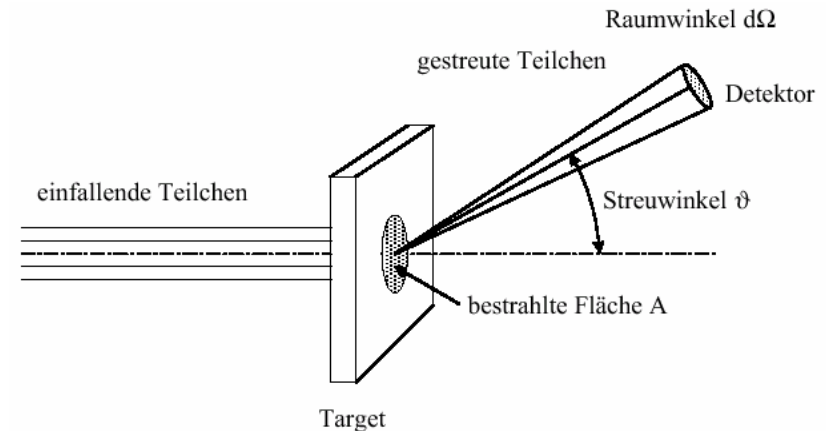


1.2. Quanteneffekte mit Materie

1.2.1. Das Bohrsche Atommodell

Die Streuexperimente von E. Rutherford (1911) mit α -Teilchen an Au-Folie brachten das Thomson'sche Rosinenkuchenmodell zu Fall und sprachen für ein „Planetenmodell“ des Atoms. Rutherford konnte eine Streuformel für den Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von dem Streuwinkel θ ableiten:

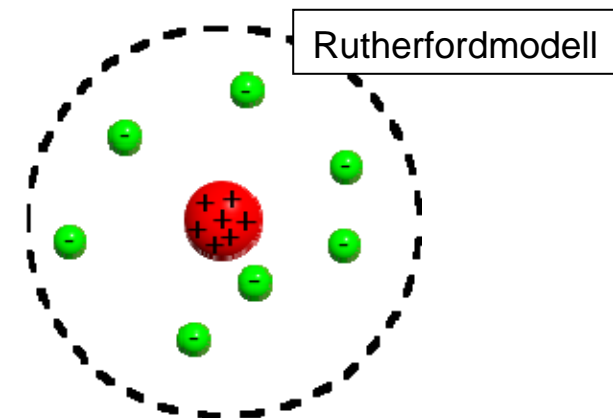
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$

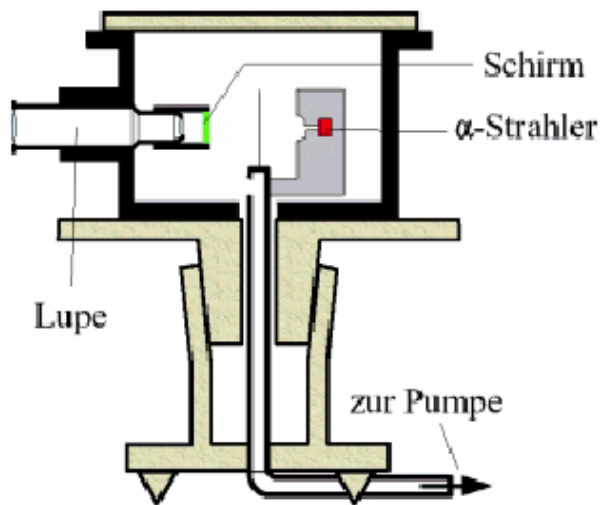


➔ **Tafel**

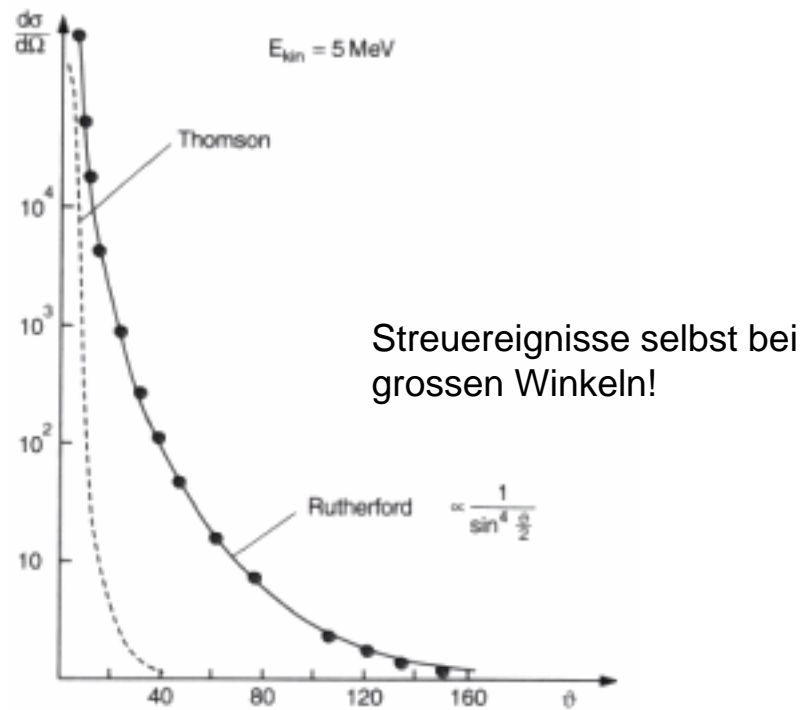
Atome haben einen schweren positiv geladenen Kern mit einem Radius von etwa 10^{-15} m = 1 Femtometer [fm]. Negativ geladene Elektronen umkreisen diesen Kern.

	Elektron	Proton
Masse	$9,1 \times 10^{-31}$ kg	$1,67 \times 10^{-27}$ kg
Radius (klassischer)	3×10^{-15} m	$1,6 \times 10^{-18}$ m
Ladung	$- 1,6 \times 10^{-19}$ C	$1,6 \times 10^{-19}$ C
Magn. Moment	$-9,3 \times 10^{-24}$ J/T	$1,4 \times 10^{-26}$ J/T





Experiment nach Geiger und Marsden



Rutherford über die experimentellen Ergebnisse der Weitwinkelstreuung

"Es war bestimmt das unglaublichste Ergebnis, das mir je in meinem Leben widerfuhr. Es war fast so unglaublich, als wenn einer eine 15-Zoll-Granate auf ein Stück Seidenpapier abgefeuert hätte und diese zurückgekommen wäre und ihn getroffen hätte."

Für ein Klassisches Modell des Wasserstoffatoms erwartet man:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_0 r \omega^2$$

Coulombkraft \nearrow \nwarrow Zentripetalkraft

Gesamtenergie: $E_{ges} = \frac{1}{2} m_0 r^2 \omega^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$

$$= -\frac{1}{2(4\pi\epsilon_0)^{2/3}} (e^4 m_0 \omega^2)^{1/3}$$

Probleme:

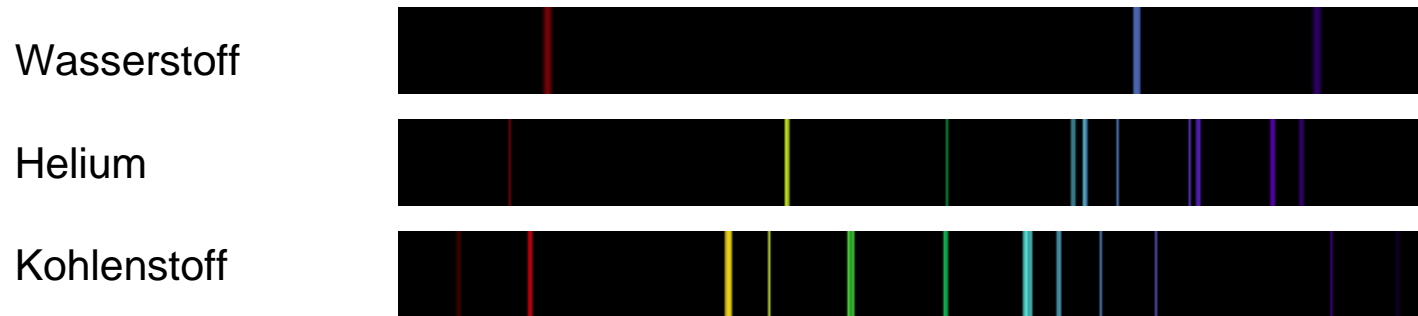
Es gibt keine bevorzugte minimale Energie, d.h. stabile Konfiguration.

Die Elektronen sind beschleunigte Ladungen \Rightarrow Abstrahlung von Energie \Rightarrow Instabilität

Das Spektrum sollte kontinuierlich sein mit $\omega/2\pi = \nu$ \nwarrow Umlauffrequenz

Dies trifft jedoch nicht zu!

Bekannter experimenteller Befund: Atomspektren bestehen aus charakteristischen diskreten Linien.



