

WYDZIAŁY POLITECHNICZNE KRAKÓW

BIBLIOTEKA GŁÓWNA

I

L. inw.

~~26~~

shak

ahlen



Sammlung Göschen Band 950

SAMMLUNG GÖSCHEN

UNSER HEUTIGES WISSEN IN KURZEN,
KLAREN, ALLGEMEINVERSTÄNDLICHEN
EINZELDARSTELLUNGEN

ZWECK UND ZIEL DER „SAMMLUNG GÖSCHEN“
ist, in Einzeldarstellungen eine klare, leichtverständliche
und übersichtliche Einführung in sämtliche Gebiete der
Wissenschaft und Technik zu geben; in engem Rahmen,
auf streng wissenschaftlicher Grundlage und unter Be-
rücksichtigung des neuesten Standes der Forschung bear-
beitet, soll jedes Bändchen zuverlässige Belehrung bieten.
Jedes einzelne Gebiet ist in sich geschlossen dargestellt,
aber dennoch stehen alle Bändchen in innerem Zusammen-
hänge miteinander, so daß das Ganze, wenn es vollendet
vorliegt, eine einheitliche systematische Darstellung unseres
gesamten Wissens bilden dürfte.

Jedes Bändchen ist mit einem Preis versehen. Verkaufspreis:

10

Biblioteka Politechniki Krakowskiej

RM 33,75,



100000295802

Po/2
2.

SAMMLUNG GÖSCHEN BAND 950

Röntgenstrahlen

Von

Dr. Fritz Wisshak

Dozent an der Universität Jena

Mit 98 Abbildungen



W a l t e r d e G r u y t e r & C o.

vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung · J. Guttentag, Verlags-
buchhandlung · Georg Reimer · Karl J. Trübner · Veit & Comp.

Berlin 1943

Alle Rechte, insbesondere das Übersetzungsrecht,
von der Verlagshandlung vorbehalten



~~196~~

I-301380



Archiv-Nr. 11 09 50

Druck von Walter de Gruyter & Co., Berlin W 35

Printed in Germany

Akc. Nr. 3130 / 50

BPK-B-563/2016

Inhaltsverzeichnis

		Seite
§ 1.	Grunderscheinung und Historisches	4
§ 2.	Erzeugung der Röntgenstrahlen	7
	a) Hochspannungsquellen.	7
	b) Spannungsmessung	9
	c) Röntgenröhren	10
	d) Röntgenapparaturen	18
§ 3.	Intensitätsmessung	
	a) Nachweismittel	23
	b) Ionisationsmethode	24
	c) Zählmethode	26
	d) Wilsonmethode	28
	e) Photographische Methode	31
	f) Kalorimetrische Methoden	32
§ 4.	Natur und spektrale Zerlegung der Röntgenstrahlen	
	a) Allgemeines und Absorptionsmethode	32
	b) Nachweis der Wellennatur durch Beugung und Interferenz	33
	c) Laugeversuch	35
	d) Interferenzen am Rauggitter.	37
	e) Kristallgittermethoden.	42
	f) Spektroskopie mit geritzten Gittern.	48
	g) Brechung und Dispersion	53
§ 5.	Kontinuierliche Strahlung	
	a) Allgemeines, Duane-Huntsches Gesetz und h -Bestimmung.	58
	b) Intensitätsverteilung im Spektrum	63
	c) Spannungsabhängigkeit der Intensität und Nutzeffekt	67
	d) Azimutale Intensitätsverteilung.	63
	e) Polarisation der Bremsstrahlung	69
§ 6.	Charakteristische Strahlung und Atombau	
	a) Allgemeines und Serieneinteilung	72
	b) Moseleysches Gesetz.	77
	c) Bohrsche Theorie des Atombaus.	80
	d) Quantentheorie der charakteristischen Röntgenstrahlung und Absorptionsspektren	86
	e) Feinstruktur der Linienspektren und vollständiges Niveauschema	92
	f) Röntgenspektren und periodisches System der Elemente	94
§ 7.	Absorption der Röntgenstrahlen	
	a) Schwächung	101
	b) Wahre oder photoelektrische Absorption.	103
	c) Photoelektronen	106
	d) Fluoreszenz	109
§ 8.	Streuung der Röntgenstrahlen	
	a) Klassische Streuung.	110
	b) Quantenstreuung	114
§ 9.	Anwendungen der Röntgenstrahlen	
	a) Medizinische Anwendungen	
	α) Diagnose	119
	β) Therapie.	124
	b) Kristallbau und Röntgenstrahlen	
	α) Allgemeines	125
	β) Laueverfahren	130
	γ) Debye-Scherrerverfahren	133
	c) Röntgenstrahlen und Chemie	
	α) Spektralanalyse mit Röntgenstrahlen.	137
	β) Molekülbau	138
	d) Materialuntersuchungen in der Technik	
	α) Grobstrukturuntersuchungen	143
	β) Feinstrukturuntersuchungen	147
	Sachverzeichnis	151

§ 1. Grunderscheinung und Historisches

In der Physik der Strahlungserscheinungen nehmen die Röntgenstrahlen dank einiger charakteristischer Eigenschaften und der Möglichkeit, sie auf einfache Weise im Laboratorium zu erzeugen, eine besondere Stellung ein. Die auffallendste dieser Eigenschaften besteht darin, daß die Röntgenstrahlen jeden Stoff auch in verhältnismäßig dicken Schichten durchdringen können, eine Eigenschaft, der sie ihre weitgehende Popularität verdanken. Wir wissen heute, daß diese Strahlen dem großen Gebiete der elektromagnetischen Strahlungen angehören und daß sie sich von den Lichtstrahlen ihrer Natur nach nur durch ihre etwa 1000 mal kleinere Wellenlänge unterscheiden. Aus dieser ihrer Stellung im Spektrum der elektromagnetischen Wellen heraus lassen sich alle besonderen Eigenschaften der Röntgenstrahlen theoretisch verstehen.

Die Geschichte der Röntgenstrahlen beginnt im Jahre 1895 mit ihrer Entdeckung durch Wilhelm Conrad Röntgen¹⁾ in Würzburg. Röntgen veröffentlichte über seine Entdeckung drei Mitteilungen mit dem Titel „Über eine neue Art von Strahlen“ und erforschte alles, was mit den damaligen Hilfsmitteln der Technik erforscht werden konnte, so daß in den nachfolgenden Jahren — etwa bis 1912 — nur noch wenige neue Erkenntnisse von anderer Seite hinzugewonnen wurden. Er nannte seine Strahlen, deren Natur ihm noch unbekannt war, X-Strahlen, eine Bezeichnung, die sich in der ausländischen Literatur eingebürgert hat. In der deutschen Literatur spricht man allgemein von Röntgenstrahlen.

Röntgen beschäftigte sich zur Zeit der Entdeckung seiner Strahlen mit den Kathodenstrahlen, einer aus freien Elektronen bestehenden Korpuskularstrahlung, die beim Durchgang von Elektrizität durch verdünnte Gase entsteht. Er machte dabei die Beobachtung, daß ein mit Bariumplatinzyanür bestrichener Leuchtschirm, der in der Nähe seiner Versuchsanordnung aufgestellt war, bei jedem Stromstoß

¹⁾ Geb. in Lennep (Rheinland) 1845, gest. in München 1923.

durch die Entladungsröhre aufleuchtete, und zwar auch dann noch, wenn diese mit schwarzem Papier lichtdicht eingeschlossen wurde. Es mußten hier also Strahlen im Spiele sein, welche die Fähigkeit hatten, das Papier und, wie sich bei weiteren Versuchen herausstellte, sogar dicke Bücher und Holz zu durchdringen und gewisse Stoffe zum Leuchten zu erregen. Sehr bald fand Röntgen auch, daß eine photographische Platte in der Nähe der Kathodenstrahlröhre geschwärzt und daß ferner die von den Strahlen getroffene Luft elektrisch leitend wurde. Als Ausgangspunkt der neuen Strahlen erkannte er diejenige Stelle der Glaswand, welche von den Kathodenstrahlen getroffen wird, oder diejenige Stelle einer in das Entladungsgefäß eingebauten Elektrode, auf welcher die Kathodenstrahlelektronen abgebremst werden. Röntgen fand auch eine Abhängigkeit der „Härte“ der Strahlung von der Art des Metalles, welches er als Auffangelektrode in das Gefäß einbaute, wobei er unter harten Strahlen solche mit großem Durchdringungsvermögen und unter weichen Strahlen solche mit weniger großem Durchdringungsvermögen verstand. Diese Bezeichnungen sind heute noch üblich.

Es lag für Röntgen nahe, die neuen Strahlen daraufhin zu untersuchen, ob es sich bei ihnen um eine besondere Art von Lichtstrahlen handelt, ob sie also etwas den Lichterscheinungen Verwandtes zeigen, wie z. B. Brechung, Beugung und Polarisierbarkeit. Die Versuche in dieser Richtung verliefen alle negativ, was Röntgen zu der Annahme zwang, daß es sich hier auch dem Wesen nach um etwas Neues handeln müsse. Wir können heute das vergebliche Suchen nach Brechung und Beugung bei Röntgenstrahlen anders deuten, nämlich so, daß der gesuchte Effekt zu klein war, um mit den experimentellen Hilfsmitteln der damaligen Zeit gefunden zu werden. Die Röntgenstrahlen lassen sich mit empfindlicheren Anordnungen genau so wie das sichtbare Licht durch ein Glasprisma brechen und spektral zerlegen, auch zeigen sie dieselben Beugungserscheinungen etwa an einem Spalt wie Licht, mit dem sie ihrer physikalischen Natur nach übereinstimmen und von dem sie sich nur durch die andere Größenordnung der Wellenlänge unterscheiden.

Eine andere, beim Licht geläufige Erscheinung ist die Polarisation. Sie wurde für Röntgenlicht zum erstenmal von Barkla im Jahre 1905 nachgewiesen. Barkla war es auch, der die Eigenstrahlung der Elemente entdeckte, eine den optischen Linienspektren leuchtender Gase verwandte Strahlung, deren Härte in einfacher Gesetzmäßigkeit vom Atomgewicht der strahlenden Elemente abhängt.

Das entscheidende Jahr in der Geschichte der Röntgenstrahlen war das Jahr 1912, in dem es v. Laue und seinen Mitarbeitern Friedrich und Knipping gelang, in den Kristallen geeignete Beugungsgitter für Röntgenstrahlen zu finden, die Wellennatur der neuen Strahlung damit eindeutig zu zeigen und die Spektroskopie der Röntgenstrahlen zu begründen. Die Kristalle erwiesen sich dank ihres regelmäßigen Aufbaues aus Atomen als ein ideales Mittel, die Röntgenstrahlen zu analysieren. Andererseits ließ sich nun auch mit Hilfe von Röntgenstrahlen bekannter Zusammensetzung der Kristallaufbau studieren, denn die Beugungsbilder spiegeln diesen in eindeutiger Weise wieder. Der Gedanke von v. Laue erwies sich damit nach zwei Richtungen hin als außerordentlich fruchtbar, was sich schon rein äußerlich durch eine umfangreiche Literatur über Röntgenspektroskopie einerseits und über Kristallstrukturuntersuchungen mit Röntgenstrahlen andererseits dokumentiert.

Einen weiteren sehr wichtigen Fortschritt brachte dann das Jahr 1925, in dem es zum erstenmal A. H. Compton und R. L. Doan gelang, mit mechanisch hergestellten Beugungsgittern ein Spektrum der Röntgenstrahlen zu entwerfen. Damit war es möglich geworden, Absolutmessungen der Wellenlänge vorzunehmen, da sich alle dazu erforderlichen Größen aus reinen Längenmessungen ergeben¹⁾. Von Siegbahn und seinen Mitarbeitern wurden diese Methoden zu Präzisionsmethoden ausgebildet, so daß man heute die Wellenlängen von Röntgenspektrallinien mit nahezu derselben Genauigkeit kennt, wie die Wellenlängen der optischen Spektral-

¹⁾ Die Wellenlängenbestimmung aus Kristallinterferenzen erfordert neben geometrischen Daten die Loschmidtsche Zahl, d. h. die Anzahl Moleküle in einem Mol einer Verbindung. Darauf wird in § 4 näher eingegangen.

linien. Damit sind die Röntgenstrahlen zu einem der wichtigsten Hilfsmittel der Atomphysik geworden. Die Wellenlängen der charakteristischen Röntgenlinien geben Aufschluß über die Energieverhältnisse im Innern der Atome und aus Wellenlängenmessungen im kontinuierlichen Röntgenspektrum, dessen Ausgangspunkt das im Antikathodenmaterial abgebremste Kathodenstrahlelektron selbst ist, erhalten wir eine der wichtigsten Konstanten der Atomphysik, nämlich das Plancksche Wirkungsquantum h .

§ 2. Erzeugung der Röntgenstrahlen

Die technischen Hilfsmittel zur Erzeugung von Röntgenstrahlen sind in der Hauptsache Hochspannungsquellen und Röntgenröhren. Die Hochspannungsquelle liefert die Energie für die Erzeugung der Kathodenstrahlen in der Röntgenröhre, einer Korpuskularstrahlung aus schnellen Elektronen, aus welcher die Röntgenstrahlung entsteht. Die Kathodenstrahlenergie wird in andere Energieformen umgesetzt, und zwar zum größten Teil in Wärmeenergie, welche unschädlich gemacht werden muß, zu einem geringen Teil jedoch in nutzbare Röntgenstrahlungsenergie.

a) Hochspannungsquellen

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlen benötigt man eine Energiequelle für Spannungen von der Größenordnung 10 bis 100 kV (Kilovolt). Die gebräuchlichste Methode zur Erzielung hoher Gleichspannung beruht auf der Gleichrichtung hochtransformierter Wechselspannung. Die Hauptbestandteile einer derartigen Hochspannungsanlage sind demnach ein Transformator und eine Gleichrichtervorrichtung.

In der ersten Zeit der Röntgentechnik bediente man sich zum Gleichrichten der Wechselspannung mechanischer Vorrichtungen in Gestalt rotierender Funkenstrecken. Diese nur noch selten anzutreffenden Apparaturen können hier übergangen werden. Heute sind fast ausschließlich Glühkathodengleichrichter, sogenannte Glühventile, in Gebrauch, sehr gut evakuierte Glasröhren mit zwei Elektroden, nämlich

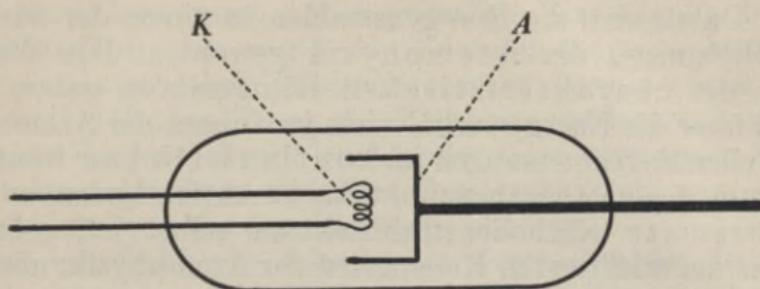


Abb. 1. Schema eines Glühventils. K = Glühkathode, A = Anode.

einem Glühdraht als Kathode und Elektronenquelle und einem Metallzylinder als Anode. Abb. 1 zeigt schematisch ein derartiges Glühventil. K ist die Glühkathode, A die kalte Anode, die in der Regel die Kathode topfartig umfaßt, wodurch ein relativ geringer innerer Widerstand des Glühventils erzielt wird. Durch das Ventil fließt nur ein Strom, wenn die Spannung an der Kathode gegenüber derjenigen an der Anode negativ ist. Bei umgekehrtem Vorzeichen der Spannung „sperrt“ das Ventil. In welcher Weise Transformatoren und Glühventile zu Röntgenanlagen zusammenschaltet werden können, wird in Abschnitt d) näher ausgeführt werden.

In den ersten Jahren nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen war die am meisten verwandte Hochspannungsquelle der Funkeninduktor. Da dieser vom Transformator in Gleichrichterschaltung fast vollständig verdrängt wurde, soll auf diese nun historisch gewordene Hochspannungsquelle nicht näher eingegangen werden. Dasselbe gilt für die Influenzmaschine, die zwar genügend hohe Spannungen liefert, infolge der sehr geringen Leistung, die ihr entnommen werden kann, jedoch ebenfalls kaum mehr Verwendung findet.

Für spezielle Untersuchungen, bei denen es auf besonders gute Spannungskonstanz ankommt, wird gelegentlich als Hochspannungsquelle eine Akkumulatorenbatterie verwendet. Eine derartige Batterie ist schon für Spannungen von der Größenordnung 10000 Volt recht kostspielig und umständlich zu handhaben, weshalb auch diese an sich ideale

Spannungsquelle nur noch in Ausnahmefällen zur Röntgenstrahlenerzeugung herangezogen wird.

b) Spannungsmessung

Von großer Bedeutung für quantitative Untersuchungen ist die genaue Kenntnis der Höhe der an der Röntgenröhre liegenden Spannung. Hohe Spannungen genau zu bestimmen, macht gewisse meßtechnische Schwierigkeiten, da man hier die Spannungsmessung nicht so leicht wie in der Schwach- und Starkstromtechnik auf eine Strommessung zurückführen kann. Das einfachste Meßinstrument für diesen Spannungsbereich ist die Funkenstrecke, denn der Zusammenhang zwischen der Funkenschlagweite und der Spannung ist weitgehend bekannt. Für genaue Messungen genügt jedoch die Funkenstrecke nicht, zumal sie ja auch die Spannung nur im Augenblick des Überschlages anzeigt und so keine laufende Kontrolle der Spannung gestattet.

Bei Spannungsquellen mit Transformatoren und Kondensatoren läßt sich die Sekundärspannung aus der Primärspannung, die sich leicht messen läßt, und aus dem Übersetzungsverhältnis des Transformators errechnen, wobei allerdings darauf zu achten ist, daß die an der Röntgenröhre liegende Effektivspannung auch noch in starkem Maße von der Belastung und von der Kurvenform¹⁾ der Primärspannung abhängt, was einer genauen Spannungsmessung wieder hindernd im Wege steht.

Für viele Zwecke sind elektrostatische Hochspannungsvoltmeter genügend genau. Man verwendet hier zur Spannungsmessung die elektrostatische Anziehung auf ein leicht bewegliches System, wobei die Größe der ablenkenden Kraft ein Maß für die Spannung darstellt. Die Ablenkung wird meist mit Hilfe eines Lichtzeigers gemessen. Die Instrumente können mit einer Funkenstrecke oder besser auf Grund von Intensitätsmessungen im Röntgenspektrum, von denen in

¹⁾ Der zeitliche Verlauf der Wechselspannung ist im allgemeinen nur angenähert sinusförmig.

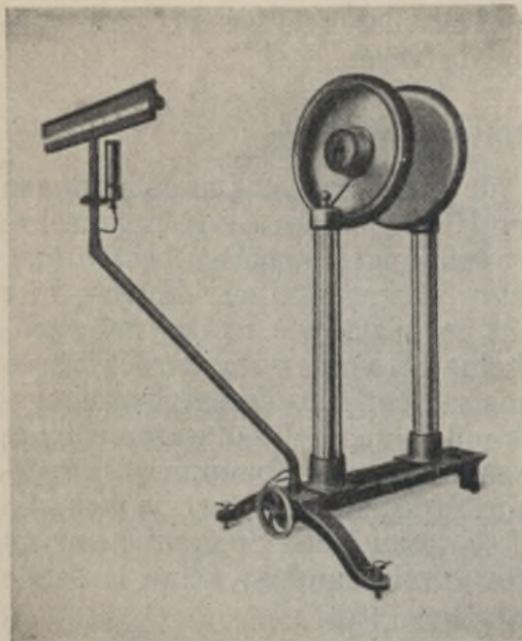


Abb. 2. Hochspannungsvoltmeter mit verstellbarem Meßbereich.

§5, Abschnitt a) die Rede sein wird, geeicht werden. Abb. 2 zeigt ein Hochspannungsvoltmeter für verschiedene Spannungsbereiche, welche durch passende Wahl des Plattenabstandes eingestellt werden können. Die zu messende Spannung wird an die beiden Platten gelegt. Das Feld bewegt einen leichten Flügel in einer Öffnung der einen Platte. Die Lage des Flügels, der durch einen Torsionsdraht festgehalten wird, läßt sich mit Hilfe eines Lichtzeigers auf der Skala ablesen.

Nicht zu hohe Spannungen lassen sich auch nach der gewöhnlichen Methode mit Hilfe eines einfachen Drehspulinstrumentes messen, vorausgesetzt, daß ein genügend hoher und genügend konstanter Vorschaltwiderstand zur Verfügung steht. Derartige Widerstände lassen sich bis zu der Größenordnung 10^6 Ohm herstellen. Sie stellen bei Spannungsmessungen im langwelligeren Röntgengebiet ein wertvolles Hilfsmittel dar.

Schließlich muß noch erwähnt werden, daß sich unter Umständen die zu messende Spannung auch unterteilen läßt mit Hilfe von Widerständen oder Kondensatoren, welche in Serie geschaltet werden. Man kommt so durch Messung von Teilspannungen bei genügend sorgfältigem Vorgehen auch zu dem gewünschten Wert für die gesuchte Hochspannung.

c) Röntgenröhren

Während die Hochspannungsanlage bei der Röntgenstrahlenerzeugung die Energie liefert, stellt die Röntgenröhre die Elektronen- und eigentliche Röntgenstrahlen-

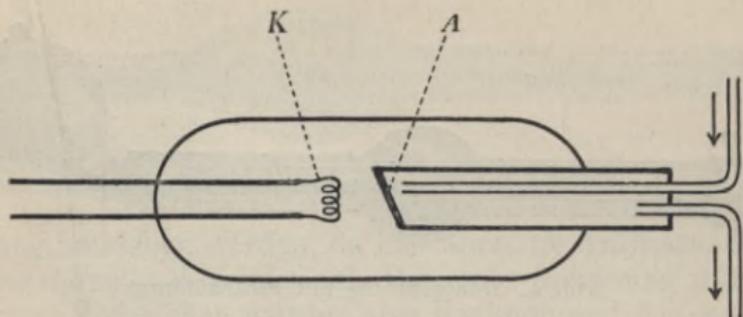


Abb. 3. Schema einer Röntgenröhre.
K = Glühkathode, *A* = wassergekühlte Anode.

quelle dar. Abb. 3 gibt das Schema einer modernen Röntgenröhre. Sie besteht wie das Glühventil aus einem auf Hochvakuum ausgepumpten Glas- oder Metallgefäß mit zwei Elektroden, der Glühkathode *K* als Elektronenquelle und der Anode oder Antikathode *A* als Röntgenstrahlenquelle. Die aus dem Glühdraht austretenden Elektronen werden durch die Hochspannung zwischen *K* und *A* beschleunigt, treffen mit großer kinetischer Energie auf das Antikathodenmaterial auf, wo sie ihre Energie wieder verlieren und so Anlaß zur Entstehung der Röntgenstrahlung werden. Die Intensität und spektrale Zusammensetzung dieser Strahlung ist in hohem Maße vom Atomgewicht des Antikathodenmaterials und von der Spannung an der Röntgenröhre abhängig¹⁾. Die Röntgenröhren der Praxis enthalten im allgemeinen Antikathoden aus schwer schmelzbaren Metallen wie Platin, Wolfram, Molybdän, Tantal.

Von großer Wichtigkeit ist eine einwandfreie Kühlung der Antikathode, da nur ein kleiner Bruchteil der Kathodenstrahlenenergie in Röntgenstrahlenenergie verwandelt, fast die ganze auftreffende Energie also in Wärme umgesetzt wird. Am wirksamsten ist die Kühlung durch fließendes Wasser oder Öl, wie sie für die meisten Röntgenröhren angewendet wird. In Abb. 3 ist diese Art der Kühlung schematisch angedeutet. Am einfachsten ist es, die Antikathode direkt mit der Wasserleitung zu verbinden, was jedoch zur Voraussetzung hat, daß

¹⁾ Siehe §§ 5 u. 6.

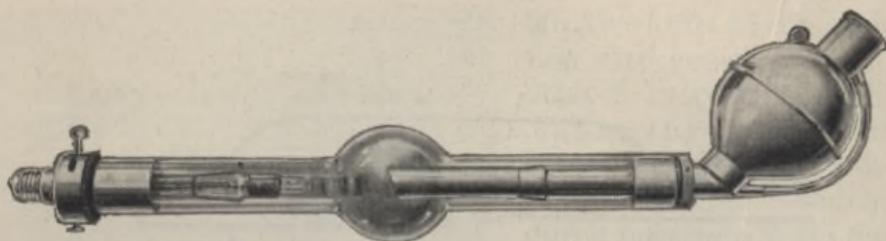


Abb. 4. Röntgenröhre mit Siedekühlung.

sie sich während des Betriebes auf Erdpotential befindet, daß also die ganze Spannung gegen Erde an die Kathode gelegt werden kann. Ist dies nicht möglich, dann kann das Kühlwasser entweder über eine lange, isoliert aufgehängte Leitung aus Glasrohren zu- und abgeführt werden, wodurch bei dem hohen spezifischen Widerstand des reinen Leitungswassers eine genügende Isolation der Antikathode gegen Erde vorhanden ist. Der andere Weg besteht darin, das ganze Kühlsystem isoliert aufzuhängen, also eine Umlaufkühlung zu verwenden und den nötigen Wärmeaustausch mit der Umgebung durch ein Luftgebläse zu unterstützen.

Weniger wirksam, aber frei von Isolationsschwierigkeiten ist die sogenannte Siedekühlung, die früher bei medizinischen Röntgenröhren viel im Gebrauch war. Die in der Antikathode frei werdende Wärmeenergie wird hier einem Gefäß mit Wasser zugeführt und als Verdampfungswärme verbraucht, wodurch eine übermäßige Erwärmung vermieden wird. Abb. 4 zeigt eine medizinische Röntgenröhre mit Siedekühlung, die jedoch neben der relativ geringen Wirksamkeit auch noch den Nachteil aufweist, daß das siedende Wasser störende Erschütterungen auslöst.

Konstruktiv am einfachsten ist die Strahlungskühlung, bei welcher der Wärmeabfluß nach außen absichtlich weitgehend unterbunden ist. Die Antikathode, die aus schwer schmelzbarem Material, z. B. aus Wolfram oder Tantal, bestehen muß, erhitzt sich dabei während des Betriebes auf Weißglut und gibt die Wärme durch Strahlung wieder ab. Eine solche Röntgenröhre kann natürlich nur mit Gleich-

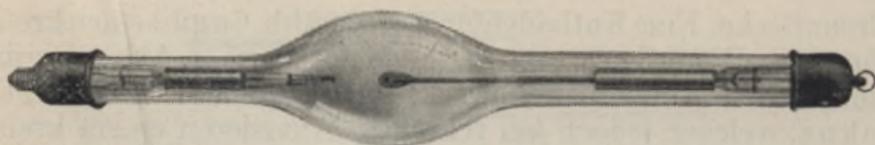


Abb. 5. Röntgenröhre mit Strahlungskühlung.

spannung betrieben werden, da hier auch die Antikathode zur Elektronenquelle geworden ist. Bei einer Spannung mit umgekehrtem Vorzeichen würden also Kathode und Antikathode ihre Rollen vertauschen, was eine Zerstörung des Glühfadens zur Folge haben würde. Abb. 5 zeigt eine Röntgenröhre mit Strahlungskühlung.

Unter der Belastung einer Röntgenröhre versteht man die in ihr umgesetzte elektrische Leistung, also das Produkt aus Stromstärke und Spannung an der Röhre, welches energetisch praktisch gleich der im Brennfleck erzeugten Wärmemenge pro Sekunde ist. Der Brennfleck ist diejenige Stelle der Antikathode, auf welche die Kathodenstrahlenenergie vereinigt wird. Im Brennfleck entsteht daher die Röntgenstrahlung. Um eine möglichst gute Vereinigung oder Fokussierung zu erzielen, wird meistens der Glühfaden der Kathode mit einer sogenannten Fokussierungseinrichtung umgeben, einem passend geformten kleinen Metallschirm, welcher das elektrische Feld zwischen den Elektroden so beeinflusst, daß die Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf die Anode möglichst eng gebündelt sind. Eine enge Bündelung und damit ein kleiner Brennfleck ist zur Erzielung einer möglichst punktförmigen Röntgenstrahlenquelle von Wichtigkeit. Bei medizinischen Diagnostikröhren¹⁾ ist z. B. ein punktförmiger Brennfleck die wichtigste Voraussetzung für scharfe photographische Aufnahmen. Abb. 6 zeigt zwei Kathoden mit Fokussierungseinrichtung zur Erzielung kleiner



Abb. 6. Glühkathoden mit Fokussierungseinrichtung, a) für kreisförmigen Brennfleck, b) für strichförmigen Brennfleck.

¹⁾ Siehe § 9, Abschn. a).

Brennflecke. Eine Kathodenform wie in Abb. 6 a gibt einen kreisförmigen Brennfleck, eine Kathodenform wie in Abb. 6 b gibt einen strichförmigen Brennfleck, einen sogenannten Goetzelfokus, welcher jedoch bei schrägem Anvisieren einem kreisförmigen Brennfleck gleichwertig ist, im übrigen aber infolge der größeren Fläche spezifisch stärker belastbar ist (Goetzelprinzip).

Eine Möglichkeit, die Belastbarkeit, welcher durch den Schmelzpunkt des Materials eine Grenze gesetzt ist, weiter zu erhöhen, besteht in der Verwendung einer rotierenden Antikathode. Es ist in den letzten Jahren gelungen, Röntgenröhren zu konstruieren, die dieses Prinzip verwirklichen. In ihnen rotiert die Antikathode mit großer Umdrehungszahl so, daß zwar der Brennfleck relativ zur Röhre immer an derselben Stelle bleibt, daß aber immer neue Zonen der Antikathodenoberfläche vom Kathodenstrahl getroffen werden, so daß die entstehende Wärme auf ein größeres ringförmiges Gebiet verteilt wird. Auf diese Weise wird die lokale Erhitzung wesentlich verringert, die Röhre kann daher entsprechend stärker belastet werden, ohne daß der Brennfleck „angestochen“ wird. Bei medizinischen Röntgenaufnahmen, bei denen es oft auf kurze Belichtungszeiten ankommt, ist dieser Gesichtspunkt von großer Bedeutung. Abb. 7 zeigt den

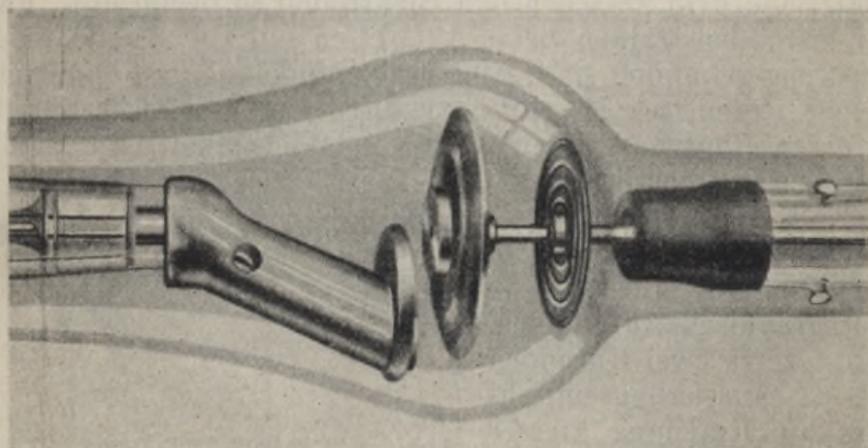


Abb. 7. Röntgenröhre mit rotierender Anode.

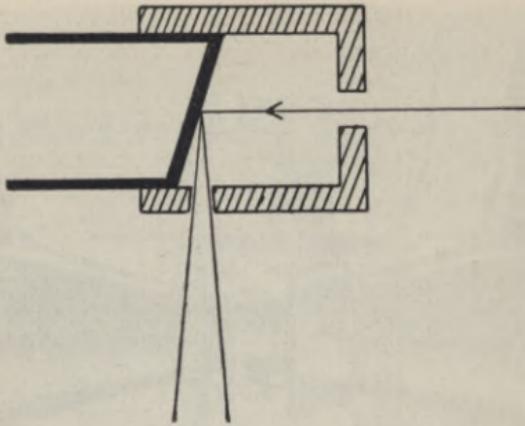


Abb. 8. Schema einer Anode mit Strahlungsschutz.

inneren Aufbau einer sogenannten Drehanodenröhre, bei welcher das Prinzip der rotierenden Antikathode verwirklicht ist. Die Glühkathode sitzt exzentrisch zur Röhrenachse. Die Antikathode ist tellerförmig und um eine in Kugellagern gelagerte Achse drehbar. Sie wird durch ein magnetisches Drehfeld von außen in rasche Rotation versetzt. Die Kühlung erfolgt durch Strahlung. Die Belastbarkeit einer derartigen Röhre beträgt 2,5 Kilowatt pro Quadratmillimeter während 0,1 sec bei 2800 Umdrehungen der Antikathode pro Minute.

Moderne Röntgenröhren für die Praxis weisen noch ein weiteres charakteristisches Merkmal auf, nämlich den Strahlungs- und Berührungsschutz. Der Strahlungsschutz hat den Zweck, die im Laufe der Jahre immer intensiver und damit biologisch gefährlicher gewordene Strahlung der Röntgenröhren nur auf diejenige Richtung zu beschränken, in der sie gebraucht wird und den übrigen Raum möglichst strahlungsfrei zu halten. Der Strahlungsschutz besteht aus einem Material, das die Strahlung möglichst weitgehend absorbiert und dieser nur an bestimmten Stellen durch Fenster den Weg nach außen freigibt. Dieser Schutzmantel kann entweder in unmittelbarer Nähe des Brennfleckes angebracht sein nach Art der schematischen Abb. 8 oder aber die Röhre außerhalb des Vakuums umschließen. Schließlich können auch beide

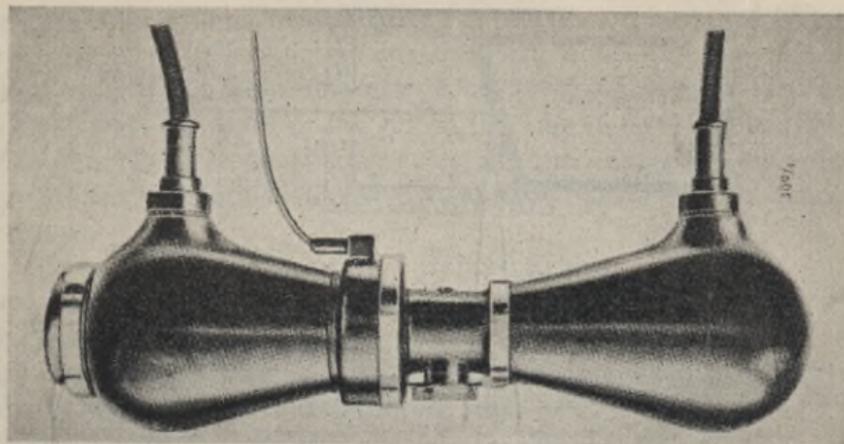


Abb. 9. Röntgenröhre mit Strahlungs- und Berührungsschutz.

Methoden in einer Röhre vereinigt sein. Abb. 9 zeigt eine derartige Röhre mit Strahlungsschutz. Der äußere Mantel ist überdies geerdet, die Röntgenröhre kann also ohne Gefahr während des Betriebes berührt werden, worauf in der medizinischen Praxis ebenfalls Gewicht gelegt werden muß.

Für Laboratoriumsarbeiten werden vielfach zerlegbare Röntgenröhren gebraucht, um leicht Veränderungen vornehmen zu können. So muß z. B. in vielen Fällen das Antikathodenmaterial leicht auswechselbar sein. Derartige Röhren haben den Vorzug einer theoretisch unbegrenzten Lebensdauer. Die Röhre läßt sich leicht reinigen. Ferner kann bequem eine neue Glühkathode eingesetzt werden. Sie sind nur insofern nicht so bequem im Gebrauch wie die technischen Röntgenröhren, als sie sorgfältig abgedichtet werden und ständig mit Hilfe eines Pumpenaggregates auf Hochvakuum gehalten werden müssen. Abb. 10 zeigt eine derartige zerlegbare Röhre nach Ott für physikalische oder mineralogische Untersuchungen.

Neben den bisher besprochenen Glühkathoden- oder Coolidge-Röhren sind noch die gasgefüllten¹⁾ oder Ionen-

¹⁾ Der Gasdruck beträgt hier etwa 0,001 mm Hg, während er in den Glühkathodenröhren nur von der Größenordnung 10^{-7} mm Hg ist.

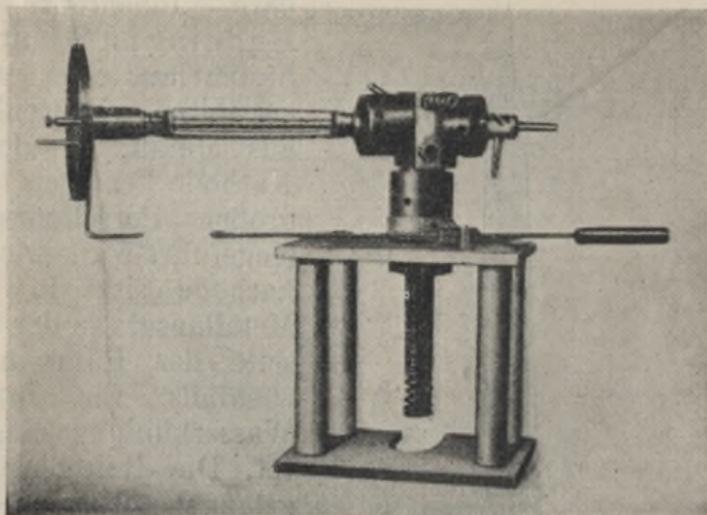


Abb. 10. Zerlegbare Metallröntgenröhre nach Ott.

röhren zu erwähnen. Sie sind die historisch älteren, werden aber heute nur noch in Ausnahmefällen verwendet, da die Glühkathodenröhren viel zuverlässiger im Gebrauch sind und da sich bei diesen Stromstärke und Spannung unabhängig voneinander regulieren lassen. Bei den gasgefüllten Röntgenröhren sind beide Elektroden „kalt“. Als Elektronenquelle dient eine Gasentladung zwischen den Elektroden. Die Kathode besteht bei diesen Röhren meistens aus einem kleinen Hohlspiegel¹⁾ aus Aluminium, einem Material, welches in der Gasentladung weniger zerstäubt als andere Metalle. Die Ionenröhren werden dann den Elektronenröhren vorgezogen, wenn der bei den letzteren unvermeidliche geringe Wolframmiederschlag auf der Antikathode, herrührend von verdampfendem und sich wieder kondensierendem Wolframmetall aus dem Glühfaden, die Untersuchungen stört. Abb. 11 zeigt als Beispiel eine zerleg-

¹⁾ Der Krümmungsradius des Hohlspiegels ist etwas kleiner als die Entfernung Kathode-Antikathode.

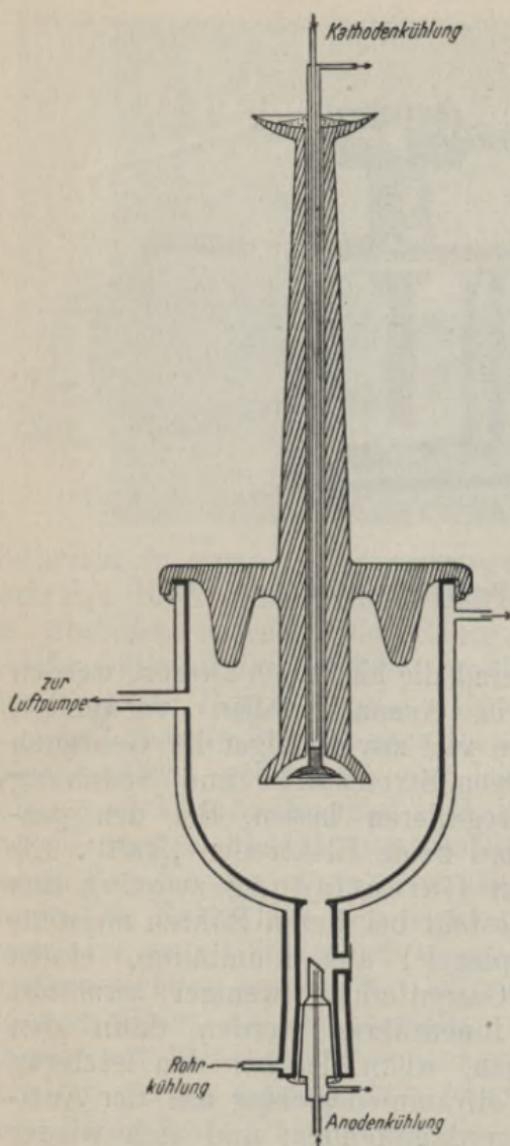


Abb. 11.

Zerlegbare Ionenröhre nach Hadding.

bare Ionenröhre nach Hadding im Schnitt. Sie besteht aus einem wassergekühlten Röhrenkörper aus Metall, in den die Kathode mittels eines großen Porzellanisolators eingeführt wird. Die Antikathode sitzt in einem Metallansatz an der Unterseite der Röhre und ist ebenfalls für intensive Wasserkühlung eingerichtet. Die Röntgenstrahlen gelangen durch mehrere, mit Aluminiumfolie von etwa 0,01 mm Dicke verschlossene Fenster nach außen. Da die Röhre sehr stark belastbar ist und die Entfernung Antikathode—Fenster sehr gering ist, läßt sich mit einer derartigen Röhre eine sehr intensive Röntgenstrahlung erzeugen, vorausgesetzt, daß die Röhre mit einer leistungsfähigen Pumpanlage in Verbindung ist.

d) Röntgenapparaturen

Durch die Vereinigung von Hochspannungsquelle, Röntgenröhre und der nötigen Schaltanlage entsteht eine Röntgenapparatur. Von den verschiedenen Möglichkeiten, die sich bei der Verwendung von Transformatoren in Verbindung mit Glühventilen als Hochspannungs-

entsteht eine Röntgenapparatur. Von den verschiedenen Möglichkeiten, die sich bei der Verwendung von Transformatoren in Verbindung mit Glühventilen als Hochspannungs-

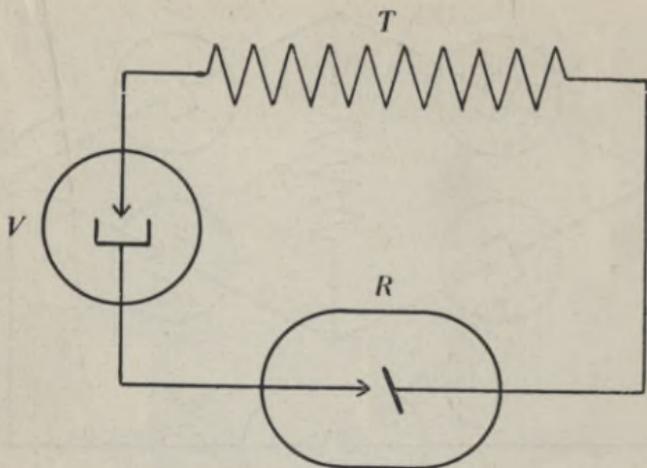


Abb. 12. Einfachste Gleichrichterschaltung.
 T = Sekundärwicklung des Hochspannungstransformators, V = Glühventil, R = Röntgenröhre.

quelle ergeben, sollen hier in Kürze einige typische Beispiele angeführt werden. Abb. 12 gibt die im Prinzip einfachste Möglichkeit einer Gleichrichterschaltung in schematischer Darstellung. T ist die Sekundärspule des Transformators, V das Ventil — der Pfeil gibt die Durchlaßrichtung für die Elektronen an — und R die Röntgenröhre. Bei Verwendung einer Glühkathodenröntgenröhre ist das Ventil entbehrlich, da die Röntgenröhre selbst den Strom nur in einer Richtung hindurchläßt. Bei dieser Schaltung pulsiert der Strom durch die Röntgenröhre mit der Periode der Wechselspannung, wobei nur jeweils eine halbe Periode ausgenützt wird. Während der anderen Halbperiode „sperrt“ das Ventil. Abb. 13 gibt eine Schaltung (Graetzsche Schaltung), in welcher beide Halbperioden ausgenützt werden. Die Wirkungsweise der Ventile versteht sich von selbst. In beiden Fällen ist die Spannung an der Röntgenröhre eine pulsierende Gleichspannung, da ja die Spannung nach jeder Halbperiode durch Null geht.

Will man dieses Absinken vermeiden, dann muß man Kondensatoren von genügend großer Kapazität zu Hilfe nehmen. Eine der gebräuchlichsten Anordnungen dieser Art zeigt

Erzeugung der Röntgenstrahlen

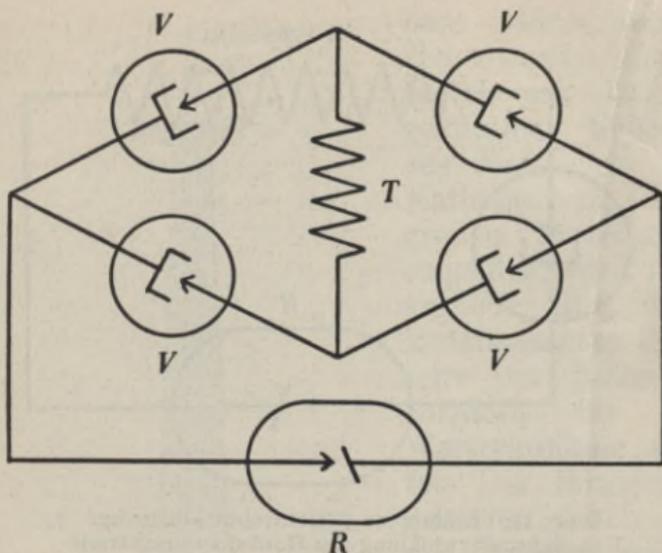


Abb. 13. Schaltung für die Ausnutzung beider! Halbperioden.
 T = Sekundärwicklung des Hochspannungstransformators,
 V = Glühventile, R = Röntgenröhre.

