

# **Stellare Winde**

## **Der Sonnenwind**

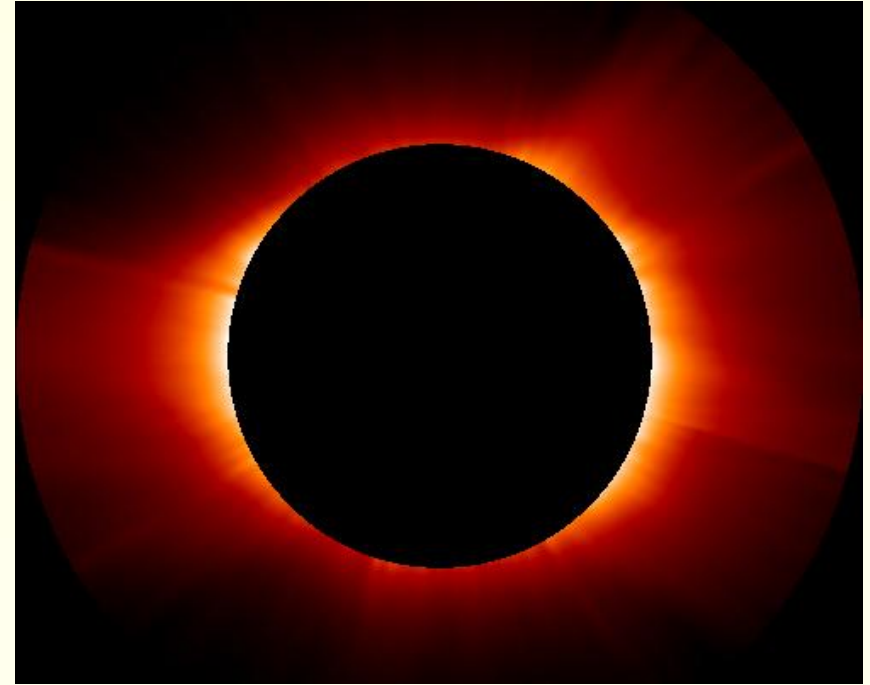
Thomas Rivinius

WS 2004/2005

Landessternwarte Heidelberg, Königstuhl

`T.Rivinius@lsw.uni-heidelberg.de`

# Der Sonnenwind



- Von Beobachtungen der Kometen schloß man auf die Existenz des Sonnenwindes
- Was treibt den Sonnenwind an?
  - ➔ Sonne erzeugt keinen Staub und hat keine ausreichende UV-Strahlung
  - ➔ Gasdruck, der durch die heiße Korona erzeugt wird

## Heizung der oberen Sonnenatmosphäre

**Energie:** 
$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{v} = -P\nabla \cdot \vec{v} - \nabla \cdot \vec{F}_{\text{cond}} + Q_x$$

Statischer Fall: 
$$\vec{v} = 0 \quad \frac{\partial e}{\partial t} = 0 = Q_x - \nabla \cdot \vec{F}_{\text{cond}}$$

- Die Nettoheizung  $Q_x$  hat zwei Beiträge, die Bruttoheizung und die Strahlungskühlung.  
Für den Moment:  $\vec{F}_{\text{cond}} = 0$

