

und 13 läßt sich diese Regel unmittelbar prüfen. Tatsächlich sind in der *L*-Serie alle Linien, die den genannten Bedingungen genügen, beobachtet. Die *K*- und die *M*-Serie sind leider der größeren experimentellen Schwierigkeiten wegen (große Härte der *K*-Linien schwerer Elemente, starke Verwaschenheit der *M*-Linien) noch nicht ausreichend untersucht; doch gehorchen auch hier die bereits bekannten Linien durchaus obiger Regel. Termkombinationen, die vom Auswahlprinzip gestattet, aber noch nicht beobachtet sind, sind in Tab. 12 durch das Zeichen  $\times$  angedeutet.

Die Gültigkeit des Auswahlgesetzes scheint allerdings insofern beschränkt zu sein, als es bei langer Expositionsdauer möglich war, auch einige verbotene Kombinationen als schwache Linien im Spektrum zu erhalten. In der Tat finden sich in Tab. 12 sieben solcher verbotenen Kombinationen vor; sie sind durch Einklammerung kenntlich gemacht. Vermutlich machen sich hier störende Einflüsse im Atomfeld geltend, z. B. elektrische Zusatzfelder, die bekanntlich auch die Auswahlregeln der optischen Spektren außer Kraft zu setzen vermögen.

#### 4. Dublettbeziehungen.

Es bleiben noch die quantitativen Gesetzmäßigkeiten zu erörtern. In Tab. 12 sind jeweils zwei aufeinanderfolgende Niveaus einer Schale durch Klammern verbunden. Diese Niveaupaaire sondern sich hinsichtlich der Abhängigkeit ihrer Energiedifferenzen von der Ordnungszahl *Z* in zwei charakteristisch verschiedene Gruppen; sie wurden vom Verf. als *reguläre* und *irreguläre Dubletts* unterschieden. Die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  der *regulären* Dubletts (obere

Klammern in Tab. 12) gehen im wesentlichen mit  $Z^4$ ; ihre Wellenlängendifferenzen  $\Delta\lambda = \Delta\nu/\nu^2$  sind demnach angenähert von  $Z$  unabhängig. Die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  der *irregulären* Dubletts (untere Klammern in Tab. 12) gehen im wesentlichen linear mit  $Z$ , ihre Wellenlängendifferenzen  $\Delta\lambda$  infolgedessen mit  $Z^{-3}$ ; ihre  $\Delta/\nu$ -Werte, d. h. die Differenzen der  $\sqrt{\nu}$ -Werte zweier Dublett-komponenten, sind mit großer Annäherung konstant. Das Gesetz der regulären Dubletts ist im Fall des *L*-Dubletts ( $L_1 L_2$ ) zuerst von *Sommerfeld*, dasjenige der irregulären Dubletts im Fall des *L*-Dubletts ( $L_2 L_3$ ) zuerst von *G. Hertz* ausgesprochen worden.

Es ist nun eine überaus charakteristische Eigenschaft des Niveauschemas, daß in ihm reguläre und irreguläre Dubletts regelmäßig miteinander abwechseln. An Hand des Quantenzahlschemas Tab. 13 kann man den Sachverhalt folgendermaßen beschreiben: Zwei Niveaus einer Schale (also gleicher Quantensumme *k* und scheinbarer Quantenzahl *s*) bilden ein *reguläres* Dublett, wenn sie gleiche Zahlen *m* und verschiedene Zahlen *n* haben; sie bilden dagegen ein *irreguläres* Dublett, wenn sie verschiedene Zahlen *m* und gleiche Zahlen *n* haben.

Zur Charakterisierung der beiden Dublettarten braucht man sich übrigens nicht mit den oben erwähnten Näherungsgesetzen (konstante  $\Delta\lambda$  und  $\Delta/\nu$ ) zu begnügen. Es hat sich gezeigt, daß sich *Sommerfelds* relativistische Termformel zur quantitativen Darstellung sämtlicher Dubletts, sowohl der regulären als der irregulären, vorzüglich eignet, wenn man über die in sie eingehenden Abschirmungszahlen in geeigneter Weise verfügt<sup>13)</sup>.

## Über die Wellenlänge der $\gamma$ -Strahlen.

Von Lise Meitner, Berlin-Dahlem.

