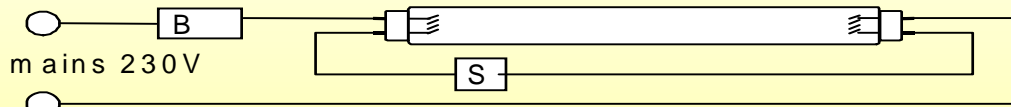
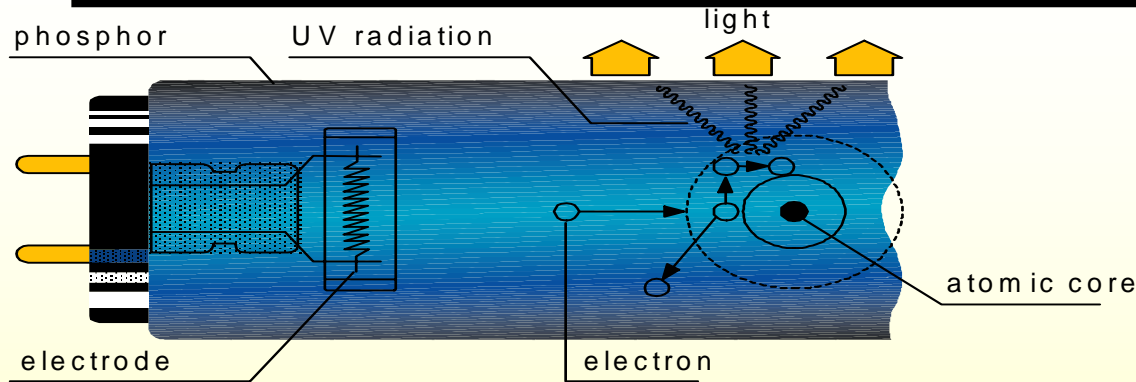


# Aufbau und Betrieb einer Gasentladungslampe



B = lamp ballast  
S = starter for lamp ignition

Leuchtstofflampe = Quecksilber-Niederdruckgasentladungslampe mit Leuchtstoff auf der Innenseite des Glaskolbens

mit konventionellem Vorschaltgerät (KVG) aus Drossel und Glimmstarter zur Strombegrenzung bzw. zum Zünden

## Werkstoffe für Gasentladungslampen i.a.:

1. Gasdichter **Lampenkolben** aus Borosilikat- oder Quarzglas or  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Keramik
2. Wolframelektroden als Wendeln für NDL oder als Stifte für HDL mit Molybdän-Stromdurchführung und Sockel zum elektrischen Anschluss
3. **Füllung:** Edelgas Ne, Ar oder Xe als **Zündgas**, Hg oder Xe als **Puffergas** zum Einstellen des Spannungsgradienten und In, Tl, Na, Li, Hg, Sn, Sc, Dy, Ho, Tm etc., eingebracht häufig als Jodid oder Bromid als **Leuchtgas**

# Prinzip der Strahlungserzeugung durch eine Gasentladungslampe



Hochdruck-  
gasentladungs-  
lampe

1. Beschleunigung von Elektronen in einem Gas durch ein elektrisches Feld
2. Anregung von Atomen, Ionen oder Molekülen durch Übertragung kinetischer Energie beim inelastischen Stoß zwischen Elektronen und Atomen, ...
3. Spontane Emission von Strahlung durch Übergänge von angeregten Zuständen in energetisch tiefer liegende Zustände
4. Austritt der Strahlung aus der Lampe nach einer gewissen Reabsorption

# Parameter von Gasentladungslampen

---

- Länge zwischen 5 cm und 4 m
- Spezif. elektrische Leistung von 0,1 bis 400 W/cm
- Leuchtgasdruck zwischen 1 Pa and 100 MPa
- Spektrale Emission von 126 nm bis ins NIR
- Strahlungswirkungsgrade bis zu 60%
- Lebensdauern von 50 h bis 60 000 h
- Kolben aus Borosilikat- oder Quarzglass oder  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Keramik
- Ohmsche Einkopplung der el. Leistung für  $f < 500$  kHz über Elektroden innerhalb des Gasraums oder kapazitive Einkopplung für  $f > 20$  kHz über Elektroden außerhalb oder induktive Einkopplung für  $f > 100$  kHz über RF-Felder

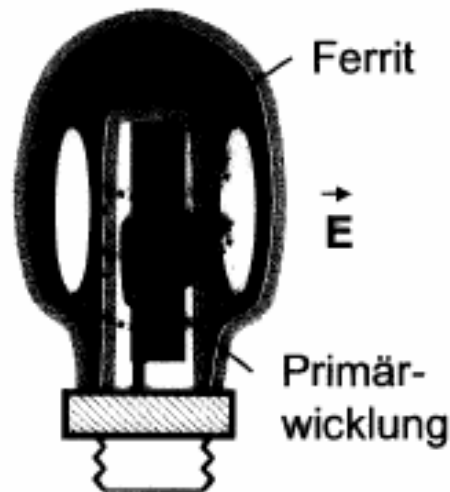
# Klassifizierung der Entladungslampen nach elektrischer Ankopplung

## Elektrodenlampen



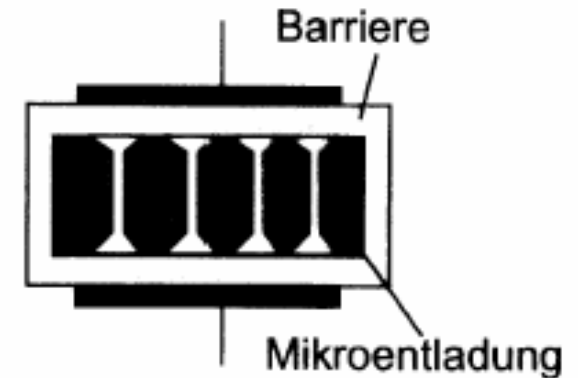
- DC bis MHz
- Akustische Resonanzen bei Hochdrucklampen!!