$$0 = Q_x = Q_{\text{heat}} - n_e n_{\text{ion}} \Lambda(T_e)$$

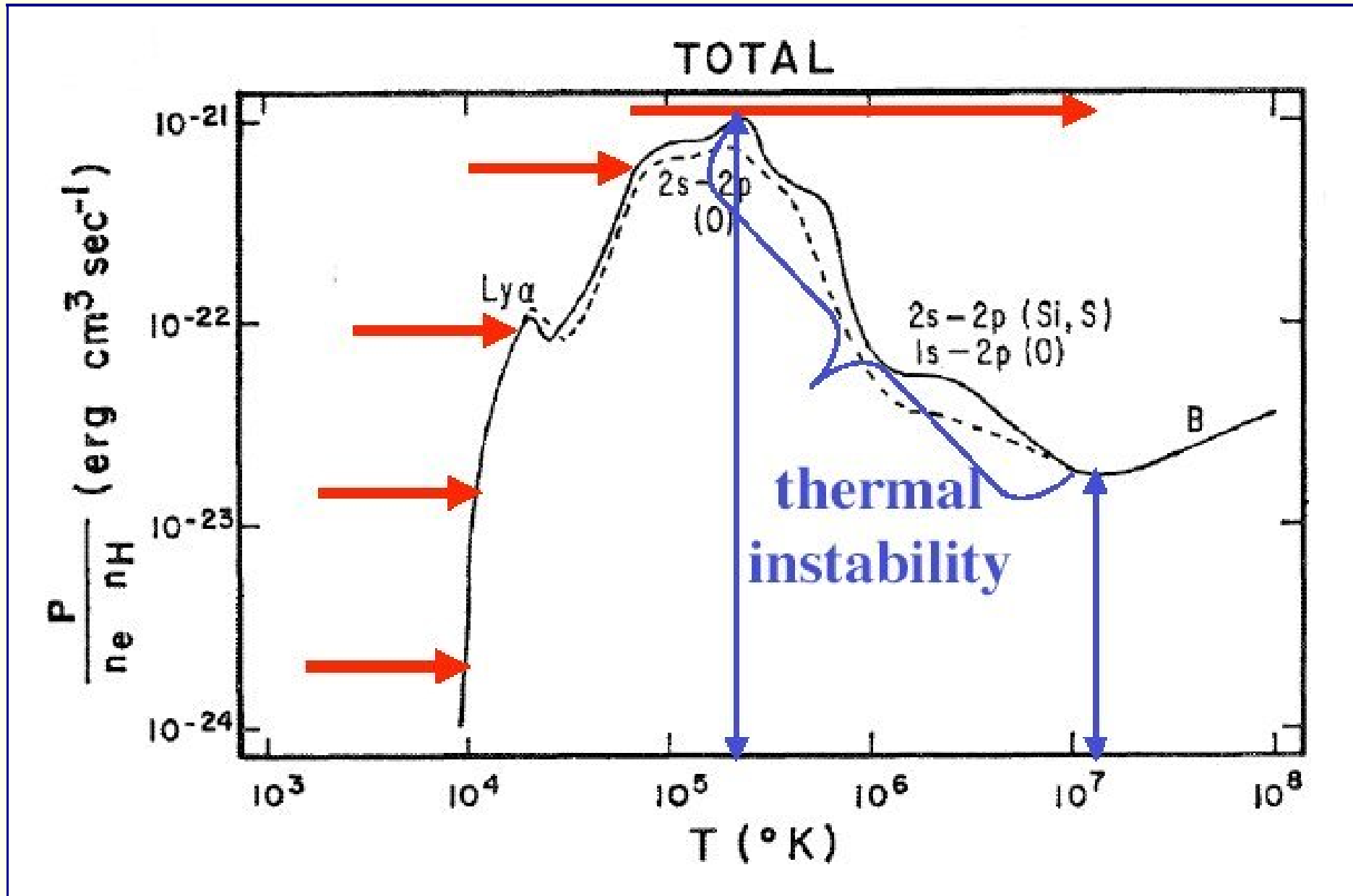
- Als Heizung einen mechanischen Energiefluß  $F_E$ , der über die Länge  $\lambda_d$  absorbiert wird

$$\frac{F_E}{\lambda_d} = \rho^2 \tilde{\Lambda}(T)$$

**Die Temperatur ergibt sich aus:**

$$\tilde{\Lambda}(T) = \frac{F_E}{\rho^2 \lambda_d} \propto e^{+z/H}$$

# Die Strahlungskühlungsfunktion



Aus Cox & Tucker, 1969

## Wärmeleitung in der Korona I

- Annahme: Energiefluß  $F_E$  vom Radius  $R$  nach oben, der beim Radius  $r_d$  die Energie  $E_0$  deponiert
- Dagegen wirkt die Wärmeleitung  $F_{\text{cond}}$  nach unten, die  $E_{\text{cond}}$  in die Region unterhalb von  $r_d$  transportiert
- Energiegleichgewicht:

$$\dot{E}_0 = 4\pi R^2 F_E = 4\pi r_d^2 K_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} = \dot{E}_{\text{cond}}$$

