

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Die Atomtheorie in ihrer neuesten Entwicklung

Graetz, Leo

Stuttgart, 1918

Vierter Vortrag

urn:nbn:de:bsz:31-91571

Vierter Vortrag.

Die Spektren der Röntgenstrahlen und die Kerntheorie der Atome.

Beugungserscheinungen als Beweis für die Wellennatur des Lichts. Die Beugung der Röntgenstrahlen durch Kristalle. Die Bragg'sche Auffassung der Beugungsbilder. Röntgenspektren. Die K- und L-Linien. Das Moseley'sche Gesetz der Hochfrequenzspektren. Reihenfolge der Elemente und Lücken im periodischen System.

Die Kerntheorie der Atome hat eine unerwartete, aber glänzende Bestätigung gefunden durch die neuesten Untersuchungen über Röntgenstrahlen.

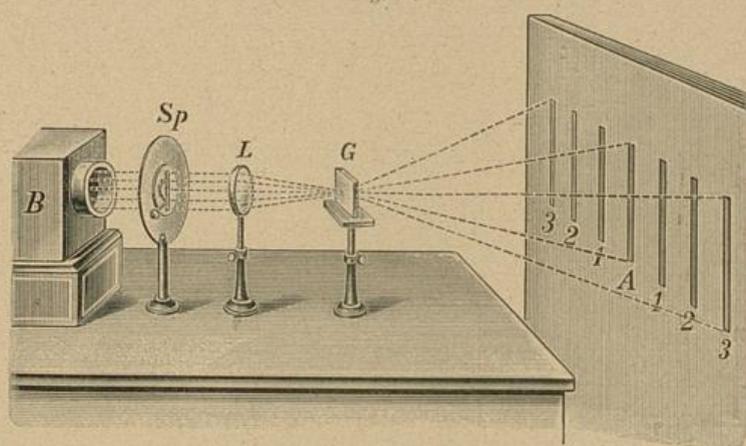
Die wissenschaftliche Erforschung der Röntgenstrahlen hat bekanntlich seit ihrer Entdeckung (1895) bis zum Jahre 1912 sehr geringe Fortschritte gemacht. Man hat schon seit ihrer ersten Entdeckung gewußt, daß es Röntgenstrahlen verschiedener Art gibt, die man im großen und ganzen als harte und weiche Röntgenstrahlen unterscheidet. Der Unterschied liegt darin, daß harte Strahlen von einem Körper, z. B. einem Stück Aluminium bestimmter Dicke, wenig absorbiert werden, während weiche Strahlen von demselben Körper stark absorbiert werden. Jede Röntgenröhre sendet sowohl harte wie weiche Strahlen in verschiedener Zusammensetzung aus, sie gibt eine inhomogene Strahlung, nicht eine Strahlung, die nur eine einzige Qualität besitzt und die man als homogene Strahlung bezeichnet. Die für den Physiker wichtigste Frage, welcher Natur die Röntgenstrahlen sind, ob sie Korpuskularstrahlen sind oder ob sie den Lichtstrahlen ähnliche Vorgänge sind, diese Frage konnte lange zu keiner direkten Entscheidung gebracht werden, obwohl allerdings die weit überwiegende Wahrscheinlichkeit für die zweite der beiden Möglichkeiten sprach. Aber wenn die Röntgenstrahlen auch manche Eigenschaften mit den Lichtstrahlen gemein zu haben schienen, so waren doch andererseits so erhebliche Verschiedenheiten zwischen beiden vorhanden, daß eine Entscheidung nicht getroffen werden konnte.

Das Licht besteht bekanntlich in einer Wellenbewegung. Es pflanzt sich durch den Raum fort mit einer Geschwindigkeit von 300 000 km pro Sekunde. Die Wellenlänge der Lichtstrahlen ist eine außerordentlich kleine, und zwar für die verschiedenen Farben eine verschiedene. Die roten Lichtstrahlen haben eine Wellenlänge von ungefähr 760 millionstel Millimeter, die violetten eine solche von ungefähr 380 millionstel Millimeter. Man drückt jetzt diese kleinen Wellenlängen zweckmäßig in einer Einheit aus, die ein zehnmillionstel Millimeter (10^{-8} cm) beträgt und die man

eine Ångström-Einheit (A.E.) nennt. So ist also die Wellenlänge der äußersten roten Strahlen etwa 7600 A.E., die der äußersten violetten etwa 3800 A.E.

Die Wellentheorie des Lichtes scheint zunächst der direkten Beobachtung zu widersprechen. Denn das Licht breitet sich, wie die einfachsten Beobachtungen zeigen, von einem leuchtenden Körper nur in Strahlen und nur geradlinig fort, und geht nicht um Hindernisse, um schattenwerfende Körper herum, während eine Wellenbewegung sich ganz anders verhält. Wenn die Wellen eines Teiches auf ein Hindernis treffen, auf einen Steinblock, der aus dem Wasser hervorragt, so sieht man von den Rändern des Blockes aus die Wellen sich hinter ihn ziehen, das Wasser hinter dem Block kommt ebenfalls in Schwingungen, die Wellen sind um ihn herumgegangen. Auch bei dem Schall, der ja eine

Fig. 16.



Wellenbewegung der Luft ist, wissen wir, daß er um Hindernisse, um Ecken herumgeht; man hört den Schall einer Schallquelle auch um Ecken herum. Bei dem Licht aber scheint das nicht der Fall zu sein. Läßt man die Lichtwellen auf einen undurchsichtigen Schirm fallen, so sieht man hinter dem Schirm nichts, es scheint das Licht nicht um die Ecken des Hindernisses herumzugehen.