## Induktionslampen



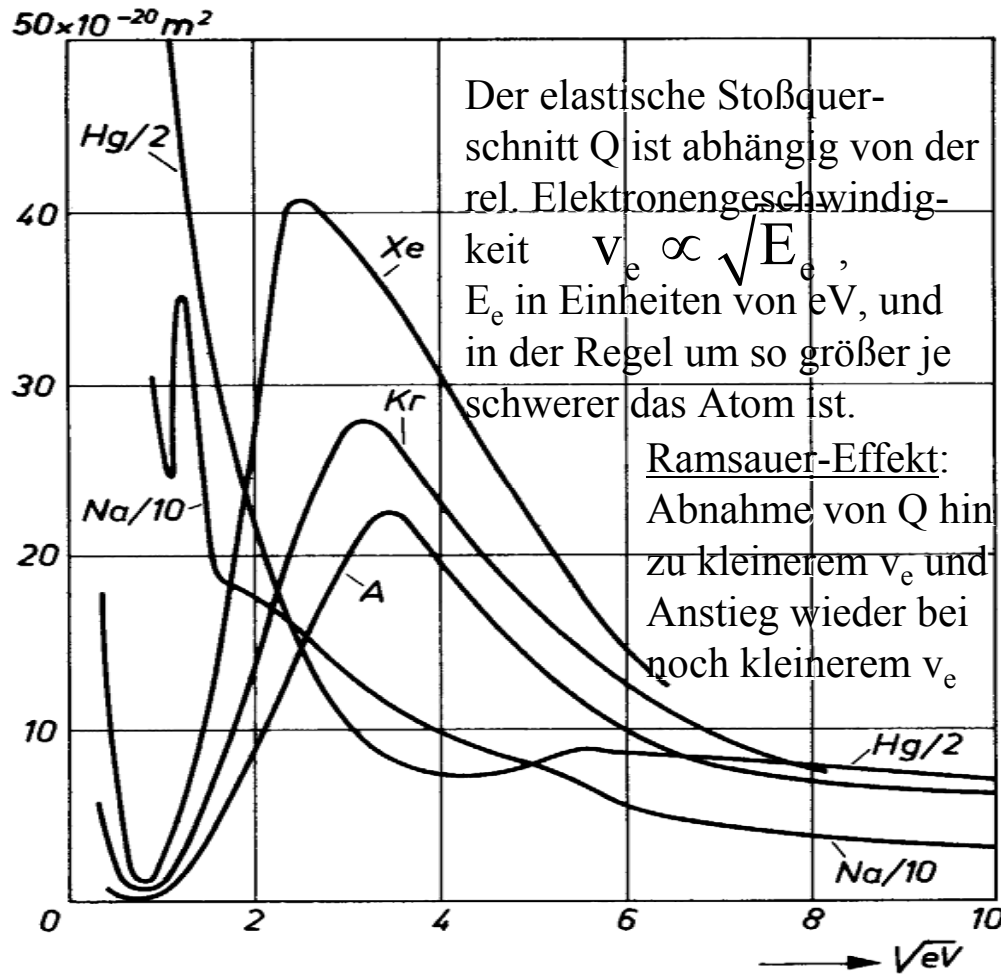
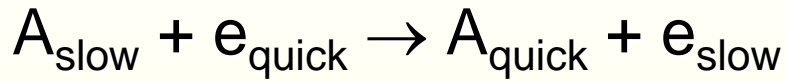
- 100 kHz bis 2,5 MHz
- Kernverluste!!

## Dielektrisch behinderte Entladungen



- 20 kHz bis 300 kHz
- Pulsartiges Entladungsverhalten!!

# Elementare Prozesse – Elastische Elektron- Schwerteilchenstöße



Beim elastischen Stoß zwischen Elektron und Atom (oder Molekül oder Ion) überträgt das Elektron kinetische Energie auf das Atom. Beim zentralen Stoß ist der

Bruchteil

übertragener Energie:

$$\delta_e = 2 \frac{m_e}{M}$$

also um so kleiner je schwerer das Atom ist.

Die mittlere freie Weglänge  $\bar{l}_e = 1/(Q \cdot n)$

mit  $n = \text{Atomdichte}$  beträgt für  $Q = 10^{-19} \text{ m}^2$  und  $p = n \cdot kT = 1 \text{ mbar}$   $0,3 \text{ mm}$ .

Driftgeschwindigkeit  $u_e$  und Beweglichkeit sind proportional  $l_e!$   $a \approx 0,7$  für Elektronen!

$$b_e = \frac{u_e}{F} = a \frac{e \cdot \bar{l}_e}{m_e \cdot \bar{v}_e}$$

# Elektronen im Puffergas

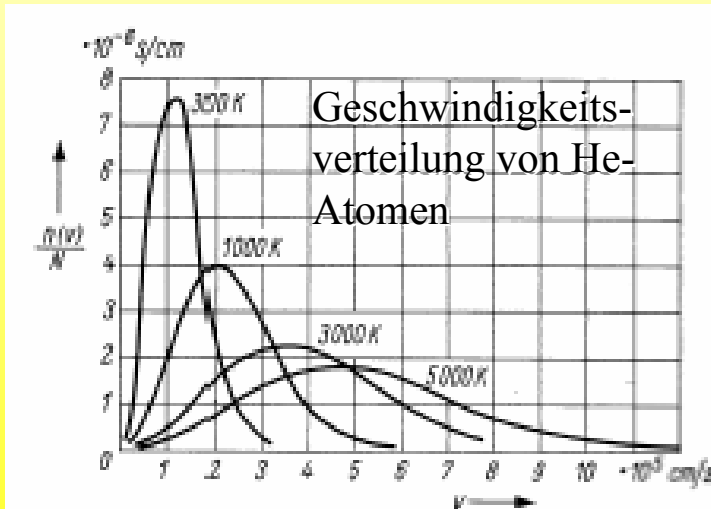
Relativ schweres Quecksilber (Hg) und Xenon (Xe) als Puffergas besonders geeignet:

- Sie **begrenzen** effektiv die mittlere freie Weglänge und damit die **Wandverluste**.
- Sie erniedrigen die Beweglichkeit und **erhöhen** damit die **Lampenspannung**.