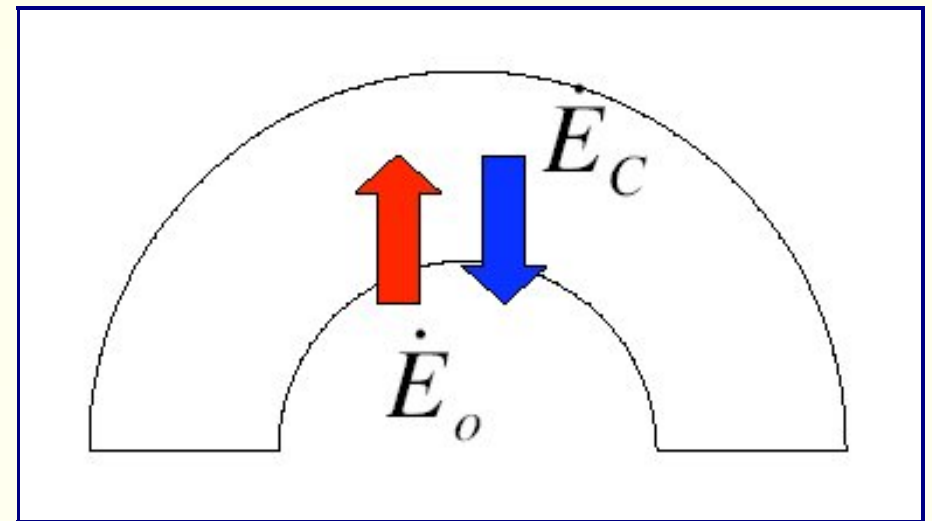
- Integration nach T:

$$T = \left( \frac{2 F_E r_d - R}{7 K_0 r_d R} \right)^{2/7}$$

- Zum Beispiel für  $r_d = 2R$

Elektronen:  $T \approx 20 \cdot F_E^{2/7} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}$

Protonen ( $K_0 = K_{0,p}$ ):  $T \approx 50 \cdot F_E^{2/7} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}$



## Wärmeleitung in der Korona II

- Annahme: Heizung endet bei einem gewissen Radius, so dass

$$Q_{\text{heat}} = 0 \quad \text{für} \quad r > r_d \implies T(r_d) = T_{\text{max}}$$

- Oberhalb von  $r_d$  ergibt sich das Energiegleichgewicht aus:

$$\nabla \vec{F}_{\text{cond}} = \frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 F_{\text{cond}})}{dr} = 0 \implies r^2 F_{\text{cond}} \approx \text{const.}$$

- Wärmeleitung durch Elektronen:

$$F_{\text{cond}} = K_e T^{5/2} \frac{dT}{dr}$$

- Integrierbar zu:  $T \propto r^{-2/7}$     Praktisch isotherm

## Bedingungen für eine hydrostatische Korona

- Hydrostatisches Gleichgewicht, Änderung der Gravitation mit der Höhe:

$$0 = -\frac{GM}{r^2} - \frac{v_{\text{son}}^2}{P} \frac{dP}{dr} \quad \frac{T}{T_0} = \frac{v_{\text{son}}^2}{v_{\text{son},0}^2} = \left(\frac{r}{R}\right)^{-q}$$

- Generalisierte Form der Skalierung:

$$\frac{P(r)}{P_0} = \exp \left[ \frac{R}{H_0(1-q)} \left( \left(\frac{R}{r}\right)^{1-q} - 1 \right) \right]$$

$$\text{mit } H_0 \equiv v_{\text{son},0}^2 R_{\star}^2 / GM_{\star}$$

- Abschätzung der Druckverhältnisse:

$$\log \left( \frac{P_0}{P_{\infty}} \right) = \frac{R}{H_0(1-q)} \log e \approx \frac{6 \cdot 10^6 \text{ K}}{T(1-q)}$$

- gemessener Druck der Koronabasis vs. ISM:  $\log(P_{\text{KB}}/P_{\text{ISM}}) = 12$ , mit  $q = 2/7$  ergibt sich eine hydrostatische Korona nur wenn

$$T < \frac{0.5 \cdot 10^6 \text{ K}}{1-q} = 700\,000 \text{ K}$$

## Bedingungen für eine Korona und den Sonnenwind

- Abfall der Kühlungsfunktion ist eine grundlegende Eigenschaft wegen der zunehmenden Ionisation der zur Kühlung notwendigen atomaren Übergänge
- Für jede Menge an zusätzlicher Heizung, neben der Strahlung, gibt es einen Punkt in der Dichte oberhalb der Photosphäre, an dem die Kühlung mit der Heizung nicht mehr mithält
  - ➔ Eine Korona entsteht, wenn ein Stern im hydrostat. Bereich oberhalb der Photosphäre eine zusätzliche Heizquelle besitzt, also z.B. eine oberflächennahe Konvektionszone
- Unter der Annahme, dass Wärmeleitung die Korona durchheizt ( $T \propto r^{-q}$ ,  $q = 2/7$ ) ist keine hydrostatische Schichtung möglich, die Sonne(nkorona) muss ins ISM expandieren
- Die Annahme einer isothermen Korona und Sonnenwind führt dann zur “Parkerschen Windlösung” für die Beschleunigung des Windes und den Übergang in den Überschallbereich



