# Die Energieabhängigkeit der Streuung schneller Elektronen am Stickstoffkern

Autor(en): **Bosshard, W. / Scherrer, P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **14 (1941)**

Heft II

PDF erstellt am: **28.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-111172

**Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

**Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

**http://www.e-periodica.ch**

Copyright 1941 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

# Die Energieabhängigkeit der Streuung schneller Elektronen am Stickstoffkern

von **W. Bosshard** und **P. Scherrer.**

(8. III. 1941.)

## 1. Einleitung.

Beim Durchgang durch ein Atom kann ein Elektron unter dem Einfluss der atomaren Kraftfelder aus seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt, d. h. gestreut werden. Bei diesem Vorgang kann das Elektron seine Energie ganz behalten (elastischer Stoss) oder teilweise verlieren (unelastischer Stoss).

Ein Energieverlust des bewegten Elektrons kann verschiedene Ursachen haben. Diskrete Energiebeträge können dazu aufgewendet werden, um Atomelektronen aus ihrem Grundzustand in höhere Energiezustände zu bringen. Diese Energiebeträge sind unabhängig von der Primärenergie des einfallenden Elektrons und nur durch die Struktur des durchquerten Atoms bestimmt. Wenn ein Elektron ein Molekül durchdringt, so kann es diesem ausserdem noch Energie abgeben zur Anregung von Rotations- und Schwingungsquanten. Sehr häufig führt die Energieübertragung auch zur Dissoziation des Moleküls.

Bei einem Stoss, der zur Auslösung eines Sekundärelektrons führt, kann das Elektron beliebig grosse Energiebeträge verlieren. Der Energieverlust setzt sich dabei zusammen aus der Abreissarbeit für ein einzelnes Atomelektron (Ionisierungsarbeit) und aus der kinetischen Energie, welche diesem befreiten Elektron mitgegeben wird.

Auch durch den Atomkern können Energieverluste bedingt werden. Die Energieabgabe durch Impulsaustausch ist meist vernachlässigbar wegen der selbst bei hohen Geschwindigkeiten gegenüber der Kernmasse immer noch sehr kleinen Elektronenmasse. Sie muss erst berücksichtigt werden bei Energien der Elektronen, wie sie in der kosmischen Strahlung auftreten können.

Schliesslich kann ein Elektron in der Nähe eines Atomkerns gebremst werden und dabei einen Teil seiner Energie in Form eines Röntgen- oder $\gamma$-Quants abgeben (Bremsstrahlung). Auch

können schnelle Elektronen ihre Energie im Kernfeld durch Paarbildung verlieren.

Langsame Elektronen (mit Energien, die kleiner sind als die Energie der Atomelektronen) werden hauptsächlich durch die Elektronenhülle des durchquerten Atoms beeinflusst. Mit steigender Energie wird aber der Anteil der Kernstreuung immer grösser. Da die vorliegende Arbeit sich mit der Streuung von schnellen Elektronen ($E \approx 0{,}5 - 3$ e-MV) befasst, so soll das Folgende im wesentlichen die elastische Streuung behandeln, welche bei so hohen Elektronengeschwindigkeiten überwiegend ist.

Eine weitgehende theoretische Behandlung des elastischen Streuproblems lässt sich wellenmechanisch mit Hilfe der Born-schen Näherung durchführen[1]). Atom und Streuelektron werden dabei als gekoppeltes System betrachtet. Als Lösung der Schrödingergleichung für die Kombination Atom + Elektron sucht man solche Eigenfunktionen, die sich asymptotisch für grosse $r$ als Superposition einer ebenen Welle (ankommendes Elektron) und auslaufender Kugelwellen ansetzen lassen. Wenn man annimmt, dass die einfallende Welle nicht stark durch das streuende Atom gestört wird, kann man bekanntlich für die Streuwelle die Winkelabhängigkeit

$$f(\Theta) = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot e^2 \cdot \frac{Z - F(\Theta)}{K^2}$$

angeben, wo

$$F(\Theta) = 4\pi \int_0^\infty \varrho(r) \frac{\sin Kr}{Kr} r^2 \, dr$$

den Atomformfaktor für Elektronenstreuung bedeutet und $\varrho(r)$ die Ladungsverteilung angibt. Die Störungsrechnung darf angewendet werden, solange die de Broglie-Wellenlänge des einfallenden Elektrons viel kleiner ist als der Durchmesser des Atoms. Bei grösserer Wellenlänge — und damit kleinerer Geschwindigkeit — des Teilchens kann die Zeit, während welcher die Störung wirkt, so gross werden, dass die Störung selbst nicht mehr klein ist gegen die ungestörte Wellenfunktion.

Für den Fall hoher Geschwindigkeit und kleiner Kernladungszahl ist die erste Born'sche Näherung ausreichend. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich bei Annahme eines Coulomb'schen Kernfeldes dieselbe Winkel- und Energieabhängigkeit der Streuung am Kern wie nach der von Rutherford[2]) ausgeführten klassischen Berechnung (Hyperbelbahn des Elektrons im Coulomb-Feld des Kerns). Für Streuung an einem neutralen Atom muss in der

RUTHERFORD-Formel lediglich die Kernladungszahl $Z$ ersetzt werden durch $[Z - F(\Theta)]$, wobei $F(\Theta)$ wiederum den Atomformfaktor bedeutet.

Berücksichtigt man den Spin der Elektronen und den relativistischen Massenzuwachs, d. h. setzt man die DIRAC'sche Spinkorrektion[3]) als Störung in die Schrödingergleichung ein, so ergibt sich — wenn man wieder ein Coulomb'sches Kernfeld voraussetzt — daraus eine Winkel- und Energieverteilung der Streuung, welche für kleine Elektronengeschwindigkeiten in die RUTHERFORD-Verteilung übergeht, für schnelle Elektronen aber, besonders bei grossen Winkeln, erheblich abweicht. (MOTT'sche Formel[4]).)

Vergleicht man nun experimentelle Ergebnisse mit den Voraussagen der Theorie, so lässt sich also die Richtigkeit der Theorie und insbesondere des dabei angenommenen Kernfeldes überprüfen.

Die erste experimentelle Arbeit über den Durchgang von Elektronen durch Materie wurde ausgeführt von H. HERTZ[5]), der damit ein Arbeitsgebiet aufdeckte, das von eminenter Wichtigkeit für unsere Kenntnis vom Aufbau der Materie werden sollte. LENARD[6]) und seine Schüler BECKER[7]) und SCHMIDT[8]) haben dann weiter umfangreiche Untersuchungen über das Verhalten von Kathodenstrahlen beim Durchstrahlen von Materie vorgenommen. WILSON[9]) hat mit Hilfe seiner genialen Nebelkammermethode als erster eindeutig feststellen können, dass neben relativ häufigen kleinen Ablenkungen von Elektronen in Gasen auch solche um grosse Winkel vorkommen.

Die ersten quantitativen Streuversuche unter grossen Winkeln, bei denen es sich sicher um Einzelstreuung handelt, wurden von BOTHE[10]) und von CHADWICK und MERCIER[11]) ausgeführt. Mit ihnen beginnt die Reihe der zahlreichen experimentellen Arbeiten, welche eine Überprüfung der MOTT'schen Streuformel gestatten (12 bis 21). Die Ergebnisse verschiedener solcher Untersuchungen weichen von der MOTT'schen Theorie ab, zum Teil ist die beobachtete Streuintensität grösser, zum Teil kleiner als theoretisch erwartet. Auch die Winkelverteilung, d. h. die relative Häufigkeit der Ablenkungen für verschiedene Winkel entspricht nicht immer den Forderungen der Theorie.