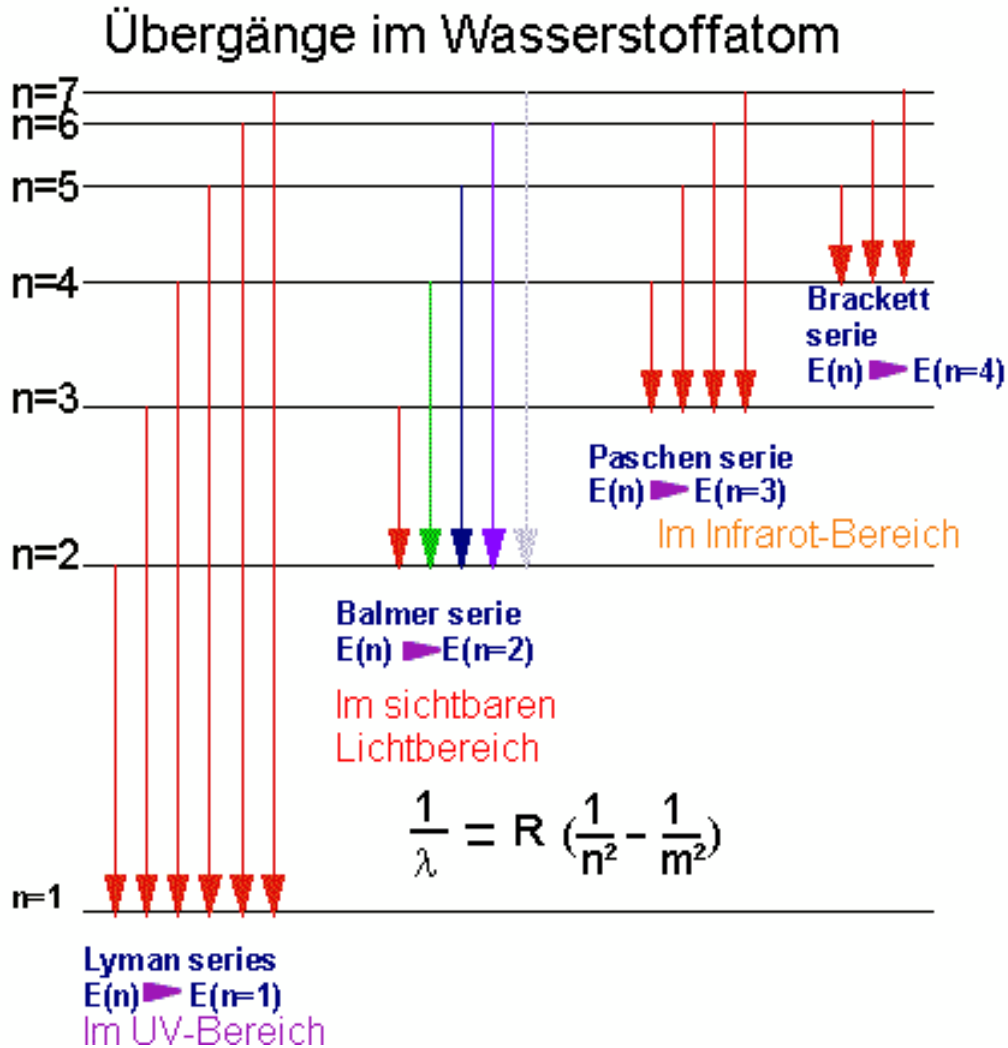
Für Wasserstoff gilt im Sichtbaren für die Position der Linien die empirische Balmer-Formel

$$\bar{\nu} = 1/\lambda = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n > 2$$

Definition: $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ist die Wellenzahl $[\bar{\nu}] = \text{cm}^{-1}$

$$R_H = 109677,5810 \text{ cm}^{-1} \quad \text{Rydbergkonstante}$$

Andere Zusammenhänge wurden empirisch im Infraroten (Paschen, Brackett-Serie) und im Ultravioletten (Lyman-Serie) gefunden.



Die Serien folgen den Formeln:

$$\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

$$n_1 = 1, 2, \dots$$

$$n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, \dots$$

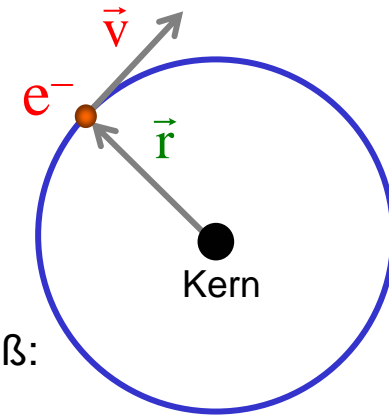
Bohrsche Postulate (1913)

1. Elektronen bewegen sich klassisch auf Kreisbahnen, aber nur bestimmte Bahnen mit Energien E_n sind erlaubt.
2. Die Bewegung erfolgt strahlungslos.
3. Energieabstrahlung erfolgt durch Sprünge zwischen Bahnen gemäß:

$$E_n - E_{n'} = h\nu$$

$$E_n = -R \frac{hc}{n^2}$$

n = Hauptquantenzahl



Bohrsches Korrespondenzprinzip: Die Gesetze der „quantisierten Atomphysik“ müssen für große Bahnen in die Gesetze der klassischen Physik übergehen.

Frequenz des emittierten Lichtes bei einem Sprung zwischen benachbarten Bahnen:

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right) \approx Rc \frac{2}{n^3}$$

Vergleich mit klassischer Gesamtenergie und Umlauffrequenz ω :

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2} = -\frac{1}{2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^{2/3}} (e^4 m_0 \omega^2)^{1/3}$$

Es folgt:

$$R_\infty = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$$

Rydbergkonstante

$$R_\infty = 109737,31568525(84) \text{ cm}^{-1}$$

Die Rydbergkonstante ist eine der am genauesten gemessenen Naturkonstanten!

Für den Radius der n-ten Bohrschen Bahn folgt:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 4\pi\epsilon_0}{e^2 m_0}$$

Und für den Bahndrehimpuls:

$$|\vec{l}|_n = m_0 r_n^2 \omega_n = n\hbar$$

Der Bahndrehimpuls ist ein Vielfaches von \hbar

Das Bohrsche Atommodell macht Aussagen über Zustände und nicht über Vorgänge!

Korrekturen und Erweiterungen des Bohrschen Atommodells

1) Mitbewegung des Kerns:

Um die Massen von Kern und Elektron korrekt zu berücksichtigen kann zur reduzierten Masse μ übergegangen werden:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

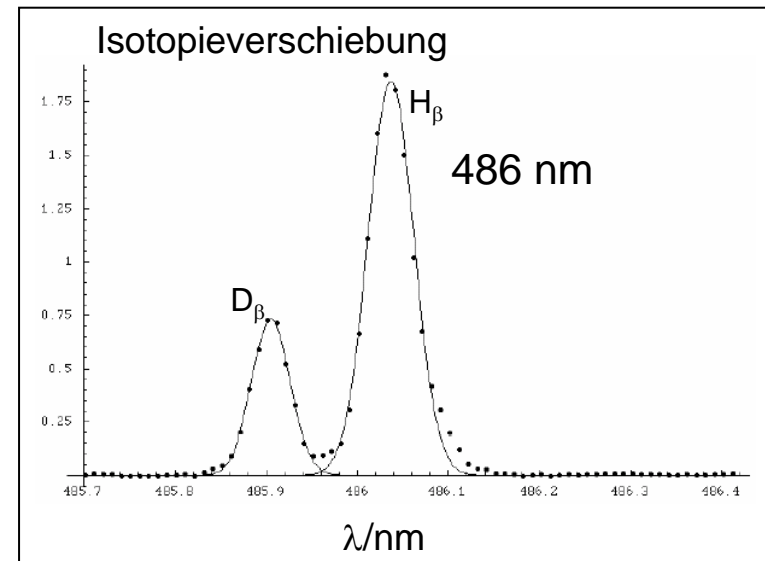
Somit: $R_H = R_\infty \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_p}}$

← Masse des Elektrons = $9,1 \times 10^{-31}$ kg
← Masse des Protons = $1,67 \times 10^{-27}$ kg

Rydbergkonstante
für Wasserstoff

Die Spektren von Wasserstoff (1 Proton) und Deuterium (1 Proton und 1 Neutron) unterscheiden sich!

Folgerung: Die genaue Messung des einfachsten Atoms, des Wasserstoffs, liefert(e) immer wieder neue Erkenntnisse!



2) Sommerfeld-Erweiterung:

Sommerfeld: Elektronen laufen nicht nur auf Kreisbahnen, sondern wie Planeten auch auf Ellipsen.

Bei stark elliptischen Bahnen (kleiner Drehimpuls) muss die Masse relativistisch korrigiert werden:

grössere Masse \rightarrow kleinerer Bohrradius \rightarrow grössere Bindungsenergie

Die Energien der Bahnen im Bohr-Sommerfeld'schen Atommodell hängen von einer zweiten Quantenzahl k ab, die den Drehimpuls berücksichtigt.