Aber in Wirklichkeit scheint das nur so. Tatsächlich geht das Licht auch um Ecken herum, es wird durch Hindernisse von seiner geradlinigen Bahn abgelenkt, und gerade diese Tatsache ist der Beweis dafür, daß man das Licht trotz des gegenteiligen Anscheines als eine Wellenbewegung ansehen muß. Wegen der Kleinheit der Wellenlängen des Lichts darf man aber auch nur sehr enge, kleine Hindernisse in seinen Weg stellen, um eine merkbare Abbiegung des Lichts von seiner geraden Bahn zu erkennen. Dies geschieht in der Optik am vollkommensten durch Anwendung eines sogenannten Beugungsgitters. Ein solches wird am einfachsten so hergestellt, daß auf eine Glasplatte durch eine sehr feine Teilmaschine eine große Reihe feiner Striche in gleichen Abständen voneinander eingeritzt werden. Schon wenn 100 oder 200 Striche

pro Millimeter vorhanden sind, sieht man, daß das durchgehende Licht sehr weit von seiner geradlinigen Bahn abgelenkt wird. In Fig. 16 ist ein bekannter Versuch, wie er in der Optik ausgeführt wird, dargestellt, der diese Ablenkung, man nennt sie *Beugung des Lichts*, objektiv zeigt. Von einer Lichtquelle (Bogenlampe) B geht das Licht (das man durch ein rotes Glas, das es passieren muß, einfarbig gemacht hat) durch einen engen Spalt Sp, und von einer Linse L wird das Licht auf eine Tafel T geworfen und gibt dort ein helles, scharfes, rotes Bild A des Spaltes. Wenn man aber in den Gang der Lichtstrahlen bei G das Beugungsgitter stellt, so sieht man sofort außer dem direkten Bild des Spaltes bei A noch eine Reihe seitlicher Bilder 1, 2, 3, rechts und links vom mittleren Spaltbild. Es sind dies die abgelenkten Bilder, welche ganz direkt zeigen, daß hinter dem Gitter das Licht nicht nur geradlinig sich fortpflanzt, sondern auch nach den Seiten abgelenkt wird. Daß man dabei nur eben einzelne helle Beugungsbilder 1, 2, 3 erhält und nicht die ganze Tafel mehr oder minder hell sieht, kommt daher, daß durch die vielen Öffnungen des Gitters viele einzelne Wellenzüge zu jeder Stelle der Tafel hinein, aber wegen der Kleinheit ihrer Wellenlängen sich an den meisten Stellen durch Interferenz aufheben, und nur an einzelnen Stellen, eben den Stellen 1, 2, 3, sich gegenseitig verstärken. Die abgelenkten Bilder stehen um so weiter auseinander und um so weiter von der Mitte fort, je größer die Wellenlänge des angewendeten Lichtes ist. Wenn man daher als Lichtquelle ein gemischtfarbiges Licht anwendet, so bringt ein Beugungsgitter von selbst eine *Trennung* der verschiedenen Farben, der verschiedenen Wellenlängen hervor. Die kurzwelligen Farben geben Beugungsbilder näher am Mittelbild, die langwelligen weiter vom Mittelbild. Bei Anwendung des weißen Lichts der Sonne oder der Bogenlampe erhält man so an Stelle der einzelnen Linien 1, 2, 3 ausgedehnte *Spektre*, in denen alle Farben von Blau bis Rot sich aneinanderschließen.

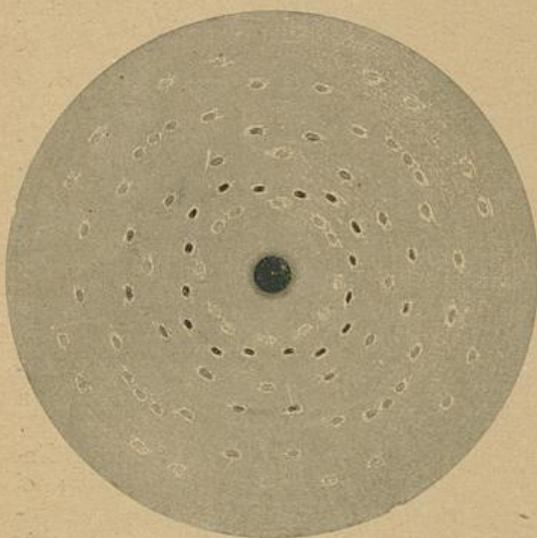
Diese Beugungserscheinungen bilden in der Optik den strengen Beweis für die Wellennatur des Lichts. Sie beweisen zu gleicher Zeit zwei für jede Wellenbewegung charakteristische Eigenschaften des Lichts, nämlich erstens die Interferenz des Lichts, d. h. die Tatsache, daß zwei Lichtwellen sich unter gewissen Umständen aufheben können, und zweitens die Abweichung von der geradlinigen Fortpflanzung, das *Um-die-Ecke-Biegen* des Lichts.

Wollte man nun die Wellennatur der Röntgenstrahlen beweisen, so war es notwendig zu zeigen, daß man durch sie auch Beugungserscheinungen erhalten kann. Aber als man selbst die feinsten Beugungsgitter anwendete, die man herstellen kann, Gitter, bei denen mehr als 1700 Striche auf den Millimeter angebracht waren, so zeigten doch die Röntgenstrahlen keine Spur von Abweichung von ihrer geradlinigen Bahn, keine Spur von Beugung. Dieses negative Resultat ist aber kein Beweis gegen die Wellennatur der Röntgenstrahlen, sondern es konnte daran liegen, daß die Wellenlängen der Röntgenstrahlen noch außerordentlich viel kleiner sind, als die der Lichtwellen. Die Öffnungen der Beugungsgitter müssen, damit das Gitter gut wirksam sei, so eng sein, daß sie höchstens etwa 20 bis 50 Wellenlängen umfassen, je enger sie sind, desto besser. Wenn also die Wellenlänge der Röntgenstrahlen 1000mal kleiner sein sollte, als die

des violetten Lichts, so sind die Gitteröffnungen viel zu groß, um merkliche Beugung bei ihnen hervorzubringen. Man müßte vielmehr Gitter herstellen, bei denen nicht 1000 bis 2000, sondern 1000 000 Striche auf den Millimeter kommen. Aber das ist eine Aufgabe, die mechanisch un- ausführbar ist.

Hier aber ist durch eine vortreffliche Idee von Prof. Laue ein unerwarteter und zum Ziele führender Fortschritt gemacht worden. Statt den unmöglichen Versuch zu unternehmen, Gitter von der gewünschten und notwendigen Feinheit künstlich herzustellen, kam Laue auf die Idee, daß die Natur ja selbst Gitter von dieser Feinheit uns zur Verfügung stellt. In den Kristallen nämlich ordnen sich die Moleküle der Körper gitterförmig an, es bestehen in ihnen abwechselnd Schichten,

Fig. 17.