- Sie **senken** die **Wärmeleitung** zur Kolbenwand hin ab:

Wärmeleitfähigkeit eines idealen Gases von Atomen mit Durchmesser  $d$ :  $\kappa = \frac{k^{3/2} \cdot T^{1/2}}{\pi^{3/2} M^{1/2} \cdot d^2}$

- Ermöglichen, dass sich ein **Stoßgleichgewicht** zwischen Elektronen und den Atomen des Puffergases einstellt und damit eine Elektronentemperatur  $T_e$  und eine Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeit (und der Energie) der Elektronen:



$$\frac{n_e(v)}{N_e} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v_e^2}{v_{e,w}^3} \exp\left(-\frac{v_e^2}{v_{e,w}^2}\right)$$

Rel. Anzahl der Elektronen pro Geschwindigkeitsintervall

$$v_{e,w} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$$

wahrscheinlichste Elektronengeschwindigkeit

# Teiltemperaturen

---

Teilchen der Art  $j$  - Elektronen, Ionen, Atome, Moleküle –, die hinreichend oft in einem Volumenelement durch Stöße unter sich oder mit anderen Teilchen Energie austauschen, kann lokal eine Temperatur  $T_j$  zugeordnet werden und einem Teilchen der Art  $j$  eine mittlere Energie

**Gleichverteilungssatz**  $\bar{E}_j = f_j \cdot k \cdot \frac{T_j}{2} \Rightarrow$  insbesondere  $\frac{m_j}{2} \overline{v_j^2} = \frac{3}{2} k \cdot T_j$

So sie als ideales Gas beschrieben werden können, erzeugen sie einen Partialdruck

$$p_j = n_j \cdot kT_j \quad \text{und einen Gesamtdruck}$$

**Dalton-Gesetz**

$$p = \sum_j p_j$$

# Lokales thermisches Gleichgewicht - LTE

Sind für jede Teilchensorte die auf einer mittleren freien Weglänge  $l_j$  aus dem el. Feld  $F$  aufgenommene Energie und die Änderung der Teilchendichte und die der Temperatur klein gegen die lokale kinetische Energie, Dichte bzw. Temperatur

$$e \cdot F \cdot l_j \ll \frac{m_j \overline{v_j^2}}{2}, \quad \frac{\partial n_j}{\partial r} \cdot l_j \ll n_j, \quad \frac{\partial T_j}{\partial r} \cdot l_j \ll T_j$$

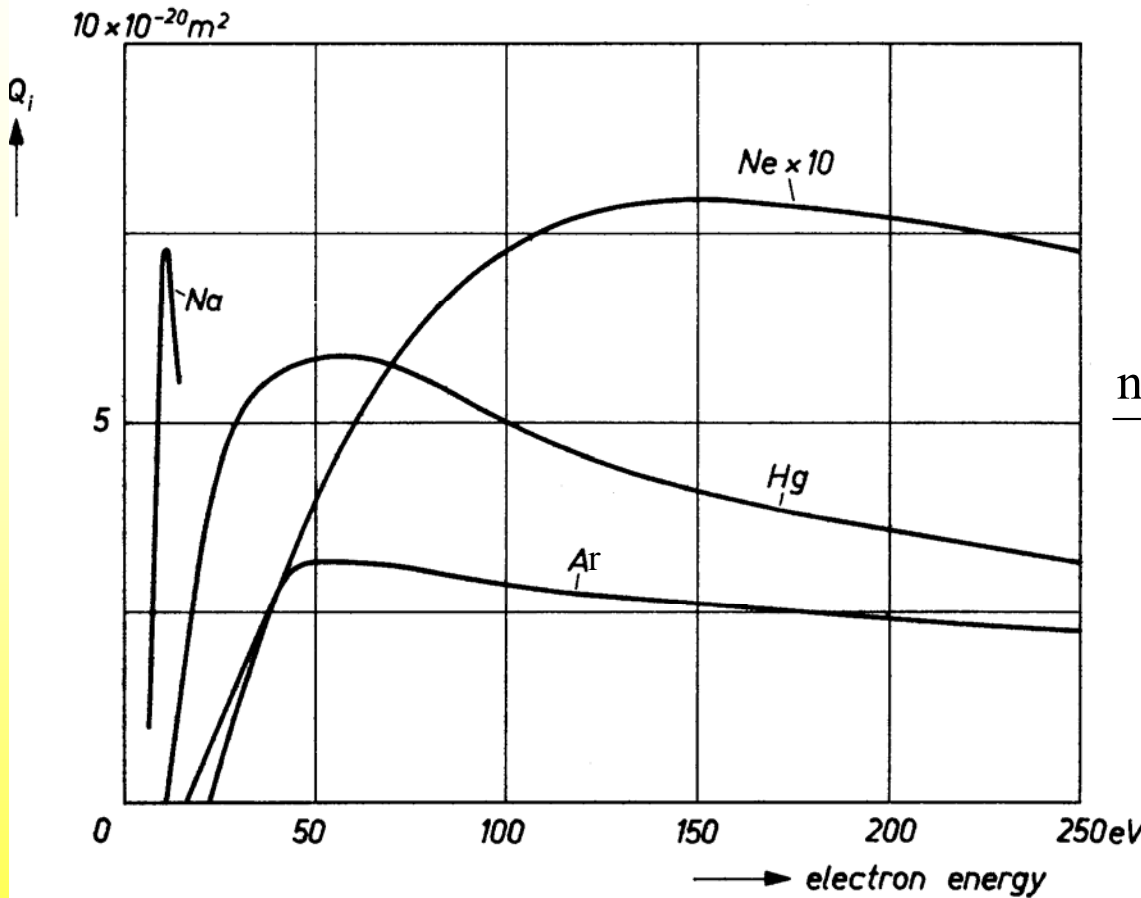
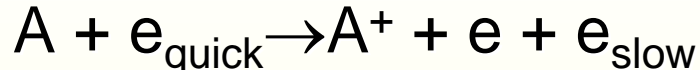
und wird Energie dem Plasma in Zeiten zugeführt, so dass sich Gleichgewichte einstellen und die Temperaturen folgen können, und sind alle Prozesse ausreichend energetisch gekoppelt, so stellen sich lokal dieselben Teilmperaturen, d.h. LTE (local thermal equilibrium) ein:

$T_1 = T_2 = T_3 = \dots = T_j \equiv T$  **lokales thermisches Gleichgewicht mit der Temperatur  $T$**

Dies und damit die Gleichheit kinetischer Energien verschiedener Teilchen wird in der Regel erreicht, **wenn  $F/p$  hinreichend klein** ist, wie dies in Hochdruckplasmen gilt.

Wenn LTE herrscht, können die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, das Massenwirkungsgesetz, die Besetzung von Energieniveaus gemäß der Boltzmann-Statistik und die Ionisierung gemäß der Eggert-Saha-Gleichung für alle Teilchen mit derselben Temperatur  $T$  beschrieben werden. Ist die Temperatur an jedem Ort im Plasma gleich groß, herrscht **vollständiges thermisches Gleichgewicht** und insbesondere **Strahlungsgleichgewicht** mit einer einheitlichen schwarzen **Strahldichte  $B_\lambda(\lambda)$  nach Planck**.

