Zerlegung der Bahn in einzelne Kreisbögen dann nicht ganz eindeutig ausfällt. Wenn aber die Geschwindigkeit mehr als etwa 300 kV beträgt ( $H\varrho > 2000$ ), so sind es nur seltene Fälle<sup>1)</sup>.

Bei kleineren Geschwindigkeiten kommen schon öfter solche Fälle vor, wo nur ein angenäherter  $H\varrho$ -Wert aus den Messungen gefolgert werden kann.

Die Winkelmessungen. Zu den Winkelmessungen wurde ein Stereokomparator von Pulfrich verwendet<sup>2)</sup>. Für die Ausmessung der sekundären  $\beta$ -Strahlen von kleinerer Geschwindigkeit (im Röntgengebiet) ist dieses Meßinstrument von D. H. Louhridge<sup>3)</sup> benutzt worden. Es muß betont werden, daß bei den hier in Betracht kommenden Größen der  $\beta$ -Energie die Verhältnisse bedeutend günstiger liegen. Die Bestimmungsstücke, welche die räumliche Orientierung einer Strecke festlegen, werden bei dieser Methode dadurch ermittelt, daß die Projektionen dieser Strecke auf drei orthogonalen Bezugsachsen unmittelbar ausgemessen werden. Die Genauigkeit der Messung hängt wesentlich von der Länge der betreffenden Strecke ab. Wären die Beobachtungen ohne Magnetfeld durchgeführt worden, so würde bei den schnellsten  $\beta$ -Strahlenbahnen die Streckenlänge nur durch die Abmessungen des Nebelapparates und die Breite des verwendeten Lichtbandes begrenzt sein. Die vom Magnetfeld verursachte Krümmung beeinflusst nur die in der Bildebene liegende Komponente der Bahn. Was diese Komponente anbetrifft, so kann die

<sup>1)</sup> In mehreren Fällen ist bemerkt worden, daß die unstetige Änderung der Bewegungsrichtung von einer spontanen, manchmal sehr bedeutenden Änderung der Größe der Geschwindigkeit begleitet ist. Diesbezügliche Betrachtungen, sowie die statistischen Angaben über die Häufigkeit der Einzelstreuprozesse werden später mitgeteilt.

<sup>2)</sup> Diese Messungen konnten dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen des Herrn Prof. Dr. A. K. Saizev in dem geodätischen Kabinett des Polytechnischen Instituts durchgeführt werden.

<sup>3)</sup> Phys. Rev. **26**, 697, 1925.

Messung auch bei sehr kleinen Bahnstrecken mit großer Genauigkeit durchgeführt werden<sup>1)</sup>. Die der gemeinsamen Richtung des magnetischen Feldes und der optischen Achse des photographischen Apparates parallele Komponente wird durch Parallaxenmessung bestimmt. Da bei ungestörter Schraubenbewegung die Neigung ( $\psi$ ) der Bahn gegen die Richtung des Magnetfeldes konstant bleibt, können für die Ermittlung dieser Neigung größere Strecken ausgenutzt werden. Die mittels des Stereokomparators durchgeführten Messungen erlaubten die Werte des Winkels  $\vartheta$  bis zu etwa 2 bis 3° genau zu ermitteln<sup>2)</sup>.

Die Versuchsergebnisse. Für die in dieser Arbeit durchgeführte statistische Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung sind nur solche  $\beta$ -Strahlenbahnen in Betracht gezogen, welche unter den Winkeln  $\vartheta < 20^\circ$  ausgestrahlt waren. Die Energie solcher „longitudinaler“  $\beta$ -Strahlen

---

<sup>1)</sup> Die Einstellung der Marke des Okularmikrometers ist in diesem Falle bis auf 0,01 bis 0,02 mm genau möglich und die Projektionen der Streckenlänge werden durch die mikrometrisch gemessenen Verschiebungen der Meßmikroskope direkt gegeben.

<sup>2)</sup> Die Richtungsbestimmungen der Anfangsgeschwindigkeit wurden so durchgeführt, daß man gesondert folgende Größen bestimmte: 1. Den Winkel  $\varphi$ , welchen die in die Bildebene fallende Komponente der Anfangsgeschwindigkeit mit der zu dieser Ebene parallelen Richtung der primären Strahlen bildet, und 2. die konstante Neigung ( $\psi$ ) der Bahntangente gegen die Bildebene. Auf Grund dieser Bestimmungen wurde schließlich der Winkel  $\vartheta$  berechnet. Die Länge des Anfangselements der Bahnkurve, welches die Richtung der Anfangstangente in der Bildebene definierte, betrug bei langsameren Elektronen etwa 0,5, bei schnelleren 1 mm (auf photographischer, im Verhältnis 1:2,5 verkleinerter Abbildung gemessen). Für die Parallaxenmessungen konnte meist eine mehr als 5 mm lange Strecke der Bahnabbildung ausgenutzt werden. Bei den hier in Betracht kommenden Winkelwerten und Verrückungen konnte angenommen werden, daß die in der Richtung der optischen Achse (im realen Raume) gemessene Entfernung ( $\Delta z$ ) zweier Punkte der entsprechenden Parallaxendifferenz ( $\Delta n$ ) proportional sei; bei der verwendeten Anordnung betrug  $\Delta z$  in Millimeter 15  $\Delta n$ , wenn  $n$  die in Millimeter gegebene Ablesung des Parallaxenmikrometers ist. Die Genauigkeit der Einstellung der wandernden Marke hängt wesentlich von der Schärfe der photographischen Abbildung ab. Unter günstigen Umständen ist bei einer Einzeleinstellung die Parallaxenablesung bis auf 0,01 bis 0,015 mm genau. Sonst ist es immer möglich durch Wiederholen der Einstellung und Mittelwertbildung diese Messung bis auf 0,02 bis 0,03 mm genau durchzuführen. Aus der bekannten Parallaxendifferenz der Endpunkte der gewählten Bahnstrecke und der mittels der Okularskala des Komparators gemessenen Länge  $\Delta s$  der Projektion dieser Strecke wurde der Winkel  $\psi$  nach der Formel  $\operatorname{tg} \psi = \frac{15 \Delta n}{2,5 \Delta s}$  berechnet. Meistens wurden mehrere Teilstrecken der Bahnkurve untersucht, und wenn keine sprunghaften Änderungen der Neigung der Schraubenbahn bemerkt waren, so wurde der Mittelwert aus allen diesen Messungen berechnet.

liegt der maximalen, bei gegebenem  $h\nu$  möglicher Rückstoßenergie, welche dem Winkel  $\vartheta = 0$  entspricht, nahe.