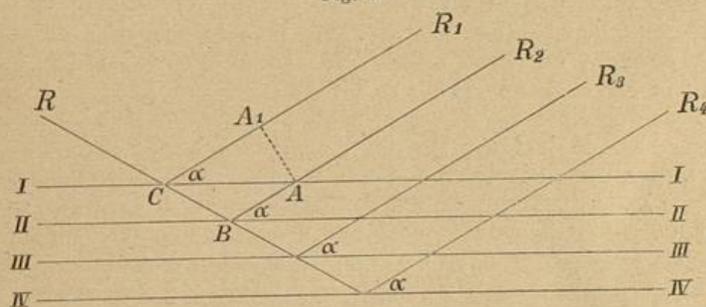
welche von Molekülen eingenommen werden, und zwischen diesen Schichten sind freie Räume, und zwar ist der Abstand dieser Schichten voneinander von der Größe $8 \cdot 10^{-8}$ cm, also 8 A.E., mithin gerade von der Größe, wie wir sie oben für notwendig erklärt hatten, um selbst 1000mal kleinere Wellen als die des sichtbaren Lichts zu beugen. Der Versuch mit solchen Kristallen glückte nun vollkommen, es gelang tatsächlich, Beugungserscheinungen zu erhalten, wenn man ein dünnes Bündel von Röntgenstrahlen durch eine Kristallplatte

hindurchgehen ließ. Fig. 17 zeigt ein so erhaltenes Beugungsbild, bei welchem die Röntgenstrahlen durch einen Kristall aus Zinkblende hindurchgeschickt wurden und dann auf eine photographische Platte fielen. Die Mitte der Figur, der starke schwarze Fleck, zeigt den direkten Durchstoßungspunkt des angewendeten Bündels von Röntgenstrahlen, der bei nur gradliniger Fortpflanzung allein vorhanden sein müßte. Aber außer diesem zentralen Fleck sieht man noch eine große Anzahl anderer und zwar symmetrisch verteilter Flecke von geringerer oder größerer Dunkelheit. Diese Flecke entstehen durch die Beugung in dem Kristallgitter und zeigen dieselbe Symmetrie, wie sie die benutzte Kristallfläche zeigt. Der Zinkblendekristall hat nämlich in derjenigen Richtung, in der die Röntgenstrahlen durch ihn gesendet wurden, eine sogenannte vierzählige Achse. Das heißt, wenn man den Kristall um diese Achse um 360° herumdreht, so erhält man viermal, je bei einer Drehung um 90° , Lagen, die einander ganz gleichwertig sind. Und ebenso sieht man in dem Beugungsbild, daß zu jedem Fleck noch drei weitere gleiche gehören,

die um je 90° voneinander abstehen. Die Symmetrie des Kristalls spiegelt sich also in dem Beugungsbild wider. Dieser Umstand hat bewirkt, daß diese Interferenzen von Röntgenstrahlen bereits eine äußerst wichtige und erfolgreiche Methode der Kristallographie bilden, durch welche die nähere Konstitution, die Anordnung der Atome im Kristall, bis ins einzelne untersucht werden kann. Für die Physik aber war eine andere Folgerung aus dieser Erscheinung von besonderer Wichtigkeit; man konnte nämlich aus dieser Figur die Wellenlänge der angewendeten Röntgenstrahlen bestimmen. Es zeigt sich, daß die verschiedenen Beugungsflecke durch Wellenlängen verschiedener Größe gebildet werden, und die Berechnung ergab, daß in den angewendeten Röntgenstrahlen verschiedene Wellenlängen von 0,3 bis zu 1,5 A.E. enthalten sind. Diese Wellen sind 600- bis 3000mal kleiner als die Wellenlängen des äußersten Ultraviolett, das man bisher erzeugen und messen konnte, und das noch eine Wellenlänge von 1000 A.E. besitzt.

Das Auftreten dieser Interferenzerscheinungen beim Durchgang der Röntgenstrahlen durch Kristalle läßt sich in einer sehr bequemen und weiter-

Fig. 18.



führenden Art verstehen durch eine Betrachtungsweise, die zuerst von Bragg eingeführt wurde. In einem Kristall nämlich haben wir ein ganzes Netz von einander durchschneidenden Ebenen, von denen jede mit Atomen besetzt ist. Und zwar ist eine Reihe von parallelen Ebenen immer in bestimmter Weise mit Atomen besetzt, eine andere Reihe von parallelen Ebenen, die schief zu der ersten liegt, ist in anderer Weise mit Atomen besetzt, eine dritte Reihe von parallelen Ebenen ist wieder anders besetzt usw. Wir wollen jede solche Reihe von gleichartigen parallelen Ebenen als ein System von Netzebenen bezeichnen. Wir wollen in Fig. 18 annehmen, daß die Ebenen I, II, III, IV ein solches System von Netzebenen darstellen und daß ein paralleles Bündel von Röntgenstrahlen R_1, R_2, R_3, R_4 von bestimmter Wellenlänge λ auf diese Netzebenen nahezu streifend, also unter einem sehr kleinen Winkel α (den man den Glanzwinkel nennt) auffällt. Dann vernichten sich die Wellen durch Interferenz im allgemeinen gegenseitig. Nur wenn die Wellenlänge der Röntgenstrahlen in einer ganz bestimmten Beziehung zu dem Glanzwinkel steht, vernichten sie sich nicht, sondern verstärken sich, und zwar so, daß dann ein Bündel Röntgenstrahlen in der Richtung R den Kristall verläßt, also in solcher Richtung, als ob das Strahlen-

bündel R_1 bis R_4 von den Netzebenen direkt reflektiert worden wäre. Diese Verstärkung tritt dann ein, wenn der Unterschied der Wege zweier aufeinanderfolgender Strahlen (der Gangunterschied) eine ganze Wellenlänge beträgt (oder auch zwei, drei ganze Wellenlängen). Der Gangunterschied der Strahlen R_2 und R_1 ist aber gleich $AB + BC - A_1C$. Dieser Weg muß gleich einer Wellenlänge sein. (Die Beziehung, die sich daraus zwischen der Wellenlänge λ und dem Glanzwinkel α und dem Abstand der parallelen Netzebenen d ergibt, ist einfach die, daß $\lambda = 2d \sin \alpha$ ist). Daraus folgt nun aber weiter, daß wenn das unter dem Winkel α auffallende Strahlenbündel nicht nur eine einzige Wellenlänge besitzt, also nicht homogen ist, sondern aus vielen Wellenlängen gemischt ist, daß dann in der Richtung R nur ein Strahl des Bündels herausgeht, nämlich derjenige, der gerade die bestimmte Wellenlänge λ besitzt. Ist eine solche Wellenlänge in dem auffallenden Bündel nicht enthalten, so wird von diesen Netzebenen unter diesem Glanzwinkel überhaupt nichts reflektiert. Ist diese Wellenlänge in dem Bündel enthalten, so wird nur der Strahl mit dieser Wellenlänge reflektiert. Das sagt aber aus, daß der Kristall aus einem Gemisch von Wellenlängen unter diesem Winkel eine bestimmte Wellenlänge absondert und diese reflektiert, daß er also aus den inhomogenen Röntgenstrahlen eine homogene, oder wie man es nennt, monochromatische Strahlung in der Richtung R hervorbringt.

