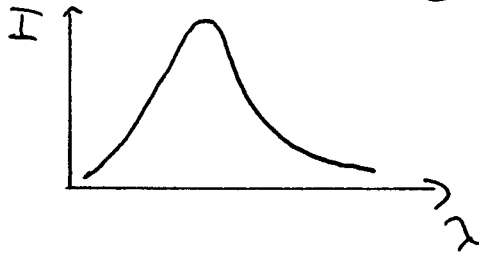


# Spektrum des Sonnenlichts

18.10.05

- Schwarzkörperstrahlung (Hohlraumstrahlung)



- Intensität kann unterschiedlich definiert sein  
allg.: Leistung / Fläche

- Plancksche Strahlungsformel

$$e_T(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$$

in der Näherung, Rayleigh-Jeans  $\rightarrow$  UV-Katastrophe

$$e_T(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu \quad \text{für kleine Energie}$$

Stromfluss

Energie ~~punkt~~fluss

Ladungsdichte  $c = \frac{q}{V}$

Energiedichte  $e = \frac{W}{V}$

Ladungsstromdichte  $c \cdot \vec{v}$

Energiestromdichte  $e \cdot \vec{v} = \vec{S}$   
Poyntingvektor

Leistung  $\int e \cdot \vec{v} \cdot d\vec{A}$

Leistung  $\int \vec{S} \cdot d\vec{A}$

20.10.05

$$e_T(\nu) \rightarrow e_T(\lambda) \quad \text{durch} \quad \nu\lambda = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$\text{und} \quad d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \cdot d\lambda$$

## Compton-Effekt

$$\Delta \lambda = \lambda_c (1 - \cos \vartheta)$$

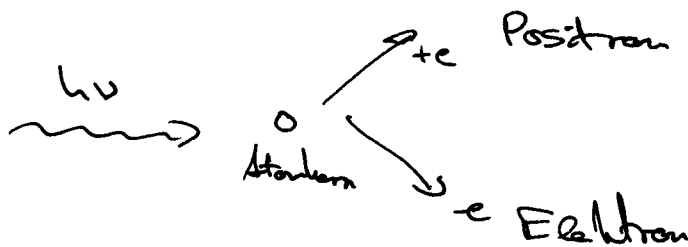
$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda} \vec{e}_e = \hbar \vec{k}$$

Compton-Wellenlänge

$$\frac{h}{m_e c} = 2,43 \text{ pm}$$

geringe Wechselwirkung zwischen Licht und Materie

## Paarerzeugung u. Paarvernichtung



Wechselwirkung von Licht mit Materie

Strahlungsenergie  $\rightarrow$  Ruhemasse + kin. Energie

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_{\text{kin}}^- + E_{\text{kin}}^+$$

Energieschwelle  $2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$

# Das Wasserstoffatom

Lösung der SG durch Separation ergibt

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = R_{n,l}(r) \cdot Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$$

$$R(r) = u(r) \cdot e^{-\kappa r} \quad ; \quad \kappa = \sqrt{-2\mu E/\hbar^2}$$

$$u(r) = \sum_i b_i \cdot r^i \quad ; \quad b_j = 2b_{j-1} \frac{\kappa \cdot j - a}{j(j+1) - l(l+1)}$$

$$a = \frac{\mu Z e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar^2}$$

Die Energiestufenwerte ergeben sich zu

$$E_n = -\frac{a^2 \hbar^2}{2\mu n^2} = -\frac{\mu Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}$$

$$= -R_H^* \frac{Z^2}{n^2}$$

$$; \quad R_H^* = \frac{\mu \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$$

Quantenzahlen

$$n = 1, 2, \dots$$

$$l = (0 \dots n-1)$$

$$m = (-l \dots +l)$$

Aufenthaltswahrscheinlichkeit

$$W(r) dr = 4\pi r^2 |\Psi(r, \vartheta, \varphi)|^2 dr$$

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Energieentartung aufzuheben,