In diesem Winkelbereich können die oben beschriebenen Messungen mit Erfolg durchgeführt werden. Die Neigung der Bahnkurve gegen die Bildebene ist dann immer genügend klein, damit die für die Messung nötige größere Bahnstrecke noch sichtbar wäre<sup>1)</sup>.

In diesem Winkelbereich kann man auch die zentrale Projektion der photographischen Abbildung genügend genau als Parallelprojektion ansehen. Der Krümmungsradius der Bahnabbildung definiert also die in der Bildebene liegende Komponente der Bewegungsgröße. Um den dem vollen Betrag des Geschwindigkeitsvektors entsprechenden  $Hq$ -Wert zu berechnen, sind die direkt gemessenen  $Hq$ -Werte durch  $\cos \psi$  (dessen Wert aus Stereokomparatormessungen bekannt ist) zu dividieren. Die Division bewirkt aber immer nur eine kleine Änderung des Resultats, welche in der Mehrzahl der Fälle nicht zu berücksichtigen war.

Wenn alle schon besprochenen Bestimmungsstücke der  $\beta$ -Strahlenbahn bekannt sind, so ist es möglich, für den einzelnen Rückstoßstrahl auf Grund der Gleichung (D.-C.) die primäre Frequenz zu berechnen. Anstatt dieser Frequenz ist weiter unten die sie repräsentierende Größe  $Hq_{\max}$  welche der maximalen Rückstoßenergie  $E_{\max} = \frac{2\alpha h\nu}{1+2\alpha}$  entspricht, gegeben. Die direkten Meßangaben sind also auf den  $Hq$ -Wert, welcher bei gegebenem  $h\nu$  dem Winkel  $\vartheta = 0$  entspricht, reduziert. Die für diese Reduktion nötige Korrektur wurde graphisch ermittelt.

Es muß betont werden, daß diese Korrektur in der Mehrzahl der Fälle ganz klein ist, so daß schon annähernde Werte des Winkels  $\vartheta$  genügen. Für mittelharte  $\gamma$ -Strahlen (der Parameter  $\alpha$  von der Ordnung 1) und für mittlere Werte des Winkels  $\vartheta$  (etwa  $10^\circ$ ) ist diese Korrektur von der Ordnung 3% des  $Hq$ -Wertes, so daß hier die Fehler der Winkelmessungen gar nicht in Betracht kommen. Für größere  $\alpha$ -Werte kann der Einfluß der Winkelgröße in Grenzfällen ( $\vartheta$  nahe  $20^\circ$ ) bedeutend sein. Als ein Befund der durchgeführten Winkelmessungen zeigt sich, daß im Falle harter  $\gamma$ -Strahlen (die Linien bei  $h\nu = 1426$  und  $1778$  kV) und entsprechend sehr schnellen  $\beta$ -Strahlen eine starke Konzentration der Anfangsrichtungen bei kleineren Winkelwerten (ein scharf ausgeprägtes Maximum der Verteilungskurve bei etwa  $8^\circ$ ) statt hat. Dank

<sup>1)</sup> In Fig. 8 sieht man mehrere „longitudinale“  $\beta$ -Strahlenbahnen. Dagegen gehören die kurzen Bogen der Fig. 9 zu dem „transversalen“  $\beta$ -Strahlentypus.

dieser günstigen Eigentümlichkeit<sup>1)</sup> des Verteilungsgesetzes sind auch die zu diesem Gebiet des  $\gamma$ -Spektrum gehörenden  $HQ_{\max}$ -Werte nicht wesentlich durch die Fehler der Winkelmessungen beeinflusst. (In diesem Geschwindigkeitsgebiet können außerdem die Winkelbestimmungen mit größerer Genauigkeit durchgeführt werden, da die Bahnen sehr wenig durch Einzelstreuung gestört sind.)

In Fig. 13 ist in graphischer Darstellung die Verteilung der  $HQ_{\max}$ -Werte von etwa 160 Elektronen, welche den oben gestellten Beschränkungen genügen, gegeben<sup>2)</sup>.

Auf dem Diagramm sind die  $HQ_{\max}$ -Werte logarithmisch eingetragen. Die Anzahl der Flächenstücke, welche über einem gegebenen Teilintervall der  $HQ$ -Skale aufgetragen sind, ist der Zahl der beobachteten Elektronen, für welche der  $HQ_{\max}$ -Wert im Bereich dieses Intervalls gefunden war, gleich. Im Gebiet der langsameren  $\beta$ -Strahlen sind die Intervalle (etwa 8% des  $HQ$ -Wertes) zweimal so groß wie für härtere Strahlen. Außerdem haben zwei besondere  $HQ$ -Intervalle eine abweichende Größe erhalten. Immer aber ist jedem beobachteten Elektron eine bestimmte in verschiedenen Bereichen gleich große Fläche des Diagramms zugeordnet. Das ganze Zahlenmaterial ist auch in Fig. 14, wo jedes einzelne Elektron durch einen kleinen Kreis repräsentiert ist, wiedergegeben. In der Fig. 13 sind dann nach den Angaben von C. D. Ellis<sup>3)</sup> und J. Thibaud<sup>4)</sup> die für die bekannten  $\gamma$ -Linien berechneten  $HQ_{\max}$ -Werte entsprechend der folgenden Tabelle angegeben<sup>5)</sup>.