Die Verknüpfung der radioaktiven Erscheinungen mit den Grundfragen der Chemie und Physik läßt sich sehr einfach erkennen, wenn man die Natur der drei bei radioaktiven Prozessen auftretenden Strahlenarten betrachtet. Die Erkenntnis, daß die  $\alpha$ -Strahlen Heliumatome sind, hat am entscheidendsten die Unzulänglichkeit des alten Elementenbegriffes dargetan und in weiterer konsequenter Entwicklung zur modernen Atomtheorie geführt. Die  $\beta$ -Strahlen haben durch ihre große Geschwindigkeit die Möglichkeit geboten, die von der Lorentz-Einsteinschen Theorie geforderte Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit zu prüfen und zu bestätigen. Die  $\gamma$ -Strahlen endlich, im Wesen identisch mit den Röntgenstrahlen, aber durchschnittlich von viel kleinerer Wellenlänge, werden vielleicht eines Tages ähnliche Bedeutung für die Aufklärung

der Kernkonstitution gewinnen, wie sie die Röntgenstrahlen heute für die Erforschung der Elektronenanordnung im Atom haben. Darum scheint es von besonderem Interesse, die für jede Wellenstrahlung charakteristische Konstante, nämlich die Wellenlänge, auch für die  $\gamma$ -Strahlen möglichst genau zu kennen. Wie weit heute die Möglichkeit einer solchen Wellenlängenbestimmung gegeben ist, soll im folgenden kurz ausgeführt werden.

Die Tatsache, daß die  $\gamma$ -Strahlen durch magnetische und elektrische Felder nicht beeinflusst werden und daß sie ein sehr hohes Durchdringungsvermögen besitzen, ist sehr bald nach ihrer Entdeckung erkannt und richtig dahin gedeutet worden, daß die  $\gamma$ -Strahlung elektro-

<sup>13)</sup> Vgl. A. Sommerfeld u. G. Wentzel, l. c.

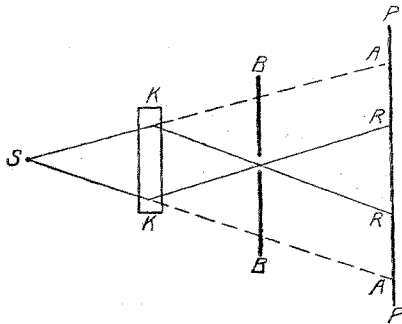
magnetische Schwingungen sind gleich den Licht- und Röntgenstrahlen, nur von erheblich höherer Frequenz, also kleinerer Wellenlänge. Aber eine direkte Bestätigung durch den Nachweis der Interferenzfähigkeit ist erst durch die weittragende Entdeckung v. Laues, die der modernen Atomphysik ihr wichtigstes experimentelles Hilfsmittel geschaffen hat, ermöglicht worden.

Zugleich bietet die v. Lauesche Kristallgittermethode einen Weg, die Wellenlängen von  $\gamma$ -Strahlen zu messen. Allerdings sind direkte Wellenlängenmessungen nur innerhalb eines beschränkten Bereiches durchführbar, da für die sehr kleinen Wellenlängen der durchdringenden  $\gamma$ -Strahlen sich die Raumgitterstruktur der Kristalle schon als zu grob erweist.

Wie weiter unten noch gezeigt werden soll, läßt sich aber eine Bestimmung der Wellenlängen der kurzwelligen  $\gamma$ -Strahlen dadurch erzielen, daß mittelbar die Ergebnisse der Röntgenspektroskopie benutzt werden.

Vorerst sei kurz eine direkte Wellenlängenmessung erwähnt, die vor mehreren Jahren von E. Rutherford und C. Andrade mit Hilfe einer etwas modifizierten Kristallgittermethode durchgeführt wurde. Gegenstand der Untersuchung waren die  $\gamma$ -Strahlen von RaB + C.

Das Prinzip der Methode ist folgendes:



Von einer punkt- oder linienförmigen Strahlenquelle (ein mit RaB + C aktivierter dünner Draht) S treffen Strahlen senkrecht auf eine Kristallplatte K, dringen in diese ein und werden an den inneren Atomebenen reflektiert. Die photographische Platte P wird daher außer der allgemeinen Schwärzung durch die hindurchgegangene Strahlung zwei Reflexionslinien R und zwei Absorptionslinien A erkennen lassen. Bringt man in die Ebene des Kreuzungspunktes der beiden reflektierten Strahlen eine Blende B, so wird diese die allgemeine Schwärzung und die Absorptionslinien abblenden und man erhält auf der Platte nur die Reflexionslinien zusammen mit der von den direkten Strahlen herrührenden Schwärzung in der Mitte.