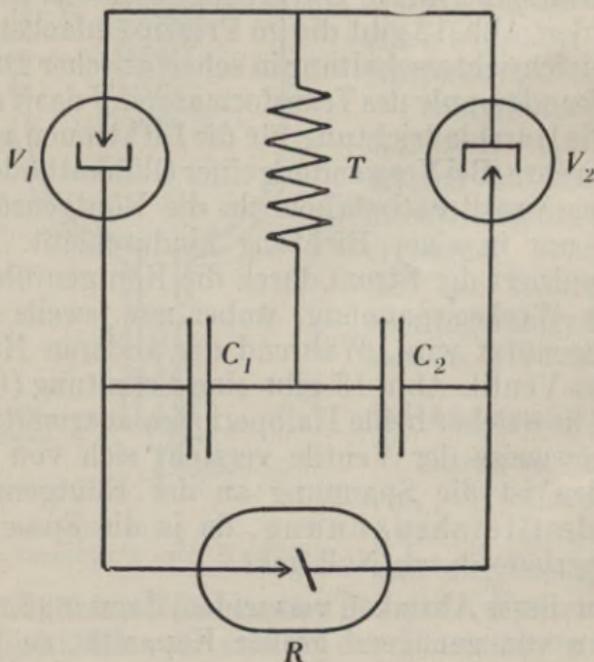


Abb. 14. Schaltung für Spannungsverdoppelung.
 T = Sekundärwicklung des Hochspannungstransformators, V_1 und V_2 = Glühventile, R = Röntgenröhre, C_1 und C_2 = Kondensatoren.

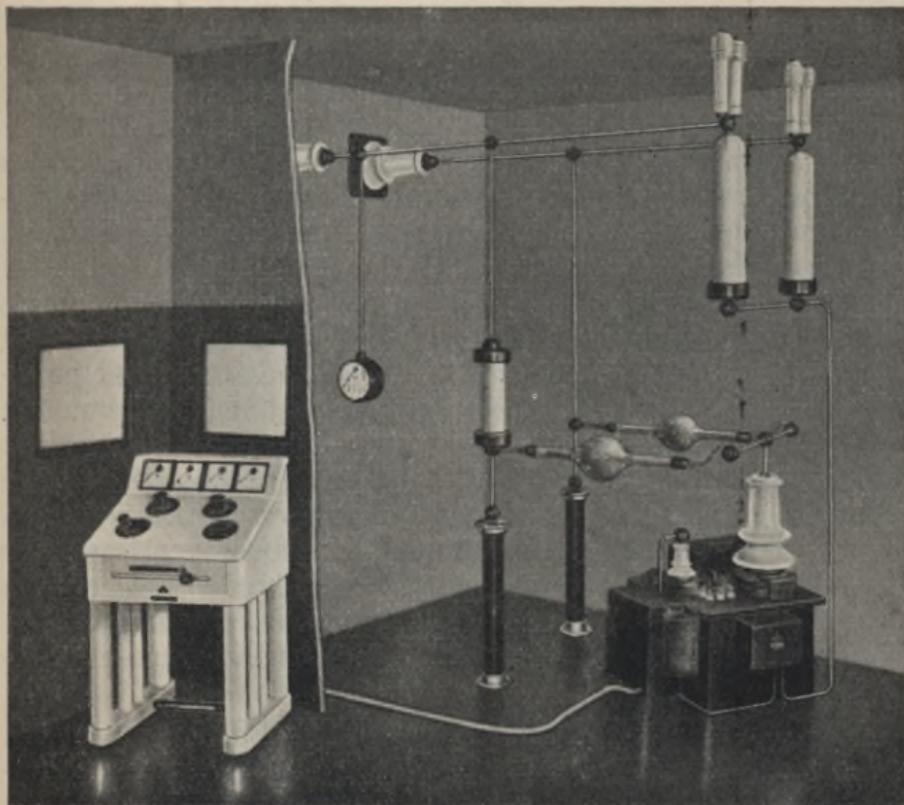


Abb. 15. Hochspannungsanlage für Spannungsverdoppelung (Stabilivoltanlage) bei aufgeschnittener Wand zwischen Bedienungs- und Apparateraum. (Siemens-Reiniger-Werke).

Abb. 14. Hier bedeuten T wieder die Sekundärwicklung des Hochspannungstransformators, V_1 und V_2 zwei Glühventile, C_1 und C_2 zwei Kondensatoren und R die Röntgenröhre. Abb. 15 zeigt eine nach diesem Schema gebaute Röntgenanlage. Rechts im Bilde ist der Hochspannungstransformator zu sehen. Über ihm sind liegend die beiden Glühventile und links daneben, auf dem Boden stehend, die beiden Kondensatoren¹⁾ angeordnet. An den beiden Isolatoren im Bilde rechts oben hängen zwei Hochohmwiderstände, die zur Span-

¹⁾ Ihre Kapazität ist von der Größenordnung 10^6 cm.

nungsmessung¹⁾ dienen. Über einem der Kondensatoren ist ein Dämpfungswiderstand eingeschaltet. Die Bedienung erfolgt von dem ganz links stehenden Schaltpult aus. Die Heizung der Glühventile und der Röntgenröhre wird hier durch sogenannte Heiztransformatoren bewerkstelligt. Das sind Niederspannungstransformatoren, deren Sekundärwicklung mit dem Glühfaden verbunden und gegen die Primärwicklung durch einen großdimensionierten Porzellanisolator getrennt ist, so daß der Glühfaden beträchtliche Spannungen gegen Erde annehmen kann. Die beiden Kondensatoren werden, wie aus der Schaltung Abb. 14 hervorgeht, nacheinander in je einer halben Periode der Wechselspannung auf die Scheitelspannung des Transformators aufgeladen. Da sie in Serie geschaltet sind, liegt an der Röntgenröhre die doppelte Scheitelspannung (Spannungsverdoppelungsschaltung), und zwar als Gleichspannung mit einer von der Größe der Kapazitäten und der Stromentnahme abhängenden Welligkeit, die man durch passende Dimensionierung der Kapazitäten so klein halten kann, wie es die Umstände erfordern.

Es gibt noch eine Reihe anderer Schaltmöglichkeiten, z. B. solche für Verdreifachung, Vervierfachung oder auch Vervielfachung der Spannung, die hier nicht im einzelnen besprochen werden können. Es soll nur noch erwähnt werden, daß neuerdings nach diesem Schema Röntgenanlagen für Spannungen von der Größenordnung 2 Millionen Volt gebaut werden, die vor allem in der medizinischen Praxis angewendet werden, wenn es sich um die Erzeugung sehr kurzweiliger Röntgenstrahlen handelt.

Auch auf die an sich trivialen Anordnungen bei Verwendung anderer Hochspannungsquellen soll in diesem kurzen Überblick über Röntgenapparaturen nicht näher eingegangen werden.

¹⁾ Auf die Spannungsmessung mit Hochohmwiderständen wurde in § 2, Abschnitt b) hingewiesen.

§ 3. Intensitätsmessung

a) Nachweismittel

Zum qualitativen Nachweis von Röntgenstrahlen und zum quantitativen Festlegen ihrer Intensität, d. h. der Strahlungsenergie pro Sekunde und pro Flächeneinheit, lassen sich alle Wechselwirkungen der Strahlung mit der Materie heranziehen, die schon Röntgen in seinen ersten Mitteilungen beschrieben hat, so z. B. das Fluoreszenzleuchten gewisser Stoffe unter dem Einfluß von Röntgenstrahlen, ferner die Tatsachen, daß die Luft und auch andere Gase elektrisch leitend werden und daß photographische Schichten geschwärzt werden. Alle diese zunächst in die Augen fallenden Wirkungen lassen sich auf eine gemeinsame physikalische Ursache zurückführen, nämlich auf die Auslösung von Elektronen aus der von der Strahlung getroffenen Materie. Die Strahlungsenergie wird in der Materie absorbiert, wobei aus den absorbierenden Atomen Elektronen befreit werden. Die kinetische Energie dieser Elektronen wird in andere Energieformen umgewandelt und dadurch meßbar.

Für den ersten qualitativen Nachweis einer nicht zu schwachen Röntgenstrahlung eignet sich am besten der Leuchtschirm. Röntgen verwandte als Leuchtschirmsubstanz Bariumplatinzyanür, eine Substanz, die nur noch historische Bedeutung hat, da wir heute andere und billigere Leuchtsubstanzen kennen, die eine viel größere Lichtausbeute geben, so z. B. das Calciumwolframat, das Cadmiumwolframat, das Zinksilikat und andere Metallverbindungen, wobei noch der Leuchtschirm der Wellenlänge der Röntgenstrahlung angepaßt und auch die Farbe des Leuchtens innerhalb gewisser Grenzen ausgesucht werden kann. Ferner kann heute das oft störende Nachleuchten der Schirme weitgehend vermieden werden.

Als quantitatives Nachweismittel ist der Leuchtschirm nicht brauchbar. Dafür eignen sich am besten die auf der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen beruhenden Methoden. Der Grundversuch, welcher die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlen am deutlichsten zeigt, besteht

darin, daß ein Elektrometer auf irgendeine Weise aufgeladen und isoliert aufgestellt wird. Schaltet man eine in der Nachbarschaft des Elektrometers aufgebaute Röntgenröhre ein, dann entlädt sich das Elektrometer, falls es von der Röntgenstrahlung getroffen wird, in ganz kurzer Zeit, weil die Ladung in die durch die Strahlung leitend gewordene oder ionisierte Luft abfließen kann. Die in den folgenden Abschnitten zu besprechenden Methoden des quantitativen Nachweises oder der Intensitätsmessung beruhen alle im Prinzip auf der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen. Infolge der großen meßtechnischen Bedeutung soll dort auf die Einzelheiten näher eingegangen werden.

Ein bequemes und empfindliches Nachweismittel für Röntgenstrahlen ist die photographische Schicht. Empfindlich ist dieses Nachweismittel deshalb, weil sich bei geringen Intensitäten durch lange Belichtungszeiten Energie in der Schicht aufspeichern (akkumulieren) läßt. Aus diesem Grunde wird sie auch vielfach für quantitative Intensitätsbestimmungen herangezogen, obwohl die Genauigkeit dieser Methode nicht sehr groß ist. Von der Intensitätsmessung mit photographischen Schichten wird in Abschnitt e) dieses Paragraphen die Rede sein.

b) Ionisationsmethode

Die wichtigste Methode, Intensitäten im Gebiete der Röntgenwellenlängen zu messen, besteht in einer direkten Bestimmung der Anzahl Ionen, die in Luft oder einem anderen Gase durch die Strahlung gebildet werden. Als Meßinstrument dient meist das Elektrometer. Es handelt sich hier also um eine direkte elektrische Meßmethode, wodurch die Ionisationsmethode zur genauesten und zuverlässigsten Methode der Messung von Röntgenstrahlenintensitäten wird. In § 7 wird noch näher auf die physikalischen Vorgänge bei der Absorption von Röntgenstrahlen eingegangen werden, welche die Voraussetzung für die Ionisation eines Gases darstellt. Hier soll nur zum Verständnis der Methode vorweggenommen sein, daß die Strahlungsenergie bei der Absorption zunächst in kinetische Energie von aus den Atomen ausgelösten Elek-

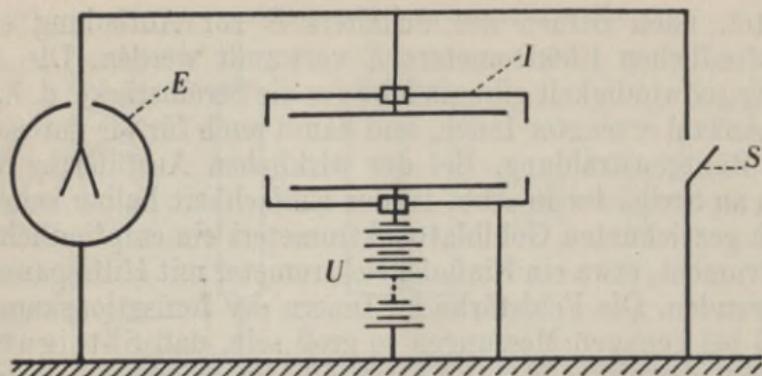


Abb. 16. Intensitätsmessung mit der Ionisationskammer. E = Elektrometer, I = Ionisationskammer, U = Batterie für 100 bis 200 Volt, S = Schalter.

tronen verwandelt wird und daß diese Elektronen dann ihrerseits beim Durchgang durch ein Gas eine ihrer Energie proportionale Anzahl Ionen erzeugen. Die Ladung dieser Ionen kann durch ein elektrisches Feld in Bewegung gesetzt werden. Durch das ionisierte Gas fließt damit ein elektrischer Strom, dessen Stärke gemessen wird. Die Stromstärke ergibt demnach ein Maß für die im Gase absorbierte Energie und damit auch für die Intensität der einfallenden Strahlung. Die Meßanordnung ist schematisch in Abb. 16 wiedergegeben. I stellt ein geerdetes, zylinderförmiges Metallgehäuse mit zwei isoliert eingeführten Elektroden und zwei Fenstern für den Ein- und Austritt der Röntgenstrahlung dar. Dieses Gehäuse, die Ionisationskammer, enthält Luft oder ein anderes, stärker absorbierendes Gas¹⁾. Wird durch eine Batterie U die eine der beiden Elektroden auf eine Spannung von 100 bis 200 Volt gegen Erde aufgeladen und befindet sich die andere Elektrode auf Erdpotential, dann wird beim Durchtritt von Röntgenstrahlen durch die Kammer ein Ionisationsstrom durch das Gas und die Zuleitungen zu den Elektroden fließen. Dieser Strom läßt sich infolge seiner Kleinheit in der Regel nicht mit einem direkt anzeigenden Amperemeter oder Galvanometer messen. Er kann jedoch, wie in Abb. 16 ange-

¹⁾ Gebräuchliche Füllgase für Ionisationskammern sind Argon, Schwefeldioxyd, Bromäthyl- und Jodmethyldampf.

deutet, nach Öffnen des Schalters S zur Aufladung eines empfindlichen Elektrometers E verwandt werden. Die Aufladegeschwindigkeit gibt ein Maß für die Stromstärke, d. h. für die Anzahl erzeugter Ionen, und damit auch für die Intensität der Röntgenstrahlung. Bei der wirklichen Ausführung wird man an Stelle des in Abb. 16 der Einfachheit halber schematisch gezeichneten Goldblattelektrometers ein empfindlicheres Instrument, etwa ein Einfeldenelektrometer mit Hilfsspannung verwenden. Die Feldstärke im Innern der Ionisationskammer muß bei genauen Messungen so groß sein, daß Sättigungsstrom vorhanden ist, d. h. daß alle im Gasraum erzeugten Ionen zu den Elektroden geführt werden, bevor sie sich wieder zu neutralen Atomen vereinigen können. Die geometrischen Abmessungen der Kammer und der Gasdruck müssen ferner so groß gewählt werden, daß keine von den Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen bis auf die Elektroden gelangen, sondern daß diese vorher ihre Energie im Gase durch Ionenbildung verlieren.

Um nicht nur relative, sondern auch absolute Intensitätsmessungen ausführen zu können, d. h. um die zu messende Intensität der Strahlung in $\text{erg/sec} \cdot \text{cm}^2$ oder in $\text{cal/sec} \cdot \text{cm}^2$ angeben zu können, ist es erforderlich, den in der Kammer absorbierten Bruchteil der auffallenden Intensität und außerdem die zur Erzeugung eines Ionenpaares erforderliche Energie zu kennen. Der absorbierte Bruchteil folgt aus dem Absorptionskoeffizienten und den geometrischen Abmessungen der Kammer, die Energie pro Ionenpaar ist auf Grund verschiedener Messungen bekannt und beträgt für Luft in Elektronenvolt ¹⁾ (eV) ausgedrückt 33 eV pro Ionenpaar.

c) Zählmethode

Aus der eigentlichen Ionisationsmethode hat sich eine weitere, wesentlich empfindlichere Methode entwickelt, die zwar ebenfalls auf der Erzeugung von Ionen in einem Gas beruht, die jedoch in meßtechnischer Hinsicht von der ersteren

¹⁾ Unter einem Elektronenvolt versteht man diejenige Energie, die ein Elektron gewinnt, wenn es eine Spannung von 1 Volt frei durchfällt.

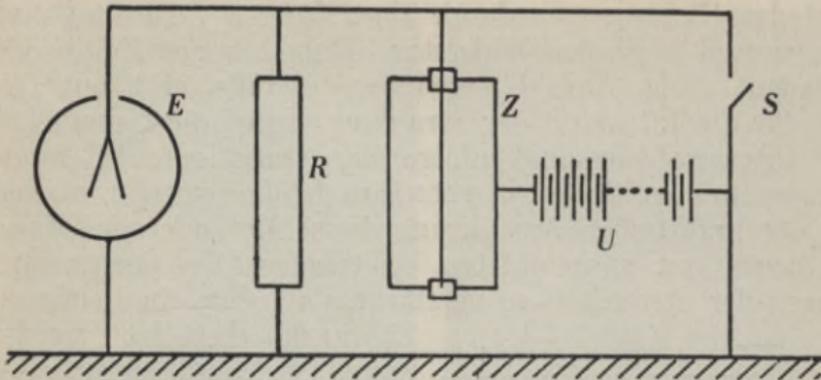


Abb. 17. Intensitätsmessung mit dem Zählrohr, E = Elektrometer, R = Ableitwiderstand, Z = Zählrohr, U = Batterie für etwa 1000 Volt, S = Schalter.

abweicht. Es ist dies die Methode des Spitzenzählers und des Zählrohres.

Bei sehr geringen Intensitäten jeder Art von Strahlung macht sich der statistische Charakter dieser Strahlung bemerkbar, d. h. die Tatsache, daß sie aus Energiequanten oder Lichtquanten besteht. Die von einem einzelnen Röntgen-Lichtquant erzeugte Ionenmenge ist so klein, daß sie elektrometrisch nicht mehr feststellbar ist. Man kann sie jedoch dadurch vergrößern, daß man den Ionen Gelegenheit gibt, durch Stoß auf neutrale Atome weitere Ionen zu erzeugen, ein Vorgang, den man als Stoßionisation bezeichnet. Stoßionisation entsteht bei hohen elektrischen Feldstärken. Mit geeigneten Anordnungen lassen sich so einzelne Entladungsstöße durch ein Elektrometer registrieren nach dem in Abb. 17 gezeichneten Schema. Z stellt ein Zählrohr dar, eine gasgefüllte Metallröhre, in deren Achse ein dünner Draht von der Wandung isoliert ausgespannt ist. Zwischen Rohrwandung und Draht besteht eine Potentialdifferenz von 1000—2000 Volt, bewirkt durch die Batterie U . R ist ein Widerstand von etwa 10^9 Ohm. Er ist auf der einen Seite geerdet und auf der anderen Seite mit dem Zählrohr in Z und mit einem Elektrometer E verbunden. Wird in der Umgebung des Zählrohres ein Lichtquant absorbiert, dann

wird das Elektrometer durch einen kurzen Stromstoß aufgeladen und über dem Widerstand R nach kurzer Zeit wieder entladen. Die Anzahl registrierter Stöße gibt nun ein Maß für die Intensität der Strahlung, wobei die Genauigkeit der Intensitätsmessung infolge der statistischen Schwankungen um so größer ist, je mehr Einzelstöße gemessen werden. Bei der praktischen Ausführung dieser Methode wird durch die heute gut ausgebildeten elektrischen Verstärkeranordnungen der Stromstoß so verstärkt, daß über ein Relais ein

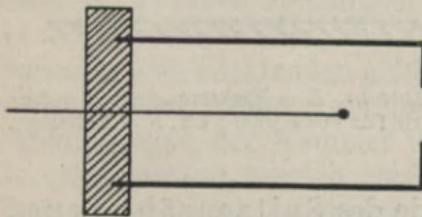


Abb. 18. Spitzenzähler im Schnitt.

Abb. 18 zeigt den inneren Aufbau und die Größenverhältnisse eines Spitzenzählers. In ein kurzes Rohrstück aus Metall ist ein dünner Draht, der in einer kleinen Kugel endigt, isoliert eingeführt. Die Röntgenstrahlung tritt durch ein Aluminiumfenster in den Zähler ein und bewirkt in derselben Weise wie beim Zählrohr in geeigneter Schaltung kurze Entladungsstöße.

Die Zählmethode ist, wie schon erwähnt, bei sehr schwacher Strahlung am Platze, besonders also im Gebiete langer Wellen, wo man im allgemeinen mit geringen Intensitäten zu rechnen hat.

d) Wilsonmethode

Wie bei der Zählmethode handelt es sich bei der auf einem Gedanken von C. T. R. Wilson beruhenden Methode um das Registrieren von Elementarprozessen, d. h. um das Erfassen einzelner Röntgenquanten, also der kleinsten Strahlungsenergien, die physikalisch auftreten können. Die Methode hat sich für die Untersuchung von Korpuskular- und kurzwelliger Röntgenstrahlung gleich fruchtbar erwiesen. Sie beruht darauf, daß die von der Strahlung gebildeten Ionen in einer Kammer, welche irgendein neutrales Gas und außer-

Zählwerk betätigt werden kann, welches automatisch die Stöße zählt.

An Stelle des Zählrohres wird vielfach auch ein Spitzenzähler verwendet, dessen Wirkungsweise prinzipiell dieselbe ist. Abb. 18

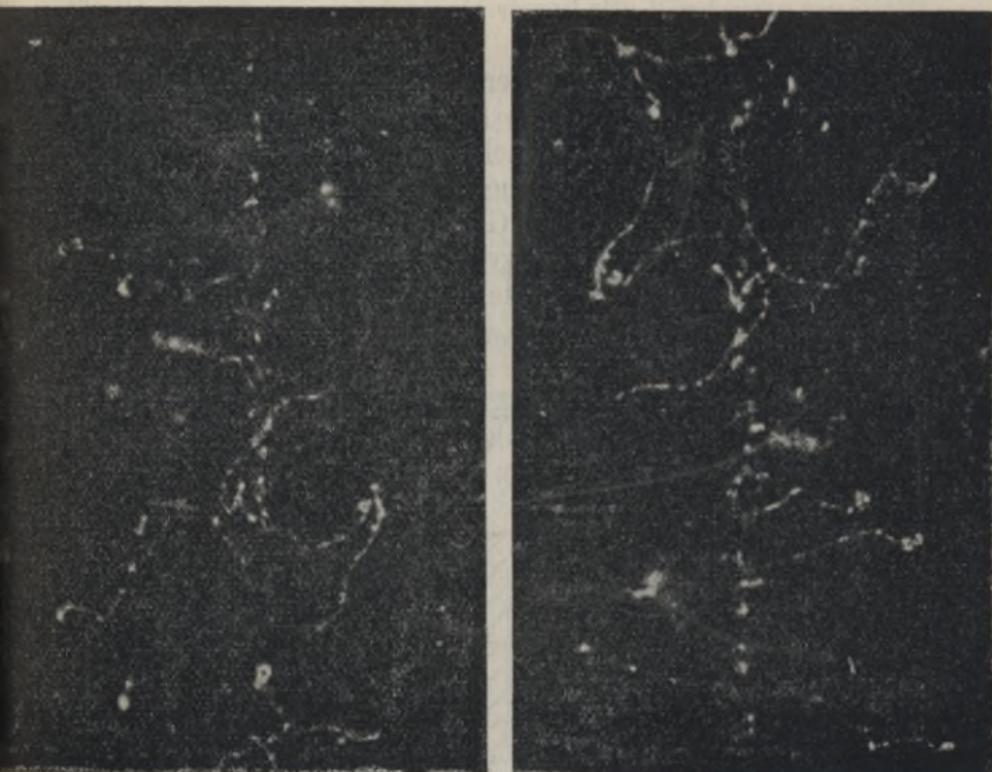


Abb. 19. Stereoskopische Wilsonaufnahme von Photoelektronen in Luft.
Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung von oben nach unten.
(Nach Handbuch der Physik, 2. Auflage, Springer-Verlag, Band 23/2).

dem Wasserdampf enthält, als Kondensationskerne wirken und bei einer plötzlichen Abkühlung des Gases durch die an den Ionen kondensierten Wassertröpfchen indirekt sichtbar gemacht werden. Dadurch zeichnen sich die Sekundärelektronen und indirekt die primär von der Röntgenstrahlung gebildeten Ionen als Nebelspuren ab. Diese Nebelspuren müssen unmittelbar nach ihrer Entstehung photographiert werden. Sie geben dann Aufschluß über die Richtung der Röntgenquanten, über die längs der Bahn gebildeten primären Ionenmengen und über die Anzahl und Energie der gebildeten sekundären Elektronen, welche, wie schon im Abschnitt a) erwähnt, hauptsächlich für die Ionisation im Gasraum verantwortlich zu machen sind. Abb. 19 zeigt eine derartige

Wilsonaufnahme, die besser als irgendeine andere Methode über den Elementarvorgang bei der Absorption einer Röntgenstrahlung und bei der dadurch bedingten Ionenbildung Aufschluß gibt. Die Bahn der Röntgenquanten in Abb. 19 verläuft von oben nach unten. An diskreten Stellen längs der Bahn werden einzelne Quanten absorbiert. Die hier gebildeten Elektronen hoher Geschwindigkeit ionisieren nun längs ihrer ganzen Bahn und geben so Anlaß zu einer dichten Folge von Nebeltröpfchen, die sich photographisch nicht einzeln auflösen lassen.

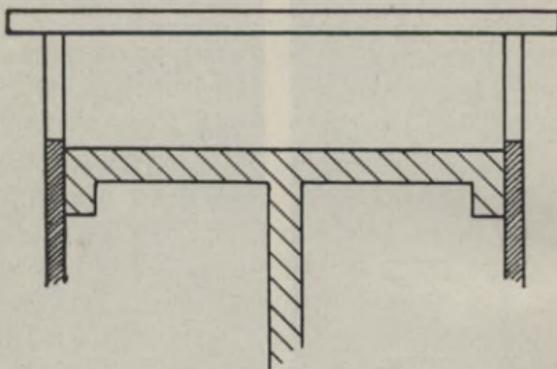


Abb. 20. Schema einer Wilsonkammer.

Die Wilsonmethode ist im Laufe der Jahre verbessert und abgewandelt worden. Abb. 20 gibt schematisch den Hauptteil der Versuchsanordnung, nämlich die Wilson- oder Nebelkammer wieder. In einem Metallzylinder läßt sich ein Kolben luftdicht verschieben. Auf den Metallzylinder ist ein Glasring aufgesetzt, welcher zusammen mit der Oberfläche des Kolbens und einer ebenen Glasplatte die Nebelkammer bildet. Wird das Volumen der Kammer durch Herunterreißen des Kolbens plötzlich auf das 1,3 bis 1,5fache vergrößert, dann wird das vorher mit Wasserdampf gesättigte Gas im Innern der Kammer adiabatisch abgekühlt und damit übersättigt. Beim Vorhandensein von Kondensationskernen in Form von Ionen bilden sich in der Kammer die Nebelspuren, die sich von der Seite intensiv beleuchten und im ge-

eigneten Augenblick von oben durch die Glasplatte hindurch photographieren lassen.

e) Photographische Methode

Bei der photographischen Methode erfolgt die Intensitätsmessung auf dem Umwege über eine Schwärzungsmessung. Die Schwärzung S einer photographischen Schicht ist durch folgende Gleichung definiert:

$$S = \log \frac{J_0}{J}$$

Hierbei bedeuten J_0 die Intensität eines auf die Platte auffallenden, gewöhnlichen, von einer Glühlampe herrührenden Lichtes und J die von einer geschwärzten Stelle hindurchgelassene Lichtintensität. Die Schwärzung einer Platte hängt nicht nur von der Intensität und Zeitdauer der Röntgenbestrahlung, sondern auch noch von der Plattensorte und von der Art der Entwicklung ab. Diese letzteren Einflüsse lassen sich bei quantitativen Schwärzungsmessungen dadurch eliminieren, daß Intensitätsmarken auf dieselbe Platte, mit welcher die Intensitätsmessung ausgeführt wird, aufphotographiert werden. Man hat also die Platte mit bekannten Strahlungsintensitäten zu eichen. Zur einwandfreien Herstellung bekannter Intensitätsstufen kann man entweder den Abstand zwischen Platte und Röntgenröhre meßbar ändern oder Absorptionsschirme von bekanntem Schwächungsvermögen in den Strahlengang einschalten. Es ist außerdem erlaubt, bei der Herstellung von Intensitätsmarken an Stelle der Intensität die Belichtungszeit zu variieren, da im Röntgengebiet im Gegensatz etwa zum sichtbaren Gebiet die Schwärzung für eine Strahlung bestimmter Wellenlänge nur von dem Produkt aus Intensität und Belichtungszeit, also nur von der auffallenden Gesamtenergie abhängt. Es ist demnach erlaubt, für die Herstellung von Intensitätsmarken einen rotierenden Sektor zu verwenden, also eine den Röntgenstrahl abblendende rotierende Kreisscheibe mit gesetzmäßig sich vergrößernden Ausschnitten in verschiedener Entfernung vom Zentrum.

Die Schwärzung kann nun mit Hilfe eines Mikrophoto-meters, das als Hauptbestandteile eine Lichtquelle, einen Spalt und eine Photozelle enthält, in Ausschläge eines elektrischen Meßinstrumentes umgesetzt werden und damit als Maß für die Strahlungsintensität dienen. Wie schon in Abschnitt a) erwähnt wurde, ist die photographische Methode nicht so genau wie die Ionisationsmethode. Da sie jedoch sehr bequem ist, wird sie in vielen Fällen, in denen es auf große Meßgenauigkeit nicht ankommt, mit Erfolg angewandt.

f) Kalorimetrische Methoden

Da die absorbierte Röntgenstrahlenenergie im allgemeinen schließlich in Wärmeenergie übergeführt wird, lassen sich wie bei Strahlungsmessungen im optischen Gebiet auch hier kalorimetrische Methoden anwenden. Diese haben den Nachteil, sehr unempfindlich zu sein. Es sind Energien von mindestens $3 \cdot 10^{-7}$ cal/sec erforderlich, um sie auf diese Weise messen zu können. Für die Energiemessungen werden hier Kalorimeter, Bolometer, Thermosäule und Luftthermometer verwendet. Infolge der geringen Empfindlichkeit läßt sich nach diesen Methoden nur die Intensität spektral unzerlegter Strahlung bestimmen. Für Absolutmessungen sind die kalorimetrischen Methoden von Wichtigkeit.

§ 4. Natur und spektrale Zerlegung der Röntgenstrahlen

a) Allgemeines und Absorptionsmethode

Neben der Intensität einer Strahlung ist ihr Hauptcharakteristikum die Qualität. Bei einer Wellenstrahlung ist die Qualität gegeben durch die Wellenlänge oder durch die Größe $h\nu$ des Lichtquants, wobei h das schon in § 1 erwähnte Plancksche Wirkungsquantum¹⁾ vom Betrage $6,63 \cdot 10^{-27}$ erg · sec und ν die Frequenz der Strahlung bedeuten.

¹⁾ Näheres in § 5, Abschnitt a).

Bevor man sich über die Natur der Röntgenstrahlung im klaren war, charakterisierte man sie hinsichtlich der Qualität durch ihre Härte oder ihr Durchdringungsvermögen. Die aus einer Röntgenröhre kommende Strahlung ist ihrer Qualität nach inhomogen, was sich darin äußert, daß ihre Härte sich ändert, wenn sie absorbierende Schichten, also z. B. eine Metallplatte durchdringt. Bei einer derartigen „Filterung“ wird die Strahlung zunächst mit zunehmender Filterdicke härter, was so gedeutet wird, daß die weichen, leicht absorbierbaren Bestandteile der Strahlung im Filter stecken bleiben. Von einer gewissen Filterdicke an wird die Strahlung ihrer Qualität nach nicht mehr verändert. Sie ist homogen geworden und läßt sich nun durch den Absorptionskoeffizienten μ für ein bestimmtes Material charakterisieren. μ ist, wie hier aus § 7 vorweggenommen sein soll, durch die Gleichung

$$J = J_0 e^{-\mu x}$$

definiert. J_0 bedeutet die auf eine Metallschicht von der Dicke x auffallende Intensität der Röntgenstrahlung, J die von dieser Schicht hindurchgelassene Intensität und e die Basis der natürlichen Logarithmen. Der Absorptionskoeffizient μ stellt ein quantitatives Maß für die Qualität der Strahlung dar. Die Härte läßt sich damit zahlenmäßig festlegen. Bestimmt man von einer Strahlung den Absorptionskoeffizienten für ein geeignetes Metall, z. B. für Aluminium, dann spricht man von einer Absorptionsanalyse der Strahlung. Hierbei kann es sich nur um eine rohe Analyse handeln, denn eine streng homogene Strahlung erhält man bei endlicher Filterdicke nicht. Immerhin wurde nach dieser Methode von Barkla die Eigenstrahlung der Elemente entdeckt, auf welche in § 6 näher eingegangen wird.

b) Nachweis der Wellennatur durch Beugung und Interferenz

Als eindeutiger Beweis für die Wellennatur einer Strahlung gelten seit jeher die Interferenz- und Beugungserscheinungen. Röntgen und die Forscher seiner Zeit bemühten sich vergeblich um einen derartigen Effekt bei Röntgen-

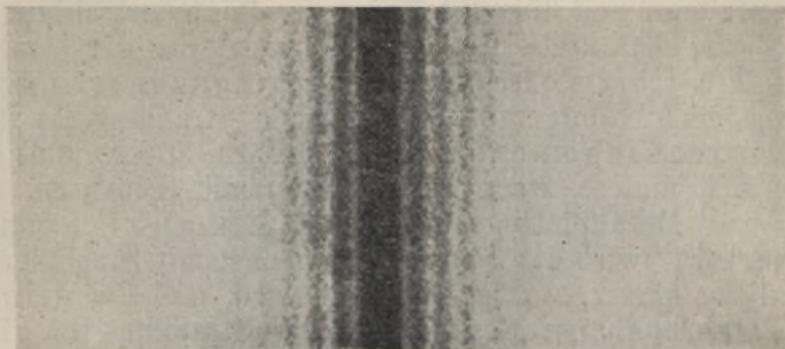


Abb. 21. Beugung am Spalt. Wellenlänge der Röntgenstrahlung: $8,3 \cdot 10^{-8}$ cm, Spaltbreite: 0,0055 mm (nach A. Larsson).

strahlen. Die ersten Beugungserscheinungen an einem keilförmigen Spalt glaubten Haga und Wind 1903 gefunden zu haben. Walter und Pohl wiesen jedoch 1908 nach, daß es sich hier um eine optische Täuschung handelt. Sie wiederholten die Versuche am keilförmigen Spalt und fanden auch mit Hilfe eines Mikroskopes keinerlei Verbreiterung des Spaltbildes an seinem spitzen Ende, wie sie die Theorie der Beugung an einem keilförmigen Spalt verlangt. Erst im Jahre 1912 konnte Sommerfeld, nachdem die Aufnahmen von Walter und Pohl von P. P. Koch aufs genaueste ausphotometriert wurden, zeigen, daß für harte und weiche Röntgenstrahlen die Beugungsbilder eine Abweichung im richtigen Sinne voneinander zeigten. Sommerfeld konnte auf Grund der Photometerkurven eine mittlere Wellenlänge von $4 \cdot 10^{-9}$ cm ausrechnen.

In den folgenden Jahren wurden ähnliche Versuche noch vielfach wiederholt. Wirklich einwandfreie Beugungsbilder wurden aber erst in neuerer Zeit gewonnen, und zwar 1929 von A. Larsson im Institut von M. Siegbahn in Upsala. Abb. 21 zeigt eine Aufnahme von Larsson, hergestellt mit einem Parallelschlitz von 0,0055 mm Breite und einer monochromatischen Röntgenstrahlung von $\lambda = 8,3 \cdot 10^{-8}$ cm Wellenlänge.

Im gleichen Laboratorium ist es auch gelungen, den einfachsten Interferenzversuch, nämlich den Fresnelschen

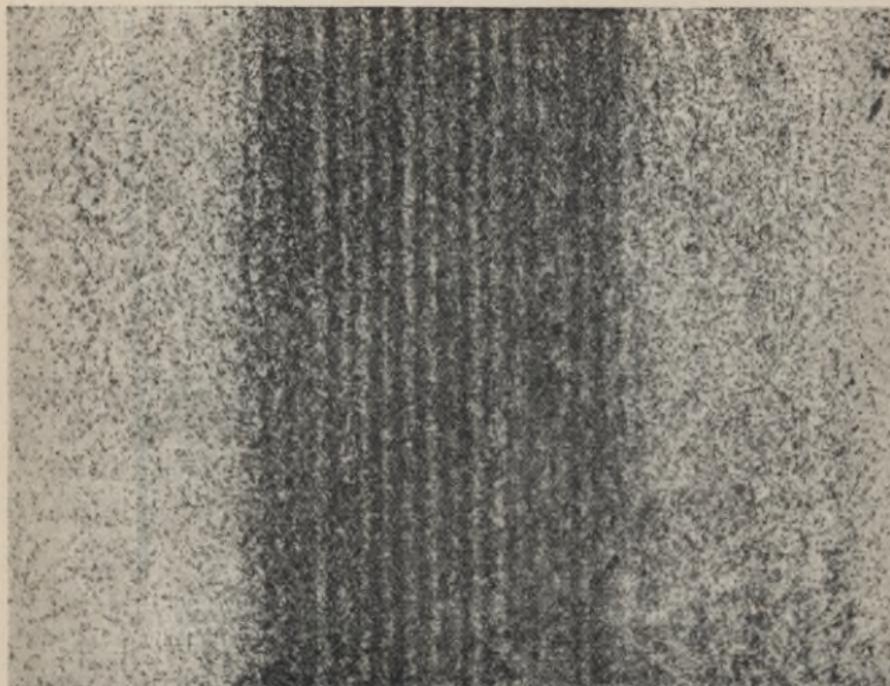


Abb. 22. Fresnelsche Interferenzen (Fresnel'scher Spiegelversuch). Wellenlänge der Röntgenstrahlung: $8,3 \cdot 10^{-8}$ cm (nach G. Kellström).

Spiegelversuch, mit Röntgenlicht auszuführen. Dieser Versuch besteht darin, daß durch Spiegelung des Lichtes von einem sehr engen Spalt an zwei ebenen Spiegeln, die einen Winkel von nahezu 180° miteinander bilden, zwei kohärente Lichtwellenzüge gebildet werden, die zu Interferenzerscheinungen Anlaß geben. Abb. 22 zeigt das mit Röntgenstrahlen von der Wellenlänge $\lambda = 8,3 \cdot 10^{-8}$ cm hervorgerufene Interferenzbild beim Fresnel'schen Spiegelversuch. Durch derartige einfache Interferenz- und Beugungsbilder tritt die Wesensgleichheit von Licht- und Röntgenstrahlen am augenfälligsten zutage.

c) Laueversuch

Der erste wirklich einwandfreie Beweis für die Wellennatur der Röntgenstrahlen wurde von v. Laue, Friedrich und Knipping im Jahre 1912 erbracht. v. Laue kam auf

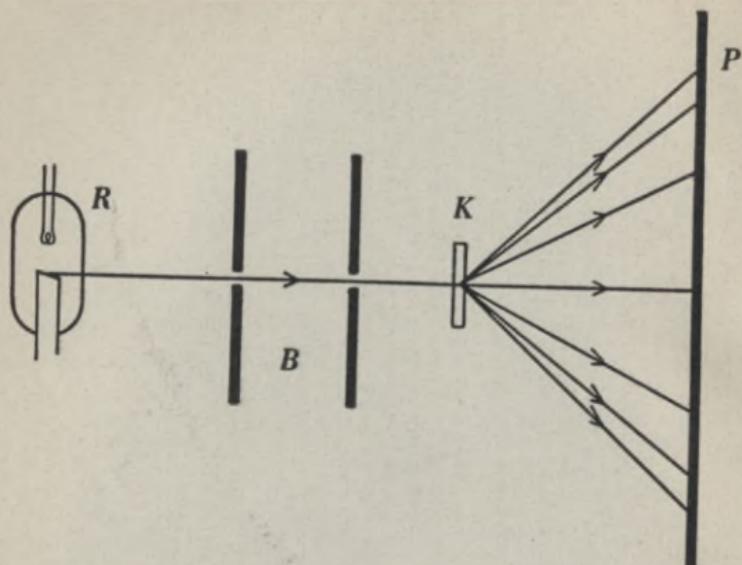


Abb. 23. Schema des Laueversuches. *R* = Röntgenröhre, *B* = Blenden, *K* = Kristall, *P* = Photographische Schicht.

der Suche nach einem geeigneten Beugungsgitter für Röntgenstrahlen auf den so außerordentlich fruchtbaren Gedanken, die Kristalle, deren regelmäßiger Aufbau aus Atomen schon lange vermutet wurde, als Gitter zu einem Beugungsversuch zu verwenden. Abb. 23 zeigt schematisch die Anordnung, mit welcher Friedrich und Knipping auf Anregung von v. Laue den Versuch ausführten. Die aus einer Röntgenröhre *R* kommende Strahlung wird durch Blenden eng ausgeblendet und fällt bei *K* auf eine dünne Kristallplatte aus Zinksulfid, die so orientiert ist, daß die optische Achse mit der Strahlrichtung zusammenfällt. Bei *P* ist, senkrecht zum Strahlengang, eine photographische Platte aufgestellt, auf welcher sich die Interferenzerscheinung abbildet. Man nennt eine auf diese Weise entstandene photographische Aufnahme ein Laue-Diagramm. Abb. 24 zeigt ein Beispiel für ein derartiges, mit Hilfe eines Zinksulfid-Kristalles erzeugtes Laue-Diagramm. Es gibt die Art und geometrische Anordnung der Atome im Kristall genau so wieder, wie z. B. die

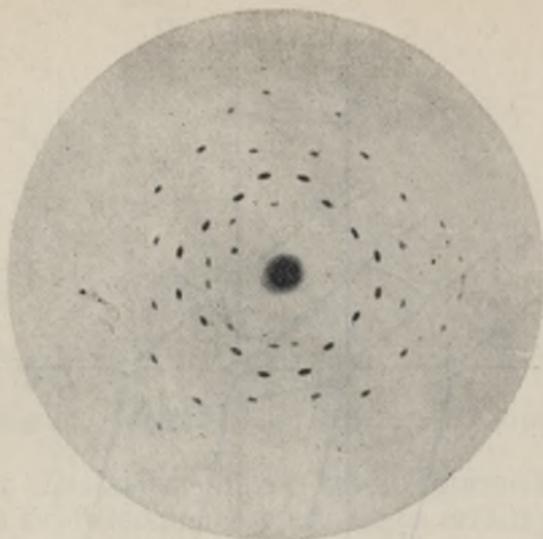


Abb. 24. Laue-Diagramm eines Zinksulfidkristalles in Richtung der Würfelkante durchstrahlt.

durch ein ebenes Gitter in der Optik hervorgerufene Interferenzerscheinung die Größe und geometrische Anordnung der beugenden Öffnungen wiedergibt. Auf den Zusammenhang zwischen dem Aussehen des Laue-Diagramms und dem Kristallbau wird in § 9 näher eingegangen werden.

d) Interferenzen am Raumgitter

Um zu einem Verständnis der durch den Laueversuch verwirklichten Raumgitterinterferenzen zu kommen, geht man am besten vom eindimensionalen oder linearen Gitter, d. h. einer Punkt- oder Strichreihe mit konstanten Punkt- oder Strichabständen aus. In Abb. 25 fällt auf ein solches Gitter eine parallele Strahlung einheitlicher Wellenlänge unter dem Winkel α zum Einfallslot auf und wird an den Gitterpunkten oder -strichen abgebeugt. Die Bedingung dafür, daß unter dem Winkel β ein Intensitätsmaximum der abgebeugten Strahlung zu finden ist, besteht darin, daß die Gangdifferenz für die an zwei aufeinanderfolgenden Punkten oder Strichen

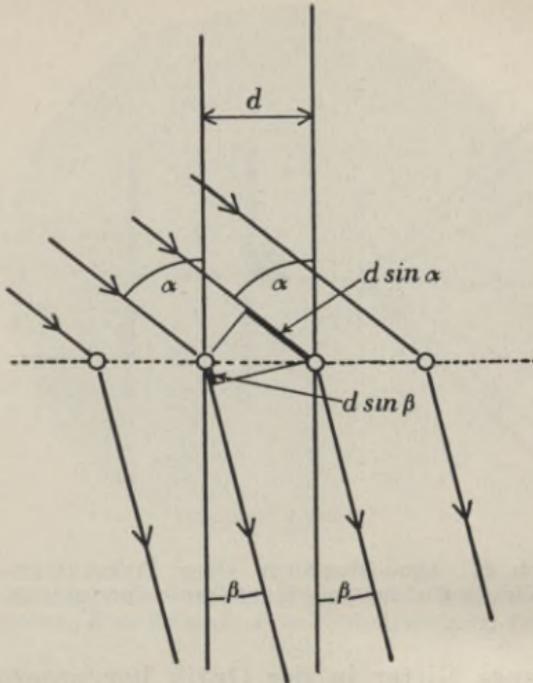


Abb. 25. Beugung am linearen Gitter.
 d = Gitterkonstante, α = Einfallswinkel,
 β = Beugungswinkel.

gestreute Strahlung ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Es muß also gelten:

$$d (\sin \alpha - \sin \beta) = n\lambda,$$

wobei d der Abstand der Gitterpunkte oder -striche, die Gitterkonstante, n eine ganze Zahl und λ die Wellenlänge bedeuten. Für eine benachbarte Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ ist für einen benachbarten Winkel $\beta + \Delta\beta$ die Gleichung ebenfalls erfüllt. Es entsteht also ein Spektrum, wenn eine Strahlung mit einem ausgedehnten Wellenlängenbereich auf das Gitter auffällt. Dasselbe gilt für den Fall eines zweidimensionalen Gitters. In Abb. 26 ist ein Beispiel für eine mögliche Anordnung von Gitterpunkten gezeichnet, die einem zweidimensionalen, ebenen Gitter entspricht.