<sup>1)</sup> Aus 60 Bahnen, für welche der Parameter  $\alpha > 2,5$  gefunden war, sind 44 mit dem Winkel  $\vartheta < 10^\circ$  registriert; 11 gehören zu dem Winkelintervall  $10^\circ < \vartheta < 16^\circ$ , und nur für fünf ist  $\vartheta > 16^\circ$ . Nach den Aussagen der Comptonschen Theorie war eine solche Verteilung nicht zu erwarten. Es sei bemerkt, daß ein ausgeprägtes, dem beobachteten ähnliches Maximum für das betrachtete Frequenzgebiet dem Wahrscheinlichkeitsansatz entspricht, auf welchem die von Debye vorgeschlagene Lösung des Intensitätsproblems der Streuung begründet ist (Phys. ZS. **24**, 165, 1923). Was die Frage nach der Richtungsverteilung der Rückstoßelektronen betrifft, so sind die Messungen noch im Gange, und die Ergebnisse werden später veröffentlicht werden.

<sup>2)</sup> Die Ergebnisse der früheren, nach einer anderen Methode an demselben Material durchgeführten Messungen sind schon in Nature **118**, 553, 1926 publiziert worden. Die Winkelabhängigkeit war damals nicht berücksichtigt (die  $HQ$ -Werte nicht auf  $\vartheta = 0$  reduziert worden). Einige Fälle, solche, wo das Anfangsstück der Bahn nicht genügend scharf auf den Aufnahmen abgebildet war, um Winkelmessungen durchzuführen, oder wo der gemessene Winkelwert etwas größer als  $20^\circ$  gefunden war, sind jetzt nicht mitgezählt.

<sup>3)</sup> C. Ellis und W. Wooster, Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 853, 1925.

<sup>4)</sup> Ann. de phys. **5**, 119, 1925.

<sup>5)</sup> Die Linien sind nach J. Thibaud numeriert.

Die Intensitätswerte, welchen die Länge der in dem Diagramm die einzelnen Linien repräsentierenden Strecken

$N$	$h\nu$ (kV)	$E_{\max}$ (kV)	$Hq_{\max}$
4	426	265	1960
5	466	300	2100
6	507	338	2280
7	610	430	2625
9	771	579	3205
10	938	737	3790
11	1129	918	4440
12	1243	1040	4875
13	1426	1205	5450
14	1778	1550	6650
15	2210	1980	8120

proportional ist, sind der Arbeit von K. W. F. Kohlrausch entnommen<sup>1)</sup>. Das sind die Intensitäten der jeder Linie entsprechenden

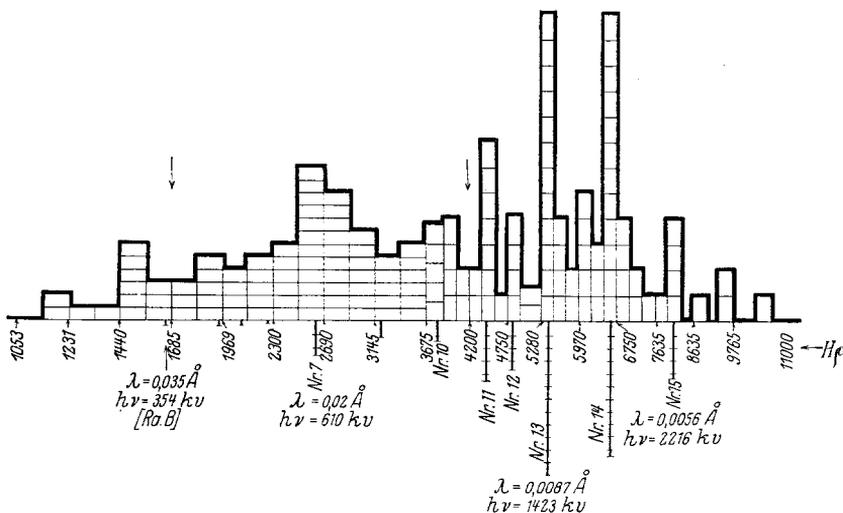


Fig. 13.

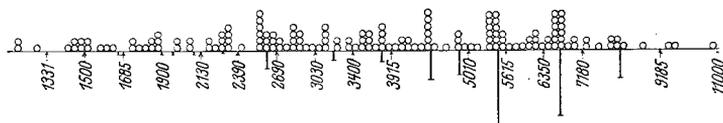


Fig. 14.

Rückstoßstrahlung (für  $\vartheta < 20^\circ$ ), welche zu erwarten sind, wenn die Intensitätsschätzung von Thibaud und Ellis als der wahren Inten-

<sup>1)</sup> l. c. S. 7.

sität der photoelektrischen  $\beta$ -Emission proportional angenommen wird und die Gültigkeit des  $\lambda^3$ -Gesetzes für die photoelektrische Absorption vorausgesetzt wird. (Die Wahrscheinlichkeit des Rückstoßes ist berücksichtigt, indem ein auf Grund der Theorie von Compton berechneter, mit abnehmender Wellenlänge etwas abnehmender Faktor eingeführt ist.)

Die in der Fig. 13 dargestellten Ergebnisse der statistischen Untersuchung können nur in erster Annäherung die gesuchte Verteilung bestimmen, da die Zahl der registrierten Fälle noch nicht genügend groß ist. Die Grundzüge aber sind schon jetzt festgestellt. Die nach der (D.-C.)-Formel zu erwartende Beziehung mit dem photoelektrisch ermittelten Spektrum ist auffällig und bildet eine neue starke Stütze für die Identifizierung der untersuchten sekundären Elektronen mit den Comptonschen Streuelektronen. Auch kann diese Koinzidenz als eine quantitative Bestätigung der Gleichung (D.-C.) für den elementaren Streuprozess angesehen werden.

Den stärkeren  $\gamma$ -Linien entsprechen ausgeprägte Maxima der sekundären  $\beta$ -Emission. Das Verteilungsdiagramm scheint auch die Anwesenheit einer außerhalb des bekannten Linienspektrums verteilten  $\gamma$ -Energie zu zeigen. Diese Energie, welche teilweise den schwächeren noch nicht registrierten  $\gamma$ -Linien zuzuschreiben ist, kann auch sekundären Ursprungs sein. Daß dem primären  $\gamma$ -Linienspektrum immer ein sekundäres, kontinuierliches, durch Zerstreung der primären Strahlen in der radioaktiven Substanz erzeugtes Spektrum überlagert sei, ist höchst wahrscheinlich, was bekanntlich L. Meitner hervorgehoben hat<sup>1)</sup>. Eine Modifizierung der spektralen Zusammensetzung kann auch dadurch erfolgen, daß die primäre Strahlung durch die Wände der zur Ablendung dienenden Bleispalte zerstreut wird. Durch Zerstreuen unter einem verhältnismäßig sehr kleinem Streuwinkel können die Linien der harten  $\gamma$ -Strahlen schon merklich verschoben werden.