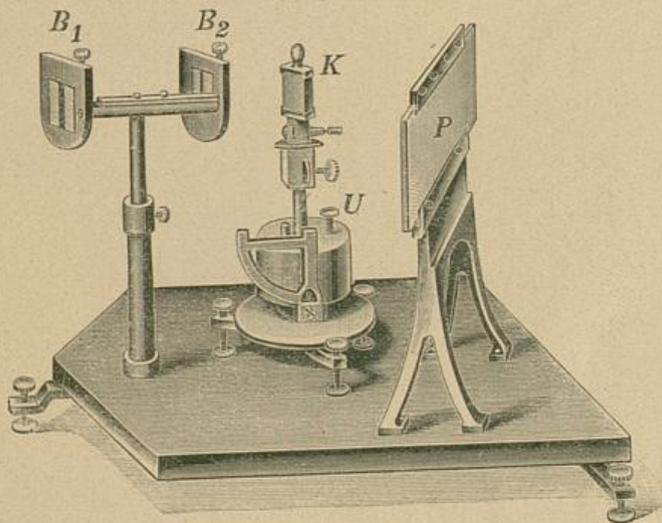
Was für den einen Glanzwinkel α gilt, daß er aus den inhomogenen Röntgenstrahlen denjenigen von der Wellenlänge λ aussondert und ihn reflektiert, das gilt bei einem anderen Glanzwinkel α^1 für eine andere Wellenlänge λ^1 . Daraus folgt aber, daß wenn ein nicht paralleles, sondern divergentes Bündel Röntgenstrahlen von verschiedenen Wellenlängen auf einen solchen Kristall auftrifft, daß dann der Kristall die einzelnen Wellenlängen nach verschiedenen Richtungen hin reflektiert, daß er also durch Reflexion einen Fächer von Strahlen bildet, von denen jeder eine ganz bestimmte Wellenlänge hat. Denn die nicht parallelen Strahlen bilden verschiedene Glanzwinkel mit den Netzebenen und unter jedem dieser Winkel wird dann ein Strahl von anderer Wellenlänge reflektiert. Der Kristall zerlegt also das auftreffende inhomogene Strahlenbündel in ein Spektrum von Röntgenstrahlen, so daß nach jeder Richtung nur ein Strahl von ganz bestimmter Wellenlänge reflektiert wird. So wie wir in der Optik durch ein Prisma das weiße auffallende Licht in ein Spektrum zerlegen, indem jede Farbe, jedes Licht von anderer Wellenlänge, unter anderem Winkel gebrochen wird und die Farben dadurch getrennt werden, so zerlegt ein Kristall eine auf ihn auffallende inhomogene Röntgenstrahlung von verschiedenen Wellenlängen in ein Röntgenspektrum, indem durch Reflexion die einzelnen Strahlen verschiedener Wellenlänge getrennt werden.

Damit haben wir aber eine Methode der Röntgenspektroskopie gewonnen, eine Methode, welche nicht bloß erlaubt, die Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge zu trennen, sondern welche auch erlaubt, diese Wellenlängen direkt zu messen. Man braucht bloß bei einem bestimmten Kristall, bei dem der Abstand der Netzebenen durch kristallo-

graphische Betrachtungen bekannt ist, den Glanzwinkel für jeden Strahl zu bestimmen, um daraus die Wellenlänge zu erhalten.

Solche Messungen hat nach Bragg zuerst der ausgezeichnete junge englische Physiker Moseley ausgeführt, der als ein Opfer des Weltkrieges in Gallipoli gefallen ist. Es zeigte sich bei diesen Untersuchungen, daß, wie erwähnt, jede Röntgenröhre eine inhomogene, gemischte Strahlung aussendet. Und zwar erhält man ein Spektrum, welches alle möglichen Wellenlängen innerhalb gewisser Grenzen enthält, welches also dem Spektrum eines weißen Körpers entspricht. Außerdem aber erhält man in dem Spektrum bestimmte, sehr starke einzelne Linien, also ganz bestimmte Wellenlängen. Diese bestimmten, starken Wellenlängen hängen

Fig. 19.



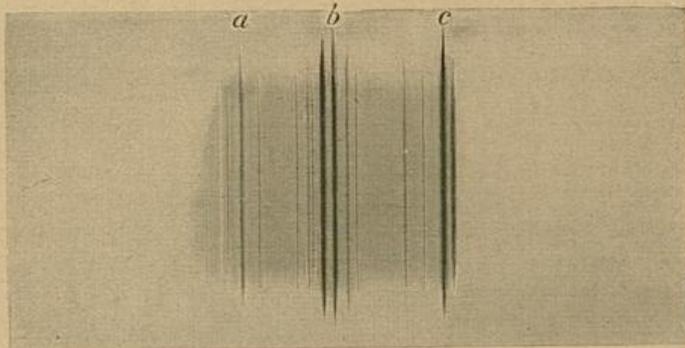
ab von der Natur des Metalles, aus dem die Antikathode der Röhre besteht. Man bezeichnet sie als die charakteristische Strahlung des Metalles der Antikathode. Diese scharfen Linien der charakteristischen Strahlung sind es ganz besonders, welche bisher der Messung und Untersuchung unterworfen wurden.

Bei der Ausführung dieser Messungen hat es sich als vorteilhaft erwiesen, den Kristall nicht fest aufzustellen, weil dabei Unregelmäßigkeiten der reflektierenden Fläche störend wirken, sondern ihn vielmehr um seine Achse langsam zu drehen, wodurch die störenden Einflüsse der Fläche sich im Mittel aufheben. Die reflektierten Strahlen fallen auf eine photographische Platte, die sich in einer Kassette befindet. Eine Anordnung des Apparates, wie sie von Siegbahn für diese Messungen ausgeführt wurde, zeigt Fig. 19. Auf einer Marmorplatte steht eine Säule, die zwei Blenden B_1 und B_2 aus Blei trägt, deren spaltförmige Öffnung verkleinert oder vergrößert werden kann. Durch diese Spalte dringen die Röntgenstrahlen auf die Kristallplatte K , die durch ein Uhrwerk U langsam hin und her gedreht wird, und bei welcher Vorrichtungen zum genauen

Justieren angebracht sind. Das reflektierte Spektrum fällt auf eine Kassette P, die die photographische Platte trägt. Die Spektren, die man so erhält, werden z. B. durch Fig. 20 dargestellt, bei der man auf dem allgemein verdunkelten Untergrund eine Reihe von scharfen Linien sieht, eben die charakteristischen Linien, und zwar hier von einer Platinantikathode.