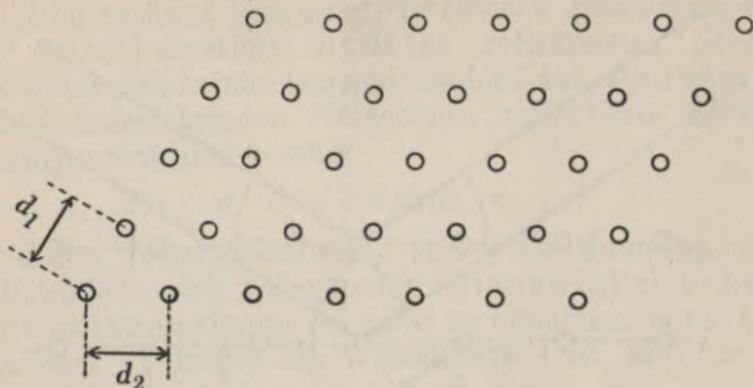


Abb. 26. Beugung am zweidimensionalen Gitter. d_1 und $d_2 =$ Gitterkonstanten.

Für das Zustandekommen eines Intensitätsmaximums müssen nun zwei Bedingungsgleichungen erfüllt sein, nämlich die Gleichungen

$$d_1 (\sin \alpha_1 - \sin \beta_1) = n_1 \lambda$$

und

$$d_2 (\sin \alpha_2 - \sin \beta_2) = n_2 \lambda,$$

wobei d_1 und d_2 die in Abb. 26 gegebene Bedeutung haben, α_1 und α_2 die Einfallswinkel, β_1 und β_2 die Beobachtungswinkel und n_1 und n_2 ganze Zahlen sind. Für jede Wellenlänge λ läßt sich durch geeignete Winkel β_1 und β_2 bei gegebenen Einfallswinkeln, Gitterkonstanten und Ordnungszahlen eine Lösung des Gleichungssystems finden. Es entstehen also wieder Spektren.

Andere Verhältnisse herrschen bei der Beugung an einem Raumgitter, für welche drei Bedingungsgleichungen erfüllt sein müssen:

1. $d_1 (\sin \alpha_1 - \sin \beta_1) = n_1 \lambda$
2. $d_2 (\sin \alpha_2 - \sin \beta_2) = n_2 \lambda$
3. $d_3 (\sin \alpha_3 - \sin \beta_3) = n_3 \lambda$

Außerdem bestehen hier noch zwischen den Winkeln α_1 , α_2 und α_3 einerseits und β_1 , β_2 und β_3 andererseits die Gleichungen

4. $\sin^2 \alpha_1 + \sin^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_3 = 1$
5. $\sin^2 \beta_1 + \sin^2 \beta_2 + \sin^2 \beta_3 = 1$

Die Winkel β_1 , β_2 und β_3 in den drei Bedingungsgleichungen sind also nicht mehr unabhängig voneinander, für jede be-

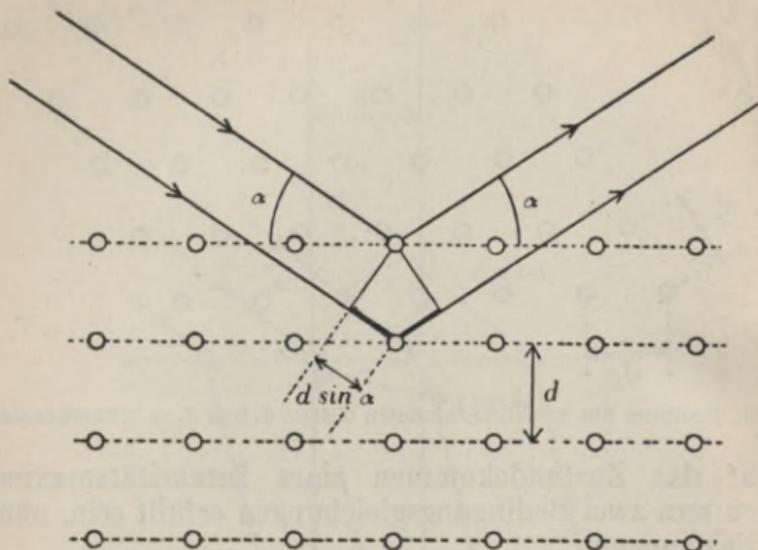


Abb. 27. Braggsche Reflexion. α = Komplement des Einfallswinkels, d = Netzebenenabstand.

liebige Wellenlänge λ und jede Beobachtungsrichtung $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ ist demnach nicht auch eine Lösung der Gleichungen vorhanden, sondern eine solche ist nur für ganz diskrete Wellenlängen und Richtungen möglich, nämlich für diejenigen Wellenlängen λ und diejenigen Richtungen $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, welche Lösungen der Gleichungen 1., 2., 3. und 5. darstellen. Wir erhalten auf dem Interferenzbild kein Nebeneinander von Wellenlängen, also keine Spektren mehr, sondern Interferenzpunkte aus monochromatischem Licht, wie sie das Laue-diagramm Abb. 24 für einen speziellen Fall zeigt.

Die genaue Theorie der Raumgitterinterferenzen wurde von v. Laue selbst gleich im Anschluß an die Ergebnisse von Friedrich und Knipping 1912 entwickelt. Etwas einfacher, im Prinzip jedoch ebenso, ist die Deutung der Raumgitterinterferenzen durch die Theorie der Kristallreflexion von W. L. Bragg. Man kann sich einen Kristall aus einzelnen Atomschichten, sogenannten Netzebenen, aufgebaut denken. Abb. 27 stelle einen Schnitt durch einen Kristall dar. Schematisch seien nun diejenigen Atome, die gleichweit von einer

Spaltfläche entfernt liegen, zu Netzebenen zusammengefaßt. Die an ein und derselben Netzebene „reflektierten“ Strahlen weisen unter sich keinen Gangunterschied auf, wohl aber zwei an aufeinanderfolgenden Netzebenen reflektierte Strahlen. Der Gangunterschied beträgt

$$D = 2 d \sin \alpha,$$

wobei d den Netzebenenabstand und α das Komplement des Einfallswinkels, den sogenannten Glanzwinkel bedeuten. Ein Intensitätsmaximum ist dann zu erwarten, wenn D ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist, also für

$$2 d \sin \alpha = n \lambda.$$

Dies ist die Braggsche Gleichung¹⁾, welche angibt, unter welchem Winkel α eine bestimmte Wellenlänge λ bei gegebenem Kristall, also gegebener Gitterkonstante d reflektiert wird. Durch Drehen des Kristalls (Variation von α) läßt sich also innerhalb gewisser Grenzen für eine beliebige Wellenlänge ein Interferenzmaximum erzwingen.

Daß diese Braggsche Deutung der Kristallinterferenzen mit der Auffassung von v. Laue im Einklang ist, läßt sich leicht aus folgendem verstehen: Wenn wir einen Kristall durchstrahlen, wie beim Laueversuch, dann können wir die abgelenkten Strahlen auch als reflektierte Strahlen auffassen, und zwar reflektiert an inneren Netzebenen. Abb. 28 soll veranschaulichen, wie man die Atome auf sehr viele Arten zu Netzebenen zusammenfassen kann. Zu jedem System von Netzebenen gehört ein System von Interferenzpunkten, vorausgesetzt, daß in der einfallenden Strahlung die passende Wellenlänge vorhanden ist. Die physikalische Voraussetzung für das Zustandekommen eines Lauediagramms ist demnach eine kontinuierlich über einen größeren Wellenlängenbereich verteilte Intensität. Zu demselben

¹⁾ Die Braggsche Gleichung gilt nicht vollkommen streng. Bei genauen Messungen zeigen sich Abweichungen in dem Sinn, daß $\sin \alpha/n$ für eine bestimmte Wellenlänge λ nicht für alle Ordnungszahlen n dieselbe Größe hat. Die genaue Theorie der Röntgeninterferenzen, welche die Wechselwirkungen zwischen den Atomen des Gitters berücksichtigt, gibt diese zuerst von Stenström gefundenen Abweichungen richtig wieder.

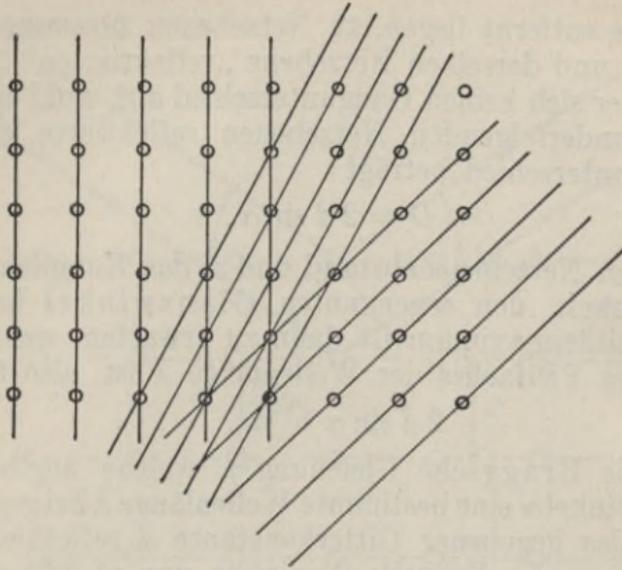


Abb. 28. Netzebenenachsen.

Resultat kamen wir oben bei der Diskussion der Interferenzbedingung für das Raumgitter.

e) Kristallgittermethoden

Die Braggsche Auffassung vom Zustandekommen der Kristallinterferenzen weist den Weg zur Erzeugung eines Röntgenspektrums. Zwei Möglichkeiten sind gegeben: Entweder läßt man, wie Abb. 29 schematisch zeigt, ein weit-

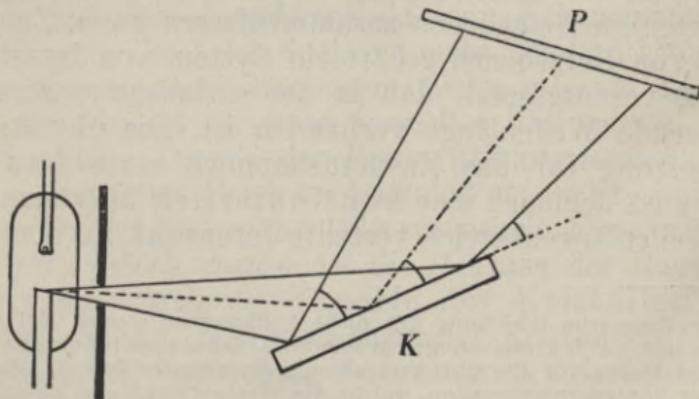


Abb. 29. Entstehung eines Röntgenspektrums am feststehenden Kristall. K = Kristall, P = Photographische Schicht.

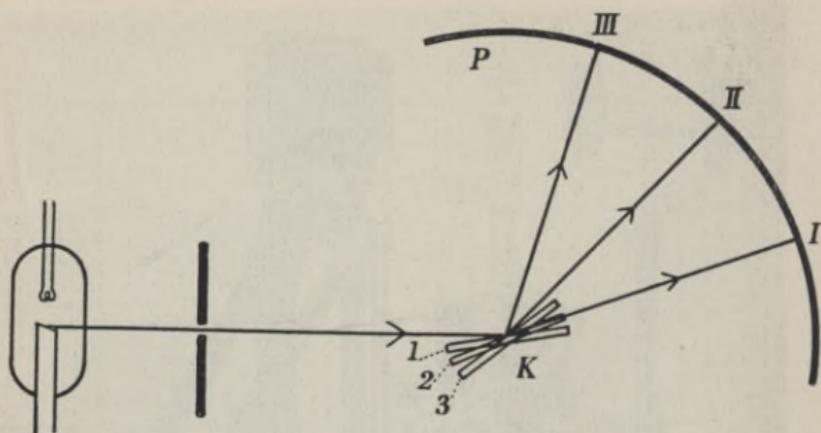


Abb. 30. Drehkristallmethode. K = Kristall in drei verschiedenen Stellungen
 P = Photographische Schicht.

geöffnetes Bündel Röntgenstrahlen auf einen Kristall K und die reflektierte Intensität auf eine fest aufgestellte photographische Platte P auffallen. Jeder Stelle der Platte entspricht ein bestimmter Reflexionswinkel und damit nach der Braggschen Gleichung eine bestimmte Wellenlänge. Auf der Platte entsteht somit das Spektrum der auffallenden Strahlung. Dies ist die historisch älteste, von Moseley angewandte Methode der Aufnahme eines Röntgenspektrums. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, daß sie eine gleichmäßige Intensitätsverteilung im Bündel und eine gleichmäßige Reflexionsfähigkeit der ganzen Kristalloberfläche voraussetzt, da ja jede Zone der Platte einer bestimmten Zone im auffallenden Bündel und damit einer bestimmten Zone auf der Oberfläche des Kristalles entspricht. Von dieser Voraussetzung wird man weitgehend frei durch die Drehkristallmethode von de Broglie aus dem Jahre 1914. Hier wird, wie Abb. 30 erkennen läßt, ein enges Bündel Röntgenstrahlen ausgeblendet. Es falle auf die Mitte der Kristallplatte K . Dreht man nun diese Platte in der gezeichneten Weise von Stellung 1 über Stellung 2 nach Stellung 3, dann kommt der Braggschen Beziehung zufolge ein ausgedehnter Wellenlängenbereich zur Reflexion, so daß auf einem photographi-

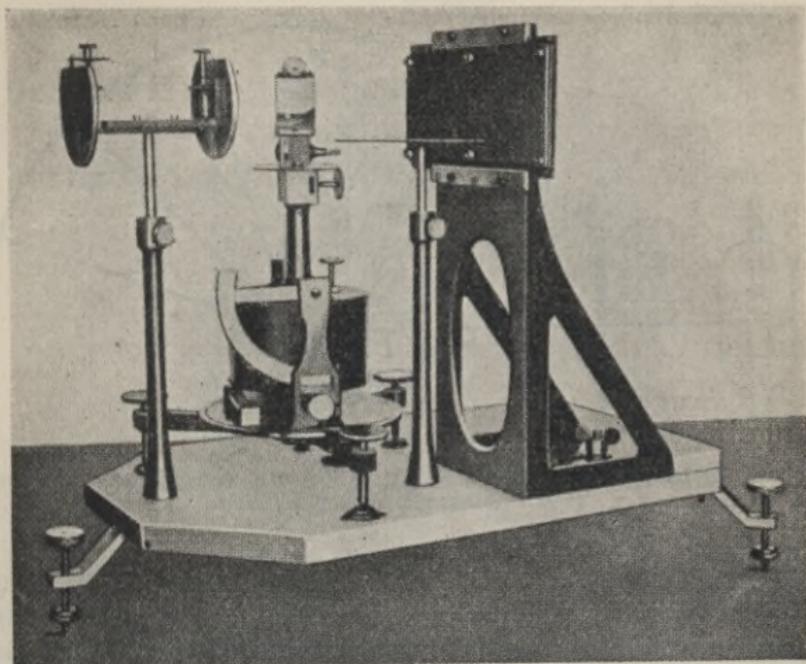


Abb. 31. Drehkristallspektrograph von Siegbahn und Friman.

schen Film, den man im Abstand Spalt-Drehachse auf einem Kreisbogen um die Drehachse anbringt, zwischen den Punkten I, II und III wieder ein Spektrum entsteht, welches nun unabhängig ist von Ungleichmäßigkeiten der Kristalloberfläche. Abb. 31 zeigt einen Drehkristallspektrographen moderner Konstruktion. Abb. 32 zeigt mit einem derartigen Präzisionsspektrographen aufgenommene Linienspektren.

Durch Ausmessen der Linienabstände und der geometrischen Abmessungen des Spektrographen erhält man unter Zugrundelegung eines Wertes für die Gitterkonstante des Kristalles mit Hilfe der Bragg'schen Gleichung die Wellenlänge der Spektrallinien.

Tabelle 1 gibt die Werte der Gitterkonstanten für die Netzebenen parallel zur Spaltfläche einiger in der Röntgenspektroskopie viel verwandter Kristalle.

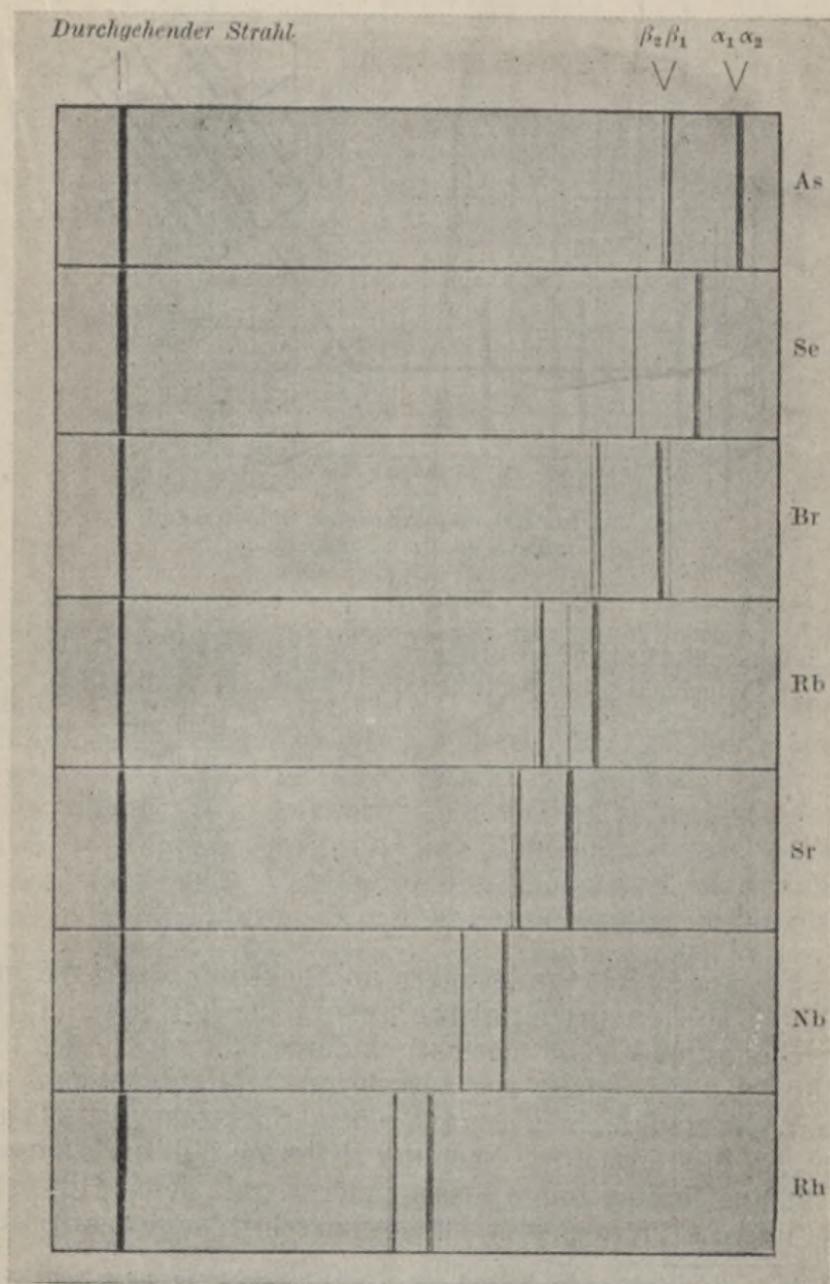


Abb. 32. Spektrogramm der *K*-Serie einiger Elemente mit dem Drehkristallspektrographen von Abb. 31 aufgenommen (nach Siegbahn und Friman).

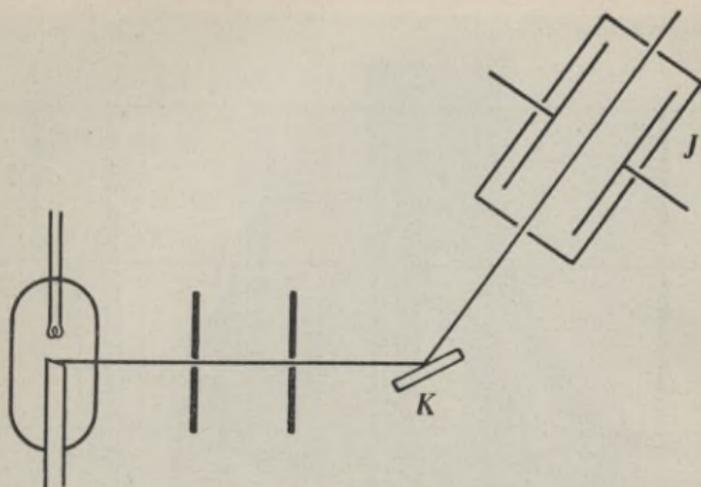


Abb. 33. Ionisationsspektrometer. K = Kristall,
 I = Ionisationskammer.

Tabelle 1

Gitterkonstanten einiger Spektrometerkristalle
(Nach Kohlrausch, Praktische Physik, 17. Aufl. 1935)

	$d \cdot 10^8$ [cm]
Steinsalz	2,8140
Kalkspat	3,0290
Sylvin	3,140
Gips	7,5776
Ferroyankali	8,408
Glimmer	10,1

Für Intensitätsmessungen im Spektrum besser geeignet ist das Ionisationsspektrometer¹⁾ nach Bragg (1914), welches durch Fig. 33 schematisch dargestellt wird. Auch hier fällt ein durch Spalte eng ausgeblendeter Röntgenstrahl auf einen Kristall K , welcher auf einem Spektrometertischchen drehbar angeordnet ist. Nach der Reflexion fällt die Röntgenstrahlung in eine Ionisationskammer I , mit deren Hilfe sich die Intensität messen läßt. Dreht man schrittweise den Kristall

¹⁾ In der praktischen Spektroskopie spricht man von einem Spektrometer, wenn Winkelmessungen zur Festlegung einer Wellenlänge erforderlich sind, und von einem Spektrographen, wenn das Spektrum auf photographischem Wege festgehalten wird.

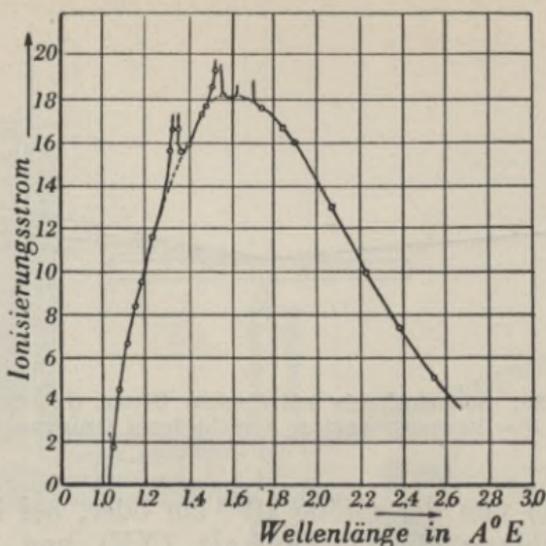


Abb. 34. Nach der Ionisationsmethode aufgenommenes Spektrum.

um kleine Beträge und die Ionisationskammer jeweils um den doppelten Betrag, dann kann man das Spektrum in Form einer Intensitäts-Kristallstellungskurve oder unter Zuhilfenahme der Braggschen Beziehung in Form einer Intensitäts-Wellenlängenkurve aufnehmen, einer für eine quantitative Auswertung besonders günstigen Form. Abb. 34 gibt das Spektrum einer Röntgenstrahlung in dieser Form wieder. Als Abszisse ist die Wellenlänge, als Ordinate der Ionisierungsstrom in willkürlicher Einheit aufgetragen. Durch eine derartige Kurve ist die Strahlung nach Intensität und Wellenlänge eindeutig festgelegt¹⁾. Als zweckmäßige Einheit der Wellenlänge dient entweder die Ångströmeinheit²⁾

¹⁾ Hierbei ist allerdings der Kurvenverlauf noch durch verschiedene apparative Einflüsse entstellt. Interessiert man sich für die Intensitätsverteilung im Spektrum am Entstehungsort, für die sog. wahre Intensitätsverteilung, dann müssen diese Einflüsse experimentell oder rechnerisch eliminiert werden. Derartige entstellende Einflüsse sind z. B. die Absorption der Strahlung schon innerhalb des Antikathodenmaterials, die Absorption in der Luftstrecke zwischen Röhre und Ionisationskammer, das Reflexionsvermögen des Kristalles usw., alles Einflüsse, welche selbst wellenlängenabhängig sind, so daß sowohl die Absolutbeträge der Intensität, wie auch die Kurvenform beeinflusst werden.

²⁾ Benannt nach dem schwedischen Spektroskopiker Anders Jons Ångström.

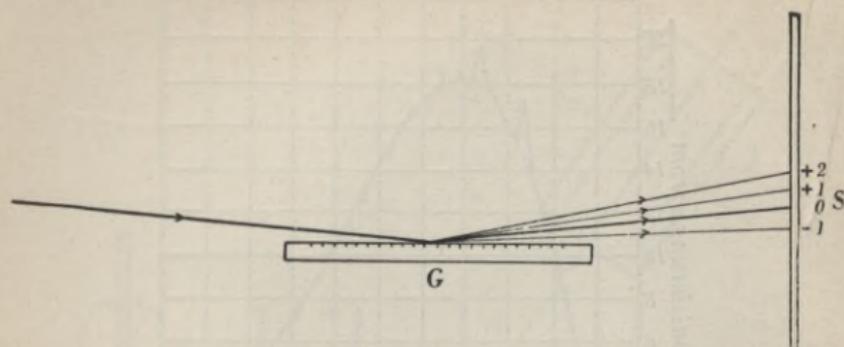


Abb. 35. Spektroskopie mit ebenem Gitter. G = Gitter, S = Beugungsspektren verschiedener Ordnung.

(\AA oder \AA) von der Größe 10^{-8} cm oder, bei kurzwelliger Röntgenstrahlung, die X-Einheit (XE) von der Größe 10^{-11} cm. Als Einheit der Intensität dient im allgemeinen der Skalenteil des Ausschlages am elektrischen Meßinstrument, mit welchem der Ionisierungsstrom und damit die Intensität gemessen wird. Auf die physikalische Deutung des Spektrums wird in §§ 5 und 6 eingegangen werden. Hier soll es sich zunächst nur um die Methoden für die spektrale Zerlegung einer Strahlung handeln.

f) Spektroskopie mit geritzten Gittern

Im Jahre 1925 ist es A. H. Compton und R. L. Doan zum erstenmal gelungen, mit einem mechanisch hergestellten Gitter ein Röntgenspektrum zu erzeugen. Die relativ große Gitterkonstante wurde ausgeglichen durch nahezu streifenförmigen Einfall. Abb. 35 gibt schematisch die Anordnung. Läßt man ein Röntgenbündel unter sehr kleinem Winkel zur Gitterebene auf ein ebenes Gitter auffallen, dann rücken die Gitterstriche in der Projektion gleichsam so nahe zusammen, daß auch für Röntgenwellenlängen die Dispersion groß genug wird, um das Gitter für spektroskopische Zwecke gebrauchen zu können. Das von Compton und Doan verwandte Gitter war auf Spiegelmetall geritzt und hatte 50 Striche/mm. Damit

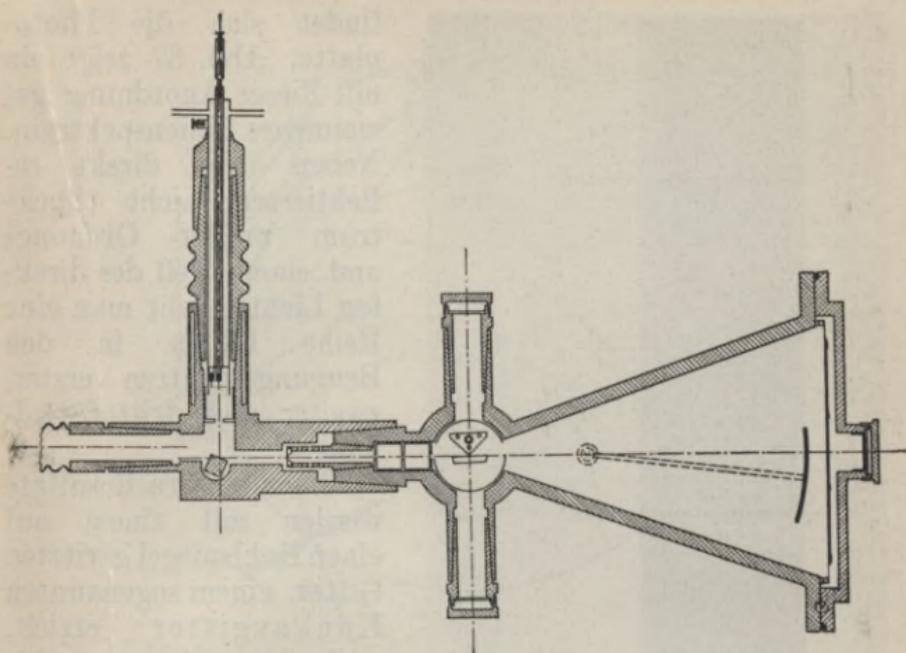
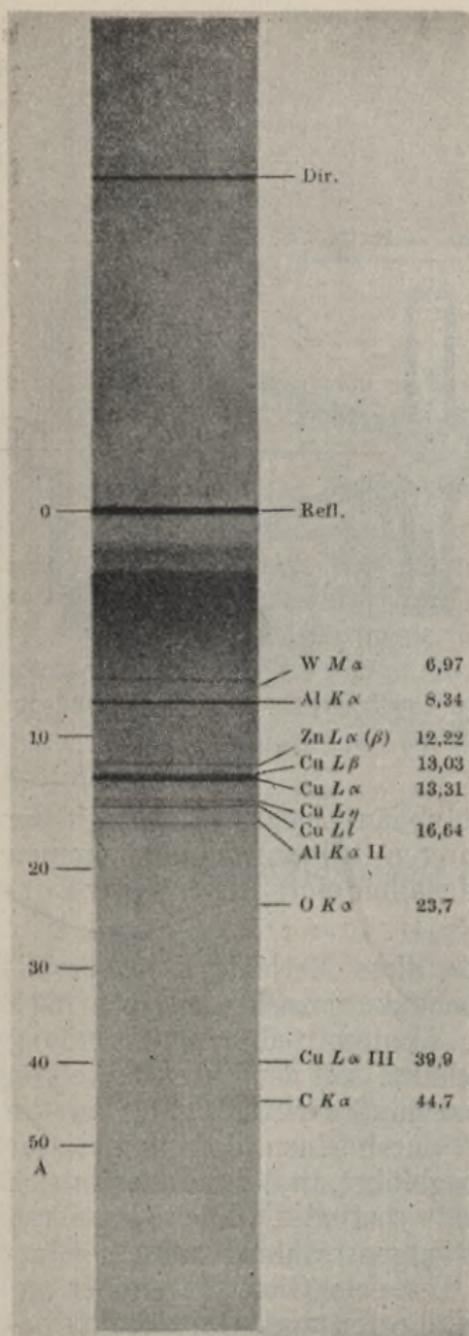


Abb. 36. Vakuum-Plangitterspektrograph nach Siegbahn und Magnussen im Schnitt.

konnte die Hauptlinie der Molybdän-Eigenstrahlung mit der Wellenlänge $0,707 \text{ \AA}$ in mehreren Ordnungen aufgenommen werden, allerdings unter Zuhilfenahme eines Kristalls zur Vorzerlegung.

In späteren Jahren wurde diese Methode sehr vervollkommnet. Abb. 36 zeigt einen Vakuumspektrographen nach Siegbahn und Magnussen in unmittelbarer Verbindung mit einer Röntgenröhre im Schnitt. Auf der linken Seite von Abb. 36 befindet sich der Anschluß der Anordnung an die Pumpe. Die Glühkathode ist durch einen Porzellanisolator isoliert in die Röntgenröhre eingeführt, in deren Innerem sich die würfelförmige Antikathode befindet. Nach Passieren mehrerer Blenden fällt die Röntgenstrahlung auf ein Glasgitter mit 600 Strichen/mm . Der dem Gitter gegenüber angeordnete Keil dient zur Strahlbegrenzung. Ganz rechts be-



findet sich die Photoplatte. Abb. 37 zeigt ein mit dieser Anordnung gewonnenes Linienspektrum. Neben dem direkt reflektierten Licht (Spektrum nullter Ordnung) und einem Teil des direkten Lichtes sieht man eine Reihe Linien in den Beugungsspektren erster, zweiter und dritter Ordnung.

Noch bessere Resultate werden mit einem auf einen Hohlspiegel geritzten Gitter, einem sogenannten Konkavgitter erzielt, weil hier eine reguläre Abbildung des Spaltes wie in der Optik stattfindet. Abb. 38 gibt schematisch die Anordnung eines solchen Spektrographen. Das Spektrum ist aus geometrischen Gründen scharf auf einem Kreisbogen (dem Rowlandschen Kreis), dessen Fortsetzung durch den Ort des Gitters

← Abb. 37. Gitterspektrum, aufgenommen mit dem Spektrographen von Abb. 36 (nach Siegbahn und Magnussen). Auf der rechten Seite stehen die Bezeichnungen der Linien, auf welche in §6, Abschnitt a) näher eingegangen wird. Ganz rechts sind die Wellenlängen in Å angegeben.

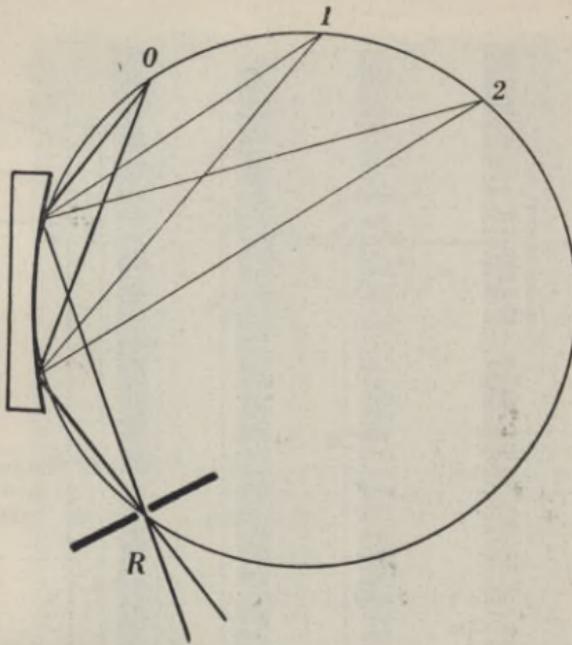


Abb. 38. Konkavgittermethode.
R = einfallendes Röntgenbündel, 0, 1 und 2
 Beugungsspektren 0., 1. und 2. Ordnung.

und des letzten Spaltes geht. Der Durchmesser des Kreises ist gleich dem Krümmungsradius des Gitters. Abb. 39 gibt schematisch einen nach diesem Schema gebauten Spektrographen nach Osgood wieder. Abb. 40 zeigt Spektrogramme, die mit einem Konkavgitter aufgenommen wurden.

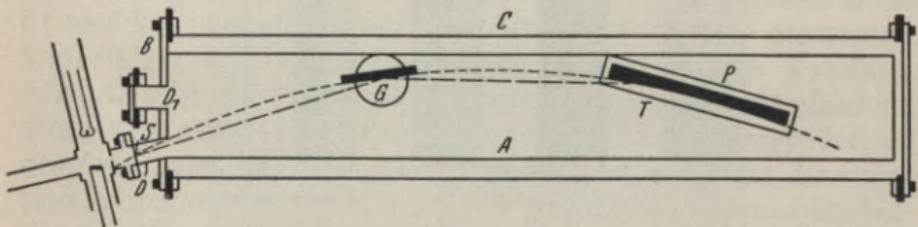


Abb. 39. Vakuum-Konkavgitterspektrograph nach Osgood im Schema.]



Abb. 40. Konkavgitterspektren (nach Aufnahmen von Siegbahn).

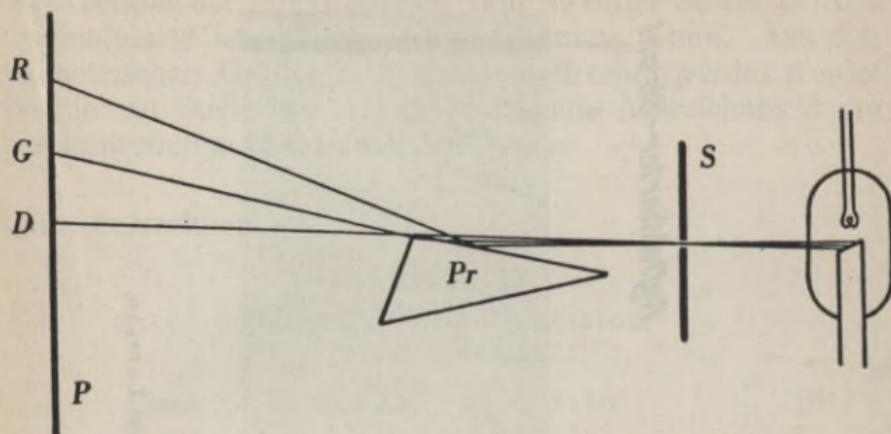


Abb. 41. Brechung von Röntgenstrahlen in einem Prisma aus Glas oder Quarz. (Anordnung von Larsson, Siegbahn und Waller), R = an der Oberfläche reflektierter Strahl, G = gebrochener Strahl, D = direkter Strahl.

g) Brechung und Dispersion

Der erste positive Nachweis einer Brechung der Röntgenstrahlen wurde von Waller, Siegbahn und Larsson im Jahre 1924 erbracht. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 41 dargestellt. Auf ein gewöhnliches Glas- oder Quarzprisma fällt streifend ein eng ausgeblendeter Röntgenstrahl. Ein Teil des Lichtes geht an der brechenden Kante vorbei und markiert auf der Platte P die Stelle D , die bei Abwesenheit des Prismas allein geschwärzt werden würde. In sehr geringem Abstände von diesem direkten Strahl findet sich ein an der Oberfläche des Prismas reflektierter und ein gebrochener Strahl. Die Ablenkung bei letzterem erfolgt zur brechenden Kante hin, der Brechungsindex von Glas oder Quarz für Röntgenstrahlen ist also kleiner als 1. Für Röntgenstrahlen sind die genannten Materialien optisch dünner als Luft oder das Vakuum. Abb. 42 gibt ein Prismenspektrogramm nach einer Aufnahme von Larsson wieder. Es stellt eine etwa 10fache Vergrößerung des Originalen dar. Der Ablenkungswinkel zwischen direktem und gebrochenem Strahl beträgt $5'$, die Breite des ausblendenden Spaltes ($0,00553 \pm 0,00004$) mm. Der Abstand zwischen Prisma und Photoplatte betrug bei der Aufnahme 50 cm,

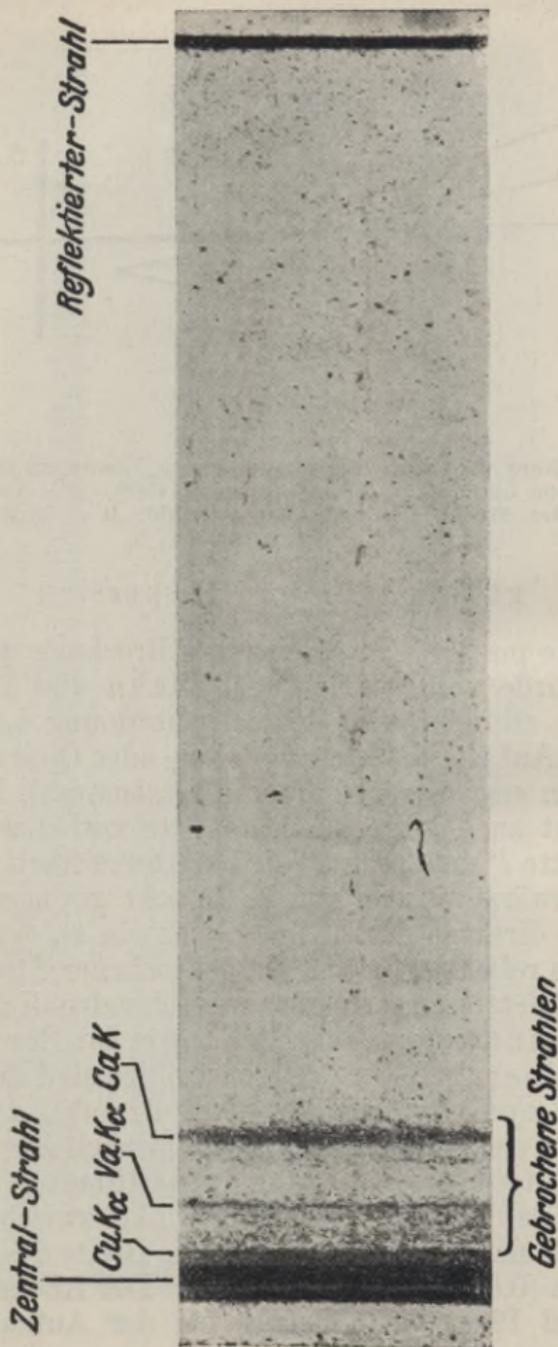


Abb. 42. Prismenspektrogramm nach einer Aufnahme von Larsson.

der Abstand der Spektrallinien vom direkten Strahl auf der Originalplatte ist von der Größenordnung 1 mm. Aus den geometrischen Größen läßt sich der Brechungsindex n oder die hier an Stelle von n gern gebrauchte Abweichung δ des Brechungsindex von 1, also die Größe

$$\delta = 1 - n$$

leicht ausrechnen.

Tabelle 2
Brechung und Dispersion
(nach Larsson)

Linie	λ in XE	$\delta \cdot 10^6$	$\frac{\delta}{\lambda^2} \cdot 10^6$
Cu $K\beta_1$	1389	7,026	3,640
Cu $K\alpha$	1539	8,613	3,638
Fe $K\beta_1$	1753	11,189	3,643
Fe $K\alpha$	1934	13,619	3,643
Va $K\beta_1$	2280	19,065	3,669
Va $K\alpha$	2500	22,89	3,662
Ca $K\alpha$	3353	41,66	3,706
K $K\alpha$	3735	51,77	3,71
Cl $K\alpha$	4719	81,44	3,65
S $K\alpha$	5362	104,1	3,62
Si $K\alpha$	7111	169,6	3,35
Al $K\alpha$	8323	240,9	3,48
Mg $K\alpha$	9868	346,0	3,55

Tabelle 2 gibt als Beispiel die so gemessene Größe δ für Quarz für verschiedene, in der zweiten Spalte angegebene Wellenlängen wieder. δ ist von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-4} . Die Abweichung des Brechungsindex n von 1 macht sich also erst in der 6. bis 4. Stelle hinter dem Komma bemerkbar, eine Tatsache, die es verständlich erscheinen läßt, daß Röntgen und seine Zeitgenossen vergeblich nach einer Brechung suchten. Damals waren die Meßmethoden noch nicht so verfeinert, daß man eine Abweichung von so kleinem Betrage hätte bemerken können.

Die Abhängigkeit der Brechung von der Wellenlänge, wie sie aus Tabelle 2 zu erkennen ist, führt auf den Begriff der Dispersion.

In der Optik ist ganz allgemein der Zusammenhang zwischen der Größe δ und der Wellenlänge bzw. der Frequenz des Lichtes durch die klassische Lorentzsche Dispersionsformel gegeben. Diese lautet:

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m} \sum \frac{N_i}{\nu^2 - \nu_i^2}$$

Hier bedeuten e die Ladung des Elektrons in elektrostatischen Einheiten, m die Masse des Elektrons in g , N_i die Anzahl Elektronen mit der Eigenfrequenz ν_i in der Volumeneinheit und ν die Frequenz des auffallenden Lichtes. Letztere hängt mit der Wellenlänge λ und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c durch die Beziehung zusammen:

$$c = \nu \lambda$$

Die Dispersionsformel läßt sich damit für den Fall, daß ν sehr groß gegen ν_i ist, vereinfachen zu der Form:

$$\delta = \frac{e^2 N}{2\pi m c^2} \lambda^2$$

Hier bedeutet nun N die Gesamtzahl der Elektronen in der Volumeneinheit. Aus dieser Beziehung folgt, daß die Größe $\frac{\delta}{\lambda^2}$ eine Konstante sein muß, und zwar vom Betrage

$$\frac{\delta}{\lambda^2} = \frac{e^2 N}{2\pi m c^2}$$

Ein Vergleich dieser theoretischen Forderung mit den Angaben der letzten Spalte von Tabelle 2 zeigt, daß die Messungen mit der Dispersionstheorie sehr gut im Einklang sind, denn während sich δ selbst in der Tabelle um den Faktor 50 ändert, ist $\frac{\delta}{\lambda^2}$ mit geringen Schwankungen konstant. Auch die absolute Größe stimmt weitgehend mit der Theorie überein.

In der Nähe von Absorptionsgebieten sind die Verhältnisse, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll, komplizierter, aber auch dort sind die Forderungen der Theorie und die Messungen gut in Übereinstimmung.

Auf den Spektren tritt, wie Abb. 42 zeigt, auch noch ein an der Prismenfläche reflektierter Strahl auf. Wir wissen aus dem Ablenkungssinn für den gebrochenen Strahl, daß der Brechungsindex kleiner als 1 ist und daß die primäre Strahlung streifend auf das Prisma auffällt. Es muß sich also bei der Reflexion an der Oberfläche des Prismas um das handeln, was man in der Optik Totalreflexion nennt. Messen wir mit ψ den Winkel des einfallenden Strahles zur Oberfläche und bezeichnen wir mit ψ_0 den Grenzwinkel der Totalreflexion, dann folgt mit $n = \cos \psi_0$ und $\delta = 1 - n$ unter Berücksichtigung des gegen die Einheit sehr kleinen Betrages von δ mit guter Näherung die Beziehung $\sin \psi_0 = \sqrt{2\delta}$.

Tabelle 3 zeigt für einige Wellenlängen die Größenordnung des experimentell bestimmten Grenzwinkels der Totalreflexion für Glas und Silber als reflektierende Materialien sowie die daraus errechneten Werte für δ .