Da die Zahl der beobachteten Fälle noch zu gering und für einige Bereiche völlig ungenügend ist, so können auch die zufälligen Schwankungen der statistischen Verteilung die Form des Verteilungsdiagramms noch bedeutend beeinflussen. Um über diesen Einfluß urteilen zu können, ist eine Zerlegung des ganzen statistischen Materials in zwei Summanden unternommen worden.

In der Fig. 15 sind die Ergebnisse zweier Beobachtungsserien dargestellt, welche die gleiche Anzahl der Bahnen geliefert haben. Die

<sup>1)</sup> ZS. f. Phys. **22**, 334, 1924.

erste Serie (in chronologischer Ordnung) enthält alle Aufnahmen, welche mit der Anordnung I (RaBr<sub>2</sub>-Quelle) gewonnen sind, die zweite diejenige mit der Anordnung II (Emanationsquelle). Innerhalb der zweiten Serie war die Blendenanordnung noch variiert worden (verschiedene Spaltbreite und Entfernungen). Die beiden Teildiagramme sind merklich verschieden, und in der zweiten ist der Grundcharakter der Verteilung bedeutend gestört<sup>1)</sup>. Es hat den Anschein, als ob diese Störung von systematischer Art ist. Um sich von einem möglichen, aber unbekanntem Einfluß der

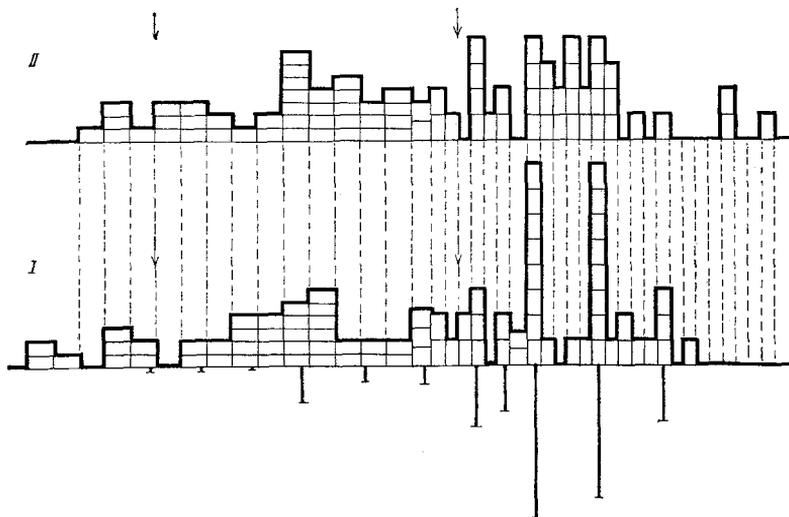


Fig. 15.

Beobachtungsbedingungen frei zu machen, haben wir noch eine andere Zerlegung vorgenommen. Die in chronologischer Ordnung ihrer Entstehung nummerierten Aufnahmen wurden in drei Serien geteilt, indem in

<sup>1)</sup> Das zu den stärksten  $\gamma$ -Linien gehörende Stück ( $5300 < H\varphi_{\max} < 6750$ ) des Diagramms ist völlig unsymmetrisch geteilt. Die in der zweiten Teilserie mit ihren  $H\varphi$ -Werten zwischen die beiden Linien fallenden Bahnen sind sorgfältig wieder gemessen worden, und diese  $H\varphi$ -Werte sind nicht als durch zufällige Fehler von den Hauptlinien verschoben anzusehen. Die Möglichkeit eines systematischen Fehlers, welche innerhalb einer bestimmten Reihenfolge der Beobachtungen bestanden hat und die Messungen störte, scheint ausgeschlossen zu sein. Wenn die zweite Serie weiter unterteilt wird, so zeigt sich, daß die betreffenden  $H\varphi$ -Werte größtenteils durch die mit breitem Spalte (8 mm) durchgeführten Beobachtungen geliefert sind. Die 50 bei 8 mm Spaltbreite erhaltenen Bahnen ergaben sechs solcher Fälle ( $5700 < H\varphi_{\max} < 6300$ ), die 30 mit 5 mm Breite keine. Diese Anhäufung kann gewiß als zum Teil rein zufällig angesehen werden.

jeder Serie die bei einer bestimmten Anordnung durchgeführten Beobachtungen vereinigt wurden<sup>1)</sup>.

Alle drei Teilserien wurden halbiert, so daß innerhalb jeder Serie in die erste Hälfte alle mit niedrigeren Ordnungsnummern versehenen Aufnahmen aufgenommen wurden, in die zweite die mit höheren. Die ersten Hälften wurden dann vereinigt, die zweiten ebenfalls und die Resultate in Fig. 16 zusammengestellt<sup>2)</sup>.

Die Spektralgrenze. Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse können sichere Schlüsse über die Spektralgrenze der  $\gamma$ -Strahlung gezogen

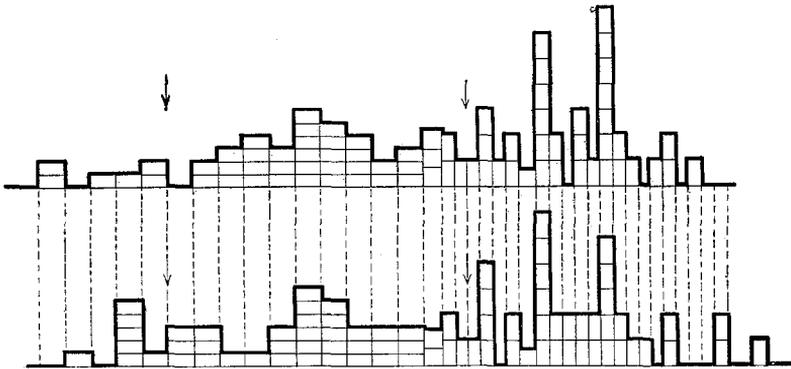


Fig. 16.