- normaler Zeeman-Effekt
- relativistische Korrektur
- Spin  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Feinstruktur} \\ \text{Anomaler Zeeman-Effekt} \end{array} \right.$
- Hyperfeinstruktur

## Normaler Zeeman-Effekt



Elektronen auf Kreisbahn um Kern

$$\vec{p}_m = \frac{q}{c} \cdot \vec{A} \quad ; \quad \vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} = m_e \cdot r \cdot v \cdot \vec{e}_z$$

$$\Rightarrow \vec{p}_m = -\frac{e}{2m_e} \cdot l \cdot \vec{e}_z$$

Verändert den Energieterm um den Beitrag der pot. Energie eines

Dipols :  $E_{\text{pot}} = -\vec{p}_m \cdot \vec{B}$

$$\Rightarrow E_{\text{pot}} = \underbrace{\frac{e \cdot h}{2m_e}}_{\mu_B = \text{Bohrsches Magneton}} \cdot m \cdot B \quad (l_z = m \cdot h)$$

Aufspaltung tritt nur im äußeren Magnetfeld auf.

Die Entartung für verschiedene m wird aufgeloben

Das magnetische Bahnmoment des Elektrons  $\vec{p}_m$  wird auch geschrieben als

$$\mu_e = -(\mu_B/h) \cdot l$$

## Relativistische Korrektur

Statt  $E = \frac{p^2}{2m} + E_{\text{pot}}$  wird

$$E = \left( \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2} - m_0 c^2 \right) + E_{\text{pot}}$$

Dies führt auf eine Energieverschiebung  $\Delta E$  :

$$\Delta E_{nl} = \frac{\hbar^4}{8m_e^3 c^2} \int \psi^{*} \nabla^4 \psi \, d\tau = \frac{E_{nl} \cdot Z^2 \alpha^2}{n} \left( \frac{3}{4n} - \frac{1}{l+1/2} \right)$$

mit der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

Die Gesamtenergie wird dann zu

$$E_{nl} = - R_{\infty} \frac{Z^2}{n^2} \left[ 1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left( \frac{3}{4n} - \frac{1}{l+1/2} \right) \right]$$

### Spin-Bahn-Kopplung (Feinstruktur)

magnet. Dipolmoment des Elektronens (s.o.)

$$\mu_L = - \frac{e}{2m_e} \cdot l$$

Andererseits betrachtet, dreht sich auch der Kern um das Elektron und erzeugt ein Magnetfeld

$$\vec{B}_L = \frac{\mu_0 \cdot Z \cdot e}{4\pi r^3 m} \vec{l} \quad l = m \cdot (\vec{r} \times \vec{v})$$

in diesem Feld hat das Elektron einen Spin  $S_z = \pm \frac{1}{2}$   
( $\mu_S$  wirkt nicht)

$$\text{Es ist } \vec{\mu}_S = -g_S \left( \frac{\mu_B}{\hbar} \right) \cdot \vec{S} \quad \Leftrightarrow \quad g_S \approx 2$$

und damit die Energieverschiebung

$$\Delta E = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B}_L \approx \frac{\mu_0 Z \cdot e^2}{4\pi m_e^2 r^3} (S \cdot l)$$

Rücktransformation gibt einen Faktor  $\frac{1}{2}$  (Thomas Faktor)

Nach Einführung von  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$

$$E_{n,l,j} = E_n + \frac{a}{2} \cdot [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]$$

Spin-Bahn-Kopplungskonstante

$$a = \frac{\mu_B z^2 \hbar^2}{8\pi m_e r^3}$$

Für  $j$  wird eingesetzt  $j = l \pm \frac{1}{2}$

Der Abstand zwischen zwei Feinstrukturtermen ist

$$\begin{aligned} \Delta E_{l,s} &= -E_n \cdot \frac{z^2 \cdot a^2}{n \cdot l(l+1)} \\ &\propto \frac{z^4}{n^3 l(l+1)} \end{aligned}$$

