

Sterne II: Atmosphären, die äußeren Schichten der Sonne

23 November, 2006

Laura Baudis, lbaudis@physik.rwth-aachen.de
Physikalisches Institut Ib, RWTH Aachen

Inhalt

- Die Sonne als Stern; die äußeren Schichten

Photosphäre

Chromosphäre

Korona

Sonnenaktivität

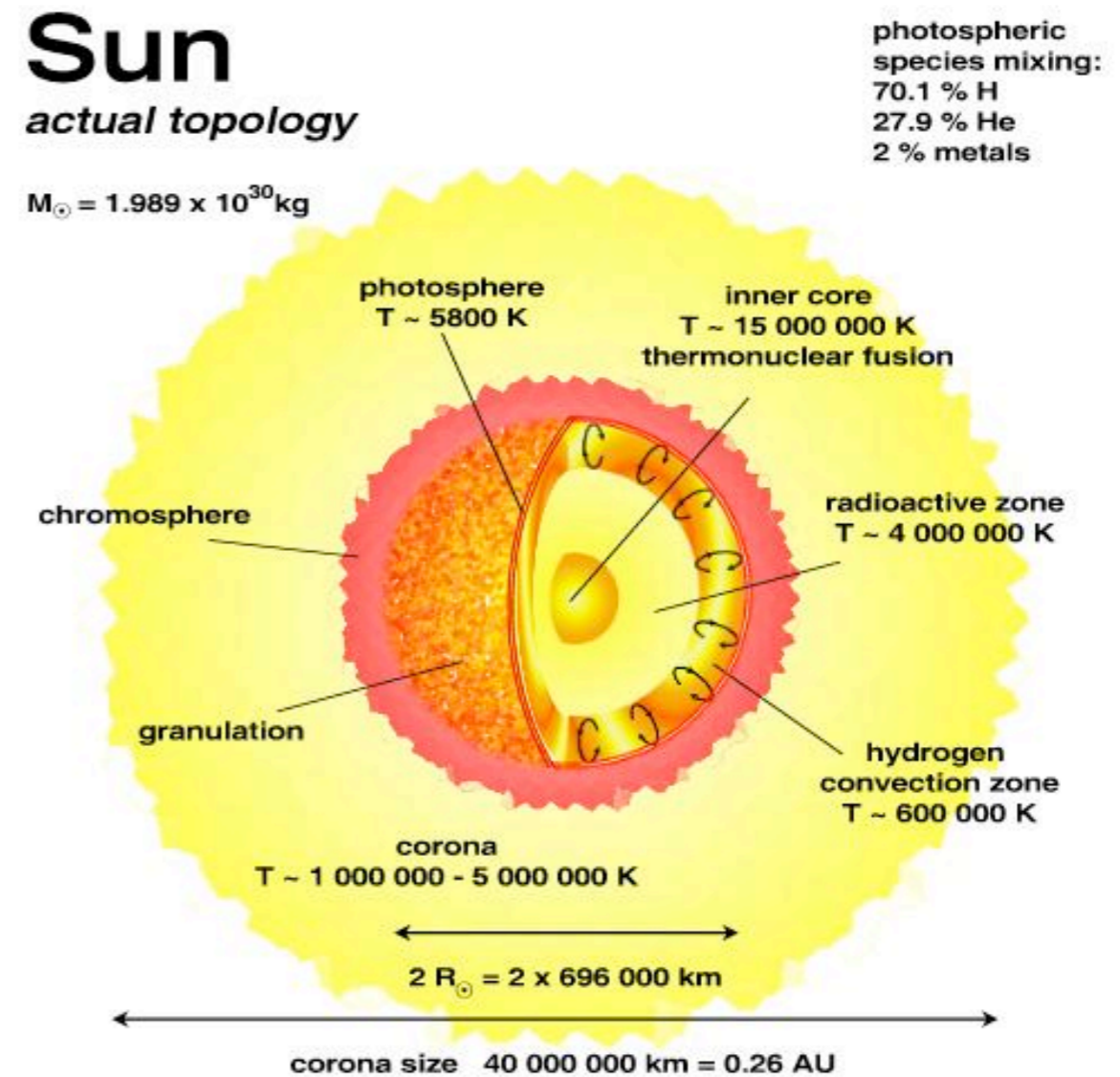
- Physik der Sternatmosphären

- Spektrallinien

- Analyse von Sternspektren

- Literatur:

- Carroll, Ostlie, Kapitel 9; Weigert, Wendker, Wisotzki, Kapitel 6; Unsöld, Baschek, Kapitel 7



Wiederholung: Zustandsgrößen von Sternen

- **Leuchtkraft:** aus gemessenen Strahlungsstrom $S = \int S_\nu d\nu$ und Entfernung r berechnbar:
- $L = 4\pi r^2 \cdot S$. (L kann aber auch indirekt aus dem Sternspektrum bestimmt werden.)

- **Radius und Masse:** nur für wenige Sterne direkt meßbar. M kann aus Doppelsternsysteme bestimmt werden, R mit interferometrischen Methoden. M und R können auch mit indirekten Methoden bestimmt werden.

- **Effektivtemperatur:** eigentlich ein Maß für die Flächenhelligkeit $\sigma T_{eff}^4 = (L/4\pi R^2)$
- aber auch eine Art “Oberflächentemperatur”.

- **Spektralklassen:** diskrete Einteilung des Sternspektren
- Haupttypen (Harvard-Klassifikation): OBAFGKMLT, Unterklassen B0, B1, ..., B9
- Leuchtkraftklassen: Überriesen, Helle Riese, Riesen, Unterriesen, Zwerge, Unterzwerge, Weiße Zwerge (I, II, III, IV, V, VI, WD)

Die Sonne als Stern

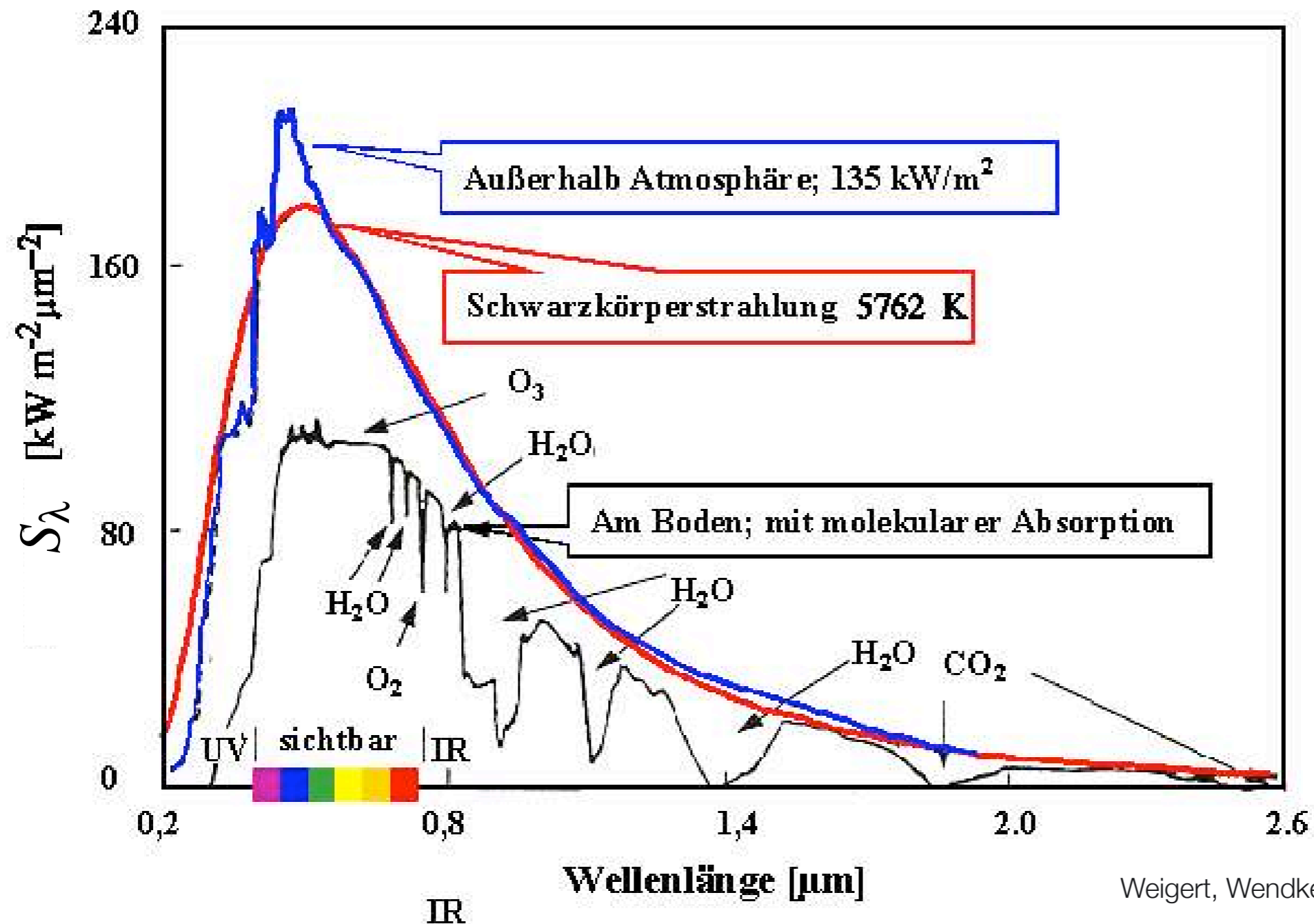
- Die Sonne ist der Einzige Stern, den wir im Detail räumlich auflösen können

Größe	Sym.	Wert	Beobachtung
Mittl. Entfernung	a	149 Mio km	Venusradar
Masse	M_{\odot}	$1.99 \cdot 10^{33} \text{g}$	Erdbahn
Winkeldurchmesser	d	31'59''	Direkte Messung
Durchmesser	D	$1.39 \cdot 10^{11} \text{cm}$	Aus d und a
Mittl. Dichte	ρ	1.41 g/cm^3	Aus M und D
Solarkonstante	S	$1.368 \cdot 10^6 \text{ erg/s/cm}^2$	Bolometer
Leuchtkraft	L_{\odot}	$3.8 \cdot 10^{33} \text{ erg/s}$	Aus S und a
Effektivtemperatur	T_{eff}	5800K	Aus L und R
Rotationsperiode am Äquator	$P_{\text{Äqu}}$	24d16h	Beobachtung von Sonnenflecken

(Zusammenstellung: M. Steinmetz)

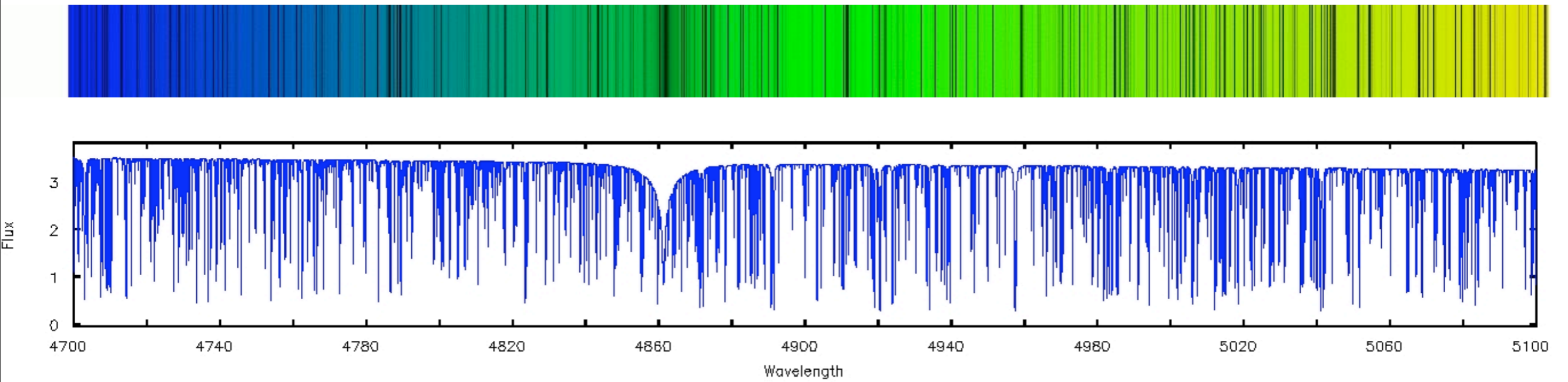
Spektrum der Sonne

- Global ähnlich wie $B(\lambda, T)$ für $T \approx 5800 \text{ K}$; jedoch modifiziert durch Absorption



Weigert, Wendker, Wisotzki

Spektrum der Sonne



<http://www.sternwarte.uni-erlangen.de>

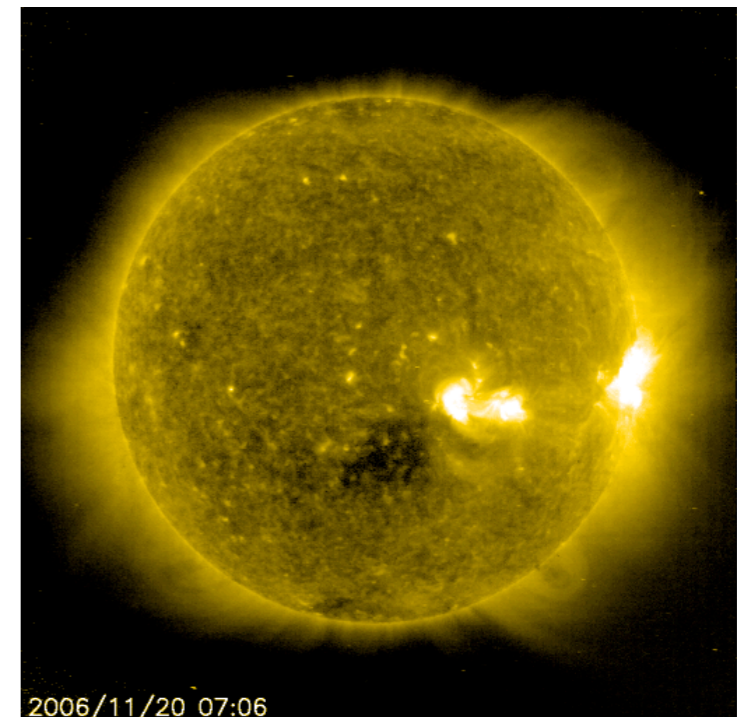
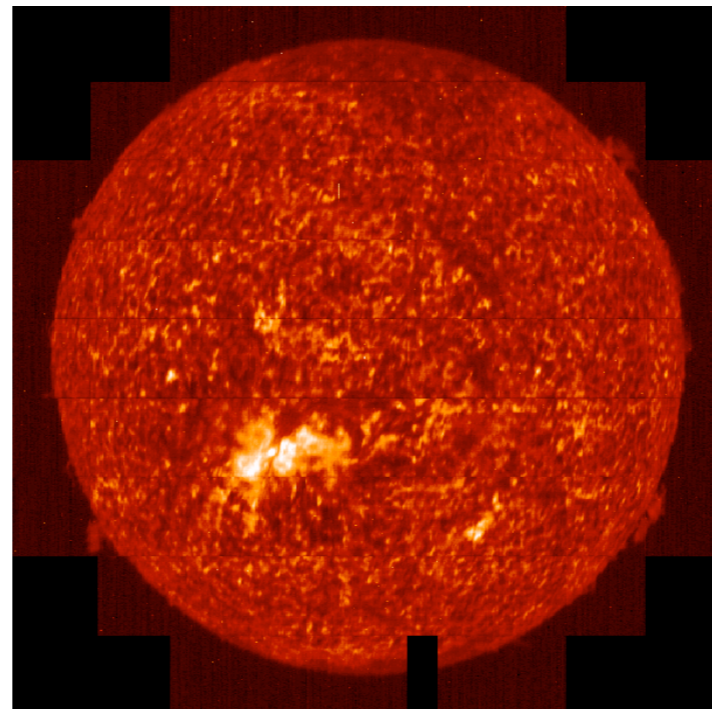
Die Außenschichten der Sonne

- Die Sonne erzeugt ihre Energie durch Kernfusion von H zu He. Das Innere der Sonne ist jedoch nicht direkt sichtbar (mit Hilfe elektromagnetischer Strahlung).
- Drei Bereiche der äußeren Sonne sind beobachtbar:

Photosphäre: die sichtbare “Oberfläche” der Sonne

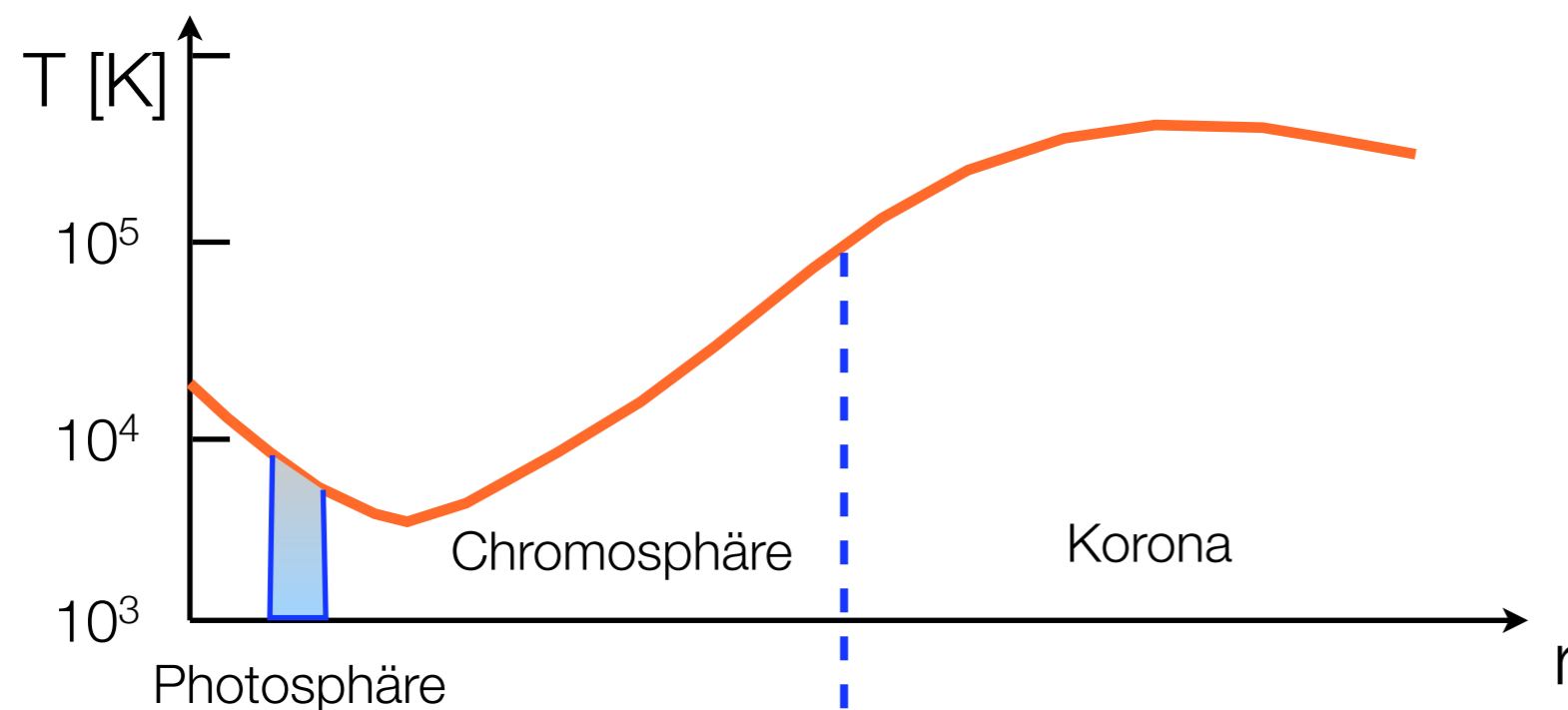
Chromosphäre: dünnere heiße Schicht oberhalb der Photosphäre

Korona: sehr heiße von Chromosphäre bis zu einigen Sonnenradien



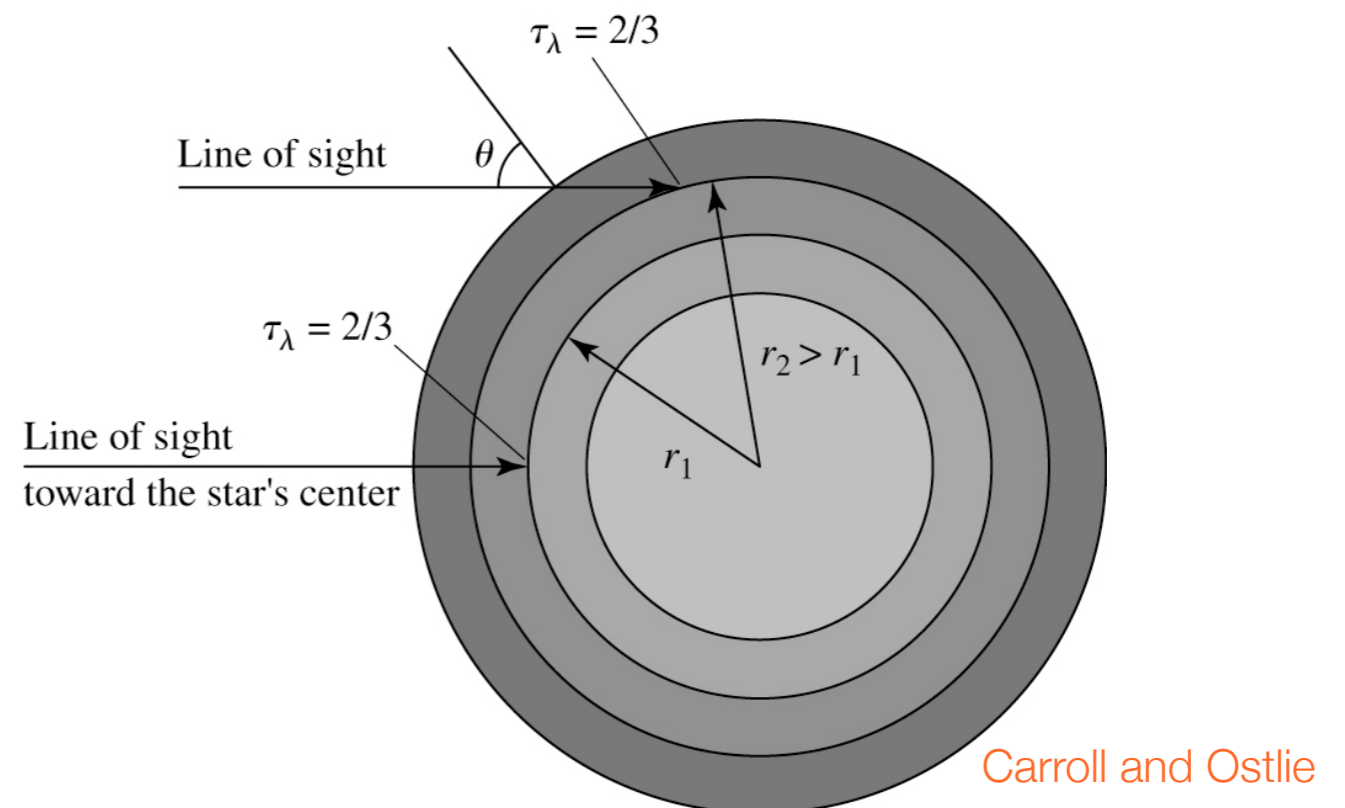
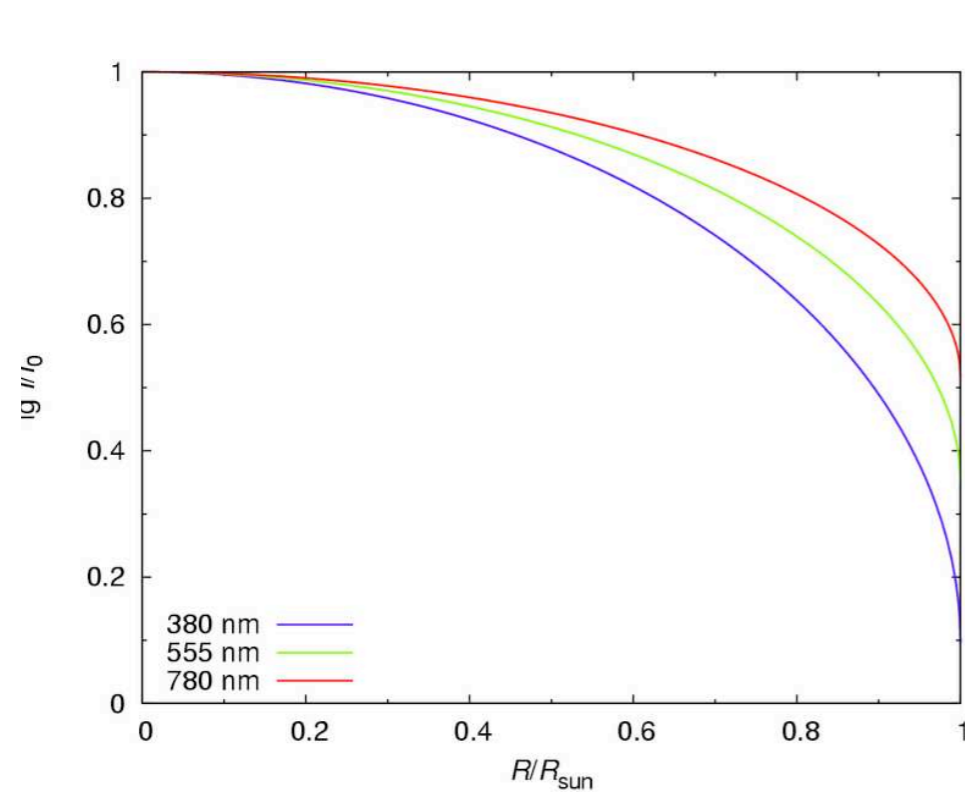
Die Photosphäre

- Im Visuellen scheint die Sonne einen scharfen Rand zu haben; jedoch gibt es keine eigentliche “Oberfläche” -> wir beobachten eine Region, in der die solare Atmosphäre **optisch dünn** ist. Die Übergangsregion von optisch dick (undurchsichtig) zu optisch dünn erfolgt über ≈ 500 km.
- **Photosphäre** = 500 km dicke Schicht (0.07% des R_{\odot}), die den Großteil der Strahlung der Sonne in den Raum emittiert (“Lichtkugel”). Von der Erde aus: $\Delta r \approx 0.5''$ => Rand erscheint scharf
- **Sonnenradius** = Abstand bis zu einem mittleren Niveau der Photosphäre
- Die Eigenschaften der Photosphäre (chemische Zusammensetzung, Druck - und Temperaturverlauf) bestimmen das gemessene Sonnenspektrum
- Temperatur T: 6000 K --- 4000 K; Druck: ρ : 10^{-4} kg m $^{-3}$ --- 10^{-5} kg m $^{-3}$



Die Photosphäre: Mitte Rand Variation

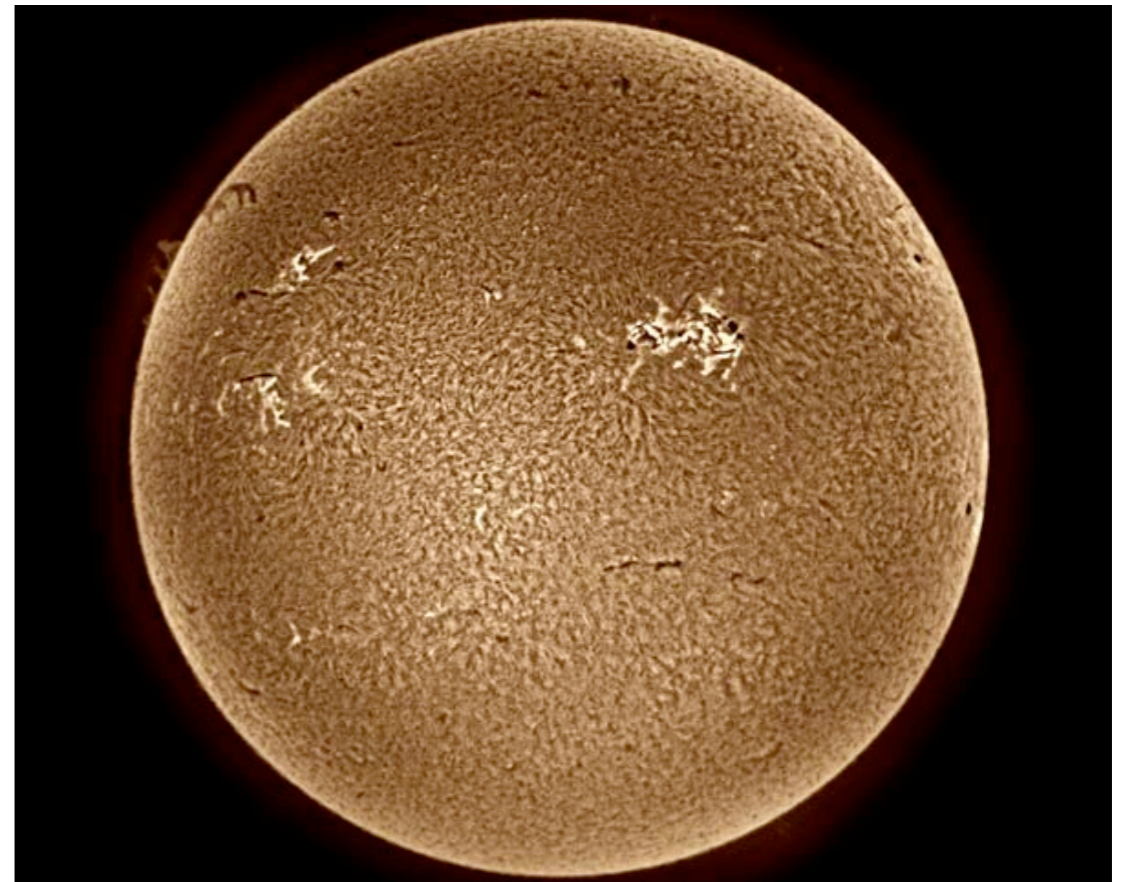
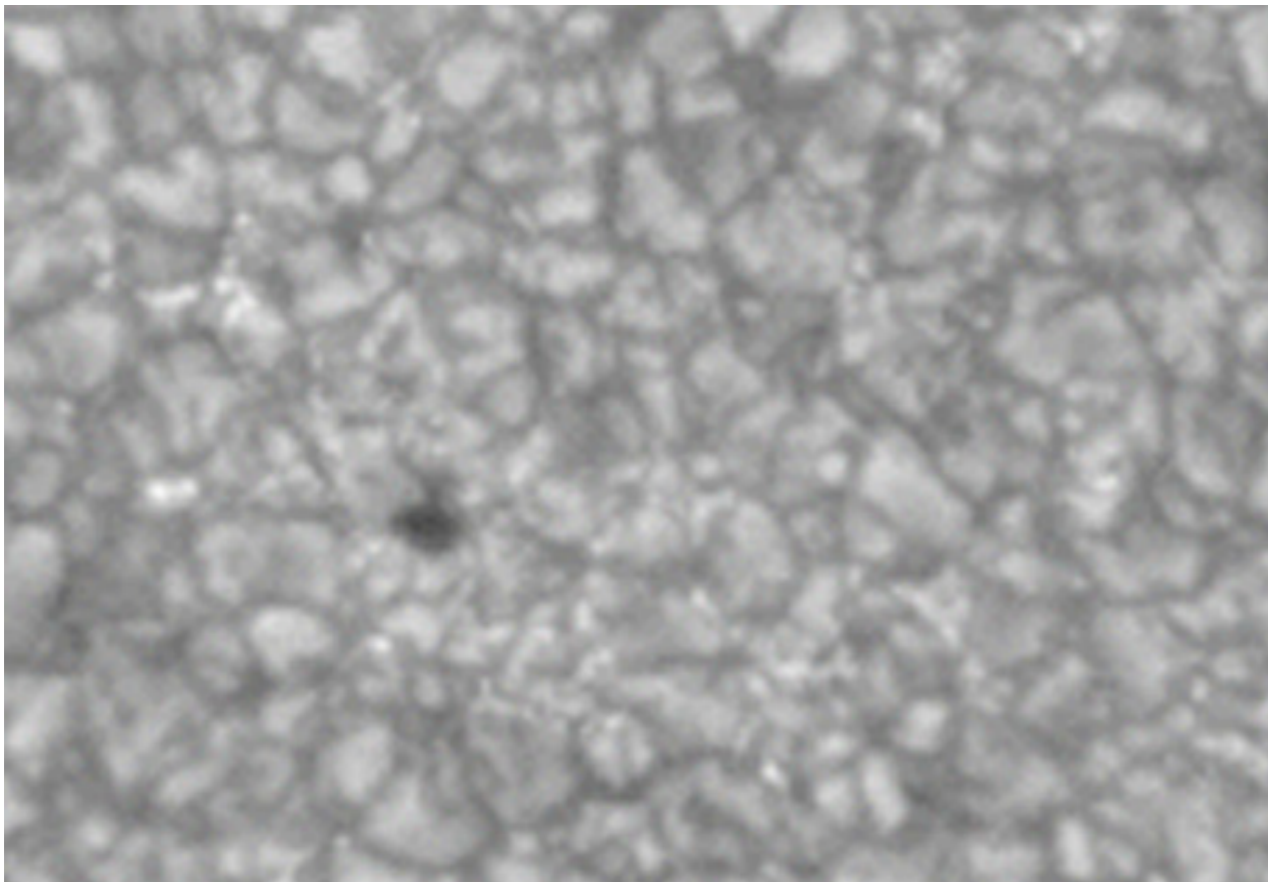
- Der Strahlungsstrom der Sonnenscheibe variiert von der Mitte der Scheibe zum Rand
- Im optischen: Randverdunkelung (stärker für größere λ)



- Wie wir sehen werden, stammt die Strahlung aus Schichten mit $\tau \approx 1$
- => zum Scheibenrand wird die optische Tiefe $\tau \approx 1$ in höheren (daher kühleren) Schichten erreicht => **Randverdunkelung spiegelt den T-Verlauf der Photosphäre wider**