## Die Korona und der Sonnenwind

- Korona entsteht in Sternen mit näherungsweise hydrostatischer Schichtung, wenn ein zusätzlicher Heizmechanismus Energie in den Bereich exponentiell abfallender Dichte transportiert
  - Sonnenkorona aufgrund der Wärmeleitung nahezu isotherm ( $T \propto r^{-q}$ ,  $q = 2/7$ )
  - Bei  $q = 2/7$  keine hydrostatische Balance gegen das interstellare Medium möglich, Korona ist zu heiß  $\Rightarrow$  Expansion  $\equiv$  Sonnenwind
- **Wie beschleunigt der Sonnenwind (Geschwindigkeitsgesetz)?**
- **Wovon hängt die Massenverlustrate ab?**

## Geschwindigkeitsgesetz im isothermen Wind

- **Annahmen:** Sphärischer, stetiger Wind; nur vom Gasdruck angetrieben

**Impuls:**

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM_{\star}}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr}$$

- Für ideales Gas gilt  $P = \rho kT / \mu = \rho v_{\text{son}}^2$ , so dass bei isothermem Wind

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{kT}{\mu} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr}$$

- Mit Hilfe der Gleichung für die Massenverlustrate  $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = \text{const.}$ , es wird nur die Ableitung  $d(r^2 \rho v) / dr = 0$  benutzt, dann ergibt sich

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r}$$

- Daraus folgt die Bewegungsgleichung:

$$\left(1 - \frac{v_{\text{son}}^2}{v^2}\right) v \frac{dv}{dr} = \left(\frac{2v_{\text{son}}^2}{r} - \frac{GM_{\star}}{r^2}\right)$$

## Lösungen der Bewegungsgleichung

$$\left(1 - \frac{v_{\text{son}}^2}{v^2}\right) v \frac{dv}{dr} = \left(\frac{2v_{\text{son}}^2}{r} - \frac{GM_{\star}}{r^2}\right)$$

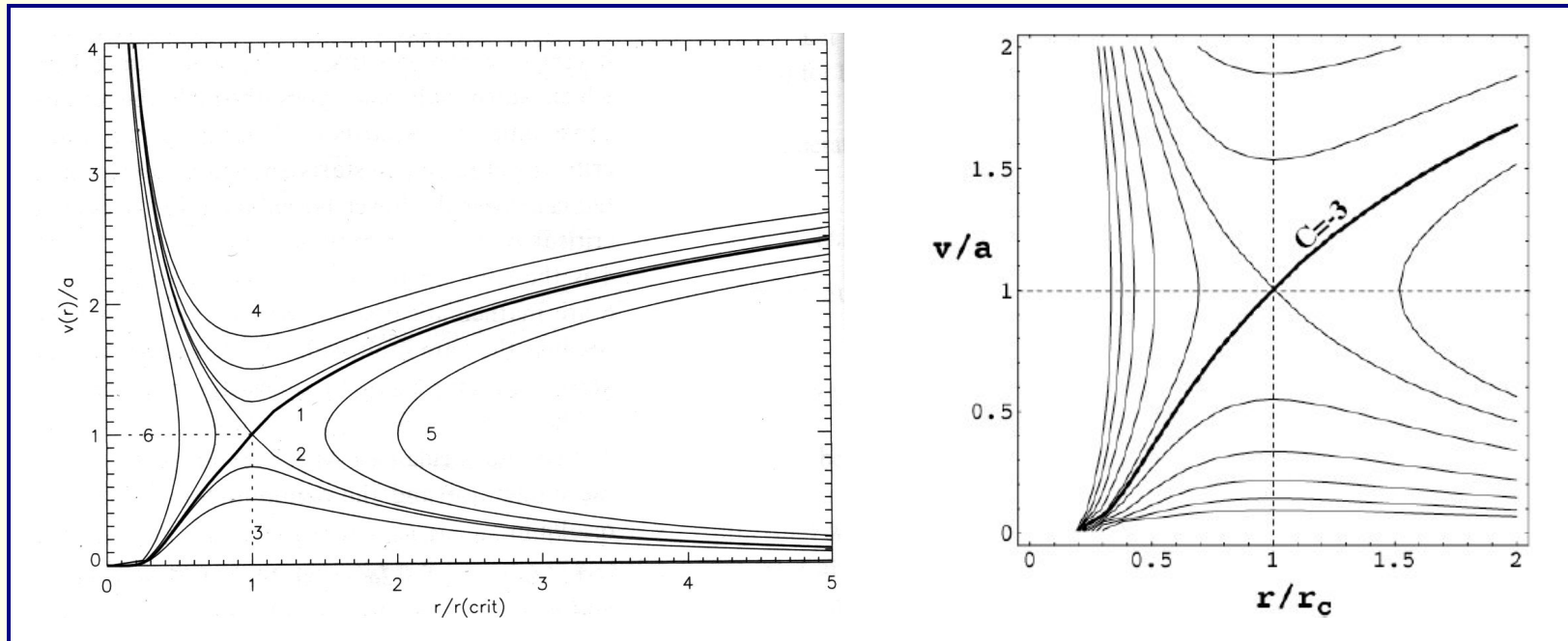
- Rechte Seite hat Nullstelle bei  $r_{\text{crit}} = GM_{\star}/(2v_{\text{son}}^2)$ , dann muss links entweder  $v = v_{\text{son}}$  oder  $dv/dr = 0$  sein
- Integration der Bewegungsgleichung ergibt