Ein Vergleich dieser verschiedenen Streumessungen wird dadurch erschwert, dass die Versuchsbedingungen nicht einheitlich waren. So wurde nach verschiedenen Methoden gearbeitet (Nebelkammer, Zählrohr, Faradaykäfig), an verschiedenen Elementen ($N_2$, Al, A, Ni, Kr, Ag, Xe, Au, Hg, Pb) und bei verschiedenen Energien (0,1 bis 17 e-MV). Aber auch Messungen am gleichen

Element weichen voneinander ab, insbesondere zeigen sich bei Stickstoff grosse Unterschiede (14, 15). Die Tatsache, dass meist sehr inhomogene $\beta$-Strahlen verwendet wurden, liess die Vermutung zu, dass eine Untersuchung der Energieabhängigkeit der Streuung von Elektronen eine gewisse Klärung zu bringen vermöchte.

Mit Hilfe der MOTT'schen Theorie lässt sich auch die Polarisation berechnen, welche die Elektronen bei einer Kernstreuung erfahren[4]). Zu ihrem Nachweis dient die Doppelstreuung. Wird ein bestimmter Strahl gestreuter Elektronen ein zweitesmal um einen festen Winkel abgelenkt, so muss sich theoretisch für die Intensität der zweimal gestreuten Elektronen für verschiedene Azimute der zweiten Streuebene eine deutliche Asymmetrie um den ausgewählten Strahl herum zeigen (analog zum NÖRRENBERG' schen Zweispiegelversuch in der Optik). Zahlreiche experimentelle Untersuchungen haben diesen Effekt gar nicht oder nur teilweise zeigen können (22 bis 25*)).

Auf den gleichen Grundlagen wie die Theorie der Streuung beruht die Berechnung der Paarerzeugung durch schnelle $\beta$-Strahlen. Auch hier stimmen Experiment und Theorie nicht durchwegs überein. So ergaben verschiedene Arbeiten Wirkungsquerschnitte für die Paarerzeugung, die gegenüber der Theorie bis $10^4$mal zu gross sind, während andere Autoren die Theorie mehr oder weniger bestätigen konnten. (Zusammenfassung bei BRADT, GUILLISSEN und SCHERRER[28])).

Alle diese Unstimmigkeiten zwischen Experiment und Theorie bei der Kern-Elektron-Wechselwirkung machen es sehr wahrscheinlich, dass ausser den bisher bekannten Coulomb-Kräften noch andere Kräfte zwischen Kern und Elektron wirken und dass weitere Untersuchungen hier einsetzen müssen, um unsere Kenntnis der noch unbekannten zusätzlichen Wechselwirkung zu fördern.

## 2. Apparatur.

Die vorliegende Arbeit wurde mit einer Nebelkammer nach C. T. R. WILSON[9]) ausgeführt. Die Methode mit Hilfe der Wilsonkammer gestattet eine genauere Untersuchung der einzelnen Vorgänge, als dies mit Zählrohren oder Faradaykäfigen möglich ist. So können in der Wilsonkammer gleichzeitig die Energie der Teil-

*) Zu den Arbeiten von DYMOND[25]) ist allerdings zu bemerken, dass die sich dort ergebenden Widersprüche wahrscheinlich auf das Vorliegen von Mehrfachstreuung (WILLIAMS[26])) zurückzuführen sind (LANDAU[27])).

chen, das Vorzeichen der Ladung und bei Streuungen der Betrag der Ablenkung und ein allfälliger Energieverlust gemessen werden. Die statistische Genauigkeit ist jedoch wesentlich geringer als bei den andern Methoden.

*Wilsonkammer.*

Eine seinerzeit von BRETSCHER konstruierte vollautomatische Wilsonkammer (Kolbentyp nach DAHL[35]) wurde durch verschiedene Abänderungen für die Untersuchung von $\beta$-Strahlen umgebaut. Sie hat einen Durchmesser von 20 cm und besteht aus zwei Kammern (Fig. 1). Im obern Teil $A$ (Expansionsraum) be-

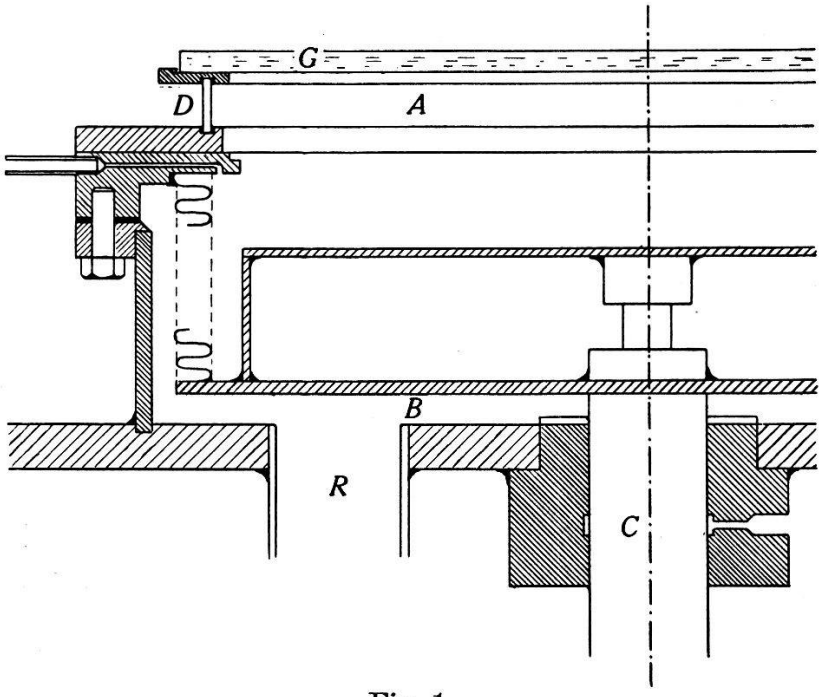



Fig. 1.

findet sich das zu untersuchende Gas — in diesem Falle also Stickstoff — bei geringem Unterdruck gegenüber der Atmosphäre. Der Boden des obern Teils ist als Kolben beweglich ausgebildet. Zur Dichtung des Kolbens dient ein weites Tombak-Rohr, das mit dem Kolben einerseits und mit dem obern Rand der untern Kammer anderseits verlötet ist. Der Kolben ist starr mit einem Bolzen $C$ verbunden, welcher an zwei Stellen geführt ist und dessen Amplitude durch Anschläge begrenzt werden kann.

Der Kolben wird dadurch bewegt, dass — bei gleichbleibender Gasmenge im Expansionsraum — der Druck im untern Teil $B$ verändert wird. Zu diesem Zwecke wird die Kammer $B$ durch ein weites Rohr $R$ mit einer Flasche $F$ verbunden, die an einer dauernd arbeitenden grossen Pumpe angeschlossen ist.

Drei Ventile steuern die Bewegung des Kolbens. Das Ventil $V_1$ (Fig. 2) ermöglicht eine langsame Expansion, da es allmählich Luft von der Kammer $B$ in die Vorratsflasche $F$ strömen lässt. Das Ventil $V_2$ verbindet die Kammer $B$ mit der Aussenluft, der Kolben bewegt sich nach oben und das Gas in Kammer $A$ wird komprimiert. Das Ventil $V_3$, das selbst wieder luftgesteuert ist, schliesst die Kammer $B$ unmittelbar an die Vorratsflasche an, und zwar mit grosser Öffnung, was eine rasche Expansion in Kammer $A$ zur Folge hat. Die Auslösung der Ventile geschieht auf elektromagnetischem Wege.