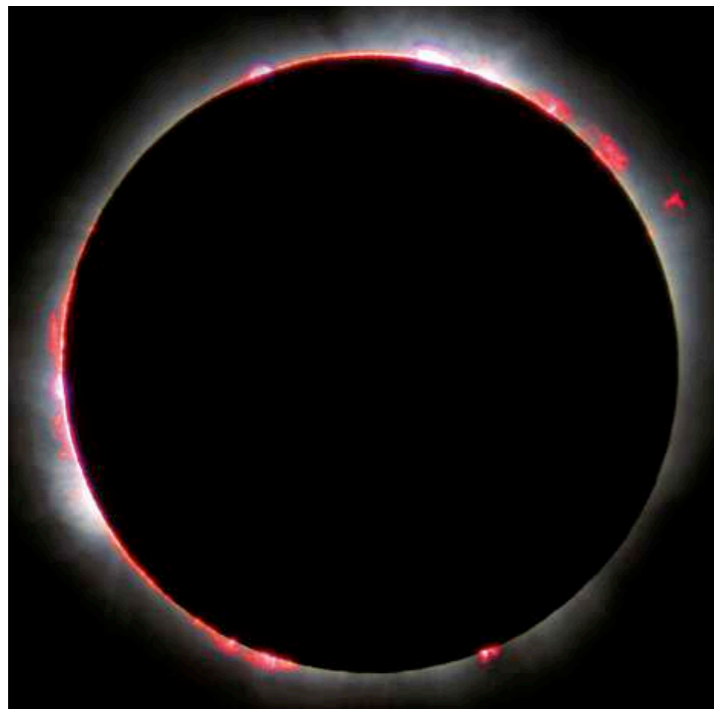
Die Photosphäre

- erscheint als helle und dunkle Regionen => Granulation
- helle Elemente (Granulen): Durchmesser von bis zu 1000 km, mittlere Lebensdauer ~ Minuten
- Erklärung: die darunterliegende Konvektionszone dringt in die Photosphäre ein - heißere Turbulenzelemente steigen auf, kühlere sinken ab => $\Delta T \approx 200 - 300 \text{ K}$

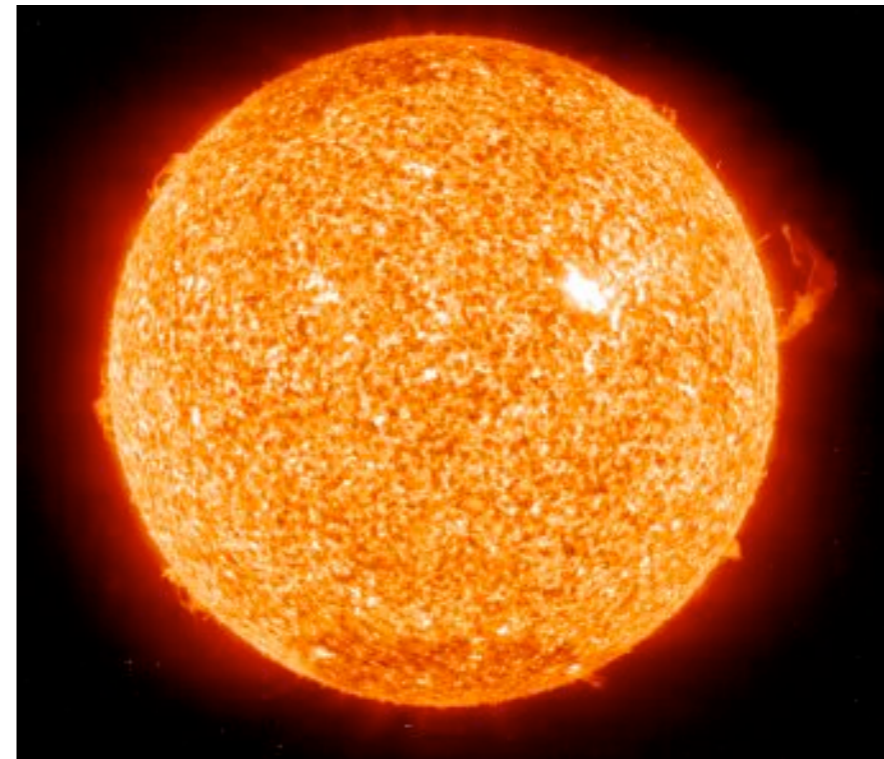


Die Chromosphäre

- Schichten bis $z \approx 10^3$ km über der Photosphäre, dh Bereich bis $r \approx 1.01 R_{\odot}$
- Dichte nach außen: $\rho/\rho_{\text{photo}} \sim 10^{-1} \dots 10^{-4}$
- Temperatur nach außen: 6000 K 25 000 K => jedoch beträgt die Intensität der Abstrahlung nur $\sim 10^{-4}$ derjenigen der Photosphärenstrahlung!
- Sichtbar nur in Emissionslinien (zB H α) oder bei totaler Sonnenfinsternis
- Strukturen: Super-Granulen ($\varnothing \approx 30 \times 10^3$ km, ~ 1000 Granulen), vertikale Gasfilamente "Spikulen", die sich bis zu $\sim 10^4$ km erstrecken

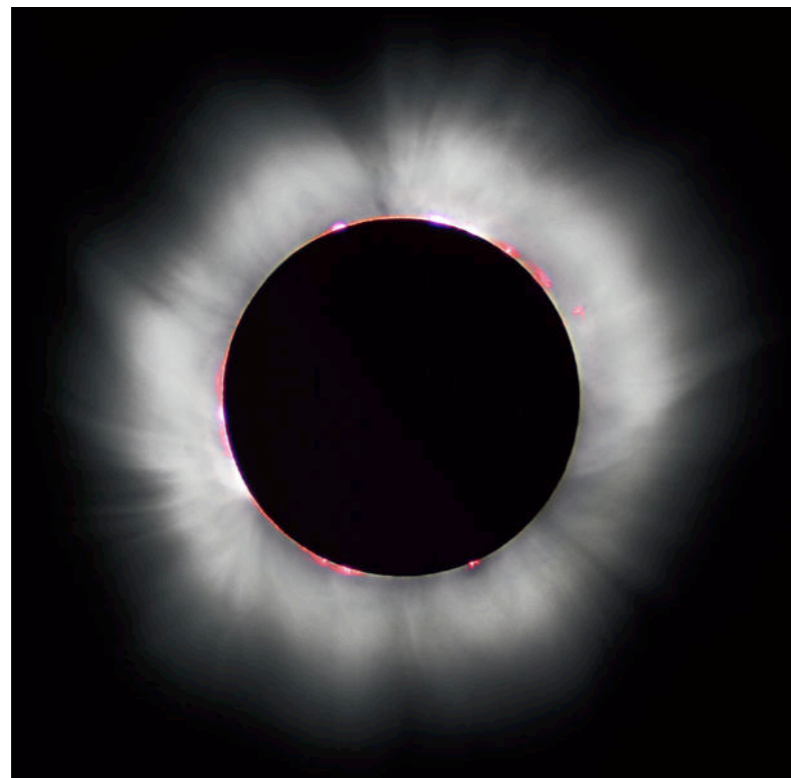


Totale Sonnenfinsternis von 1999

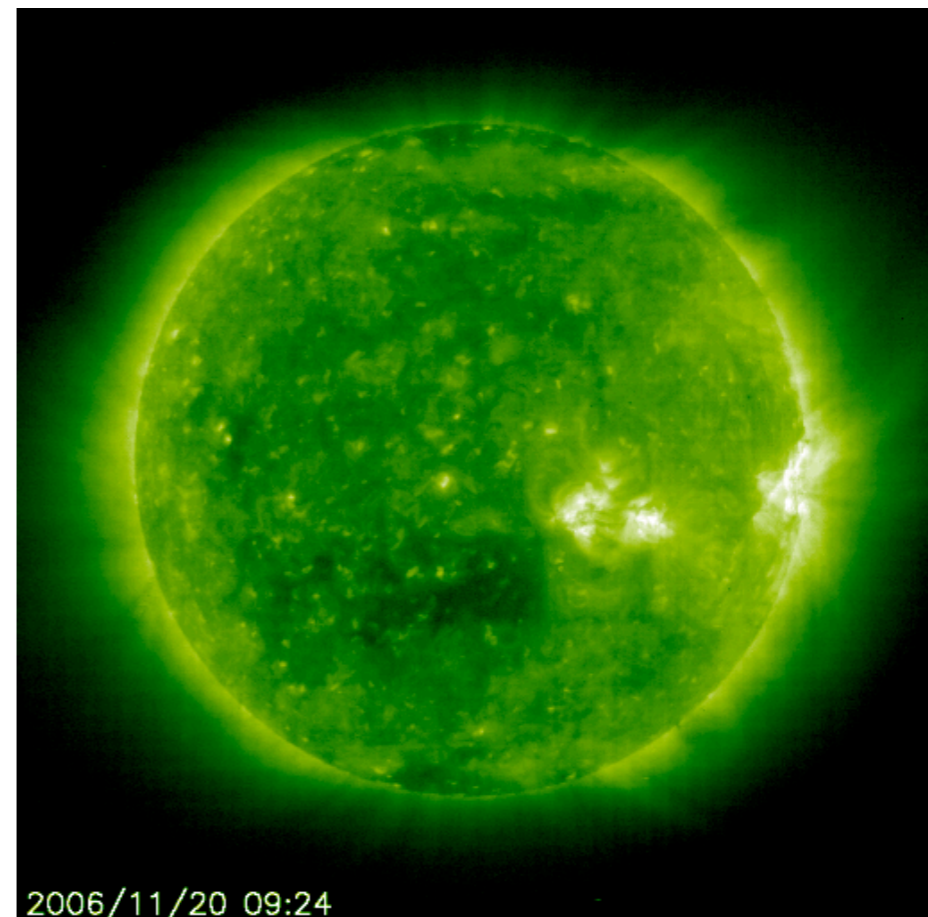


Die Korona

- Extrem verdünnte, äußere Hülle der Sonne, bis einige 10^6 km ins Weltall
- Dichte des Gases: $\rho \approx 10^{-15}$ kg m⁻³; Strahlungsintensität $\approx 10^{-6}$ der Intensität der Scheibenmitte
=> nur bei Sonnenfinsternis beobachtbar
- Spektrum: kontinuierlich im Optischen (Photosphärenlicht streut an den e⁻ der Korona), plus Emissionslinien (Fe¹³⁺, Ca¹⁴⁺) hochionisierter Atome => hohe T $\approx 10^6$ K => Eigenstrahlung im Röntgenbereich
- Form: variabel, hängt von der Sonnenaktivität ab



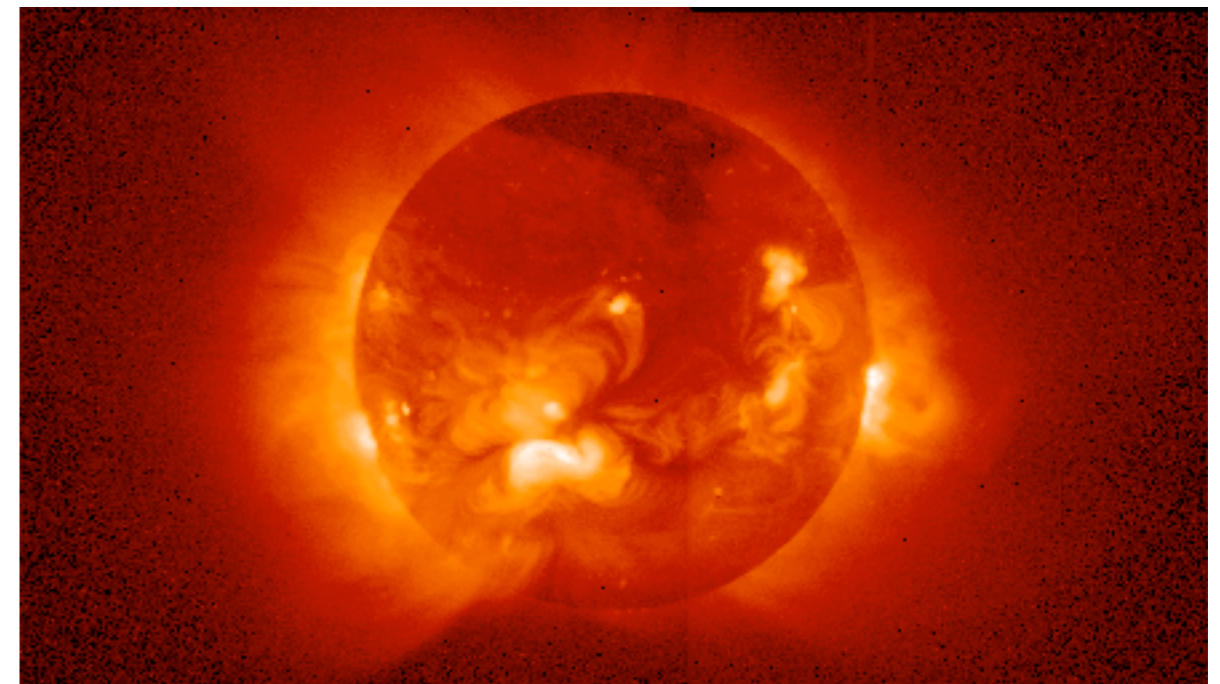
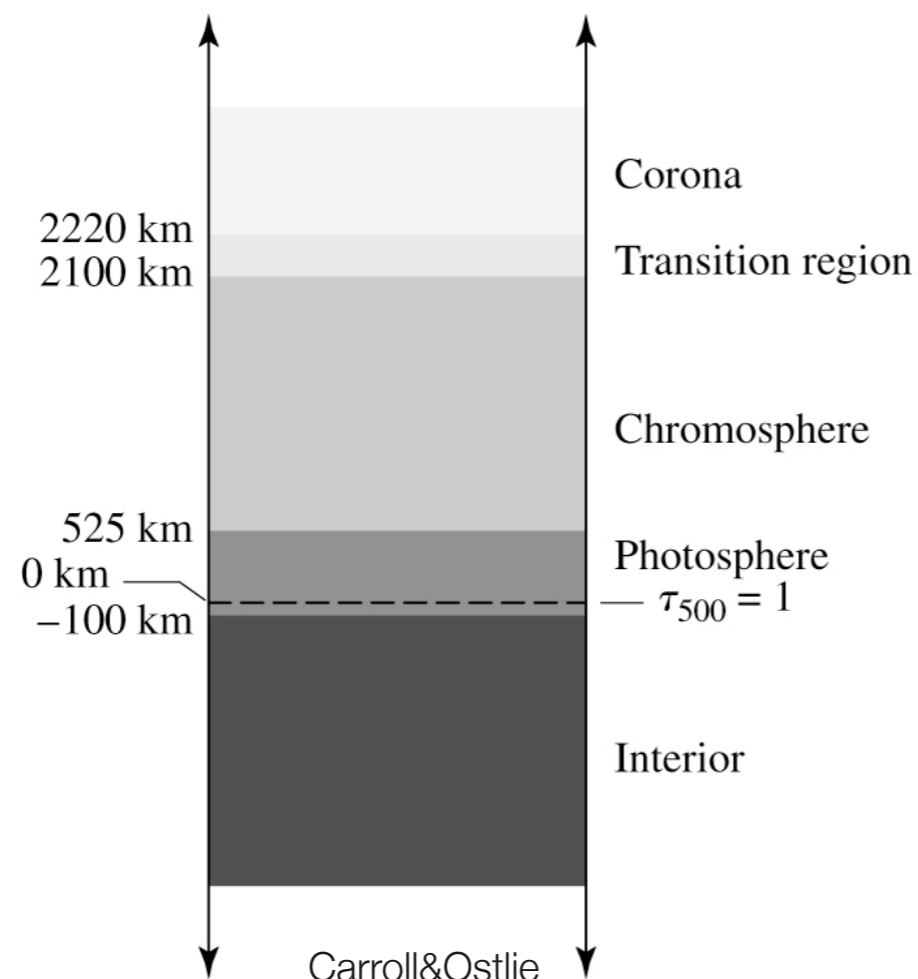
Totale Sonnenfinsternis von 1999



Die Korona

- **Röntgenbild:** dichtere Bereiche sind entlang von Magnetfeldlinien angeordnet
- Wie wird die Korona aufgeheizt? (da es ja nicht möglich ist, Wärme von der “kalten” Photosphäre in die heiße Korona zu transportieren!)