Es ist:

$$E_{n,k} = -Rhc \frac{Z^2}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) + O(\alpha^3) \right]$$

Z = Kernladungszahl $k+1$ = Drehimpulsquantenzahl

$$\alpha = \frac{\text{Geschw. auf der 1. Bohrschen Bahn}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} = \frac{1}{137}$$

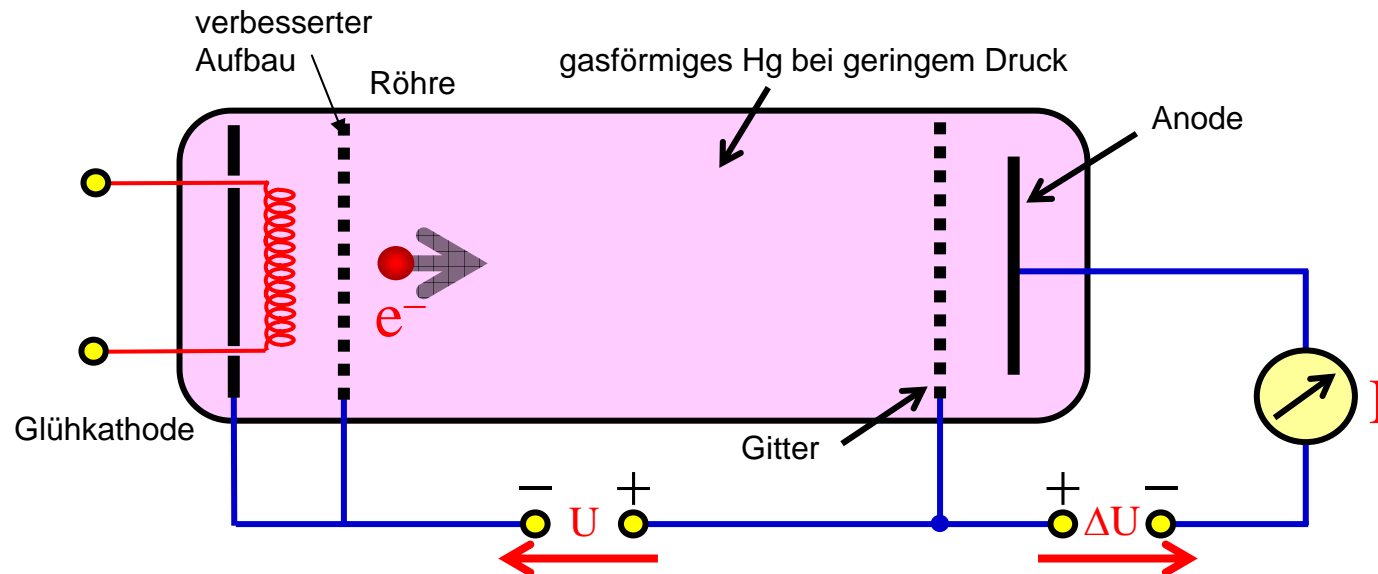
α = Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante

Die Sommerfeld'schen Korrekturen ergeben sich automatisch aus einer korrekten Beschreibung des Wasserstoffatoms in der Quantenmechanik.

Der Franck-Hertz Versuch

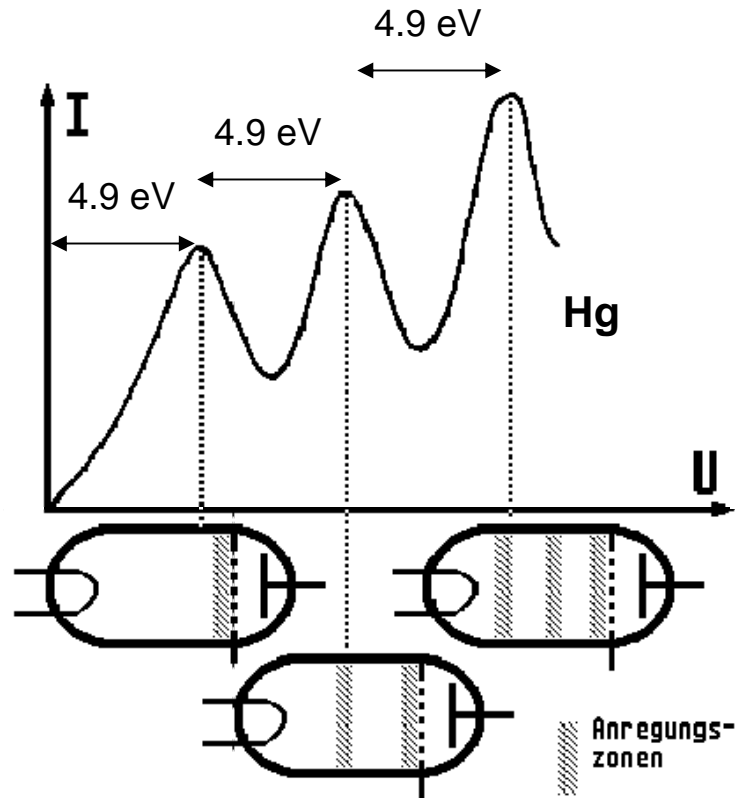
Der Franck-Hertz-Versuch (1914) ist ein grundlegender Versuch zum Nachweis der quantisierten Energieniveaus (Nobelpreis 1925). Er misst die Ionisation durch Elektronenstoß.

Versuchsaufbau:



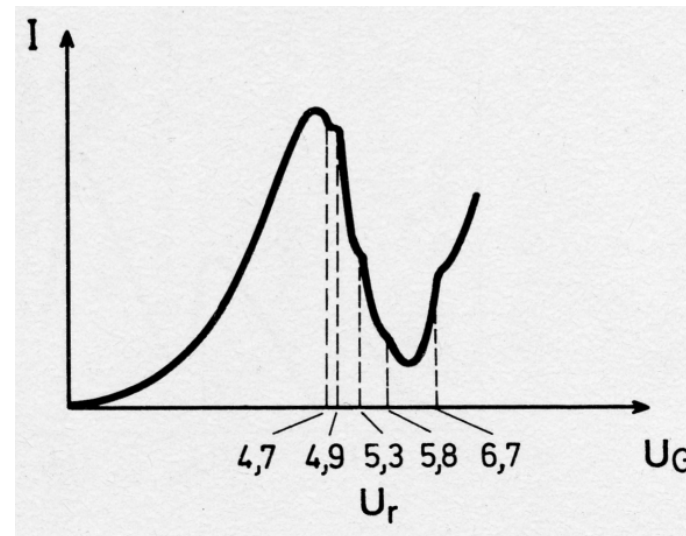
Versuchsablauf: Ab einer gewissen Spannung ($U > \Delta U$) treten Elektronen aus der Kathode und können die Anode erreichen. Ist die Beschleunigungsspannung U jedoch gross genug, so ionisieren die Elektronen die Atome. Die Elektronen verlieren Energie ($U - \delta E/e$) und können nicht mehr zur Anode gelangen. Der Anodenstrom nimmt dann sprunghaft ab.

Experimentelles Resultat des Franck-Hertz-Versuchs mit Raumladungszonen der positiven Ladung (Atomrumpfe):



Bei den charakteristischen Ionisationsspannungen von Vielfachen von 4.9 eV (bei Hg) kann gleichzeitig eine Emissionslinie im UV bei $4.9 \text{ eV} = 253,7 \text{ nm}$ beobachtet werden.

Verbesserte Versionen des Franck-Hertz-Versuchs können weitere Details der Energiestruktur auflösen.



1.2.2. Welleneigenschaften von Materie (a)

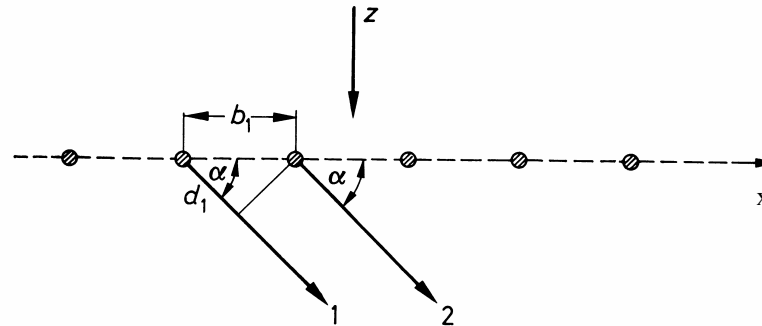
Röntgenbeugung: Laue- und Bragg-Beugung

Bergmann/Schaefer, „Optik“

Beugung ist als Effekt der Vielstrahlinterferenz in der Optik untersucht worden. Bei Röntgenstrahlen war man zunächst der Meinung, einen Teilchenstrom vor sich zu haben.

Laue untersuchte 1912 die Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen (Nobelpreis 1914):

1) Beugung an einem Strichgitter:



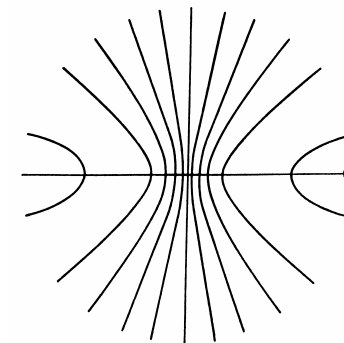
Bedingung für konstruktive Interferenz:

$$\cos \alpha = \frac{n_1 \lambda}{b_1}$$

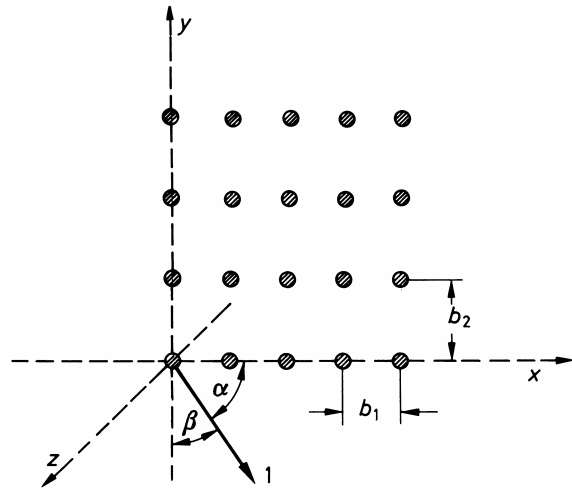
$$n_1 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

1. Laue-Bedingung

Diese Gleichung definiert geometrisch eine Schar von Kreis kegeln mit halbem Öffnungswinkel α um die x-Achse. Helle Punkte auf einer Photoplatte senkrecht zur z-Achse liegen dann auf Hyperbeln (Kegelschnitten).