Jedes Metall, als Antikathode einer Röhre genommen, zeigt solche Linien von bestimmter Wellenlänge. Die Versuche haben nun ergeben, daß die Wellenlängen dieser charakteristischen Linien um so kürzer werden, je größer das Atomgewicht des betreffenden Metalles ist. Und dabei hat es sich weiter gezeigt, daß bei den leichteren Elementen, vom Natrium bis zum Neodym, die Linien alle denselben Bau haben. Man nennt sie die K-Linien oder das K-Spektrum. Sie bestehen nämlich immer aus fünf Linien, die man als $K\alpha_1$, $K\alpha_2$, $K\beta_1$, $K\beta_2$ und $K\gamma$ bezeichnet. Unter diesen

Fig. 20.



sind die Linien $K\alpha_1$ und $K\alpha_2$, die nahe beieinander liegen, am stärksten. Ebenso bilden die β -Linien eine enge Doppellinie und bei einigen Stoffen ist auch die γ -Linie doppelt. Diese Linien sind bei allen genannten Stoffen vorhanden. Besteht die Kathode aus einer Legierung, z. B. Messing, so zeigen sich die Linien der beiden Bestandteile, des Kupfers und des Zinks, zusammen auf der Platte. Ja wenn die Antikathode bloß mit dem Salz eines Metalles bedeckt ist, so zeigen sich die Linien der betreffenden Bestandteile, also z. B. bei Chlorkalium die Linien des Chlors und die des Kaliums.

Bei den schwereren dieser Elemente, vom Zink an, findet man aber noch ein zweites von dem ersten getrennten Liniensystem von bedeutend größeren Wellenlängen, als sie die K-Linien haben. Man bezeichnet diese Linien als das L-Spektrum. Es besteht aus 10 bis 14 Linien, von denen wieder die stärkste als die $L\alpha_1$ -Linie bezeichnet wird. Auch hierbei nimmt die Wellenlänge der Linien mit steigendem Atomgewicht der Elemente ab. Bei den schwersten Elementen vom Neodym an bis zum Uran ist nur die L-Reihe bisher gefunden worden, nicht die K-Reihe. Dagegen ist bei den allerschwersten Elementen, vom Gold bis zum Uran, ein noch langwelligeres Spektrum, das M-Spektrum, gefunden worden, welches aus 7 Linien besteht.

Die Wellenlänge der $K\alpha_1$ -Linie für einige Elemente ist in der folgenden Tabelle angegeben, in welcher außerdem noch die Atomgewichte der betreffenden Elemente und die Nummer der Elemente im periodischen System, die Ordnungszahl, verzeichnet ist.

Ordnungszahl	Element	Atomgewicht	Wellenlänge von $K\alpha_1$ in 10^{-8} cm
11	Natrium	23,00	11,951
15	Phosphor	31,04	6,168
20	Calcium	40,07	3,355
25	Mangan	54,93	2,093
30	Zink	65,37	1,437
35	Brom	79,92	1,035
40	Zirkon	90,6	0,788
45	Rhodium	102,9	0,615
50	Zinn	118,7	0,487
55	Cäsium	132,81	0,398
60	Neodym	144,3	0,330

Statt der Wellenlänge führen wir besser die Schwingungszahl ein, welche um so größer ist, je kleiner die Wellenlänge ist. Man erhält die Schwingungszahl (d. h. die Zahl der Schwingungen pro Sekunde) aus der Wellenlänge, wenn man mit der Wellenlänge in die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Ätherbewegungen, welche gleich $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek ist, hineindividiert. Mit wachsendem Atomgewicht werden die Wellenlängen der K-Linien immer kleiner, also werden die Schwingungszahlen der K-Schwingungen immer größer, und zwar zeigt es sich, daß die Quadratwurzeln aus den Schwingungszahlen ungefähr ebenso wachsen wie die Atomgewichte.

Moseley hat aber zuerst erkannt, daß ein sehr einfacher und glatter Zusammenhang nicht zwischen der Schwingungszahl (ihrer Quadratwurzel) und dem Atomgewicht, sondern zwischen der Schwingungszahl (ihrer Quadratwurzel) und der Ordnungszahl der Elemente besteht.

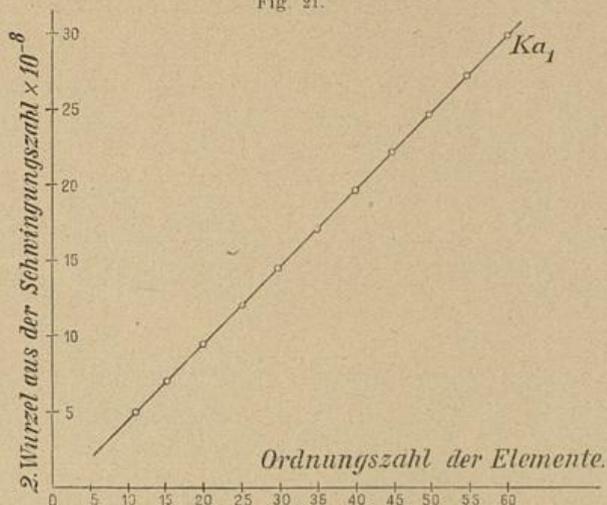
In der folgenden Tabelle sind die Schwingungszahlen ν für die obigen Substanzen angegeben und zugleich die Quadratwurzeln aus den Schwingungszahlen.

$K\alpha_1$ -Strahlung.