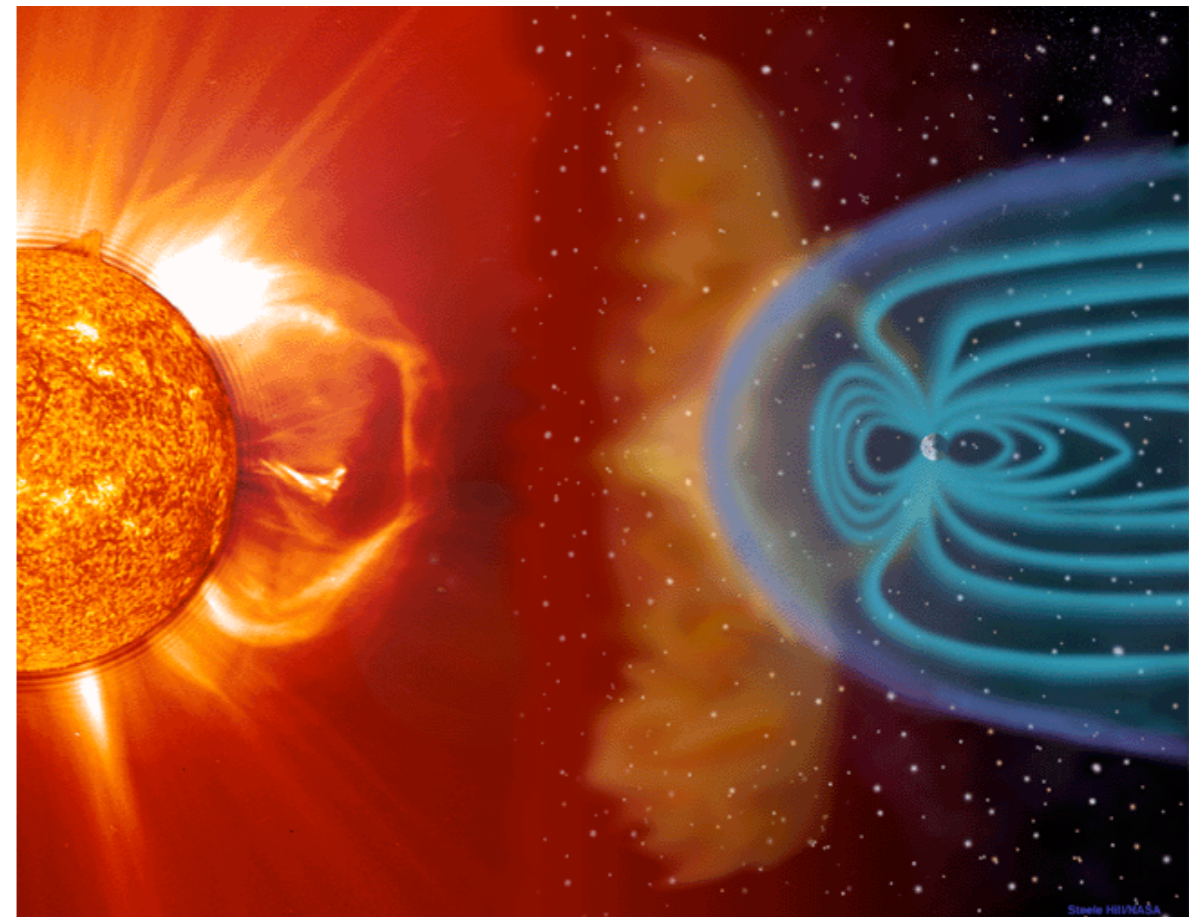
=> über die Umwandlung magnetischer Energie in Wärmeenergie durch “Annihilation” von Magnetfeldern (siehe folgende slides)
- Kühlung: ineffektive Abstrahlung + Wärmeleitung => hohe Temperaturen der Korona



Röntgenbild der Sonne, August 1992, APOD

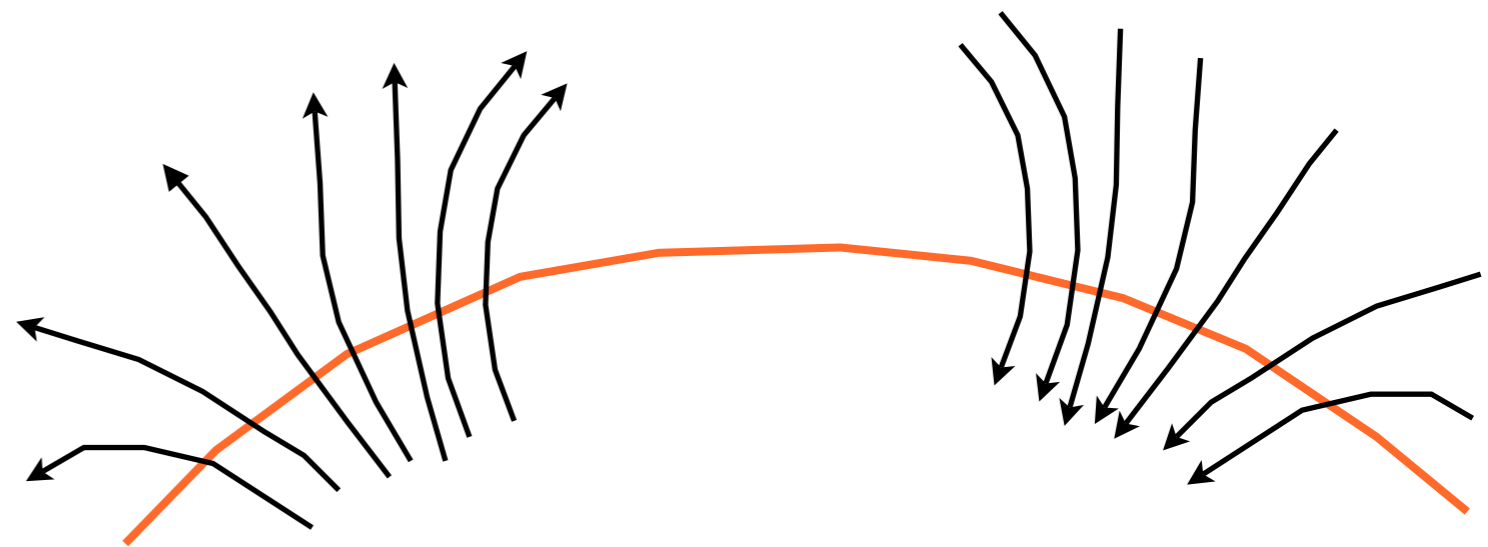
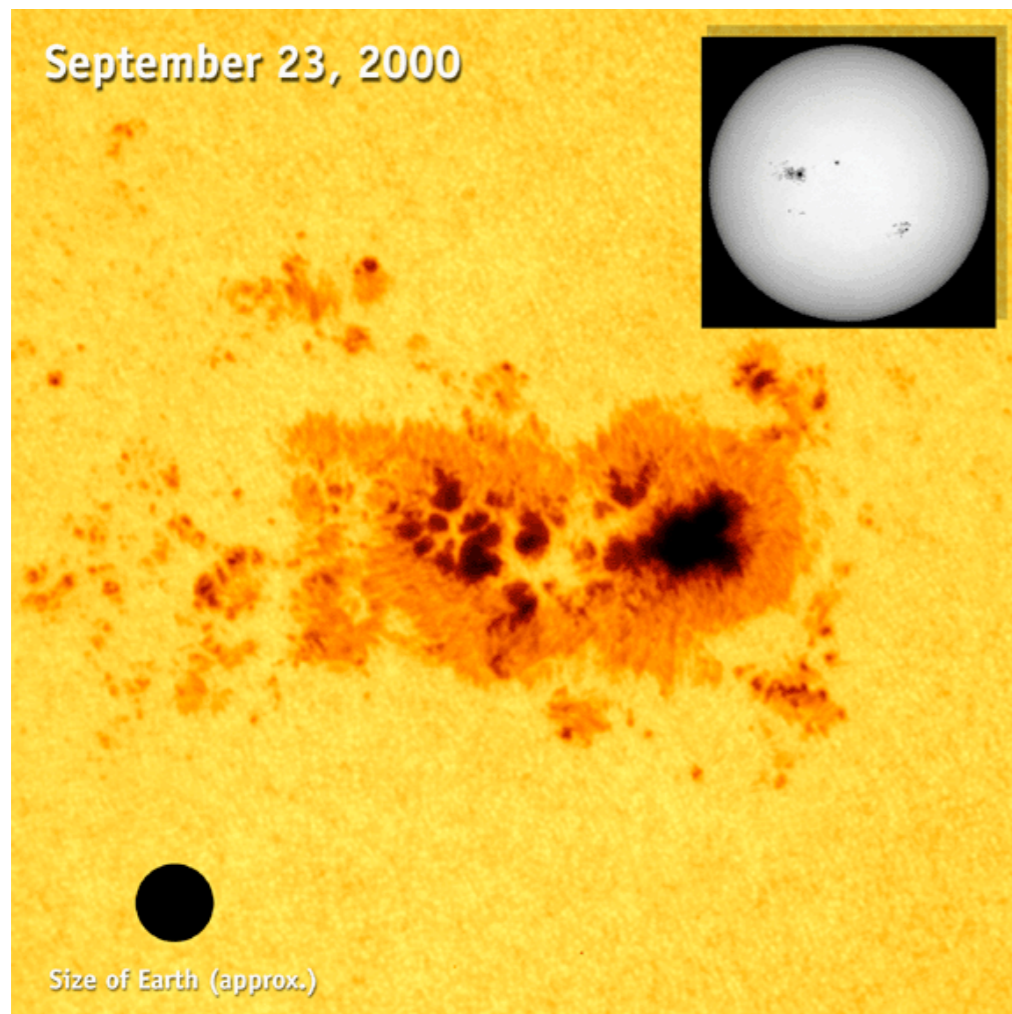
Der Sonnenwind

- Hohe Koronatemperaturen => hohe Teilchengeschwindigkeiten => Koronamaterie entweicht nach außen => Teilchenstrom aus p , e^- und α 's => **Sonnenwind**
- Was ist der Massenverlust pro Jahr?
- Mittlerer Teilchenfluss: $10^{11} - 10^{12} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ => Verlustrate der Korona: $10^{35} - 10^{36}$ Teilchen/s. Mit $m_p = 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}$ => $\approx 10^{-14} \text{ Mo/Jahr}$
- Sonnenwindplasma trägt auch Magnetfelder mit
=> bei WW mit Erdmagnetfeld => deformierbare Magnetosphäre, die vom Sonnenwind umströmt wird
- Sonnewind wurde bis zu $\approx 50 \text{ AE}$ von Planetensonden gemessen, danach => **Heliopause** (Staudruck des diffusen Gases des interstellarem Raum = Druck des nach außen strömenden Sonnenwindes)



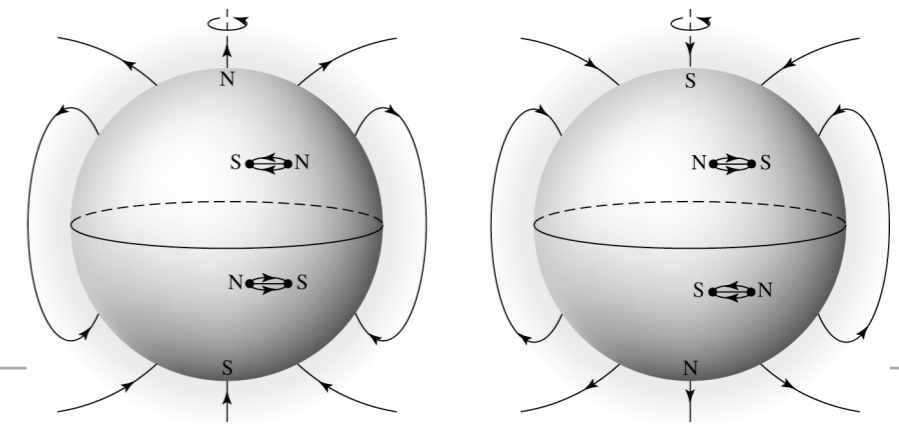
Aktivität der Sonne

- **Sonnenflecken**: dunklen Kern (Umbra), $\varnothing \approx 50 \times 10^3$ km, umgeben von Penumbra; große Flecken treten oft in Gruppen auf, Lebensdauer: wenige Tage bis zu 4 Monaten
- Relative Dunkelheit der Flecken: $\Delta T = 2000$ K hervorgerufen durch starke Magnetfeldern, deren Feldlinien die Sonnenoberfläche in den Flecken durchstoßen (B bis zu 0.4 T)

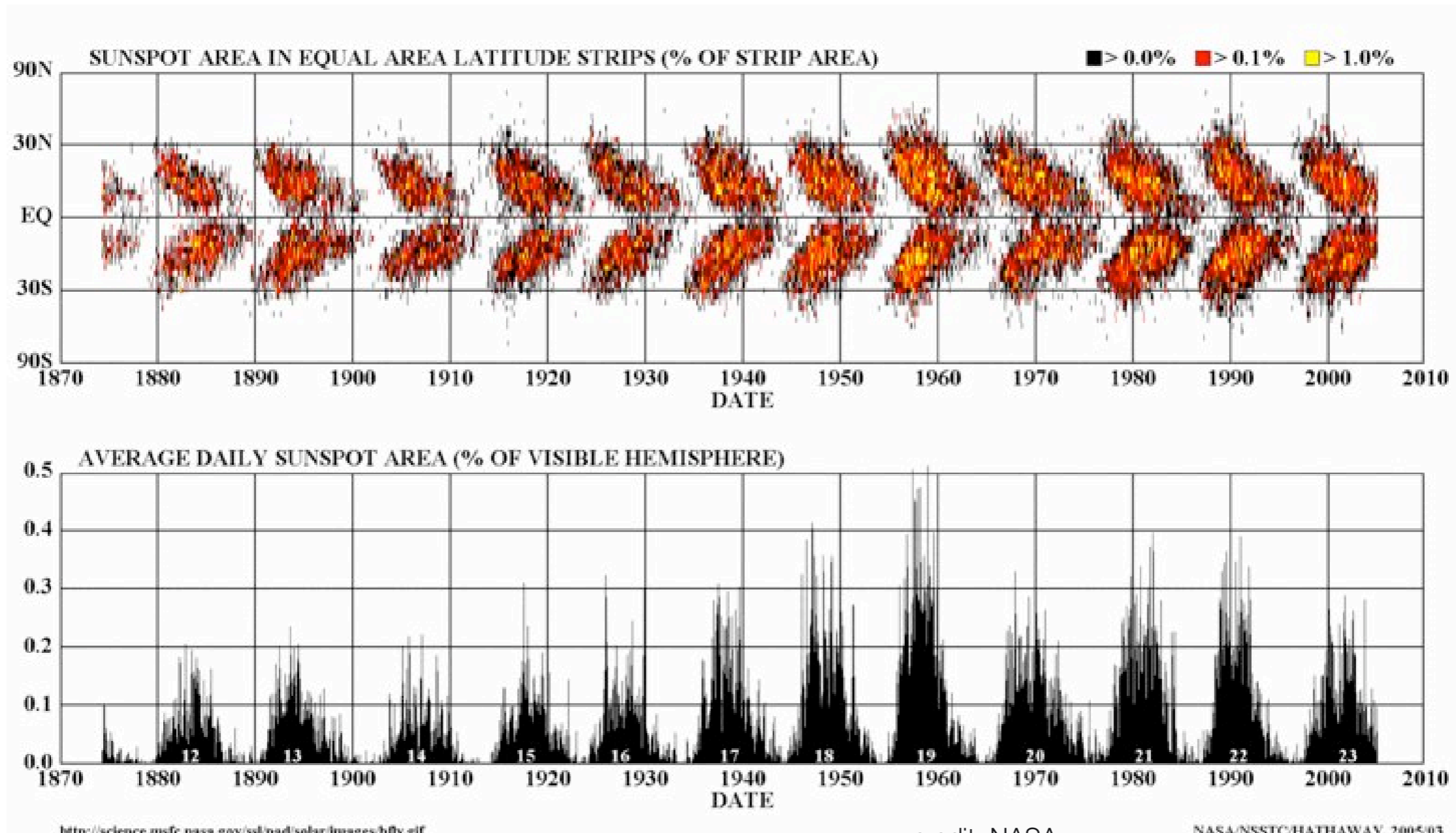


Bipolare Gruppe

Aktivität der Sonne



- Häufigkeit der Sonnenflecken variiert mit der Zeit => 11-jähriger Sonnenfleckenzyklus
- Vollständiger Zyklus: 22 Jahre; nach 11 Jahren polt sich das Magnetfeld der Sonne um



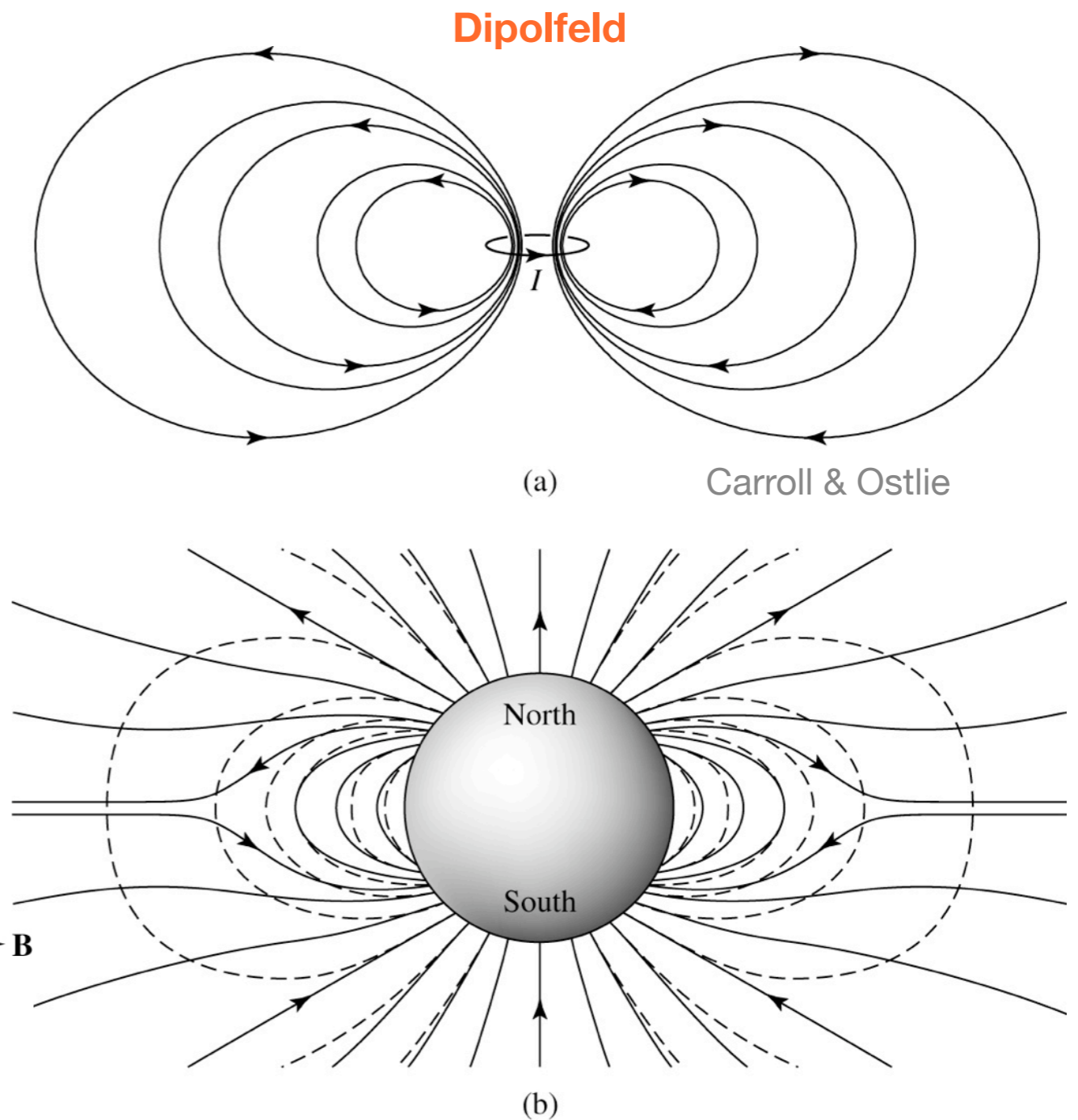
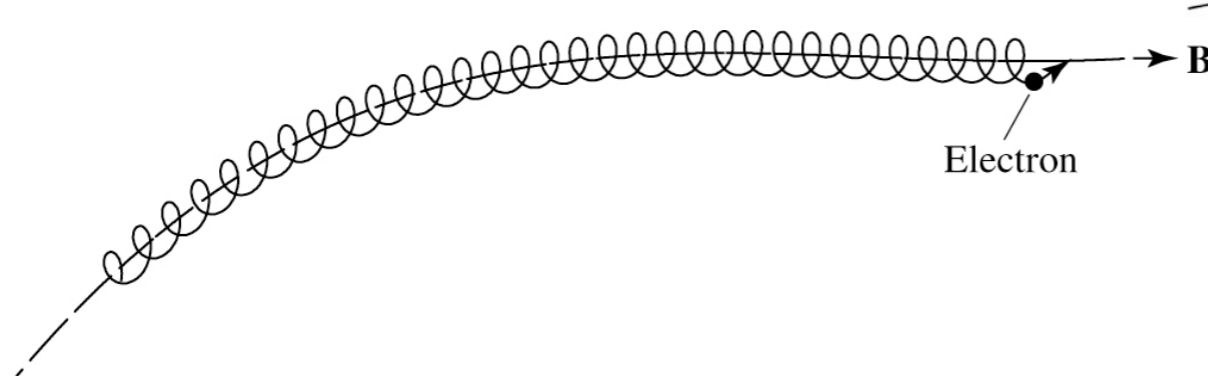
credit: NASA