Tabelle 3
Grenzwinkel der Totalreflexion
(nach A. H. Compton)

	λ [ÅE]	ψ_0	$\delta \cdot 10^6$
Glas	1,279	10'	4,2
Glas	0,52	4'	0,9
Silber.	1,279	22,5	21,5

Diese Methode zur Bestimmung von δ ist ungenau, weil der Grenzwinkel infolge der Absorption nicht so genau definiert ist, wie obige Gleichung es verlangt. Auf jeden Fall gibt es bei kleinen Winkeln ein Gebiet, in dem der Reflexionskoeffizient 100% beträgt, ein Umstand, welcher der im vorangehenden Abschnitt besprochenen Spektroskopie mit geritzten Gittern zugute kommt, denn dort handelt es sich um Reflexionen unter sehr kleinen Winkeln an Spiegeln aus Glas oder Metall.

§ 5. Kontinuierliche Strahlung

a) Allgemeines, Duane-Huntsches Gesetz und h -Bestimmung

Die Strahlung einer Röntgenröhre entsteht durch die Wechselwirkung der Kathodenstrahlelektronen mit den Atomen des Antikathodenmaterials. Diese Wechselwirkung ist von zweierlei Art: Erstens ist es eine solche mit den Atomkernen, bei welcher das Atom als Ganzes unbeeinflusst bleibt. Das Kathodenstrahlelektron wird abgelenkt und gebremst und wird dadurch selbst zum Ausgangspunkt einer elektromagnetischen Strahlung, was sich qualitativ sehr gut auf Grund der klassischen Elektrodynamik verstehen läßt. Nach dieser ist eine beschleunigte oder verzögerte Ladung stets mit einer Ein- oder Ausstrahlung verbunden. Von dieser so entstehenden kontinuierlichen Röntgenstrahlung, nach Sommerfeld auch Bremsstrahlung genannt, soll in diesem Paragraphen die Rede sein. Die andere Art der Wechselwirkung ist eine solche mit den Atomelektronen. Sie kann zu einer Lostrennung eines Elektrons aus dem Atomverbande führen. Das Atom bleibt dann in angeregtem Zustande zurück und wird beim Übergang in den Normalzustand zum Ausgangspunkt einer monochromatischen Röntgenstrahlung, der sogenannten charakteristischen Strahlung oder Eigenstrahlung, welche in § 6 zu behandeln ist.

Bei der spektralen Zerlegung der Bremsstrahlung findet man ein Spektrum, das in seinem Aufbau an das Spektrum der Wärmestrahlung erinnert. Es besteht, wie schon aus Abb. 34 zu erkennen ist, aus einer kontinuierlichen Folge von Wellenlängen mit einem steilen Intensitätsanstieg bei kurzen Wellen, einem Intensitätsmaximum und einem allmählich flacher werdenden Intensitätsabfall bei lang n Wellen. Vom Spektrum der Wärmestrahlung unterscheidet sich jedoch das Spektrum der Bremsstrahlung, auch kurz Bremsspektrum genannt, durch eine ausgeprägte Grenze bei kurzen Wellen. Diesen typischen Verlauf zeigt Abb. 43, in welcher die Intensität I , wie sie durch den Ionisationsstrom in einer Ionisationskammer

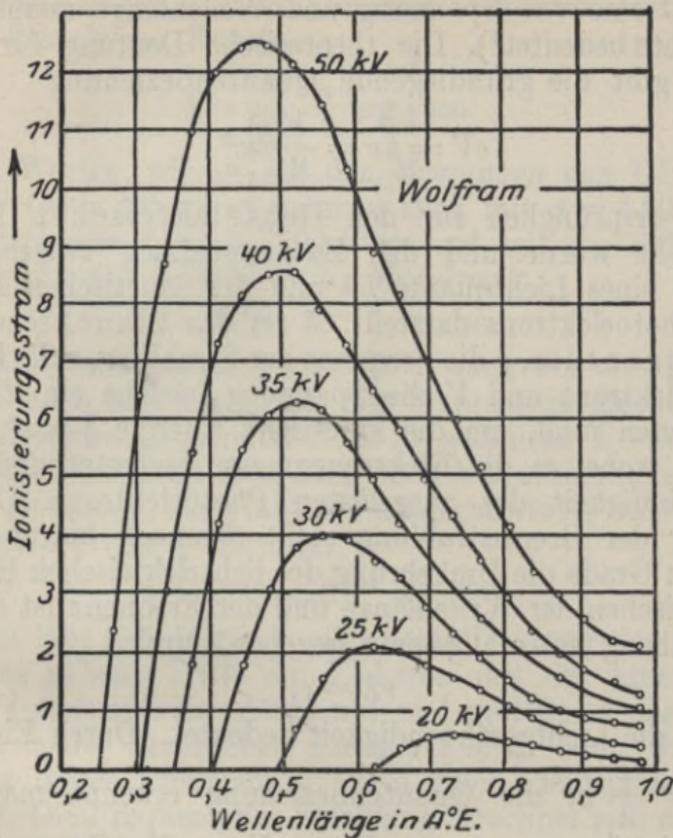


Abb. 43. Intensitätsverteilung im Bremspektrum einer Wolframanode bei verschiedenen Spannungen nach Messungen von Urey.

gemessen wird, als Funktion der Wellenlänge λ aufgetragen ist, und zwar für Wolfram als Antikathodenmaterial. Die sechs Kurven sind bei jeweils verschiedener Spannung aufgenommen. Die Messungen ergeben eine allgemeine Intensitätszunahme mit steigender Röhrenspannung und eine Verschiebung der kurzwelligen Grenze und auch des Intensitätsmaximums zu kleineren Wellenlängen. Nach Untersuchungen von Duane und Hunt gilt für den Zusammenhang zwischen der Spannung V und der Grenzwellenlänge λ_0 die einfache Gesetzmäßigkeit

$$V\lambda_0 = C \text{ (Duane-Huntsches Gesetz),}$$

wobei C eine von Spannung und Wellenlänge unabhängige Konstante bedeutet¹⁾. Die theoretische Deutung für dieses Gesetz gibt die grundlegende Quantenbeziehung

$$eV = h\nu = \frac{1}{2}mv^2,$$

welche ursprünglich für den lichtelektrischen Effekt aufgestellt wurde und den Zusammenhang zwischen der Energie eines Lichtquants $h\nu$ und der kinetischen Energie eines Photoelektrons darstellt. h ist das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz der Strahlung, e die Ladung eines Elektrons und V die Spannung, welche ein Elektron durchlaufen muß, um die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2$ zu gewinnen, wobei m die Elektronenmasse bedeutet und v die Geschwindigkeit des ausgelösten Photoelektrons. Die Erzeugung der Bremsstrahlung stellt demnach bis zu einem gewissen Grade die Umkehrung des lichtelektrischen Effektes dar. Zwischen der Wellenlänge und der Frequenz ist der Zusammenhang ganz allgemein gegeben durch

$$\nu\lambda = c,$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Durch Einsetzen von $\nu = \frac{c}{\lambda}$ in die Quantenbeziehung erkennt man, daß diese Gleichung und das Duane-Huntsche Gesetz formal übereinstimmen. Die Messungen zeigen ferner, daß die empirisch gefundene Konstante C des Duane-Huntschen Gesetzes mit der theoretischen Konstanten der Quantenbeziehung $\frac{hc}{e}$ übereinstimmt. Es läßt sich also die Plancksche Konstante h aus der Beziehung

$$V\lambda_0 = \frac{hc}{e}$$

bestimmen, falls die Lichtgeschwindigkeit c und die Elektronenladung e bekannt sind. Wird V in Volt gemessen und e

¹⁾ Setzt man im Duane-Huntschen Gesetz V in Volt und λ in ÅE ein, dann wird die Konstante $C = 12340$ Volt · ÅE.

in elektrostatischen C. G. S.-Einheiten eingesetzt, dann folgt für die Plancksche Konstante:

$$h = \frac{eV\lambda_0}{300 \cdot c} \text{ erg} \cdot \text{sec.}$$

Mit den Werten, wie sie aus den Messungen von Ulrey an Wolfram (Abb. 43) zu entnehmen sind, mit $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen C. G. S.-Einheiten und mit $c = 3,00 \cdot 10^{10}$ cm/sec ergibt sich z. B. für h der Mittelwert:

$$h = 6,58 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec.}$$

Die Plancksche Konstante h läßt sich nach den verschiedensten Methoden bestimmen. Die hier besprochene Bestimmung aus der Grenzwellenlänge ist die z. Zt. genaueste Bestimmung von h . Berücksichtigt man auch noch h -Bestimmungen nach anderen Methoden, dann läßt sich als gegenwärtig wahrscheinlichsten Wert von h angeben:

$$h = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec.}$$

Damit läßt sich folgende allgemeine Deutung des Bremspektrums geben: Trifft ein Elektron mit der kinetischen Energie $\frac{1}{2} m v_1^2$ auf ein Atom auf und verläßt es das Atom wieder mit der kinetischen Energie $\frac{1}{2} m v_2^2$, dann wird die Differenz dieser Energien in Form eines Lichtquants ausgestrahlt. Die Frequenz der Strahlung errechnet sich aus der Beziehung

$$h\nu = \frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2,$$

wobei $v_1 \geq v_2 \geq 0$ ist. Ist v_1 die Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons und $v_2 = 0$, dann wird die der kurzwelligen Grenze entsprechende Wellenlänge ausgestrahlt. Nach langen Wellen hin ist theoretisch keine Grenze vorhanden.

Auf die Spannungsabhängigkeit der Intensität, wie sie aus Abb. 43 zu erkennen ist, wird in Abschnitt c) genauer eingegangen. Die Abhängigkeit der Intensität vom Antikathodenmaterial geht qualitativ aus Abb. 44 hervor. Hier wurde nach Messungen von Ulrey bei einer konstanten Spannung von 35000 Volt das Spektrum der Bremsstrahlung¹⁾ für drei ver-

¹⁾ Das überlagerte Linienspektrum rührt von der Eigenstrahlung des Antikathodenmaterials her.

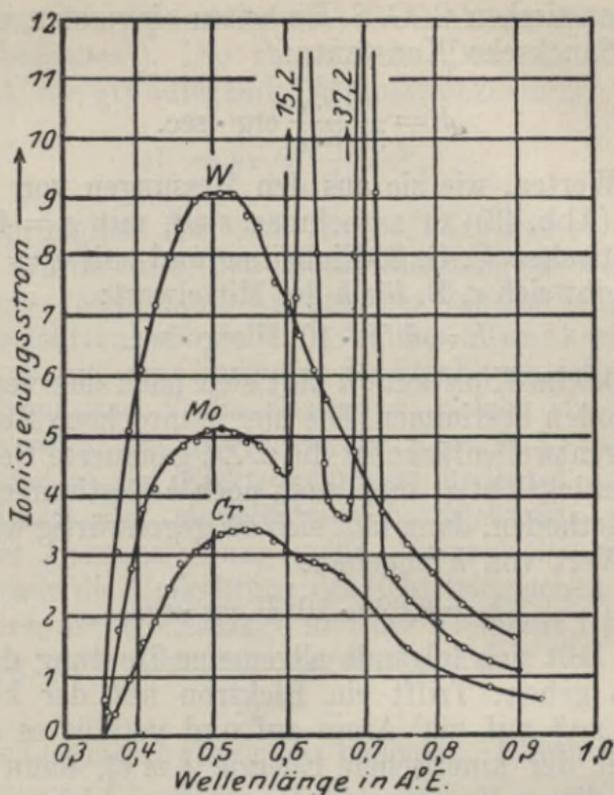


Abb. 44. Intensitätsverteilung im Bremsspektrum bei einer Spannung von 35000 Volt und verschiedenen Anoden-Materialien, W = Wolfram, M = Molybdän, Cr = Chrom, nach Messungen von Ulrey.

schiedene Metalle als Antikathodenmaterial aufgenommen. Wie man qualitativ sieht, ist die Intensität um so größer, je schwerer das Antikathodenmaterial ist. Die Kurvenform ist für alle Elemente dieselbe, insbesondere liegt die kurzwellige Grenze immer exakt bei derselben Wellenlänge in Übereinstimmung mit dem Duane-Huntschen Gesetz, welches keine für ein bestimmtes Material charakteristische Größe enthält. Genaue Messungen zeigen, daß die von der Wellenlänge abhängende Intensität i_λ proportional der Ordnungszahl Z des Antikathodenelementes im periodischen System der Elemente ist. i_λ ist proportional dem Ionisierungsstrom von

Fig. 44 und ist definiert durch die Beziehung $J = \int_{\lambda_0}^{\infty} i_{\lambda} d\lambda$, wobei J die Gesamtintensität der kontinuierlichen Strahlung und λ_0 die Grenzwellenlänge bedeuten. $i_{\lambda} d\lambda$ ist also die auf den Wellenlängenbereich $d\lambda$ entfallende Strahlungsintensität.

b) Intensitätsverteilung im Spektrum

Die Intensitätsverteilung im Spektrum, d. h. der funktionale Zusammenhang zwischen i_{λ} und λ , wie ihn Abb. 43 und Abb. 44 darstellen, ist vielfach untersucht worden. Der unmittelbar gemessenen Kurvenform kommt keine große physikalische Bedeutung zu, da sie stark von Zufälligkeiten, so z. B. von dem Winkel, den Beobachtungsrichtung und Kathodenstrahl miteinander bilden, oder vom Neigungswinkel der Antikathodenoberfläche gegen den Kathodenstrahl abhängt. Da die Röntgenstrahlen in einer mittleren Tiefe von $1/10000$ mm bis $1/1000$ mm unter der Oberfläche entstehen, werden sie z. T. schon innerhalb der Antikathode selbst absorbiert. Die Absorption ist stark wellenlängenabhängig, wodurch also eine Verzerrung der Kurve, welche das Spektrum darstellt, eintritt, so daß die gemessenen Werte nicht die „wahre Energieverteilung“ zeigen. Letztere läßt sich durch experimentelle und rechnerische Elimination der entstehenden Einflüsse gewinnen, worauf schon in § 4, Abschnitt f), Anmerkung 3 hingewiesen wurde. Trägt man noch die Intensität als Funktion der Frequenz ν der Strahlung auf, und nicht, wie in Abb. 43 und Abb. 44 als Funktion der Wellenlänge λ , dann gewinnt das Spektrum eine besonders einfache Gestalt. Ist $d\nu$ der zu $d\lambda$ gehörige Frequenzbereich und $i_{\nu} d\nu$ die Intensität im Frequenzbereich $d\nu$, wobei also die Beziehung besteht

$$i_{\nu} d\nu = i_{\lambda} d\lambda$$

dann gilt, da die Lichtgeschwindigkeit $c = \nu\lambda$, und damit $d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu$ ist,

$$i_{\nu} = -\frac{c}{\nu^2} i_{\lambda} = -\frac{\lambda^2}{c} i_{\lambda}.$$

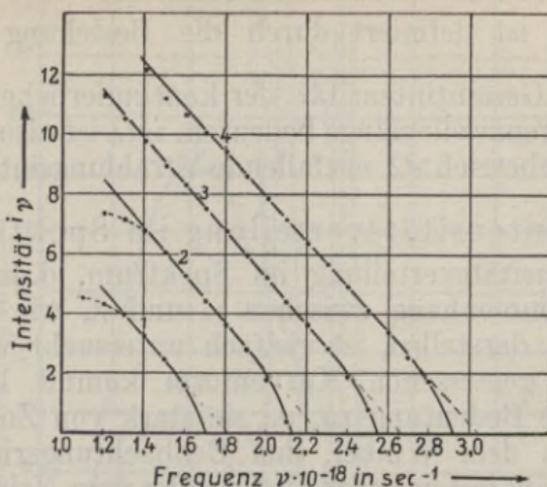


Abb. 45. Intensitätsverteilung im Bremspektrum einer Silberanode bei verschiedenen Spannungen (aufgetragen im Frequenzmaßstabe).

Kurve 1: 7000 Volt, Kurve 2: 8750 Volt,
Kurve 3: 10470 Volt. Kurve 4: 11980 Volt.

Abb. 45 gibt nach Messungen von Kulenkampff die Intensitätsverteilung im Frequenzmaßstabe wieder, und zwar für verschiedene Spannungen. Wenn man von der Anfangs- und Endkrümmung der Kurven absieht — sie kommt durch sekundäre Einflüsse zustande —, kann man das Spektrum darstellen durch die Beziehung

$$i_{\nu} = \text{const} (\nu_0 - \nu).$$

Diese Gleichung stellt nun eine einfache analytische Beziehung zwischen Intensität und Frequenz und damit auch zwischen Intensität und Wellenlänge der Strahlung dar. In dieser Form läßt sich die gemessene Intensitätsverteilung am leichtesten mit theoretischen Vorstellungen über das Zustandekommen der Bremsstrahlung vergleichen.

Die Kathodenstrahlen erleiden beim Eindringen in die Antikathode Energieverluste. Ferner wird die ursprünglich einheitliche Richtung durch Diffusion verwischt. Um über den Elementarvorgang bei der Entstehung des Bremspektrums eine Aussage machen zu können, sind auch diese Einflüsse zu beseitigen. Experimentell läßt sich dies dadurch

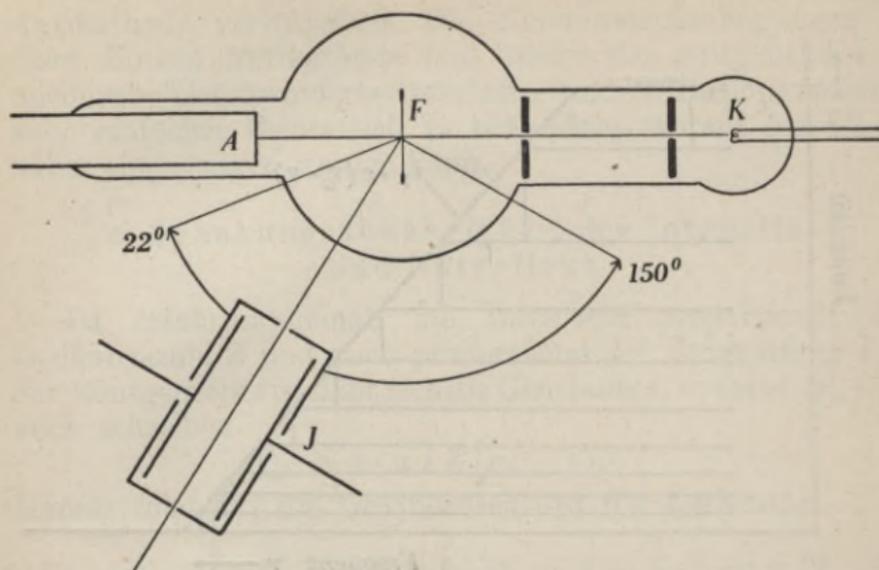


Abb. 46. Anordnung von Kulenkampff für Intensitätsmessungen an dünnen Folien. F = Folie, A = Anode, K = Glühkathode, I = Ionisationskammer.

bewerkstelligen, daß man als Antikathode eine so dünne Folie verwendet, daß die Elektronen nur wenig abgebremst und aus ihrer Anfangsrichtung abgelenkt werden. Messungen an dünnen Folien wurden von Duane, Kulenkampff, Nicholas, Böhm und Honerjäger ausgeführt. Abb. 46 gibt schematisch die Versuchsanordnung von Kulenkampff wieder.

Die vom Glühdraht K ausgehenden Elektronen durchlaufen verschiedene Blenden und treffen bei F auf eine dünne Aluminiumfolie¹⁾, die sie fast ungeschwächt durchdringen. Die eigentliche Abbremsung erfolgt in der Anode A . Die Ionisationskammer, welche gegen störende Strahlungen gut abgeschirmt sein muß, läßt sich um die Folie als Mittelpunkt drehen, so daß die Intensität in verschiedenen Richtungen zum Kathodenstrahl gemessen werden kann. Die Intensität ist so gering, daß eine spektrale Zerlegung der Strahlung nicht mehr möglich ist. Ihre mittlere Wellenlänge kann jedoch nach der in § 4 besprochenen Absorptionsmethode gemessen werden.

¹⁾ Ihre Dicke betrug bei den ersten Messungen $0,6 \mu$, später war die Folie dünner und betrug im äußersten Fall $0,01 \mu$. 1μ ist $1/1000$ mm.

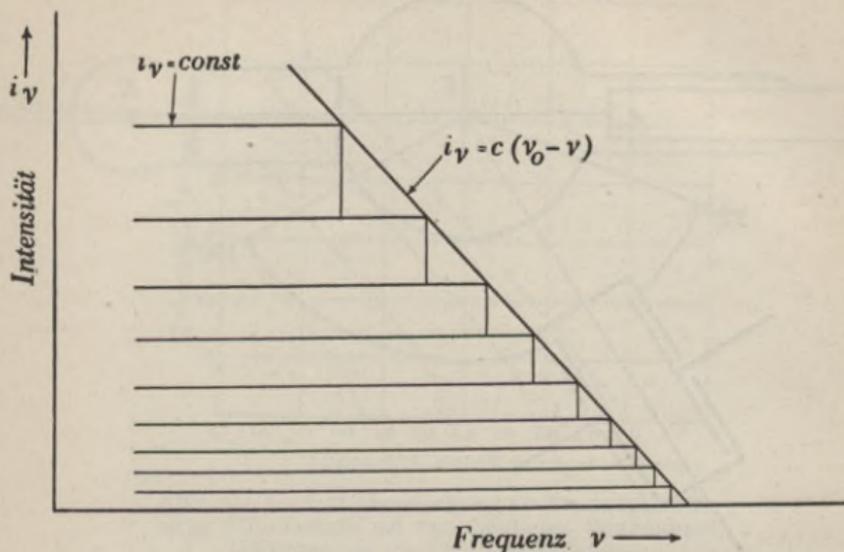


Abb. 47. Aufbau des Spektrums einer massiven Anode aus den Spektren von dünnen Antikathoden (schematisch).

Das Resultat der Untersuchung läßt sich, wenn man nur die Wellenlängenabhängigkeit in Betracht zieht, durch die einfache Beziehung

$$i_v = \text{const.}$$

ausdrücken.

Die Röntgenstrahlung dünner Folien rührt von Elektronen einheitlicher Richtung und einheitlicher Geschwindigkeit her. Der Entstehungsprozeß der Bremsstrahlung läßt sich damit am einfachsten studieren. Die Strahlung einer massiven Antikathode stellt einen Integraleffekt dar, da Elektronen aller möglichen Geschwindigkeiten zur Entstehung der Strahlung beitragen. Das Spektrum

$$i_v = c (\nu_0 - \nu)$$

der massiven Antikathode läßt sich aus den Spektren

$$i_v = \text{const.}$$

von dünnen Antikathoden aufbauen, wie Abb. 47 schematisch zeigt. Damit ist der experimentell gefundene Unterschied in der Form des Spektrums für eine massive und eine dünne

Antikathode verständlich. Die Entstehungsbedingungen in einer dünnen Antikathode sind infolge der weitgehend vermiedenen Geschwindigkeitsverluste und Diffusionseinflüsse auch einfacher theoretisch zu behandeln, worauf hier nicht näher eingegangen werden kann.

c) Spannungsabhängigkeit der Intensität und Nutzeffekt

Da erfahrungsgemäß die Intensität proportional der Ordnungszahl Z und auch proportional der Stromstärke I in der Röntgenröhre ist, läßt sich die Gleichung $i_\nu = \text{const.} (\nu_0 - \nu)$ auch schreiben

$$i_\nu = a I Z (\nu_0 - \nu).$$

Daraus folgt für die Gesamtintensität die Beziehung

$$J = \int_{\nu_0}^0 i_\nu d\nu = a I Z \left[\int_{\nu_0}^0 \nu_0 d\nu - \int_{\nu_0}^0 \nu d\nu \right] = a I Z \frac{\nu_0^2}{2}$$

und mit der schon erwähnten Gleichung $h\nu_0 = eV$

$$J = A I Z V^2,$$

wobei $A = a \frac{e^2}{h^2}$ bedeutet.

Die Gesamtintensität¹⁾ der Bremsstrahlung ist damit auch proportional dem Quadrate der Spannung an der Röntgenröhre.

Der Verbrauch an elektrischer Leistung W in der Röntgenröhre ist gegeben durch

$$W = IV,$$

wobei I wieder die Stromstärke und V die Spannung bedeuten. Damit läßt sich die Gesamtintensität auch ausdrücken durch

$$J = A Z V W.$$

¹⁾ In Abb. 43 ist die Gesamtintensität für die einzelnen Spannungen gegeben durch

$$J = \int_{\lambda_0}^{\infty} i_\lambda d\lambda,$$

also durch den Flächeninhalt zwischen der Intensitätskurve und der Abszissenachse.

Der Quotient $\frac{J}{W}$, also das Verhältnis der Röntgenstrahlenergie zur verbrauchten elektrischen Energie wird Nutzeffekt einer Röntgenröhre hinsichtlich der Bremsstrahlung genannt. Dieser ist also

$$\eta = A Z V$$

und damit proportional der Ordnungszahl Z des Antikathodenmaterials und proportional der Spannung an der Röntgenröhre. Mißt man V in kV, dann ist der Zahlenwert von A nach verschiedenen Messungen

$$A = (10 \pm 3) \cdot 10^{-7} (\text{kV})^{-1}.$$

Für eine Platinantikathode ($Z=78$) und eine Röhrenspannung von 100 kV als Beispiel ergibt sich damit ein Nutzeffekt η von 7,8‰. Der Nutzeffekt, d. h. das Verhältnis der Kathodenstrahlenergie zur Röntgenstrahlenergie, ist also von der Größenordnung einiger Promille. Die Röntgenstrahlenergie ist bei der Bestimmung von η absolut, d. h. im selben Maße wie die Kathodenstrahlenergie zu messen, nach den in § 3, Abschnitt f) erläuterten Methoden, wobei natürlich über die Energie nach allen Richtungen des Raumes zu summieren ist. Bei der Kleinheit des Nutzeffektes ist es einleuchtend, daß für eine intensive Kühlung der Röntgenröhre gesorgt werden muß, denn die gesamte zugeführte Energie wird bis auf wenige Promille, nämlich bis auf den in Röntgenstrahlung verwandelten Bruchteil, in Wärmeenergie übergeführt.

d) Azimutale Intensitätsverteilung

Untersucht man die Strahlung einer Röntgenröhre unter verschiedenen Winkeln ϑ zum Kathodenstrahl nach dem Schema von Abb. 48, dann zeigt sich eine Abhängigkeit der Intensität von ϑ . Infolge der Diffusion und der Geschwindigkeitsverluste ist auch hier nur, wie in Abschnitt b) ausgeführt wurde, bei einer dünnen Folie als Antikathode ein eindeutiges Ergebnis zu erwarten. Versuche dieser Art wurden ebenfalls von Kulenkampff, Böhm und Honerjäger durchgeführt, wobei wieder, wie bei der Bestimmung der Intensitätsver-

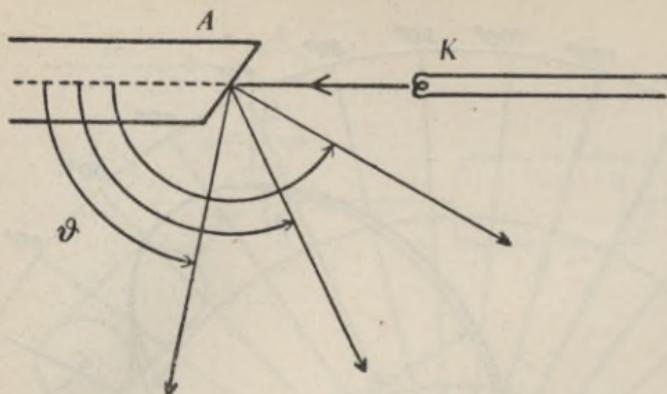


Abb. 48. Beobachtung der Bremsstrahlung unter verschiedenen Azimutwinkeln. A = Anode, K = Glühkathode.

teilung, Folien von der Dicke 100 bis 6000 ÅE verwendet wurden. Mit Hilfe eines im homogenen Magnetfeld gekrümmten Kathodenstrahles konnte Honerjäger auch in der Nähe des Azimutwinkels $\vartheta = 0$ Messungen ausführen. Abb. 49 zeigt das Resultat für eine bestimmte Wellenlänge in einem ziemlich ausgedehnten Meßbereiche. Eine theoretische, von Scherzer gerechnete Kurve ist zum Vergleich mit eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut bis auf das Gebiet bei kleinen Winkeln, indem sich Diffusion und mangelhafte Monochromasie¹⁾ besonders störend bemerkbar machen.

Die Kurven, welche die Abhängigkeit der Intensität vom Winkel darstellen, zeigen insofern eine starke Unsymmetrie, als das Maximum der Intensität nicht unter 90° zum Kathodenstrahl, sondern in Richtung des Kathodenstrahles verschoben zu finden ist. Die „Voreilung“ des Maximums ist, wie Messungen bei verschiedenen Wellenlängen ergeben, um so stärker, je kürzer die Wellenlänge ist, ein Befund, der auch theoretisch zu verstehen ist.

e) Polarisation der Bremsstrahlung

Wie zuerst Barkla 1905 experimentell zeigte, ist die Bremsstrahlung zum Teil polarisiert. Dieses Ergebnis war zu erwarten, da die Kathodenstrahlrichtung bei der Entstehung

¹⁾ Durch Filterung wurde ein Wellenlängenbereich in der Nähe der Grenzwellenlänge ausgesondert.

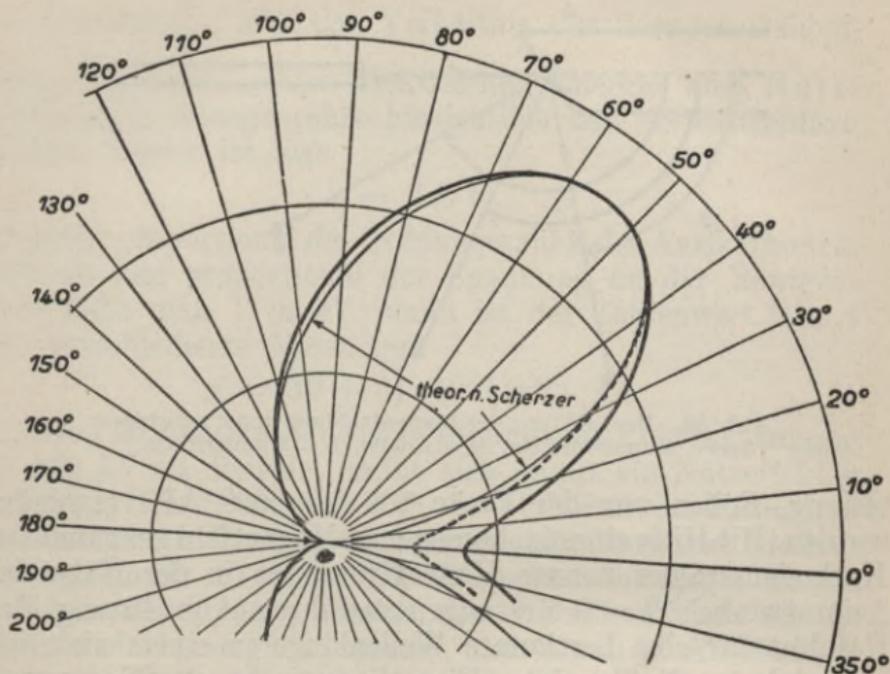


Abb. 49. Azimutale Intensitätsverteilung nach Messungen von Honerjäger und Rechnungen von Scherzer.

der Bremsstrahlung eine Vorzugsrichtung darstellt. Barkla untersuchte die Intensität der Streustrahlung unter verschiedenen Winkeln in einer Ebene durch den Streukörper senkrecht zum primären Röntgenstrahl. Abb. 50 zeigt schematisch die Versuchsanordnung. Die unter einem Winkel von 90° zur Kathodenstrahlrichtung aus der Röntgenröhre austretenden Röntgenstrahlen fallen bei S auf einen Streukörper¹⁾. Eine einfache Theorie der Streuung stammt von J. J. Thomson, auf welche in § 8 näher eingegangen wird. Hier sei nur so viel vorweggenommen, daß man sich die von S gestreute Intensität dadurch zustande gekommen denken kann, daß in S durch die auffallende Strahlung Elektronen zum Mitschwingen angeregt und dadurch zum Ausgangspunkt der Streustrahlung werden. Die Elektronen schwingen in der

¹⁾ Barkla benutzte als Streustrahler Paraffin.

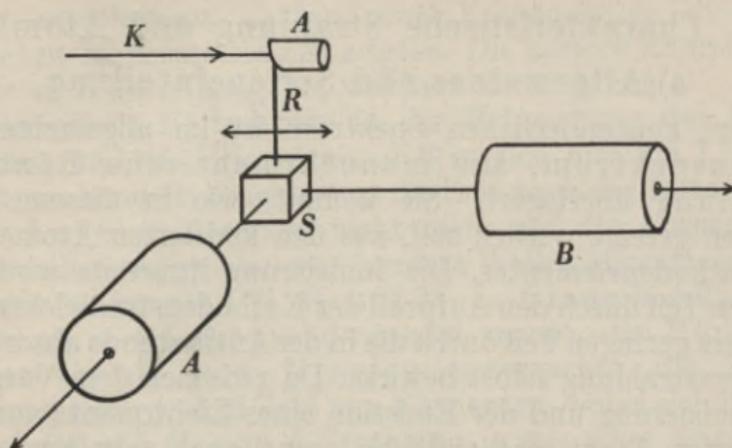


Abb. 50. Anordnung zum Nachweis der Polarisation der Bremsstrahlung. K = Kathodenstrahlrichtung, A = Anode, R = Röntgenstrahlung unter 90° zur Kathodenstrahlrichtung, S = Streukörper, A und B = Ionisationskammer in verschiedenen Stellungen

Richtung des elektrischen Vektors, der parallel zum Kathodenstrahl liegen soll, wie in Abb. 50 durch den Doppelpfeil angedeutet wurde. Dies würde einem linear polarisierten primären Röntgenstrahl entsprechen. Untersucht man nun die Intensität der Streustrahlung in einer Ebene senkrecht zum primären Röntgenstrahl, dann ist für die Stellung A der Ionisationskammer ein Maximum der Streuintensität zu erwarten, weil sich in diese Richtung der elektrische Vektor in seiner vollen Größe projiziert, für die Stellung B die Intensität Null, weil hier die Beobachtungsrichtung mit der Richtung des elektrischen Vektors zusammenfällt. Barkla und später Baßler fanden ein Maximum und ein Minimum, woraus eine teilweise Polarisation des primären Röntgenstrahls gefolgert werden kann. Die an S unter 90° gestreute Strahlung ist vollständig linear polarisiert. Der elektrische Vektor steht dabei senkrecht auf der vom primären und gestreuten Strahl definierten Ebene, wie sich mit Hilfe der zum zweitenmal unter 90° gestreuten Strahlung feststellen läßt.

§ 6. Charakteristische Strahlung und Atombau

a) Allgemeines und Serieneinteilung

Dem kontinuierlichen Spektrum ist im allgemeinen ein Linienspektrum, also monochromatische Röntgenstrahlung überlagert. Sie kommt, wie in diesem Paragraphen gezeigt werden soll, aus den ionisierten Atomen des Antikathodenelementes. Die Ionisierung ihrerseits wird zum größten Teil durch den Aufprall der Kathodenstrahlelektronen, zu einem geringen Teil durch die in der Antikathode absorbierte Röntgenstrahlung selbst bewirkt. Da zwischen dem Vorgange der Ionisierung und der Emission eines Lichtquants aus dem ionisierten Atom eine endliche, wenn auch sehr kurze Zeit vergeht, ist der Emissionsvorgang völlig unabhängig von der Art des Ionisierungsvorganges. Es besteht also hier, im Gegensatz zu dem entsprechenden Vorgang bei der Entstehung der Bremsstrahlung kein Zusammenhang zwischen der Röntgenstrahlung und der Art der Anregung, also z. B. der Bewegungsrichtung der Kathodenstrahlelektronen. Die monochromatische Röntgenstrahlung ist demnach unpolarisiert. Sie kann, wie schon erwähnt wurde, nicht nur in der Antikathode der Röntgenröhre, sondern auch als Sekundärstrahlung beim Auftreffen von Röntgenstrahlen auf passend gewählte Substanzen außerhalb der Röntgenröhre erzeugt werden und wurde als solche zum erstenmal von Barkla und Sadler 1908 beobachtet. Barkla und Sadler fanden, daß die Durchdringungsfähigkeit dieser sekundären Röntgenstrahlung für die bestrahlte Substanz charakteristisch ist. Sie wurde aus diesem Grunde charakteristische Strahlung oder auch Eigenstrahlung genannt. Systematische Untersuchungen ergaben, daß die Härte dieser Strahlung mit steigendem Atomgewicht zunimmt und daß außerdem, bei Anregung als Sekundärstrahlung, auch die erforderliche Härte der Primärstrahlung oder, bei Anregung durch Kathodenstrahlelektronen, die erforderliche Geschwindigkeit der Kathodenstrahlelektronen, durch welche die Sekundärstrahlung ausgelöst werden kann, mit steigendem Atomgewicht zunimmt. Barkla entdeckte ferner, daß die Härte der charakteristischen Strahlung

nicht einheitlich ist. Er fand zwei Komponenten, die einen deutlichen Härteunterschied zeigten. Die härtere Komponente nannte er *K*-Strahlung, die weichere *L*-Strahlung.

Wesentliche Fortschritte in der Erforschung der Eigenstrahlung und die Erkenntnis, daß es sich hier um Linienspektren handelt, brachte erst die Zeit nach der Entdeckung von v. Laue, in der man nicht mehr auf die Absorptionsanalyse allein angewiesen war, sondern Wellenlängenmessungen durchführen konnte. W. H. und W. L. Bragg begründeten, wie schon in § 4 auseinandergesetzt wurde, die Röntgenspektroskopie und Moseley untersuchte die Eigenstrahlung einer großen Zahl von Elementen, wobei sich herausstellte, daß die *K*- und *L*-Strahlung je aus einer Serie von Linien besteht und daß zwischen diesen Serien ein relativ großes, von Linien freies Gebiet vorhanden ist. Heute kennen wir außer der *K*- und *L*-Serie, vor allem dank der Untersuchungen von Siegbahn und seinen Mitarbeitern noch weitere Serien, welche, an die von Barkla eingeführte Bezeichnungsweise anschließend, mit *M*-, *N*-, *O*- und *P*-Serie bezeichnet werden. Abb. 51 gibt einen Überblick über die stärksten Linien einer Anzahl von Elementen, wobei diese so geordnet sind, daß ihre Ordnungszahl im periodischen System der Elemente von oben nach unten zunimmt. Als Abszisse ist die Wellenlänge in ÅE aufgetragen. Der erforschte Wellenlängenbereich ist in neuerer Zeit dank der Fortschritte in der Vakuumspektroskopie nach langen Wellenlängen hin stark erweitert worden und geht heute von etwa 0,1 bis 200 ÅE. Unterhalb von etwa 0,1 ÅE gibt es keine Röntgenspektrallinien mehr. Auch theoretisch sind dort keine Linien zu erwarten.

Was bei der Betrachtung der Spektren verschiedener Elemente zunächst auffällt, ist ihre große Ähnlichkeit und die Tatsache, daß sich das Aussehen und der Linienreichtum keineswegs periodisch von Element zu Element ändert, wie dies bei den optischen Spektren der Fall ist. Ferner ist die erwähnte Serienbildung und Verschiebung mit wachsender Ordnungszahl zu kurzen Wellenlängen hin, die schon Moseley 1913 festgestellt hat, deutlich zu erkennen.

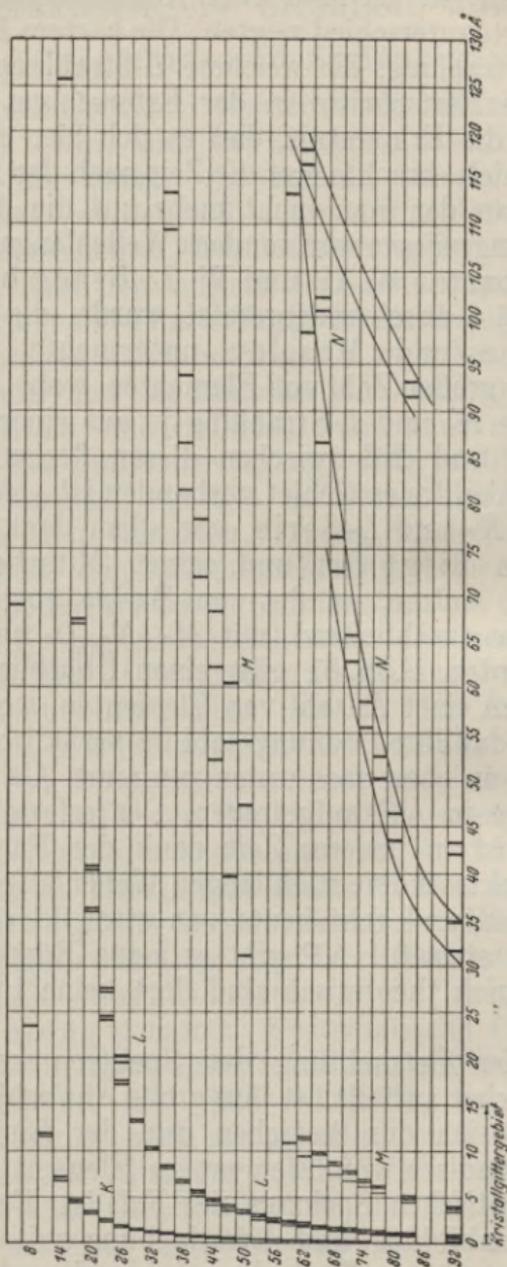


Abb. 51. Die stärksten Linien der charakteristischen Röntgenstrahlung für die Elemente des periodischen Systems. (nach Siegbahn, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd 16, Springer-Verlag, Berlin 1937.)

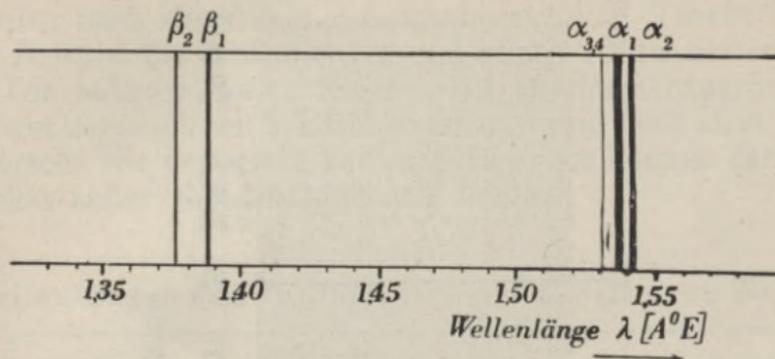
Abb. 52. Schema der K -Serie von Kupfer.

Abb. 52 gibt eine schematische Darstellung einer typischen K -Serie, aus welcher die Anordnung der Linien zu Gruppen innerhalb der Serie und die ungefähren Intensitätsverhältnisse zu ersehen sind. Die intensivste Gruppe ist die α -Gruppe. In ihr ist die intensivste Linie mit α_1 , die nächste mit α_2 usw. bezeichnet. Die intensivste Linie der K -Serie z. B. von Kupfer läßt sich durch das vollständige und eindeutige Symbol $\text{CuK}\alpha_1$ darstellen. Die Intensitätsverhältnisse der Linien sind bei allen Elementen dieselben. Tabelle 4 gibt als Beispiel die Wellenlängen und relativen Intensitäten für die stärksten Linien der CuK -Serie wieder.

Tabelle 4

Wellenlängen und Intensitäten der K -Serie von Kupfer

Linie	Wellenlänge in X.E.	relative Intensitäten
α_1	1537	100
α_2	1541	50
β_1	1389	30
β_2	1378	15

Die L -Serien sind komplizierter aufgebaut. Abb. 53 gibt eine photographische Aufnahme des L -Spektrums von Wolfram wieder. Die Linien bilden auch hier gewisse Gruppen und

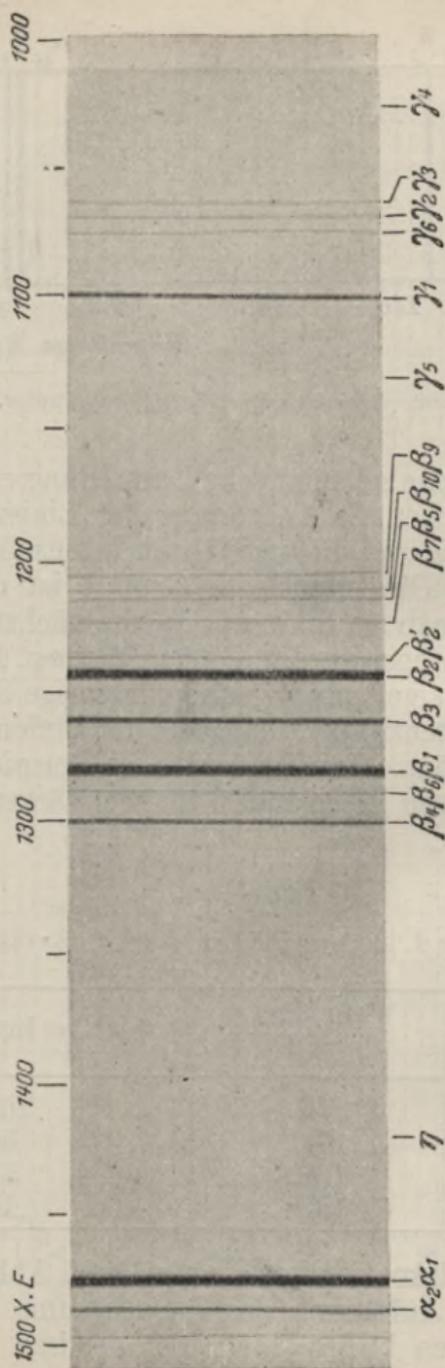


Abb. 53. L-Serie von Wolfram nach einer Aufnahme von Siegbahn.

werden nach demselben Schema bezeichnet. Tabelle 5 gibt ein Beispiel für Wellenlängen und relative Intensitäten.

Die höheren Serien liegen meist in einem experimentell schwer zugänglichen Wellenbereich und sind noch nicht so gut erforscht wie die ersten beiden Serien. Sie können daher zunächst außer Betracht gelassen werden.