Die Steuerung der ganzen Automatik der Wilsonkammer erfolgt durch eine Welle mit einzeln verschiebbaren Nocken. Durch Verändern der Umlaufsgeschwindigkeit kann die zeitliche

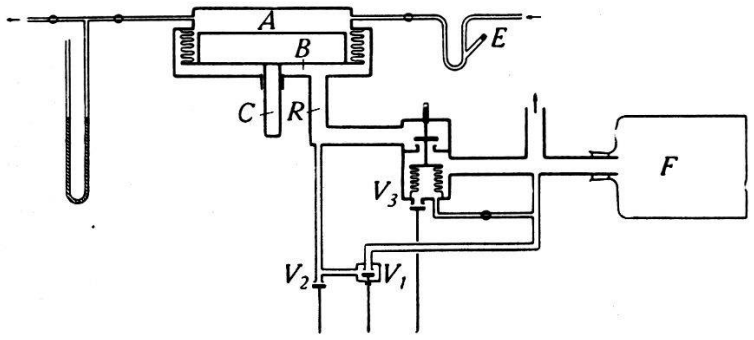



Fig. 2.

Aufeinanderfolge der Aufnahmen eingestellt werden. 15 Sekunden genügen als Minimalabstand zweier Expansionen.

Die zur Tröpfchenbildung im Expansionsraum nötige Flüssigkeit entstammt einer Mischung von Wasser und Äthylalkohol zu gleichen Teilen. Durch den Ansatz $E$ (Fig. 2) kann beim Füllen der Kammer die Flüssigkeit hineingebracht werden, ohne die Kammer zu öffnen.

Zwischen zwei Expansionen werden noch vorhandene Nebeltröpfchen und Ionen entfernt durch Anlegen eines Gleichspannungsfeldes an die Kammer $A$. Zu diesem Zwecke ist die Innenseite der Glasplatte $G$ mit einer leitenden Schicht überzogen. Während der Aufnahme wird die Spannung jeweils für kurze Zeit abgeschaltet.

Der Glasring $D$ ist an einer Stelle durchbohrt (Durchmesser der Öffnung = 5 mm) und dort mit einer dünnen Glimmerfolie überklebt. Durch dieses Glimmerfenster treten die Elektronen in die Wilsonkammer ein.

*Beleuchtung.*

Zur Beleuchtung der Nebelbahnen dienen vier 100 Watt Soffittenlampen mit Reflektoren. Um die nötige Lichtstärke zu erreichen, wird etwa die doppelte Nennspannung an die Lampen angelegt unter Benützung eines kleinen Vorschaltwiderstandes. Jeder Lampe ist eine Zylinderlinse vorgelagert. Die vier Lampen sind gleichmässig auf der Höhe des Glasrings $D$ um die Wilsonkammer verteilt. Schlitzblenden verhindern die Beleuchtung von Boden und Deckel der Kammer. Die Dicke der beleuchteten Schicht beträgt 1,5 cm.

Die Steuerung der Beleuchtung geschieht vollständig elektrisch. Das in Fig. 3 schematisch dargestellte Gerät gestattet sowohl die Dauer der Beleuchtung als auch die Verzögerung des Beleuchtungseinsatzes stetig zu verändern.

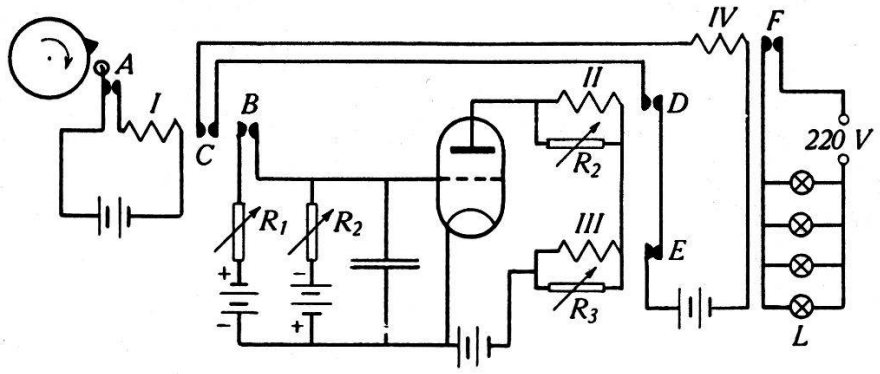



Fig. 3.

Ein Nocken betätigt den Schalter $A$ und durch das Relais I wird der Schalter $B$ geschlossen. Das vorher negative Gitter einer Elektronenröhre wird allmählich positiv und der Anodenstrom steigt dadurch langsam an. Bei einem bestimmten Anodenstrom $J_2$, welcher abhängt vom Werte des Widerstandes $R_2$ spricht das Relais II an und schliesst den Kontakt $D$. Da auch der Schalter $C$ geschlossen ist, wird Relais IV betätigt und die Lampen $L$ leuchten auf. Der Anodenstrom der Elektronenröhre steigt jedoch weiterhin langsam an und erreicht schliesslich den durch den Widerstand $R_3$ gegebenen Wert $J_3$, bei welchem das Relais III anspricht. Durch Öffnen des Schalters $E$ wird der Primärstrom im Relais IV wieder unterbrochen und auch der Kontakt $F$ öffnet sich wieder, sodass die Lampen erlöschen.

Der Kontakt $C$ verhindert, dass beim Öffnen des Schalters $A$ die Beleuchtung wieder einsetzt. Der Schalter $D$ ist ja immer noch geschlossen und beim Absinken des Anodenstroms unter den Wert $J_3$ schliesst sich also auch der Kontakt $E$ wieder. Durch

den offenen Schalter $C$ ist nun aber der Stromkreis des letzten Relais unterbrochen und der Lichtschalter $F$ wird nicht mehr betätigt.

Die Auslösung des Schalters $A$ des Zeitschaltgeräts erfolgt gleichzeitig mit der Betätigung des Ventils $V_3$ für die schnelle Expansion.

*Magnetfeld.*

Koaxial zur Wilsonkammer sind zwei Spulen von 38 cm mittlerem Durchmesser mit je 867 Windungen angebracht. Im Expansionsraum lässt sich damit eine magnetische Feldstärke bis zu etwa 600 Oersted erreichen. Dies genügt, um Energien bzw. Bahnkrümmungen von Elektronen bis zu 5 e-MV noch gut messen zu können.

Der Strom in den Magnetspulen wird automatisch bei jeder Expansion während ungefähr einer Sekunde eingeschaltet.

Die magnetische Feldstärke an der Stelle des Expansionsraumes wurde sowohl durch Rechnung als auch durch Messung mit Hilfe einer Induktionsspule bestimmt. Das verwendete Galvanometer wurde geeicht durch Anlegen einer bekannten Spannung während kurzer, ebenfalls bekannter Zeit. Die Abweichung zwischen gemessenem und berechnetem Werte der Feldstärke betrug 0,5%.

Die vollautomatisch arbeitende Wilsonkammer erfordert während des Betriebs einzig deshalb eine gewisse Überwachung, weil sich die Magnetfeldspulen erwärmen und dadurch ihren Widerstand ändern. Der Spulenstrom muss also nachreguliert werden, damit er immer auf konstantem Werte bleibt. Während der Messungen wurde diese Kontrolle nach jeder fünften Aufnahme durchgeführt.