Rutherford und Andrade haben nach dieser Methode im  $\gamma$ -Strahlenspektrum von RaB + C 21 Linien festgestellt, die sich von rund  $1,4 \cdot 10^{-8}$  cm bis zu  $7,2 \cdot 10^{-10}$  cm Wellenlängen erstrecken.

Die Zahl der wirklich vorhandenen Wellenlängen dürfte wahrscheinlich kleiner sein, da es den Anschein hat, daß einige Linien im Beugungsspektrum erster und zweiter Ordnung gemessen wurden. Wichtiger scheint mir aber der Hinweis, daß die gemessenen Linien größtenteils vermutlich gar nicht dem primären  $\gamma$ -Strahlenspektrum von RaB + C angehören, sondern sekundär erregte charakteristische Röntgenstrahlen sind. RaB ist nämlich ein Isotop des Bleies, RaC ein Isotop des Wismuts, und viele der von Rutherford und Andrade gemessenen Wellenlängen entsprechen in auffallender Weise den Linien der K-, L- und M-Serie der beiden Elemente. Die primären mit dem Zerfallsprozeß der Kerne unmittelbar verknüpften  $\gamma$ -Strahlen von RaB und RaC müssen noch viel kürzere Wellenlängen aufweisen, wie die Messung ihrer Absorptionskoeffizienten beweist. Darum versagt ihnen gegenüber das Kristallgitter als Beugungsgitter, die Abstände der Gitterebenen sind zu groß im Verhältnis zu den Wellenlängen, und diese Strahlen entziehen sich dadurch der Messung.

In der letzten Zeit haben nun die Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen andere Wege zur Bestimmung der Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen gewiesen.

Wenn nämlich  $\gamma$ -Strahlen auf Materie auffallen, so werfen sie aus den Elektronenhüllen der Atome Elektronen heraus, deren Energie, vermehrt um ihre Ablösungsarbeit vom Atom, der ursprünglichen Energie des  $\gamma$ -Strahls entsprechen muß. Je nachdem, ob das Elektron aus dem K-, L-, M-Niveau stammt, ist als Ablösungsarbeit die Anregungsgrenze der K-, L-, M-Serien der entsprechenden Substanz einzusetzen, die aus röntgenspektroskopischen Messungen entnommen werden kann. Wird außerdem die Geschwindigkeit der herausgeworfenen Elektronen gemessen, so ist damit auch ihre Energie bekannt, und durch Summation dieser Energie und der Ablösungsarbeit läßt sich die Energie der  $\gamma$ -Strahlung und damit aus der Gleichung

$$E_{\gamma} = h \nu_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda_{\gamma}}$$

wobei  $h$  die Plancksche Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit  $\nu_{\gamma}$  und  $\lambda_{\gamma}$  bzw. die Frequenz und Wellenlänge des  $\gamma$ -Strahls bedeuten, die Größe  $\lambda_{\gamma}$  berechnen.

Nach dieser Methode hat beispielsweise C. D. Ellis die Wellenlängen der  $\gamma$ -Strahlen von RaB untersucht, indem er die  $\gamma$ -Strahlen auf verschiedene Substanzen auffallen ließ und die Geschwindigkeit der ausgelösten Elektronen aus ihrer Ablenkung im Magnetfeld maß. Er stellte drei Wellenlängen von  $5,19 \cdot 10^{-10}$  cm,  $4,23 \cdot 10^{-10}$  cm und  $3,54 \cdot 10^{-10}$  cm fest, wobei er die allerdings plausible Annahme machen mußte, daß die herausgeworfenen Elektronen aus dem K-Niveau der von den  $\gamma$ -Strahlen getroffenen Atome stammen.