2) Übergang zu zwei Dimensionen (Flächengitter) :



Bedingung für konstruktive Interferenz ist nun zusätzlich:

$$\cos \alpha = \frac{n_1 \lambda}{b_1}$$

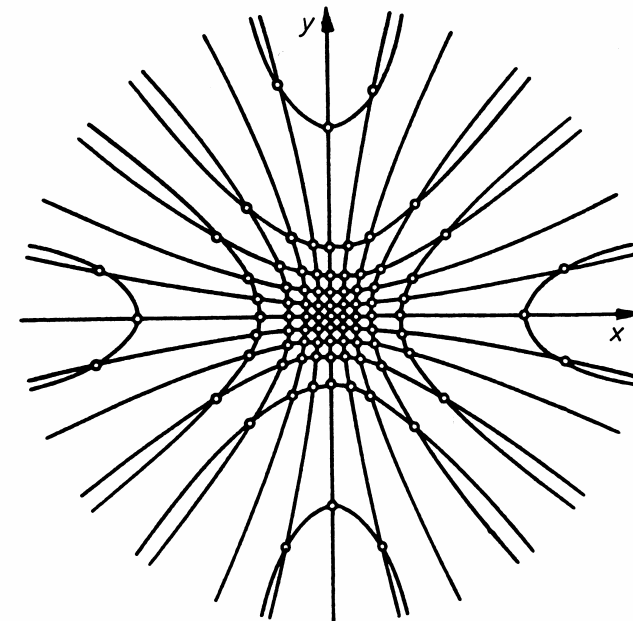
1. Laue-Bedingung

$$\cos \beta = \frac{n_2 \lambda}{b_2}$$

2. Laue-Bedingung

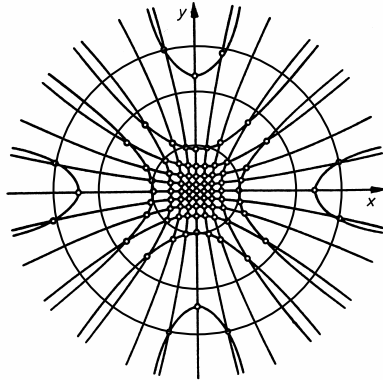
$$n_{1,2} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Helle Punkte auf einer Photoplatte senkrecht zur z-Achse sind nun durch Schnittpunkte der Hyperbeln bestimmt.



3) Übergang zu drei Dimensionen (Raumgitter):

Als eine Bedingung für konstruktive Interferenz tritt nun die dritte Laue-Bedingung hinzu:



$$\cos \gamma - 1 = \frac{n_3 \lambda}{b_3} \quad n_3 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

3. Laue-Bedingung

Die 3. Laue-Bedingung definiert Kegel um die z-Achse, deren Schnitte mit der Detektorebene (Photoplatte) Kreise sind. Die Schnittpunkte der beiden Hyperbeln (1. und 2. Laue-Bedingung) liegen nicht mehr notwendig auf diesen Kreisen!

Mit: $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$ folgt:

$$\lambda = \frac{2n_3/b_3}{\frac{n_1^2}{b_1^2} + \frac{n_2^2}{b_2^2} + \frac{n_3^2}{b_3^2}}$$

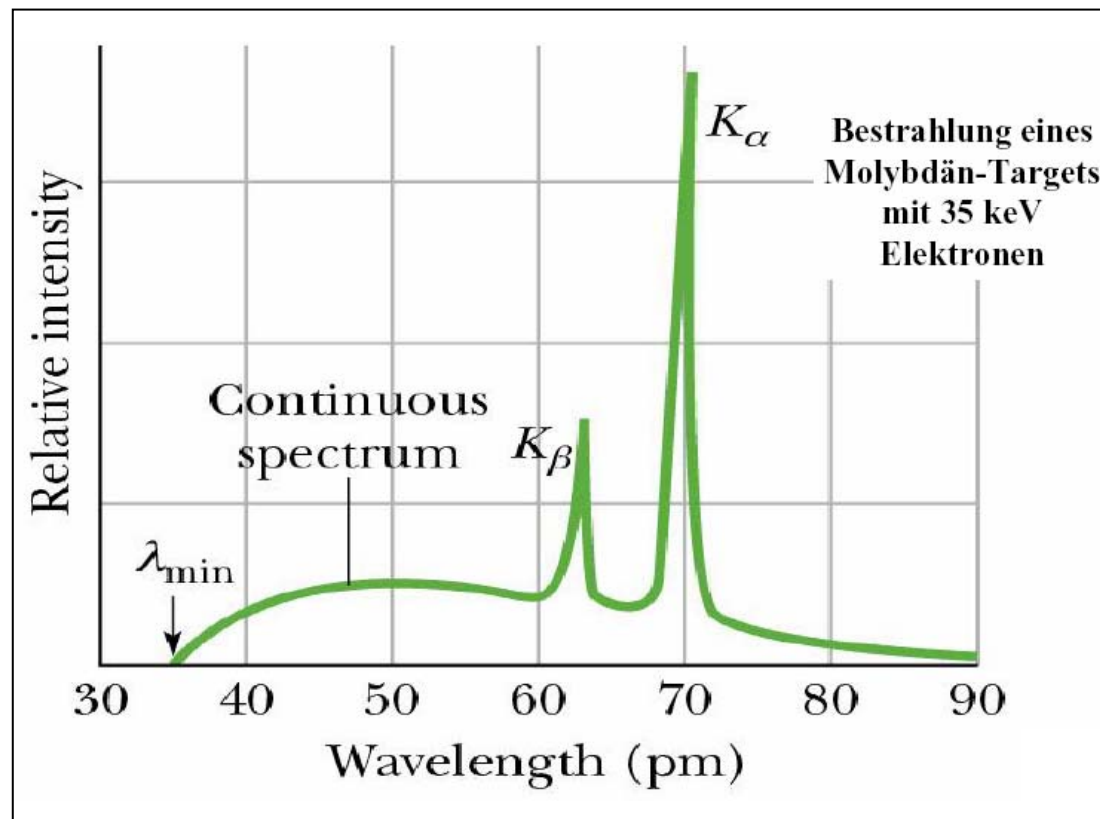
Bei einfallendem monochromatischem Licht ist diese Bedingung i.A. nicht erfüllt.
Bei einfallendem weißen Licht werden Punkte mit entsprechendem λ ausgewählt.

Die Bedingung für konstruktive Interferenz hängt von dem jeweiligen Raumgitter des spezifischen Kristalls ab.

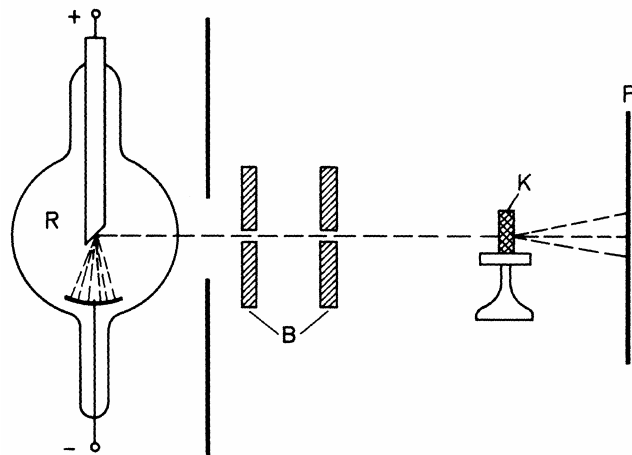
Zum Beispiel ist bei einem kubischen Gitter:

$$b_1 = b_2 = b_3 = b \rightarrow \lambda = \frac{2n_3 b}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}$$

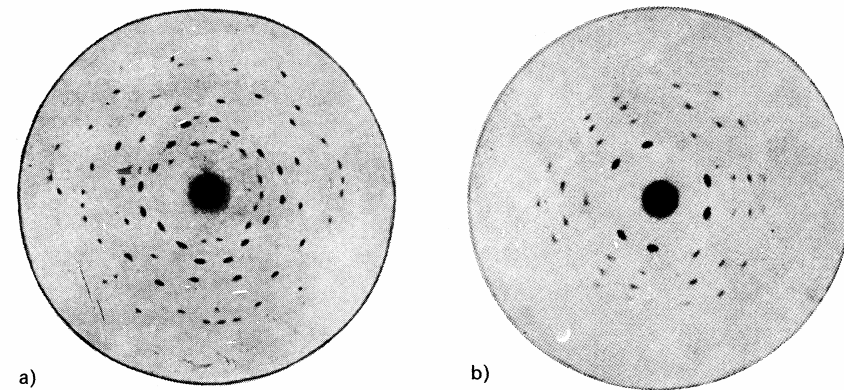
Laue führte Versuche mit einem kontinuierlichen Röntgenspektrum durch.



Typische Form eines Röntgenspektrums mit Kontinuum und charakteristischen Linien



Versuchsanordnung von Laue 1912
(Nobelpreis 1914)



Beugungsbilder von Zinkblende (ZnS) für
Zwei verschiedene Orientierungen.