Tabelle 5

Wellenlängen und Intensitäten der L -Serie von Wolfram

Linie	Wellenlänge in X.E.	relative Intensitäten
α_1	1473	100
α_2	1484	11
β_1	1279	52
β_2	1242	20
β_3	1260	8
β_4	1299	5
β_5	1213	0,2
β_6	1287	1
γ_1	1096	9
γ_2	1066	1,5
γ_3	1060	2
γ_4	1026	0,6
γ_5	1129	0,4
γ_6	1072	0,3
l	1675	3
η	1418	1,3

b) Moseleysches Gesetz

Die von Moseley gefundene gesetzmäßige Verschiebung der Röntgenlinien beim Weiterschreiten im periodischen System der Elemente läßt sich sehr einfach formulieren, wenn man an Stelle der Wellenlänge λ die Frequenz ν der Linien in ihrer Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z betrachtet. Es gilt die Beziehung

$$(1) \quad \sqrt{\nu} = A(Z - B),$$

wobei A und B empirische Konstanten sind.

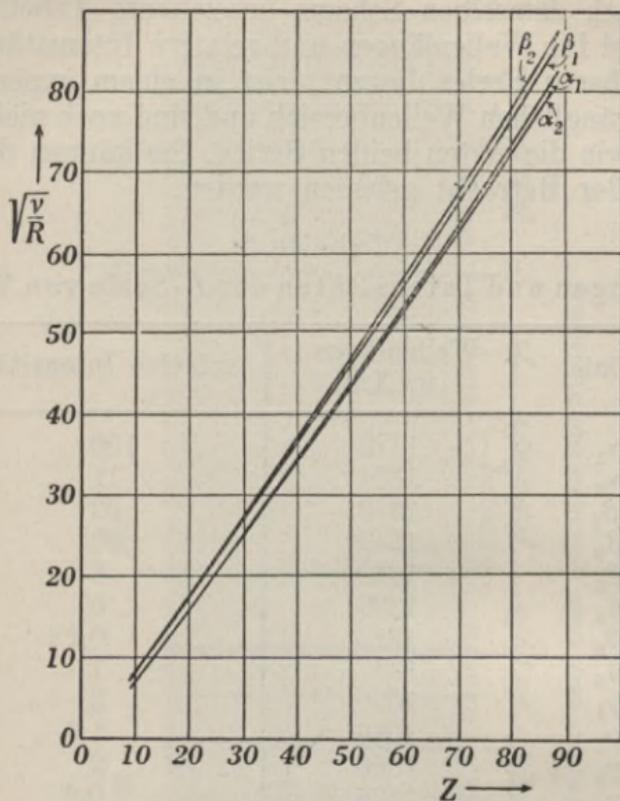


Abb. 54. Moseleydiagramm für einige Linien der K -Serie.

Trägt man also die Wurzeln aus den Frequenzen als Funktion der Ordnungszahl graphisch auf, dann ergeben sich gerade Linien, eine Gesetzmäßigkeit, die man als Moseley'sches Gesetz bezeichnet. Die graphische Darstellung dieses Gesetzes stellt das Moseleydiagramm dar, welches für alle Linien des Spektrums ein ähnliches Aussehen hat. Abb. 54 zeigt als typisches Beispiel das Moseleydiagramm für einige Linien der K -Serie, aus dem sich der Zusammenhang zwischen dem Hauptcharakteristikum der Eigenstrahlung, nämlich der Wellenlänge, bzw. Frequenz der Strahlung und dem Hauptcharakteristikum des emittierenden Elementes, nämlich seiner Ordnungszahl entnehmen läßt: Die Wurzel

aus der Frequenz einer Linie der Eigenstrahlung ist eine lineare Funktion der Ordnungszahl. Die Spektren ändern sich also hinsichtlich der Frequenz stetig von Element zu Element, ohne daß von einer Periodizität das mindeste zu merken ist. Für die Reihenfolge der Elemente ist die Ordnungszahl im periodischen System maßgebend. Das Moseleydiagramm zeigt besonders eindrucksvoll, daß nicht das Atomgewicht, sondern die Ordnungszahl das ordnende Prinzip im periodischen System darstellt. Das Atomgewicht steigt zwar im allgemeinen ebenfalls mit wachsender Ordnungszahl an, doch gibt es von dieser Regel an einigen Stellen Ausnahmen. Würde man z. B. das Element Nickel mit dem Atomgewicht 58,69 und der Ordnungszahl 28 vor dem Element Kobalt mit dem Atomgewicht 58,94 und der Ordnungszahl 27 in das Moseleydiagramm einordnen, dann würde sich eine deutliche Unstetigkeit der Kurve ergeben. Auch im übrigen würde nur sehr angenähert ein linearer Zusammenhang zwischen $\sqrt{\nu}$ und dem Atomgewicht festzustellen sein. Eine Lücke in der Reihenfolge der Elemente würde auf Grund des Moseleydiagramms sofort zu erkennen sein. Der einfache Zusammenhang zwischen der Frequenz einer Linie und der Ordnungszahl des zugehörigen Elementes führte damit zur Entdeckung von Elementen, die chemisch noch nicht nachgewiesen werden konnten. Man konnte die Frequenz der Spektrallinien leicht vorausberechnen und systematisch nach den fehlenden Elementen suchen, wobei ein Element als entdeckt angesehen werden konnte, wenn seine Linien im Spektrum vorhanden waren.

Stellt man sämtliche Resultate der Wellenlängenmessungen in Moseleydiagrammen dar, dann zeigt es sich, daß das Moseleysche Gesetz nicht ohne Ausnahme gilt. Bei den langwelligen Serien der Eigenstrahlung bleibt zwar der lineare Zusammenhang zwischen $\sqrt{\nu}$ und Z innerhalb definierter Bereiche erhalten, die Kurven weisen jedoch an ganz bestimmten Stellen Knicke auf. Auf die Deutung dieser Abweichungen wird im letzten Abschnitt dieses Paragraphen noch eingegangen werden.

c) Bohrsche Theorie des Atombaus

Das Moseleysche Gesetz und andere noch zu besprechende Gesetzmäßigkeiten in den Spektren der charakteristischen Röntgenstrahlung lassen sich verstehen auf Grund der Quantentheorie des Atoms, die 1913 von Niels Bohr begründet wurde. Die Bohrsche Theorie gibt zwar die beobachteten Gesetzmäßigkeiten nicht in allen Einzelheiten wieder, sie hat jedoch den Vorzug großer Anschaulichkeit und wird daher in pädagogischer Hinsicht nie zu entbehren sein. Die neuere Quantentheorie entbehrt dieser unmittelbaren Anschaulichkeit. Sie ist dagegen in sich geschlossener und frei von willkürlichen Annahmen. Im Rahmen dieser Darstellung wird für das Verständnis der Röntgenspektren in erster Linie die Bohrsche Theorie zugrunde gelegt werden. Ihre Aussagen dürfen nur als Analogie gewertet werden, denn dem anschaulichen Bild, welches diese Theorie von den Atomen entwirft, kommt nur die Bedeutung eines „Modells“ zu, d. h. die Atome verhalten sich in mancher Beziehung so, als ob sie dem Modell entsprechend gebaut wären. Ein wirkliches, anschauliches Verstehen der Atomvorgänge ist nach heutigen Begriffen nicht möglich.

Schon vor Bohr erkannte man, daß die Atome der chemischen Elemente keine unteilbaren Einheiten sind. Die Tatsache, daß man die Atome ionisieren, also Elektronen von ihnen abspalten kann, weist darauf hin, daß sie mindestens zum Teil aus Elektronen aufgebaut sein müssen. Weitere Beobachtungen, so z. B. die Streuung von Alphastrahlen¹⁾ in dünnen Metallfolien, führten zu dem von Rutherford 1911 erdachten Kernmodell des Atoms. Die bei der Streuung von Alphastrahlen auftretenden großen Streuwinkel zeigen, daß sich die beiden sich abstoßenden Kraftzentren bei der Streuung von Alphastrahlen an Atomen sehr nahe kommen müssen. Aus dem Coulombschen Gesetz für die Kraft, welche zwei punktförmige Ladungen e_1 und e_2 im Abstand r aufeinander ausüben und aus der Größe der Ablenkung kann man ausrechnen, daß der minimale Abstand

¹⁾ Alphastrahlen sind doppelt positiv geladene Heliumatome, die von den Atomen radioaktiver Elemente ausgeschleudert werden. Ihre Geschwindigkeit ist von der Größenordnung 10^9 cm/sec.

beim elementaren Streuvorgang von der Größenordnung 10^{-12} cm sein muß¹⁾). Andererseits weiß man aus der kinetischen Gastheorie, daß der Atomradius von der Größenordnung 10^{-8} cm ist. Das Alphateilchen muß also beim Streuvorgang tief in das Innere des Atoms eindringen. Rutherford folgerte aus derartigen experimentellen Befunden, daß die Atome aus einem positiv geladenen, schweren Kern und aus Elektronen bestehen. Um im Einklang mit der Erfahrung zu bleiben, kann der Kernradius nur von der Größenordnung 10^{-11} bis 10^{-12} cm sein. Diesen Kern umkreisen nach der Rutherfordschen Vorstellung die Elektronen in einem Abstand von der Größenordnung 10^{-8} cm. Auf diese Weise kommt ein einem Planetensystem im Aufbau ähnliches Atommodell zustande. Die elektrostatische Anziehung zwischen Atomkern und Elektronen ist mit den zentrifugalen Trägheitskräften im Gleichgewicht. Ein derartiges Atommodell ist zwar mit den Gesetzen der Mechanik im Einklang, es widerspricht jedoch denjenigen der Elektrodynamik. Nach ihnen verliert nämlich ein auf einer Kreisbahn umlaufendes Elektron ständig Energie durch Ausstrahlung, da es fortgesetzt seine Richtung ändert. Es könnte also nach kurzer Zeit keine kinetische Energie mehr besitzen und müßte sich in Spiralen dem Kern nähern und schließlich mit ihm zusammenstoßen. Diesen Widerspruch beseitigte 1913 Niels Bohr dadurch, daß er die von Max Planck 1900 geschaffene Quantentheorie auf das Atommodell anwandte, wobei die Gesetze der klassischen Physik für das Atom als ungültig erklärt wurden und dem umlaufenden Elektron nur ganz bestimmte Energiestufen, d. h. stationäre Bahnen oder Quantenbahnen zugewiesen wurden. Das Elektron bewegt sich nach der Bohrschen Theorie nur auf diesen Bahnen, und zwar strahlungslos, also ohne Energieverlust. Energie wird

¹⁾ Das Coulombsche Gesetz für die Kraft K lautet mit den oben eingeführten Bezeichnungen

$$K = \frac{e_1 e_2}{r^2}.$$

Haben die beiden Ladungen e_1 und e_2 das gleiche Vorzeichen, dann stoßen sie sich gegenseitig ab, haben sie verschiedenes Vorzeichen, dann ziehen sie sich an.

dagegen — dies ist die zweite Bohrsche Forderung — ausgestrahlt oder absorbiert, wenn das Elektron von einer bestimmten stationären Bahn in eine andere mit geringerer oder größerer Energie übergeht. Besitzt z. B. das Elektron auf der ersten Bahn die Energie E_n auf der zweiten die kleinere Energie E_m , dann gibt die Differenz dieser Energien die in diesem Fall als Lichtquant von der Größe $h\nu$ ausgestrahlte Energie, wobei h das schon in § 5, Abschnitt a) besprochene Plancksche Wirkungsquantum, eine Naturkonstante, und ν die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes bedeuten. Zu jeder Spektrallinie gehört also eine bestimmte Energiedifferenz von der Größe

$$(2) \quad h\nu = E_n - E_m.$$

Man kann daher das Auftreten einer Spektrallinie auch so deuten, daß man dem Atom verschiedene Energiezustände zuordnet. Geht das Atom aus einem Zustand höherer Energie in einen Zustand geringerer Energie über, dann wird dabei das Lichtquant $h\nu$ emittiert. Die Energiezustände selbst können durch die Bohrschen Elektronenbahnen veranschaulicht werden.

Welche von den klassisch möglichen Bahnen von der Quantentheorie ausgesondert werden, d. h. welche Energieniveaus mit den Werten E_n stabil sind, folgt aus der grundlegenden Quantenbedingung

$$(3) \quad \int p dq = n\hbar,$$

in welcher p den Bahnimpuls des umlaufenden Elektrons und dq das Wegelement bedeuten. Das Integral ist über einen ganzen Umlauf zu erstrecken. n ist eine ganze Zahl, die den Energiezustand oder die Quantenbahn numeriert. Die Quantentheorie behauptet also: Das Produkt aus Impuls und Bahnelement, integriert über einen vollen Umlauf des Elektrons, kann nur ein ganzzahliges Vielfaches des elementaren Wirkungsquantums sein.

Das Integral der Gleichung (3) läßt sich für den Fall, daß es sich bei den Elektronenbahnen um Kreisbahnen handelt, leicht auswerten. Der Impuls p ist dem Betrage nach konstant,

und zwar $p = mv$, wobei m die Masse des Elektrons und v seine Bahngeschwindigkeit bedeuten. Ferner ist $\int dq = 2\pi a$, also gleich dem Umfang des Kreises vom Radius a . Die Gleichung (3) geht für diesen Fall über in

$$(4) \quad 2\pi a \cdot mv = nh.$$

Um die beiden Unbekannten, den Bahnradius a und die Bahngeschwindigkeit v , ausrechnen zu können, brauchen wir noch eine zweite Gleichung, welche diese beiden Größen miteinander verbindet. Diese Gleichung liefert uns die klassische Gleichgewichtsbedingung, welche verlangt, daß die Coulombsche Anziehungskraft zwischen Kern und Elektron gleich dem zentrifugalen Trägheitswiderstand ist. Wir können, wenn wir die Mitbewegung des schweren Kernes vernachlässigen, demnach für ein System, bestehend aus einem Kern mit der Ladung Ze und einem einzigen Elektron mit der Ladung e schreiben

$$(5) \quad \frac{e^2 Z}{a^2} = \frac{mv^2}{a}$$

Z ist die Ordnungszahl des Elementes im periodischen System.

Aus (4) und (5) folgt für die beiden Unbekannten a und v

$$(6) \quad a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2 Z}$$

und

$$(7) \quad v = \frac{2\pi e^2 Z}{nh}$$

Der Bahnradius a wächst also quadratisch mit der Nummer der Quantenbahn, der sogenannten Quantenzahl n . Die Abstände des Elektrons vom Kern in den möglichen Bahnen verhalten sich wie die Quadrate der ganzen Zahlen, also wie 1:4:9:16 usw. Die Bahngeschwindigkeit v ist umgekehrt proportional n , sie nimmt also von innen nach außen ab. Setzt man in Gl. (6) und (7) für e , m und h die Zahlenwerte ein, dann folgen damit z. B. für das leichteste und dem Aufbau nach einfachste Atom, das Wasserstoffatom, mit der Ordnungszahl $Z = 1$ und für die erste Quantenbahn

($n = 1$) der Radius $a = 0,53 \cdot 10^{-8}$ cm und die Geschwindigkeit $v = 2,2 \cdot 10^8$ cm/sec. Der Radius a ist also von derselben Größenordnung wie der aus der kinetischen Gastheorie gefolgerte Atomradius¹⁾, nämlich von der Größenordnung 10^{-8} cm. Aus v läßt sich nun die kinetische Energie der Umlaufsbewegung $\frac{1}{2}mv^2$ ausrechnen. Die Gesamtenergie setzt sich zusammen aus dieser Energie und der potentiellen Energie²⁾ — e^2Z/a . Die Gesamtenergie für den n ten Quantenzustand des Atoms wird damit

$$(8) \quad E_n = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{e^2Z}{a}$$

und mit eingesetzten Werten für v und a aus Gl. (6) und (7)

$$(9) \quad E_n = - \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}$$

Die Energiedifferenz zwischen dem n ten und m ten Quantenzustand ist damit

$$(10) \quad h\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Daraus folgt die Frequenz ν des ausgesandten Lichtquants zu

$$(11) \quad \nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

In der Spektroskopie wird vielfach an Stelle der Frequenz ν die Wellenzahl $\bar{\nu}/c = 1/\lambda$ gebraucht. Wir wollen sie auch im folgenden verwenden und mit $\bar{\nu}$ bezeichnen. Es gilt also die Beziehung

$$(12) \quad \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

wobei zur Abkürzung

$$(13) \quad R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3 c}$$

¹⁾ Siehe Abschnitt b).

²⁾ Die potentielle Energie erhält ein negatives Vorzeichen, da man zweckmäßig den Nullpunkt ins Unendliche legt.

gesetzt wurde. Die konstante Größe R hat nach Betrag und Dimension den Wert

$$(14) \quad R = 1,097 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

Vergleicht man nun mit der Beziehung (12) die Formel, mit welcher schon 1885 Balmer die Linien des sichtbaren Wasserstoffspektrums darstellen konnte, dann fällt zunächst die formale Ähnlichkeit der beiden Beziehungen auf. Balmer stellte nämlich die Wellenlänge für diese Linien, der sogenannten Balmerreihe des Wasserstoffs, dar durch die Gleichung

$$(15) \quad \lambda = C \frac{n^2}{n^2 - 4}$$

wobei n die Werte 3, 4, 5, 6 usw. annehmen kann und λ jeweils die Wellenlänge für eine Wasserstofflinie bedeutet. Führt man statt der Wellenlänge λ die Wellenzahl $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ein, dann läßt sich die Beziehung (15) schreiben

$$(16) \quad \bar{\nu} = R^* \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

wobei $4/C = R^*$ gesetzt wurde. Der erste Erfolg der Bohrschen Atomtheorie besteht nun darin, daß die theoretische Formel (12) für $m = 2$ und $Z = 1$ mit der empirischen Balmerformel (16) vollständig übereinstimmt, und zwar so, daß auch die empirische, allerdings wesentlich genauer bestimmbare Konstante R^* , die sogenannte Rydbergkonstante¹⁾ innerhalb der Fehlergrenzen gleich der theoretischen Rydbergkonstanten

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c}$$

ist. Darüber hinaus werden durch die aus der Bohrschen Theorie folgenden Beziehung auch noch später entdeckte Spektralserien des Wasserstoffs wiedergegeben, so z. B. die im ultravioletten Gebiet liegende Lyman-Serie mit $m = 1$ und $n = 2, 3, 4$ usw. und die im ultraroten Gebiet liegende Paschen-Serie mit $m = 3$ und $n = 4, 5, 6$ usw. Die Frequenzen der Wasserstofflinien lassen sich also als

¹⁾ Von W. V. Houston wurde für die Rydbergkonstante der Wert $R^* = (109677,759 \pm 0,008) \text{ cm}^{-1}$ gefunden.

Differenzen zweier Ausdrücke wiedergeben, welche man in der Spektroskopie allgemein als Terme bezeichnet. Diese Terme entsprechen nach der Theorie den durch das Plancksche Wirkungsquantum h und die Lichtgeschwindigkeit c dividierten, durch die Quantenzahl n charakterisierten diskreten Energiewerten, die das Atom annehmen kann. Beim Übergang von einem Quantenzustand in einen anderen wird eine Spektrallinie bestimmter Frequenz ausgesandt. Die ganze Serie kommt dadurch zustande, daß die Elektronen verschiedener Atome verschiedene beliebige Quantensprünge ausführen. Die Häufigkeit dieser Quantensprünge entspricht der Intensität der zugehörigen Spektrallinie.

d) Quantentheorie der charakteristischen Röntgenstrahlung und Absorptionsspektren

Wie Gleichung (1) in Abschnitt b) zeigt, ist der Zusammenhang zwischen der Frequenz einer Linie der charakteristischen Strahlung und der Ordnungszahl des strahlenden Atoms gegeben durch

$$(17) \quad \sqrt{\nu} = A(Z - B) \text{ (Moseleysches Gesetz).}$$

Diese Beziehung läßt sich auch schreiben:

$$(18) \quad \nu = A^2 (Z - B)^2.$$

Führt man auch hier an Stelle der Frequenz ν die Wellenzahl $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ein und zweigt man von der empirischen Konstanten A^2 einen Teil von der Größe der Rydbergkonstanten R ab, dann läßt sich für Gleichung (18) auch schreiben:

$$(19) \quad \bar{\nu} = R (Z - B)^2 \frac{3}{4}$$

oder

$$(20) \quad \bar{\nu} = R (Z - B)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

Wir haben damit auch hier im Gebiete der Röntgenspektren die Wellenzahl einer Linie als Differenz zweier Terme dargestellt, und zwar mit derselben universellen Konstanten R . Formel (20) unterscheidet sich von Formel (12) lediglich dadurch, daß an Stelle der Ordnungszahl oder Kernladungs-

zahl die Größe $(Z - B)$, also die um die Konstante B verminderte Kernladungszahl tritt. Der Größe B läßt sich leicht eine physikalische Deutung geben. Die charakteristische Röntgenstrahlung wird nämlich im allgemeinen von Atomen hoher Ordnungszahl, also großer Elektronenzahl ausgesandt. Sie entsteht durch Übergänge zwischen den energiereichen inneren Bahnen, während die sichtbaren optischen Spektren mit kleinem $h\nu$ durch Übergänge zwischen den äußeren energiearmen Elektronenbahnen zustande kommen. Beim Wasserstoffatom mit einem einzigen umlaufenden Elektron verschwindet dieser Unterschied. Bei den schweren Atomen mit einer großen Anzahl Elektronen machen sich diese dadurch bemerkbar, daß sie infolge ihrer der Kernladung entgegengesetzten Ladung die Kernladung scheinbar vermindern, den Kern also z. T. abschirmen. Die Konstante B , um welche die Kernladungszahl verkleinert wird, wird daher Abschirmungskonstante genannt. $(Z - B)e$ ist die wirksame Kernladung, welche die Lage der Elektronenbahnen und damit die Höhe der Energieniveaus bestimmt.

Wenn wir nun zur Darstellung der ganzen K -Serie probe-weise den zweiten Term variabel machen und die Konstante B den Messungen anpassen, dann finden wir, daß sich diese Serie in weitgehender Übereinstimmung mit der Erfahrung darstellen läßt durch die Gleichung

$$(21) \quad \bar{\nu} = R(Z - B)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

mit $n = 2, 3, 4$ usw.

Diese Beziehung stellt das genaue Analogon dar zu der im vorhergehenden Abschnitt besprochenen Lyman-Serie aus dem Wasserstoffspektrum. Das Analogon zur Balmer-Serie stellt im Röntgengebiet die L -Serie dar, welche durch die entsprechende Gleichung

$$(22) \quad \bar{\nu} = R(Z - B)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

mit $n = 3, 4, 5$ usw. dargestellt werden kann.

Die Bohrsche Theorie bewährt sich also auch hier im Wellenlängenbereiche der Röntgenspektren aufs beste.

Nach Gleichung (20) müssen wir uns vorstellen, daß die $K\alpha$ -Linie¹⁾ durch einen Übergang des Atoms aus dem zwei-quantigen in den einquantigen Zustand zustande kommt. Gleichung (21) würde besagen, daß die ganze K -Serie durch einen Übergang aus dem n -quantigen in den einquantigen Zustand zustande kommt, wobei n die Werte 2, 3, 4 usw. annehmen kann. Entsprechend würde die L -Serie dadurch zustande kommen, daß das Atom aus einem n -quantigen Zustand in einen zweiquantigen Zustand übergeht, wobei n die Werte 3, 4, 5 usw. annehmen kann.

Die Konstante B hat für die K -Serie den Wert 1, und zwar für alle Elemente, während sie für die L -Serie für eine große Anzahl Elemente ungefähr gleich 3,5 gesetzt werden kann. Die weitgehende Unabhängigkeit von der Ordnungszahl können wir so deuten, daß die innersten Elektronen in allen Atomen nahezu gleich angeordnet sind.

Graphisch läßt sich das Zustandekommen der Linien durch ein Schema von der Art der Abb. 55 veranschaulichen. Die Energiezustände sind übereinander durch horizontale Striche als Energieniveaus aufgetragen. Das höchste Energieniveau ist das K -Niveau, das nächst tiefere das L -Niveau usw. Infolge des negativen Vorzeichens der Energie ist das Nullniveau, welches dem Grenzübergang $n \rightarrow \infty$ entspricht, als unterstes Niveau eingezeichnet. Die Übergänge zwischen den Niveaus sind durch Pfeile eingetragen, welchen die Bezeichnung der zugehörigen Linie beige-schrieben ist. Die $K\alpha$ -Linie entspricht dem kleinsten Energiesprung zum K -Niveau, also dem kleinsten Werte für $h\nu$ nach Gleichung (2). Ihre Wellenlänge ist damit die größte aller Wellenlängen der K -Serie in Übereinstimmung mit Abb. 52. Die Energiesprünge zum L -Niveau sind durchweg kleiner als diejenigen zum K -Niveau. Entsprechend finden wir, daß die L -Serie gegenüber der K -Serie nach längeren Wellen verschoben ist.

Für die anderen Serien gelten die entsprechenden Überlegungen. Verstehen wir im folgenden unter $K\alpha$ die Frequenz

¹⁾ Unter der $K\alpha$ -Linie wollen wir die Zusammenfassung aller Linien der in Abschnitt a) mit α bezeichneten langwelligen Gruppe der K -Serie verstehen, also die Gesamtheit der Linien $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ und $K\alpha_3$.

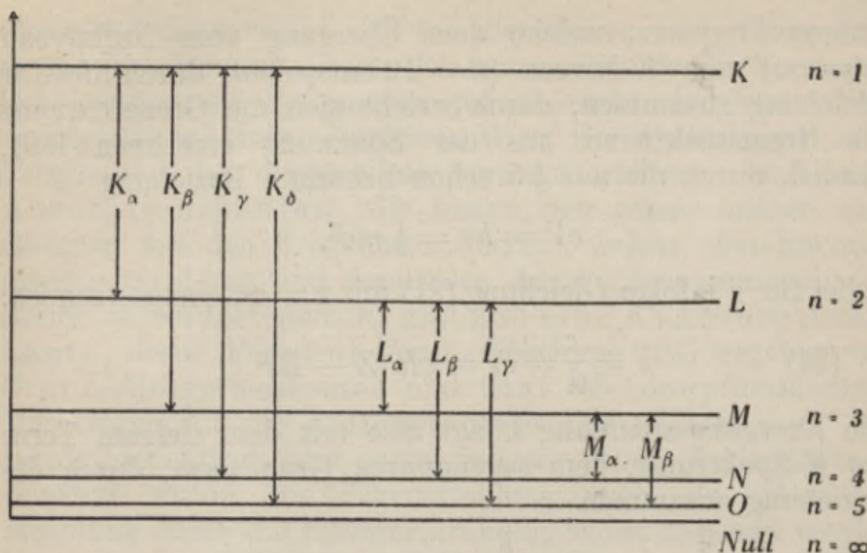


Abb. 55. Niveauschema.

(Die Niveaubstände sind der besseren Übersichtlichkeit halber maßstäblich nicht ganz richtig gezeichnet.)

für die $K\alpha$ -Linie, unter $K\beta$ diejenige für die $K\beta$ -Linie usw., dann müssen, wie sich aus Abb. 55 unmittelbar ablesen läßt, die Kombinationsregeln gelten:

$$\begin{aligned}
 K\beta &= K\alpha + L\alpha \\
 K\gamma &= K\alpha + L\beta = K\beta + M\alpha \\
 L\beta &= L\alpha + M\alpha \\
 K\gamma &= K\alpha + L\alpha + M\alpha \\
 \text{usw.}
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

Nehmen wir zu diesen, durch die Erfahrung voll bestätigten Gesetzmäßigkeiten noch diejenigen hinzu, welche für die Anregung der Serien gelten, dann läßt sich die Entstehung der Röntgenstrahlung auf einfache Weise verstehen. Es ist seit langem bekannt, daß z. B. zur Anregung der K -Serie eine gewisse Mindestspannung an der Röntgenröhre erforderlich ist, und daß bei einer Spannung, die beliebig wenig höher ist als diese Mindestspannung, die ganze K -Serie erscheint. Die erforderliche Mindestspannung hängt mit der größten, in der K -Serie möglichen Frequenz, d. h. mit der-

jenigen Frequenz, welche dem Übergang vom Nullniveau ($n = \infty$) zum K -Niveau ($n = 1$) entspricht, durch dieselbe Gleichung zusammen, durch welche sich die Grenzfrequenz des Bremsspektrums aus der Spannung errechnen läßt, nämlich durch die aus § 5 schon bekannte Beziehung

$$eV = h\nu = \frac{1}{2} m\nu^2,$$

wobei für ν infolge Gleichung (21) mit $n = \infty$ einzusetzen ist:

$$(24) \quad \nu = \frac{c}{\lambda} = c\bar{\nu} = cR(Z - B)^2$$

Die Anregungsspannung hängt also mit dem tiefsten Term des K -Spektrums, dem sogenannten Grundterm, durch die Beziehung zusammen

$$(25) \quad V = \frac{h}{e} c R (Z - B)^2$$

Die Anregung der L -Serie ist etwas komplizierter. Für sie gibt es drei Anregungsspannungen, die sich nicht sehr voneinander unterscheiden. Beim Überschreiten jeder dieser Anregungsspannungen erscheint ein Teil der Serie, wobei sich die Linien dieser Teilserie über das ganze Wellenlängengebiet der L -Serie überhaupt verteilen. Das L -Niveau ist also nicht, wie bisher angenommen wurde, einfach, sondern es ist in drei Teilniveaus aufgespalten. Beim M -Niveau ist die Aufspaltung fünffach. Auf diese Aufspaltung der Niveaus, die sich nicht mehr auf Grund der einfachen Bohrschen Theorie verstehen läßt, wird im nächsten Abschnitt noch näher einzugehen sein.

Die Anregungsspannungen lassen sich, da sie von der Größenordnung 10^4 bis 10^5 Volt sind, experimentell nicht sehr genau bestimmen. Eine genaue Kenntnis der Terme und damit der Energiestufen im Atom, die sich aus den Anregungsspannungen berechnen lassen, ist aber für die Theorie des Atoms sehr wichtig. Ein Mittel, die Energiestufen genauer zu messen, bieten die Absorptionsspektren. Wenn wir, wie aus § 7 vorweggenommen werden soll, die Absorption einer Röntgenstrahlung in einem beliebigen Element als Absorber in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung un-

tersuchen, dann ergibt sich im allgemeinen eine stetige und rasche Zunahme der Absorption mit wachsender Wellenlänge. Bei bestimmten Frequenzen jedoch sinkt die Absorption sprunghaft auf einen niedrigeren Wert. Die Wellenlängen oder Frequenzen, bei denen diese Sprünge erfolgen, nennt man Absorptionskanten. Sie lassen sich genau messen und stimmen mit den Frequenzen überein, welche den Energieniveaus im Atom und damit den Anregungsspannungen der Serien zugeordnet sind. Es gibt also eine *K*-Absorptionskante, deren Frequenz durch Gleichung (24) gegeben ist, drei *L*-Absorptionskanten und fünf *M*-Absorptionskanten. Der Grund für das Auftreten dieser Unstetigkeiten im Absorptionsspektrum liegt darin, daß, wie schon in Abschnitt a) erwähnt wurde, die Eigenstrahlung auch als Sekundärstrahlung durch die Röntgenstrahlung selbst angeregt werden kann. Ist die Wellenlänge größer, die Frequenz also kleiner als die der Anregungsenergie entsprechende Frequenz, dann kann die betreffende Serie nicht angeregt werden, weil die Energie des Lichtquants dazu nicht ausreicht. Die Strahlung geht also relativ wenig geschwächt hindurch. Ist die Wellenlänge kleiner, die Frequenz also größer als die Anregungsfrequenz, dann geht die Energie des Lichtquants $h\nu$ zum Teil in Anregungsenergie über, zum andern Teil in kinetische Energie eines dem Atom gleichzeitig entrissenen Elektrons, worauf ebenfalls in § 7 noch näher eingegangen wird. Auf jeden Fall geht die Energie dem primären Bündel verloren, was sich in einer erhöhten Absorption auf der kurzwelligen Seite der Absorptionskante bemerkbar macht. Diese Gesetzmäßigkeiten liefern die Grundlagen für die vor allem auf Kossel zurückgehenden Vorstellungen vom Mechanismus bei der Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung. Kossel nimmt an, daß der Atomkern von Elektronengruppen oder -schalen umgeben ist und daß jede Gruppe oder Schale im normalen Atom mit einer bestimmten Zahl Elektronen voll besetzt ist, wobei dem *K*-Niveau die *K*-Schale, dem *L*-Niveau die *L*-Schale usw. entsprechen. Einer Schale kann nun durch Energiezufuhr entweder in Form von Strahlung durch ein Lichtquant oder in Form von kinetischer Energie

durch ein Kathodenstrahlelektron ein Elektron entrissen werden. Da die höheren Schalen alle besetzt sind, muß das Elektron an die Atomoberfläche, also bis zum Nullniveau gehoben werden, woraus sich unmittelbar die Mindestenergie für das Lichtquant oder Kathodenstrahlelektron ergibt. Wird das Elektron aus der K -Schale entfernt, sprechen wir von einer K -Anregung oder K -Ionisation, wird es aus der L -Schale entfernt, von einer L -Anregung oder L -Ionisation usw.

Die so entstandene Lücke in einer der Schalen wird nun durch ein anderes Elektron ausgefüllt. Dieses kann, wenn es sich z. B. um eine K -Anregung handelt, aus der L -Schale in die K -Schale, aus der M -Schale in die K -Schale, aus der N -Schale in die K -Schale usw. fallen, wobei wie in der Bohrschen Theorie die Energiedifferenz in Form eines Lichtquants ausgestrahlt wird, wobei also eine $K\alpha$, $K\beta$, $K\gamma$ usw. -Linie emittiert wird. Durch den Übergang eines Elektrons aus der L -Schale in die K -Schale entsteht aber in der L -Schale eine Lücke, die nun ebenfalls ausgefüllt werden muß. Ist also die K -Serie angeregt, dann entstehen auch die L -, M -usw. Serien, während natürlich umgekehrt bei einer L -Anregung die kurzwellige K -Serie nicht entstehen kann, weil die Lücke in der L -Schale nicht aus der K -Schale ausgefüllt werden kann. Ein Übergang vom tieferen zum höheren Niveau ist nur durch Energiezufuhr zu erzielen. Die Kombinationsregeln verstehen sich nach diesem Mechanismus von selbst.

e) Feinstruktur der Linienspektren und vollständiges Niveauschema

Bei genauer Untersuchung der Röntgenspektren zeigt es sich, daß nicht alle im beobachteten Spektrum vorhandenen Linien von den Gleichungen (21) und (22) und den entsprechenden Gleichungen für die anderen Serien wiedergegeben werden. Es erweist sich vielmehr als notwendig, die Energieniveaus, vom K -Niveau abgesehen, zu unterteilen, und zwar durch Einführung von weiteren Quantenzahlen. Neben der Hauptquantenzahl n , von der bisher die Rede war, spielen in der neueren Theorie der Spektren überhaupt und

damit auch in der Theorie die Röntgenspektren die Quantenzahlen l , j und s eine Rolle. Die neuen Quantenzahlen sind nicht unabhängig voneinander. Sie können modellmäßig auf folgende Weise gedeutet werden:

Die Nebenquantenzahl l trägt der Tatsache Rechnung, daß neben den Kreisbahnen der Elektronen im Atom Ellipsenbahnen möglich sind, wobei auch hier nicht beliebige Exzentrizitäten vorkommen können, sondern für jedes Niveau nur ganz bestimmte, die festgelegt sind durch $l = 0$ für $n = 1$, $l = 0$ oder 1 für $n = 2$, $l = 0, 1$ oder 2 für $n = 3$ usw. Berechnet man die Energie eines Elektrons auf einer derartigen Ellipsenbahn, dann ergibt sich zwar für alle Ellipsen gleicher großer Achsen, aber verschiedener kleiner Achsen, also verschiedener Exzentrizitäten, derselbe Betrag für die Energie. Die Einführung der neuen Quantenzahl l würde also keine Aufspaltung oder Vermehrung der Energieniveaus zur Folge haben. Berücksichtigt man aber die von der Relativitätstheorie geforderte Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, dann ergeben sich für die verschiedenen Ellipsenbahnen verschiedene Energiebeträge, weil je nach der Größe der Exzentrizität der Ellipse die Masse des Elektrons in Kernnähe (große Geschwindigkeit) mehr oder weniger von der Masse in Kernferne (kleine Geschwindigkeit) verschieden ist. Die Bahn wird durch diesen Effekt zu einer Rosettenbahn abgeändert. Die Quantenzahl l bewirkt damit eine Verdoppelung der L -Niveaus, eine Verdreifachung der M -Niveaus usw., während nach dem oben Gesagten das K -Niveau einfach bleibt.

Die Quantenzahl s trägt der Eigenrotation des Elektrons, dem von Goudsmit und Uhlenbeck 1925 eingeführten sogenannten Spin des Elektrons Rechnung. Man nennt daher s die Spinquantenzahl. $s \cdot \frac{h}{2}$ stellt das Impulsmoment des Elektrons um seine eigene Achse dar, wobei s nach der Quantentheorie nur die Werte $+1/2$ oder $-1/2$ annehmen kann. Der Eigenimpuls des Elektrons von feststehendem Betrag kann sich vektoriell zum Bahnimpuls hinzuaddieren oder von ihm subtrahieren.

Die innere Quantenzahl j endlich stellt die Vektorsumme aller Bahndrehimpulse l und Spinvektoren s dar.

Für die Übergänge von einem Quantenzustand in einen anderen gelten folgende Regeln:

1. Die Hauptquantenzahl n kann nicht konstant bleiben.
2. Die Nebenquantenzahl l geht über in $l + 1$ oder in $l - 1$.
3. Die innere Quantenzahl j bleibt entweder konstant, geht über in $j + 1$ oder geht über in $j - 1$.

Andere Übergänge sind normalerweise durch diese sogenannten Auswahlregeln verboten. Abb. 56 gibt als Beispiel das vollständige Niveauschema für ein Uranatom wieder. In ihm sind der besseren Übersichtlichkeit halber die Abstände der Niveaus nicht im richtigen Maßstabe aufgetragen. Die beobachteten Übergänge, d. h. die aus dem Vorhandensein bestimmter Spektrallinien ermittelten Übergänge, sind durch Pfeile eingezeichnet, wobei zu bemerken ist, daß fast alle durch die Auswahlregeln geforderten Übergänge auch tatsächlich beobachtet sind. Die Aufspaltungsregeln gelten für das K -, L -, M - und N -Niveau. Bei den höheren Niveaus nimmt die Aufspaltung wieder ab, da die Anzahl wirklich vorhandener Energieniveaus auch noch von der Anzahl zur Verfügung stehender Elektronen, die auf die Niveaus zu verteilen sind, abhängt. Diese wiederum richtet sich nach der Ordnungszahl des Elementes im periodischen System.

f) Röntgenspektren und periodisches System der Elemente

In den vorhergehenden Abschnitten haben wir erörtert, wie durch Übergänge von Elektronen, von bestimmten, durch 4 Quantenzahlen charakterisierten Zuständen in andere energetisch tiefer liegende Zustände die Spektren gedeutet werden können. Nun ist noch zu erörtern, wie sich die Elektronen im Atom auf die verschiedenen Energiezustände verteilen. Die Gesamtzahl der Elektronen, welche die Schalen um einen Atomkern aufbauen, ist gegeben durch die Ord-

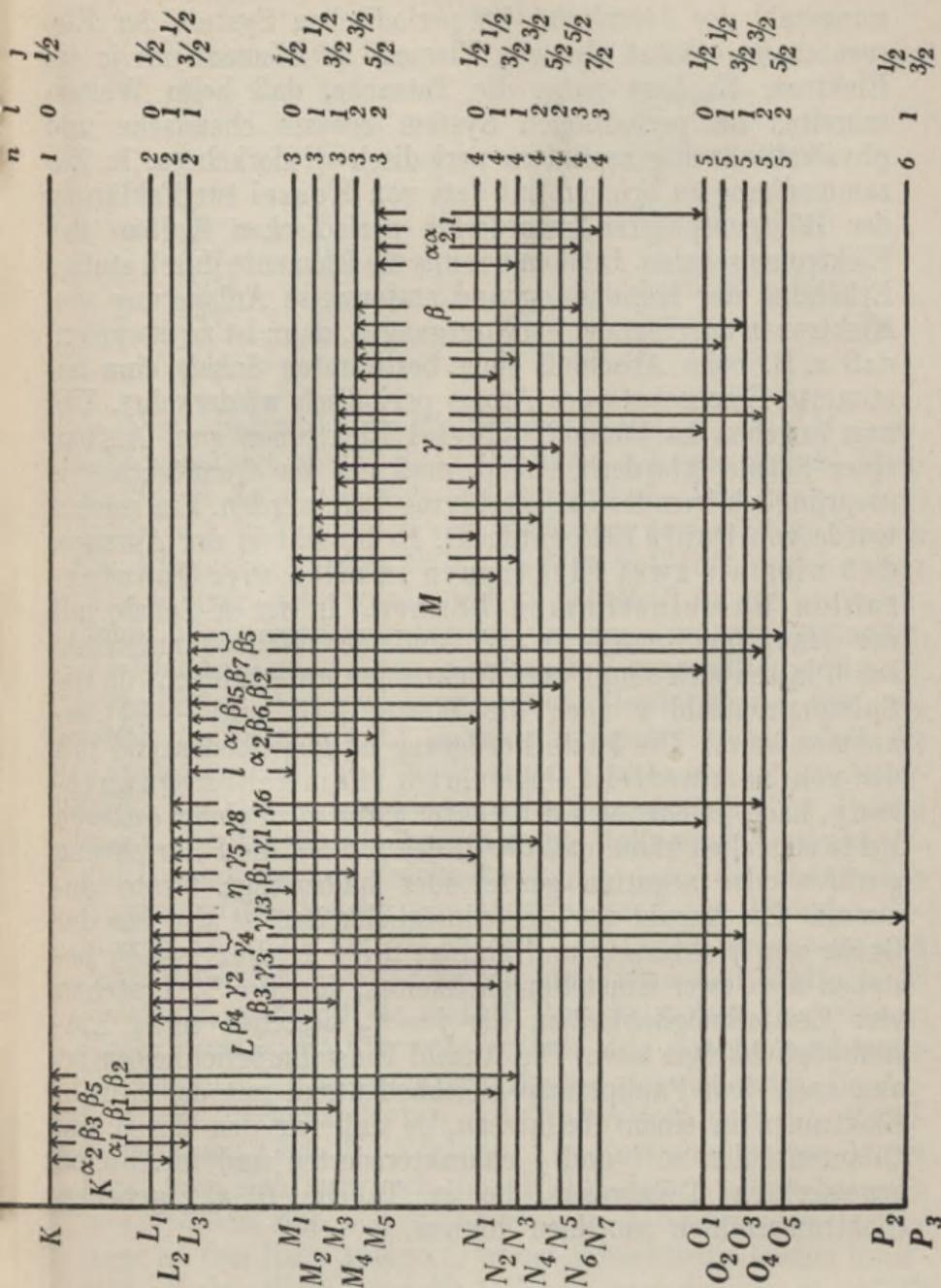


Abb. 56. Vollständiges Niveauschema von Uran.

nungszahl des Atomkerns im periodischen System der Elemente. Sie wächst also von Element zu Element um je ein Elektron. Es liegt nahe, die Tatsache, daß beim Weiterstreiten im periodischen System gewisse chemische und physikalische Eigenschaften periodisch wiederkehren, in Zusammenhang zu bringen mit dem von Kossel zur Erklärung der Röntgenspektren geforderten periodischen Aufbau der Elektronenschalen. Denken wir uns die Elemente durch stetige Erhöhung der Kernladung und stufenweise Anlagerung von Elektronen auseinander hervorgegangen, dann ist zu erwarten, daß z. B. beim Abschluß einer bestimmten Schale eine bestimmte Eigenschaft des Atoms periodisch wiederkehrt. Um nun angeben zu können, wieviel Elektronen zum Aufbau einer Schale erforderlich sind, muß ein der Quantentheorie ursprünglich fremdes Prinzip hinzugefügt werden. Ein solches wurde von Pauli 1925 entdeckt. Es besteht in der Aussage, daß niemals zwei Elektronen in allen vier Quantenzahlen übereinstimmen können. In der K -Schale mit der Hauptquantenzahl $n=1$ und der Nebenquantenzahl $l=0$ lassen sich somit zwei Elektronen unterbringen, da die Spinquantenzahl s noch die Werte $+1/2$ und $-1/2$ annehmen kann. Die letzte Forderung ist gleichbedeutend mit der von Sommerfeld eingeführten räumlichen Quantelung, nach welcher sich der Vektor j nur so zu einem äußeren Felde einstellen kann, daß die Projektion auf die Feldrichtung positive oder negative ganze oder halbzahlige Werte annimmt. Die Anzahl der Einstellmöglichkeiten ist also von der Größe von j abhängig und beträgt $2j + 1$. Für $j = 1/2$ bestehen also zwei Einstellmöglichkeiten, für $j = 3/2$ bestehen vier Einstellmöglichkeiten, für $j = 5/2$ bestehen sechs Einstellmöglichkeiten usw. Die Anzahl Einstellmöglichkeiten ist nun nach dem Pauliprinzip gleichbedeutend mit der Anzahl Elektronen in einem Teilniveau, so daß wir den durch die Quantenzahlen n , l und j charakterisierten und in Abb. 56 angemerkten Teilniveaus die in Tabelle 6 angegebenen Elektronenzahlen zuordnen können.

Tabelle 6

Niveau	n	l	j	Elektronenzahl
K	1	0	$1/2$	2} $2 = 2 \cdot 1^2$
L _I	2	0	$1/2$	2
L _{II}	2	1	$1/2$	2} $8 = 2 \cdot 2^2$
L _{III}	2	1	$3/2$	4}
M _I	3	0	$1/2$	2}
M _{II}	3	1	$1/2$	2}
M _{III}	3	1	$3/2$	4} $18 = 2 \cdot 3^2$
M _{IV}	3	2	$3/2$	4}
M _V	3	2	$5/2$	6}
usw.				