*Elektronenquelle.*

Die für die Untersuchungen verwendeten schnellen Elektronen entstammten einem Präparat von 5 mg Radium. Das kontinuierliche Spektrum der $\beta$-Strahlung des RaC reicht bis ungefähr 3,15 e-MV [29]). Die intensive $\gamma$-Strahlung mit Energien bis zu 2,1 e-MV kann fast vollständig abgeschirmt werden durch Verwendung einer Elektronenlinse mit magnetischem Längsfeld, wie sie von Staub[30]) beschrieben wurde. Die Elektronenlinse ist so angeordnet, dass sie ein Bild der Quelle an der Stelle des Glimmerfensters in der Wilsonkammerwandung entwirft. Da für hohe Energien Stromstärken von 40 und mehr Ampères benötigt werden, wird der Strom jeweils erst kurz vor der Expansion eingeschaltet und gleich nach erfolgter Aufnahme wieder abgeschaltet, um eine zu starke Erwärmung der Elektronenlinse zu vermeiden.

*Aufnahme.*

Zur stereoskopischen Aufnahme der Elektronenbahnen dienen zwei eigens konstruierte Kameras für Normalkinofilm. Sie sind 42 cm über der Wilsonkammer an einem starken Rahmen befestigt und gegeneinander um 21,5° geneigt. Als Objektive gelangen zwei Kern-Kinotar 1 : 1,8 mit 4,5 cm Brennweite zur Verwendung. Da im verdunkelten Raume gearbeitet wird, sind die Objektive immer geöffnet; die Dauer der Belichtung wird eingestellt durch Verändern der Brenndauer der Soffittenlampen.

Zwischen zwei Aufnahmen werden für jede Kamera zehn Stromimpulse durch einen Elektromagnet geschickt. Die dadurch verursachte Bewegung eines Ankers dreht ein Zahnrad, wodurch der Film um ein bestimmtes Stück vorgeschoben wird. In Fig. 4 ist an der Wand der Aufnahmekameras die Vorrichtung zum Vorschieben des Films deutlich erkennbar.

Damit die Zuordnung der beiden stereoskopischen Bilder keine Schwierigkeiten bietet, wird jede Aufnahme mit einer eigenen Nummer versehen. Zu diesem Zwecke ist ein Spiegel so am Rande des Gesichtsfeldes beider Kameras angebracht, dass, in ihm gesehen, die Zahlen eines Zählwerks in der Ebene der Wilsonkammer erscheinen. Zur Beleuchtung der Nummern genügt das allgemeine Streulicht. Die Betätigung des Zählwerks erfolgt durch eine Nockenscheibe.

### 3. Messmethode.

*Reproduktion der Bahnen.*

Zur Reproduktion dient ein doppelter Projektionsapparat, dessen Objektive genau gleich angeordnet sind wie bei der Aufnahme. Ein nach allen Richtungen schwenkbares und verschiebbares Bildtischchen befindet sich in gleichem Abstand von den Linsen, wie die Wilsonkammer bei der Aufnahme; die Bahnen werden darauf also in natürlicher Grösse projiziert.

Die stereoskopische Anordnung lässt einerseits die wirkliche räumliche Lage der Bahnen erkennen und dient anderseits zur Klärung von zweifelhaften Schnitten und Gabelungen, die sehr oft von übereinander liegenden Bahnen herrühren.

Bei der Reproduktion werden zuerst die beiden Filme in die richtige gegenseitige Lage gebracht, indem die Bilder fester Marken in der Wilsonkammer auf der horizontalen Bildfläche zur Deckung gebracht werden. Dann wird die Bildfläche so geneigt oder verschoben, dass die beiden Projektionen einer Bahn zur Deckung gelangen. In dieser Lage wird die Bahn nachgezeichnet.

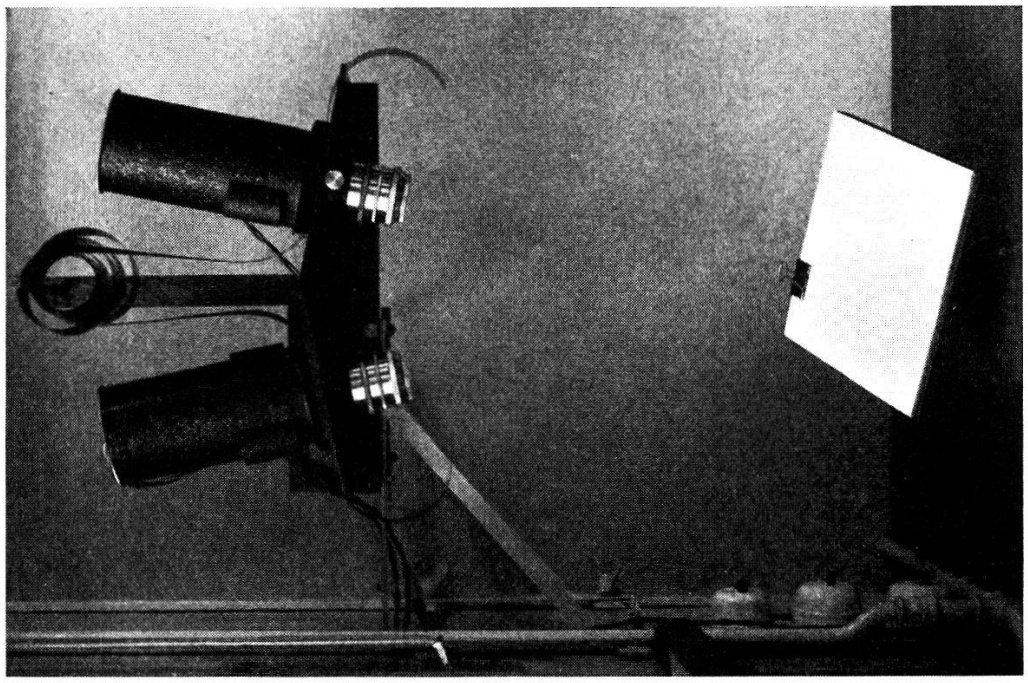


Fig. 5.

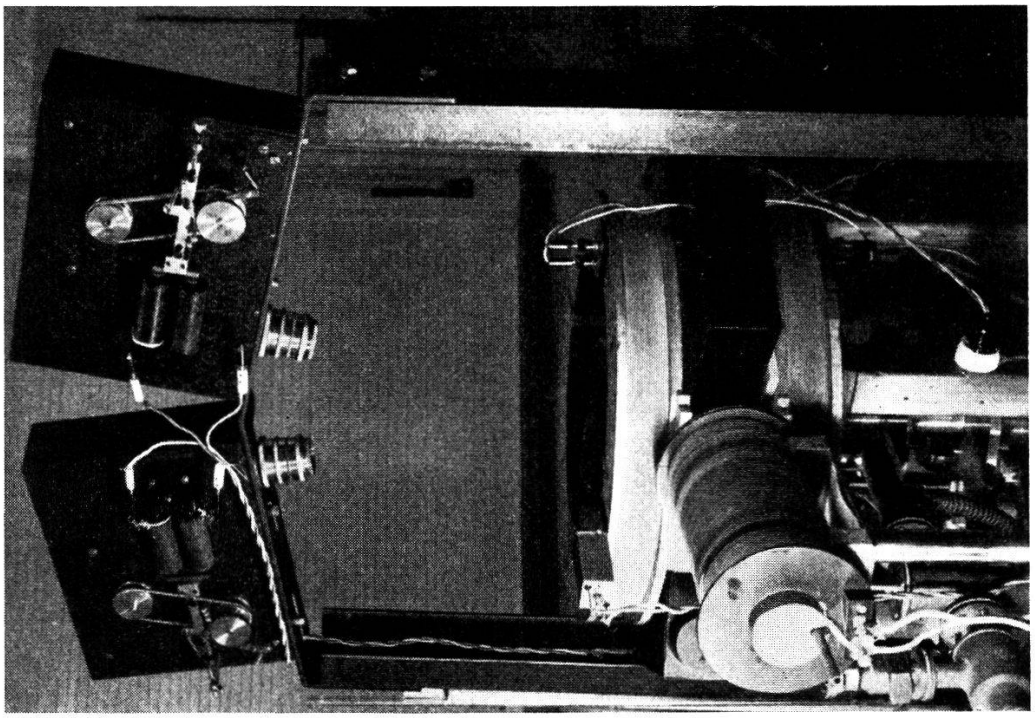


Fig. 4.