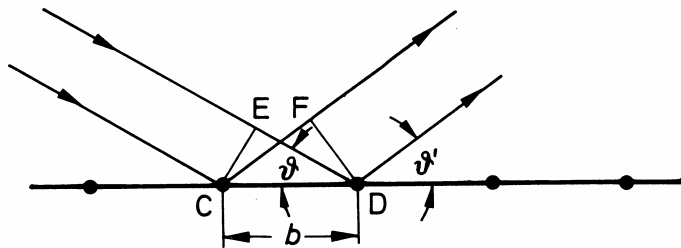


Max von Laue

- ➔ Nachweis der Wellennatur von Röntgenstrahlen
- ➔ Nachweis der Raumgitterstruktur von Kristallen
- ➔ Nachweis der Wärme als Gitterschwingung der Atome
(Unschärfe des Beugungsbildes bei Erwärmung)

Eine andere (äquivalente) Interpretation der Beugung von Röntgenstrahlen wurde von W. H. Bragg und W. L. Bragg (1913) gegeben:

Interpretation der Beugung als Reflexion an Netzebenen.

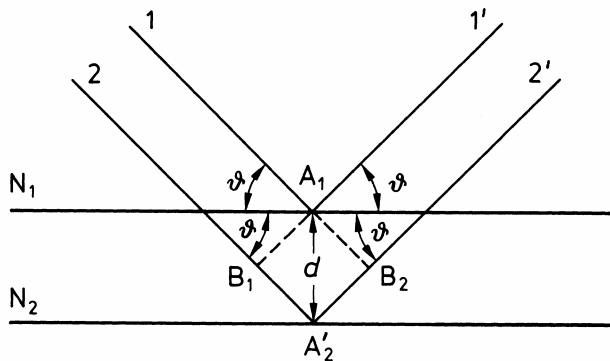


Beugung an einer Netzebene

Für konstruktive Interferenz muss gelten:

$$\Delta s = b \cos \theta - b \cos \theta'$$

↑ Gangunterschied



Beugung an zwei Netzebenen

Bedingung für konstruktive Interferenz aller Netzebenen:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad n = 1, 2, 3...$$

Bragg-Bedingung

In der folgenden Abbildung sind Netzebenen in die Kristallstruktur (hier kubisches Gitter) eingezeichnet:

Offensichtlich ist der Netzebenenabstand:

$$d = b \cos \theta$$

Damit folgt mit der Bragg-Bedingung:

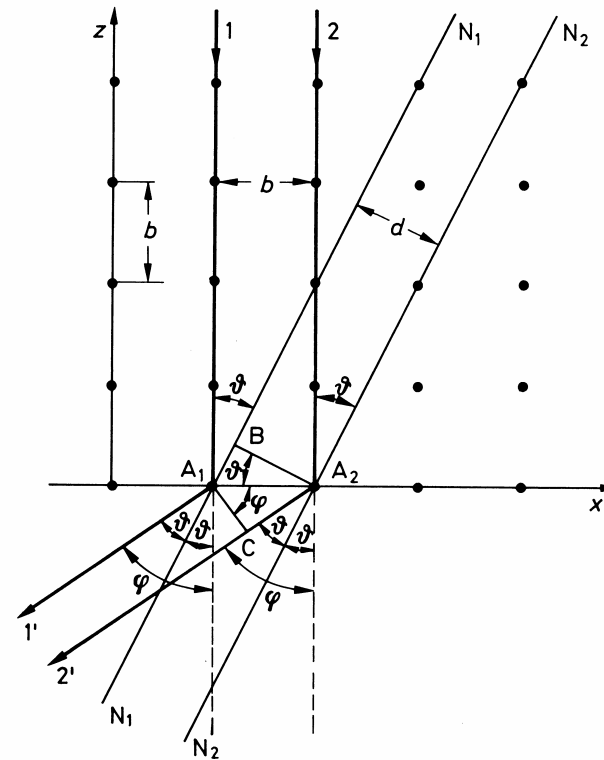
$$(2b \cos \theta) \sin \theta = n\lambda$$

und mit $\theta = \phi/2$

$$\begin{aligned} 2b \cos(\phi/2) \sin(\phi/2) &= n\lambda \\ &= b \sin \phi \end{aligned}$$

Dies ist äquivalent mit der 1. Laue-Bedingung.

Analog kann man die Äquivalenz mit den anderen Laue-Bedingungen zeigen und damit die Äquivalenz der Beschreibungen von Laue und Bragg.

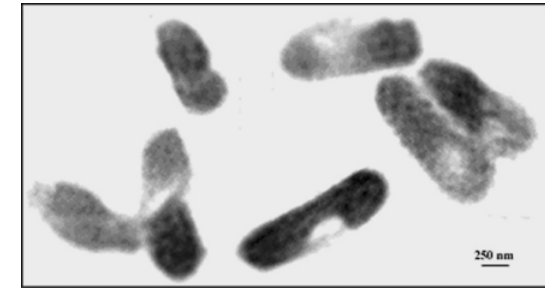
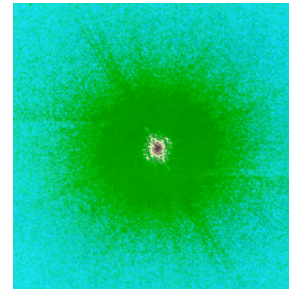


Zwei Anwendungsmöglichkeiten:

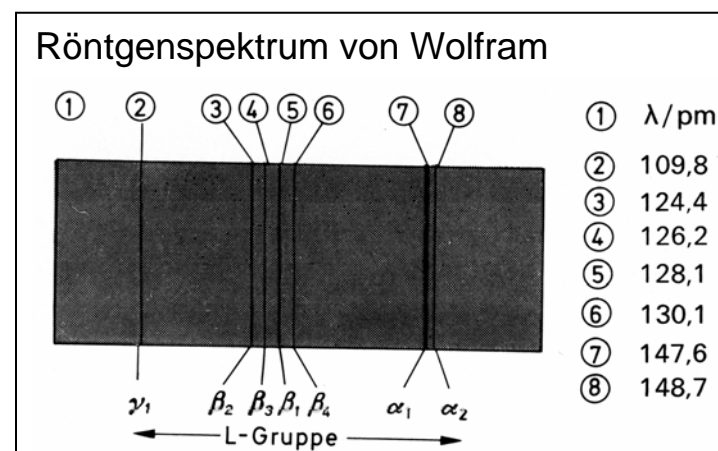
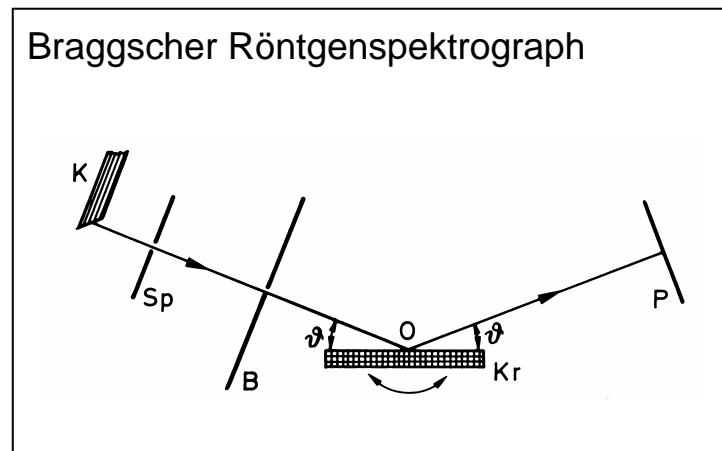
1) Untersuchung der Kristallstruktur mit monochromatischer Röntgenstrahlung und Analyse der Winkelabhängigkeit (Röntgenstrukturanalyse)
Nobelpreis 1988 für J. Deisenhofer, R. Huber, H. Michel „for the determination of the three-dimensional structure of a photosynthetic reaction center“



Bsp.: Beugungsbild und rekonstruiertes Bild von ecoli [Miao et al, PNAS 700, 110 (2002)]

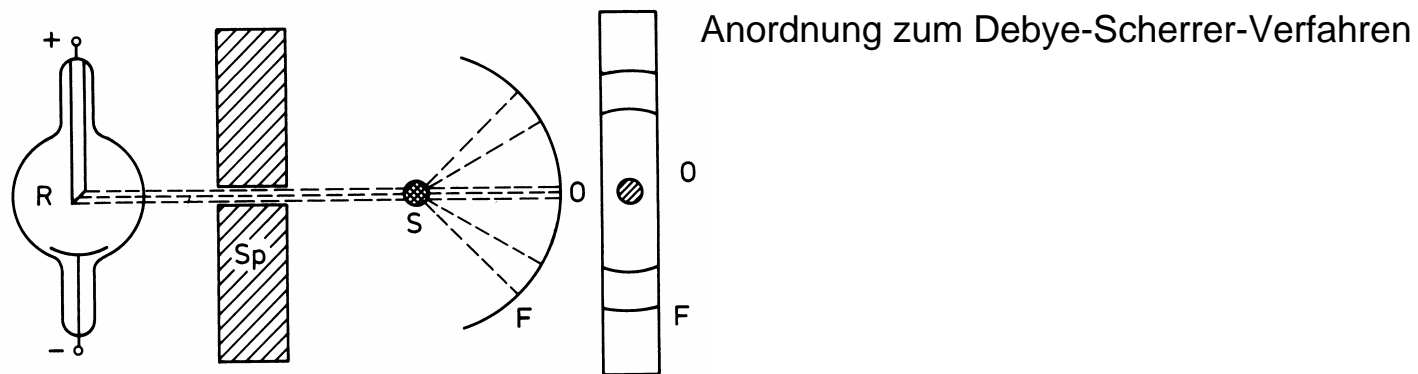


2) Mit bestimmtem Netzebenenabstand (bestimmter Kristall) und Winkel Anwendung als Monochromator in Analogie zum Prismen- oder Gitterspektrographen in der Optik.