Spin-Bahnaufspaltung und rel. korrekturen zusammen ergeben

$$E_{n,j} = E_n \left[ 1 - \frac{z^2 a^2}{n} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (\text{unabh. von } l)$$

### Anomaler Zeeman-Effekt

Wieder mit eingeschaltetem Magnetfeld

Der Gesamtdrehimpuls bleibt zwar dem Betrage nach, aber nicht der Richtung nach erhalten (wg Drehmoment  $\vec{D} = \vec{H} \times \vec{B}$ )

Die z-Komponente ist aber wieder festgelegt

aber:  $\boxed{\vec{\mu}_j \nparallel \vec{j}}$

$$\vec{\mu}_j \text{ ist } \vec{\mu}_j = -\frac{e}{2m_e} (\vec{l} + g_s \vec{s}) \quad g_s \approx 2$$

Es gibt den Landé-Faktor  $g_j$

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$

$$\Rightarrow \text{Zusätzliche Energie } \approx E_{m_j} = -\langle m_j \rangle_z B = m_j \cdot g_j \mu_B \cdot B$$

Aufspaltung zu benachbarten Zeeman-Komponenten  $m_j$  und  $m_j - 1$ :

$$\Delta E_{m_j, m_j-1} = g_j \cdot \mu_B \cdot B$$

### Hyperfeinstruktur

Hier wird außerdem noch der Kernspin berücksichtigt

$$\text{magnetisches Kernmoment } \mu_I = \gamma_K \cdot I \quad |I| = \sqrt{I(I+1)}$$

$I$  ist die Kernspinzahl

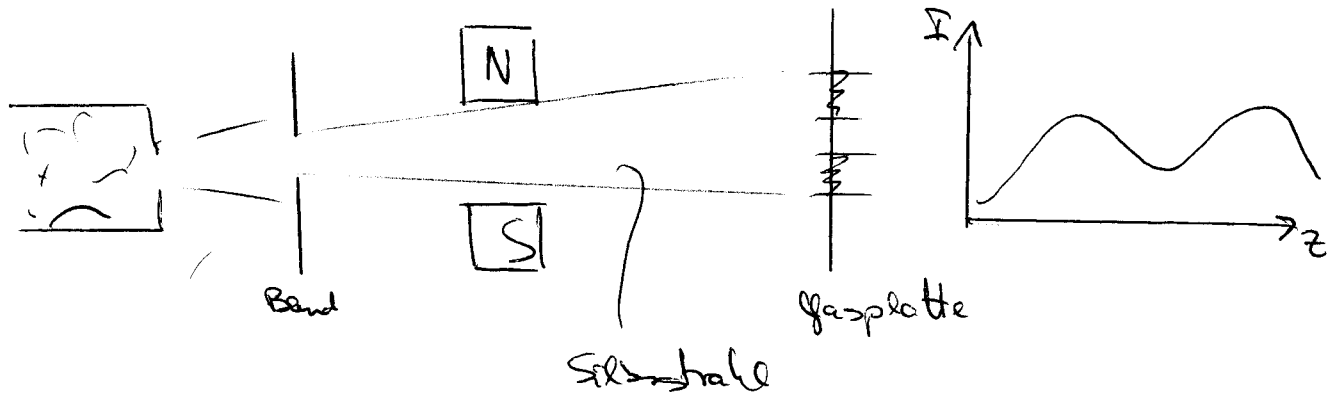
Jedes Energieniveau  $E_{n,l,j}$  spaltet durch die Hyperfein-WS auf in

$$E_{HFS} = E_{n,l,j} + \frac{A}{2} [F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)]$$

$$A = \frac{g_I \cdot \mu_K \cdot B}{\sqrt{j(j+1)}}$$

$$F = j + I$$

# Strom - Gerlach - Versuch



Aufspaltung in zwei Teilstrahlen

⇒ Atom muss Dipolmoment  $\vec{\mu}_m$  haben auf dem ein inhomogenes Feld die Kraft

$$F = - \vec{\mu}_m \cdot \underbrace{\text{grad } B}_{\text{Weldergrad.}} \quad \text{wirkt}$$