NASA/NSSTC/HATHAWAY 2005/03

Solares Magnetfeld

- ein Dipolfeld, zumindest global
- Stärke kann stark in lokalisierten Regionen stark variieren, in der Nähe der Oberfläche ist dieses \approx einige Gauss (Magnetfeld in den Nähe der Erdoberfläche ≈ 0.6 G)
- Offene Feldlinien: Teilchen können entweichen (Sonnenwind); geschlossene Linien: Teilchen sind gefangen

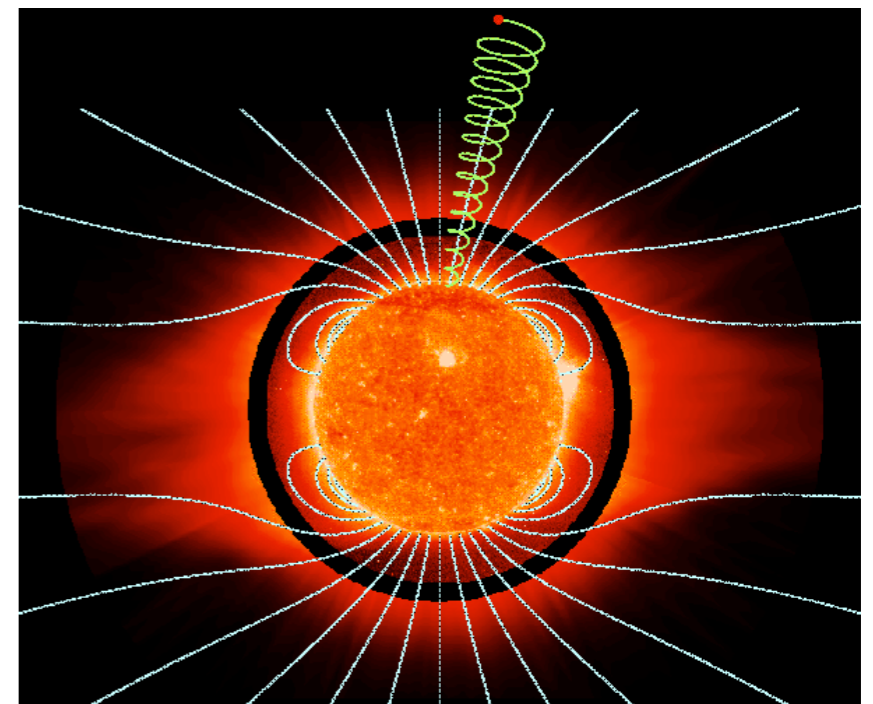
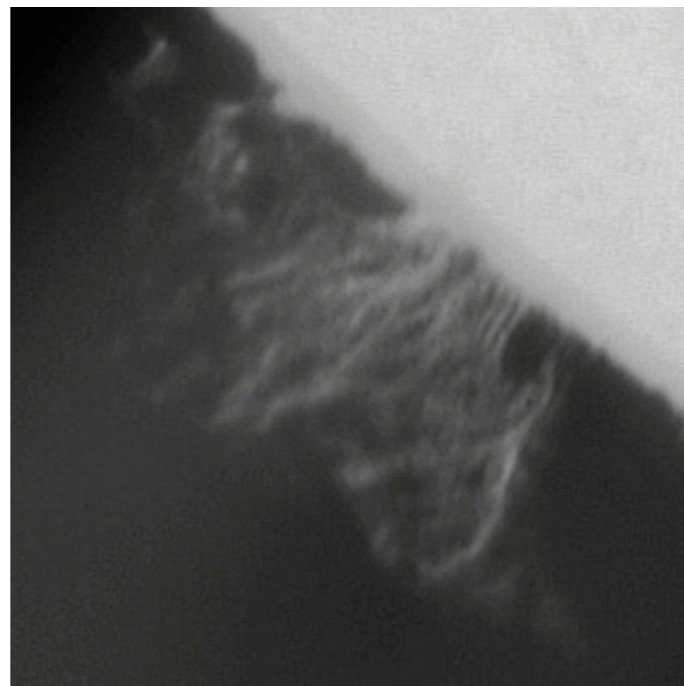
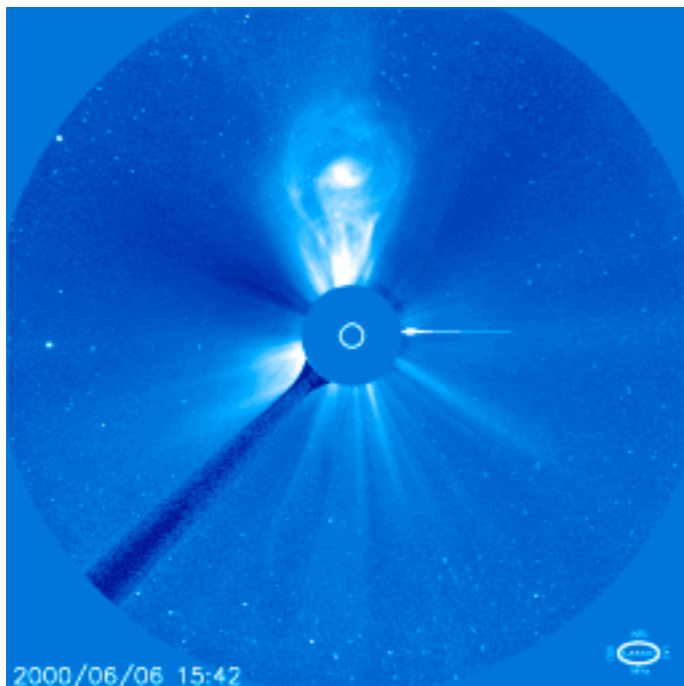
$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right)$$



Globales Magnetfeld der Sonne

Aktivität der Sonne

- **Fackeln:** ausgedehnte Gebiete überhöhter Helligkeit (10%) -> Überhitzung der höheren Sonnenschichten
- **Protuberanzen:** leuchtende Gebilde, über den Sonnenrand hinausgehend -> Materie wird in starken Magnetfeldern oberhalb der Sonnenoberfläche gehalten
- **Eruptionen:** 10 - 90 min dauernde Helligkeitsausbrüche in der Chromosphäre. Treten in Fleckengruppen auf, oft begleitet von eruptiven Protuberanzen. Die UV und Röntgenemission der hohen Sonnenschichten steigt stark an => Störung der irdischen Ionosphäre und Verstärkung der kosmischen Strahlung



Physik der Sternatmosphären

- **Sternatmosphäre:**

Teil der äußeren Hülle des Sterns, welche die Abstrahlung in den Weltraum bewirkt

Kompakt: die Dicke ist gegen den Sternradius vernachlässigbar

- **Charakterisiert durch folgende Größen:**

Effektivtemperatur T_{eff}

Gravitationsbeschleunigung g

Chemische Zusammensetzung

- **Mit Hilfe von:** *hydrostatischem Gleichgewicht, Energietransport, Zustandsgleichungen und Materialeigenschaften* ergeben sich

Druck als Funktion der Tiefe $p(r)$

Temperatur als Funktion der Tiefe $T(r)$

spektrale Intensität I_{ν}

- (umgekehrt kann man aus I_{ν} bei bekannten Materialeigenschaften T_{eff} , g und die chem. Zusammensetzung bestimmen)

Physik der Sternatmosphären

- **Unser Ziel:**

Beschreibung von Aufbau und Zusammensetzung der Photosphäre, insbesondere $T(r)$, $\rho(r)$

- **Annahmen:**

Atmosphäre ist dünn, Schichtdicke $\ll R_{\text{Stern}}$

=> Schwerebeschleunigung g ist konstant

=> Darstellung als planparallele Schichtung

Stabiler Zustand, hydrostatisches Gleichgewicht

Einzigste Energiequelle = Sterninneres

Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE):

-> in jeder (planparallelen) Schicht herrscht TE

Energietransport durch Strahlung

- Energiequelle der Sterne: Kernfusion in Zentralregion des Sterns
- **Frage:** wie wird Energie durch die Photosphäre von innen nach außen transportiert?
- Konvektion (Materietransport)?

Bedeutend im Sterninneren; in Atmosphären nur bei sehr kühlen Sternen

- Direkter Übertrag durch Strahlung?

Dominiert Energietransport in Sternatmosphären

=> wir benötigen die **Strahlungstransportgleichung** (siehe 2. Vorlesung, 'Strahlung und Materie'):

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu \cdot \kappa_\nu + \epsilon_\nu$$

Absorption

Emission

Energietransport durch Strahlung

- Mit der Definition der optischen Tiefe $d\tau_v = \kappa_v ds$ und der Quellfunktion $\frac{\epsilon_v}{\kappa_v} \equiv S_v$ hatten wir:

$$I_v(\tau_v) = I_v^0 e^{-\tau_v} + \int_0^{\tau_v} S_v e^{-(\tau_v - \tau'_v)} d\tau'_v$$

Absorption
Emission

- Da der Energietransport also durch Strahlung bewirkt wird, können wir die Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht annehmen. In jeder Tiefe mit Temperatur $T(r)$ gilt der **Kirchhoffsche Satz**, wobei die Quellfunktion durch die Planckfunktion gegeben ist:

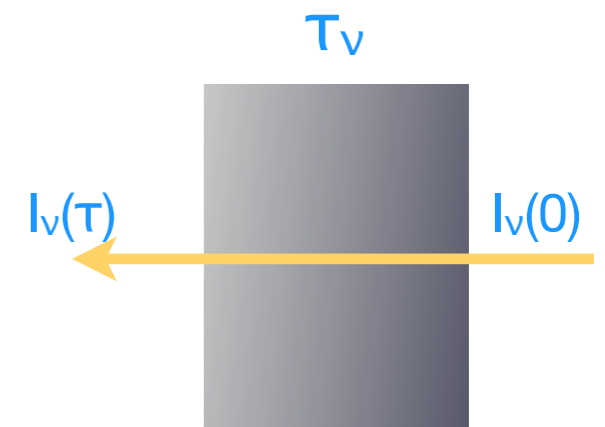
$$S_v = \frac{\epsilon_v}{\kappa_v} = B_v(T) \quad \Rightarrow \quad \epsilon_v = \kappa_v B_v(T)$$

Integration durch eine Box:

$$\Rightarrow I_v(\tau_v) = I_v^0 e^{-\tau_v} + B_v(T)(1 - e^{-\tau_v})$$

Strahlung, die von der Anfangsintensität übrigbleibt

Strahlung, die entlang des Weges emittiert wird



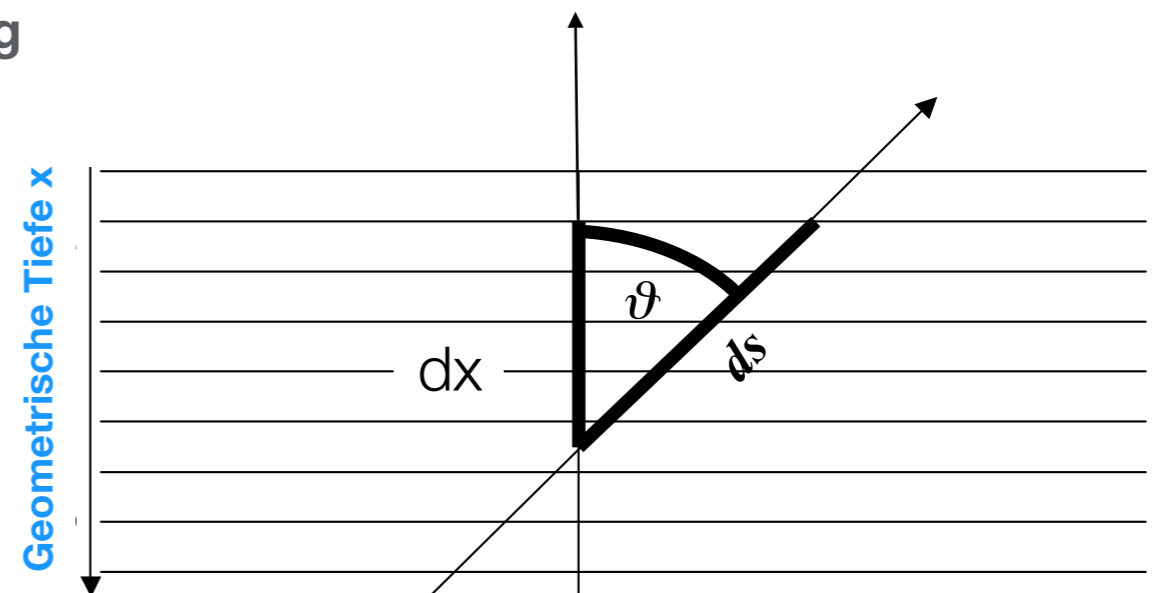
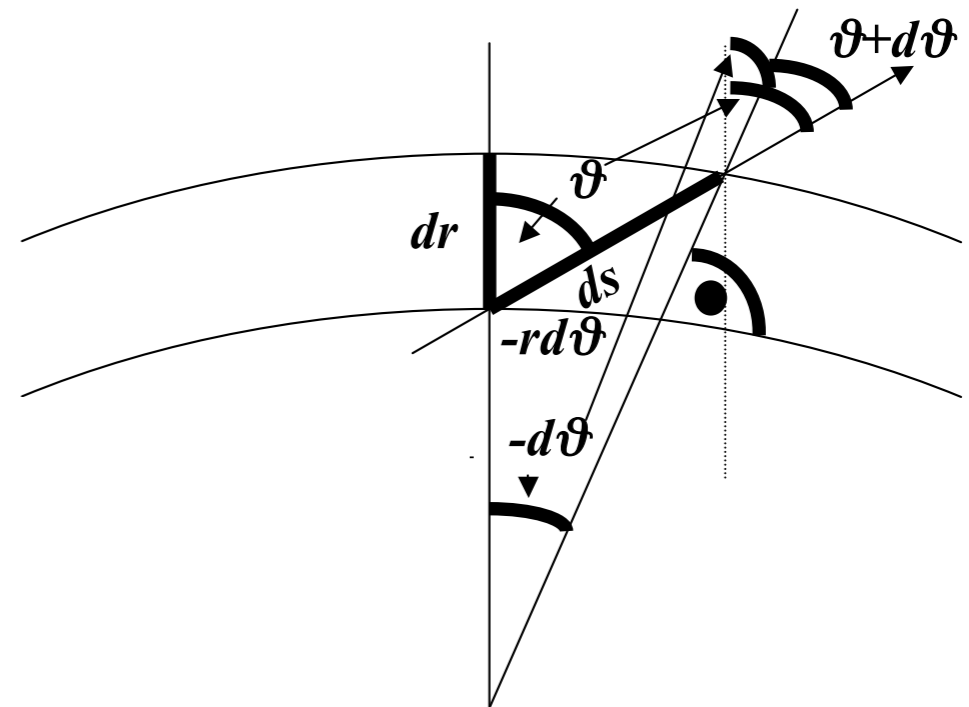
Planparallele Näherung

- Im Prinzip:
- sollten wir sphärische Geometrie betrachten

$$\frac{dI_v}{ds} = \frac{\partial I_v}{\partial r} \cos \vartheta + \frac{\partial I_v}{\partial \cos \vartheta} \frac{1 - (\cos \vartheta)^2}{r}$$

- da jedoch die geometrische Dicke der Photosphäre
<< als der Sternradius ist => **planparallele Näherung**