Berücksichtigt man aber den tatsächlichen Zusammenhang zwischen den  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen bei radioaktiven Substanzen, so kann man das Energieniveau, aus dem die Elektronen ( $\beta$ -Strahlen) bestimmter Geschwindigkeit stammen, ohne jede Voraussetzung bestimmen und hat zugleich zwei voneinander unabhängige Wege, die Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen zu errechnen. Neuere Untersuchungen haben nämlich gezeigt, daß der Zusammenhang zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen sich folgendermaßen darstellt:

Die aus dem zerfallenden Atomkern austretenden primären  $\beta$ -Strahlen besitzen (wenigstens in den einfachsten Fällen) eine einheitliche Geschwindigkeit und eine dieser Geschwindigkeit entsprechende Energie  $E_\beta$ . Entweder tritt der  $\beta$ -Strahl mit dieser Energie aus dem Atom aus und wird außerhalb des Atoms mit seiner vollen Geschwindigkeit gemessen, oder es entsteht im Kern aus dem  $\beta$ -Strahl ein  $\gamma$ -Strahl gleicher Energie, so daß die Beziehung gilt:

$$E_\beta = h \nu_\gamma = \frac{hc}{\lambda_\gamma}$$

Der so entstandene  $\gamma$ -Strahl wirft nun aus den  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -Niveaus Elektronen heraus, und zwar wesentlich im selben Atom, in dem er entstanden ist, und da er nur sein ganzes Quant auf einmal abzugeben vermag, wird die Energie der sekundär in den Elektronenhüllen ausgelösten  $\beta$ -Strahlen gleich der Energie des  $\gamma$ -Strahls vermindert um die entsprechende Ablösungsarbeit sein, also beispielsweise  $h \nu_\gamma = E_\beta^K - E_K$ , wenn mit  $E_\beta^K$  die Energie des aus dem  $K$ -Niveau stammenden  $\beta$ -Strahls und mit  $E_K$  die Ablösungsarbeit des  $K$ -Niveaus bezeichnet wird.

Mißt man also die Energien bzw. Geschwindigkeiten der von einer radioaktiven Substanz ausgesendeten  $\beta$ -Strahl-Gruppen, so muß die größte Energie der primären Kern- $\beta$ -Strahlung angehören. Die weiteren  $\beta$ -Strahl-Gruppen kommen aus den Elektronenhüllen und können vielleicht zweckmäßig als Ring- $\beta$ -Strahlen bezeichnet werden. Die Energiedifferenz zweier aufeinander folgender Ring- $\beta$ -Strahl-Gruppen muß gleich sein der Energiedifferenz ihrer Ablösungsarbeiten, und daher läßt sich eindeutig bestimmen, aus welchen Energieniveaus diese Gruppen stammen.

Dadurch sind zwei unabhängige Berechnungsmethoden für die Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen gegeben, nämlich einerseits muß:

$$\frac{hc}{\lambda_\gamma} = E_\beta$$

sein, außerdem aber auch:

$$\frac{hc}{\lambda_\gamma} = E_\beta^K - E_K = E_\beta^L - E_L$$

usw. Die Größen  $E_\beta$ ,  $E_\beta^K$ ,  $E_\beta^L$  werden durch Messung der Ablenkung der  $\beta$ -Strahlen im Magnetfeld gewonnen, die Größen  $E_K$ ,  $E_L$ , . . . ergeben sich aus den nach der Kristallgittermethode gemessenen Wellenlängen der Absorptionsgrenzen der  $K$ -,  $L$ - usw. Serien.

Unter Heranziehung der hier dargelegten Verhältnisse wurde die Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen von ThB zu  $\lambda_\gamma = 5,2 \cdot 10^{-10}$  cm, vom Radium zu  $\lambda_\gamma = 6,6 \cdot 10^{-10}$  cm, von RaD zu  $2,9 \cdot 10^{-9}$  cm bestimmt. Die kürzeste nach dieser Methode bisher gemessene Wellenlänge ist die Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlen von ThC", die sich nach vorläufigen Versuchen zu  $\lambda_\gamma = 2,45 \cdot 10^{-10}$  cm ergibt.