Da die meisten Bahnen nur sehr wenig gegen die Horizontalebene geneigt sind, darf die der räumlichen Krümmung entsprechende Energie der Elektronen im Rahmen der Messgenauigkeit der wirklichen Energie gleichgesetzt werden. Für horizontal fliegende Teilchen ist dies streng richtig. Bei Bahnen, die sehr stark geneigt sind, wird aus der Projektion auf die Horizontalebene die Horizontalgeschwindigkeit bestimmt und aus der Neigung die Vertikalkomponente berechnet.

Bei der Reproduktion abgelenkter Bahnen wird für die Winkelmessung das Bildtischchen so eingestellt, dass es mit der Ebene der beiden Tangenten am Knick der Bahn zusammenfällt. In dieser Stellung wird der Winkel, der in wahrer Grösse erscheint, aufgezeichnet.

Fig. 5 zeigt die ganze Reproduktionseinrichtung.

### *Auswertung.*

Die Auswertung erfolgt nun anhand der nachgezeichneten Bahnkurven. Eine besonders konstruierte durchsichtige Schablone ermöglicht eine rasche Bestimmung von Krümmung, Bahnlänge und Ablenkungswinkel. Auf ihr sind Kreisbogen verschiedener Krümmungsradien so aufgezeichnet, dass sich alle an derselben Stelle berühren. Die einzelnen Bogen sind entsprechend ihren Krümmungen beschriftet. An der gemeinsamen Berührungsstelle ist ein durchsichtiger Transporteur drehbar angebracht. Winkel können mit dieser Methode auf ungefähr $1^0$ genau gemessen werden. Der Fehler der Energiebestimmung ist gegeben durch die Abweichung der Nebelbahnen von der Kreisform, dürfte aber überall unterhalb 15% liegen.

Von den nicht abgelenkten Bahnen werden Energie und Bahnlänge bestimmt, von den gestreuten ausserdem der Ablenkungswinkel und die Energie nach dem Stoss. Aus den nach Energien zusammengestellten Bahnlängen und Ablenkungen lassen sich nun die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für Streuung in feste Winkelbereiche als Funktion der Energie ermitteln.

Ablenkungswinkel unterhalb $20^0$ wurden für die Auswertung nicht verwendet, weil bestimmt viele der kleinen Ablenkungen der Beobachtung entgehen. KLARMANN und BOTHE[13]) nehmen sogar an, dass erst oberhalb $35^0$ alle Ablenkungen erfasst werden. Eine gewisse Verbesserung liesse sich vielleicht erreichen, wenn grundsätzlich nur die Ablenkungen nach der konvexen Seite der Bahnkrümmung gezählt würden, da diese besser beobachtbar sind als die nach der konkaven Seite. Für den Vergleich mit der Theorie

müssten dann die gefundenen Zahlen von Ablenkungen verdoppelt werden. Diese Methode vermindert aber die statistische Genauigkeit stark und ihre Anwendung schien darum im vorliegenden Falle nicht empfehlenswert.

### 4. Ergebnisse.

Auf 1300 Aufnahmen wurden 5060 Spuren mit einer Gesamtbahnlänge von 485 m untersucht. Dabei wurden 167 Ablenkungen $\geqslant 20^0$ gefunden.

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Energieabhängigkeit der Streuung. Eine möglichst feine Unterteilung der Ergebnisse nach Energien wäre also erwünscht. Bei feiner Gruppierung leidet jedoch die statistische Genauigkeit innerhalb der einzelnen Energiezonen. Die untere Grenze für die Intervallbreite ist also gegeben durch die Zahl der ins Intervall fallenden Ablenkungen. Diese soll nämlich so gross sein, dass sich innerhalb jeder einzelnen Zone noch eine Dreiteilung nach Winkeln durchführen lässt, ohne dabei jegliche statistische Genauigkeit zu verlieren.

Es schien nun zulässig, den ganzen Bereich in neun Energieintervalle aufzuteilen. Die Breite der Intervalle wurde so gewählt, dass sie immer der an dieser Stelle möglichen Messgenauigkeit der Energie proportional ist. Bei dieser Einteilung dürften einzig die äussersten Gruppen 1 und 9' den statistischen Anforderungen nicht mehr genügen.

Entsprechend der Intensitätsverteilung des $\beta$-Spektrums von RaC und der Aussonderung durch die eingestellten Stromstärken in der Elektronenlinse ist auch die Verteilung der Bahnlängen auf die verschiedenen Bereiche ungleich. So schwanken hier die Gesamtbahnlängen in den einzelnen Intervallen von 7,5 m bis über 100 m.

Um Zufälle, die durch das willkürliche Legen der Grenzen der Energiebereiche entstehen könnten, einigermassen zu eliminieren, wurde noch eine zweite Einteilung vorgenommen, indem überall die früheren Grenzen um die Breite eines halben Intervalls verschoben wurden. Die Tabellen 1 und 2 mit den ausgewerteten Ergebnissen entsprechen diesen beiden Gruppeneinteilungen.

#### *Korrektur wegen der begrenzten Schichtdicke.*

Kurze Bahnstücke lassen keine genaue Energiebestimmung mehr zu. Es wurden deshalb hier grundsätzlich Bahnen von weniger als 2 cm Länge bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Auch Ablenkungen, bei denen nicht beide Schenkel mindestens 2 cm

lang waren, wurden nicht gezählt. Die sich daraus ergebende Fälschung der Resultate kann leicht rechnerisch abgeschätzt werden. Da die beleuchtete Schicht in der Wilsonkammer 1,5 cm dick war, wurden Streuungen stark nach oben oder unten öfter der Beobachtung entzogen als Ablenkungen, die ungefähr in der Horizontalebene verliefen. Zur Berechnung der nötigen stark winkelabhängigen Korrektur betrachtet man einen Kreiskegel der halben Öffnung $\Theta$ (Fig. 6). Die Richtung der Primärbahnen (Axenrichtung des Kegels) kann als angenähert horizontal angenommen werden. Der Bruchteil $a$ der Mantellinien, die nicht $b$ cm weit in der beleuchteten Schicht der Dicke $d$ verlaufen, ist (mit der Abkürzung $r = b \cdot \sin \Theta$):

$$a = \frac{2\,r \arccos \frac{x}{r} + 2\,r \arccos \frac{d-x}{r}}{2\,\pi\,r}$$

$$= \frac{1}{\pi}\left(\arccos \frac{x}{r} + \arccos \frac{d-x}{r}\right).$$

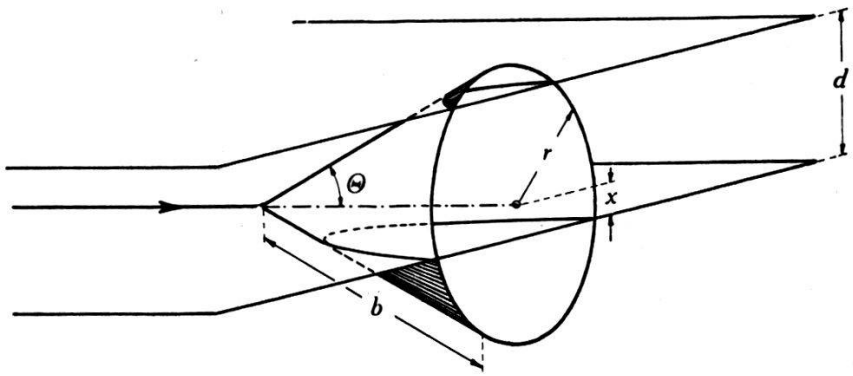



Fig. 6.