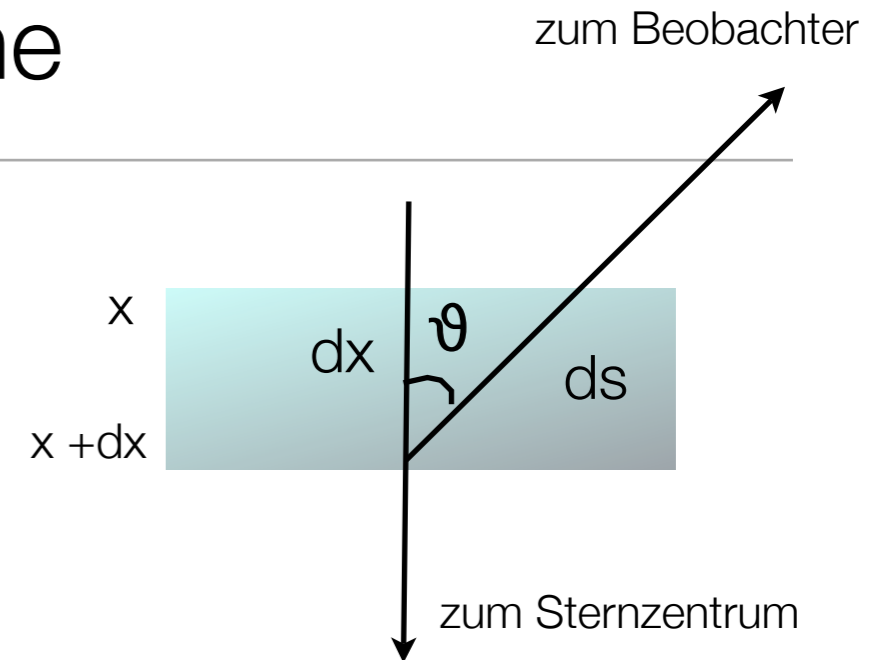
$$\frac{dI_v}{ds} = -\cos \vartheta \frac{\partial I_v}{\partial x}$$



Strahlungstransportgleichung für Sterne

- Die planparallele Strahlungstransportgleichung:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - S_\nu$$



- => $\cos\vartheta$ - Faktor und Vorzeichenwechsel - da wir jetzt von Außen nach Innen schauen, entlang

$$d\tau_\nu = -\kappa_\nu dx$$

- Um die **Intensität an der Oberfläche** zu bestimmen, multiplizieren wir mit $\exp(-\tau \sec\vartheta) = \exp(-u)$:

Umformen =>

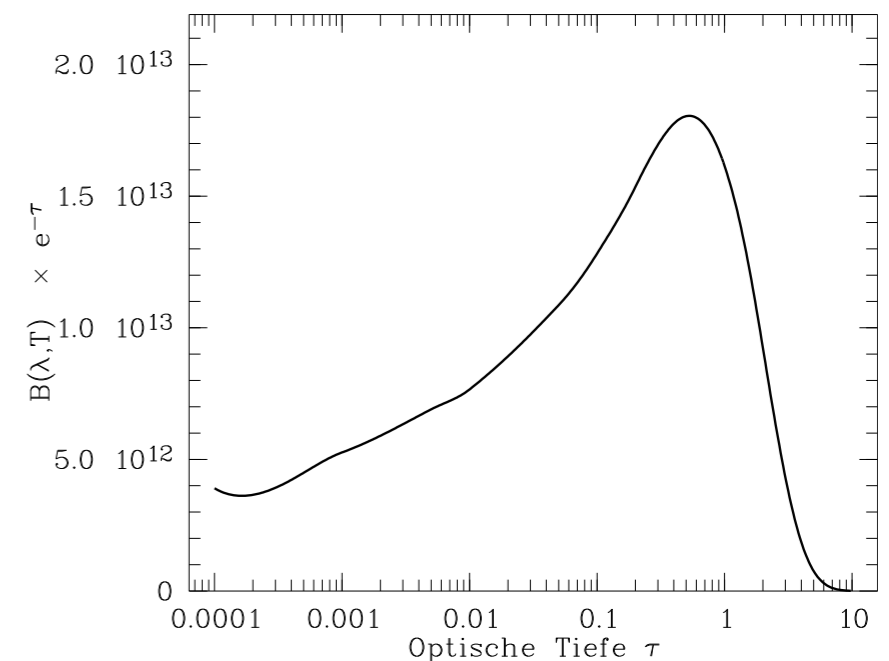
$$\frac{dI_\nu(\vartheta)}{du} e^{-u} - I_\nu(\vartheta) e^{-u} = -S_\nu e^{-u}$$

$$\frac{d(I_\nu(\vartheta) e^{-u})}{du} = -S_\nu e^{-u}$$

Integration von 0 bis ∞ =>

$$\left[I_\nu(\vartheta) e^{-u} \right]_0^\infty = -\int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-u} du$$

$$I_\nu(0, \vartheta) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-u} du$$



Strahlungstransportgleichung für Sterne

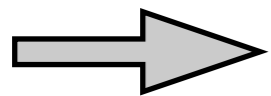
- Annahme für die Quellfunktion:

$$S_{\nu}(\tau_{\nu}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \tau_{\nu}^n = a_0 + a_1 \tau_{\nu} + a_2 \tau_{\nu}^2 + \dots + a_n \tau_{\nu}^n$$

- Mit:

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = n!$$

$$u = \tau \sec \vartheta \rightarrow \tau = u \cos \vartheta$$



$$I_{\nu}(0, \vartheta) = a_0 + a_1 \cos \vartheta + 2a_2 \cos^2 \vartheta + \dots + na_n \cos \vartheta^n$$

- Nehmen wir nur die ersten 2 Termen der Entwicklung => **Edington-Barbier Näherung**

$$I_{\nu}(0, \vartheta) = a_0 + a_1 \cos \vartheta = S_{\nu}(\tau_{\nu} = \cos \vartheta)$$

=> in dieser Näherung für die Quellfunktion ist die optische Tiefe an der Oberfläche zwischen 0 und 1

Randverdunkelung

- Damit können wir die **Randverdunkelung** erklären:
- aus den Sternmitte sehen wir Strahlung, die den Stern senkrecht zur Oberfläche verlässt

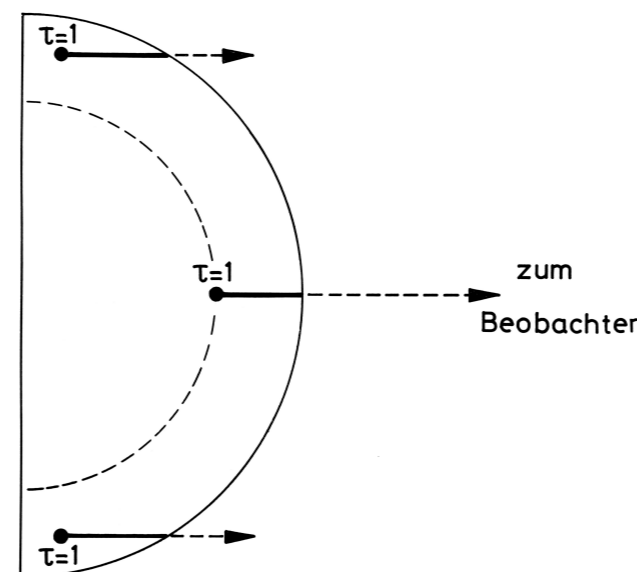
$$I_v(0,0) = a_0 + a_1 \cos 0 = a_0 + a_1$$

- am Rand verlässt die Strahlung die Oberfläche unter einem Winkel

$$I_v(0,90) = a_0 + a_1 \cos 90 = a_0$$

=> **Randverdunkelung** weil Sterne einen T-Gradienten haben! Sie sind heißer in tieferen Schichten als in den äußeren Regionen der Atmosphären

- Mitte-Rand Variation der Sonne



Chromosphäre und Korona: obwohl $\frac{\epsilon_v}{K_v}$ groß ist (da hohe T!), ist der Beitrag zur Sonnenstrahlung sehr klein -> da K_v klein ist (kleine ρ):

der Beitrag $d\tau_v$ zur optischen Tiefe ist klein

Strahlungsfluss aus der Atmosphäre

- Da die Scheiben meiste Sterne nicht aufgelöst sind, müssen wir den Gesamtenergiefluss berechnen, den wir definiert hatten als:

$$F_{\nu}(\tau_{\nu}) = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I_{\nu}(\tau_{\nu}, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi$$

- Lösen wir das Integral mit der linearen Eddington-Barbier-Näherung (Hausaufgabe!), so erhalten wir die **Eddington-Barbier Beziehung**:

$$F_{\nu}(0) = \pi \left(a_0 + \frac{2}{3} a_1 \right) = \pi S_{\nu} \left(\tau_{\nu} = \frac{2}{3} \right)$$

=> der Strahlungsfluss aus der Sternoberfläche ist π x die Quellfunktion bei einer optischen Tiefe von $2/3$

Graue Atmosphären

- Nehmen wir nun lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) an:

$$F_\nu(0) = \pi S_\nu(\tau_\nu = \frac{2}{3}) = \pi B_\nu(T(\tau_\nu = \frac{2}{3}))$$

- Wir nehmen weiter an, dass die Absorptionskoeffizient unabhängig von ν ist => solch eine (hypothetische) Atmosphäre wird **graue Atmosphäre** genannt ($\kappa_\nu = \kappa$):

$$F_\nu(0) = \pi B_\nu(T(\tau = \frac{2}{3}))$$

- Die Energieverteilung von F_ν ist diejenige eines Schwarzkörpers bei der Temperatur der optischen Tiefe $\tau=2/3$. Integration über ν liefert:

$$F(0) = \int_0^\infty F_\nu(0) d\nu = \pi \int_0^\infty B_\nu(T(\tau = \frac{2}{3})) d\nu = \sigma T^4(\tau = \frac{2}{3})$$

- Aus dem Stefan-Boltzmann Gesetz ist $F(0) = \sigma T_{eff}^4$ durch Definition, somit finden wir dass

$$T_{eff} = T(\tau = \frac{2}{3})$$

=> Die "Oberfläche" eines Sterns, die eine Temperatur T_{eff} besitzt (durch Definition) befindet sich nicht am oberen Ende der Atmosphäre (wo $\tau=0$), sondern tiefer, bei $\tau=2/3$. Dies kann man als mittlerer Emissionsort der beobachteten Photonen betrachten.

Vertikaler Aufbau der Sternatmosphären

- **Gegeben sind folgende Parameter:**

Effektivtemperatur T_{eff}

Oberflächen-Schwerebeschleunigung $g=GM/R^2$

Chemische Zusammensetzung => mittleres Molekulargewicht

Leuchtkraft L

- **Genauer: basierend auf die Saha- und Boltzmann-Gleichungen haben wir folgende Abhängigkeiten:**

relative Ionisationszustände hängen von T_{eff} und n_e ab

relative Besetzungszahlen bei gegebenem Ionisationszustand hängen nur von der Temperatur ab

absolute Besetzungszahlen hängen von der chemischen Häufigkeit eines Elements, T_{eff} , n_e und von der Dichte ρ oder der Schwerebeschleunigung g ab

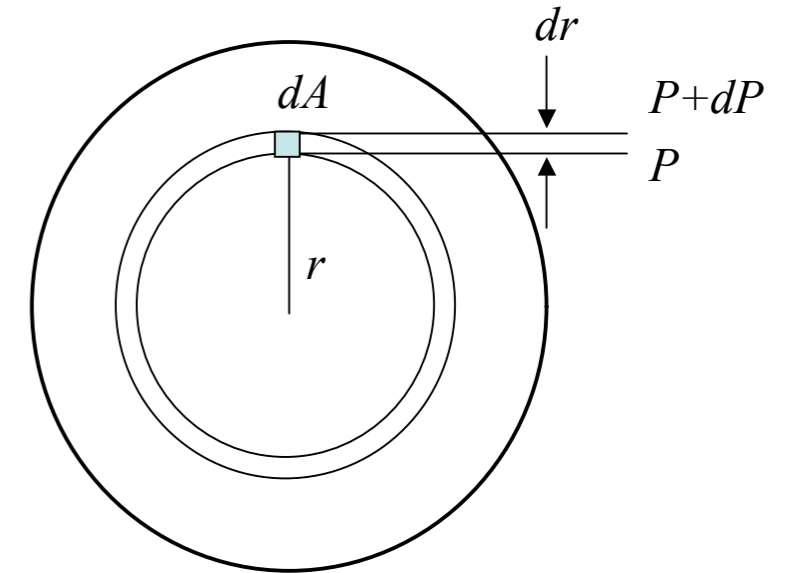
- **Ziel: Aufstellung eines Gleichungssystems, dessen Lösungen die Temperatur $T(r)$ und Dichteverläufe $\rho(r)$ darstellen**

- “Oberfläche” = definiert als Radius, für den $\tau = 2/3$ ist

Vertikaler Aufbau der Sternatmosphären

- Gleichungen:
- **Hydrostatisches Gleichgewicht**

$$\frac{dP}{dr} = -g \cdot \rho(r)$$



- aus $dF_g + dF_p = 0$

- mit:
$$dF_g = -\frac{GM_r dm}{r^2} = -\frac{GM_r \rho(r)}{r^2} dA dr = -\frac{GM_r \rho(r)}{R^2} dA dr = -g \rho(r) dA dr$$
$$dF_p = -dP dA$$

- **Zustandsgleichung: Ideales Gas**

$$P(r) = \rho(r) \cdot \frac{k_B T(r)}{\bar{\mu} m_H}$$

Vertikaler Aufbau der Sternatmosphären

- **Energietransport durch Strahlung**

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = I_{\nu}(\vartheta) - S_{\nu}$$

- **Energieerhaltung in jeder Schicht**

$$\iint I_{\nu} d\nu d\Omega = \int F_{\nu} d\nu = \sigma \cdot T(\mathbf{r})^4$$

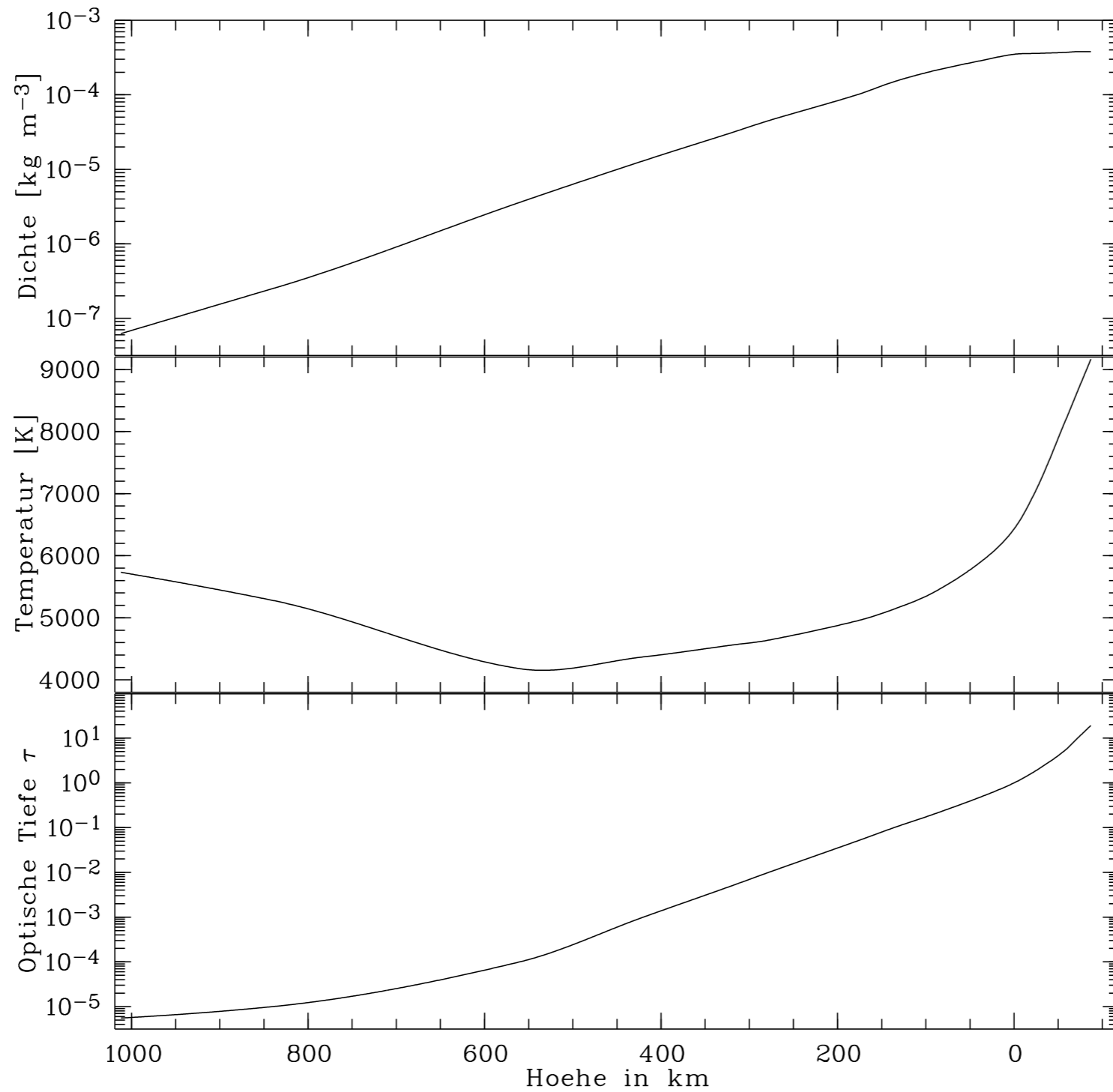
- **Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten vom lokalen Zustand (Materialfunktion)**

$$\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}(T, \rho)$$

- Die Gleichungssysteme werden i.A. numerisch für $T(r)$ und $\rho(r)$ gelöst

=> Modellatmosphären

Vertikaler Aufbau der Sternatmosphären



Weigert, Wendker, Wisotzki

Analyse von Sternspektren

- Aus $T(r)$ und $\rho(r)$ für die äußeren Schichten (bis $\tau \gg 1$) folgt bei gegebener chemischer Zusammensetzung eindeutig der Verlauf der spektralen Energieverteilung $F(\nu)$