# Elementare Prozesse – Ionisierende Stöße



Ionisierung von Atomen durch Stoß mit Elektronen, die eine kinetische Energie größer als die Ionisierungsenergie haben; der Ionisierungsstoßquerschnitt  $Q_i$  ist abhängig von der Elektronenenergie. Im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE) gilt die **Eggert-Saha-Gleichung**:

$$\frac{n^{(r+1)} n_e}{n^{(r)}} = 2 \frac{Z^{(r+1)}(T)}{Z^{(r)}(T)} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{i,\text{eff}}^{(r)}}{kT}\right)$$

$n^{(r)}$  und  $n^{(r+1)}$  bzw.  $Z^{(r)}$  und  $Z^{(r+1)}$  sind die Teilchendichten bzw. Zustandssummen zweier aufeinanderfolgender Ionisierungsstufen. Die Erniedrigung der Ionisierungsenergie  $E_i^{(r)}$  wird vornehmlich durch das Mikrofeld der Elektronen bewirkt:

$$E_{i,\text{eff}}^{(r)} = E_i^{(r)} - \frac{e^3}{(8\pi^2 \epsilon_0^3 k)^{1/2}} \left(\frac{n_e}{T}\right)^{1/2}$$

Zur Ionisierung erforderliche freie Weglänge:  $\bar{l}_i = \delta \cdot \frac{E_i}{e \cdot F}$

# Elementare Prozesse – Stoßanregung und Linienstrahlung



Anregung eines Atoms durch Elektronenstoß; inverser Prozess - Stoß 2-ter Art: Abregung durch inelastischen Stoß mit Elektron



Abregung durch spontane Emission

Anzahldichte angeregter Atome ( $r=0, r>0$ : Ionen) im LTE nach der **Boltzmann-Statistik**:

$$n_n^{(r)}(T) = \frac{g_n^{(r)}}{Z^{(r)}(T)} \cdot n^{(r)}(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_n^{(r)}}{kT}\right)$$

$$n^{(r)} = \sum_k n_k^{(r)}$$

$$Z^{(r)} = \sum_j g_j^{(r)} \cdot \exp\left(-\frac{E_j^{(r)}}{kT}\right)$$

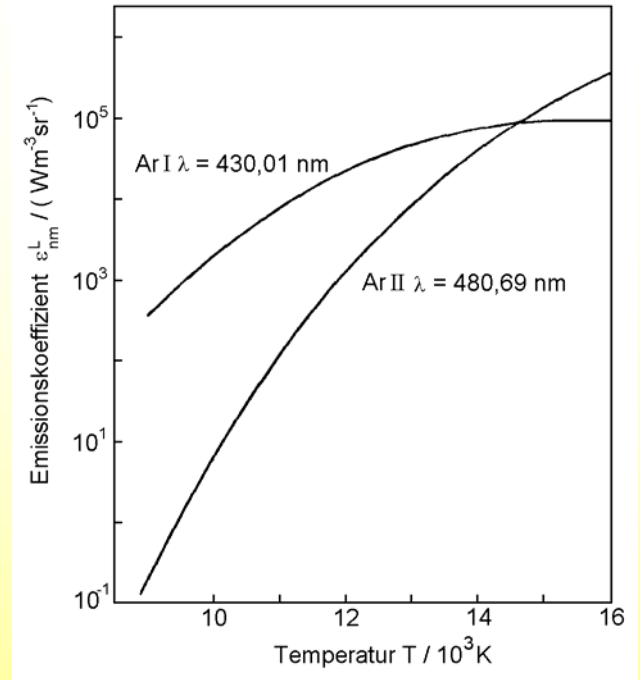
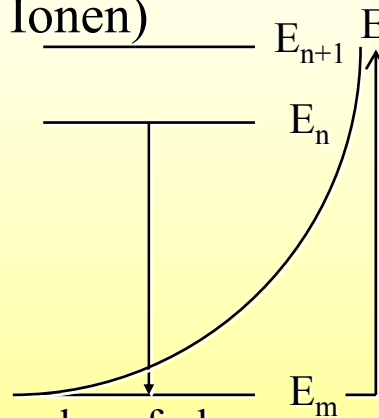
Zustandssumme des r-fach ionisierten Atoms,  $g_i$  statistisches Gewicht des Zustands  $i$

$$\varepsilon_{nm}^L(T) = \frac{hc}{4\pi} \frac{g_n^{(r)} \cdot A_{nm}^{(r)}}{\lambda_{nm}^{(r)} Z^{(r)}(T)} \cdot n^{(r)}(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_n^{(r)}}{kT}\right)$$

Linien-Emissionskoeffizient (Volumenstrahl-dichte  $d^2\Phi / dVd\Omega$ ) des Übergangs vom Zustand  $|n\rangle$  in den Zustand  $|m\rangle$