Mittelt man über alle möglichen Lagen von $x$ in der Schicht, so erhält man durch Integration

$$\bar{a} = \frac{4\,r^2}{d}\left[\frac{d}{r}\arccos\frac{d}{r} - \sqrt{1-\left(\frac{d}{r}\right)^2} + 1\right] \text{ für } r \geqslant d$$

und $$\bar{a} = \frac{4\,r^2}{d} \qquad \text{für } r \leqslant d.$$

Die Zahl der beobachteten Ablenkungen muss mit dem Faktor

$$f = \frac{2\,\pi\,r}{2\,\pi\,r - \bar{a}}$$

multipliziert werden, um die Zahl sämtlicher Ablenkungen um den Winkel $\Theta$ zu erhalten. Für $f$ ergibt sich

$$f = \frac{1}{1 - \frac{2r}{\pi d}\left[\frac{d}{r}\arccos\frac{d}{r} - \sqrt{1-\left(\frac{d}{r}\right)^2} + 1\right]} \quad \text{für } r \geqslant d$$

und $$f = \frac{1}{1 - \frac{2r}{d\pi}} \quad \text{für } r \leqslant d.$$

Wie schon erwähnt, wurden die Ablenkungen noch grob nach Winkeln unterteilt und zwar, in Anlehnung an eine Arbeit von CHAMPION[14]) in Winkelbereiche von $20^0 - 30^0$, $30^0 - 60^0$ und $60^0 - 180^0$. Da der Korrekturfaktor $f$ auch innerhalb dieser Bereiche noch sehr stark schwankt, wurden unter Annahme der MOTT'schen Winkelverteilung mittlere Werte für die Faktoren berechnet. Sie ergaben sich für $d = 1{,}5$ cm und $b = 2$ cm für die drei Gruppen zu

$$f_{20-30} = 1{,}55$$
$$f_{30-60} = 2{,}25$$
$$f_{60-180} = 3{,}62$$

Die Tabellen 1 und 2 geben unter $n_{exp}$ die in jedem Bereich festgestellten Ablenkungen an, unter $N_{exp}$ die entsprechenden Werte mit Berücksichtigung der Korrekturfaktoren.

### *Vergleich mit der Theorie.*

Für einen Vergleich mit der Theorie wurde die MOTT'sche Formel[4]) zugrunde gelegt:

$$d\sigma = \tfrac{1}{4}\left(\frac{Ze^2}{m_0c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4}\left\{\operatorname{cosec}^4\frac{\Theta}{2}\left[1-\beta^2\sin^2\frac{\Theta}{2}\right] + \pi\beta\alpha Z\cdot\frac{\cos^2\frac{\Theta}{2}}{\sin^3\frac{\Theta}{2}} + \text{Glieder in } (\alpha Z)^2\right\} 2\pi\sin\Theta\, d\Theta.$$

Dabei bedeuten:

$d\sigma$ = Wirkungsquerschnitt für Streuung in den Winkelbereich $\Theta \ldots \Theta + d\Theta$.
$Z$ = Atomnummer.
$e$ = Ladung des Elektrons.
$m_0$ = Ruhemasse des Elektrons.
$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\text{Elektronengeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$
$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ = Feinstrukturkonstante.

*Elastische Streuung an $N_2$.*

**Tabelle 1.**

| Grenze e-MV | | 3,207 | 1,886 | 1,251 | 0,874 | 0,620 | 0,438 | 0,322 | 0,206 | 0,131 | 0,074 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Gruppe | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| Bahnlänge cm | | 6413 | 10562 | 9992 | 6999 | 5123 | 2917 | 2229 | 1792 | 1062 | |
| Zahl der Ablenkungen | | 20°—180° | 4 | 12 | 20 | 22 | 27 | 21 | 21 | 17 | 13 |
| | $n_{exp}$ | 20°—30° | 1 | 3 | 6 | 8 | 9 | 5 | 3 | 4 | 1 |
| | | 30°—60° | 2 | 6 | 9 | 10 | 12 | 11 | 10 | 6 | 6 |
| | | 60°—180° | 1 | 3 | 5 | 4 | 6 | 5 | 8 | 7 | 6 |
| | $N_{exp}$ | 20°—30° | 1,55 | 4,65 | 9,3 | 12,4 | 14,0 | 7,8 | 4,6 | 6,2 | 1,55 |
| | | 30°—60° | 4,5 | 13,5 | 20,2 | 22,5 | 27,0 | 24,8 | 22,5 | 13,5 | 13,5 |
| | | 60°—180° | 3,62 | 10,8 | 18,2 | 14,5 | 21,7 | 18,2 | 29,0 | 25,4 | 21,7 |
| | $N_{theor}$ | 20°—30° | 1,8 | 6,6 | 12 | 15 | 19,6 | 20,4 | 29,4 | 50 | 74 |
| | | 30°—60° | 1 | 3,8 | 6,6 | 8,4 | 11 | 11,6 | 17,2 | 29 | 42 |
| | | 60°—180° | 0,18 | 0,66 | 1,2 | 1,58 | 2,2 | 2,4 | 3,7 | 6,4 | 10,6 |
| | $\frac{N_{exp}}{N_{theor}}$ | 20°—30° | 0,85 | 0,7 | 0,78 | 0,82 | 0,71 | 0,38 | 0,16 | 0,12 | 0,02 |
| | | 30°—60° | 4,5 | 3,55 | 3,06 | 2,7 | 2,46 | 2,14 | 1,3 | 0,46 | 0,32 |
| | | 60°—180° | 20 | 16,4 | 15,2 | 9,2 | 10 | 7,6 | 6,9 | 4 | 2,05 |

Der Einfluss der Glieder in $\alpha Z$ und $(\alpha Z)^2$ ist vernachlässigbar bei Streuung in Stickstoff. Als Wirkungsquerschnitt für Streuung von Elektronen in den Winkelbereich $\Theta_1 \ldots \Theta_2$ erhält man dann durch Integration:

$$\sigma_{\Theta_1 \ldots \Theta_2} = \left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \pi \left[\frac{1}{\sin^2 \frac{\Theta_1}{2}} - \frac{1}{\sin^2 \frac{\Theta_2}{2}} - 2\beta^2 \ln \frac{\sin \frac{\Theta_1}{2}}{\sin \frac{\Theta_2}{2}}\right]$$

Nach dieser integrierten Formel wurden für die einzelnen Energiebereiche die entsprechend den Bahnlängen nach der Theorie zu erwartenden Zahlen von Ablenkungen berechnet. Sie sind in den Tabellen 1 und 2 mit $N_{theor}$ bezeichnet.

Der Quotient $\frac{N_{exp}}{N_{theor}}$ gibt das Verhältnis zwischen experimentell gefundenen und theoretisch geforderten Werten. In Fig. 7 sind diese Verhältniszahlen als Funktion der Energie aufgetragen. Die ausgefüllten Kreise entsprechen der ersten, die leeren der zweiten Energiegruppeneinteilung (Tabelle 1 bzw. 2).