Ordnungszahl	Element	Atomgewicht	Schwingungszahl ν von $K\alpha_1$	Quadratwurzel aus der Schwingungszahl
11	Natrium	23,00	$0,2510 \cdot 10^{18}$	$5,010 \cdot 10^8$
15	Phosphor	31,04	0,4863 "	6,973 "
20	Calcium	40,07	0,9514 "	9,456 "
25	Mangan	54,93	1,433 "	11,97 "
30	Zink	65,37	2,088 "	14,44 "
35	Brom	79,92	2,898 "	17,03 "
40	Zirkon	90,6	3,808 "	19,51 "
45	Rhodium	102,9	4,878 "	22,08 "
50	Zinn	118,7	6,160 "	24,82 "
55	Cäsium	132,81	7,537 "	27,45 "
60	Neodym	144,3	9,090 "	30,15 "

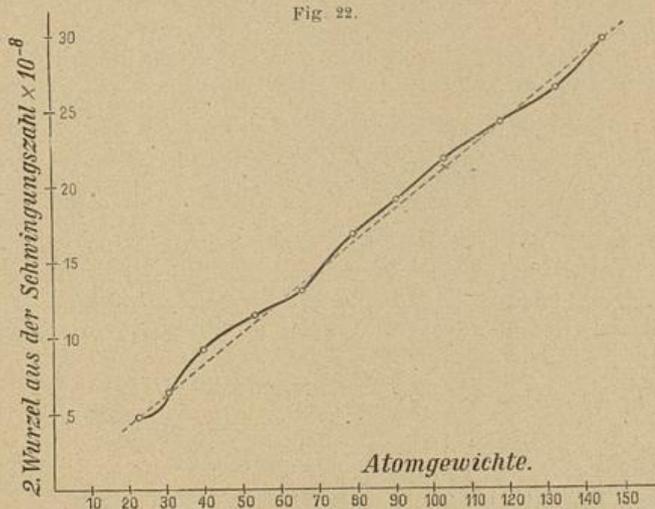
Die einfache Abhängigkeit der Schwingungszahl von der Ordnungszahl ergibt sich sofort aus Fig. 21. Trägt man nämlich in horizontaler Richtung die Ordnungszahlen ein und in vertikaler Richtung die Quadrat-

Fig. 21.



wurzeln aus den Schwingungszahlen, so liegen alle diese Punkte, die man so erhält, genau und ganz scharf auf einer geraden Linie.

Fig. 22.



Das sagt aus: Die Quadratwurzel aus den Schwingungszahlen hängt linear zusammen mit der Ordnungszahl der Elemente.

Sucht man ebenso die Beziehung zwischen der Quadratwurzel aus der Schwingungszahl und dem Atomgewicht herzustellen, so erhält man

die Kurve Fig. 22, welche zwar im allgemeinen denselben Verlauf hat, welche aber an verschiedenen Stellen deutliche Abweichungen von der geraden Linie zeigt, Abweichungen, die größer sind, als der Genauigkeit der Messungen entspricht.

Man kann das auch direkt ohne die Kurven aus den obigen Zahlen sehen. Bilden wir nämlich aus obiger Tabelle (S. 55) z. B. die Quotienten der Differenzen nach dem Schema

$$\frac{\text{Cäsium—Phosphor}}{\text{Brom—Phosphor}},$$

so geben diese für die Wurzeln aus den Schwingungszahlen

$$\frac{20,477}{10,057} = 2,036,$$

für die Ordnungszahlen

$$\frac{40}{20} = 2,000$$

und für die Atomgewichte

$$\frac{101,77}{48,88} = 2,082.$$

Die ersten Quotienten stimmen also besser überein als die letzteren. Der Unterschied ist nicht groß, aber deutlich vorhanden.

Daraus ziehen wir also den Schluß: die Quadratwurzeln aus den Schwingungszahlen der Röntgenschwingungen hängen direkt und einfach ab von der Ordnungszahl der Elemente, nicht von ihrem Atomgewicht.

Dieser Schluß gilt aber nicht bloß für die K-Strahlung, sondern auch für die weichere L-Strahlung, die bis zu den Elementen von höchstem Atomgewicht verfolgt werden konnte. In der folgenden Tabelle sind ebenso für eine Reihe von Elementen die Ordnungszahlen, Atomgewichte, Wellenlängen der Linie $L\alpha_1$, ihre Schwingungszahlen und die Wurzeln daraus angegeben.

$L\alpha_1$ -Strahlung.

Ordnungszahl	Element	Atomgewicht	Wellenlänge von $L\alpha_1$	Schwingungszahl	Quadratwurzel aus der Schwingungszahl
30	Zink	65,37	$12,346 \cdot 10^{-8}$	$0,2430 \cdot 10^{18}$	$4,930 \cdot 10^8$
35	Brom	79,92	8,391 "	0,3575 "	5,978 "
40	Zirkon	90,6	6,083 "	0,4932 "	7,023 "
45	Rhodium	102,9	4,596 "	0,6527 "	7,986 "
50	Zinn	118,7	3,594 "	0,8346 "	9,135 "
55	Cäsium	132,81	2,891 "	1,037 "	10,19 "
60	Neodym	144,3	2,369 "	1,267 "	11,27 "
74	Wolfram	184,0	1,471 "	2,040 "	14,28 "
80	Quecksilber	200,6	1,240 "	2,420 "	15,55 "
82	Blei	207,2	1,175 "	2,554 "	15,98 "
88	Radium	226,0	1,010 "	2,970 "	17,23 "
90	Thorium	232,15	0,957 "	3,135 "	17,71 "
92	Uran	238,2	0,911 "	3,293 "	18,14 "

Daß auch in diesen Zahlen ein glatter, linearer Zusammenhang der Quadratwurzeln aus den Schwingungszahlen mit den Ordnungszahlen, nicht mit dem Atomgewicht besteht, können wir ebenso erkennen, wenn wir z. B. die Quotienten der Differenzen nach dem Schema bilden:

$$\frac{\text{Thorium—Zink}}{\text{Neodym—Zink.}}$$

Das gibt für die Wurzeln aus den Schwingungszahlen:

$$\frac{12,78}{6,34} = 2,016,$$

für die Ordnungszahlen

$$\frac{60}{30} = 2,000$$

und für die Atomgewichte

$$\frac{166,78}{78,93} = 2,113.$$

Die Abweichungen der ersten beiden Quotienten voneinander betragen bloß $\frac{1}{2}$ Proz., dagegen die der ersten und dritten 5 Proz.

Das beweist wieder, und zwar hier noch schärfer, daß die Wurzeln aus den Schwingungszahlen in linearer Weise von den Ordnungszahlen abhängen.