$$L_\lambda = \int_G \varepsilon_\lambda(\lambda, T(s)) ds$$

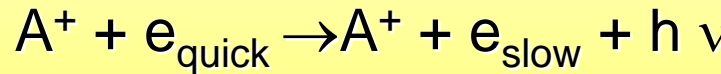
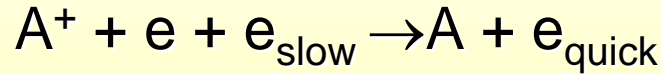
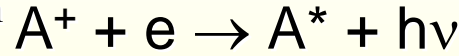
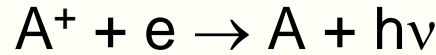
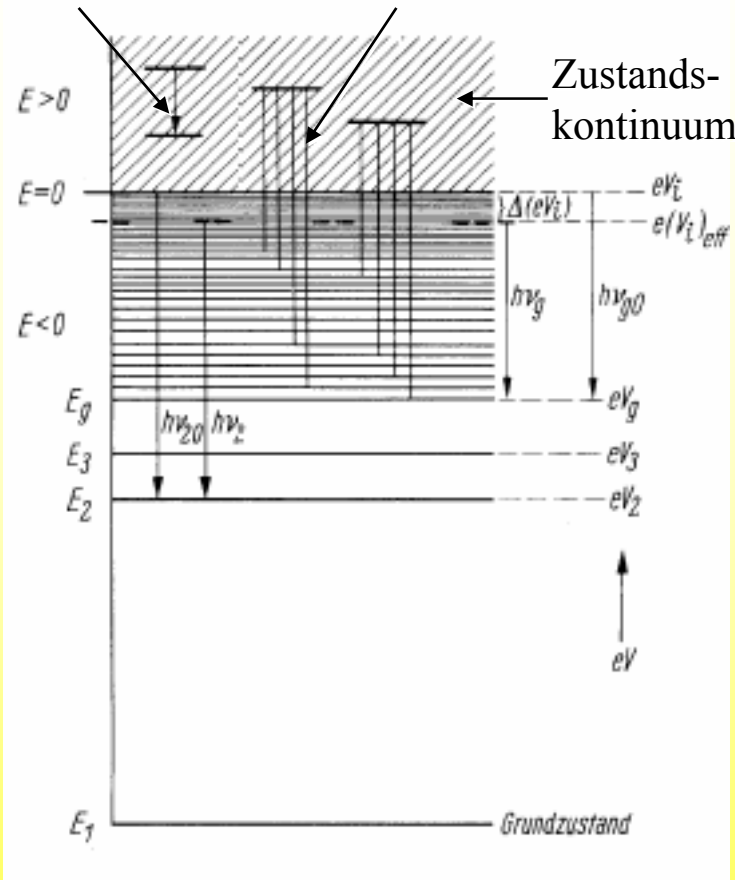
Beobachtete spektrale Strahldichte als Linienintegral über eine gerade Strecke  $G$



Linien-Emissionskoeffizienten von Argon in Abhängigkeit von der Temperatur bei  $\lambda = 430,01 \text{ nm}$  und  $\lambda = 480,69 \text{ nm}$

# Elementare Prozesse – f-f und f-g-Übergänge von Elektronen

frei-frei      frei-gebunden Übergang eines zunächst freien Elektrons:



**Strahlungsrekombination:** Ion rekombiniert mit Elektron unter Aussendung der frei werdenden Bindungsenergie als kontinuierliche Strahlung – **f-g-Übergang**

Die **Stoßrekombination** ist ein wahrscheinlicher f-g-Übergang in Hochdruck-Plasmen

Elektron wird im Feld eines Ions abgebremst;

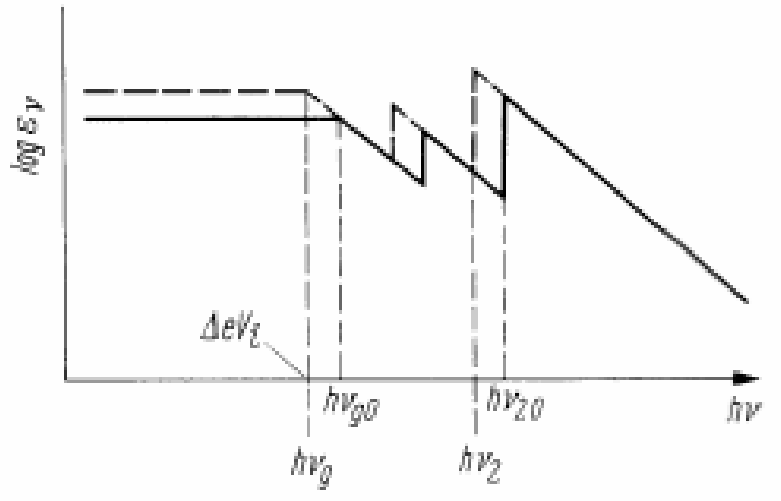
die verlorene kinetische Energie  $m/2 \cdot v^2$  wird als

**Bremskontinuum**

emittiert – f-f-Übergang

Alle f-g-Übergängen von verschiedenen freien Zuständen mit  $E = E_i + m/2 \cdot v^2$  in denselben gebundenen Zustand mit Energie  $E_n$  erzeugen ein **Seriengrenzkontinuum** mit der Grenzfrequenz  $\nu_{g,n} = (E_i - E_n)/h$ , wobei  $E_i$  die Ionisierungsenergie des Atoms ist.

# Elementare Prozesse - Brems- und Rekombinationskontinuum



Emittierte Photonenenergie des Seriengrenzkontinuums n:

$$h\nu = E - E_n = E_i + m/2 \cdot v^2 - E_n = h\nu_{g,n} + m/2 \cdot v^2$$

Da im LTE die freien Elektronen eine Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeit haben, nimmt die kontinuierliche Emission für  $v > v_{g,n}$  exponentiell mit der Frequenz ab:

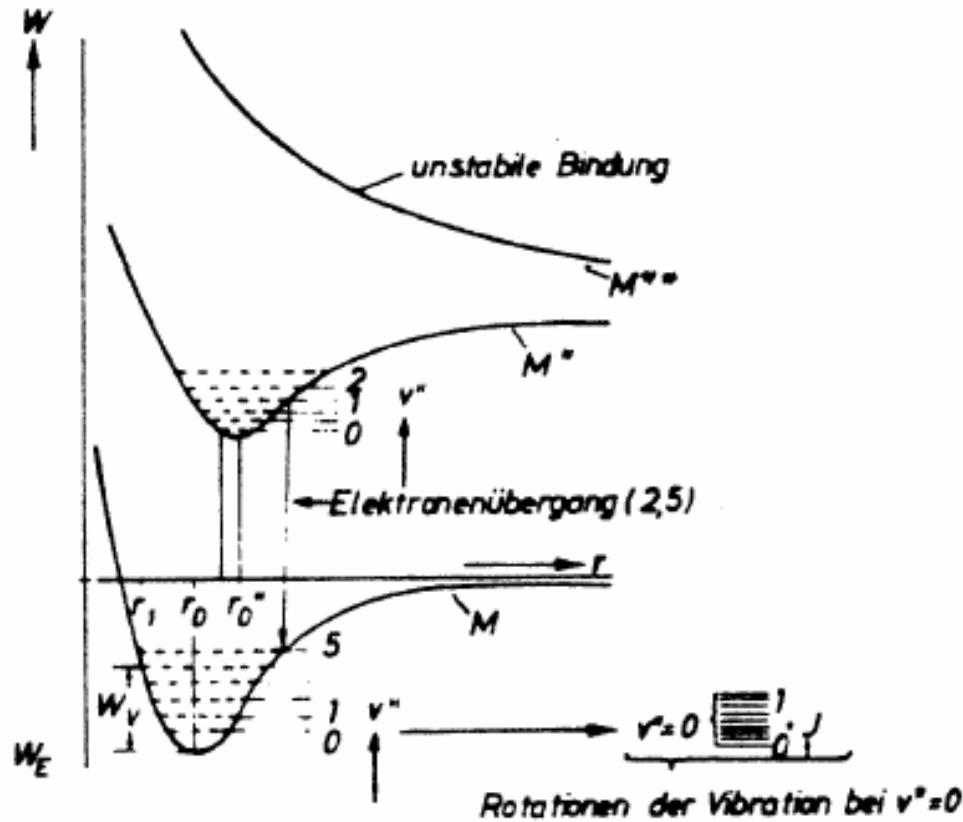
$$\varepsilon_\nu^K(T) \propto \frac{n_e(T)n^{(r)}(T)}{(kT)^{3/2}} \exp\left[\frac{h(v_{g,n} - \nu)}{kT}\right], \quad r \geq 1$$