$$\frac{v^2}{v_{\text{son}}^2} - \ln \frac{v^2}{v_{\text{son}}^2} = 4 \ln \frac{r}{r_{\text{crit}}} + \frac{4r_{\text{crit}}}{r} + C$$

$$\Rightarrow F(r, v) \equiv C = \frac{v^2}{v_{\text{son}}^2} - \ln \frac{v^2}{v_{\text{son}}^2} - 4 \ln \frac{r}{r_{\text{crit}}} - \frac{4r_{\text{crit}}}{r}$$

- Nur ein Wert der Integrationskonstanten  $C$  erlaubt einen Übergang vom Unterschall- in den Überschallbereich, nämlich  $C = -3$ , so dass  $v(r_{\text{crit}}) = v_{\text{son}}$ , also  $r_{\text{crit}} = r_{\text{son}}$

## Die Bewegungsgleichung des Sonnenwindes

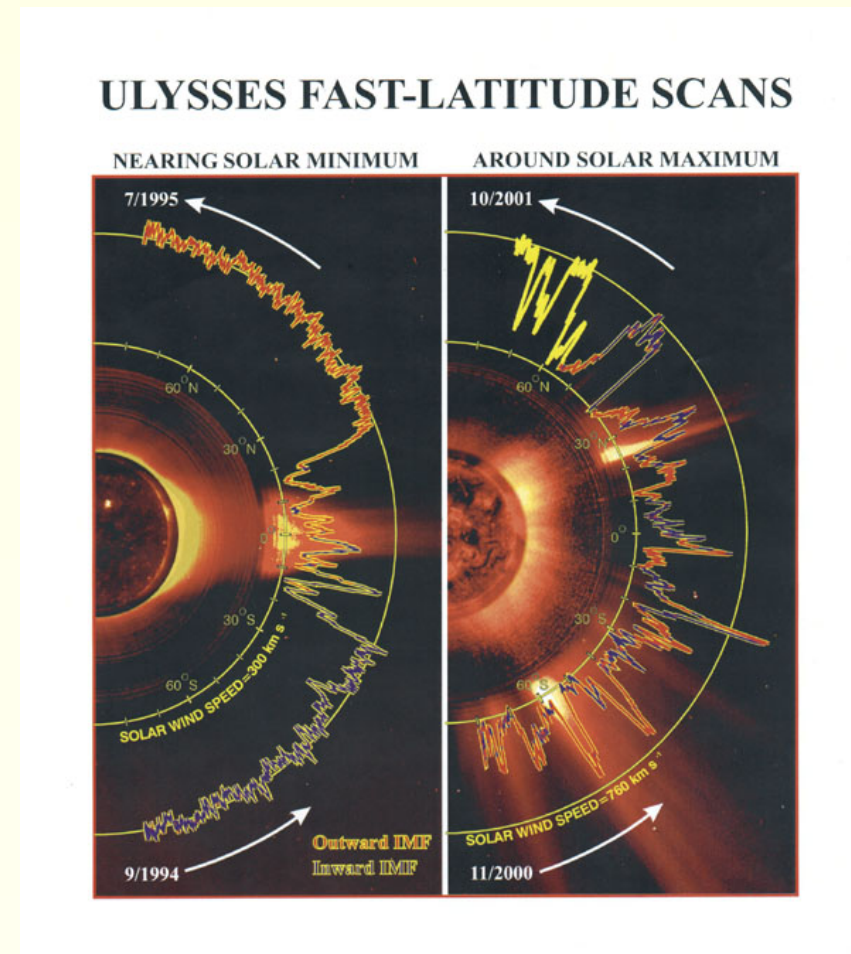
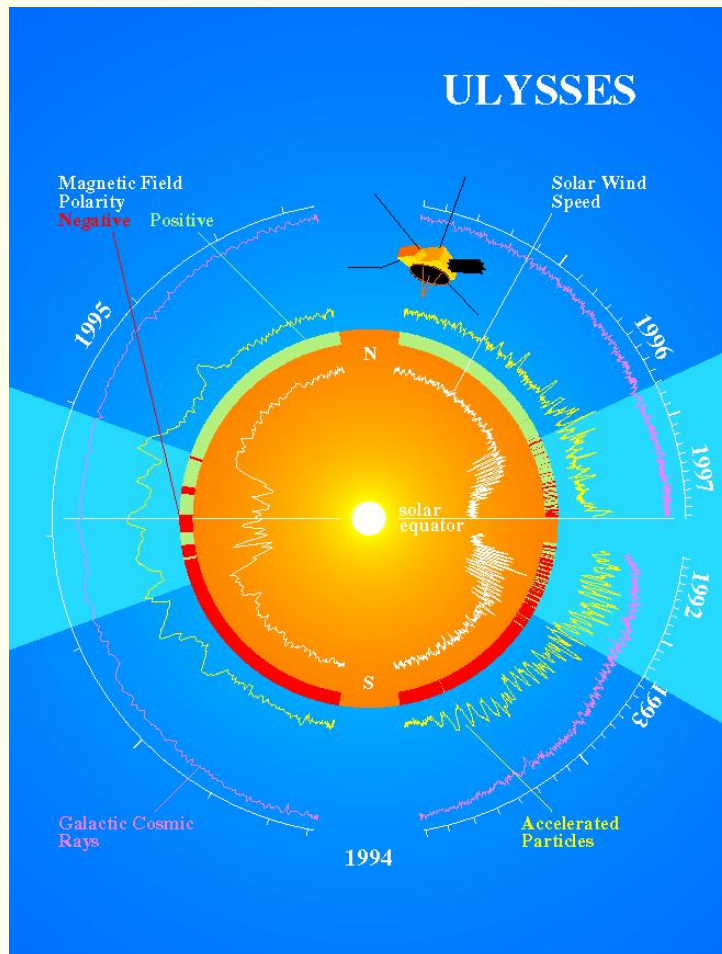