Das in dieser Weise ausgesprochene Gesetz nennt man das Moseleysche Gesetz der Hochfrequenzspektra. Man bezeichnet nämlich die Röntgenspektren wegen ihrer sehr großen Schwingungszahlen als Hochfrequenzspektra. Das Moseleysche Gesetz sagt aus: die Quadratwurzeln der Schwingungszahlen sind lineare Funktionen der Ordnungszahlen der Elemente. Es drückt sich durch die einfache Gleichung aus, wenn ν die Schwingungszahl, N die Ordnungszahl und a und c Konstanten bedeuten,

$$\sqrt{\nu} = c(N - a).$$

Diese Ergebnisse sind nun ein nachträglicher, aber sehr überzeugender Beweis für die Rutherford'sche Kerntheorie der Atome. Die Schwingungen der Röntgenstrahlen hängen wesentlich ab von den Ordnungszahlen der Elemente, also von den Kernen, die Schwingungszahlen wachsen in regelmäßiger Weise mit der Ladung des Kerns.

Von einer periodischen Änderung der Schwingungszahlen mit wachsender Kernzahl, wie bei dem chemischen Verhalten der Elemente, ist keine Rede. Daraus folgt, daß die in der Chemie auftretenden Periodizitäten, die im periodischen System der Elemente ihren Ausdruck gefunden haben, nicht abhängen können von der Kernladung, sondern nur von der Anordnung der äußeren Elektronen, von der wir bisher noch nicht gesprochen haben.

Aber aus diesem einfachen gesetzmäßigen Verhalten der Hochfrequenzschwingungen haben wir nun eine unwidersprechliche Methode gewonnen, erstens, um die Reihenfolge der Elemente im periodischen System, wo sie etwa zweifelhaft ist, genau festzustellen, zweitens um bestimmt zu sagen, wo etwa noch Lücken, noch unentdeckte Elemente im System

enthalten sind, und endlich, um namentlich die große Lücke, die bisher zwischen dem Cer und dem Tantal klaffte, in korrekter Weise auszufüllen.

Was erstens die Reihenfolge der Elemente betrifft, so waren schon lange einige Fälle bekannt, in denen die Anordnung nach den Atomgewichten nicht die richtige Stellung gab. Die drei Elemente Eisen, Kobalt und Nickel ordnen sich nach ihrem chemischen Verhalten in der angeführten Reihenfolge. Aber die Atomgewichte sind 55,84; 58,97; 58,68, so daß danach das Nickel vor das Kobalt gehört. Die Messung der Wellenlängen für $K\alpha_1$ ergab für Eisen den Wert 1,928, für Kobalt 1,781, für Nickel 1,653 (A.E.), so daß unzweifelhaft die Kernladung des Nickels um 1 höher ist als die des Kobalts, die richtige Reihenfolge der Elemente im System hier also nicht die der Reihenfolge der Atomgewichte ist.

Ebenso hatte man schon lange erkannt, daß das Tellur mit dem Atomgewicht 127,5 in die sechste Kolumne des Systems (zu Schwefel, Selen) gehört, während das Jod mit dem Atomgewicht 126,92 in die siebente Kolumne (zu Chlor, Brom) gehört, also trotz niedrigeren Atomgewichts nach dem Tellur zu stehen kommt. Die Röntgenspektren geben für $K\alpha_1$ bei Tellur 0,456, bei Jod 0,437 (A.E.) als Wellenlängen, so daß dadurch bewiesen ist, daß die richtige Reihenfolge hier auch nicht mit der Reihenfolge der Atomgewichte übereinstimmt. Ebenso steht unzweifelhaft das Argon (Atomgewicht 39,88) vor dem Kalium (Atomgewicht 39,10).

Die größte Lücke bestand im periodischen System lange zwischen dem Cer mit dem Atomgewicht 140,25 und dem Tantal mit dem Atomgewicht 181,5, eine Lücke, in welche die seltenen Erden hineinfelen, von der man aber nicht einmal wußte, mit wie vielen Elementen sie ausgefüllt werden mußte. Die Untersuchung der L-Spektren gab sofort die Antwort auf die letztere Frage. Denn das Cer entsprach nach der linearen Beziehung unzweifelhaft der Ordnungszahl 58 und das Tantal ebenso unzweifelhaft der Ordnungszahl 73, so daß zwischen diese beiden Elemente noch 14 andere gehörten. Von diesen waren das Praseodym, Neodym, Samarium, Terbium, Holmium, Erbium, Tulium, Gadolinium schon lange bekannt, andere (das Europium, Dysprosium, Lutetium, Aldebaranium) sind unterdessen gefunden worden, zwei sind noch unbekannt.

Es ist also nun durch diese Untersuchungen festgestellt, daß vom Wasserstoff bis zum Uran 92 verschiedene Elemente und nicht mehr vorhanden sind, abgesehen von den kurzlebigen Isotopen (S. 45), die an derselben Stelle wie einzelne von den bekannten langlebigen Elementen stehen. Bei der Anordnung dieser Elemente im periodischen System machen die seltenen Erden eine Schwierigkeit. Sie sind eine Klasse für sich, die sich der sonst im periodischen System zeigenden Gesetzmäßigkeit nicht einfügt. Außer zwei unbekanntem seltenen Erden Nr. 61 und 72 sind bloß vier Stoffe, 43, 75, 85 und 87, unbekannt. Die radioaktiven Stoffe 84 Polonium, 86 Emanium, 89 Aktinium, 91 Brevium sind vermutungsweise eingefügt. Danach ergibt sich das periodische System mit den 9 Kolumnen, von denen die Kolumnen 0 und 8 einfache, die übrigen zweifache Anordnungen zeigen, folgendermaßen (nach Fajans), wobei jedes Element seine Ordnungsnummer nebenangesetzt und darunter sein Atomgewicht ($O = 16$) enthält.

Nachdem so die Kerntheorie der Atome eine sehr feste Stütze in der Beobachtung der Hochfrequenzspektren gewonnen hat, werden wir mit großem Vertrauen an sie herangehen können, um ihre weiteren Folgerungen zu untersuchen.