⇒ Rückschluss auf Spin

Spin erfüllt die üblichen Drehimpulsregeln

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar$$

$$S_z = m_s \cdot \hbar$$

Für das mag. Spinmoment gilt  $\vec{\mu}_s = \gamma \cdot \vec{S}$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$

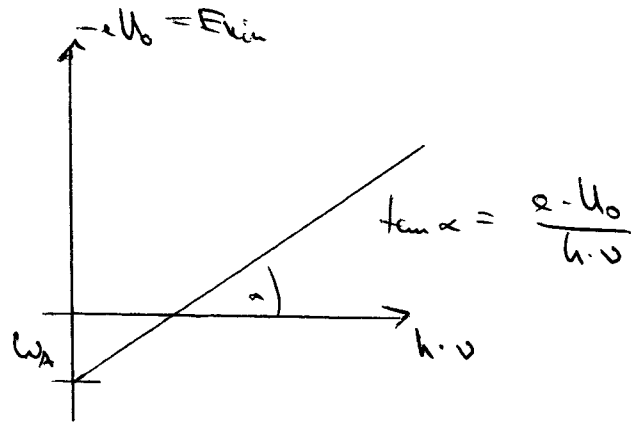
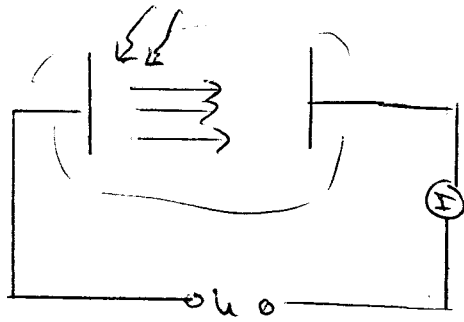
$$s = \frac{1}{2} \Rightarrow m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Es wird Silber verwendet, weil beim Silber nur ein Valenzelektron für das magn. Moment verantwortlich ist.

Die anderen Spins sind kompensiert



# Photoeffekt



- kin. Energie der Elektronen ist nur von der Frequenz, nicht von der Intensität des Lichtes ab
- Zahl der Photoelektronen  $\sim$  Intensität
- keine Verzögerung

Max. kin. Energie der Elektronen

$$E_{kin}^{max} = h \cdot \nu - W_A$$

Die geplotete Gerade ist  $U_0(\nu) = \frac{h}{e} \cdot \nu - \frac{W_A}{e}$

## Das Heliumatom

Bei zwei Elektronen ist die pot. Energie

$$E_{\text{pot}} = -\frac{z^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{z}{r_1} + \frac{z}{r_2} - \frac{1}{r_{12}} \right)$$

(Analytische Lösung ist nicht möglich)

⇒ Es wird eine Abschirmungskonstante eingeführt

$$z_{\text{eff}} = z - S$$

Aus der Nichtunterscheidbarkeit zweier Elektronen

$$\psi_{\text{tot}}^{\pm} = \pm \psi_{\text{tot}}^{\mp} \quad (\text{vor und nach der Vertauschung})$$

$$\Rightarrow \psi_{\text{tot}}^{\text{sym}} = \psi_1(a) \cdot \psi_2(b) \pm \psi_2(a) \cdot \psi_1(b)$$

Zwei Elektronen mit denselben Quantenzahlen  $(n, l, m_l)$  werden durch die symmetrische Wellenfunktion  $\psi_{\text{tot}}^{\text{sym}}$  beschrieben

Zusätzlich muss der Spin berücksichtigt werden:

Spinfunktionen  $\chi^+$ ,  $\chi^-$

Symmetrische Spin-Funktion des Systems

$$\chi_1 = \chi^+(1) \cdot \chi^+(2) \quad M_S = +1$$

$$\chi_2 = \chi^-(1) \cdot \chi^-(2) \quad M_S = -1$$

$$\chi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi^+(1) \cdot \chi^-(2) + \chi^+(2) \cdot \chi^-(1)] \quad M_S = 0$$