Aus Lamers & Cassinelli

von S. Owocki

1. Beschleunigung vom Unterschall- in den Überschallbereich ( $C = -3$ )
2. Abbremsen eines mit Überschallgeschwindigkeit gestarteten Windes
3. Unterschallwind bleibt langsam ("Sonnenbrise"), wäre möglich bei dichterem ISM
4. Wind startet mit Überschall und bleibt schnell
5. und 6. Unphysikalische Lösungen weil  $v(r)$  nicht eindeutig

# Beobachtungen des Sonnenwindes, Dichte und Geschwindigkeit



Ulysses-Daten, Southwest Research Institute

- Sonnenwind in polaren Regionen im Minimum stabil  $\sim 5\%$ , nur im Äquatorbereich Variationen um 25-50 %
- Verglichen damit sind Korona und Sonnenwind im Maximum hochvariabel

## Beobachtungen: Schneller und langsamer Sonnenwind

| Parameter                                   | langsamer Sonnenwind<br>( $< 400$ km/s)          | schneller Sonnenwind<br>( $> 600$ km/s)          |
|---------------------------------------------|--------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| Protonengeschwindigkeit $v_p$               | 348 km/s                                         | 667 km/s                                         |
| Protonenanzahldichte $n_p$                  | $10,7 \text{ cm}^{-3}$                           | $3,0 \text{ cm}^{-3}$                            |
| Protonenfluß $\Phi_p$                       | $3,66 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | $1,99 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| Protonentemperatur $T_p$                    | $55 \cdot 10^3 \text{ K}$                        | $280 \cdot 10^3 \text{ K}$                       |
| Elektronentemperatur $T_e$                  | $190 \cdot 10^3 \text{ K}$                       | $130 \cdot 10^3 \text{ K}$                       |
| He <sup>2+</sup> -Häufigkeit $n_\alpha/n_p$ | 0,025                                            | 0,036                                            |

*Helios-Daten*

- Die Helios-1 und -2 Sonden (1974 und 1976) lieferten Daten über den schnellen und langsamen Sonnenwind für Radien zwischen der Erdbahn und ca.  $70 R_\odot$
- Daten in der Tabelle gelten für  $d = 1$  AE (Erdbahn)