Eine andere Methode ist das Kristallpulververfahren von Debye-Scherrer, bei dem ein Pulver des Kristalls (und damit alle möglichen Orientierungen vom Kristall auf einmal) mit monochromatischer Röntgenstrahlung bestrahlt wird.

Dabei wird das Pulver zu einem Zylinderstäbchen gepresst und konzentrisch von einem Schirm umgeben. Man erkennt dann konzentrische Kreissegmente.



Beugungsbild von Ni-Pulver

1.2.2. Welleneigenschaften von Materie (b)

Elektronenbeugung

Licht zeigt korpuskulare Eigenschaften.

Zeigt Materie Welleneigenschaften? Antwort von de Broglie: Ja!



Postulat von de Broglie (1924): „Materiewellen“

Licht → $p = h/\lambda$

Materie → $\lambda = h/p$

$$\lambda = h / \sqrt{2mE_{kin}}$$

De Broglie-Wellenlänge

Zum Beispiel für die Beschleunigung von elektrische geladenen Teilchen in Spannung U :

$$\lambda = h / \sqrt{2meU}$$

De-Broglie-Wellenlängen.

U in V	Elektronen		Protonen	
	v/c	λ in nm	v/c	λ in nm**
0,01	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^1$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
0,1	$6,3 \cdot 10^{-4}$	3,9	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$
1	$2,0 \cdot 10^{-3}$	1,2	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$
10	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$
100	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$
1000	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$
10000	0,19*	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
100000	0,55*	$3,7 \cdot 10^{-3}$ *	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-5}$
1000000	0,94*	$8,7 \cdot 10^{-4}$ *	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
10000000	0,999*	$1,2 \cdot 10^{-4}$ *	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-6}$ *

* relativistisch korrigiert

Folgerung für das Bohrsche Atommodell:

Das Elektron ist eine stationäre Elektronenwelle (nichts bewegt sich, daher keine Energieabstrahlung!).

Damit sich die umlaufende Welle nicht selbst auslöscht, muss konstruktive Interferenz nach einem Umlauf vorherrschen, d.h.:

$$2\pi r_B = n\lambda \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

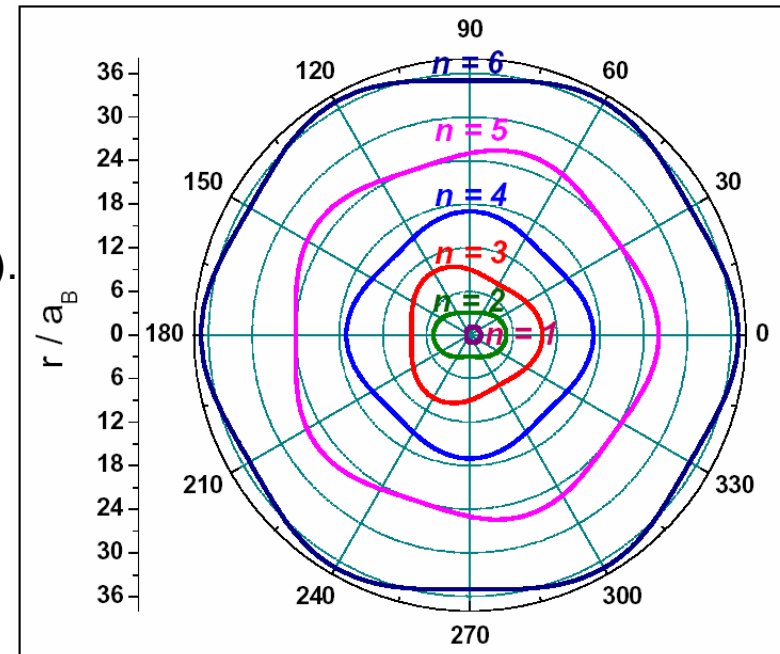
↑
Bohrradius

$$pr_B = l = n\hbar$$

↑
Drehimpuls

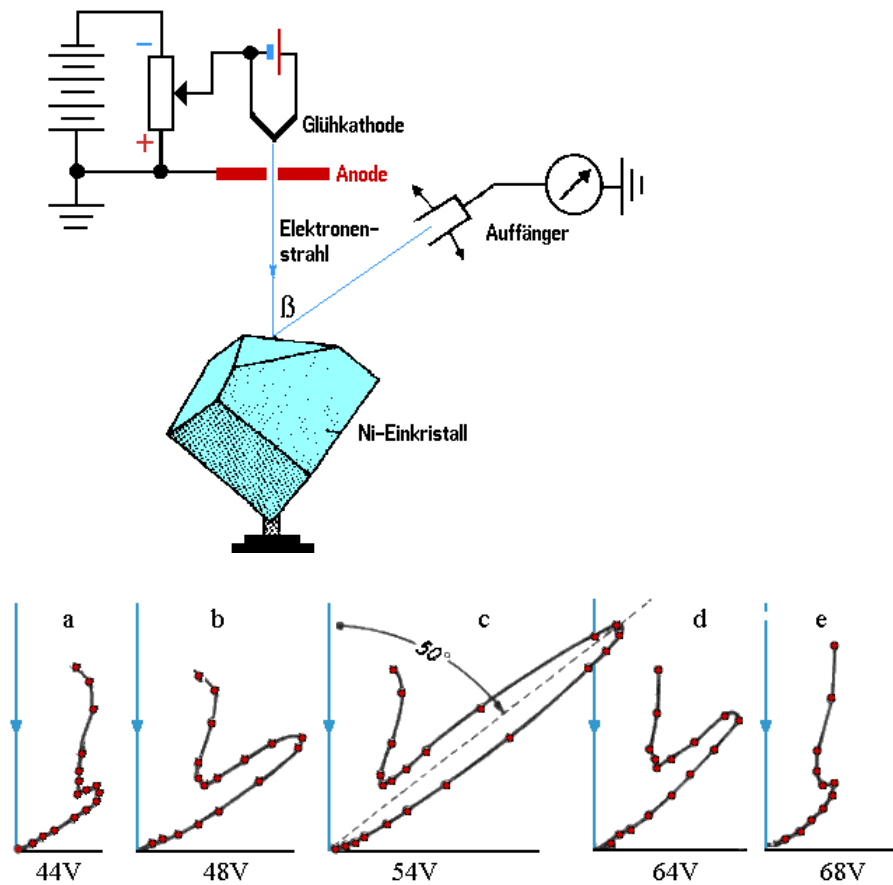
Quantisierung des Drehimpuls

➡ Motivation für eine Wellentheorie der Quantenmechanik ➡ Schrödingergleichung



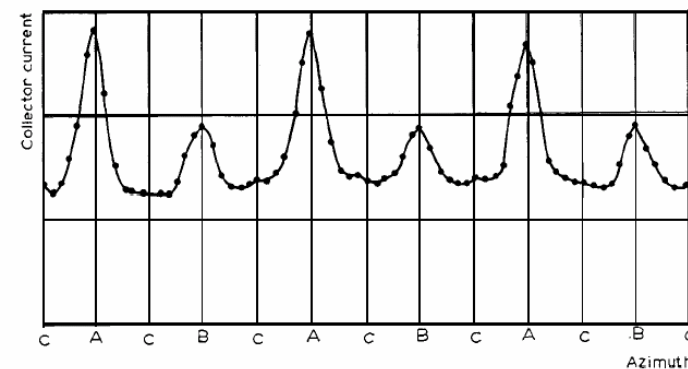
Die Welleneigenschaften der Materie können ebenso wie die der Röntgenstrahlung durch Beugung an Kristallen nachgewiesen werden (Da die Wellenlänge der de Broglie-Wellenlänge sehr klein ist, muss man kleine „Beugungsspalte“ benutzen!)

Ein sehr wichtiger Versuch ist der Versuch von Davisson und Germer (1926) zum Nachweis der Elektronenbeugung.