Beachte: Rekombinationskontinuum ist proportional der Elektronen- und Ionendichte!

Dicht unterhalb  $E_i$  liegen die Atomzustände energetisch so dicht, dass sie zusammen mit dem Grenzkontinuum ein Quasikontinuum bilden, so dass die Strahlungen durch f-f-Übergänge (Bremskontinuum) und f-g-Übergänge in Niveaus dicht unterhalb  $E_i$  sich zu einem frequenz-unabhängigen Kontinuum im roten Spektralbereich überlagern. Nach KRAMERS und UNSÖLD beträgt der zugehörige Emissionskoeffizient für wasserstoffähnliche Elemente:

$$\varepsilon_\lambda^K(T) = \frac{e^6}{3\sqrt{3}\pi c^2 \varepsilon_0^3 h^3} \frac{\xi(\lambda, T)}{\lambda^2} \frac{Z^{(r+1)}(T)}{Z^{(r)}(T)} kT n^{(r)}(T) \exp\left(-\frac{E_{I,eff}^{(r)}}{kT}\right)$$

# Elektronen-, Schwingungs- und Rotationsübergänge im Molekül



Zustandekommen der Potentialkurven: Energie eines zweiatomigen Moleküls als Funktion des Abstandes zwischen den Atomkernen (Beiträge der Rotation und Vibration stark vergrößert).

$M$  : Molekül (und Atome) im Grundzustand

$M^*$  : Molekül im angeregten Zustand

$M^{**}$  : instabiles Molekül

In der Molekülspektroskopie werden die zu einem bestimmten Elektronenübergang gehörenden Werte der unteren Terme der Schwingungs-, Rotationsübergänge (Bande) mit  $v''$  (bzw.  $J''$ ) und die oberen Terme mit  $v'$  (bzw.  $J'$ ) bezeichnet.

# Emittierte Rotationslinien

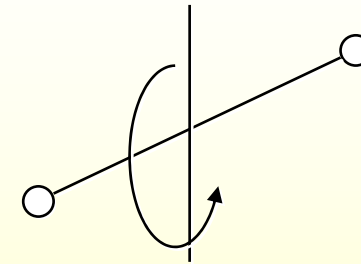
---

$$h\nu = E_n - E_m + E_{v'} - E_{v''} + E_{J'} - E_{J''}$$

$n \rightarrow m$                     Elektronischer Übergang

$v' \rightarrow v''$                     Schwingungsübergang

$J' \rightarrow J''$                     Rotationsübergang



Zweiatomiges Molekül ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $J_2$ ) rotiert um Achse durch den Schwerpunkt senkrecht zur Verbindung:

$E_{\text{rot}} = h \cdot c \cdot B \cdot J \cdot (J + 1)$  mit  $J = 0, 1, 2, 3, \dots$       Gequantelte Rotationsenergie

$B = \frac{h}{8\pi^2 c \cdot \Theta}$                     Rotationskonstante B,  
Trägheitsmoment  $\Theta$

$$\Delta J = J' - J'' = \pm 1! \Rightarrow$$

Auswahlregel

$$h\nu = E'_{\text{rot}} - E''_{\text{rot}} = 2h \cdot c \cdot B(J' + 1)$$

Äquidistante Rotationslinien im  
FIR im Abstand  $2hcB$

# Emittierte Schwingungslinien

---

$$E_s = h\nu_0 \left( v + \frac{1}{2} \right) - \frac{h^2 \nu_0^2}{4D} \left( v + \frac{1}{2} \right)^2$$

$$h\nu_0 / 2$$

D

$$\Delta v = v' - v'' = \pm 1 \Rightarrow$$

$$\Delta E_s = E_{v'} - E_{v''} = \pm h\nu_0 + \dots$$

Schwingungsenergien eines  
**anharmonischen Oszillators**

Nullpunktsenergie

Dissoziationsenergie

Auswahlregel; entfällt bei gleichzeitigem  
Elektronenübergang

emittierte Schwingungslinien

Gegenüber dem harmonischen Oszillator sind die Schwingungsniveaus nicht äquidistant, sondern ihre Abstände nehmen hin zur Dissoziationsgrenze ab.

Die Schwingungsfrequenzen liegen in der Regel im MIR.

Der durch einen Elektronenübergang emittierten optischen Frequenz überlagern sich die Frequenzen des Schwingungsspektrums und des Rotationsspektrums; es entsteht ein Bandensystem – Folge von zum Bandenkopf hin konvergierenden Linien.