## Massenverlustrate der Sonne

- Skizzierte Lösung der Bewegungsgleichung beinhaltet keinerlei Dichte oder Masse
  - Problem: Theoretisch beliebiger Massenverlust möglich, muss durch Annahme einer Basisdichte  $\rho_0$  “gesetzt” werden
- Wind an der Basis nahezu hydrostatisch,  $v_0^2/v_{\text{son}}^2 \approx 0$ , so dass sich die integrierte Bewegungsgleichung mit  $C = -3$  nach  $v_0$  lösen lässt:

$$v_0 \equiv v(R_\star) \approx v_{\text{son}} \left( \frac{r_{\text{crit}}}{R_\star} \right)^2 e^{-2R_\star/r_{\text{crit}} - 3/2}$$

- Gasdruck der Koronabasis mit Hilfe von Emissionslinien gut bestimmt, wegen  $P = \rho v_{\text{son}}^2$  daher auch die Dichte bekannt. Mit  $r_{\text{crit}} \propto 1/v_{\text{son}}^2$  und  $v_{\text{son}}^2 \propto T$  ergibt sich

$$\dot{M} \equiv 4\pi \rho_0 v_0 R_\star^2 \approx 2.8 \frac{P_0}{v_{\text{son}}} r_{\text{crit}}^2 e^{-2R_\star/r_{\text{crit}}} \propto P_0 \left( \frac{10^6}{T} \right)^{5/2} e^{-14 \cdot 10^6 / T}$$

- Für festes  $P_0$  reagiert  $\dot{M}$  sehr stark auf Änderungen der Temperatur