Diese Wellenlänge ist rund 5mal kleiner als die kürzeste charakteristische Röntgenstrahlung, die wir kennen, nämlich die  $K$ -Strahlung des Urans. Doch sind dies durchaus nicht die kurzwelligsten  $\gamma$ -Strahlen, die es gibt, denn sie entsprechen in ihrer Energie  $\beta$ -Strahlen von etwa 87 % Lichtgeschwindigkeit, und es sind  $\gamma$ -Strahlen beobachtet, die  $\beta$ -Strahlen von ca. 98 % Lichtgeschwindigkeit energiegelich sind. Daß aber die aus dem Kern stammende primäre  $\gamma$ -Strahlung unter Umständen auch langwelliger sein kann als die  $K$ -Strahlung des betreffenden Atoms, zeigt das Beispiel des RaD, bei welchem die Wellenlänge der  $\gamma$ -Strahlung, wie angegeben, zu  $2,9 \cdot 10^{-9}$  cm gefunden wurde, während die Grenzwellenlänge seiner  $K$ -Serie (RaD ist ein Bleiisotop)  $1,385 \cdot 10^{-9}$  cm beträgt. Natürlich kann infolgedessen die  $\gamma$ -Strahlung des RaD keine  $K$ -Elektronen herauswerfen, und tatsächlich entsprechen die beobachteten Ring- $\beta$ -Strahlen dem  $L$ - bzw.  $M$ -Niveau.

Es ist nach dem Vorstehenden auch ohne weiteres verständlich, daß *Rutherford* und *Andrade* bei ihrer Untersuchung der  $\gamma$ -Strahlen von RaB + O die für diese Elemente charakteristischen Röntgenstrahlen finden mußten. Die primäre dem Kern entstammende  $\gamma$ -Strahlung wirft  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -Elektronen heraus, d. h. aber nichts anderes, als daß sie die  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -Serie anregt.

Die spärlichen älteren Versuche, die bisher über die durch  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen in anderen Substanzen erregte charakteristische Strahlung vorliegen, sind unter nicht genügend eindeutigen Bedingungen ausgeführt worden, um bindende Schlüsse zu gestatten. So dürfte auch die in diesen älteren Arbeiten aufgestellte Behauptung, daß die charakteristische Strahlung wesentlich durch  $\beta$ - und nicht durch  $\gamma$ -Strahlen ausgelöst wird, irrtümlich sein.

Die Frage nach der Wirksamkeit der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen bei der Auslösung der charakteristischen Strahlung hat in dieser allgemeinen Form eigentlich überhaupt keinen Sinn. Man muß vielmehr folgendes berücksichtigen. Der  $\gamma$ -Strahl besitzt seine Energie, um es kurz auszudrücken — in Form eines Quants und er kann nur das ganze Quant oder gar keine Energie abgeben. Der  $\beta$ -Strahl dagegen kann beliebig kleine Beträge seiner Energie übertragen. Treffen nun  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen gleicher Energie auf Atome auf und ist die Energie der Strahlen beträchtlich größer als die kleinste am Atom zu leistende Ab-

lösungsarbeit (Ionisierungsarbeit), was ja für  $\gamma$ -Strahlen stets zutrifft, so wird entsprechend der größeren Wahrscheinlichkeit, ein äußeres Elektron zu treffen, der  $\beta$ -Strahl wesentlich ionisierend wirken und die äußeren Elektronen, u. zw. meistens ohne ihnen mehr Energie als zur Ablösungsarbeit nötig ist, zu übertragen, herauswerfen. Denn der  $\beta$ -Strahl kann jeden beliebigen Energiebetrag abgeben und er gibt vorzugsweise die kleinsten möglichen Energiemengen her. Der  $\gamma$ -Strahl hingegen, der nur sein ganzes Quant übertragen kann, wird vorzugsweise diejenigen Elektronen, deren Ablösungsarbeit seiner Eigenenergie am nächsten liegt, herauswerfen und ihnen je nach der Größe der Ablösungsarbeit noch eine entsprechende Geschwindigkeit erteilen. Darum ionisiert der  $\gamma$ -Strahl nicht direkt, wie man zu sagen pflegt, sondern nur auf dem Umweg über sekundär erregte  $\beta$ -Strahlen. Diese können dann wieder in beliebig kleinen Energiestufen Energie abgeben, sie werden also nach den einfachen Wahrscheinlichkeitsgesetzen hauptsächlich die äußeren Elektronen herauswerfen, d. h. ionisieren. Daß die Wahrscheinlichkeit, ein fester gebundenes Elektron zu treffen, kleiner ist als für ein loser gebundenes, erklärt auch die Tatsache, daß  $\gamma$ -Strahlen viel weniger ionisieren als energiegleiche  $\beta$ -Strahlen.