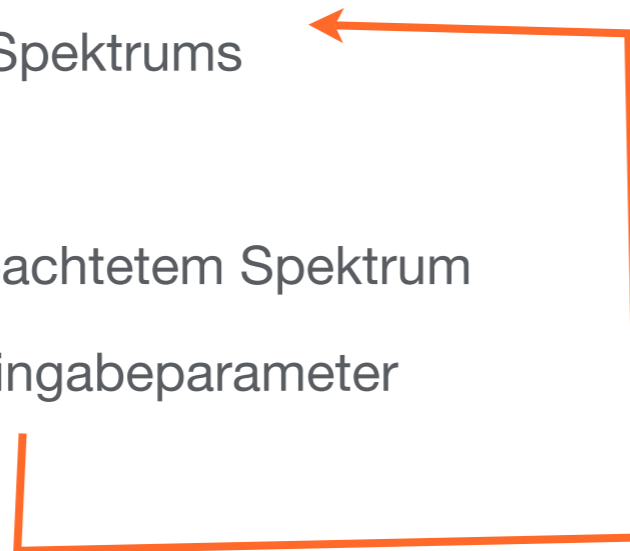
- **In der Praxis: iterativer Prozess**

1. Vorgabe von T_{eff} , g , chemischer Zusammensetzung

=> Berechnung des Spektrums

2. Vergleich mit beobachtetem Spektrum

3. Modifikation der Eingabeparameter



Absorptionsquerschnitt

- Hauptquellen der Absorption in Sternatmosphären

gebunden-frei Übergänge

frei-frei Übergänge

gebunden-gebunden Übergänge

- Quantitative Beschreibung individueller Wechselwirkungsraten durch Absorptionsquerschnitt $a_{\nu,X}$ muss von Atomphysik für gegebenes Atom/Ion X geliefert werden

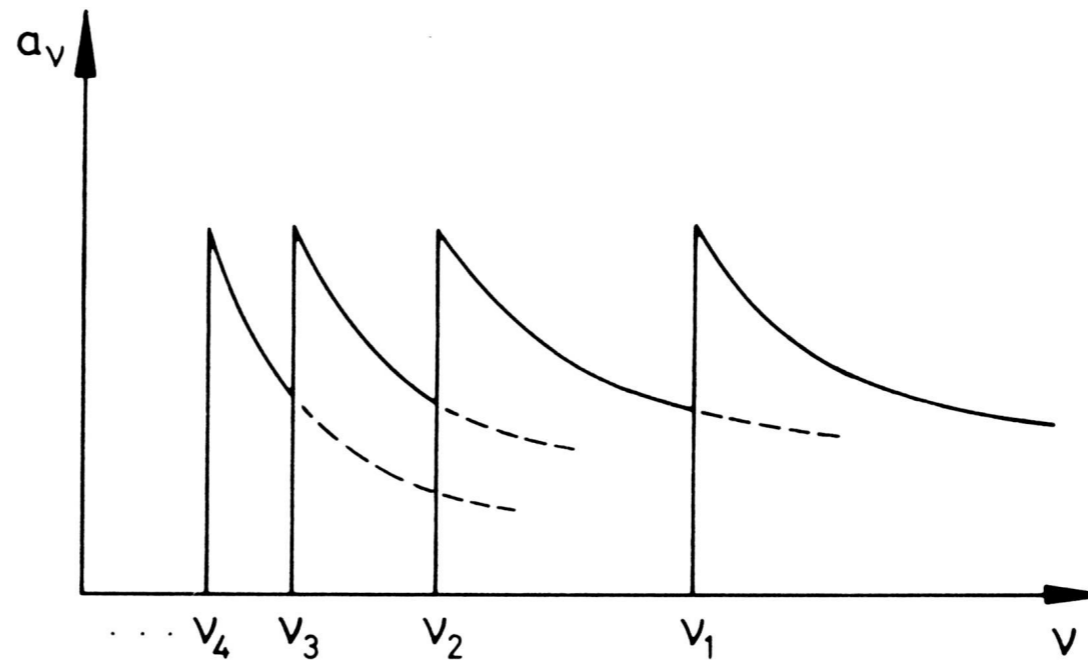
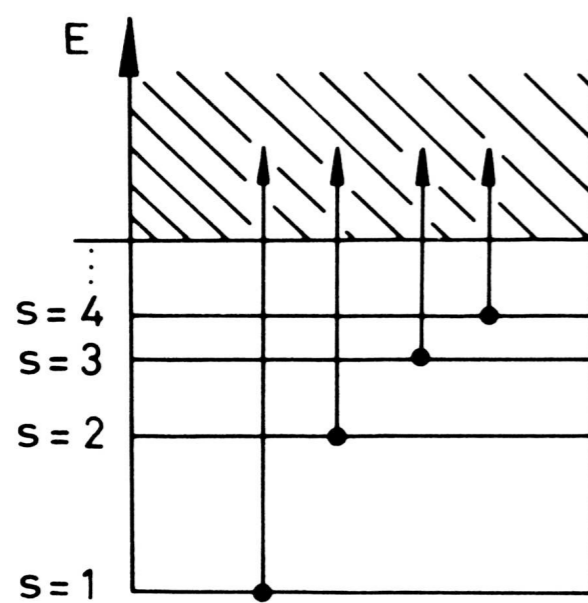
- Zusammenhang mit Linien-Absorptionskoeffizienten (κ^L):

$$\kappa_{\nu}^L = \sum_X (a_{\nu,X} \cdot n_X)$$

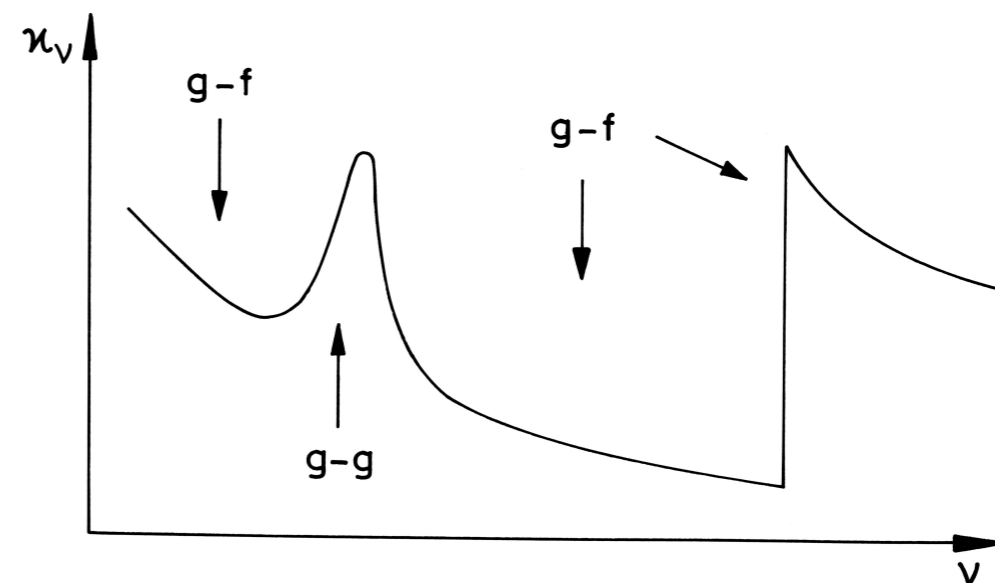
- Summe über alle Spezies X
- n_X = Teilchendichte der Spezies X

Absorptionsquerschnitt

- Beitrag verschiedener gebunden-freier Übergänge zum Absorptionsquerschnitt



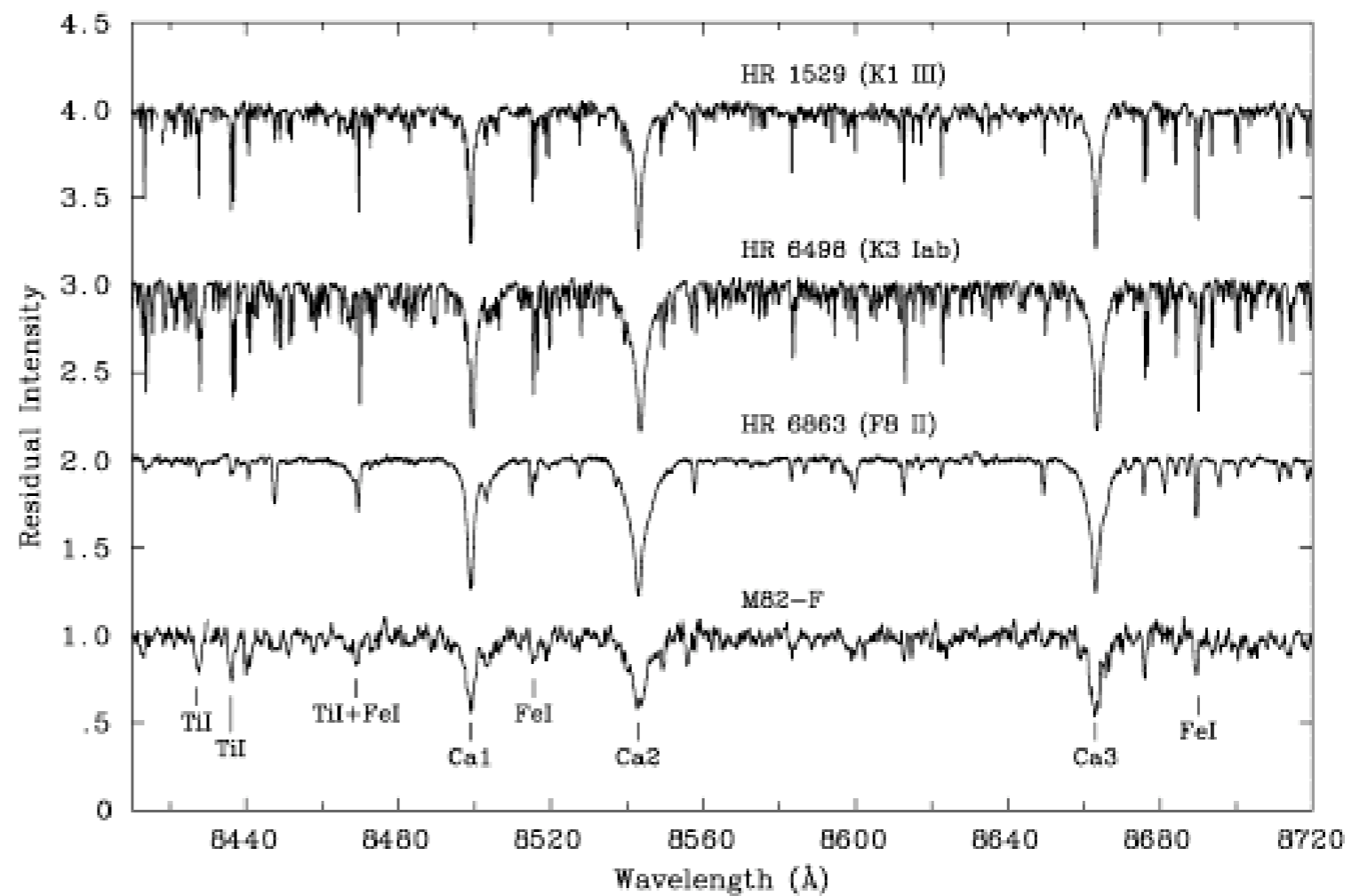
Schematischer Verlauf des Absorptionskoeffizienten mit Linien- (g-g) und kontinuierlicher Absorption



Weigert, Wendker, Wisotzki

Spektrallinien

- Strahlungstransport in Spektrallinien
- Äquivalente Breite
- Linienprofile
- Natürliche Linienbreite
- Druckverbreiterung
- Dopplerverbreiterung
- Quantitative Analyse



Strahlungstransport in Spektrallinien

- Absorptionslinien in den Spektren der Kontinua sind eine Folge der Linienabsorptionskoeffizienten κ_L , durch gebunden-gebunden Übergänge. Der Absorptionskoeffizient im Bereich einer Spektrallinie ist

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^K + \kappa_\nu^L$$

- Bei gegebener geometrischen Tiefe x ergeben sich unterschiedliche optische Tiefen innerhalb der Linie und im Liniennahen Kontinuum:

$$\tau_\nu^K(x) = \int_{-\infty}^x \kappa_\nu^K dx'$$

$$\tau_\nu(x) = \int_{-\infty}^x (\kappa_\nu^K + \kappa_\nu^L) dx'$$

- Die Intensität an der Oberfläche des Stern ergibt sich für die jeweiligen optischen Tiefen im Kontinuum zu $I_\nu^K(0, \vartheta)$ und in der Linie zu $I_\nu(0, \vartheta)$
- Die **Linieneinsenkung** ist:

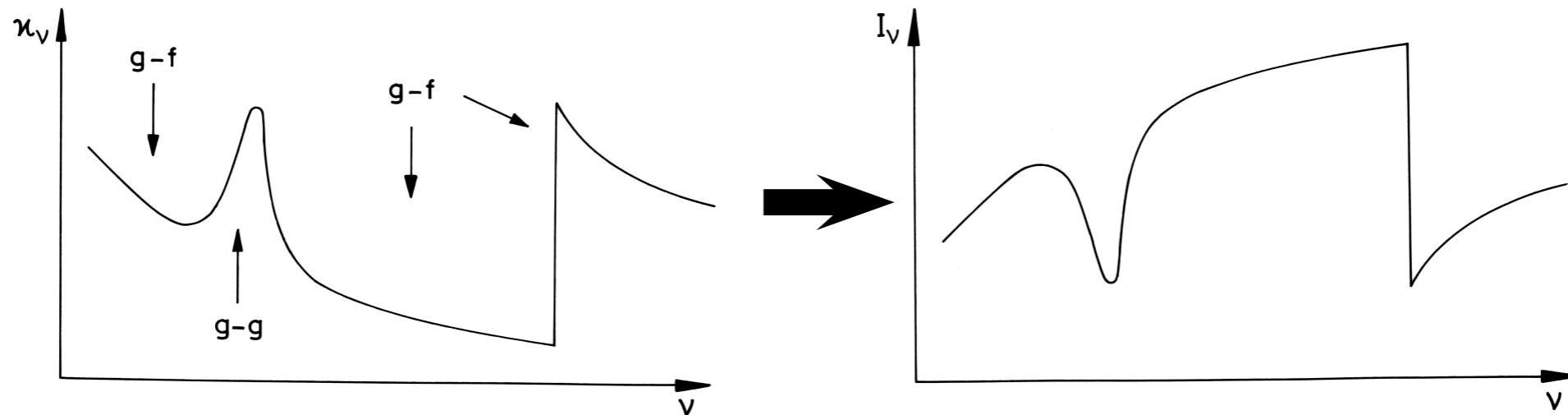
$$r_\nu(0, \vartheta) = \frac{I_\nu^K(0, \vartheta) - I_\nu(0, \vartheta)}{I_\nu^K(0, \vartheta)}$$

Strahlungstransport in Spektrallinien

- Mit der Eddington-Barbier-Näherung und unter Annahme von LTE folgt:

$$r_\nu(0, \vartheta) = \frac{S_\nu(\tau_\nu^k = \cos \vartheta) - S_\nu(\tau_\nu = \cos \vartheta)}{S_\nu(\tau_\nu^k = \cos \vartheta)} = \frac{B_\nu(T(\tau_\nu^k = \cos \vartheta)) - B_\nu(T(\tau_\nu = \cos \vartheta))}{B_\nu(T(\tau_\nu^k = \cos \vartheta))}$$

- => da die Opazität in der Linie erhöht ist, entsteht die Linienstrahlung in einer geometrisch geringeren Tiefe als die Kontinuumsstrahlung