Die Gesamtzahl der Elektronen in der K -, L -, M - usw. Schale beträgt also 2, 8, 18, 32 usw., d. h. die Anzahl Elektronen in der n -ten Schale beträgt $2n^2$. Die Zahlen $2n^2$, mit $n = 1, 2, 3, 4$ finden sich wieder im periodischen System der Elemente, welches 1869 von Mendelejeff und Lothar Meyer aufgestellt wurde und in Tabelle 7 in der heute üblichen Weise wiedergegeben ist. In ihm wurden ursprünglich die Elemente nach ihren chemischen Eigenschaften und nach steigendem Atomgewicht geordnet. Heute wissen wir, wie schon in Abschnitt b) auseinandergesetzt wurde, daß die Kernladungszahl, also die Zahl der Elektronen in der Atomhülle, das eine ordnende Prinzip ist. Im periodischen System spielt also die Kernladungszahl die Rolle einer Ordnungszahl. Das andere ordnende Prinzip sind die chemischen Eigenschaften, welche nun verschieden lange Perioden bedingen. Die erste Periode enthält 2 Elemente, die zweite und dritte enthalten je 8 Elemente, die vierte und fünfte je 18 Elemente, während die sechste Periode, welche die seltenen Erden umfaßt, 32 Elemente enthält. Die siebente und letzte Periode mit 7 Elementen ist offenbar unvollständig. Im Anfang der Perioden stehen der Wasserstoff und die Alkalimetalle, am Ende die Edelgase. Die Entstehung eines Atoms kann man sich nun nach dem Bohrschen Aufbauprinzip so vorstellen, daß sich die Elektronen in bestimmter Reihenfolge an den Kern anlagern, wobei zunächst die beiden innersten Schalen, die K - und die L -Schale, nacheinander ausgefüllt

Tabelle 7
Periodisches System der Elemente
(Internationale Atomgewichte 1941)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H 1,0080							2 He 4,003
2	3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,010	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,000	10 Ne 20,183
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 30,98	16 S 32,06	17 Cl 35,457	18 A 39,944
4	19 K 39,096	20 Ca 40,08	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84
	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,91	34 Se 78,96	35 Br 79,916	27 Co 58,94
5	37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,95	43 Ma —	28 Ni 58,69
	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,76	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,61	44 Ru 101,7	45 Rh 102,91
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57 La ⊕ 138,92	72 Hf 178,6	73 Ta 180,88	74 W 183,92	75 Re 186,31	46 Pd 106,7
	79 Au 197,2	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 210	76 Os 190,2	77 Ir 193,1
7	87 —	88 Ra 226,05	89 Ac —	90 Th 232,12	91 Pa 231	92 U 238,07	85 —	78 Pt 195,23
							86 Em 222	

⊕ Die seltenen Erden sind zwischen 57 La und 72 Hf einzufügen

58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 —	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 156,9
65 Tb 159,2	66 Dy 162,46	67 Ho 163,5	68 Er 167,2	69 Tm 169,4	70 Yb 174,99	71 Cp 175,0

werden mit einer, durch das Pauliprinzip bestimmten Anzahl Elektronen. Die Schalen sind jeweils abgeschlossen bei den Edelgasen Helium und Neon. Von hier an erfolgt der weitere Ausbau auf etwas kompliziertere Weise: Die nächste Schale, ist erst, wie Tabelle 6 zeigt, mit weiteren 18 Elektronen vollständig abgeschlossen. Sie wird zunächst nur bis zur Untergruppe M_{III} mit zusammen 8 Elektronen ausgefüllt, womit das Edelgas Argon erreicht ist. Die nächsten Elektronen werden in der N -Schale eingebaut, und zwar in der Untergruppe N_I mit 2 Elektronen, womit das Element Calcium erreicht ist. Im weiteren Aufbau werden zunächst die übersprungenen Gruppen M_{IV} und M_V ausgebaut mit weiteren 10 Elektronen bis zur Vollendung des Elementes Zink. Anschließend werden weitere Untergruppen der M -Schale mit Elektronen besetzt, was zum Abschluß der Krypton-Schale beim Element 36 führt. Abb. 57 zeigt den weiteren, schrittweisen Aufbau der Elemente, wobei in ähnlicher Weise erst übersprungene Untergruppen der N -Schale nach dem Ausbau höherer Untergruppen nachträglich vollendet werden. Die O - und P -Schale bleiben lückenhaft. Von der Q -Schale wird überhaupt nur die erste Untergruppe ausgebaut. Diese Unvollständigkeit entspricht der schon früher bei der Besprechung des vollständigen Niveauschemas konstatierten abnehmenden Aufspaltung der höheren Energieniveaus.

Der stufenweise Ausbau der einzelnen Schalen mit ihren Untergruppen hat nach dem, was in Abschnitt d) über die Abschirmung der Kernladung gesagt wurde, auch eine sprunghafte Änderung der Abschirmungszahl B zur Folge. Die zusätzliche abschirmende Wirkung eines neu hinzukommenden Elektrons in einer äußeren Schale wird anders sein, als wenn etwa eine noch unvollständige Untergruppe durch ein neues Elektron weiter vervollständigt wird. Damit werden die in Abschnitt b) erwähnten Abweichungen vom Moseleyschen Gesetz bei den langwelligen Serien verständlich. Die Knickstellen der Moseleygeraden liegen z. B. bei denjenigen Ordnungszahlen, bei denen im Verlaufe des Aufbaues der höheren Atome eine Schale oder Untergruppe abgeschlossen wird.

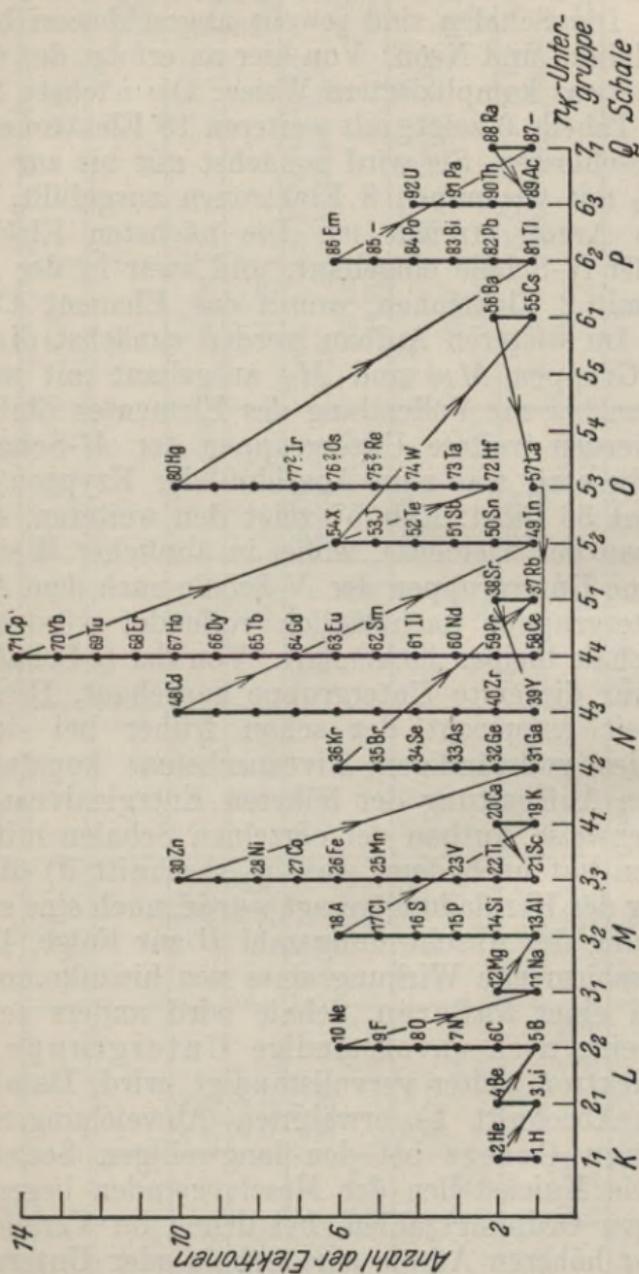


Abb. 57. Ausbau der Elektronenschalen.
(Nach Handbuch der Physik, 2. Aufl., Springer-Verlag, Bd. 24/1.)

Da schließlich die chemischen Eigenschaften eines Elementes in erster Linie durch die äußeren, leicht beeinflussbaren Elektronen bedingt sind, ist unmittelbar einzusehen, daß sich diese Eigenschaften während des nachträglichen Ausbaues einer Untergruppe beim Fortschreiten im periodischen System der Elemente nur wenig ändern, wofür die seltenen Erden zwischen den Ordnungszahlen 57 und 72 das beste Beispiel liefern. Beim Einbau neuer Elektronen in eine äußere Schale wird der Einfluß auf die chemischen Eigenschaften dagegen groß sein.

§ 7. Absorption der Röntgenstrahlen

a) Schwächung

Treffen Röntgenstrahlen auf Materie auf, dann treten sie mit den Atomen in Wechselwirkung. Diese besteht darin, daß dem primären Röntgenbündel Energie entzogen wird, daß verschiedene Arten von Energieumsetzungen stattfinden, und daß die mit den Röntgenstrahlen in Wechselwirkungen getretenen Atome selbst zum Ausgangspunkt einer sekundären Strahlung werden. Diese kann entweder korpuskularer Natur sein oder selbst wieder in einer Röntgenstrahlung bestehen. Ein Strahlenbündel wird infolge dieser Wechselwirkung beim Durchgang durch Materie seiner Intensität nach geschwächt. Durch Intensitätsmessungen läßt sich feststellen, wie die Schwächung von der Art der Atome, von der Schichtdicke und damit von der Zahl der Atome sowie von der Wellenlänge der Strahlung abhängt. Das allgemeine, auch sonst vielfach geltende Schwächungsgesetz lautet:

$$J = J_0 e^{-\mu x},$$

wobei J_0 die Primärintensität, J die Intensität nach der Durchdringung einer Materieschicht von der Dicke x und μ der den Grad der Schwächung charakterisierende sogenannte Schwächungskoeffizient bedeuten. e ist die Basis der natürlichen Logarithmen. μ hat, wie die Definitionsgleichung zeigt, die Dimension einer reziproken Länge, hängt ab von der Art des Materials (Ordnungszahl, Dichte) und der Art der

Strahlung (Wellenlänge) und stellt den reziproken Wert derjenigen Schichtdicke dar, welche die Intensität auf den e -ten Teil vermindert. Das Schwächungsgesetz läßt sich auch, wie folgt, in differentieller Form schreiben:

$$dJ = -J\mu dx,$$

wobei es nun die ohne weiteres einleuchtende Aussage darstellt, daß die Intensitätsabnahme beim Durchgang durch die differentielle Schicht dx proportional der Intensität und der Schichtdicke selbst ist. Der Proportionalitätsfaktor ist der Schwächungskoeffizient μ . Löst man diese Gleichung nach μ auf, dann sieht man die anschauliche Bedeutung von μ als relative Intensitätsabnahme $-\frac{dJ}{J}$, bezogen auf die Längeneinheit des zurückgelegten Weges.

Die Schwächung ist nun ihrem Wesen nach ein komplexer Vorgang, für den zunächst zwei Ursachen verantwortlich zu machen sind, nämlich die sogenannte wahre oder photoelektrische Absorption und die Streuung. Bei der ersten Art der Wechselwirkung verschwindet die Röntgenstrahlungsenergie als solche. Die Röntgenstrahlen lösen durch Photoeffekt Elektronen aus den Atomen aus, so daß die verschwundene Energie wieder auftritt in Form von kinetischer Energie von Elektronen, vermindert um die Ablösearbeit der Elektronen aus dem Atomverbände. Von der wahren Absorption soll in diesem Paragraphen die Rede sein. Bei der anderen Art der Wechselwirkung, der Streuung, bleibt die Strahlungsenergie als solche erhalten. Sie wird nur wie bei der Streuung von Licht in „trüben Medien“ von den getroffenen Atomen mehr oder weniger gleichmäßig nach allen Richtungen im Raume wieder ausgestrahlt und wird so dem primären Bündel entzogen. Die Streuung wird in § 8 behandelt werden.

Den beiden Arten der Schwächung kann man äußerlich dadurch Rechnung tragen, daß man den Schwächungskoeffizienten μ unterteilt, indem man setzt

$$\mu = \tau + \sigma,$$

wobei unter τ der Absorptionskoeffizient und unter σ

der Streukoeffizient zu verstehen sind. Experimentell lassen sich, wenigstens bei Schwächungsmessungen, die beiden prinzipiell verschiedenen Vorgänge nicht trennen, man kann jedoch leicht die Versuchsbedingungen so wählen, daß τ und σ von ganz verschiedener Größenordnung sind, so daß praktisch die Schwächung entweder nur durch photoelektrische Absorption oder nur durch Streuung zustande kommt.

In vielen Fällen ist es bequemer, an Stelle der Koeffizienten μ , τ und σ den Quotienten aus diesen Größen und der Dichte ρ des Materials einzuführen¹⁾. $\frac{\mu}{\rho}$ ist dann der sogen. Mas-

senschwächungskoeffizient, $\frac{\tau}{\rho}$ und $\frac{\sigma}{\rho}$ sind entsprechend der Massenabsorptionskoeffizient und der Massenstreukoeffizient. Schließlich gebraucht man vielfach, wenn es sich um Elemente als schwächende Medien handelt, den atomaren²⁾ Schwächungskoeffizienten, definiert durch

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{L}$$

wobei A das Atomgewicht und L die Loschmidtsche Zahl bedeuten. Entsprechend sind der atomare Absorptionskoeffizient τ_a und der atomare Streukoeffizient σ_a definiert. Die Schwächung in Gemischen und Verbindungen setzt sich additiv aus derjenigen der Bestandteile zusammen, wobei für ρ die Dichte einzusetzen ist, mit welcher der Bestandteil im Gemisch oder der Verbindung vorkommt.

b) Wahre oder photoelektrische Absorption

Mißt man in einem Wellenlängengebiet, in dem die Streuung zu vernachlässigen ist, den Schwächungskoeffizienten und damit Absorptionskoeffizienten für ein bestimmtes

¹⁾ Man ist dadurch z. B. bei Gasen unabhängig von der mehr zufälligen Dichte.

²⁾ Während es sich bei μ um die Schwächung pro cm Wegstrecke handelt, beziehen sich $\frac{\mu}{\rho}$ auf ein Gramm pro cm³ durchstrahlte Substanz und μ_a auf ein durchstrahltes Atom.

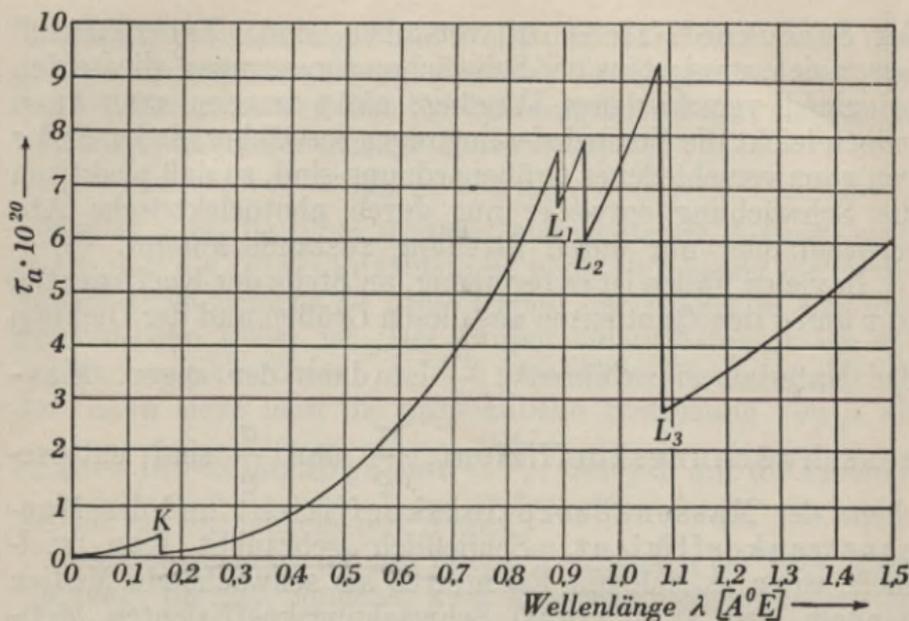


Abb. 58. Absorptionskoeffizient von Platin als Funktion der Wellenlänge.

Element mit monochromatischer Röntgenstrahlung als Funktion der Wellenlänge, dann findet man im allgemeinen eine starke Wellenlängenabhängigkeit dieses Koeffizienten. Abb. 58 zeigt als Beispiel die Abhängigkeit von τ_a für Platin von der Wellenlänge λ in einem Wellenlängengebiet bis 1,5 ÅE. Eine nähere Untersuchung dieser Kurven zeigt, daß τ mit etwa der dritten Potenz der Wellenlänge zunimmt, wenn man von den Absorptionssprüngen bei ganz bestimmten Wellenlängen absieht. Die Wellenlängen, bei welchen diese sprunghaften Änderungen des Absorptionskoeffizienten stattfinden, werden Absorptionskanten genannt. Auf den Zusammenhang dieser Unstetigkeiten des Absorptionskoeffizienten mit der charakteristischen Röntgenstrahlung wurde schon in § 6, Abschnitt d) eingegangen.

Ganz ähnlich sieht die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten bei konstanter Wellenlänge von der Ordnungszahl des absorbierenden Elementes aus. Abb. 59 gibt als Beispiel den Verlauf der Absorption für eine Strahlung der mitt-

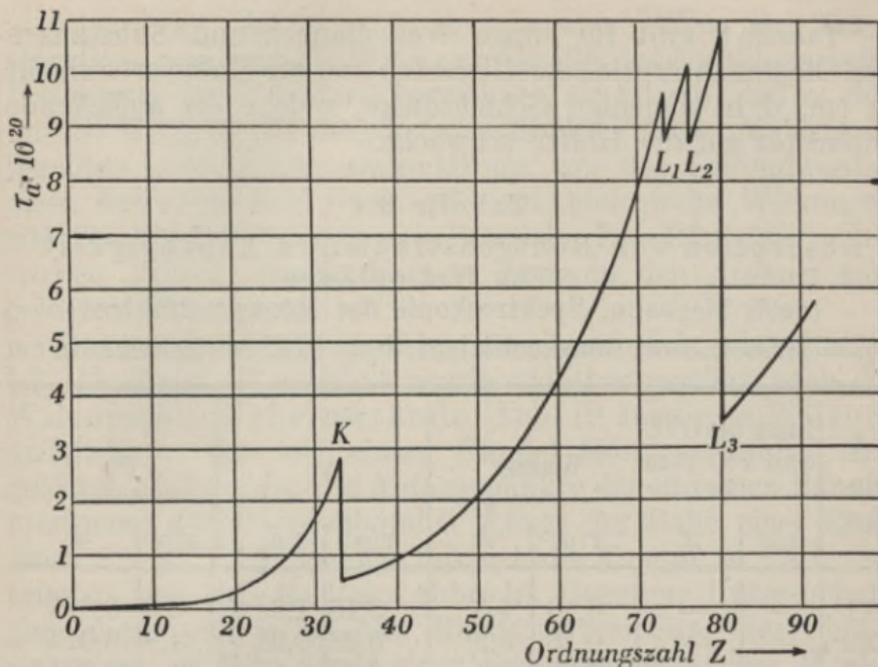


Abb. 59. Absorptionskoeffizient für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 1 \text{ \AA}$ als Funktion der Ordnungszahl des absorbierenden Elementes.

leren Wellenlänge 1 \AA mit der Ordnungszahl Z . Auch hier haben wir einen stetigen Verlauf mit einer höheren Potenz von Z bis auf die Absorptionskanten, an denen eine sprunghafte Änderung vorhanden ist. Eine im ganzen Wellenlängen- und Ordnungszahlenbereich befriedigende formelmäßige Darstellung des Absorptionsverlaufes ist bis jetzt noch nicht gefunden worden. In mittleren Bereichen kann man bei nicht zu großen Ansprüchen an Genauigkeit den Absorptionskoeffizienten durch folgende Beziehung darstellen:

$$\tau = C_1 \lambda^3 Z^4 + C_2.$$

Die Konstante C_1 ändert sich beim Überschreiten einer Absorptionskante sprunghaft. Der Quotient aus den Werten von C_1 zu beiden Seiten der Absorptionskante wird Absorptionssprung genannt. Seine Größe liegt zwischen Werten von der Größenordnung 1 und 10.

Tabelle 8 gibt für einige Wellenlängen und Substanzen den Massenabsorptionskoeffizienten und die Halbwertsschicht in cm, d. h. diejenige Schichtdicke, welche die auffallende Intensität auf die Hälfte schwächt.

Tabelle 8

Absorption von Röntgenstrahlen in Abhängigkeit von der Wellenlänge
(nach Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen)

τ/ρ = Massenabsorptionskoeffizient, $d_{\frac{1}{2}}$ = Halbwertsschicht in cm

λ in ÅE	Luft bei 0° C und 760 mm Hg		Wasser		Al		Pb	
	τ/ρ	$d_{\frac{1}{2}}$	τ/ρ	$d_{\frac{1}{2}}$	τ/ρ	$d_{\frac{1}{2}}$	τ/ρ	$d_{\frac{1}{2}}$
0,1	—	—	0,16	4,3	0,16	1,6	3,8	0,016
0,2	—	—	0,18	3,9	0,28	0,92	4,9	0,013
0,3	—	—	0,29	2,4	0,47	0,55	14	0,0044
0,4	—	—	0,44	1,6	1,1	0,23	31	0,0020
0,5	0,48	1120	0,66	1,1	2,0	0,13	54	0,0011
0,6	0,75	720	1,0	0,69	3,4	0,076	90	0,00068
0,7	1,3	410	1,5	0,46	5,1	0,050	139	0,00044
0,8	1,6	340	2,1	0,33	7,4	0,035	—	—
0,9	2,1	260	2,8	0,25	11	0,023	—	—
1,0	2,6	210	3,8	0,18	15	0,017	—	—
1,5	8,7	62	12	0,058	46	0,0056	—	—
2,0	21	26	28	0,025	102	0,0025	—	—
2,5	39	14	51	0,014	194	0,0013	—	—
3,0	63	8,5	85	0,008	312	0,0008	—	—

c) Photoelektronen

Das Wesen der photoelektrischen Absorption besteht darin, daß aus den absorbierenden Atomen Elektronen ausgelöst werden, welche die Energie des verschwindenden Lichtquanten (vermindert um die Ablösearbeit) übernehmen, so daß also an Stelle der verschwindenden Röntgenstrahlung eine Korpuskularstrahlung in Erscheinung tritt. Die Träger dieser Korpuskularstrahlung sind die Photo-

elektronen. Ihnen ist in den meisten Fällen das zuzuschreiben, was man als Wirkung der Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie bezeichnet, sei es nun, daß es sich um die Wirkung auf die photographische Platte, um das Aufleuchten eines Fluoreszenzschirmes, um das Leitendwerden eines durchstrahlten Gases oder um biologische Wirkungen wie Hautverbrennungen usw. handelt. Die Röntgenstrahlen wirken indirekt durch die von ihnen in den Atomen ausgelösten Elektronen.

Die Spuren der Photoelektronen lassen sich, wie schon in § 3, Abschnitt d) erwähnt wurde, sichtbar machen nach der Wilsonschen Nebelmethode. Abb. 19 zeigt eine Wilsonaufnahme, der von einem Bündel Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen. Die Anfangspunkte der einzelnen Bahnen markieren das Röntgenbündel. Längs der Bahn eines Elektrons werden Ionen erzeugt, bis sich die Energie so stark vermindert hat, daß die Bahn abbricht. Genauere Untersuchungen zeigen eine bestimmte Richtungsverteilung der Photoelektronen in dem Sinne einer Bevorzugung kleiner Winkel zwischen Anfangsrichtung und Richtung der Röntgenstrahlen. Das Häufigkeitsmaximum zeigt eine Voreilung. Es sind also mehr Photoelektronen mit einem Vorwärtsimpuls als solche mit einem Rückwärtsimpuls vorhanden in Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen.

Zwischen der Geschwindigkeit der Photoelektronen und der Frequenz der Röntgenstrahlung, welche sie auslöst, besteht die Quantenbeziehung

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu.$$

Aus Geschwindigkeitsmessungen an Photoelektronen lassen sich also Schlüsse ziehen auf die spektrale Zusammensetzung einer Röntgenstrahlung. Man spricht in diesem Falle von Korpuskularspektroskopie. Die genaueste Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung ist diejenige, die auf der Ablenkung der Elektronen in einem Magnetfeld beruht. Eine Anordnung zur Aufnahme eines magnetischen Geschwindigkeitsspektrums ist in Abb. 60 schematisch dargestellt. Die Anordnung wurde von de Broglie mit Erfolg benutzt.

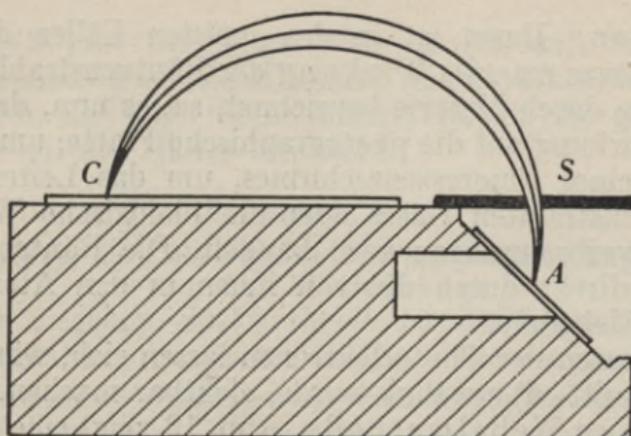


Abb. 60. Anordnung von de Broglie zur Erzeugung magnetischer Geschwindigkeitsspektren.
A = Elektronenquelle, *S* = Spalt,
C = Brennpunkt für die Photoelektronen.

Bei *A* befindet sich eine punkt- oder strichförmige Elektronenquelle, im einfachsten Falle ein in einem Rahmen frei ausgespannter dünner Draht, der von der Röntgenstrahlung getroffen wird. Über *A* in der Ebene der photographischen Platte *P* befindet sich ein Spalt *S* parallel zu *A* so, daß *A* von der Plattenebene aus betrachtet senkrecht unter der Mitte von *S* angeordnet ist. Die Anordnung ist im Vakuum, so daß die ausgelösten Photoelektronen keine Ablenkung durch Zusammenstöße erfahren. Senkrecht zur Zeichenebene ist ein Magnetfeld zu denken, welches eine Krümmung der Elektronenbahnen zur Folge hat. Zu der Geschwindigkeit *v* eines Elektrons gehört ein Bahnkrümmungsradius *r*, dessen Größe aus der Gleichheit von ablenkender Kraft und zentrifugalem Trägheitswiderstand folgt. Es gilt also

$$evH = \frac{mv^2}{r}$$

und damit

$$v = \frac{e}{m} Hr.$$

e und *m* bedeuten Ladung und Masse des Elektrons, *H* die magnetische Feldstärke. Bei nicht zu großer Spaltbreite tritt

bei C für einen bestimmten Wert von v eine Fokussierung der Elektronenstrahlen ein, wie leicht aus der Tatsache folgt, daß für diejenigen Elektronen, welche durch die Spaltmitte gehen, die Entfernung CA einen Maximalwert besitzt, nämlich $CA = 2r$. Die Elektronen beschreiben einen Halbkreis. Sind in der Elektronenstrahlung mehrere Geschwindigkeiten vertreten, dann entsteht auf der Photoplatte ein Spektrum. Abb. 61 gibt ein mit einer derartigen Anordnung von de Broglie aufgenommenes Geschwindigkeitsspektrum, welches neben einem kontinuierlichen Untergrund diskrete Geschwindigkeiten erkennen läßt.

d) Fluoreszenz

In § 6, Abschnitt a) wurde schon erwähnt, daß man die Eigenstrahlung einer Substanz nicht nur durch Kathodenstrahlen, sondern auch als Sekundärstrahlung durch Röntgenstrahlen anregen kann. In Analogie zur Optik spricht man im



Abb. 61. Geschwindigkeitsspektrum von Photoelektronen erzeugt, mit Wolfram-K-Strahlung und Silber als Streustrahler. (Nach Handbuch der Physik, Bd. XXIII/2.)

letzteren Falle häufig von Fluoreszenz. Daß dieser Vorgang eng mit der Absorption von Röntgenstrahlen verknüpft ist, folgt schon aus dem Energiesatz. Ein Teil der aus dem primären Röntgenbündel durch wahre Absorption verschwindenden Energie wird, wie schon besprochen, in „innere Energie“ oder Anregungsenergie umgewandelt. Die Anregungsenergie ist gleich der im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Ablösearbeit. Diese ist besonders groß für eine *K*-Anregung, kleiner für eine *L*-Anregung und wird für die äußeren Elektronen verschwindend klein. Als Folge der *K*-Anregung tritt eine *K*-Fluoreszenzstrahlung auf, als Folge einer *L*-Anregung eine *L*-Fluoreszenzstrahlung usw. Der von den Röntgenstrahlen getroffene Körper wird selbst zu einem Strahler, vorausgesetzt, daß die primäre Strahlung so kurzwellig ist, daß die Fluoreszenzstrahlung angeregt werden kann. Infolge der diskreten Energiestufen im Atom ist also das Spektrum der Fluoreszenzstrahlung ein reines Linienspektrum und charakteristisch für das strahlende Atom. Die Eigenschaften und Gesetzmäßigkeiten dieser Strahlung wurden schon im § 6 besprochen.

§ 8. Streuung der Röntgenstrahlen

a) Klassische Streuung

In § 7, Abschnitt a) wurde erwähnt, daß die Schwächung, die eine Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie erfährt, zum Teil darauf beruht, daß die Strahlung von den Atomen ihrem Charakter und ihrer spektralen Zusammensetzung nach unverändert nach allen Seiten wieder ausgestrahlt wird, ohne daß eine Umwandlung in eine andere Energieform stattfindet. Wie bei dem entsprechenden Vorgang im Gebiete des sichtbaren Lichtes spricht man hier von Streuung. Während wir uns bei der theoretischen Behandlung der Absorptionsvorgänge der Quantenvorstellungen bedienen mußten, können wir die Streuerscheinungen weitgehend mit den Methoden der klassischen Physik behandeln. Soweit dies der Fall ist, spricht man von klassischer Streuung.

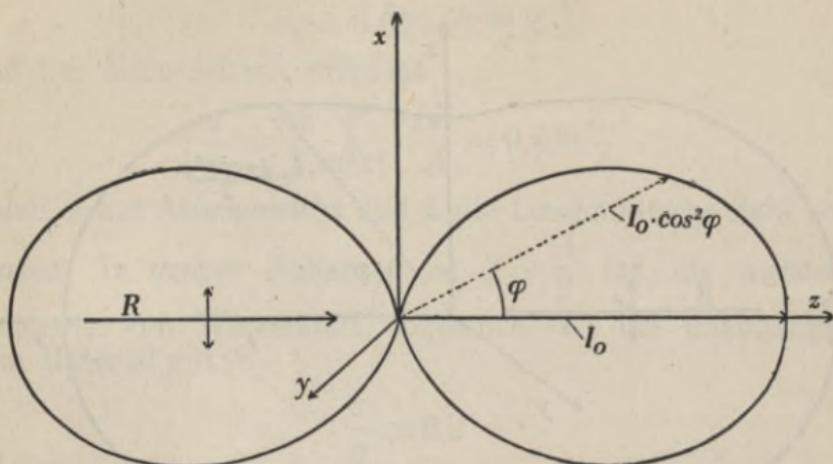


Abb. 62. Verteilung der Streuintensität bei linear polarisierter Einstrahlung.

Die Theorie für die klassische Streuung stammt von J. J. Thomson und fußt auf der Vorstellung, daß die negativen Ladungen in den Atomen zu erzwungenen Schwingungen angeregt und dadurch zum Ausgangspunkt der Streustrahlung werden. Nimmt man an, daß in der schematischen Abb. 62 polarisierte Röntgenstrahlung R in der z -Richtung auf ein Elektron auftrifft und daß der elektrische Vektor des Wechselfeldes in der x -Richtung schwingt, dann läßt sich die Intensität der Streustrahlung in der x - z -Ebene für einen beliebigen Winkel φ zwischen der Beobachtungsrichtung und der z -Achse auf der Grundlage der Maxwell'schen Theorie ausrechnen. Die Intensität I im Abstände r unter dem Winkel φ ist proportional der Primärintensität I_0 und wird gegeben durch die Beziehung

$$I = I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4 r^2} \cos^2 \varphi.$$

e ist die Elektronenladung, m die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Winkelabhängigkeit von I in der x - z -Ebene ist durch das Diagramm in Abb. 62 dargestellt. Dieselbe Abhängigkeit ergibt sich für alle Ebenen durch die x -Achse. Bei unpolarisierter Einstrahlung erhalten wir

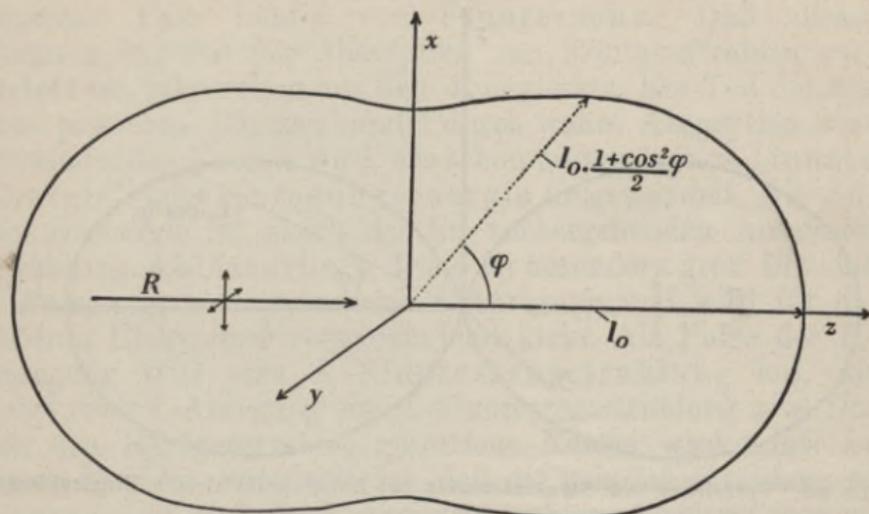


Abb. 63. Verteilung der Streuintensität bei unpolarisierter Einstrahlung.

$$I = I_0 \frac{e^4}{m^2 c^4 r^2} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2},$$

wobei nun Symmetrie um die z -Achse vorhanden ist entsprechend dem Diagramm von Abb. 63. Die in der Primär-richtung und in entgegengesetzter Richtung gestreute Intensität ist doppelt so groß wie die in einer Richtung senkrecht zum Primärstrahl gestreute Intensität. Wenn wir nun n Elektronen in cm^3 annehmen, dann erhalten wir die von 1 cm^3 gestreute Intensität durch Summation über alle Elektronen und durch Integration über alle Richtungen zu

$$S = n \int_0^\pi I 2\pi r^2 \sin \varphi d\varphi = I_0 \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} n.$$

Der Streustrahlungskoeffizient wird damit

$$\sigma = \frac{S}{I_0} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} n = 6,60 \cdot 10^{-25} n$$

mit eingesetzten Zahlenwerten.

Ist Z die Ordnungszahl, dann ist der atomare Streukoeffizient

$$\sigma_a = 6,60 \cdot 10^{-25} Z$$

und der Massenstreuoeffizient

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{LZ}{A} = 0,400 \frac{Z}{A}$$

wobei A das Atomgewicht und L die Loschmidtsche Zahl bedeuten. In grober Näherung ist $Z = \frac{A}{2}$ für die meisten Elemente, von Wasserstoff abgesehen, so daß unabhängig vom Material gilt:

$$\frac{\sigma}{\rho} \cong 0,2$$

in ganz guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. Tabelle 9 zeigt für einige Elemente und Verbindungen den experimentell bestimmten und nach Thomson errechneten Massenstreuoeffizienten.

Tabelle 9

Streuoeffizient für Molybdän-K α -Strahlung
(nach Handbuch der Physik, Bd. XXIII/2)

Streustrahler	$\frac{\sigma}{\rho}$ exp.	$\frac{\sigma}{\rho}$ theor.
Diamant	0,199	0,200
Graphit.	0,201	0,200
Lithium.	0,168	0,174
Benzol	0,238	0,215
Mesitylen	0,244	0,220
Octan	0,262	0,231

Auch die beobachtete Richtungsabhängigkeit der Streustrahlung wird durch die Theorie relativ gut wiedergegeben, soweit man von kleinen Winkeln absieht. Abb. 64 zeigt einige von E. A. Owen gemessene Kurven für drei verschiedene Spannungen an der Röntgenröhre.

Eine genauere Theorie für die Richtungsabhängigkeit der Streuintensität, welche die Lagenbeziehungen zwischen

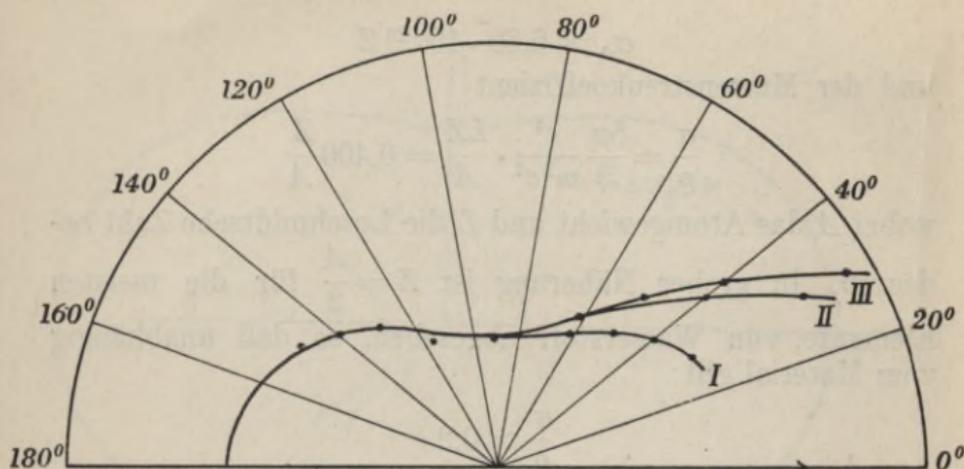


Abb. 64. Verteilung der Streuintensität nach Messungen von Owen an Papier als Streustrahler bei drei verschiedenen von I nach III abnehmenden Spannungen. (Nach Handbuch der Physik, Bd. XXIII/2.)

den einzelnen Streuzentren und die dadurch bedingten Interferenzerscheinungen berücksichtigt, stammt von P. Debye. Durch diese Theorie werden vor allem die Wellenlängenabhängigkeit, wie sie z. B. in den drei Kurven von Abb. 64 in Erscheinung tritt, und die Abweichungen von der klassischen Theorie bei kleinen Winkeln verständlich gemacht. Genauer kann auf diese Verfeinerungen der klassischen Theorie hier nicht eingegangen werden.

b) Quantenstreuung

Bei genaueren Messungen unter kleineren Streuwinkeln und vor allem bei kleinen Wellenlängen, also großer Energie der Lichtquanten, kommt man zu Widersprüchen zwischen klassischer Theorie und Erfahrung. Bei der klassischen Streuung ist z. B. vorausgesetzt, daß die Wellenlänge der gestreuten Strahlung mit der Wellenlänge der Primärstrahlung übereinstimmt. Beobachtungen verschiedener Forscher ließen jedoch schon früh eine Härteänderung bei der Streuung vermuten. A. H. Compton wies dann 1922 einwandfrei nach, daß die Wellenlänge einer homogenen Strahlung bei der Streuung zunimmt, und zwar unter verschiedenen Streuwinkeln in verschiedenem Maße.

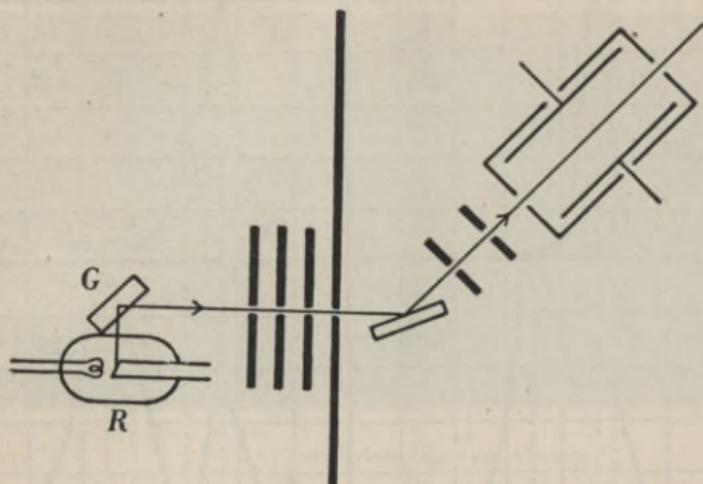


Abb. 65. Anordnung von Compton zum Nachweis der Wellenlängenänderung bei der Streuung. R = Röntgenröhre, G = Graphit als Streustrahler.

A. H. Compton und gleichzeitig P. Debye gaben auf quantentheoretischer Grundlage eine Erklärung für diese Erscheinung, die unter dem Namen Comptoneffekt in die Literatur eingegangen ist.

Abb. 65 gibt die Versuchsanordnung von Compton wieder. R ist eine Röntgenröhre mit Molybdänantikathode und G ein Stück Graphit als Streustrahler. Die unter 90° gestreute Strahlung wird durch ein System von Bleiblenenden ausgeblendet und fällt auf ein Ionisationspektrometer, mit dessen Hilfe eine genaue Wellenlängenbestimmung ausgeführt werden kann. Das Resultat der Untersuchung war eine Verschiebung der Wellenlänge bei der Streuung homogener Wellen um den Betrag von $0,022 \text{ \AA E}$. Weitere Untersuchungen mit noch engerer Ausblendung, in deren Verlauf auch der Streuwinkel variiert wurde, zeigen erstens die Abhängigkeit der Wellenlängenänderung vom Winkel und zweitens nicht nur eine verschobene Linie, sondern auch noch eine Linie an derjenigen Stelle der Wellenlängenskala, die der Wellenlänge der Primärstrahlung entspricht, also eine unverschobene Linie. Abb. 66 gibt die Resultate der Untersuchungen

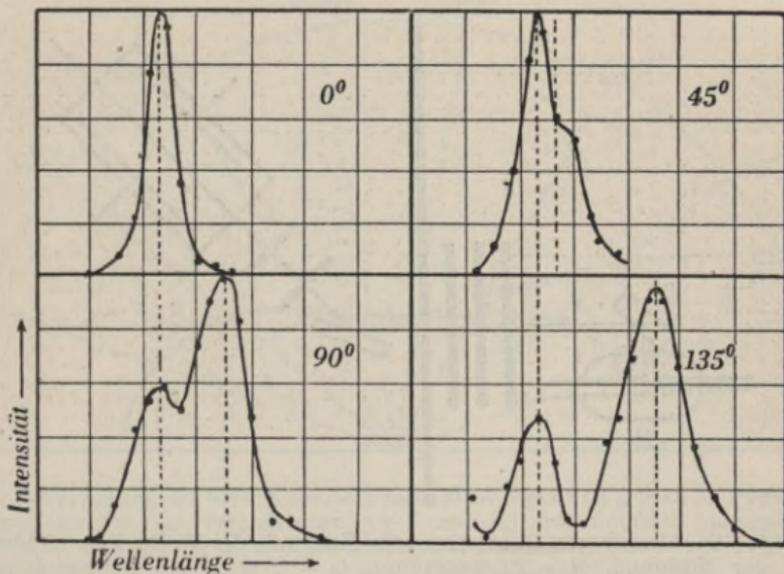


Abb. 66. Wellenlängenänderung bei der Streuung von Molybdän- K_{α} -Strahlung an Graphit.

an Graphit, gewonnen mit der Molybdän- K_{α} -Linie als Primärwellenlänge. Hier beträgt der Abstand zwischen verschobener und unverschobener Linie bei Streuung unter 90° $0,024 \text{ \AA}$. Bei kleineren Streuwinkeln ist der Abstand kleiner, bei größeren Streuwinkeln größer. Der Comptoneffekt ließ sich später, als man größere Intensitäten zur Verfügung hatte, auch photographisch nachweisen. Abb. 67 gibt als Beispiel eine Aufnahme von Kallmann und Mark, aus der sich das wesentliche des Comptoneffektes qualitativ ersehen läßt. Gestreut wurde die Zink- $K_{\alpha_{1,2}}$ -Strahlung, die aus einem engen Dublett besteht, an Lithium als Streustrahler. Die spektrale Zerlegung der Streustrahlung ergibt die beiden Zinklinien an derselben Stelle des Spektrums, an der sie auch an der nicht gestreuten Strahlung zu finden sind, und außerdem, etwas schwächer, dieselben Linien zu etwas längeren Wellenlängen hin verschoben.

Die Erklärung für die Wellenlängenverschiebung wurde von Compton und Debye auf Grund einer ganz einfachen

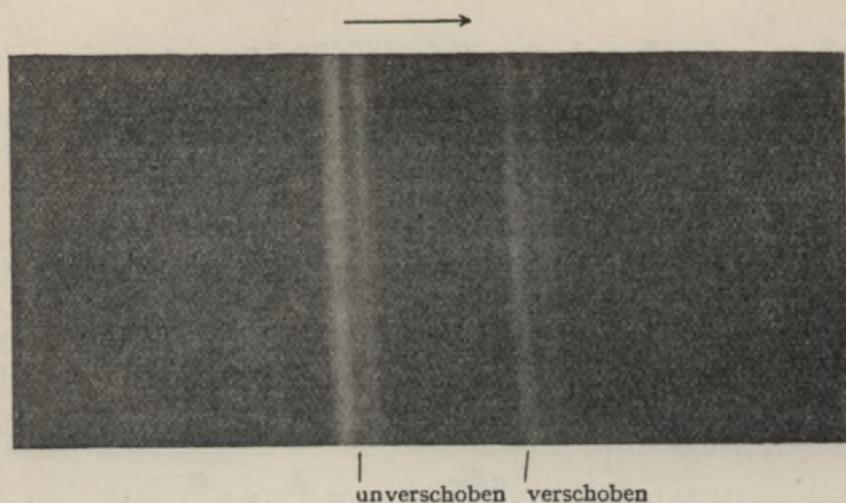


Abb. 67. Spektrum der Streustrahlung von Zink- $K_{\alpha 1,2}$ mit Lithium als Streustrahler (nach Kallmann und Mark).