Man kann diese Verhältnisse sehr gut an der

von C. T. R. Wilson ausgeführten Sichtbarmachung der Bahnen von  $\beta$ - und  $\gamma$ - (bzw. Röntgen-) Strahlen in Luft beobachten. Die Bahn der  $\beta$ -Teilchen markiert sich selbst bei so starker Vergrößerung, daß die einzelnen Ionen sichtbar sind, als eine mehr oder minder gekrümmte, durch die Aufeinanderfolge der gebildeten Ionen bestimmte, fast glatte Linie ohne seitliche Verzweigungen. Ein Auftreten sekundärer  $\beta$ -Strahlen, d. h. mit merklicher Geschwindigkeit herausgeworfener Elektronen, ist nirgends deutlich erkennbar. Daß gleichwohl vereinzelt eine solche sekundäre Ionisation vorhanden sein dürfte, zeigt die veränderliche Dichte der Ionisation längs der  $\beta$ -Strahl-Bahn, indem stellenweise Gruppen von Ionen auftreten.

Die Bahn der Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlen hingegen ist durch keinerlei bevorzugten Linienzug von Ionen erkennbar, sondern nur dadurch, daß sie der Ausgangspunkt der erregten  $\beta$ -Strahlen sind, die nun ihrerseits erst Ionen erzeugen. Die Erklärung hierfür liegt, wie schon erwähnt, in dem Umstand, daß der  $\gamma$ -Strahl ebenso wie jeder andere elektromagnetische Wellenstrahl seine Energie in Quantenform besitzt und nur als einheitliches Ganze abgeben kann. Und gerade auf dieser Tatsache beruht eben die Berechtigung, die Wellenlänge des  $\gamma$ -Strahls aus der Energie der ausgelösten Elektronen und der zu ihrer Abtrennung nötigen Arbeit zu bestimmen.

## Laue-Interferenzen und Atombau<sup>1)</sup>.

Von P. Debye, Zürich.

In der Laueschen Theorie der Kristallinterferenzen wird der beobachtete Interferenzeffekt aufgebaut aus dem Zusammenwirken aller von den einzelnen Atomen des Kristalles ausgehenden Elementarwellen, welche einzeln durch die auftreffenden primären Röntgenstrahlen angeregt, mit dieser Primärstrahlung, sowohl nach Intensität wie nach Phase fest gekoppelt sind. Der Haupterfolg dieser Theorie liegt in der Erklärung der räumlich diskontinuierlichen Verteilung der Sekundärstrahlung, das Auffälligste des Laue-diagramms, auf Grund der Gitteranordnung der Atome in den Kristallen. So war es berechtigt, zunächst die Stärke und Phase der Elementarwellen in ihrer Abhängigkeit vom sekundär strahlenden Atom nur nebenbei zu berücksichtigen und sie rein phänomenologisch durch einen in seinen Eigenschaften nicht näher untersuchten Zerstreuungsfaktor zu messen, wie das in der Laueschen Theorie geschieht. Sobald indessen W. H. und W. L. Bragg die Interferenzen mit Hilfe ihrer, übrigens in der Laueschen Theorie impli-

cite enthaltenen, Reflexionsmethode genauer untersuchten, war es das erste Erfordernis, jenem Zerstreuungsfaktor erhöhte Aufmerksamkeit zu schenken. Allen ihren schönen Resultaten über den Bau einzelner Kristalle und vor allem der zwar lange schon, insbesondere von Groth vorgeahnten, nun aber erst gesicherten Erkenntnis, daß nicht Moleküle, sondern Atome die erkennbaren, primären Bausteine der Kristalle bilden, liegt wesentlich eine Annahme über die Zerstreuungsfähigkeit der Atome zugrunde. Sie finden, daß die *Amplitude* der vom Atom zerstreuten Sekundärwelle *proportional dem Atomgewicht* gesetzt werden muß. Dieser zunächst rein empirisch gefundene Satz eröffnete die Aussicht, über das Atom und seine inneren Eigenschaften etwas zu erfahren und mußte zu einer Erklärung reizen auf Grund eines Bildes über die Konstitution der Atome.

Nun lagen zur Zeit, als der obige Befund von W. H. und W. L. Bragg publiziert wurde, die Verhältnisse durchaus nicht so, daß man sich bis dahin noch nicht eingehender mit der Zerstreuungsfähigkeit der Körper für Röntgenstrahlen beschäftigt hatte. Vielmehr existierten einer-

<sup>1)</sup> Eine chronologische Zusammenstellung der Literatur, welche ich Herrn Fraunfelder verdanke, findet sich am Schlusse.