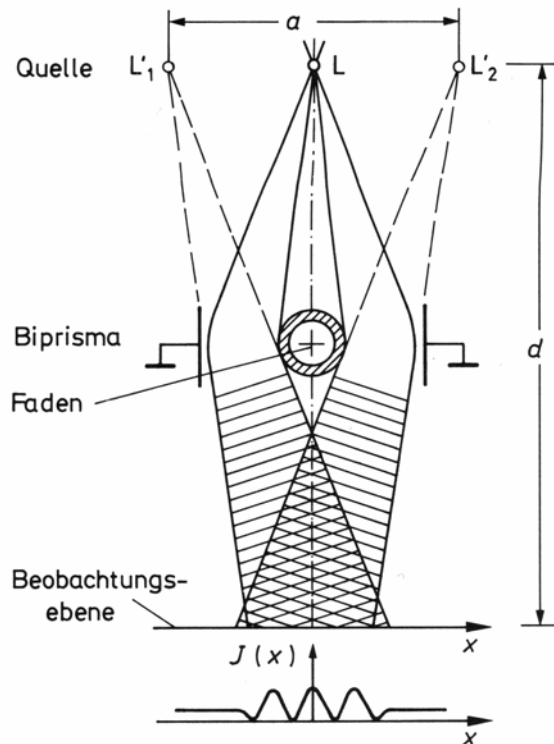
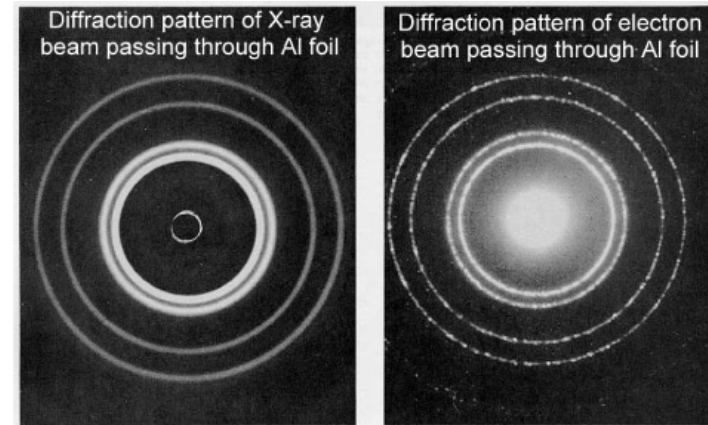
Wellenlängenabhängigkeit der Beugung

- „Einstellung“ der de Broglie-Wellenlänge durch die Beschleunigungsspannung
- Nachweis der dreizähligen Symmetrie
- Nachweis der Ablenkbarkeit des Beugungsbildes durch Magnetfelder!

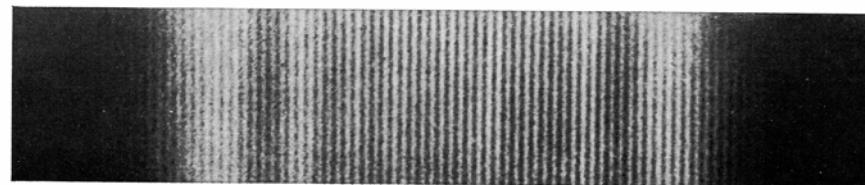


Abhängigkeit vom Beugungswinkel

Es besteht eine vollständige Analogie der Beugung von Licht und der Materiewellenbeugung, siehe zum Beispiel das Beugungsbild von Röntgenstrahlen (links) oder von Elektronenstrahlen (rechts) durch Aluminium-Folie.



Somit können optische Experimente mit Materiewellen durchgeführt werden. Das Experiment von Möllenstedt (links) realisiert z.B. ein Biprisma.



Beugungsbild hinter dem Möllenstedt'schen Biprisma

Kleine Historie der Materiewellenoptik:

- 1921-1926 experimenteller Nachweis der Elektronenbeugung (Davisson & Germer)
- 1953 erstes Elektronenstrahlinterferometer mit analogem Aufbau zum Mach-Zehnder-Interferometer
- 1960 Elektronenstrahlinterferometer an künstlich erzeugten Spalten (Jönsson)
- 1974 Interferenz von Neutronen an einem Silizium-Einkristall (Rauch, Treimer, Bonse)
- 1991 Interferenz von ganzen Helium- und Natrium-Atomen (Carnal & Mlynek, Keith et al.)
- 1999 Molekülinterferometer mit C60- und C70-Atomen (Arndt & Zeilinger)

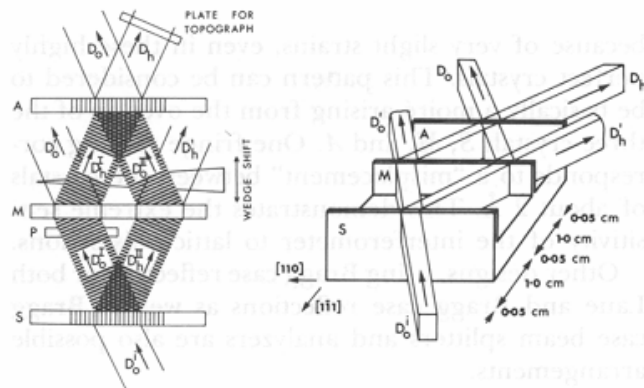


Fig. 1. Right: shape and dimensions of the single-crystal block cut as an interferometer for copper $K\alpha$ radiation and the silicon 220 reflection. S beam splitter crystal, M transmission mirrors, A analyzer crystal. Left: schematic diagram showing beam paths. D_0^i incident beam.

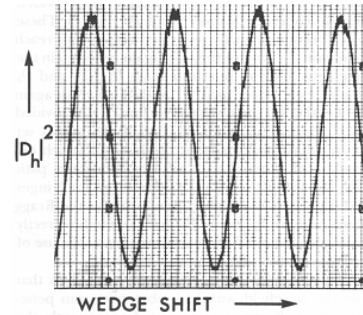
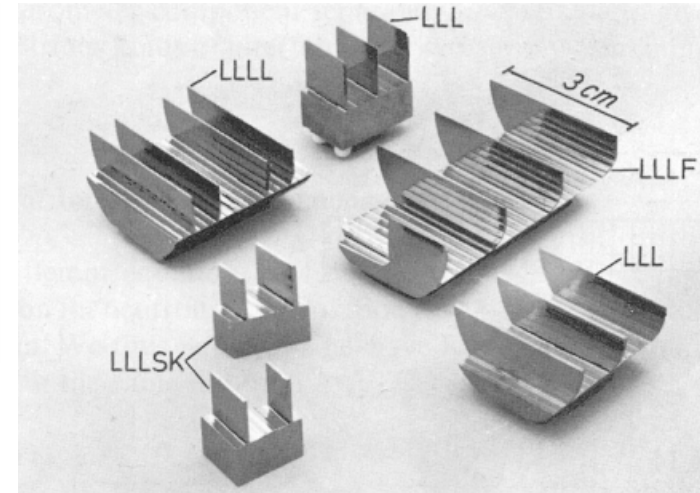
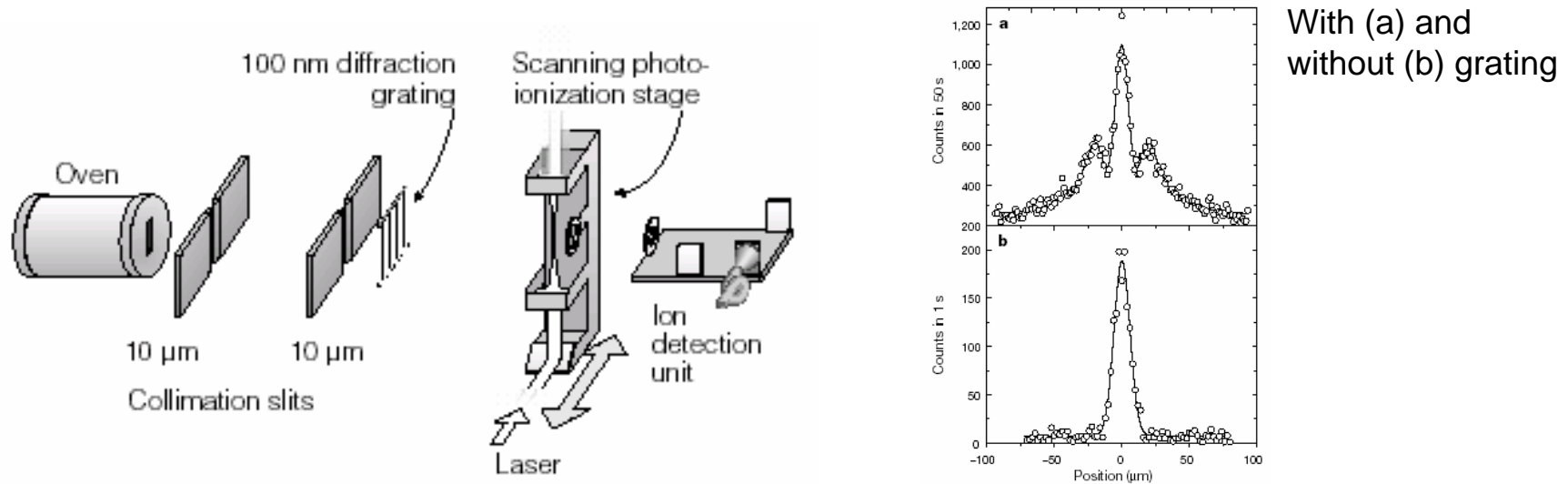


Fig. 2. Intensity variation $|D_1|^2$ when the wedge is shifted as shown in Fig. 1.

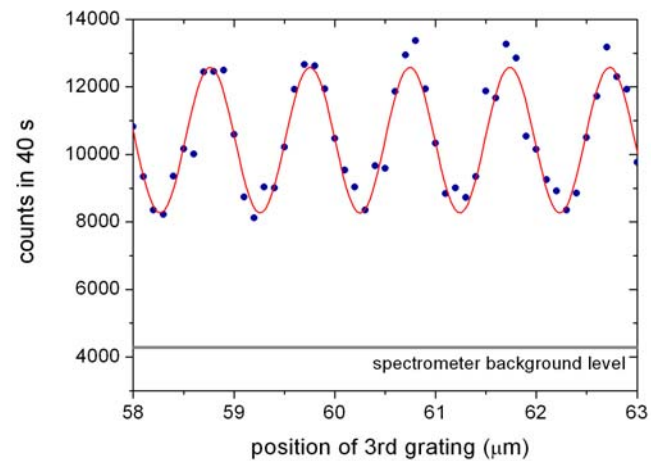


Verschiedene Neutroneninterferometer

Es besteht keine prinzipielle Grenze der Beobachtung von Materiewelleninterferenz



Interferenz von C₆₀ Molekülen, M. Arndt et al., NATURE 401, 680 (1999)



Interferenz von Biomolekülen, M. Arndt et al.