Überlegung gegeben, indem der Elementarvorgang bei der Streuung als Stoß zwischen einem Lichtquant und einem freien Elektron aufgefaßt wurde. Bei A in Abb. 68 soll ein Lichtquant von der Energie $h\nu$ und dem Impuls $\frac{h\nu}{c}$ mit einem ruhenden Elektron elastisch zusammenstoßen. Bei diesem Vorgang muß der Energie- und Impulssatz gelten. Diese beiden Sätze liefern die Impulse der beiden Stoßpartner nach dem Stoß, und zwar nach Betrag und Richtung. Der Impulssatz als Vektorgleichung geschrieben lautet

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + mv,$$

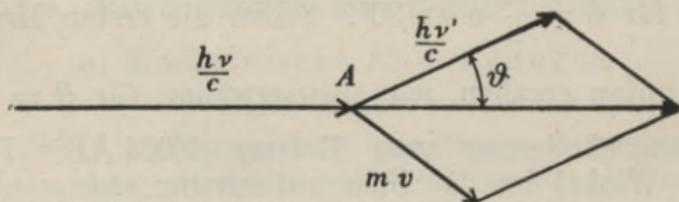


Abb. 68. Schema des Elementarvorganges bei der Comptonstreuung.

wobei $\frac{h\nu'}{c}$ den Impuls des gestreuten Lichtquants und $m\nu$ den Impuls des Elektrons, welches einen Rückstoß erleidet, nach dem Stoßvorgang bedeuten. Der Energiesatz sagt außerdem aus, daß die Gesamtenergie erhalten bleiben muß:

$$h\nu = h\nu' + \frac{1}{2} m\nu^2,$$

wobei $\frac{1}{2}m\nu^2$ die beim Stoß gewonnene kinetische Energie des Elektrons bedeutet.

Aus diesen beiden Beziehungen läßt sich die Frequenzänderung $\nu - \nu'$, die wir mit $\Delta\nu$ bezeichnen wollen, sowie die entsprechende Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ ausrechnen mit dem Resultat, daß

$$\Delta\lambda = \frac{c\Delta\nu}{\nu(\nu - \Delta\nu)} = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$$

wird. Diese einfache Theorie gibt genau die in Abb. 66 aufgezzeichneten experimentellen Resultate, was die Wellenlängenverschiebung anbelangt, wieder. Die errechnete Verschiebung entspricht dem Abstand der in Abb. 66 für jeden Winkel eingezeichneten punktierten Geraden. Der Faktor $\frac{h}{mc}$ hat die Dimension einer Wellenlänge. Wir wollen ihn mit λ_0 bezeichnen. Mit eingesetzten Werten für die Atomkonstanten h , m und c erhalten wir

$$\lambda_0 = \frac{h}{mc} = 0,024 \text{ \AA E},$$

einen Wert, welcher gerade der Wellenlängenänderung bei Streuung unter einem Winkel von 90° entspricht, denn $\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$

wird $\frac{1}{2}$ für $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ oder 90° . Schon die ersten Messungen

von Compton ergaben, wie oben erwähnt, für $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ eine Wellenlängenänderung vom Betrage $0,024 \text{ \AA E}$. Für die anderen Winkel ist die Übereinstimmung ebensogut.

Eine große experimentelle Stütze für die Theorie des Comptoneffektes ist der Nachweis des von der Theorie ge-

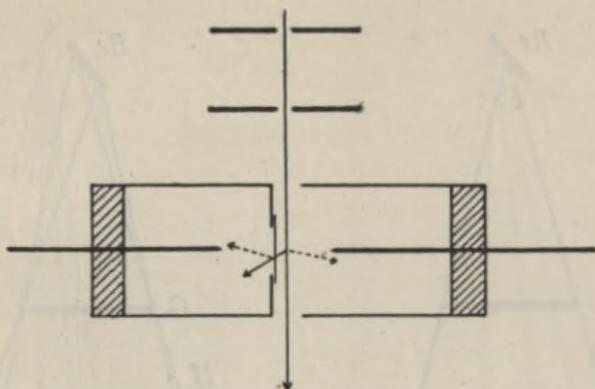


Abb. 69. Koinzidenzanordnung von Bothe und Geiger zum Nachweis des zeitlichen Zusammenfallens von Rückstoßelektron und gestreutem Röntgenquant.

forderten Rückstoßelektrons durch Bothe und Wilson nach der Nebelmethode. In Abb. 19 sind neben den langen Bahnspuren der Photoelektronen auch noch die kurzen Spuren der energieärmeren Rückstoßelektronen — ihre Energie ist ja nur gleich dem Energieverlust des Lichtquants — zu sehen, welche dicker sind als die Spuren der Photoelektronen, da langsame Korpuskeln stärker ionisieren als rasche Korpuskeln. Von Bothe und Geiger wurde ferner mit Hilfe von zwei Spitzenzählern das gleichzeitige Auftreten von Rückstoßelektronen und gestreuten Lichtquanten nachgewiesen mit der in Abb. 69 schematisch wiedergegebenen Anordnung. Als Streukörper diente Wasserstoffgas. Ein offener Spitzenzähler registrierte das Rückstoßelektron, ein zweiter, durch eine Folie verschlossener Zähler sprach auf das gestreute Lichtquant an. Das eng ausgeblendete Röntgenstrahlenbündel hat in Abb. 69 die Richtung von oben nach unten.

§ 9. Anwendungen der Röntgenstrahlen

a) Medizinische Anwendungen

α) Diagnose

Die älteste und populärste praktische Anwendung der Röntgenstrahlung ist die Durchleuchtung des menschlichen Körpers zu diagnostischen Zwecken. Sie beruht ausschließlich auf der in § 7 besprochenen Abhängigkeit des Absorptions-

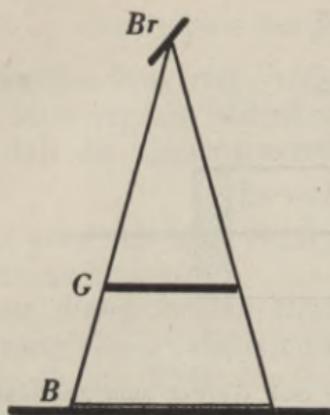


Abb. 70. Schattenbild bei punktförmigem Brennfleck.
Br = Brennfleck,
G = Gegenstand, *B* = Bild.

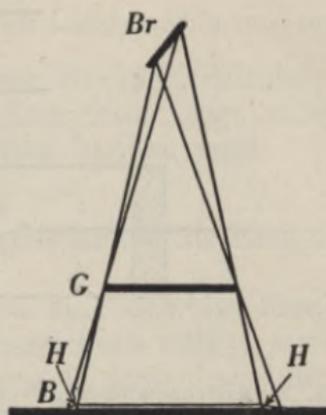


Abb. 71. Schattenbild bei ausgedehntem Brennfleck.
Br = Brennfleck, *G* = Gegenstand,
B = Bild, *H* = Halbschattenzone.

koeffizienten von der Ordnungszahl der chemischen Elemente, aus welchen der durchleuchtete Körper besteht. Für das Sichtbarmachen der Röntgenbilder verwendet man entweder einen Leuchtschirm oder die photographische Schicht. Die auf dem Leuchtschirm oder dem Film entstehenden Bilder sind Schattenbilder. Sie kommen nach den einfachen Gesetzen der Zentralprojektion zustande, wobei der Brennfleck der Röntgenröhre das Projektionszentrum darstellt. Die Röntgenbilder sind also vergrößerte oder höchstens nahezu gleichgroße Wiedergaben des abzubildenden Objektes. Die Bildschärfe ist um so größer, je kleiner die Ausdehnung des Brennflecks und je kleiner der Abstand der photographischen Schicht vom Aufnahmegegenstand ist. Abb. 70 stellt schematisch die Verhältnisse für einen punktförmigen Brennfleck dar. *Br* ist der Brennfleck, *G* der abzubildende Gegenstand und *B* das vergrößerte Bild auf der photographischen Platte. Wenn *B* nahe an *G* oder wenn die Entfernung Brennfleck—Gegenstand sehr groß im Vergleich zur Entfernung Gegenstand—Platte ist, dann ist das Bild nur wenig größer als der Gegenstand. Abb. 71 zeigt die Verhältnisse bei nicht punktförmigem Brennfleck. Für die Bildgröße gelten dieselben Gesetze wie bei Abb. 70,

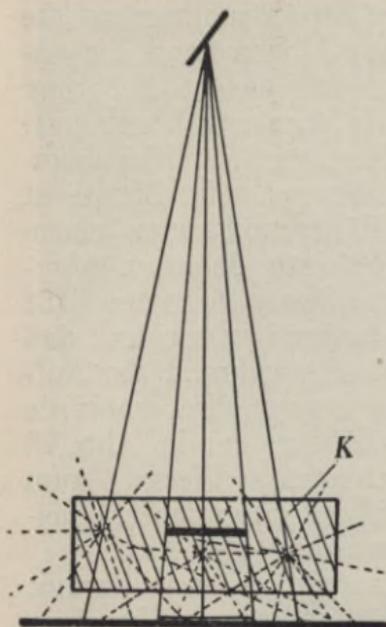


Abb. 72. Verschleierung des Bildes durch Streustrahlung.

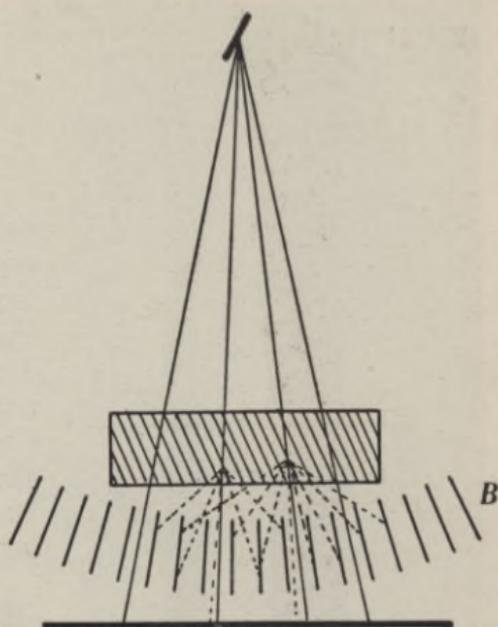


Abb. 73. Wirkungsweise der Buckyblende.

für die Bildschärfe ist die Größe der Halbschattenzone maßgebend, deren Ausdehnung in ebenfalls leicht ersichtlicher Weise von den geometrischen Bedingungen abhängt.

Für die Bildschärfe sind nicht nur die hier erwähnten geometrischen Bedingungen ausschlaggebend, sondern auch noch physikalische. Der durchleuchtete Körper ist, wie jeder von Röntgenstrahlen durchsetzte Körper, eine Quelle diffuser Streustrahlung. In Abb. 72 stelle *K* den durchleuchteten Körper dar, in den schematisch einige Zentren für Streustrahlung eingezeichnet sind. Diese Streustrahlung bewirkt auf der photographischen Platte einen gleichmäßig diffusen Untergrund und vermindert demnach die Bildqualität, vor allem von filmfernen Objekten, erheblich. Abb. 73 zeigt, wie man diese störende Streustrahlung zum Teil von der Platte fernhalten kann. *B* stellt eine Wabenblende dar, wie sie von Bucky in die Röntgentechnik eingeführt wurde. Durch Bleiwände wird bei dieser Blende dafür gesorgt, daß nur die-

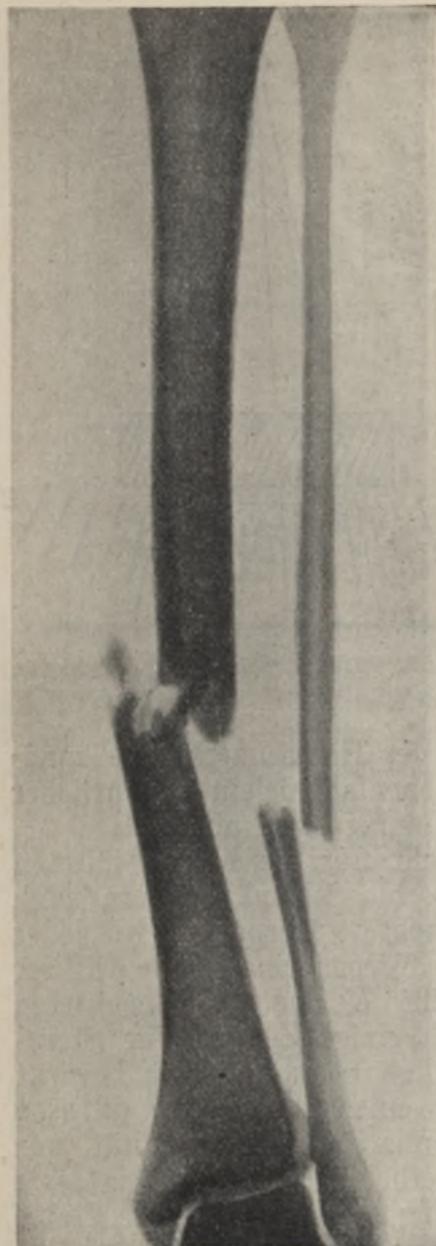


Abb. 74. Röntgenaufnahmen eines Unterschenkelbruchs (Chirurgische Klinik der Universität Jena).

jenige Streustrahlung auf die Platte gelangen kann, die ungefähr die gleiche Richtung wie die Primärstrahlung hat. Der Rest wird im Blei absorbiert. Bei ruhender Blende ist das Röntgenbild von einem netzförmigen Schatten überlagert. Dieser Schatten läßt sich dadurch vermeiden, daß die Blende während der Aufnahme bewegt wird, wobei die Bleiwände in der in Abb. 73 gezeichneten Weise zum Brennfleck ausgerichtet bleiben müssen.

Handelt es sich darum, eine Aufnahme von Knochen, Knochensplittern oder von Metallteilen innerhalb des Körpers herzustellen, dann lassen sich diese ohne zusätzliche Maßnahmen leicht gewinnen, da der Absorptionskoeffizient der umgebenden Gewebe im Vergleich zu demjenigen der Knochen und Metalle sehr klein ist. Der Absorptionskoeffizient der Gewebe kann etwa gleich demjenigen von Wasser gesetzt werden. Interessiert man sich jedoch für die Beschaffenheit von Hohlorganen im Innern des Körpers, wie z. B. des Magens, des Darmes oder eines Gefäßsystems, dann ist man in vielen Fällen gezwungen,

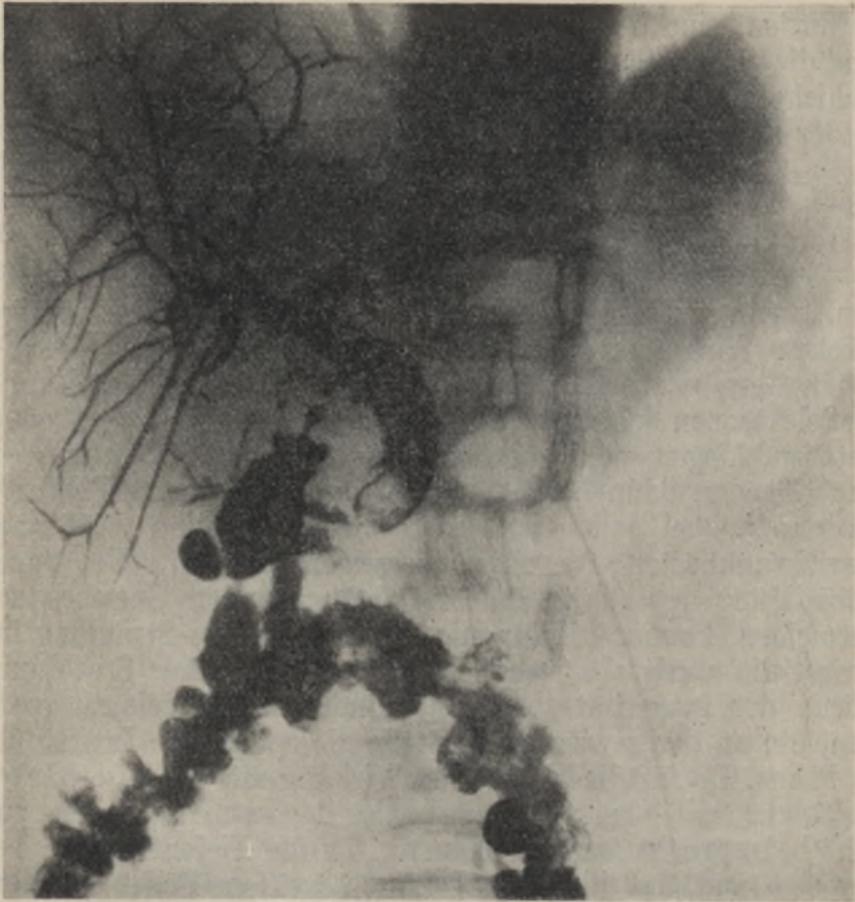


Abb. 75. Röntgenaufnahme einer Gallenfistel mit Verwendung von Iodipin, einem jodhaltigen Kontrastmittel (Chirurgische Klinik der Universität Jena).

diese Organe mit einem Kontrastmittel zu füllen. Als Kontrastmittel dienen am besten Schwermetallsalze (Wismut- oder Baryumsalze), Jodverbindungen oder ähnliche Substanzen mit Elementen hoher Ordnungszahl, für welche der Absorptionskoeffizient groß ist gegenüber demjenigen von Wasser. Abb. 74 gibt die Aufnahme eines Unterschenkelbruches. Abb. 75 zeigt eine Gallenfistel, bei welcher als Kontrastmittel ein Jodpräparat Verwendung fand.

Durch eine besondere Technik mit bewegter Röntgenröhre und mitbewegtem Film ist es neuerdings auch möglich

geworden, eine bestimmte Schicht im Körperinnern scharf und die nicht interessierenden darunter- oder darüberliegenden Schichten unscharf abzubilden, eine Technik, die besonders in der Lungendiagnostik Bedeutung erlangt hat.

β) Therapie

Die Röntgentherapie beruht auf der schon früh erkannten, wenn auch nicht immer genügend beachteten biologischen Wirksamkeit der Röntgenstrahlen. Die im biologischen Gewebe ausgelösten, energiereichen Photo- oder Rückstoßelektronen können eine lebende Zelle beeinflussen oder abtöten. Liegen die zu bestrahlenden Gewebe tief im Innern des Körpers, dann handelt es sich um sogenannte Tiefentherapie, bei welcher es sich meist um eine Abtötung von krankhaften Gewebswucherungen handelt. Um eine Schädigung des zu durchdringenden gesunden Gewebes zu vermeiden, kommt hierfür nur eine kurzwellige Strahlung in Frage, die wenig absorbiert wird. Bei langwelliger Strahlung würde der Intensitätsabfall mit zunehmender Tiefe zu groß sein, um an der gewünschten Stelle die genügende Intensität zu haben. Da für die biologische Wirkung nur die absorbierte Strahlung maßgebend ist, würde also das gesunde Gewebe zu sehr beansprucht werden. Günstig für die Tiefentherapie ist der Umstand, daß junge, in Teilung begriffene Zellen leichter abzutöten sind als ältere Zellen. Geschwülste bestehen meist aus jungen Zellen. Sie lassen sich also bei geeigneter Dosierung auch noch im Körperinnern genügend stark bestrahlen, ohne die gesunden Zellen merklich zu schädigen. Infolge der akkumulierenden Wirkung der Zellen läßt sich eine krankhafte Stelle im Körperinnern auch aus verschiedenen Richtungen bestrahlen, wodurch die Haut und die gesunden Gebiete entlastet werden. Für die Tiefentherapie sind Spannungen von 180 kV und mehr erforderlich. Von der bei diesen hohen Spannungen erzeugten Bremsstrahlung wird durch Metallfilter der langwellige Bestandteil weggefiltert, so daß die wirksame Wellenlänge klein genug wird, um eine Schädigung der zu durchdringenden gesunden Gewebe zu vermeiden.

Bei der Bestrahlung der Haut oder des Unterhautzellgewebes spricht man von Oberflächentherapie. Hier ist im Gegensatz zur Tiefentherapie eine leicht absorbierbare, langwellige Strahlung an Platze, die in den zu treffenden Schichten so weit absorbiert wird, daß nicht mehr viel in die Tiefe dringt. Ist die Strahlung so langwellig, daß nur die äußerste Haut beeinflußt wird, dann spricht man von Grenzstrahlungstherapie. Zur Erzeugung dieser Strahlung ist eine Spannung von nur etwa 10 kV erforderlich.

Von großer Bedeutung für die medizinische Verwendung der Röntgenstrahlen ist ihre genaue Dosierung, da einerseits eine ausreichende Intensität oder Bestrahlungsdauer erforderlich ist, um die beabsichtigten Wirkungen zu erzielen, andererseits aber eine Schädigung gesunden Gewebes möglichst zu vermeiden ist. Die biologische Wirkung der Strahlung läßt sich anhäufen oder akkumulieren. Für sie ist also das Produkt aus der im Gewebe absorbierten Intensität und der Zeit maßgebend wie bei der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlung, die ja die physikalische Ursache der biologischen Wirkung darstellt. Aus diesem Grunde wird die Ionisationskammer (§ 3, Abschnitt b) zur Dosismessung herangezogen. Als Einheit für die Röntgenstrahlendosis wurde 1928 die „r-Einheit“ oder das „Röntgen“ eingeführt, wobei unter dieser Einheit diejenige Strahlungsmenge verstanden wird, welche in 1 cm³ Luft unter Normalbedingungen (0° C und 760 mm Quecksilberdruck) soviel Ionen erzeugt, daß ihr Beitrag zum Sättigungsstrom in der Ionisationskammer 1 elektrostatische Einheit der Elektrizitätsmenge pro Sekunde beträgt.

b) Kristallbau und Röntgenstrahlen

α) Allgemeines

Die in § 4 besprochenen Interferenzerscheinungen beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch Kristalle bilden die Grundlage für die Erforschung des Aufbaues von Kristallen und kristallinen Stoffen. Das aus den Atomen aufgebaute Raumgitter bestimmt das Interferenzbild auf der photo-

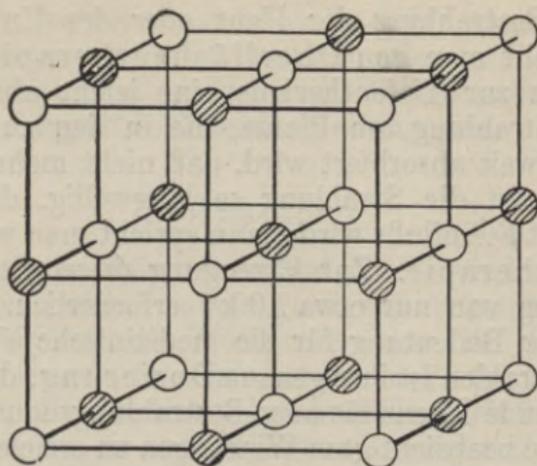


Abb. 76. Steinsalzgitter.

graphischen Platte. Die Geometrie des Raumgitters ist für die geometrische Anordnung der Interferenzpunkte, -ringe oder -linien maßgebend und die Art der Atome, welche das Gitter aufbauen, bestimmt die Intensitätsverhältnisse im Interferenzbild. Die Strukturanalyse mit Röntgenstrahlen ist die Umkehrung der Röntgenspektroskopie. Dort wird mit einer ihrer spektralen Zusammensetzung nach bekannten und definierten Röntgenstrahlung der Aufbau der Kristalle untersucht, in der Röntgenspektroskopie andererseits wird mit Hilfe eines Kristalles von bekanntem Aufbau die Zusammensetzung der Röntgenstrahlung erforscht.

Das Raumgitter eines Kristalles läßt sich dadurch in Elementarzellen zerlegen, daß die Atomschwerpunkte unter sich verbunden werden. Die Anordnung der Atome längs dieser Verbindungslinien ist periodisch und das kleinste, von den Verbindungslinien gebildete Parallelepipid ist die räumliche Periode oder die Elementarzelle. Abb. 76 zeigt den besonders einfachen Aufbau von Steinsalz aus Natrium- und Chlorionen, Abb. 77 gibt den Aufbau des Graphitgitters aus Kohlenstoffatomen. Über diese geometrische Festlegung der Atom- und Ionenschwerpunkte hinaus, gelingt es bei Ver-

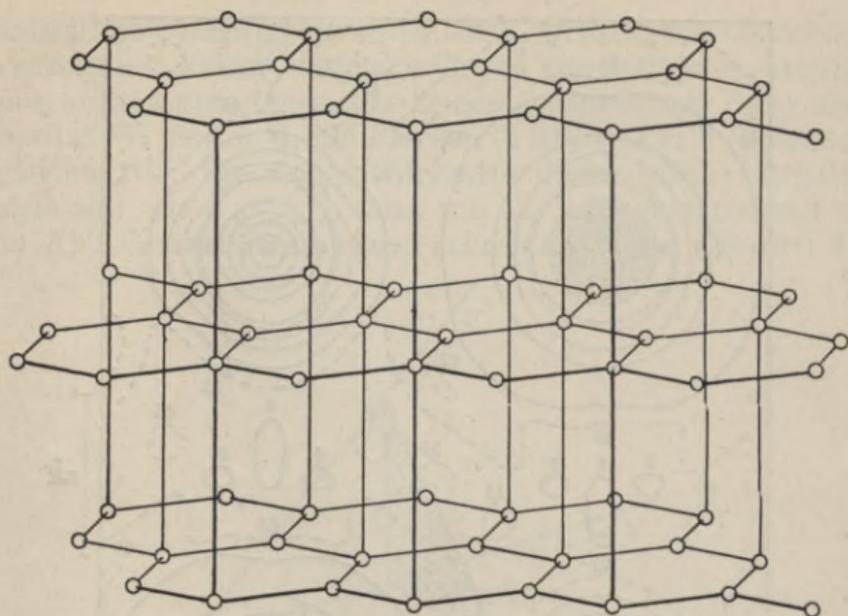


Abb 77. Graphitgitter.

feinerung der Untersuchungsmethoden auch über die genauere Verteilung der Ladungsdichte Aufschluß zu erhalten. Projiziert man die Natrium- und Chlorionen auf eine Ebene, welche durch eine Würfelkante und eine zu ihr senkrechte Flächendiagonale definiert ist, dann fallen, wie man aus Abb. 76 sieht, alle Natriumionen in einer Dimension und alle Chlorionen aufeinander. Abb. 78 gibt die Ladungsverteilung in dieser Ebene, wobei die Kurven um die Ionenschwerpunkte Kurven gleicher Ladungsdichte darstellen. Die beigefügten Zahlen bedeuten die Anzahl Elektronen im Kubus von der Kantenlänge einer Ångströmeinheit.

Zur Beschreibung des Kristallsystems führt man ein Koordinatensystem ein mit den Achsenrichtungen parallel zu den Kristallkanten oder den Raumdiagonalen, so daß es sich dem Raumgitter zwanglos einfügt. Die Winkel zwischen den Achsen, die Lage der Flächen im Raum und die Winkel zwischen den Flächen sind von Kristall zu Kristall verschieden. Es gibt nur eine endliche Zahl von Möglichkeiten für die An-

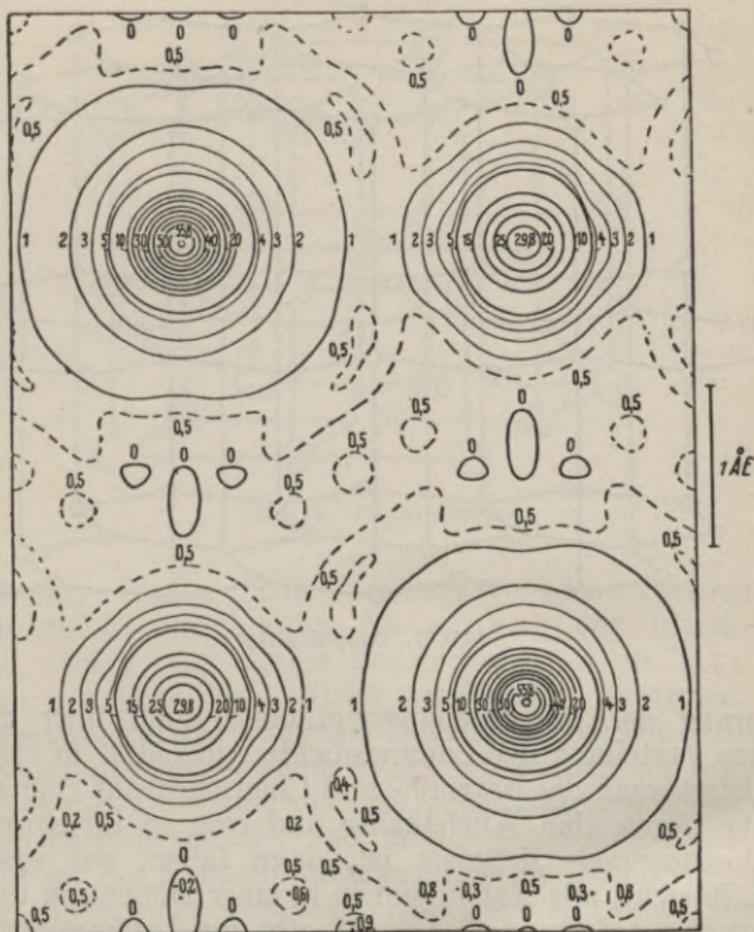


Abb. 78. Ladungsverteilung im NaCl-Gitter (nach H. G. Grimm, R. Brill, C. Hermann und Cl. Peters, Zeitschrift Die Naturwissenschaften Bd. 26, 1928).

ordnung und damit auch nur eine endliche Zahl von Kristallsystemen, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann. Zur Charakterisierung einer Kristallfläche verwendet man die Achsenabschnitte, welche diese Fläche auf den Koordinatenachsen abschneidet, oder besser die reziproken Achsenabschnitte, um die Zahl ∞ zu vermeiden, wobei als Maßstabseinheit auf jeder Koordinatenachse die Kantenlänge der Elementarzelle dient. Da alle unter sich parallelen Flächen

kristallographisch gleichwertig sind, wird für die Charakterisierung der Fläche dasjenige Tripel von reziproken Achsenabschnitten genommen, das keinen gemeinsamen Teiler mehr besitzt. So sind z. B. die Flächen (2 6 8) und (1 3 4) einander gleichwertig. Die Achsenabschnitte dieser Fläche verhalten sich also wie $1 : \frac{1}{3} : \frac{1}{4}$ oder wie 12 : 4 : 3 entsprechend der in Abb. 79 schraffiert eingezeichneten Fläche. Die drei Ge-

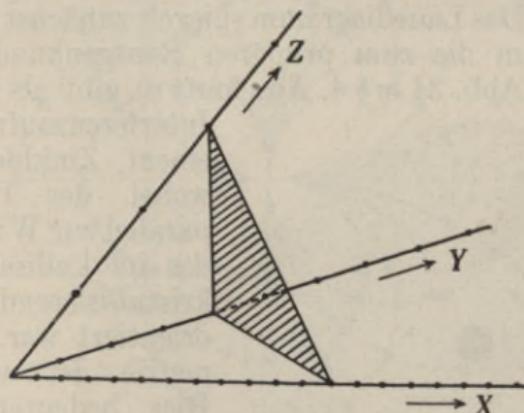


Abb. 79. Schema der Bezifferung einer Fläche.

raden X, Y und Z stellen schematisch die drei Koordinatenachsen dar. Die Maßstabseinheiten auf jeder Achse sind verschieden, wie in der Abbildung durch Punkte angedeutet ist. Die Indizes 1, 3 und 4 dieser Fläche werden Millersche Indizes genannt. Die x - y -Ebene würde in dieser Terminologie die Bezeichnung (0 0 1) bekommen, da eine zu ihr parallele Ebene die x - und y -Achse überhaupt nicht schneidet. Bei senkrechten Koordinaten und würfelförmiger Elementarzelle würde die durch die Flächendiagonalen ausgespannte Ebene die Bezeichnung (1 1 1) erhalten usw.

Die Aufgabe der Strukturforschung besteht nun darin, aus dem Interferenzbild, also z. B. aus einem Lauediagramm, auf Grund der Bragg'schen Bedingung zu ermitteln, zu welcher Fläche ein bestimmter Interferenzpunkt gehört und mit welchen Atomen die Fläche besetzt ist. Aus einer einzigen Aufnahme wird sich selten das Raumgitter eindeutig ableiten

lassen. Meist sind Aufnahmen nach verschiedenen Verfahren erforderlich, von denen auf die beiden wichtigsten im folgenden näher eingegangen werden soll.

β) Laueverfahren

Bei dem Laueverfahren handelt es sich um die Erzeugung von Interferenzbildern mit der beim Laueversuch¹⁾ gegebenen Anordnung. Das Lauediagramm spiegelt zunächst die Kristallsymmetrie um die zum primären Röntgenbündel parallele Achse wider. Abb. 24 in § 4, Abschnitt c) gibt als Beispiel eine

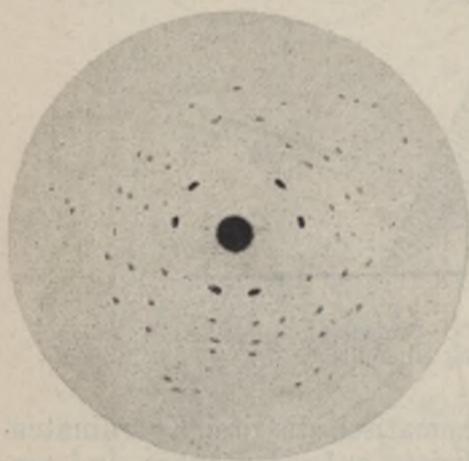


Abb. 80. Laue-Aufnahme eines Zinkblendekristalles, in Richtung der Würfel diagonale durchstrahlt.

Interferenzbild desselben Kristalles, wobei jedoch der Röntgenstrahl parallel zur Raumdiagonale des Würfels orientiert war. Wir haben eine dreizählige Symmetrie vor uns, was bedeutet, daß bei einer Drehung um $\frac{2\pi}{3}$ oder 120° das Interferenzbild und damit auch der Kristall in sich selbst übergeht.

Die weitere Auswertung der Lauediagramme verlangt eine Bezifferung der Interferenzpunkte. Diese Bezifferung besteht in der Zuordnung derjenigen drei Millerschen Indizes

Interferenzaufnahme von einem Zinkblendekristall, wobei der Primärstrahl parallel zur Würfelkante des im kubischen System kristallisierenden Körpers orientiert war. Die Symmetrie ist vierzählig. Dies bedeutet, daß bei Drehung um $\frac{2\pi}{4}$ oder

90° das Interferenzbild in sich selbst übergeht. Die Würfelkante ist demnach eine vierzählige Achse.

Abb. 80 zeigt ein Inter-

¹⁾ Siehe § 4, Abschnitt c).

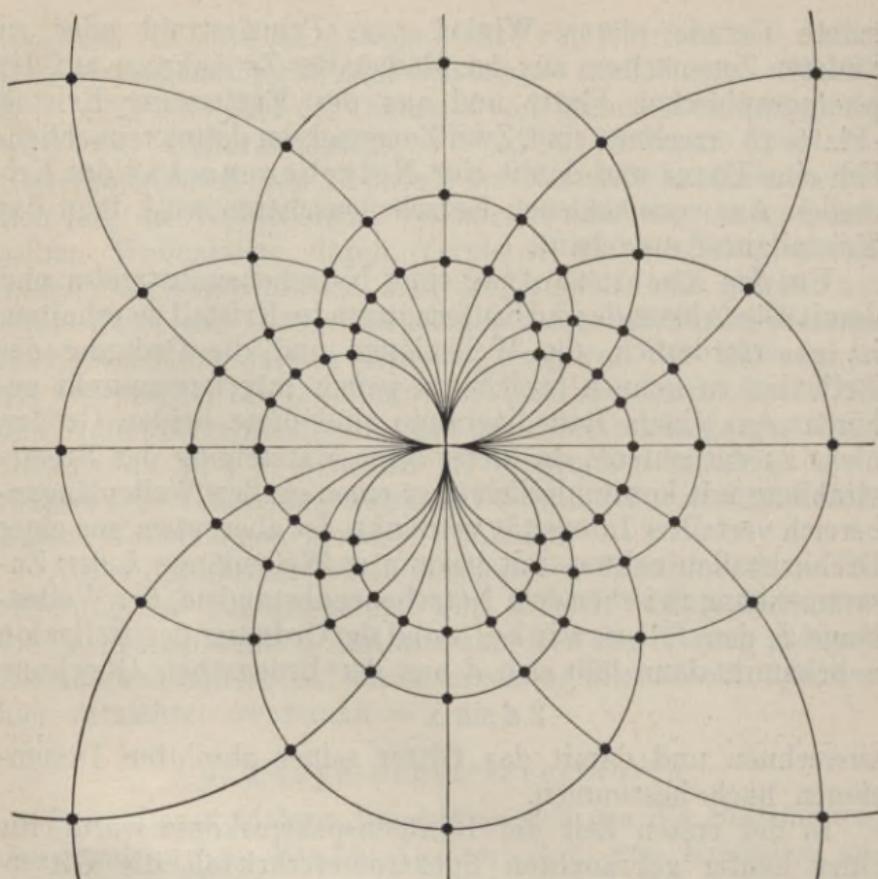


Abb. 81. Lauediagramm mit Zonenkreisen.

zu jedem Interferenzpunkt, welche die Netzebenenschar charakterisieren, die nach der Braggschen Auffassung für die Entstehung dieses Interferenzpunktes verantwortlich zu machen ist. Erleichtert wird die Bezifferung durch das Zusammenfassen von Interferenzpunkten zu Zonenkreisen. In der schematischen Abb. 81 ist diese bei jedem Lauediagramm mögliche Zusammenfassung eingezeichnet. Zu jedem Zonenkreis gehört eine Zonenachse, das ist diejenige Gerade, die allen Netzebenen gemeinsam ist, welche zu der Entstehung der Interferenzpunkte auf dem Zonenkreis Anlaß waren. Der Zonenachse entspricht im Kristall eine von Atomen dicht be-

setzte Gerade, deren Winkel zum Primärstrahl oder zu anderen Zonenachsen aus den Radien der Zonenkreise auf der photographischen Platte und aus der Entfernung Kristall-Platte zu errechnen sind. Zwei Zonenachsen definieren schließlich eine Ebene und damit eine Netzebenen-schar des Kristalles. Aus verschiedenen Netzebenen-scharen wird dann das Kristallgitter aufgebaut.

Um den Absolutbetrag eines Netzebenenabstandes und damit aller Abstände und Entfernungen im Kristall zu erhalten, ist es erforderlich, die Wellenlänge und die Ordnung der Reflexion zu kennen, welche zu jedem Interferenzpunkt gehören. Aus einem Lauediagramm sind diese beiden Größen nicht zu entnehmen, da dieses seine Entstehung der Bremsstrahlung mit kontinuierlich über einen großen Wellenlängenbereich verteilter Intensität verdankt. Ist aber, etwa aus einer Drehkristallaufnahme mit bekannter Wellenlänge λ der Zusammenhang zwischen dem Netzebenenabstande d , der Wellenlänge λ , dem Glanzwinkel α und der Ordnung der Reflexion n bekannt, dann läßt sich d aus der Bragg'schen Gleichung

$$2 d \sin \alpha = n \lambda$$

ausrechnen und damit das Gitter seinen absoluten Dimensionen nach bestimmen.

In der ersten Zeit der Röntgenspektroskopie wurde für einen häufig gebrauchten Spektrometerkristall die Gitterkonstante aus der Dichte, dem Molekulargewicht und der Loschmidt'schen Zahl ausgerechnet und damit auf Grund der Bragg'schen Gleichung aus dem Glanzwinkel α die Wellenlänge bestimmt. So folgt z. B. die Gitterkonstante des Steinsalzgitters, welches in Abb. 76 dargestellt ist, aus der mittleren Masse in einer Elementarzelle

$$M = \frac{1}{2} \frac{A_{Na} + A_{Cl}}{L}$$

und ihrem Volumen d^3 , da die makroskopisch bestimmbare Dichte des Steinsalzes ρ gleich dem Verhältnis dieser beiden Größen ist. Es gilt also

$$\rho = \frac{A_{Na} + A_{Cl}}{2 L \cdot d^3}$$

A_{Na} und A_{Cl} sind die Atomgewichte von Natrium und Chlor, L ist die Loschmidtsche Zahl. Mit $A_{Na} = 22,997$, $A_{Cl} = 35,457$, $L = 6,02 \cdot 10^{23}$ und der Dichte ρ von Steinsalz $= 2,17 \text{ g/cm}^3$ wird die Gitterkonstante $d = 2,814 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Mit der Gitterkonstanten von Steinsalz als Normalkonstanten lassen sich nun die Wellenlängen bestimmen oder mit ein und derselben Wellenlänge durch Vergleich die Gitterkonstanten anderer Kristalle messen. Die Genauigkeit, mit welcher auf diese Weise die Gitterdimensionen ihrem absoluten Betrage nach bestimmt werden konnten, hing von der Genauigkeit ab, mit welcher die Loschmidtsche Zahl L bekannt war. Nach den Wellenlängenbestimmungen mit mechanisch hergestellten Gittern, die in § 4, Abschnitt f) besprochen wurden, lassen sich nun die Gitterkonstanten auf Grund der nun direkt meßbaren Wellenlängen genauer ermitteln.

Außer der anschaulichen Methode der Zonenkreise zur Bezifferung der Lauediagramme gibt es noch weitere Methoden, die im Prinzip ähnlich sind und zum Teil den Vorzug größerer Genauigkeit haben. Auf die Besprechung dieser Methoden muß hier verzichtet werden.

γ) Debye-Scherrerverfahren

Beim Laueverfahren handelt es sich um die Bestimmung der Struktur von Einkristallen, d. h. von Kristallen aus einem einheitlichen, zusammenhängenden Raumgitter. Das Laueverfahren versagt in dem Falle, daß uns nur Kristallpulver, also eine Anhäufung kleiner Kristalle, für die Strukturuntersuchung zur Verfügung steht oder daß es sich um eine kristalline Substanz, also um mikroskopisch kleine, eng miteinander verwachsene Kristalle handelt, wie wir sie z. B. in den Metallen vor uns haben. Jedes einzelne Kriställchen besteht aus einem eigenen Raumgitter. Diese kleinen Raumgitter nehmen jedoch nebeneinander alle möglichen Lagen ein, so daß jedes zum primären Röntgenstrahl anders orientiert ist. Hier führt die Kristallpulver- oder Debye-Scherrer-methode zum Ziel. Würde man einen kristallinen Stoff nach der Lauemethode untersuchen, dann würde sich auf der photographischen Platte nur eine allgemeine Schwärzung

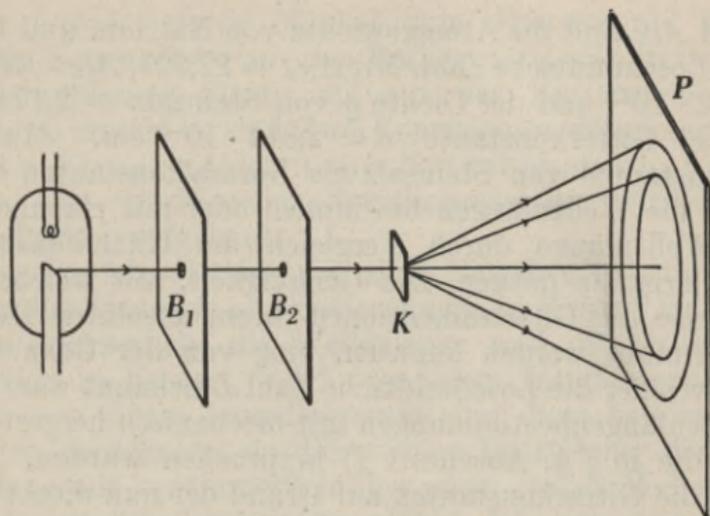


Abb. 82. Schema einer Debye-Scherrer-Anordnung. K = Kristallit, B_1 und B_2 = Blenden, P = photographische Schicht mit Interferenzringen.

zeigen, weil sich eine große Zahl verschiedener, von den Einzelkristallen herrührender Lauediagramme überlagern würde. Wir erhalten jedoch eine deutliche Interferenzerscheinung, wenn wir den Versuch mit monochromatischer Röntgenstrahlung, also z. B. mit der Eigenstrahlung von Molybdän durchführen. Nun ist die Braggsche Reflexionsbedingung

$$2 d \sin \alpha = n \lambda$$

nur für eine sehr kleine Zahl von Kristalliten erfüllt, nämlich für diejenigen, die zufällig so zum primären Röntgenstrahl orientiert sind, daß der Einfallswinkel auf eine ihrer Netzebenen der Braggschen Reflexionsbedingung genügt, in der nun λ einen festen Wert besitzt. Unter dem Ablenkungswinkel 2α wird also auf der Photoplatte ein Reflex vorhanden sein. Da die Reflexionsbedingung in jeder Ebene durch den Primärstrahl erfüllt sein kann, wird aus Symmetriegründen das Interferenzbild aus Kreisen bestehen. Ein ganzes System solcher Kreise kommt durch die diskreten Wellenlängen im Spektrum und durch die Reflexionen ein und derselben Wellenlänge in verschiedenen Ordnungen ($n = 1, 2, 3, 4$ usw.) zustande. Abb. 82 stellt die einfachste Debye-Scherrer-Anordnung schematisch dar.