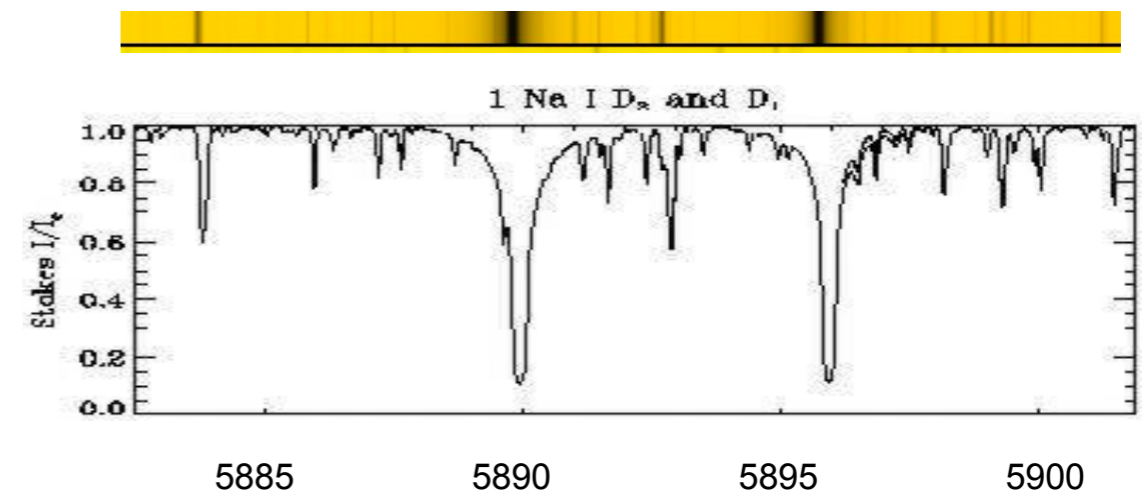
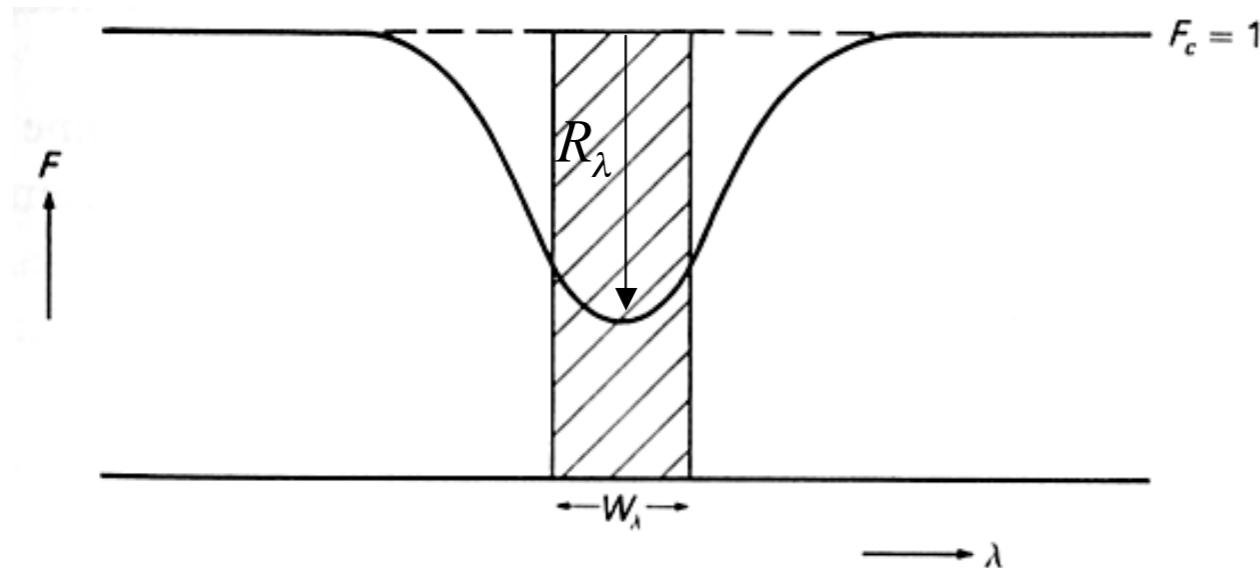
Intensitätsverlauf der Strahlung für gegebene ν -Anhängigkeit von κ

Äquivalente Breite

- Die Gesamtfläche einer Spektrallinie dividiert durch den Kontinuum-Fluss F_c wird äquivalente Breite genannt, dh ein Integral über eine Linientiefe R_λ

$$W_\lambda = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda = \int R_\lambda d\lambda$$

- => Messung der Flusses relativ zum Kontinuum
- Die äquivalente Breite ist identisch mit einer rechteckigen Linie der Breite W_λ



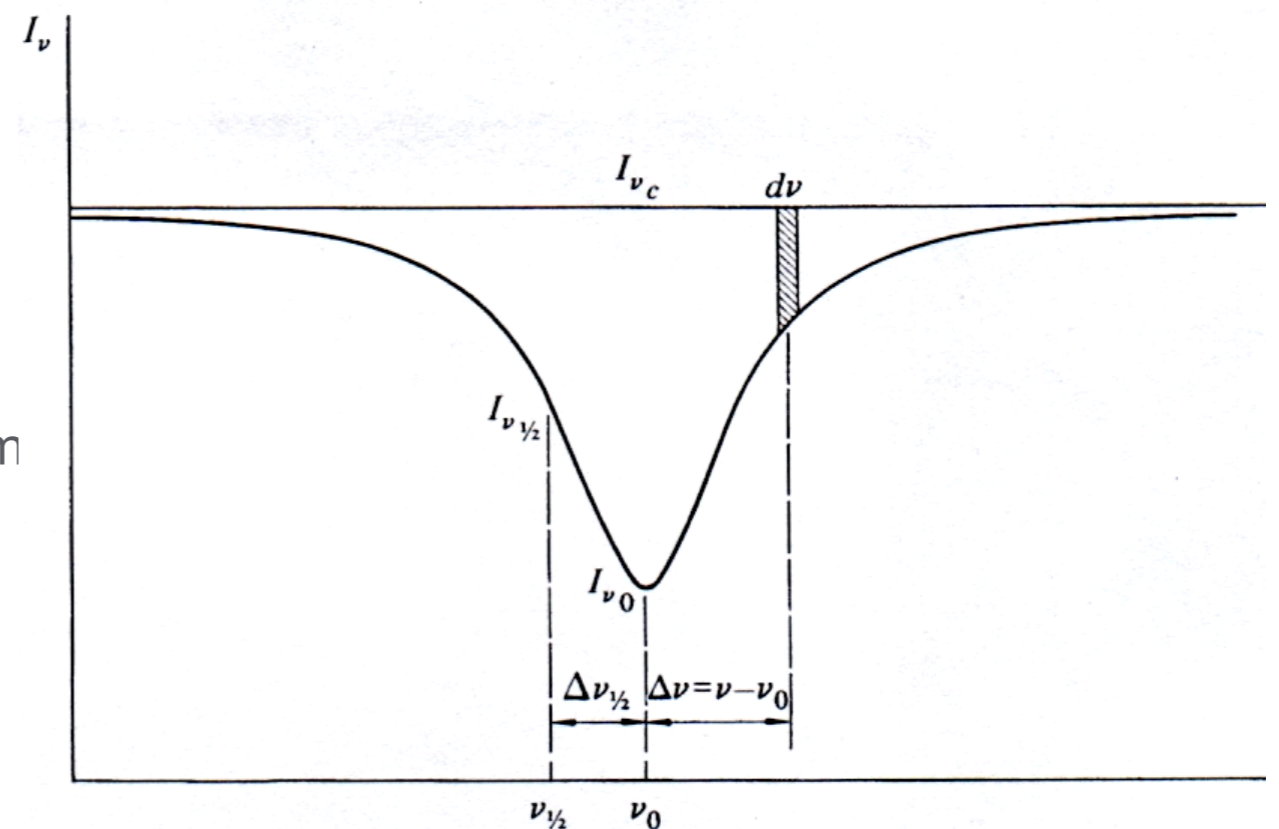
Sonne: starke Spektrallinien
haben $W_\lambda \approx 1$ Angstrom

Linienprofile

- Die **Linienprofilfunktion** ist eine Funktion von T , ρ . Ihre Form wird durch Strahlungsdämpfung und Dopplereffekt bestimmt
- **Strahlungsdämpfung**: durch Strahlungsübergänge und Stöße bewirkt => **Lorentzprofil**

$$L(\nu) = \frac{\gamma}{(2\pi(\nu - \nu_0))^2 + (\gamma/2)^2}$$

- die Dämpfungskonstante $\gamma = \gamma_r + \gamma_c$
aus Strahlungsanteil + Stoßanteil
mit Übergangswahrscheinlichkeiten von
 10^7 - 10^9 s⁻¹ bzw 10^9 s⁻¹ und daher **Linien-**
halbwerstbreiten von 10^{-6} - 10^{-4} nm bzw 10^{-4} nm



Linienprofile

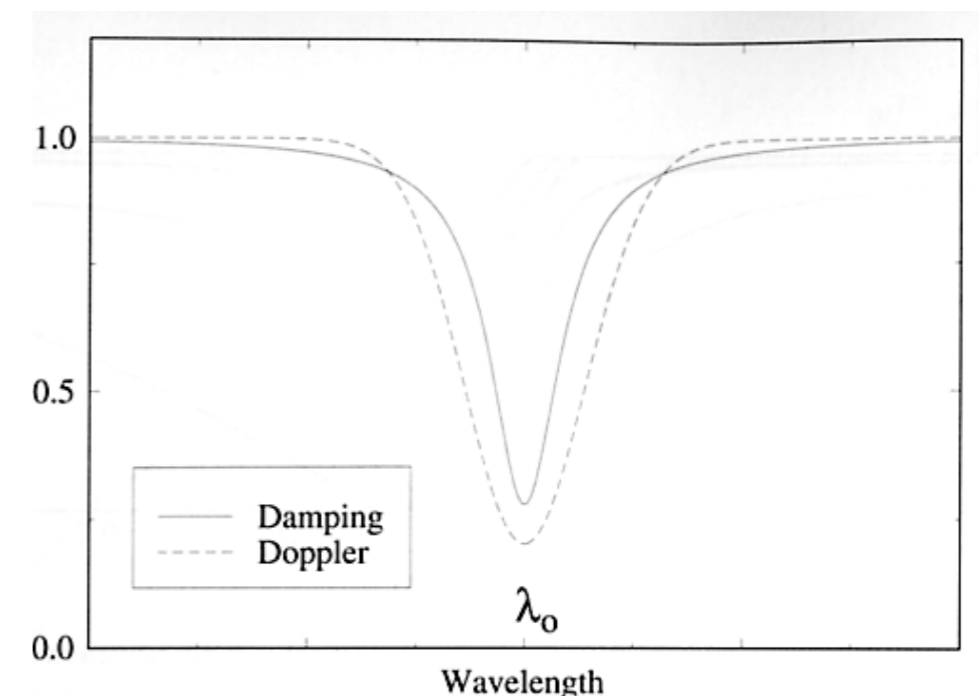
- **Dopplereffekt** : durch absorbierende und emittierende, thermisch bewegte Atome bewirkt. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten resultiert in eine Dopplerverbreiterung jeder emittierten oder absorbierten monochromatischer Frequenz gemäß der Verteilung

$$D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_D}{\Delta\nu_D}\right)^2\right], \quad \text{wobei } \Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_A}} \quad \begin{array}{l} \nu_0 = \text{Zentralfrequenz} \\ m_A = \text{Atommasse} \\ \Delta\nu_D = \text{Dopplerbreite} \end{array}$$

- typische Dopplergeschwindigkeiten: einige km/s => **Halbwertsbreiten** von einigen 10^{-3} nm
- Resultierendes Linienprofil: aus Faltungsintegral des Lorentzprofils mit dem Dopplerprofil => **Voigt Profil**

$$\Phi(\nu) = \int L(\nu - \nu') D(\nu') d\nu'$$

- Das Verhältnis des Linienbreiten durch Dämpfung und Dopplereffekt ist iA klein => der Dopplereffekt überwiegt; jedoch beeinflusst das Lorentzprofil die Linienflügel stärker als das Dopplerprofil



Qualitative Interpretation von Sternspektren

- Anhand der Saha -und Boltzmann Gleichungen:
- H ist häufiges Element in allen HR-Sternen; jedoch erhebliche Variation der Stärke von Spektrallinien:

In Sternen mit $T_{\text{eff}} \leq 5000 \text{ K}$ sind Balmer-Linien kaum nachweisbar.

Erklärung: H ist überwiegend im Grundzustand, $n_2/n_1 \ll 1$

Balmer-Linien werden stärker für $T_{\text{eff}} \rightarrow 10000 \text{ K}$ (Typ A0)

Erklärung: n_2 wächst mit steigender Temperatur

In sehr heißen Sternen werden Balmer-Linien wieder schwächer

Erklärung: Bei $T_{\text{eff}} > 10000 \text{ K}$ wird immer mehr H zu H^+ (HII) ionisiert

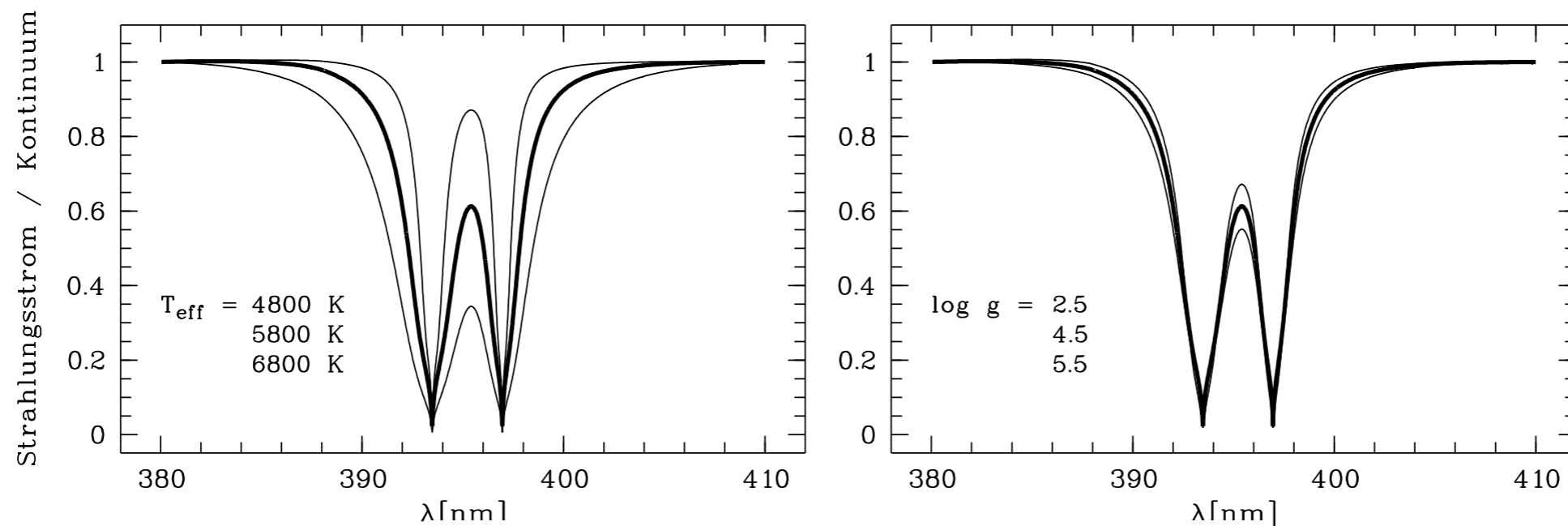
- Ähnlich auch für den “Balmer-Sprung” (gebunden-frei Übergang)

Qualitative Interpretation von Sternspektren

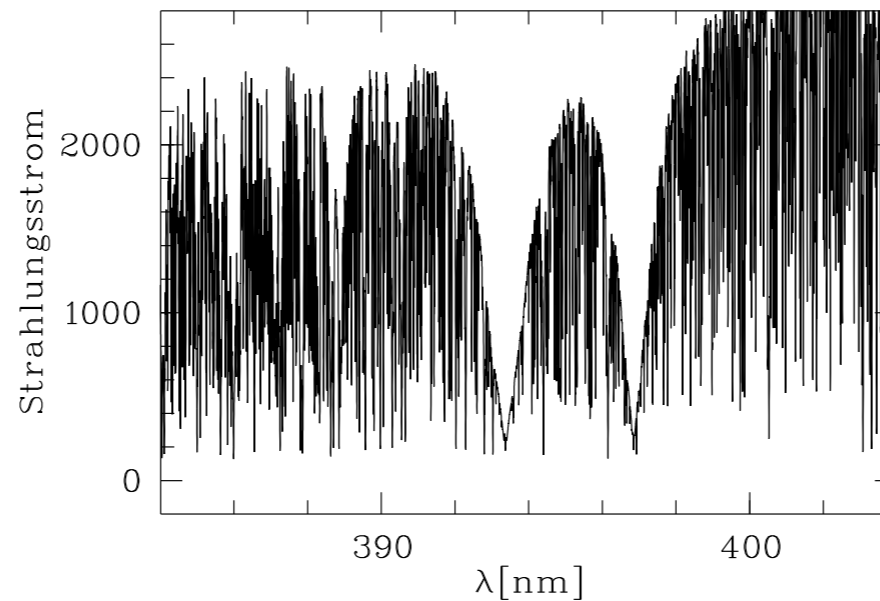
- Helium hat sehr hohes Ionisationspotential; daher findet man es im ionisierten Zustand (He^+ , HeII) nur bei sehr heißen Sternen
- Linien neutraler Metalle nur in kühlen Sternen (Ca^0 , Fe^0 , ...)
- Linien hochionisierter Metalle (C^{3+} , Si^{3+}) nur in UV-Spektren sehr heißer Sterne
- Überriesen haben kleineres $g=GM/R^2$, dh weiter ausgedehnte Atmosphären, dh kleiner Elektronendichten n_e als Hauptreihensterne. Weil n_{i+1}/n_i in der Saha Gleichung von $1/n_e$ abhängt, ist also der Ionisationsgrad höher als bei Hauptreihensterne der gleichen Effektivtemperatur T_{eff}

Quantitative Spektroskopie

- Detaillierter Vergleich von theoretischer Prognose und Beobachtungen liefert T_{eff} und g .
- Beispiel: Ca II H+K - Linien



**Hochaufgelöstes
Spektrum der Sonne**



Elementhäufigkeit

- Anwendung der quantitativen Spektroskopie: Bestimmung der chemischen Häufigkeiten der Elemente in den Sternatmosphären
- => viele Sterne haben chemische Häufigkeiten sehr ähnlich der Sonne
- => Abweichungen treten in der Regel gekoppelt auf: schwere Elemente (> He, "Metalle") entweder häufiger oder seltener als in der Sonne

$$[X/H] = \log \left(\frac{n(X_\star)}{n(H_\star)} \right) - \log \left(\frac{n(X_\odot)}{n(H_\odot)} \right)$$

relative Häufigkeit von X relativ zu H und relativ zur Sonne