werden. Die spektrographische Methode versagt in dem Grenzgebiet des  $\gamma$ -Spektrums wegen der ungenügenden Intensität der betreffenden Linien. Die „Empfindlichkeit“ der durchgeführten statistischen Methode hängt wesentlich nur von der Zahl der Beobachtungen ab. Es muß betont werden, daß es auf die Größe der  $\beta$ -Energie hier nicht ankommt, daß nämlich  $\beta$ -Strahlenbahnen von außerordentlich großer Energie photographiert werden können. Die Fig. 12 zeigt eine (mit kleinen Pfeilen

<sup>1)</sup> Die Spaltbreite  $d$  und die Entfernungen  $l_1$ ,  $l_2$  und  $L$  (entsprechend der Fig. 1) hatten in diesen drei Serien folgende Werte: I. Serie —  $d = 0,4$  cm,  $L = 50$  cm; II. Serie —  $d = 0,8$  cm,  $l_1 = 8$  cm,  $l_2 = 20$  cm; III. Serie —  $d = 0,5$  cm,  $l_1 = 15$  cm,  $l_2 = 12$  cm,  $L = 80$  cm.

<sup>2)</sup> Die statistischen Angaben sind noch zu unbestimmt, um über den Einfluß der Beobachtungsbedingungen zu urteilen. Wenn ein solcher Einfluß vorhanden ist, so müßte man auf eine sehr starke Streubetätigung der der Strahlungsquelle nahe liegenden Teile der Spaltwände schließen. Der Winkelbereich, innerhalb welchem der Streueinfluß noch möglich ist, würde dann von der Breite der Spalte abhängen. Da die Wellenlängenänderung proportional  $\sin^2 \theta/2$  (wo  $\theta$  der Streuwinkel ist) anwächst, so ist es möglich, daß bei schmalerem Spalt (4 mm) die verschobene Linie von der primären nicht zu trennen war, bei breiterem (8 mm) aber die Linien schon aufgelöst waren.

verzeichnete) außerhalb des  $\gamma$ -Bündels entstandene Bahn unbekanntem Ursprungs von so großer Energie, daß die Krümmung nicht meßbar ist. Wenn die üblichen Formeln hier angewandt werden können, so ist die untere Grenze der Energie auf etwa 20 000 kV abzuschätzen<sup>1)</sup>.

Das von Ellis berechnete  $\gamma$ -Linienspektrum hat eine Grenze bei  $= 0,0056 \text{ \AA}$  ( $h\nu - 2219 \text{ kV}$ ). Es war aber vorauszusehen, daß noch eine härtere  $\gamma$ -Strahlung von geringerer Intensität existiert. Solche schwächere  $\gamma$ -Linien sind durch die Rückstoßemission zum Vorschein gekommen. Die schnellste vom  $\gamma$ -Bündel stammende  $\beta$ -Strahlenbahn ist mit  $H\varrho = 10\,700$  und  $\vartheta = 3^\circ$  registriert [ $H\varrho_{\max} = 10\,800$ ;  $E_{\max} = 2800 \text{ kV}$ ]<sup>2)</sup>.

Die für diesen Rückstoßstrahl berechnete primäre Frequenz entspricht etwa 3000 kV ( $\lambda = 0,004 \text{ \AA}$ ).

Die Koinzidenz mit der von R. W. Gurney<sup>3)</sup> festgestellten Grenze des natürlichen  $\beta$ -Strahlenspektrums ist auffällig.

Da die Existenz einer scharf ausgeprägten oberen Frequenzgrenze bei etwa 3000 kV festgestellt war, so war es möglich, noch eine weitere Prüfung der durch die (D.-C.) Formel ausgedrückten Gesetzmäßigkeit durchzuführen, nämlich zu prüfen, ob auch bei größeren Werten ( $> 20^\circ$ ) des Winkels  $\vartheta$  der maximale, dem betrachteten Winkel  $\vartheta$  und der Grenzfrequenz entsprechende  $H\varrho$ -Wert nicht überschritten wird. Es sind noch etwa 65 solcher  $\beta$ -Strahlen untersucht worden. Wenn der Winkel  $\vartheta$  beträchtlich ist, kann die Messung nur in günstigen Fällen, nämlich nur dann, wenn die Neigung der Bahn gegen die Bildebene nicht zu groß und außerdem die Energie nicht zu klein ist, durchgeführt werden.

Es sei bemerkt, daß noch eine andere von der spektralen Zusammensetzung der verwendeten Strahlen unabhängige Beschränkung für die möglichen  $H\varrho$ -Werte besteht. Aus der Formel (D.-C.) folgt nämlich,

<sup>1)</sup> Die Bahn hat ein für die Elektronenbahnen charakteristisches Aussehen und ist nicht einer anderen ionisierenden Partikel, z. B. H-Teilchen, zuzuschreiben. Auf die Möglichkeit der Entstehung in der Atmosphäre, nämlich im Felde der Gewitterwolke, der Elektronen von außerordentlich großer Energie ( $10^9 \text{ V}$ ) hat neuerdings C. T. R. Wilson hingewiesen (Proc. Camb. Phil. Soc. **22**, 534, 1926).

<sup>2)</sup> Infolge eines Versehens ist die betreffende Aufnahme bei den früheren in Nature (l. c.) publizierten Messungen nicht berücksichtigt worden. Es sei noch bemerkt, daß, obschon in diesem Grenzgebiet die Meßfehler infolge bedeutender Winkelabhängigkeit der Geschwindigkeit und zu kleiner Krümmung unter Umständen beträchtlich sein können, die im Texte angeführte Aufnahme einen ganz sicheren  $H\varrho$ -Wert geliefert hat (der Meßfehler ist nicht größer als etwa 3 bis 4 %).

<sup>3)</sup> Proc. Roy. Soc. **109**, 549, 1925.

daß für jede Anfangsrichtung (wenn  $\vartheta > 0$  ist) ein endlicher Grenzwert der Energie,  $E = \frac{1030}{\text{tg}^2 \vartheta}$  kV existiert, welcher bei  $\nu = \infty$  erreicht wird und nicht übertroffen werden kann.