1.2.2. Welleneigenschaften von Materie (c)

Elektronenoptik

Bei den Experimenten von Davisson und Germer gab es eine systematische Abweichung von den theoretischen Werten. Diese kann auf die zusätzlichen elektrostatischen Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Kernen zurückgeführt werden.

Man führt eine zusätzliche potentielle Energie ein: $eU = \frac{1}{2}m_e v^2 + E_{pot}$
↑
Beschleunigungsspannung

somit:

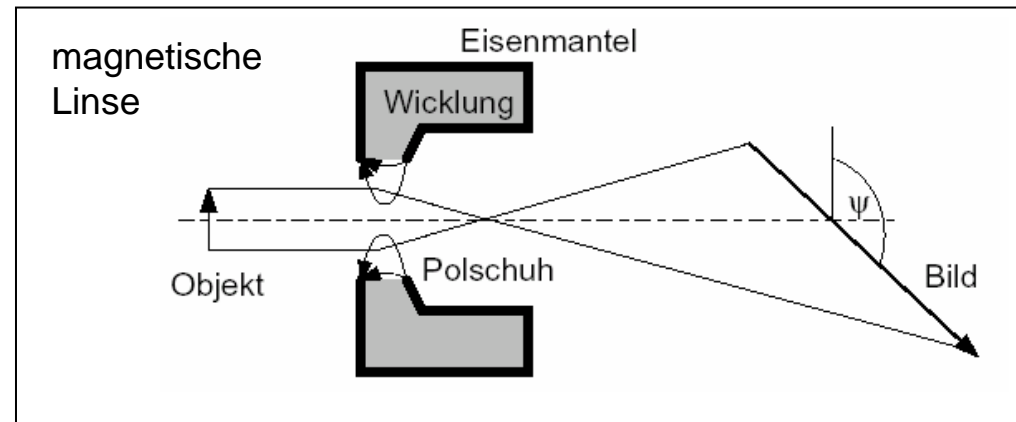
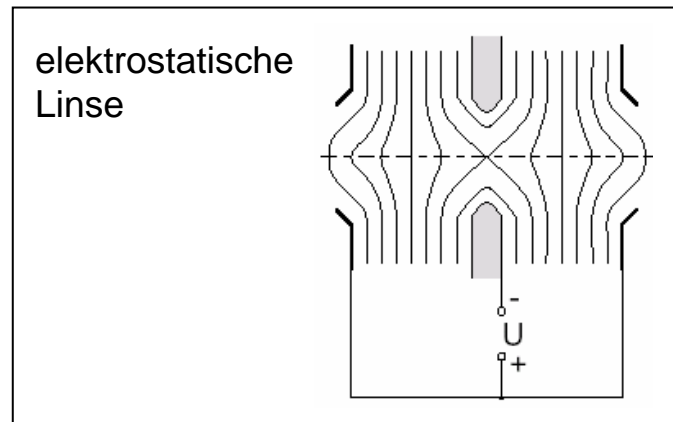
$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2m_e(eU - E_{pot})}}$$

In Analogie zur Optik kann man eine elektronenoptische Brechzahl n_{ne} einführen

$$n_{ne} = \frac{\lambda_{dB,vac}}{\lambda_{dB,mat}} = \sqrt{1 - \frac{E_{pot}}{eU}}$$

Ein erstes Mikroskop, das die kleine Wellenlänge und damit die potentiell bessere Auflösung von Elektronenwellen nutzt, wurde 1932 von Knoll und Ruska (Nobelpreis 1932) aufgebaut. ➡ Elektronenmikroskop

Um Linsen für ein solches Mikroskop zu realisieren kann die Ablenkung in elektrischen (elektrische Linsen) oder in magnetischen (magnetische Linsen) Feldern genutzt werden.



Elektronen mit einer Energie von 100 keV könnten nach dem Rayleigh Kriterium 0,07 Å auflösen.

$$d_{min} = 0.61 \frac{\lambda}{\sin \alpha} \leftarrow \text{Numerische Apertur}$$

10⁵-fache Verbesserung gegenüber optischen Mikroskopen im Sichtbaren Spektrum!

aber: Größere Abbildungsfehler der Elektronenoptik ➡ kleinere Apertur

➡ reale Verbesserung der Auflösung besser als 3 Größenordnungen!

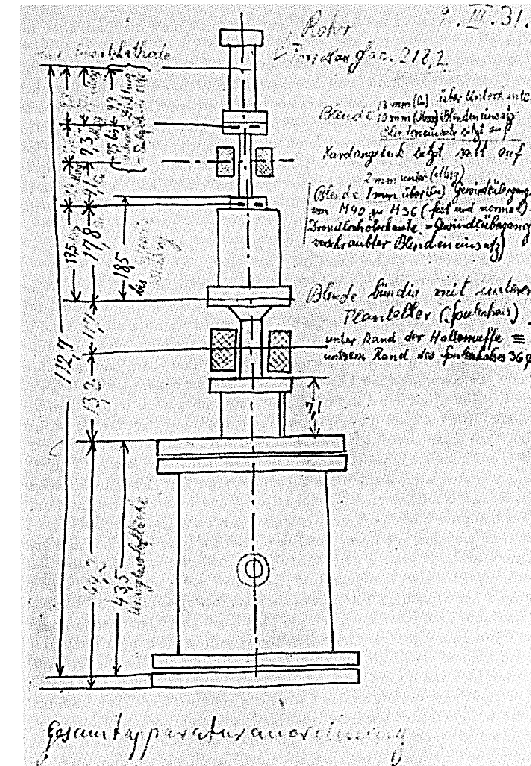
Es existieren verschieden Arten von Elektronenmikroskopen:

Transmissionsmikroskope (TEM = transmission electron microscope):

- Erfordern dünne Schichten als Proben und/oder sehr hohe Energien

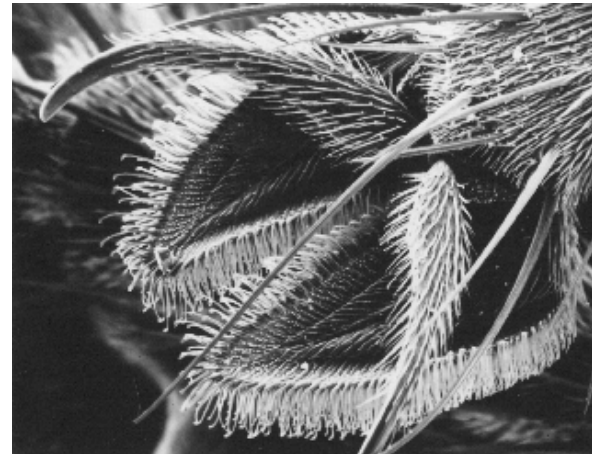
Rastersondenmikroskope (SEM = scanning electron microscope):

- Bildgebung durch Abstrahlung einer Probe mit einem fokussierten Elektronenstrahl
- Detektion von rückgestreuten und Sekundärelektronen
- Vorteil neben der hohen Auflösung ist die große Tiefenschärfe (Abbildung von rauhen oder zerklüfteten Oberflächen)
- Elektronendiffusion beschränkt die Auflösung auf etwa 20 nm
- Serielle Belichtung von Photolacken mit dem SEM-Strahl (**Ebeam lithography**)

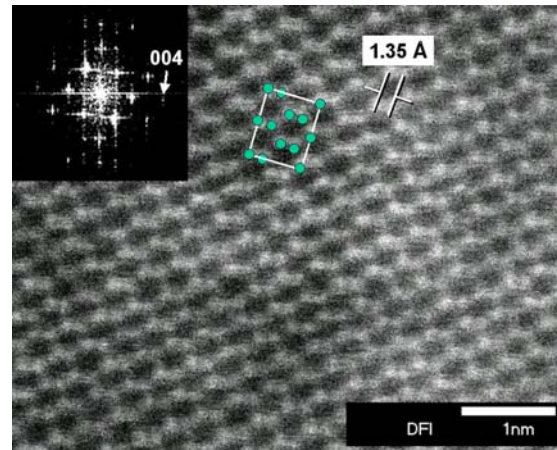
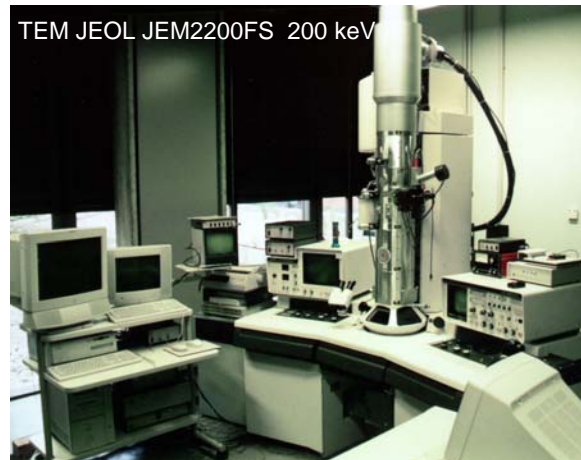


Skizze eines ersten Elektronen Mikroskops [aus E. Ruska, Nobel Lecture]

Kommerzielle Elektronenmikroskope (der HU, Prof. Neumann):



SEM-Bild von der
Klaue einer
Stubenfliege



TEM-Bild eines
Si Kristalls