*Elastische Streuung an $N_2$.*

**Tabelle 2.**

| Grenze e-MV | | 2,405 | 1,525 | 1,045 | 0,735 | 0,524 | 0,366 | 0,252 | 0,165 | 0,101 | 0,05 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Gruppe | | 1′ | 2′ | 3′ | 4′ | 5′ | 6′ | 7′ | 8′ | 9′ | |
| Bahnlänge cm | | 10361 | 10166 | 8068 | 6568 | 3606 | 2503 | 2273 | 1484 | 742 | |
| Zahl der Ablenkungen | | 20°—180° | 11 | 13 | 20 | 23 | 27 | 18 | 24 | 17 | 7 |
| | $n_{exp}$ | 20°—30° | 3 | 3 | 9 | 6 | 8 | 4 | 6 | 1 | 2 |
| | | 30°—60° | 6 | 7 | 6 | 12 | 15 | 7 | 8 | 9 | 3 |
| | | 60°—180° | 2 | 3 | 5 | 5 | 4 | 7 | 10 | 7 | 2 |
| | $N_{exp}$ | 20°—30° | 4,65 | 4,65 | 14 | 9,3 | 12,4 | 6,2 | 9,3 | 1,55 | 3,1 |
| | | 30°—60° | 13,5 | 15,8 | 13,5 | 27 | 34 | 15,8 | 18 | 20,3 | 6,75 |
| | | 60°—180° | 7,25 | 10,9 | 18,1 | 18,1 | 14,5 | 25,4 | 36,2 | 25,4 | 7,25 |
| | $N_{theor}$ | 20°—30° | 4,15 | 9,0 | 13 | 18,8 | 18,7 | 23,8 | 42,8 | 63,5 | 90,5 |
| | | 30°—60° | 2,52 | 5,0 | 7,25 | 10,5 | 10,5 | 13,6 | 24,7 | 37,6 | 53,5 |
| | | 60°—180° | 0,44 | 0,89 | 1,3 | 2 | 2,1 | 2,9 | 5,6 | 8,8 | 13,5 |
| | $\frac{N_{exp}}{N_{theor}}$ | 20°—30° | 1,1 | 0,52 | 1,1 | 0,5 | 0,66 | 0,26 | 0,22 | 0,02 | 0,03 |
| | | 30°—60° | 5,3 | 3,2 | 1,86 | 2,6 | 3,2 | 1,16 | 0,73 | 0,54 | 0,13 |
| | | 60°—180° | 16,5 | 12,3 | 14 | 9 | 6,9 | 8,7 | 6,5 | 2,9 | 0,54 |

Auffallend ist ein mit wachsender Energie zunehmender Überschuss der experimentellen Werte über die theoretischen. Der Anstieg ist weitaus am stärksten für die grossen Winkel. Alle Kurven werden bei ungefähr 0,3—0,4 e-MV deutlich flacher.

Im Winkelbereich 20°—30° dürften, wie schon erwähnt, besonders bei kleinen Energien nicht alle Ablenkungen erfasst worden sein, da vor allem bei stark gekrümmten Bahnen kleine Knicke leicht übersehen werden.

In den Resultaten könnten — infolge der beschränkten Messgenauigkeit der Energie — auch unelastische Streuungen mitgezählt worden sein. Dies könnten aber nur unelastische Stösse mit geringem Energieverlust des Primärelektrons sein. Solche Streuungen sind jedoch an der dicken Spur des stark ionisierenden Sekundärelektrons leicht als unelastisch zu erkennen. Zudem sind dies kleine Ablenkungen, zum grössten Teil kleiner als 20°, die also hier sowieso nicht gezählt sind; sicher aber fallen sie nicht in den Bereich 60°—180°, in welchem der Überschuss über die theoretisch erwarteten Werte besonders gross ist.

*Vergleich mit andern experimentellen Arbeiten.*

Vergleicht man diese Resultate mit den Ergebnissen früherer experimenteller Untersuchungen, so fällt vor allem die Unvereinbarkeit mit den Messungen von CHAMPION[14]) auf. CHAMPION fand im Bereich von 0,4—1,1 e-MV an Stickstoff gute Übereinstimmung der Streuung mit der Theorie in allen drei Winkelbereichen. In seiner Arbeit ist kein Hinweis auf eine allfällige Korrektur wegen der begrenzten Schichtdicke der Wilsonkammer zu finden. Der Ganzzahligkeit der Resultate nach zu schliessen,

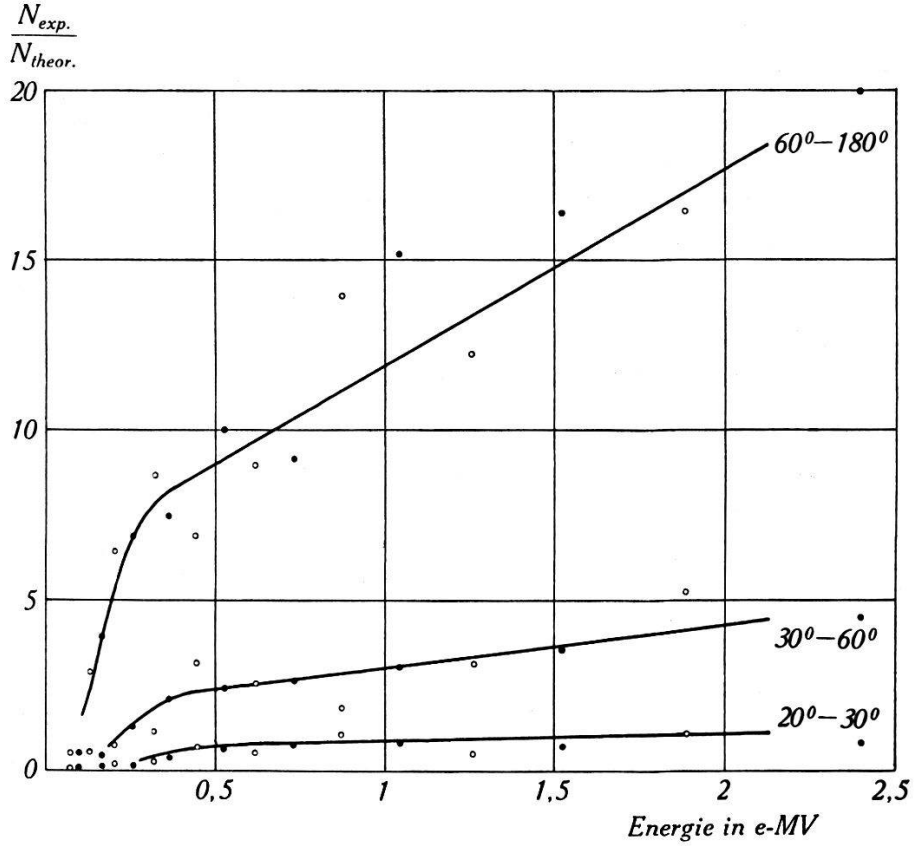



Fig. 7.

ist auch keine solche angebracht worden. Es fehlen allerdings auch entsprechende geometrische Daten der Nebelkammer, so dass nicht ersichtlich ist, ob eine solche Korrektur überhaupt nötig wäre und welchen Einfluss auf die Resultate sie allenfalls hätte.

Weitere Messungen an Stickstoff wurden ausgeführt von SKOBELTZYN und STEPANOWA[15]). Es zeigten sich dort ganz beträchtliche Abweichungen von der MOTT'schen Theorie. Bei grossen Winkeln wurde ein bis 80facher Überschuss an Ablenkungen experimentell festgestellt, also beträchtlich mehr als in der vorliegenden Arbeit.