Die Ergebnisse der bei  $\vartheta > 20^\circ$  durchgeführten Messungen sind in der Fig. 17 dargestellt. Die ausgezogene Kurve entspricht dem Grenzwert der  $\gamma$ -Frequenz (3000 kV), und die punktierte beschränkt den Bereich der von der D.-C.-Gleichung zugelassenen Werte<sup>1)</sup>.

Von 65 untersuchten  $\beta$ -Strahlenbahnen ist nur ein der Spektral-  
grenze widersprechender  $H\varrho$ -Wert gefunden worden. Dieser  $H\varrho$ -Wert

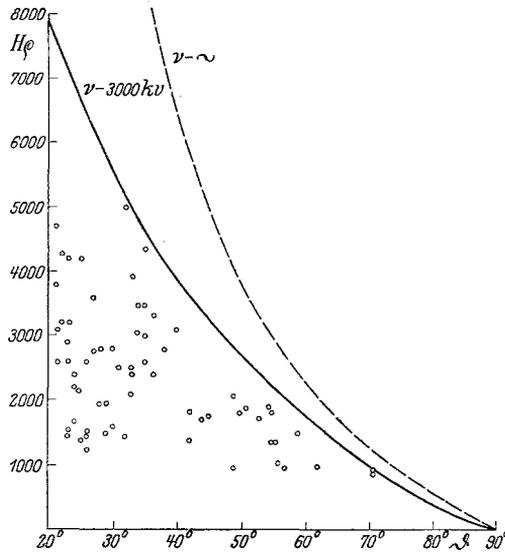


Fig. 17.

[nämlich 4000 bei  $\vartheta = 55^\circ$ ]<sup>2)</sup> ist aber mit der Gleichung (D.-C.) überhaupt nicht verträglich (da er sonst für  $\vartheta = 55^\circ < 2900$  sein müßte) und ist vermutlich einer fremden  $\gamma$ -Quelle zuzuschreiben.

Die Intensitätsverhältnisse. Die geplante Fortsetzung der Beobachtungen wird erlauben, die Frage nach den relativen Intensitäten der einzelnen Linien genau zu beantworten. Einige Tatsachen kann man

<sup>1)</sup> Für das Verteilungsgesetz sind diese Daten gar nicht maßgebend, da solche Fälle, wo der  $H\varrho$ -Wert nicht meßbar war (zu große Neigung gegen die Bildebene, oder zu kleine Energie), nicht mitgezählt sind.

<sup>2)</sup> In Fig. 17 ist dieser Wert nicht eingetragen.

aber schon jetzt feststellen. Es ist klar, daß, um aus den photoelektrisch gemessenen Intensitätswerten (im Falle der natürlichen  $\beta$ -Emission sowie bei „Fremderregung“) die Intensitäten der primären  $\gamma$ -Linien zu ermitteln, die ersteren mit einem Faktor  $f(\lambda)$ , welcher mit abnehmender Wellenlänge schnell anwächst, multipliziert werden müssen.

Die Annahme, daß  $f(\lambda)$  in erster Annäherung proportional  $1/\lambda^3$  ist, scheint für  $\lambda < 0,013 \text{ \AA}$  ( $H\varrho_{\max} > 3800$ ) in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund zu sein. Es ist noch nicht klar, in welchem Maße die berechneten Intensitäten zu den Ergebnissen der Statistik im Gebiet  $\lambda > 0,013 \text{ \AA}$  passen. A priori kann für die kleineren  $H\varrho$ -Werte eine wesentliche Diskrepanz erwartet werden. Es scheint aber außer Zweifel zu sein, daß eine gesetzmäßige Abhängigkeit zwischen den durch „innere“ photoelektrische Umwandlung erzeugten Intensitäten des  $\beta$ -Linienspektrums und den primären Intensitäten der  $\gamma$ -Linien existiert. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß die Existenz der starken Linie ( $h\nu = 1426 \text{ kV}$ ), welche von Ellis berechnet, aber in dem von Thibaud<sup>1)</sup> beobachteten, durch „Fremderregung“ erzeugten  $\beta$ -Linienspektrum nicht gefunden war, durch unsere Rückstoßstrahlbeobachtungen gefördert wird<sup>2)</sup>.

Die von uns ermittelten Intensitätsverhältnisse, welche von den Angaben der spektrographischen Methode nicht wesentlich abweichen, sind mit den Ergebnissen der Ionisationsmethode nicht verträglich<sup>3)</sup>. Die Intensitätsverteilung wurde von Ahmad<sup>4)</sup> aus den Messungen der Absorption und Streuung ermittelt. Seine Aussagen können direkt mit den unseren verglichen werden. Für zwei Spektralgebiete mit mittleren Wellenlängen von bzw. etwa  $0,02$  und  $0,008 \text{ \AA}$  ( $\gamma_2$  und  $\gamma_3 - \gamma_5$  nach den Bezeichnungen von Ahmad) ist von ihm das Verhältnis der Intensitäten zu  $68:15$  abgeschätzt worden. Die relativen Häufigkeiten der Rückstoßelektronen können von unserem Diagramm direkt abgelesen werden. In den Bereichen  $0,012 < \lambda < 0,035 \text{ \AA}$  und  $\lambda < 0,012 \text{ \AA}$  ( $1700 < H\varrho_{\max} < 4200$ , und  $H\varrho_{\max} > 4200$ ), wie auf dem Diagramm mit Pfeilen ver-

<sup>1)</sup> l. c. S. 113.

<sup>2)</sup> In seinem Bericht schreibt Herr Thibaud, daß nur auf einigen von ihm erhaltenen Spektrogrammen ein schwacher Schatten an Stelle der gesuchten Linie bemerkt wurde. Dieser Befund überrascht um so mehr, als die Intensitäten der anderen „erregten“ Linien mit den Intensitäten der „natürlichen Linien“ übereinstimmen.

<sup>3)</sup> Diese Unstimmigkeit ist ausführlich in der oben zitierten Arbeit von K. W. F. Kohlrausch betrachtet worden.