„Triplett-Zustand“

antisymmetrische Spinfunktion

$$\chi^a = \chi^+(1) \cdot \chi^-(2) - \chi^+(2) \cdot \chi^-(1) \quad M_S = 0$$

„Singulett-Zustand“

Der Gesamtzustand ist dann  $\Psi_{\text{ges}} = \Psi_{\text{ab}}(r_1, \vartheta_1, \varphi_1, r_2, \vartheta_2, \varphi_2) \cdot \chi_{\text{spin}}(s_1, s_2)$

## Pauli-Prinzip

Die Gesamtwellenfunktion eines Systems mit mehreren Elektronen ist immer antisymmetrisch gegen Vertauschung zweier Elektronen.

⇒ Ein durch die vier Quantenzahlen  $(n, l, m_l, m_s)$  vollständig beschriebener Zustand eines Atoms kann höchstens von einem Elektron besetzt werden.

## Aufbau der Elektronenhülle

Die Auffüllung erfolgt nach zwei Prinzipien

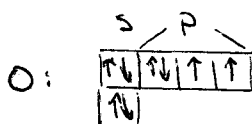
- Pauliprinzip
- Gesamtenergie muss minimal bleiben

Die Quantenzahl  $n$  gibt die Elektronenschale an, die mit  $2n^2$  Elektronen besetzt ist (K, L, M, N, O-Schale)

Die mit Elektronen besetzten Zustände dürfen energetisch entartet sein.

Es gilt die Hund'sche Regel, dass paralleler Spin anti-parallelen Spin bevorzugt wird.

Im Grundzustand eines Atoms hat der Gesamtspin den größtmöglichen mit dem Pauliprinzip vereinbaren Wert



p:  $l=1$   
 $m = -1, 0, 1$

Hund'sche Regel: die letzten beiden Elektronen werden nicht beide bei  $m=0$  eingeordnet

# Hartree-Fock-Näherung

Potentialansatz  $\phi^{(0)}(r)$

Einsetzen in Sg

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \phi^{(0)}(r) \right] \cdot \psi_i^{(0)} = E_i^{(0)} \psi_i^{(1)}$$

$$E_i^{(0)}, \psi_i^{(0)}$$

Sortieren nach wachsenden Energien  $E_i^{(0)}$   
Besetzen der Zustände  $\psi_i^{(0)}$  mit  $N$  Elektronen bei  
Beachtung des Pauliprinzip

Berechnung des gemittelten Potentials  $\phi_i^{(1)}$   
für  $i$ -tes Elektron für alle Elektronen

$$\phi_i^{(1)}(r_j) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{Z}{r} - \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}} |\phi_j^{(0)}(r_j)|^2 d\tau_j \right]$$

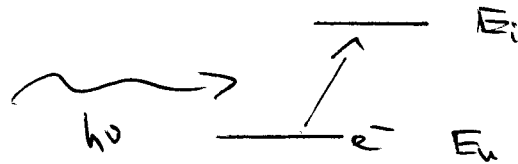
Mit  $\phi_i^{(1)}$  Berechnung neuer  $\phi_i^{(1)}(r_i), E_i^{(1)}$

Vergleich von  $\psi_i^{(u)}, E_i^{(u)}$  mit  $\psi_i^{(u-1)}, E_i^{(u-1)}$

Abweichung noch zu groß

fertig

# Emission und Absorption



- Bei einer Energiedichte  $w_\nu(\nu) = n(\nu) \cdot h \cdot \nu$  mit  $n(\nu) =$  Anzahl der Photonen im Intervall  $1\text{Hz}$  ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang

$$W_{ki} = B_{ki} \cdot w_\nu(\nu)$$

$B_{ki}$  = Einstein Koeffizient der Absorption

- Abs. bei der Emission (stimuliert)

$$W_{ik} = B_{ik} \cdot w_\nu(\nu)$$

Das einfallende Strahlungsfeld wird dabei durch das emittierte Photon verstärkt!