*

Die Streumessungen der übrigen Autoren lassen sich nicht ohne weiteres mit dieser vergleichen, da sie an anderen Elementen durchgeführt wurden. Bothe und Ratzel[21]) haben ebenfalls die Energieabhängigkeit der Streuung untersucht. Die Messungen wurden mit einer Zählrohrapparatur für einen mittleren Streuwinkel von 18° vorgenommen. Im Energiebereich von 1—2,5 e-MV zeigte sich dabei an Aluminium und Nickel mit wachsender Energie ein deutlicher Anstieg des Verhältnisses von experimentell gefundenen zu theoretisch erwarteten Streuungen.

Neher's[12]) Untersuchungen mit homogenen Elektronenbündeln bis zu 145 e-kV an Aluminium ergaben 32% zuviel Streuungen gegenüber der Theorie.

Sen Gupta[20]) fand in Xenon bei einer Energie von 2 e-MV innerhalb der Fehlergrenzen Übereinstimmung der Winkelverteilung mit der Theorie, während die gemessenen Absolutwerte nur $^1/_5$ der theoretisch erwarteten betrugen.

Die weiteren experimentellen Arbeiten wurden mit meist stark inhomogenen $\beta$-Strahlen ausgeführt. Sie können deshalb eine allfällig vorhandene Energieabhängigkeit der Streuung kaum oder überhaupt nicht wiedergeben.

Klarmann und Bothe[13]) fanden in Xenon und in Krypton nur den fünften Teil, Barber und Champion[16]) in Quecksilber nur 15% der erwarteten Streuungen. Messungen von Bothe[10]) und von Chadwick und Mercier[11]) ergaben für Aluminium, Kupfer, Silber und Gold bei etwa 0,3 e-MV Übereinstimmung mit der Theorie für Winkel zwischen 20° und 40°, ebenso die Untersuchungen von Zuber[17]) bei ungefähr 2 e-MV in Argon. Auch Fowler und Oppenheimer[18]) fanden in ihren Experimenten mit Blei bei Energien von 5 bis 17 e-MV die Theorie bestätigt.

Die Verschiedenartigkeit der bisherigen Untersuchungen lässt also kein klares Bild über die Streuung von schnellen Elektronen gewinnen.

## 5. Diskussion.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen — wie auch diejenigen anderer bereits erwähnter Untersuchungen — darauf schliessen, dass zwischen Atomkernen und Elektronen ausser der Coulomb'schen noch eine andere Wechselwirkung besteht. Welcher Art diese Wechselwirkung ist, vermag wohl erst eine eingehendere experimentelle Behandlung zu entscheiden.

Der Einfluss der *magnetischen* Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron ist, wie Massey[31]) wellenmechanisch berechnete,

von der Grössenordnung $\frac{\pi^2 e^2}{c^2 h^2} M^2$, wenn man mit $M$ das magnetische Moment des Streuzentrums bezeichnet. Das Kernmoment müsste somit von der Grössenordnung Bohr'sches Magneton sein, um einen, mit dem Coulomb'schen Einfluss vergleichbaren Beitrag zur Streuung zu liefern. Ein so hoher Wert des Kernmoments ist aber unmöglich; die magnetische Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron reicht also nicht aus zur Erklärung der zu häufigen Streuung.

Die Möglichkeiten einer *elektrischen* Zusatzkraft kurzer Reichweite, wie sie auch aus der Mesotronentheorie folgt (32), wurde schon mehrfach diskutiert, z. B. von SOMMERFELD[33]) vom Standpunkt der Feinstruktur aus. JAUCH[34]) zeigte, dass eine solche Kraft zur Beschreibung der hier gemessenen anomalen Streuung in Stickstoff nicht genügt, wenn sie nicht zugleich die Elektronenterme so stark ändern soll, dass sich dies in den Spektren äussern müsste.

Der Gedanke liegt nahe, dass diese, von der MOTT'schen Theorie stark abweichende Streuung am Stickstoffkern der Bildung eines virtuellen Zwischenzustandes zuzuschreiben ist.

Die Versuche über Einzelstreuung schneller Elektronen einheitlicher Energie an Atomkernen sollten weiter fortgesetzt werden, da sie einen Einblick in die bisher noch sehr wenig bekannte Wechselwirkung zwischen schweren und leichten Teilchen gewähren.

Dem Aluminiumfonds Neuhausen danken wir für Überlassung von Mitteln für Apparate.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

## Literaturverzeichnis.


[1]) BORN, Zs. f. Phys. **37**, 863, 1926; Zs. f. Phys. **38**, 803, 1926.
[2]) RUTHERFORD, Phil. Mag. **21**, 669, 1911.
[3]) DIRAC, Proc. Roy. Soc. A **117**, 610, 1928; Proc. Roy. Soc. A **118**, 351, 1928.
[4]) MOTT, Proc. Roy. Soc. A **124**, 425, 1929; Proc. Roy. Soc. A **135**, 454, 1932.
[5]) HERTZ, Ann. d. Phys. **45**, 28, 1892.
[6]) LENARD, Ann. d. Phys. **51**, 225, 1894; Ann. d. Phys. **12**, 714, 1903.
[7]) BECKER, Ann. d. Phys. **17**, 381, 1905.
[8]) SCHMIDT, Ann. d. Phys. **23**, 671, 1907.
[9]) WILSON, Proc. Roy. Soc. A **87**, 277, 1912.
[10]) BOTHE, Zs. f. Phys. **12**, 117, 1922; Zs. f. Phys. **13**, 368, 1923.
[11]) CHADWICK und MERCIER, Phil. Mag. **50**, 208, 1925.
[12]) NEHER, Phys. Review **38**, 1321, 1931.

[13]) Klarmann und Bothe, Zs. f. Phys. **101**, 489, 1936.
[14]) Champion, Proc. Roy. Soc. A **153**, 353, 1936.
[15]) Skobeltzyn und Stepanowa, Nature **137**, 456, 1936; Phys. Zs. d. Sowjetun. **12**, 550, 1937; Journ. de phys. URSS **8**, 397 ,1938.
[16]) Barber und Champion, Proc. Roy. Soc. A **168**, 159, 1938.
[17]) Zuber, Helv. phys. Acta **11**, 370, 1938.
[18]) Fowler und Oppenheimer, Phys. Review **54**, 320, 1938.
[19]) Champion und Barber, Phys. Review **55**, 111, 1939.
[20]) Sen Gupta, Proc. Phys. Soc. **51**, 355, 1939.
[21]) Bothe und Ratzel, Zs. f. Phys. **115**, 497, 1940.
[22]) Langstroth, Proc. Roy. Soc. A **136**, 558, 1932.
[23]) Chase, Phys. Review **36**, 1060, 1930.
[24]) Rupp, Zs. f. Phys. **61**, 158, 1930; Phys. Zs. **33**, 158, 1933.
[25]) Dymond, Proc. Roy. Soc. A **136**, 638, 1932; Proc. Roy. Soc. A **145**, 657, 1934.
[26]) Williams, Proc. Roy. Soc. A **169**, 531, 1939.
[27]) Landau, C. R. de l'Ac. de Sc. de l'URSS **26**, 429, 1940.
[28]) Bradt, Guillissen und Scherrer, Helv. phys. Acta **13**, 259, 1940.
[29]) Chadwick und Ellis, Proc. Cambr. Phil. Soc. A **21**, 274, 1922.
[30]) Staub, Helv. phys. Acta **9**, 306, 1936.
[31]) Massey, Proc. Roy. Soc. A **127**, 666, 1930.
[32]) Fröhlich, Heitler und Kahn, Proc. Roy. Soc. A **171**, 269, 1939.
[33]) Sommerfeld, Naturwiss. **28**, 417, 1940.
[34]) Jauch, Helv. phys. Acta **13**, 451, 1940.
[35]) Dahl, Hafstad, Duve, Rev. Scient. Instr. **4**, 373, 1933.