<sup>4)</sup> l. c. S. 217.

zeichnet ist, sind nämlich bzw. 74 und 70 Elektronen registriert<sup>1)</sup>. Um von den beobachteten Intensitäten der Rückstoßstrahlung auf die Intensitäten in dem primären Strahlenbündel schließen zu können, sind noch die Wahrscheinlichkeitswerte des Rückstoßes für den betrachteten Winkelbereich ( $\theta < 20^\circ$ ) zu berücksichtigen<sup>2)</sup>. Wenn diese Werte nach den Formeln der Comptontheorie für die mittleren Wellenlängen  $\lambda_1 = 0,02 \text{ \AA}$  und  $\lambda_2 = 0,008 \text{ \AA}$  bzw. berechnet werden, so kann das gesuchte Intensitätsverhältnis zu  $\frac{74}{70 \cdot 1,5} = 0,7$  abgeschätzt werden (anstatt 4,5 nach Ahmad). Wegen der durchgeführten Filterung ist dieser Wert noch auf etwa 0,9 zu erhöhen<sup>3)</sup>.

Die Rechnungen von Ahmad sowie die unseren sind auf den Angaben der Comptontheorie begründet. Wenn also die besprochene Diskrepanz nicht der Unvollkommenheit der verwendeten Methoden zugeschrieben wird, so müßte man auf ein Versagen der theoretischen Basis schließen, vorausgesetzt, daß die spektrale Zusammensetzung der untersuchten Strahlen in den verglichenen Versuchen die gleiche war<sup>4)</sup>. Für solch eine Behauptung sind, wie es scheint, sichere Gründe nicht vorhanden, da die auf Ionisationsmessungen fußende Methode, als eine sehr indirekte, nicht frei von Einwänden ist<sup>5)</sup>.

Es haben sich auch zwischen den von verschiedenen Experimentatoren nach dieser Methode gewonnenen Ergebnissen wesentliche Unstimmigkeiten erwiesen [Z. B. die Abschätzung der „effektiven Wellenlänge“ bei

<sup>1)</sup> Die zwei Teildiagramme (Fig. 16) ergaben für dieselben Bereiche die Werte 36:36 und 38:34.

<sup>2)</sup> Vgl. K. W. F. Kohlrausch l. c. S. 7, Tabelle 4.

<sup>3)</sup> Wenn, wie gewöhnlich angenommen wird, die Ionisationsmessungen die Energieverteilung direkt liefern, so ist die im Texte besprochene Diskrepanz noch beträchtlicher, da unsere Methode, als eine „Zählmethode“, es mit den elementaren Einheiten der Strahlung, den Strahlungsquanten, zu tun hat.

<sup>4)</sup> Es bleibt doch immer eine Möglichkeit der Modifizierung des Spektrums infolge der mit Compton-„Erweichung“ begleiteten Streuung bestehen.

<sup>5)</sup> Es bleibt noch die Frage nach der Wellenlängenabhängigkeit des Empfindlichkeitsfaktors des verwendeten Meßinstruments offen. Ahmad nimmt an, daß die von ihm benutzte Ionisationskammer die Strahlen verschiedener Wellenlänge in gleichem Maße absorbiert. Diese Annahme ist aber durch Rechnung nicht bestätigt und scheint nicht erfüllt zu sein. Da aber der gemessene Effekt tertiären Ursprungs ist, und da die durch Absorption der Strahlungsenergie in dem Meßinstrument entstandene korpuskulare Energie auch in den Wänden des Apparates absorbiert wird und nur teilweise zu dem gemessenen Ionisationseffekt beiträgt, so kann der Zusammenhang zwischen der gemessenen absorbierten Energie der untersuchten Strahlung und der Meßangabe noch sehr kompliziert sein.

starker Filterung zu  $0,0185 \text{ \AA}$  nach Ahmad und  $0,013 \text{ \AA}$  nach Kohlrausch<sup>1)</sup>.

Da Ahmad die von ihm ermittelte Intensitätsverteilung mit den Angaben der photographischen Methode nicht in Einklang bringen konnte, so postulierte er die Existenz einer kontinuierlichen  $\gamma$ -Strahlung („white radiation“) mit einem scharf ausgeprägten Maximum bei etwa  $0,02 \text{ \AA}$ . Ob schon die Intensitätsverhältnisse, welche durch unser Verteilungsdiagramm repräsentiert sind, völlig anders ausfallen, so scheint es uns doch, daß unser Diagramm die Existenz des kontinuierlichen Spektrums im Bereich  $\lambda > 0,013 \text{ \AA}$  beweist. Das dem Wellenlängenintervall  $0,02 > \lambda > 0,013 \text{ \AA}$  entsprechende Stück des Verteilungsdiagramms ( $2500 < H\varrho_{\max} < 4000$ ) kann den in diesem Intervall vorhandenen drei  $\gamma$ -Linien nicht zugeschrieben werden. Wenn auch die Meßgenauigkeit in dem betreffenden Geschwindigkeitsgebiet geringer als im Gebiet der starken  $\gamma$ -Linien ist, so ist sie doch völlig genügend, um die dazugehörigen  $\gamma$ -Linien aufzulösen. Es liegt nahe, die beobachtete anscheinend kontinuierliche Geschwindigkeitsverteilung mit dem von Thibaud<sup>2)</sup> auf seinen Spektrogrammen bemerkten kontinuierlichen Untergrund in Zusammenhang zu setzen und einer kontinuierlichen Verteilung der primären Strahlungsenergie zuzuschreiben<sup>3)</sup>.

Zusammenfassung. Für etwa 160 durch ein  $\gamma$ -Bündel im Gase erzeugte Rückstoßstrahlen wurden die reduzierten, dem Rückstoßwinkel  $\vartheta = 0$  entsprechenden  $H\varrho_{\max}$ -Werte bestimmt. Es wurden nur die „longitudinalen“ mit dem Winkel  $\vartheta < 20^\circ$  beobachteten  $\beta$ -Strahlenbahnen berücksichtigt. Die gewonnene statistische Verteilung zeigt stark ausgeprägte Häufigkeitsmaxima, welche den auf Grund der Debye-Compton'schen Gleichung für die stärksten  $\gamma$ -Linien berechneten  $H\varrho_{\max}$ -Werten

1) l. c. S. 5. — Was den Wert der mittleren Wellenlänge, wie er aus unseren Messungen gefolgert werden kann, anbetrifft, so ergibt er sich, was schon aus dem im Texte durchgeführten Vergleich zu ersehen ist, wesentlich kleiner als der übliche, von den Absorptionsversuchen gelieferte „effektive“ Wert. Unser neues Zahlenmaterial hat die früher (Nature **116**, 206, 1925) auf Grund völlig unzureichender Daten gegebene rohe Abschätzung nicht bestätigt. Die neuen Ergebnisse sind auch in besserer Übereinstimmung mit den Beobachtungen von J. Gray (Nature **115**, 3, 1925).