- Spontane Emission kann ebenfalls auftreten

$$W_{ik}^{(sp)} = A_{ik}$$

Es tritt ein Gleichgewichtszustand auf  
Absorption = Emission

~~$B_{ki} \cdot N_i$~~

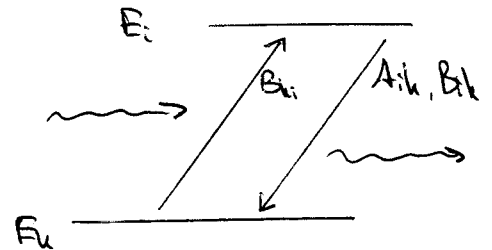
$$B_{ki} \cdot w_\nu(\nu) \cdot N_i = B_{ik} \cdot w_\nu(\nu) \cdot N_i + A_{ik} \cdot N_i$$

mit der Gewichtung  $g_i = 2j+1$  (Zahl der entarteten Unter-niveaus) gilt für die Besetzungszahlen die Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} \cdot e^{-\Delta E/kT} = \frac{g_i}{g_k} \cdot e^{-h\nu/kT}$$

$$\rightarrow \omega_0 = \frac{A_{ik} / B_{ik}}{(g_k/g_i)(B_{ik}/B_{ki})(e^{h\nu/kT} - 1)}$$

$$\text{vgl. } \omega_0 = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$



Der Vergleich ergibt

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki}$$

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik}$$

d.h. : A.  $B_{ik} < B_{ki}$  da  $g_i > g_k$

$\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} =$  Zahl der Moden des Strahlungsfeldes pro Volumen und Frequenzintervall

Das Verhältnis von induzierter zu spontaner Emission

$$\frac{B_{ik} n \cdot h\nu}{A_{ik} \frac{c^3}{8\pi\nu^2}} = n$$

ist gleich der Zahl der Photonen in dieser Mode

konkret ausrechnen lassen sich die Einsteinkoeffizienten durch den Vergleich mit der Formel für die mittlere Leistung eines schwingenden Dipols  $P = \frac{2}{3} \frac{p^2}{4\pi\epsilon_0^3} \omega^4$ . Für den Übergang  $E_i \rightarrow E_k$  wird ein Übergangsdipolmoment  $p_{ik}$  mit dem Erwartungswert  $M_{ik}$  definiert

$$M_{ik} = e \int \psi_i^* \mathbf{r} \psi_k dV$$

Damit ergibt sich der Einsteinkoeffizient  $A_{ik}$  aus dem Vergleich

$$\langle P_{ik} \rangle = \frac{4}{3} \frac{\omega_{ik}^4}{4\pi\epsilon_0 c^3} |M_{ik}|^2 \quad \text{und}$$

$$N \langle P_{ik} \rangle = N \cdot A_{ik} \cdot h \cdot \nu$$

$$A_{ik} = \frac{2}{3} \frac{\omega_{ik}^3}{\epsilon_0 c^3 h} \cdot \underbrace{e^2 |S_{T_i} \cdot r_{ik} \cdot dV|^2}_{|M_{ik}|^2}$$

(unabhängig vom äußeren Strahlungsfeld)

Die Koeffizienten sind unabhängig vom äußeren Strahlungsfeld, die Übergangswahrscheinlichkeiten nicht!