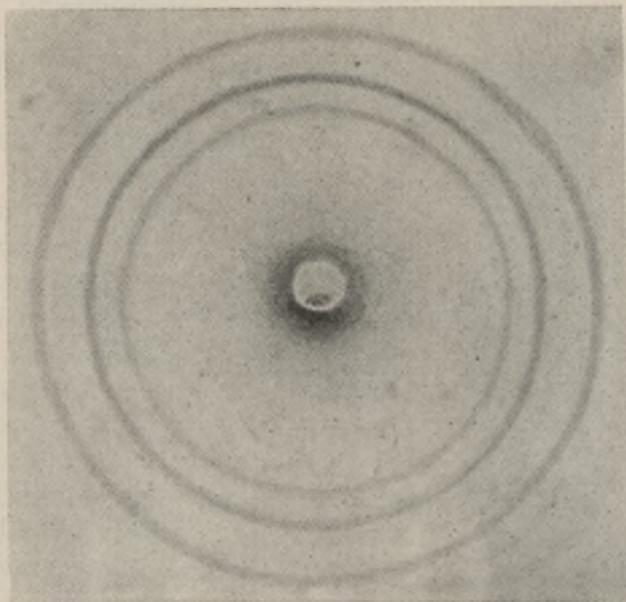


Abb. 83. Debye-Scherrer-Aufnahme vom Aluminiumpulver, hergestellt mit Kupfer- K -Strahlung. (Nach F. Regler, Physik der Röntgenstrahlen.)

Das durch die Blenden B_1 und B_2 eng ausgeblendete Strahlenbündel fällt auf einen Kristalliten K oder auf Kristallpulver in irgendeinem amorphen Bindemittel. Auf der photographischen Platte P entsteht bei genügend langer Belichtungszeit ein System von Kreisen. Abb. 83 gibt als Beispiel eine Debye-Scherrer-Aufnahme von Aluminiumpulver, hergestellt mit der K -Strahlung von Kupfer. Voraussetzung für das Zustandekommen einer derartigen Aufnahme ist eine genügende Kleinheit der Kristallite. Sind diese noch zu groß, dann entsteht ein Zwischending zwischen einer Laue- und einer Debye-Scherrer-Aufnahme. Abb. 84 stellt eine, ebenfalls mit Kupfer- K -Strahlung hergestellte Aufnahme von grobkörnigem Aluminium dar. Die Ablenkungswinkel sind, wie man durch Vergleich von Abb. 83 und 84 leicht sehen kann, dieselben. Jeder Punkt stellt einen Lauepunkt dar. Die Kristallite sind zu groß

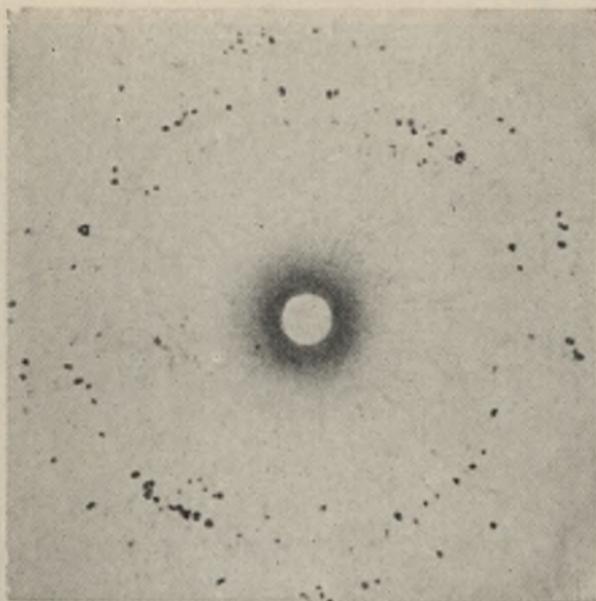


Abb. 84. Debye-Scherrer-Aufnahme von grobkörnigem Aluminiumpulver.
(Nach F. Regler, Physik der Röntgenstrahlen.)

und daher nicht zahlreich genug, um die Ringe lückenlos in Erscheinung treten zu lassen¹⁾.

Um einen größeren Winkelbereich zu erfassen, wird meistens die Anordnung so abgeändert, wie sie Abb. 85 darstellt. Die Probe befindet sich in Form eines Drahtes oder

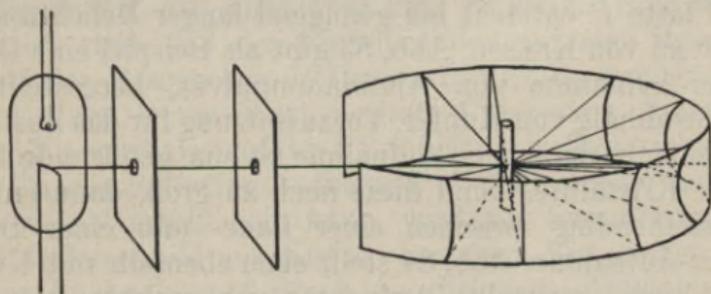


Abb. 85. Debye-Scherrer-Anordnung für großen Winkelbereich.

¹⁾ Bei beiden Aufnahmen wurde vor der Belichtung die Mitte des Filmes ausgestanzt, um Streustrahlung von dieser Stelle aus, die vom Primärstrahl getroffen wird, zu vermeiden.

Stäbchens im Mittelpunkt eines zylinderförmig um die Probe angeordneten Filmstreifens. Die Interferenzkegel schneiden den Film in mehr oder weniger stark gekrümmten Kurven. Abb. 86 gibt eine Aufnahme von Aluminium mit dieser Anordnung wieder. Aus dem Abstand Film—Probe und aus den Radien der Kreise oder den Abständen der Interferenzkurven auf dem Film lassen sich dann die Ablenkungswinkel ermitteln und die Aufnahmen indizieren. Aus dem Vorhandensein oder dem Fehlen bestimmter Netzebenen lassen sich dann, wie beim Laueverfahren, Schlüsse auf die Art des Gitters ziehen.

c) Röntgenstrahlen und Chemie

α) Spektralanalyse mit Röntgenstrahlen

Die in § 6 besprochene Charakteristische Strahlung der Atome gibt uns ein Mittel an die Hand, eine ihrer Zusammensetzung nach unbekannte Substanz nach Art und Konzentration ihrer Atome zu untersuchen. Die von Kirchhoff und Bunsen in die Chemie eingeführte Spektralanalyse mit sichtbarem Licht läßt sich damit durch die entsprechende Analyse mit Hilfe der Röntgenemissionsspektren und -absorptionsspektren erweitern. Die zu untersuchende Probe wird entweder für sich oder gemischt mit einem geeigneten Bindemittel als Antikathode in einer Rönt-

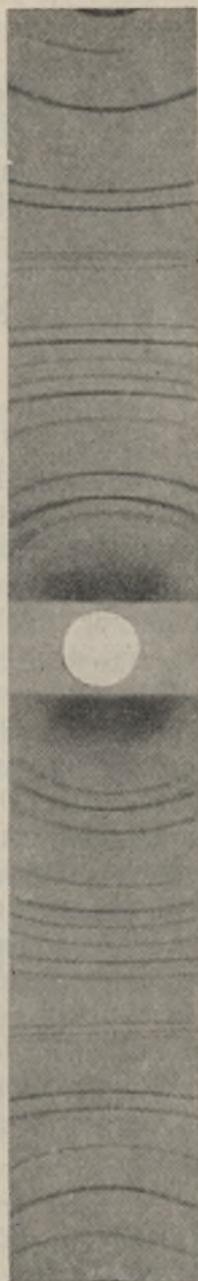


Abb. 86. Debye-Scherrer-Aufnahme von Aluminium, hergestellt mit einer Anordnung von der Art der Abb. 85.
(Nach F. Regler, Physik der Röntgenstrahlen.)

genröhre angebracht oder als Absorber mit Bremsstrahlung durchstrahlt. Im ersten Falle dient das photographisch aufgenommene Spektrum der Eigenstrahlung zur qualitativen oder quantitativen Analyse, im zweiten Falle das Absorptionsspektrum. Der Vorzug dieser Methode ist ihre große Empfindlichkeit. Es genügen schon Spuren eines Elementes, um seine Anwesenheit auf diese Weise kundzutun¹⁾. Die Elemente Hafnium, Masurium und Rhenium wurden röntgenspektroskopisch entdeckt und zum Teil bis heute noch nicht auf anderem Wege nachgewiesen.

β) Molekülbau

In derselben Weise wie der regelmäßige Aufbau der Kristalle Anlaß zu Interferenzerscheinungen gibt, aus denen sich das Kristallgitter rechnerisch oder graphisch ermitteln läßt, rufen die regelmäßigen Abstände der Atome in den Molekülen der chemischen Verbindungen Interferenzerscheinungen hervor, auch wenn die Moleküle selbst regellos angeordnet sind. Die Interferenzerscheinung an einem einzelnen Molekül ist naturgemäß zu lichtschwach, um wahrgenommen werden zu können. Durch das Zusammenwirken einer großen Zahl von regellos angeordneten Molekülen, wie sie etwa in einem Gas- oder Dampfstrahl gegeben sind, läßt sich ein Interferenzbild erzeugen, das einem Debye-Scherrerdiagramm, hervorgerufen durch eine große Zahl regellos angeordneter Kristallite entspricht. Die Theorie dieser Interferenzen wurde 1915 von Debye gegeben. Von ihm und seinen Mitarbeitern wurde sie auch durch Versuche bestätigt. Das Verhältnis der an einem Molekül gestreuten Intensität I zur primär auf das Molekül auftreffenden Intensität I_0 hängt ab von der Entfernung R des Beobachtungspunktes (Aufpunktes) zum Streuzentrum, ferner vom Streuwinkel ϑ , von der Streufunktion der Atome ψ und von den gegenseitigen Abständen l der Atome im Molekül. Aus der Debyeschen Theorie folgt für

¹⁾ Die Identifizierung eines Elementes, d. h. seiner Ordnungszahl im periodischen System der Elemente, erfolgt auf Grund der Einordnung einer charakteristischen Spektrallinie in das Moseleydiagramm, wie sie in § 6, Abschnitt b) besprochen wurde.

ein Molekül mit n Atomen, die mit $1, 2, 3, \dots, i, \dots, n$ numeriert sein sollen, die Beziehung

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{R^2} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \sum_i \sum_j \psi_i \psi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}}$$

für die gestreute Intensität. Hier bedeuten außer den schon definierten Größen, e und m Ladung und Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, ψ_i und ψ_j die Streufunktion des i -ten und j -ten Atoms, Größen, welche die an einem Atom gestreute Intensität als Funktion der Wellenlänge und des Winkels angeben und schließlich $x_{ij} = k l_{ij} 2 \sin \vartheta/2$, wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ aus der Wellenlänge λ analog gebildet ist wie die

Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{\tau}$ aus der Periode τ , und l_{ij} den Abstand des i -ten vom j -ten Atom bedeuten. Durch die Funktion $\frac{\sin x}{x}$ kommen für bestimmte Winkel ϑ Maxima

und Minima zustande, welchen sich der Intensitätsabfall, bedingt durch die Streufunktion ψ , überlagert. Diese Funktion, der sogenannte Atomformfaktor hängt mit der Zahl der Elektronen im Atom zusammen. Letztere bedingen, wie in § 8 auseinandergesetzt wurde, in erster Linie die Streuung. Es gilt $\psi = Z\mathcal{P}$, wobei Z die Ordnungszahl des Atoms und damit die Anzahl seiner Elektronen und \mathcal{P} einen vom individuellen Atom unabhängigen Atomformfaktor bedeuten.

Abb. 87 zeigt \mathcal{P} als Funktion von $4 \frac{a}{\lambda} \sin \frac{\vartheta}{2}$ mit $a = \frac{0,47}{Z^{1/3}}$. λ ist in ÅE gemessen. Zum Vergleich ist in Abb. 87 auch noch der Atomformfaktor Φ für die Streuung von Elektronen eingezeichnet, für welche ganz ähnliche Überlegungen gelten. Diesem durch \mathcal{P} gegebenen monotonen Abfall der gestreuten Intensität zu größeren Winkeln überlagert sich die durch die Interferenzen bedingten Schwankungen. Abb. 88 gibt als Beispiel I als Funktion von x für das Tetrachlorkohlenstoffmolekül (CCl_4) nach der Debyschen Theorie. Abb. 89 gibt die experimentell bestimmte Intensitätsverteilung, die, wie man

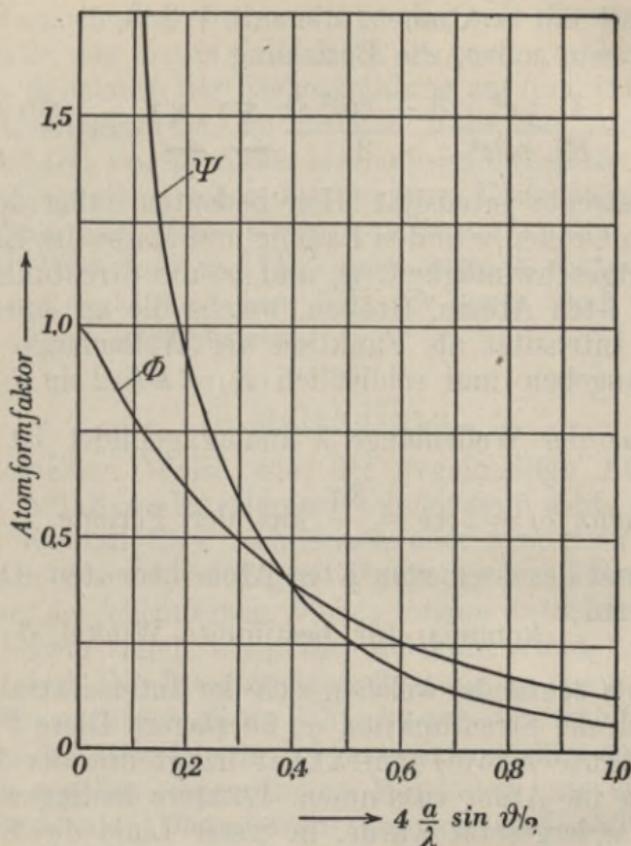


Abb. 87. Atomformfaktor für die Streuung von Röntgenstrahlen und Elektronen.

durch Vergleich feststellen kann, mit der theoretischen Verteilung sehr gut übereinstimmt, wobei der Maßstab von x in Abb. 89 so gewählt wurde, daß die Übereinstimmung möglichst gut ist. Dies bedeutet die Festlegung auf einen bestimmten Abstand l_{ij} der Atome im Molekül, welcher nun auf Grund der theoretischen Beziehung

$$x_{ij} = kl_{ij} 2 \sin \vartheta/2$$

errechnet werden kann. Bei der theoretischen Ausrechnung der Intensitätsverteilung wurde erstens die inkohärent ge-

¹⁾ Siehe § 8, Abschnitt b. Die durch den Comptoneffekt gestreute Strahlung wird häufig auch inkohärent gestreute Strahlung genannt im Gegensatz zur kohärent oder klassisch gestreuten Strahlung.

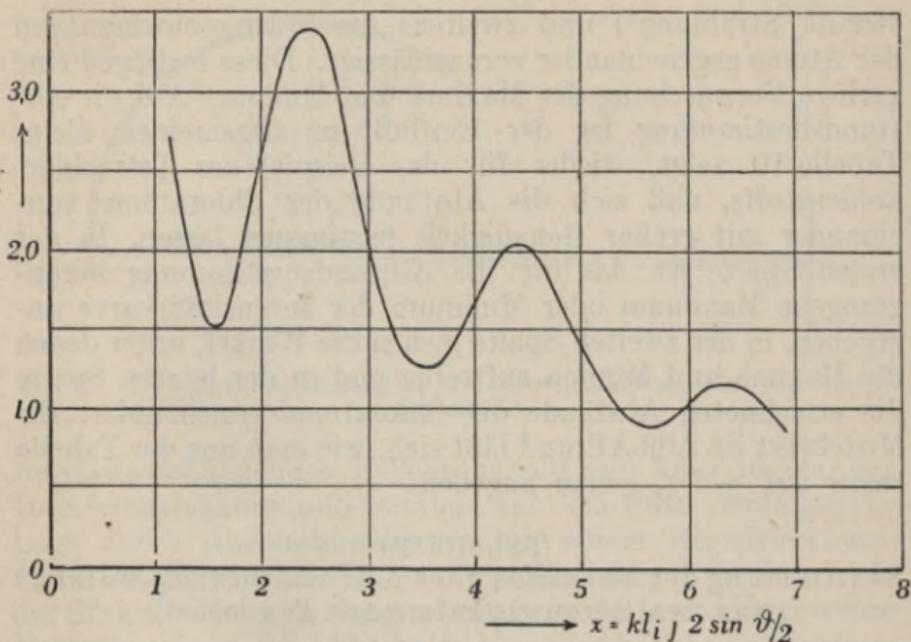


Abb. 88. Intensitätsverteilung bei der Streuung am CCl_4 -Molekül nach der Theorie von Debye.

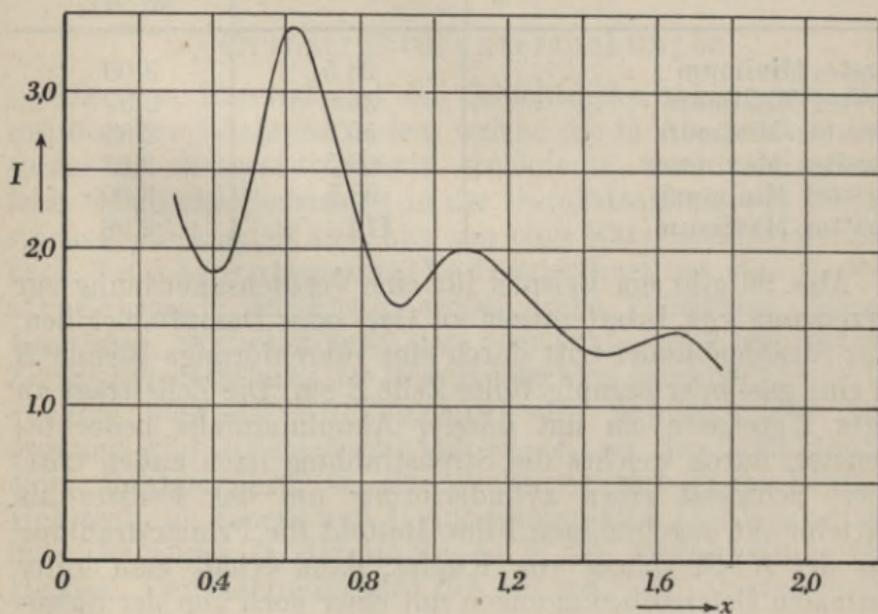


Abb. 89. Experimentell ermittelte Intensitätsverteilung bei der Streuung am CCl_4 -Molekül nach Debye, Ehrhard und Bewilogua.

streute Strahlung¹⁾ und zweitens die Wärmeschwingungen der Atome gegeneinander vernachlässigt. Diese bedingen eine geringe Verwaschung der Maxima und Minima. Auf die Abstandsbestimmung ist der Einfluß im allgemeinen klein. Tabelle 10 zeigt, wieder für das Beispiel des Tetrachlorkohlenstoffs, daß sich die Abstände der Chloratome voneinander mit großer Genauigkeit bestimmen lassen. In der ersten Spalte ist das für die Abstandsbestimmung herangezogene Maximum oder Minimum der Intensitätskurve angegeben, in der zweiten Spalte stehen die Winkel, unter denen die Maxima und Minima auftreten und in der letzten Spalte die errechneten Abstände der Chloratome voneinander. Ihr Mittelwert ist 2,99 ÅE und läßt sich, wie man aus der Tabelle sieht, auf $\pm 1\%$ genau angeben.

Tabelle 10

Bestimmung der Abstände der Cl-Atome im CCl_4 -Molekül aus den Streuwinkeln (nach Bewiloga)

	Winkel in °	Abstand in ÅE
Erstes Minimum	23,5	3,00
Erstes Maximum	36,0	2,97
Zweites Minimum	55,5	2,98
Zweites Maximum	66,5	3,01
Drittes Minimum	93,5	3,00
Drittes Maximum	110	2,96

Abb. 90 gibt ein Beispiel für eine Versuchsanordnung zur Erzeugung von Interferenzen an Gas- oder Dampfmolekülen. Das Strahlenbündel tritt durch eine röhrenförmige Blende *B* in eine gas- oder dampfgefüllte Zelle *Z* ein. Die Zelle trägt an ihrer Unterseite ein mit dünner Aluminiumfolie bedecktes Fenster, durch welches die Streustrahlung nach außen tritt. Diese schwärzt einen zylinderförmig um das Fenster als Mittelpunkt angebrachten Film. Besteht die Primärstrahlung aus der K_α -Strahlung von Kupfer, dann erhält man unter normalen Betriebsbedingungen mit einer noch von der Streu-

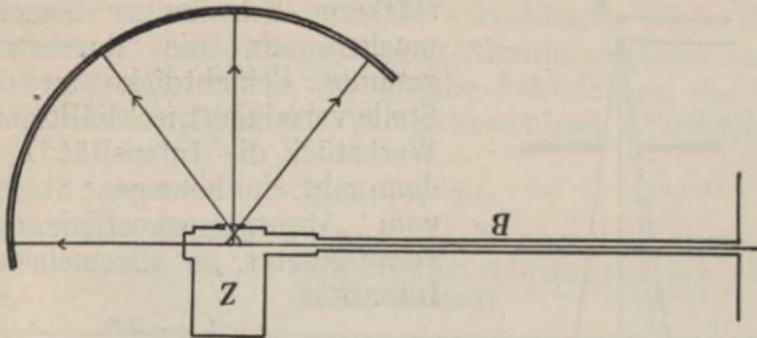


Abb. 90. Anordnung zur Erzeugung von Interferenzen an Gas- und Dampfmolekülen.

substanz abhängenden Belichtungszeit von 3 bis 10 Stunden Interferenzmaxima und -minima auf dem Film, deren genaue Lage durch Ausphotometrieren mit einem Registrierphotometer bestimmt wird. Eine andere Möglichkeit, die Intensität der Streustrahlung zu messen, besteht in der ionometrischen Methode, die in § 3, Abschnitt b) näher behandelt wurde.

d) Materialuntersuchungen in der Technik

α) Grobstrukturuntersuchungen

Die vom Material und der Schichtdicke abhängende Absorption der Röntgenstrahlen, welche die in Abschnitt a) besprochene Röntgendiagnostik ermöglicht, fand auch schon früh technische Bedeutung in der Durchstrahlung von Werkstücken. Es handelt sich hier um eine Materialuntersuchung nach der Absorptionsmethode oder kurz um eine Grobstrukturuntersuchung, wobei grobe Fehlstellen, Risse, Gasblasen, Schlackeneinschlüsse oder ähnliches zutage treten. Zur Sichtbarmachung der Röntgenstrahlen dient der Leuchtschirm oder die photographische Schicht. Die Anordnung gibt schematisch Abb. 91. K sei die Antikathode einer Röntgenröhre, W ein Werkstück mit einem kleinen Hohlraum im Innern und P eine Photoplatte. Das Werkstück habe die Dicke D , der Hohlraum in der Strahlrichtung die Dicke d . Der Hohlraum wird sich auf der Platte als eine Stelle

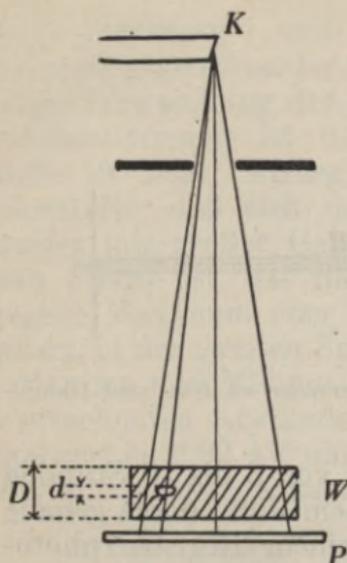


Abb. 91. Anordnung zur Grobstrukturuntersuchung an Werkstücken. W = Werkstück, D = Dicke des Werkstückes, d = Dicke einer Fehlstelle, P = Photoplatte.

stärkerer Schwärzung bemerkbar machen, da die durchstrahlte gesamte Schichtdicke an dieser Stelle vermindert ist. Fällt auf das Werkstück die Intensität I_0 auf, dann geht, eine homogene Strahlung vom Absorptionskoeffizienten μ vorausgesetzt, im allgemeinen die Intensität

$$I = I_0 e^{-\mu D}$$

hindurch. Nur dort, wo sich der Hohlraum auf die Platte projiziert, geht die größere Intensität

$$I' = I_0 e^{-\mu(D-d)}$$

hindurch. Das Intensitätsverhältnis an der Stelle des Hohlraumes zu seiner Umgebung beträgt also

$$\frac{I'}{I} = e^{\mu d}$$

und ist damit um so größer, je größer μ , je langwelliger also die Strahlung ist. Die kleinste noch nachweisbare Dicke d der Fehlstelle wird also bei Verwendung weicher Strahlung kleiner sein als bei harter Strahlung. Andererseits nehmen die Belichtungszeiten mit weicher werdender Strahlung, also mit zunehmender Wellenlänge, exponentiell zu, da die durchgelassene Intensität

$$I = I_0 e^{-\mu D}$$

beträgt, was die Materialdurchstrahlung mit langen Wellen wieder sehr unwirtschaftlich macht, so daß man im allgemeinen zu einem Kompromiß zwischen langer Belichtungszeit und maximaler Erkennbarkeit gezwungen ist. Da für die Absorption immer das Produkt aus μ und D eingeht, muß man bei großem D (dicken Werkstücken) um so mehr zu kleinem μ , also harter Strahlung (hoher Spannung) übergehen¹⁾. Tabelle 11

¹⁾ Nach Glocker sind die ungefähren Grenzdicken für die Spannung 200 kV für Aluminium 40 mm, für Eisen 80 mm und für Kupfer 50 mm. Bei 500 kV erhöhen sich nach Berthold die Grenzdicken auf das 1,5fache.

gibt eine Zusammenstellung von der Spannung an der Röntgenröhre, der kleinsten noch sicher erkennbaren Dicke d einer Fehlstelle in einer 40 mm dicken Aluminiumplatte und der Belichtungszeit, welche für gleiche Schwärzung der Platte (Hauff-Röntgenplatte mit Verstärkerschirm) erforderlich ist.

Tabelle 11

Einfluß der Spannung auf die Nachweisbarkeit einer Fehlstelle in 40 mm dicker Aluminiumschicht
(nach Glocker)

Spannung in kVolt	Durchmesser der kleinsten, sicher erkennbaren Feh- stelle in mm	Belichtungszeit in sec.
50	0,5	720
80	0,6	210
100	0,7	60
130	0,9	30
170	1,2	11

Bei den bisher angestellten Überlegungen ist die Streustrahlung noch nicht berücksichtigt worden. Diese erhöht die eben noch mit Sicherheit erkennbare Dicke d einer Fehlstelle, da sie eine allgemeine gleichmäßige Schwärzung erzeugt und damit die Kontraste vermindert in derselben Weise wie bei medizinischen Röntgenaufnahmen. Aus diesem Grunde verwendet man auch bei Grobstrukturuntersuchungen in der Technik vielfach Streustrahlungsblenden von der in Abb. 73 gezeichneten Art.

Untersuchungsobjekte sind z. B. Schweißnähte an Kesseln, Trägern oder sonst stark beanspruchten Werkstücken, Nietverbindungen, Zahnräder, Propeller, Drahtseile, Lagerschalen usw., ferner keramische Stoffe. Abb. 92 gibt ein Beispiel für eine fehlerhafte Schweißnaht, Abb. 93 eine Aufnahme eines Drahtseiles, wobei zur Vermeidung von Überstrahlung an beiden Seiten das Werkstück mit Hilfe einer Maske überall



Abb. 92. Fehlerhafte Schweißnaht.
(Nach R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen.)

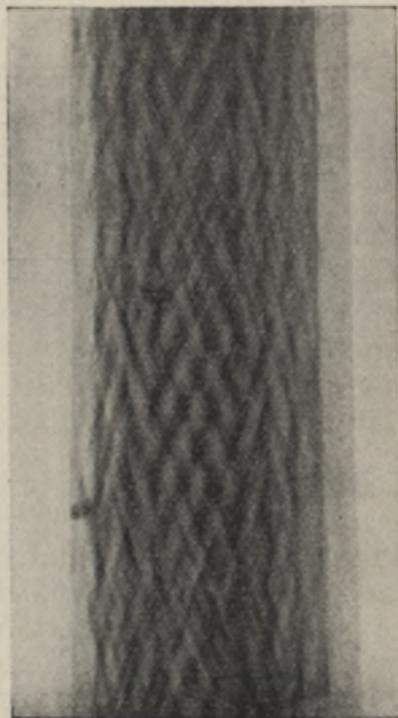


Abb. 93. Drahtseil mit Bruchstellen.
(Nach R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen.)

auf gleiche optische Dicke gebracht wurde, wie es Abb. 94 schematisch zeigt.

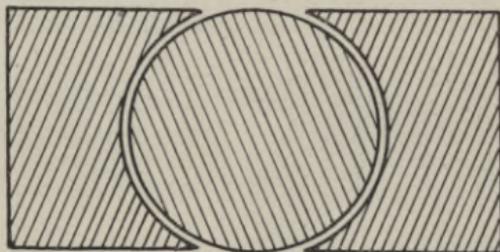


Abb. 94. Anordnung bei der Untersuchung eines Drahtseiles.

β) Feinstrukturuntersuchungen

Die Feinstrukturuntersuchungen in der Technik knüpfen an das in Abschnitt b) dieses Paragraphen Gesagte an und haben also den kristallinen Aufbau des Werkstückes oder Werkstoffes zum Gegenstand. Handelt es sich bei dem zu untersuchenden Werkstoff um einen Einkristall, dann wird man meistens die Lauemethode heranziehen, handelt es sich um ein kristallines Material, dann wird man nach der Debye-Scherrermethode oder einer Abwandlung dieser Methode, deren es verschiedene gibt, untersuchen.

In manchen Fällen genügt eine qualitative Diskussion der Interferenzaufnahme, um zu entscheiden, welches Kristallsystem in dem Material vorliegt, ob im Laufe der Zeit oder unter dem Einfluß einer Wärmebehandlung sich ein Stoff umkristallisiert. Handelt es sich um einen, aus verschiedenen Bestandteilen aufgebauten Körper, dann läßt sich aus den Intensitäten und Intensitätsverhältnissen ein Schluß auf das Mengenverhältnis ziehen. Deformationen des Kristallgitters, wie sie etwa unter dem Einfluß von Spannungen oder durch die Bearbeitung (Walzen von Blechen, Ziehen von Drähten usw.) auftreten, lassen sich aus der Lage der Interferenzmaxima und -minima entnehmen. Schließlich gestattet die Schärfe der Interferenzen einen Schluß auf

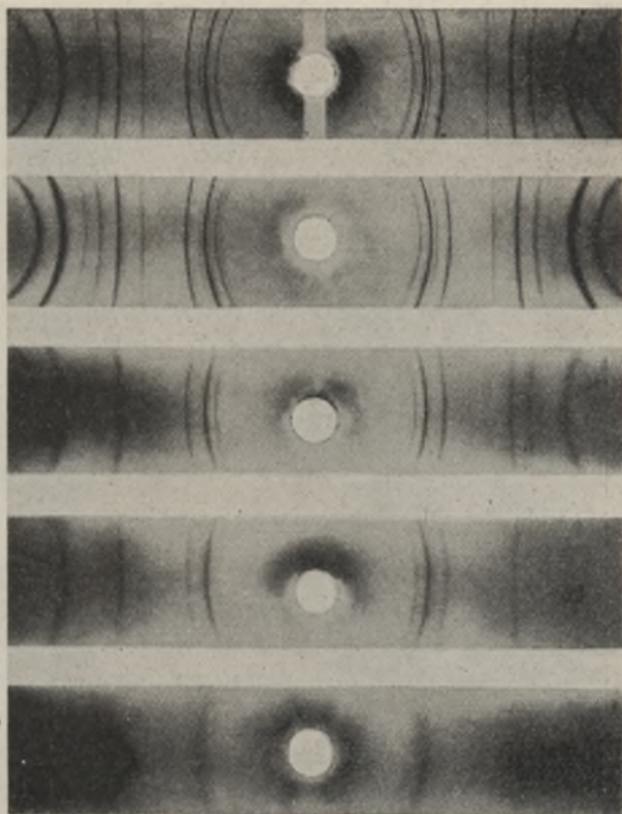


Abb. 95. Debye-Scherrer-Aufnahme von fein verteiltem Nickel mit verschiedener Kristallitgröße, nach Brill.

die Größe der Einzelkriställchen. Abb. 95 gibt als Beispiel eine Serie von Debye-Scherreraufnahmen von Nickel mit von oben nach unten abnehmender Kristallgröße. Der Einfluß auf die Schärfe der Interferenzen ist deutlich zu sehen. Entsteht in einem kristallinen Stoff durch Walzen oder Ziehen eine Vorzugsrichtung oder Vorzugsebene, was sich im Interferenzbild durch das Auftreten von Verdickungen an den Debye-Scherrer-Ringen bemerkbar macht, dann spricht man von einer Fasertextur. Abb. 96 und Abb. 97 geben Debye-Scherreraufnahmen von bearbeitetem Aluminium. Die regellose Orientierung der Kriställchen ist gestört, die Bearbei-

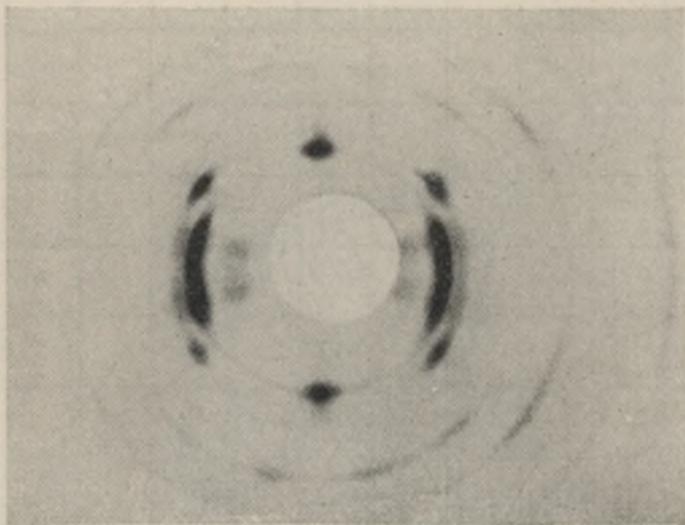


Abb. 97. Gewaltes Aluminium.
(Nach R. Glocker, Materialprüfung
mit Röntgenstrahlen.)

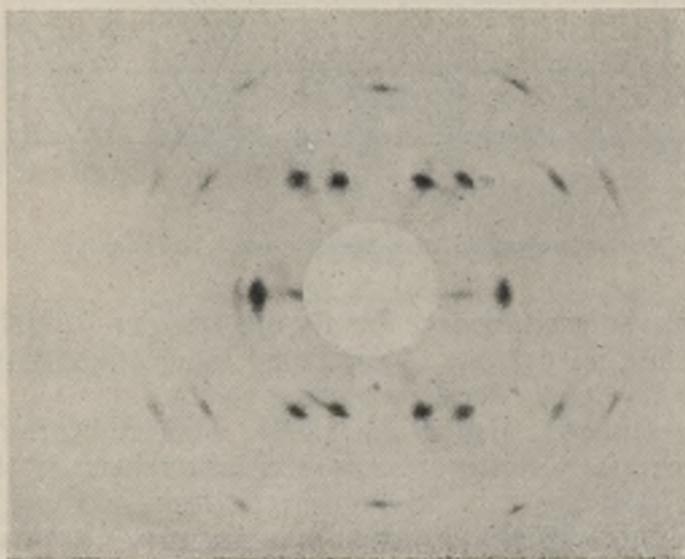


Abb. 96. Gezogener Aluminiumdraht.
(Nach R. Glocker, Materialprüfung
mit Röntgenstrahlen.)

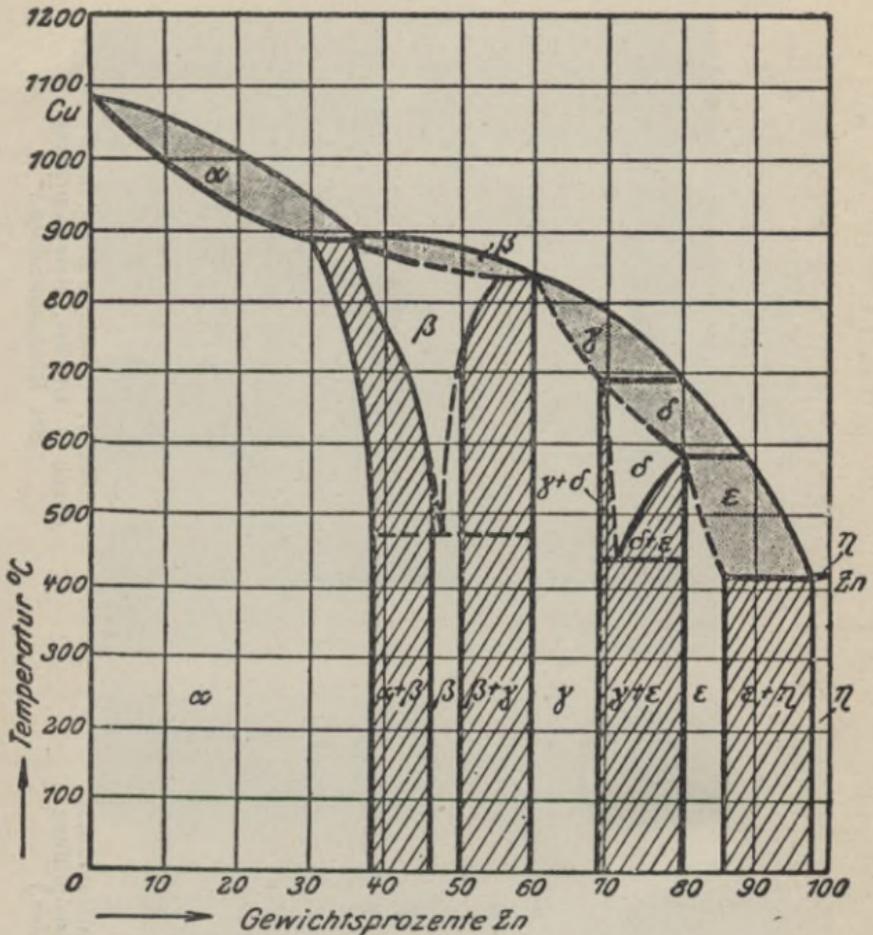


Abb. 98. Zustandsschaubild von Messing nach Czochralski.

tungsrichtung spiegelt sich in der Symmetrie der Aufnahme wider, welche bei genauer Auswertung auch quantitative Daten über die Stärke der Bearbeitung zuläßt.

Von besonderer Bedeutung sind Feinstrukturuntersuchungen an Legierungen. Die Kristallstruktur ist hier weitgehend abhängig vom Mischungsverhältnis und von der Temperatur. Abb. 98 gibt in einem sogenannten Zustandsschaubild das Untersuchungsergebnis (nach Czochralski) von Messing (Cu-Zn-Legierung) wieder. Reines Kupfer

kristallisiert mit einem flächenzentriert-kubischen Gitter, reines Zink mit einem hexagonalen Gitter. In Abb. 98 ist als Abszisse der Prozentgehalt an Zink aufgetragen, als Ordinate die Temperatur (in °C). Bei Zimmertemperatur gibt es fünf verschiedene Mischkristalle, die mit wachsendem Zinkanteil nacheinander stabil werden. Die fünf Mischkristalle seien mit α , β , γ , ε und η bezeichnet. Der Kristall bei kleinem Zinkgehalt ist kristallographisch wie das reine Kupfer ein flächenzentriert-kubisches Gitter, wobei die Kupferatome zum Teil durch Zinkatome ersetzt sind. Dies bedingt eine mit wachsendem Zinkgehalt zunehmende Vergrößerung des ganzen Gitters, da das Zinkatom größer ist als das Kupferatom. Bei 50% Zink, also bei gleichviel Kupfer- und Zinkatomen haben wir zwei ineinandergestellte einfache kubische Gitter, wobei die Ecken der Zinkwürfel je im Mittelpunkt der Kupferwürfel sitzen. Kupfer und Zink bilden somit hier eine echte chemische Verbindung, das β -Messing. Dazwischen liegt von etwa 39% Zinkgehalt an ein Mischkristall, das α -Messing. Bei höheren Zinkgehalten gibt es dann noch mehrere stabile Gebiete und Mischkristalle komplizierterer Kristallstruktur. Das η -Messing mit nahezu 100% Zink besitzt wie das reine Zink ein hexagonales Gitter. Bei Temperaturen über 400° C sind dann die Umwandlungsgrenzen für den Zinkgehalt von der Temperatur abhängig. Außerdem gibt es noch ein δ -Messing für einen begrenzten Temperatur- und Zinkgehaltbereich. Für Untersuchungen bei hohen und tiefen Temperaturen sind Spezialapparaturen erforderlich, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann.

Sachverzeichnis

Abschirmungskonstante 87	Anregung der charakteristischen Strahlung 89, 92	Auswahlregeln 94
Absorption 101ff.	Anregungsspannung 89f.	Balmerserie 85
Absorptionsanalyse 33	Antikathode 11	Berührungsschutz 15
Absorptionskanten 91, 104	— rotierende 14	Beugung 33f.
Absorptionskoeffizient 33, 102f.	— Kühlung der 11f.	Bezifferung 130f.
Absorptionsspektrum 90	Atomformfaktor 139f.	Bohrsche Theorie 80ff.
Absorptionssprung 104f.	Atommodell 80f.	Bohrsches Aufbauprinzip 97
Ångströmeinheit 47	Aufbauprinzip, Bohrsches 97	Braggsche Beziehung 41, 132, 134
Anode 11		Brechung 53f.

- Bremsspektrum 58
 Brennfleck 13
 Buckyblende 121
 Charakteristische Strahlung 72ff.
 Comptonscheffekt 115ff.
 Coulombsches Gesetz 80f.
 Debye-Scherrerverfahren 133ff.
 Diagnose 119ff.
 Dispersion 55f.
 Dispersionsformel 56
 Dosierung 125
 Drehkristallmethode 43
 Duane-Huntsches Gesetz 59
 Durchdringungsvermögen 33
 Elementarzelle 126
 Energieniveau 82, 88, 94f.
 Energiestufen im Atom 81
 Fasertextur 148
 Feinstruktur der Spektren 92ff.
 Feinstrukturuntersuchungen 147ff.
 Filterung der Strahlung 33
 Fluoreszenz 109f.
 Fokussierungseinrichtung 13
 Frequenz 32
 Geschwindigkeitsspektrum 107f.
 Gitter, Interferenzbedingung am 38ff.
 Gitterkonstante 38, 46
 Glanzwinkel 41, 132
 Gleichspannung, pulsierende 19
 Glühventil 7
 Grenzwinkel der Totalreflexion 57
 Grobstrukturuntersuchungen 143ff.
 Härte 33
 Heiztransformator 22
 Intensität 23
 — in Abhängigkeit vom Antikathodenmaterial 61f.
 — in Abhängigkeit von der Spannung 67
 Intensitätsmessung 23ff.
 — an dünnen Schichten 65
 Intensitätsverteilung, azimutale 68f.
 — im Spektrum 63
 — wahre 47, 63
 Interferenz 33, 35
 — am Raumgitter 37
 Ionenröhren 16f.
 Ionisationskammer 25
 Ionisationsspektrometer 46
 Ionisierung 23ff.
 Kathode 11
 Kathodenstrahlen 7
 Kernmodell des Atoms 80
 Kombinationsregeln 89
 Konkavgittermethode 50f.
 Kontinuierliche Strahlung 58ff.
 Kontrastmittel 123
 Korpuskularspektroskopie 107
 Kristallbau 125ff.
 Kristallpulvermethode 133
 Kristallreflexion 40
 K-Serie 73ff.
 Lauediagramm 36
 Laugeverfahren 130
 Laugeversuch 35ff.
 Linienspektren 73ff.
 Loschmidtsche Zahl 103, 133
 L-Serie 73ff.
 Millersche Indizes 129
 Molekülbau 138ff.
 Moseleysches Gesetz 77ff., 99
 Nebelkammer 30
 Nebelspuren 29
 Netzebene 40ff.
 Niveauschema 89, 95
 Nutzeffekt 67f.
 Ordnungszahl 77ff., 97
 Periodisches System der Elemente 96, 98
 Photoeffekt 102
 Photoelektron 106f.
 Plancksches Wirkungsquantum 7, 32, 60f., 82
 Polarisation 6, 69ff.
 Quantelung, räumliche 96
 Quantenbahnen 81
 Quantentheorie der charakteristischen Strahlung 86ff.
 Quantentheorie des Atoms 81ff.
 Quantenzahlen 83, 93f.
 Raumgitterinterferenzen 37ff.
 r-Einheit 125
 Röntgenapparaturen 18ff.
 Röntgenröhren 10ff.
 Röntgenspektroskopie 73ff.
 Rückstoßelektron 119
 Rydbergkonstante 85
 Schwächung 101
 Schwärzung 31
 Sektor, rotierender 31
 Sekundärstrahlung 72, 109
 Serieneinteilung 72ff.
 Spannungen, elastische 147
 Spannungsmessung 9f.
 Spektralanalyse mit Röntgenstrahlen 137f.
 Spektrometer 46
 Spektroskopie mit geritzten Gittern 48ff.
 Spektrum 38, 47
 Spitzenzähler 27
 Strahlung, charakteristische 72ff.
 — kontinuierliche 58ff.
 Strahlungsschutz 15f.
 Streuung 102, 110ff.
 —, klassische 110ff.
 —, quantenhafte 114ff.
 Terme 86
 Therapie 124ff.
 Totalreflexion 57
 Wabenblende 121
 Wasserstoffatom 83f.
 Wellennatur 33
 Wellenzahl 84
 Welligkeit 22
 Wilsonkammer 30
 Wilsonmethode 28, 107
 Wirkungsquantum, Plancksches 7, 32, 60f., 82
 X-Einheit 48
 X-Strahlen 4
 Zählrohr 27
 Zerlegung, spektrale 32
 Zonenachse 131
 Zonenkreise 131
 Zustandsschaubild 150

1000

2-22

200

S-96

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



I-301380

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000295802