Damit ein Atom neutral, unelektrisch sei, wie es die Atome der Körper im allgemeinen sind, muß jedes Atom ebensoviel freie negative Elektronen außerhalb des Kernes besitzen, als es positive Elementarladungen im Kern hat. Wir werden also erwarten müssen, daß ein neutrales Atom des Wasserstoffs 1 Elektron, das des Heliums 2 usw., endlich das des Urans 92 negative Elektronen im Außenraum besitzt. Es kann aber ein Atom auch weniger oder mehr von solchen negativen Elektronen an sich haben. Im ersteren Fall ist es dann ein positives Atomion mit einer oder mehreren freien positiven Elementarladungen, im letzteren Fall ein negatives Atomion mit einer oder mehreren freien negativen Ladungen. Aus der Valenzwertigkeit besitzen, daß die Atome chemisch eine gewisse Wertigkeit besitzen, daß sie ein-, zwei-, drei-, vier- oder mehrwertig sind, werden wir schließen dürfen, daß diese Elektronen im Außenraum sich noch verschieden verhalten, daß im allgemeinen die meisten von ihnen unter normalen Umständen ziemlich fest mit dem Kern zusammenhängen, daß aber einzelne von ihnen, nämlich bei einwertigen Stoffen eines, bei zweiwertigen zwei, bei dreiwertigen drei usw., leichter an den Kern gefesselt sind, so daß sie leichter von ihm getrennt oder leichter ihm zugefügt werden können. Denn mit diesen Valenzelektronen verbinden sich die Atome zu Molekülen. Da z. B. ein Kupferion positiv zweiwertig ist, so werden wir annehmen dürfen, daß es nicht die 29 negativen Elektronen enthält, die das Atom im neutralen Zustand enthalten würde, sondern nur 27, und daß die zwei fehlenden Elektronen eben seine Zweiwertigkeit bedingen. Umgekehrt wird das negative zweiwertige Sauerstoffion außer den 8 Elektronen, die das neutrale Sauerstoffatom hat, noch leicht 2 negative Elektronen in seinen Verband hineinnehmen können. Jedoch über die Art und Weise, wie die negativen Elektronen, die um den Kern herumliegen oder kreisen, im Außenraum des Kernes angeordnet sind, darüber ist zunächst eine Entscheidung aus den bisher angeführten Tatsachen nicht zu treffen, wenn auch manche dieser Tatsachen, namentlich das Moseleysche Gesetz, noch eine weitere Erklärung eben aus dieser Konstitution des Atoms erfordern.

Über die positiven Kernladungen der Atome aber kann man noch verschiedenartige Ansichten hegen. Die positive Kernladung des Wasserstoffatoms ist ein kleines Volumen (vom Radius 10^{-16} cm), das eine Elementarladung enthält. Rutherford ist geneigt, diesen Wasserstoffkern als das positive Elektron anzunehmen, so daß die Kernladungen aller anderen Elemente sich aus diesen positiven Wasserstoffkernen und den nötigen negativen Elektronen zusammensetzen. Es wäre das im wesentlichen die Proutsche Hypothese (oben S. 4). Der Einwand, den wir gegen diese erhoben haben, daß danach die Atomgewichte aller Stoffe ganze Zahlen sein müßten, was sie nicht sind, erfährt hier aber zunächst eine Milderung. Denn das Atomgewicht setzt sich zusammen aus der Masse des Kernes und der Masse der negativen Elektronen, wobei übrigens alle diese Massen scheinbare sind. Wenn

nun auch die scheinbare Masse eines negativen Elektrons nur $\frac{1}{1000}$ von der Masse eines Wasserstoffatoms ist, so erkennt man doch, daß, wenn viele solche negative Elektronen im Kern oder im Außenraum vorhanden sind, zunächst kleine Abweichungen von der Ganzzahligkeit der Atomgewichte auftreten können. Dazu aber kommt noch folgendes. Falls die negativen Elektronen im Außenraum des Kerns sich bewegen und falls ihre Geschwindigkeit unter Umständen bei dem einen oder anderen Atom, etwa eine sehr große ist, d. h. vergleichbar mit der Lichtgeschwindigkeit wird, so wird auch die scheinbare Masse derselben eine sehr große, und unter diesen Umständen könnten sogar starke Abweichungen von der Ganzzahligkeit der Atomgewichte eintreten. Also ist der Einwand, der gegen die Prout'sche Hypothese früher mit Recht gemacht wurde, hier nicht mehr durchschlagend, da man über die Zahl der negativen Elektronen im Kern und Außenraum zusammen innerhalb gewisser Grenzen frei verfügen kann.

Andererseits aber ist die Annahme, daß der Wasserstoffkern das positive Elektron selbst sei, und daß es bloß eine Art positiver Elektronen gäbe, zunächst durch nichts als durch unseren Wunsch nach Einheitlichkeit begründet. Es müßte dann also z. B. der Heliumkern mit dem Atomgewicht 4 und mit zwei positiven Ladungen zusammengesetzt sein aus vier Wasserstoffkernen und zwei negativen Elektronen. Sein Radius wäre dann nicht mehr von der Größenordnung 10^{-16} cm, sondern wegen der Größe der negativen Elektronen von der Größenordnung 10^{-13} cm. Aber es wäre ja auch die andere Möglichkeit vorhanden, daß ebenso wie der Wasserstoffkern ein kleines Volumen mit einer positiven Ladung ist, so der Heliumkern einfach ein kleines Volumen mit einer zweifachen positiven Ladung ist. Da die

$$\text{scheinbare Masse} = \frac{2}{3} \frac{\text{Quadrat der Ladung}}{\text{Radius der Kugel} \times 9 \cdot 10^{20}}$$

ist, so würde der Heliumkern dieselbe Größe, 10^{-16} cm, haben wie der Wasserstoffkern, aber eben die doppelte Ladung tragen. Es würde eine Zusammensetzung anderer Atomkerne möglich sein, indem sie sich aus elementaren Wasserstoffkernen und elementaren Heliumkernen bilden, die, da beide eben elementar sind, sich nicht ineinander verwandeln lassen. Und ebenso könnte es noch weitere elementare Kernarten geben. Bei unserer Unkenntnis der Verhältnisse ist eine Zurückführung aller Elemente auf ein positives Elektron und ein negatives Elektron nicht sicherer und nicht einfacher, als die Zurückführung auf mehrere verschiedene positive Kerne und ein negatives Elektron. Allerdings würde dabei noch die mögliche Mannigfaltigkeit des Atombaus bedeutend wachsen. Ein Sauerstoffkern (Masse = 16, Kernladung = 8) könnte sich dann aus vier Heliumkernen ohne Wasserstoffkerne, oder aus drei Heliumkernen mit vier Wasserstoffkernen und zwei negativen Elektronen, oder aus zwei Heliumkernen mit acht Wasserstoffkernen und vier negativen Elektronen usw. bilden. Da wir aber tatsächlich bei den radioaktiven Substanzen sehen, daß der Heliumkern vielfach eine unzerstörbare Einheit bildet — auch wenn man annimmt, daß er aus Wasserstoffkernen zusammengesetzt ist — so ist diese Möglichkeit auch bei der Rutherford'schen Hypothese nicht ausgeschlossen. Diese Fragen können hier nur aufgeworfen, nicht beantwortet werden. Nur weitere Erfahrungen können hier zu einer Entscheidung verhelfen.