### Auswahlregeln

Auswahlregeln ergeben sich daraus, dass die Einstein-Koeffizienten  $A_{ik}, B_{ik} \neq 0$  sein müssen, und damit eine Übergangswahrscheinlichkeit zw. den beiden Zuständen existiert

Es ist für linear einfallendes Licht

$$|M_{ik}|_z = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R_i R_k r^3 dr \cdot \int_0^\pi \Theta_{m_i}^{R_i} \Theta_{m_k}^{R_k} \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} e^{i(m_k - m_i)\varphi} d\varphi$$

und für zirkular polarisiertes Licht

$$\begin{aligned} |M_{ik}|_x \pm |M_{ik}|_y \\ = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R_i R_k r^3 dr \cdot \int_0^\pi \Theta_{m_i}^{R_i} \Theta_{m_k}^{R_k} \sin^2 \vartheta d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} e^{i(m_k - m_i \pm 1)\varphi} d\varphi \end{aligned}$$

Daraus ergeben sich die folgende Auswahlregeln

$\Delta m = \pm 1$	Zirkular polarisiertes Licht
$\Delta m = 0$	linear polarisiertes Licht
$\Delta l = l_2 - l_1 = \pm 1$	$\psi_i$ und $\psi_f$ müssen unterschiedliche Parität besitzen
$\Delta S = 0$	Übergänge von Singulett ins Triplett-System sind verboten

$\Delta S = 0$  gilt nur ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung  
Für  $J$  gilt die Auswahlregel ( $J = L + S$ )

$$\Delta J = 0, \pm 1, \text{ aber } J=0 \rightarrow J=0$$

Außerdem gibt es noch

- Quadrupolübergänge
- Magnetische Dipolstrahlung
- Zweiphotonen-Übergänge

Die Lebensdauer von Zuständen beträgt

$$\tau_i^{\text{alt}} = \frac{1}{A_i + R_i} \quad ; \quad R_i = \text{Wahrscheinlichkeit für "Deaktivierungsprozesse"}$$

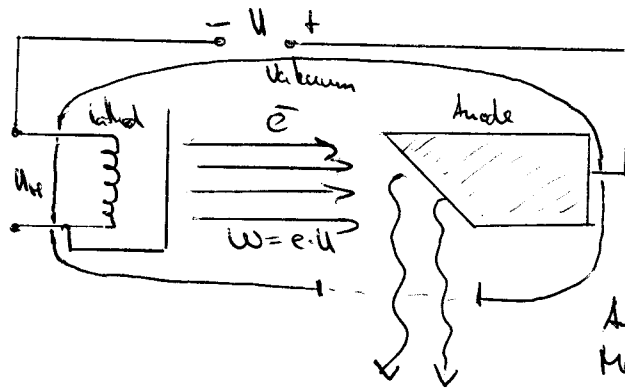
Die Spektrallinien werden durch verschiedene Faktoren verbreitert:

- natürliche Linienbreite (durch endliche Abstrahldauer)
- Doppler-Verbreiterung (durch thermische Bewegung)
- Stoßverbreiterung (WS mit anderen Atomen)



# Röntgenstrahlung

Röntgenröhre



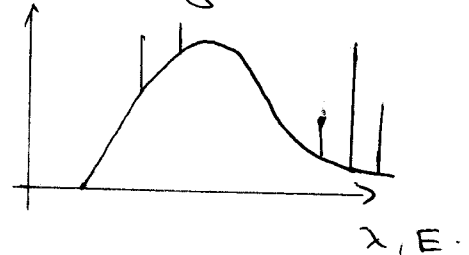
Umwandlung der Energie an der Anode

Anode aus schwerem Metall (z.B. Cu)

## a) Bremsstrahlung

Elektronen werden im Coulombfeld der schweren Anodenkerne abgelenkt und senden Bremsstrahlung in einem kontinuierlichen Spektrum aus

Kurzwellige Grenze:  $\lambda \geq \frac{h \cdot c}{e \cdot U}$



## b) Charakteristische Röntgenstrahlung

Die Röntgenstrahlung regt Elektronenübergänge in den Atomen der Anode an. Beim Zurückfallen auf niedrigere Energieniveaus wird Strahlung emittiert, die charakteristisch für das Anodenmaterial ist.