# Strahlungstransport bei LTE

Die im Plasmainneren erzeugte Strahlung wird auf dem Weg nach außen durch wiederholte Absorption und Emission geschwächt und spektral umverteilt! Dies beschreibt die

## Strahlungstransportgleichung:

$\frac{dL_\lambda}{ds} = \varepsilon_\lambda - a \cdot L_\lambda$  Änderung der spektralen Strahldichte mit dem Ort  $s$  durch Differenz zwischen emittierter und absorbiertespektraler Strahlungsleistung pro Volumen- und Raumwinkelelement

$$a = \frac{h\lambda}{c} g(\lambda) \cdot B_{mn} \left( n_m^{(r)} - \frac{g_m}{g_n} n_n^{(r)} \right)$$

$a$  Absorptionskoeffizient durch absorbierenden Übergang vom Zustand  $m$  in den Zustand  $n$ ,  $B_{nm}$  Einstein-Koeffizient für normale Absorption,  $g(\lambda)$  Linienprofil (Wahrscheinlichkeit, dass wenn die Absorption bzw. Emission erfolgt, dies bei der Wellenlänge  $\lambda$  geschieht),  $n_m$  bzw.  $n_n$  Anzahldichte der Atome bzw. Ionen im unteren bzw. oberen Zustand  $m$  bzw.  $n$

$$a = \frac{h\lambda}{c} g(\lambda) B_{mn} n_m^{(r)}(T) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right]$$

Darstellung des Absorptionskoeffizienten im LTE, so dass die Zustände gemäß der Boltzmann-Statistik besetzt sind

$$\int g(\lambda) d\lambda = 1$$

Normierung

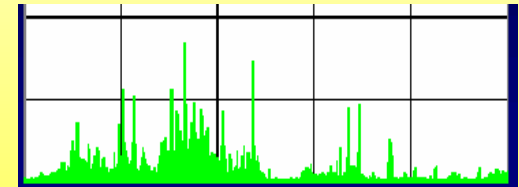
$$\varepsilon_\lambda = a \cdot B_\lambda(\lambda, T)$$

spektraler Emissionskoeffizient bei LTE – **Kirchhoffscher Satz**

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$$

Plancksche spektrale Strahldichte

**Mit diesen Beziehungen können bei bekanntem Temperaturprofil  $T(r)$  die Plasmastrahldichten im LTE berechnet werden.**



# Optisch dünne und dicke Plasmen im LTE

---

Plasmaschicht mit geometrischer Dicke  $l$  heißt optisch dünn, falls  $a \cdot l \ll 1$

optisch dick, falls  $a \cdot l \geq 1$

Für ein optisch dünnes Plasma – z.B. im Bereich von Nicht-Resonanzlinien oder in den fernen Linienflügeln von Resonanzlinien oder für sehr dünne Geometrien – ergibt sich als Lösung der Strahlungstransportgleichung

$$L_\lambda = \int_G \varepsilon_\lambda(\lambda, T(s)) ds$$

$$= \varepsilon_\lambda \cdot l = a(\lambda) \cdot l \cdot B_\lambda(\lambda, T) \quad \text{für ein homogenes Plasma konstanter Temperatur}$$

Für ein Plasma konstanter Temperatur folgt allgemeiner aus der Strahlungstransportgleichung der Kirchhoffsche Satz in integraler Form:

$$\left[ L_\lambda = \left[ 1 - \exp(-a \cdot l) \right] \cdot B_\lambda = \alpha \cdot B_\lambda \right] \quad \alpha \text{ Absorptionsgrad}$$

Ist das Plasma insbesondere optisch sehr dick – im Zentrum reabsorbierter Resonanzlinien und/oder bei dichten (kälteren) geometrisch dicken Schichten – so wird der Strahler zum Schwarzen Strahler:  $\alpha = 1 \Rightarrow L_\lambda = B_\lambda$

**Ein Plasma im LTE kann maximal Planck-Strahlung emittieren!**

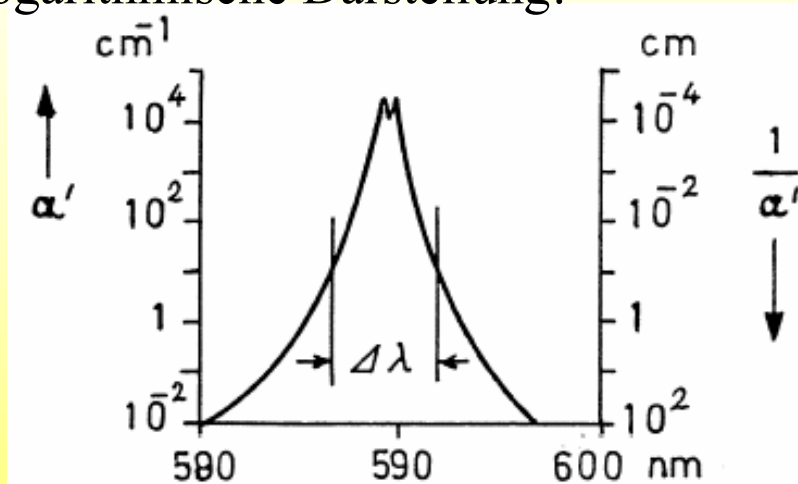
---

# Reabsorptionsverbreiterung von Spektrallinien

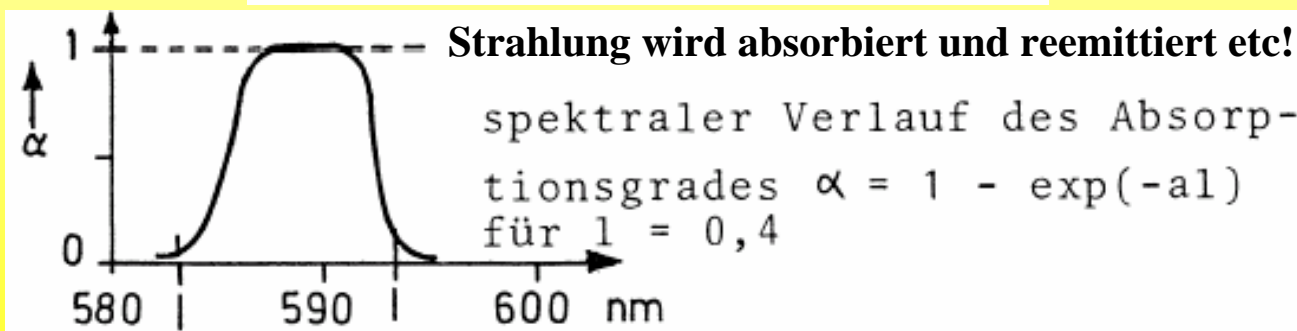
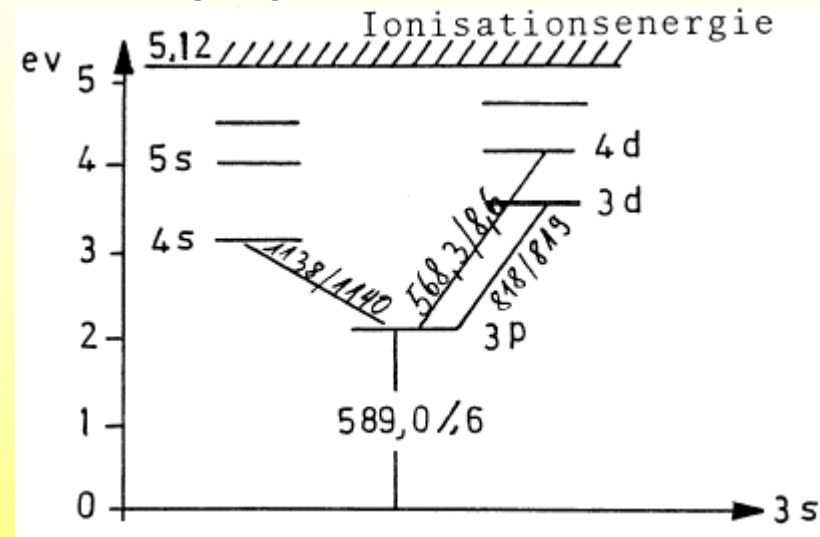
Emission aus optisch dünner Schicht eines homogen temperierten Na-Plasmas:

Spektraler Verlauf des Absorptionskoeffizienten  $a$  bzw. der Absorptionslänge  $1/a$  im Bereich der Na-Resonanzlinien

Beachte: logarithmische Darstellung!



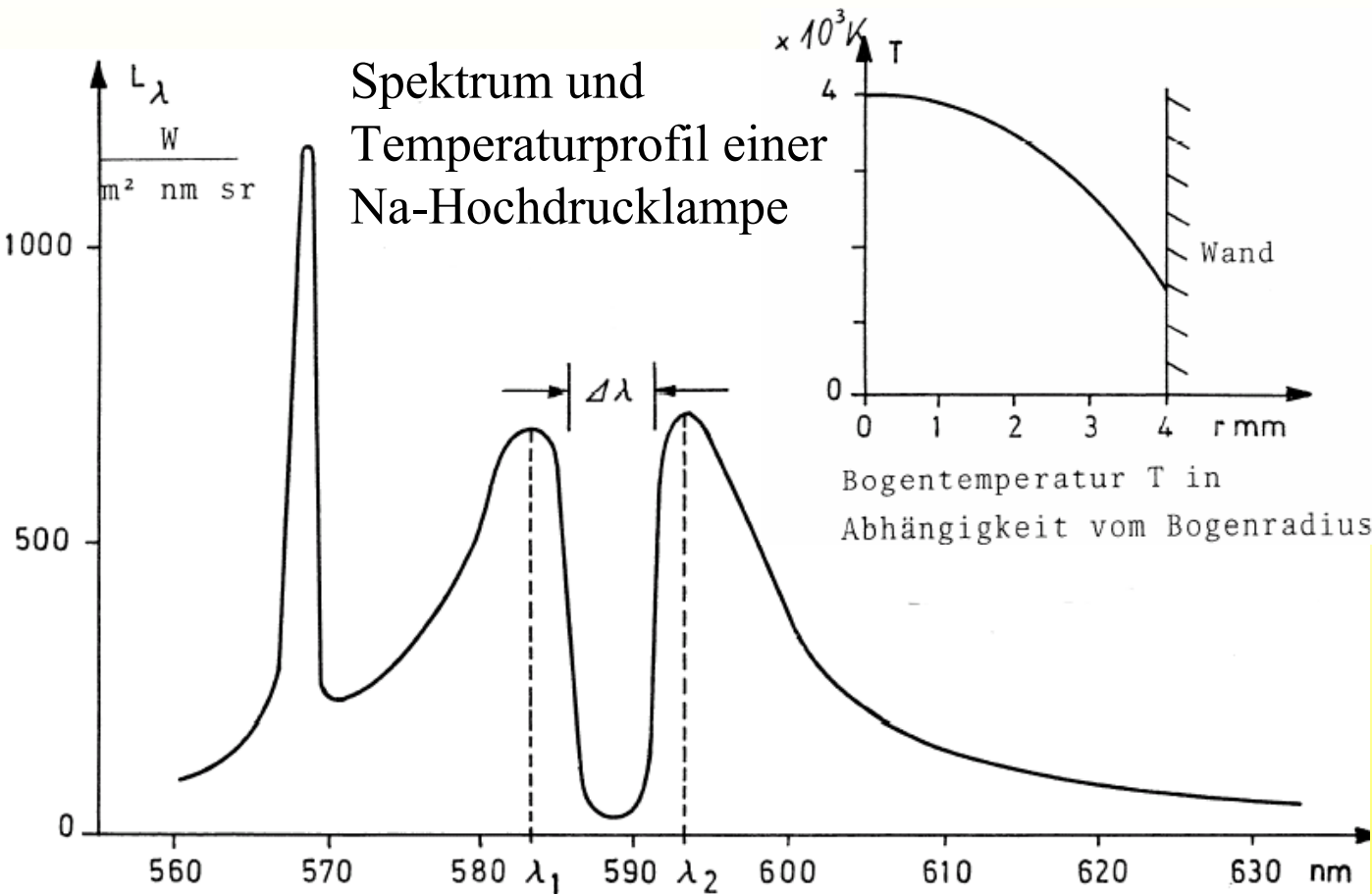
Termschema von Natrium, insbesondere mit dem Resonanzübergang bei 589,0/6 nm



Emission aus optisch dicker Schicht eines homogen temperierten Na-Plasmas im Bereich der Na-Resonanzlinien  
Flügelstrahlung kann das Plasma „besser“ verlassen als die Mittenstrahlung!

# Selbstumkehr einer optisch dicken Linie

Spektrum und Temperaturprofil einer Na-Hochdrucklampe



Die Strahlung im Bereich der Linienmitte ist die sehr viel schwächere Strahlung des „kalten“ Randes. Die Kuppenstrahldichten bei  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  ist die schwarze Strahlung einer weit inneren Zone, die das Plasma verlassen kann. In den fernen Linienflügeln ist der Abfall durch den Verlauf des Absorptionskoeffizienten bestimmt.  $B_\lambda(\lambda)$  ist quasi konstant im Bereich der reabsorbierten Linie!

Nimmt die Temperatur im LTE-Plasma und damit die Anzahl angeregter Atome vom Zentrum zum Plasmarand hin ab, so zeigt die austretende spektrale Strahldichte einer optisch dicken Linie ein selbstumgekehrtes Profil.