2) l. c. S. 101.

3) Daß das von uns beobachtete Gebiet der kontinuierlichen  $\beta$ -Strahlung im Vergleich mit dem spektrographisch beobachteten gegen die kleineren Wellenlängen verschoben ist, kann dadurch bewirkt sein, daß die photoelektrisch gemessenen Intensitäten von dem  $\lambda^3$ -Gesetz beeinflusst sind. Außerdem muß man die von uns durchgeführte Filterung berücksichtigen.

entsprechen. Diese Beziehung kann als eine quantitative Bestätigung der D.-C.-Gleichung für den elementaren Streuprozeß angesehen werden. Die durch diese Gleichung ausgedrückte Winkelabhängigkeit der Rückstoßenergie ist weiter geprüft worden, indem gezeigt wurde, daß auch bei größeren Werten des Winkels  $\vartheta$  (bis  $70^\circ$ ) die beobachteten  $H_Q$ -Werte mit der D.-C.-Gleichung verträglich sind, und daß in allen Fällen ein bestimmter, dem gegebenen Winkel  $\vartheta$  und der Grenzfrequenz der primären Strahlung entsprechender  $H_Q$ -Wert nicht überschritten wird.

Die Grenzfrequenz des primären Spektrums wird aus der gefundenen Geschwindigkeitsverteilung der „longitudinalen“  $\beta$ -Strahlen ( $\vartheta < 20^\circ$ ) etwa 3000 kV entsprechend abgeschätzt.

Der Vergleich der beobachteten Häufigkeitsverteilung mit der von Ellis gemessenen Intensitätsverteilung in dem natürlichen  $\beta$ -Linienspektrum zeigt, daß die Intensitäten der primären  $\gamma$ -Linien aus den photographisch registrierten Intensitäten der sekundären  $\beta$ -Emission ermittelt werden können, indem die letzteren mit einem Faktor  $f(\lambda)$ , welcher mit abnehmendem  $\lambda$  stark zunimmt, multipliziert werden. Die Annahme, daß in erster Annäherung  $f(\lambda) = \frac{1}{\lambda^3}$  ist (K. W. F. Kohlrausch), scheint im Bereich  $\lambda < 0,013 \text{ \AA}$  zutreffend zu sein.

Der von Ellis berechneten und von Thibaud in dem durch Fremderregung erzeugten  $\beta$ -Linienspektrum nicht gefundenen  $\gamma$ -Linie ( $\lambda = 0,0087 \text{ \AA}$ ) entspricht ein ausgeprägtes Häufigkeitsmaximum der Rückstoßstrahlen.

Die Intensitätsverhältnisse, welche aus den Ergebnissen der durchgeführten Statistik gefolgert werden können, wurden mit den von Ahmad auf Grund der Ionisationsmessungen und nach den Angaben der Comptontheorie berechneten verglichen und ein scharfer Widerspruch der Resultate gefunden.

In dem Gebiet  $\lambda > 0,013 \text{ \AA}$  ist die Existenz einer kontinuierlich verteilten  $\gamma$ -Strahlung als wahrscheinlich anzusehen.

Verschiedene Ergebnisse, welche die durchgeführten Beobachtungen geliefert haben, aber außerhalb des besprochenen Themas stehen, werden bei einer anderen Gelegenheit mitgeteilt. Es sei aber noch hier bemerkt, daß auf den Aufnahmen in zwei Fällen  $\beta$ -Strahlenbahnen unbekanntem Ursprungs von einer außerordentlich großen Energie (nämlich sicher größer als 20 000 kV) entdeckt worden sind.

In der Bearbeitung des Versuchsmaterials hat mir Frau V.V. Besikowitsch durch Mitarbeit und Ratschläge eine wesentliche Hilfe geleistet, für welche ich ihr an dieser Stelle meinen innigsten Dank aussprechen möchte.

Herrn Direktor des Staatl. Phys.-Techn. Instituts Akad. A. F. Joffe für die materielle Unterstützung, wie auch die Herren Prof. Dr. V. R. Bursian, L. V. Myssowsky und A. K. Saizev für den von ihnen mir geleisteten Beistand bitte ich auch, meinen aufrichtigsten Dank entgegenzunehmen.

Anhang. Nachdem dieser Bericht schon abgeschlossen war, sind von Ellis die Ergebnisse seiner neuen Intensitätsmessung veröffentlicht worden<sup>1)</sup>. Die oben in der Fig. 13 graphisch dargestellten Intensitäten entsprechen den Intensitätsangaben von Thibaud. Hätte man diese Intensitäten gemäß den neuen Daten von Ellis berechnet, so wären die auf dem Häufigkeitsdiagramm (Fig. 13) angeführten Werte entsprechend folgender Tabelle abzuändern<sup>2)</sup> (die oben benutzten willkürlichen Einheiten beibehalten):

Die Nummern der $\gamma$ -Linien (entspr. der Figur)	7	10	11	12	13	14	15
Die im Text benutzten Intensitätswerte . . .	2,6	1,5	4,7	3,7	12	10,2	4,4
Die Intensitäten nach Ellis . . . . .	6,2	2,2	7	4,3	28	10,8	4,4

Wenn die neuen Intensitätsdaten mit der von uns beobachteten Häufigkeitsverteilung verglichen werden, so ergibt sich eine wesentliche Diskrepanz in bezug auf die starke Linie (Nr. 13,  $H\varrho_{\max}$  5450), da das betreffende Häufigkeitsmaximum nach Ellis zweimal größer sein müßte.

Leningrad, Phys.-Techn. und Polytechn. Instituten, März 1927.

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. **114**, 282, März 1927.  
<sup>2)</sup> Vgl. K. W. F. Kohlrusch, l. c. S. 2, Tab. 1.