## Absorption und Streuung

Wenn Röntgenstrahlung durch eine Schicht hindurchtritt, wird ihre Strahlungsleistung gemäß einem materialabhängigen Abschwächungskoeffizienten reduziert

$$P(x) = P_0 \cdot e^{-\mu x}$$

$\mu = \mu_s + \alpha$  Summe von Streukoeffizient und Absorptionskoeffizient

Röntgenstrahlung hat einen hohen Streuquerschnitt

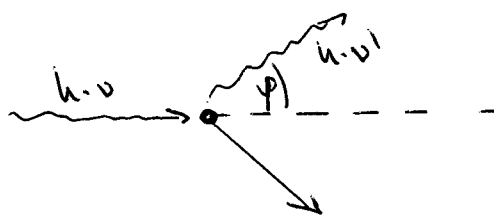
Absorption in einem Material beruht auf drei Effekten:

- Photoeffekt. Röntgenquant wird absorbiert und dafür ein Elektron ionisiert

$$E_{kin} = h \cdot \nu - (E_{ion} - E_{el})$$

- Compton-Effekt. Röntgenquant stößt mit fast freiem Elektron in der äußeren Schale

$$h\nu + e^- \rightarrow e^-(E_{kin}) + h \cdot \nu'$$



$$\lambda_s = \lambda_0 + 2\lambda_c \sin^2(\varphi/2)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m \cdot c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Das gestreute Photon kann immer noch absorbiert werden

- Paarbildung. bei großer Energie kann das Röntgenquant in Materie ein Elektron-Positron-Paar erzeugen

$$h \cdot \nu \rightarrow e^- + e^+ + 2 E_{min}$$

Für den Absorptionskoeffizienten gilt weiterhin:

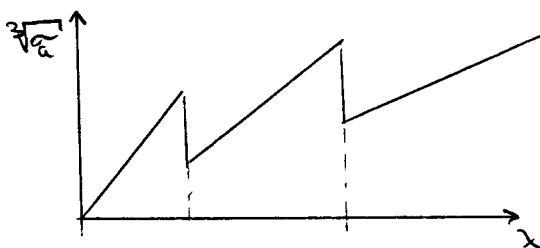
$$\kappa_a = \frac{\alpha}{\rho} = \frac{\sigma_a}{m_{at}} \quad ; \quad \sigma_a = C \cdot Z^4 \cdot \lambda^3 \quad ; \quad \kappa_a \sim Z^3$$

$\kappa_a$ : Massenabsorptionskoeffizient       $\sigma_a$ : Absorptionsquerschnitt

$m_{at}$ : Atommasse       $\lambda$ : Wellenlänge der Röntgenstrahlung

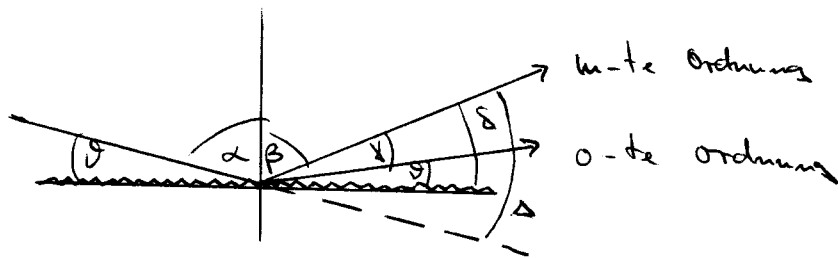
$Z$ : Kernladungszahl des absorbierenden Materials

$C$  ist nur innerhalb einer Elektronenschale konstant:



Es treten Absorptionskanten bei für das Material charakteristischen Wellenlängen auf

Messung der Röntgenwellenlänge



$$m \cdot \lambda = 2d_{\text{eff}} \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \frac{\gamma}{2} \quad ; \quad d_{\text{eff}} = d \cdot \sin \theta$$

Der Brechungsindex des Gittermaterials kann für die Röntgenstrahlung  $< \varphi$  sein!

für  $\gamma \ll \omega_0$ :

$$n^2 = 1 + \frac{N \cdot Z e^2}{\epsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Außerdem kann Bragg-Reflexion verwendet werden:

$$2d \cdot \sin \theta = m \lambda$$