$$\dot{M}(2 \cdot 10^6 \text{ K}) = 194 \times \dot{M}(1 \cdot 10^6 \text{ K})$$

## Massenverlustrate des isothermen Sonnenwindes

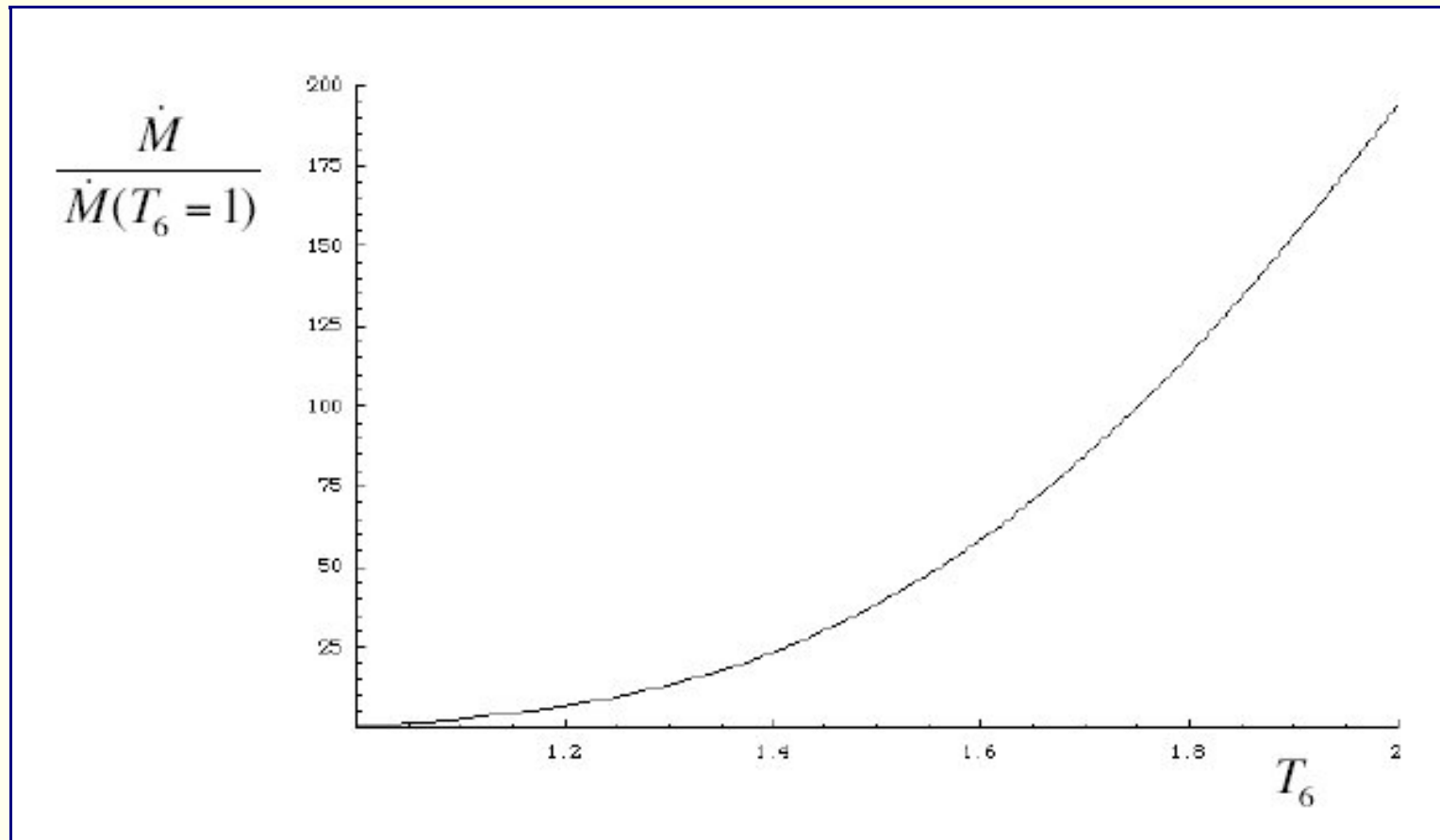


Bild: S. Owocki

- Dichte verschwand aus den Formeln bei der Annahme eines isothermen Windes
- $\dot{M}$  steigt zwar rapide mit  $T_0$ , aber umgekehrt bricht die Heizung eines isothermen Windes sehr schnell zusammen, wenn  $\dot{M}$  steigt
- Der Massenverlust agiert als Thermostat für den Wind



## Energie des Sonnenwinds

- Gesamtenergie für den Wind

$$\Delta \dot{E} = \dot{M} \left( \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_\star}{r} \right)_{r_0}^r$$

$$= \int_{r_0}^r (\dot{M} a_x + 4\pi Q_x r'^2) dr' - (r'^2 F_{\text{cond}})_{r_0}^r$$

$$\Delta \dot{E} \approx \dot{M} \frac{v_\infty^2}{2} + \frac{v_{\text{esc},0}^2}{2} = 4\pi \int_{r_0}^\infty r'^2 Q_x dr' + 4\pi (r_0^2 F_{\text{cond},0} - r_\infty^2 F_{\text{cond},\infty})$$

- Beim Sonnenwind, wie oft bei Sternwinden:  $v_\infty \approx v_{\text{esc}}$ , also

$$\frac{v_\infty^2}{2} + \frac{v_{\text{esc},0}^2}{2} \approx \frac{2GM_\star}{R_\star}$$

## Erinnerung: Wärmeleitung in der Korona

- Energiegleichgewicht:

$$\dot{E}_0 = 4\pi R^2 F_E = 4\pi r_d^2 K_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} = \dot{E}_{\text{cond}}$$

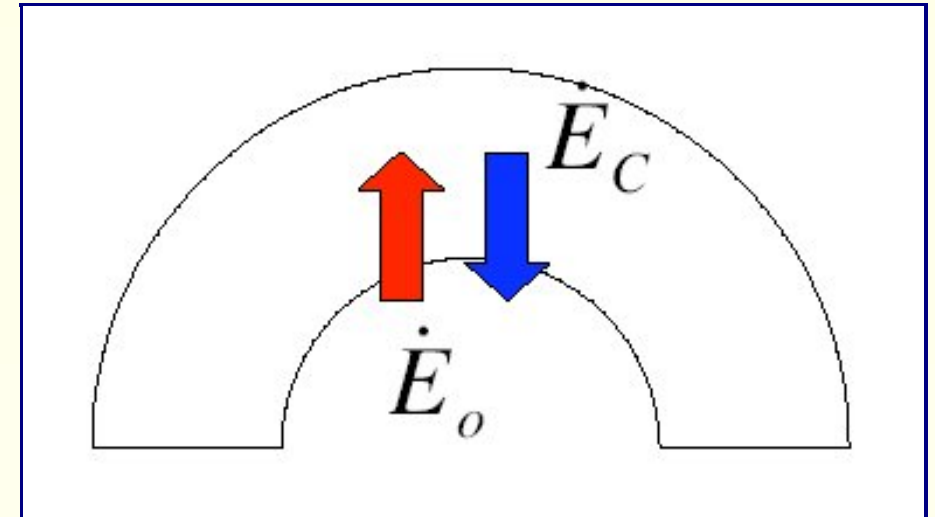
- Integration nach T:

$$T = \left( \frac{2 F_E r_d - R}{7 K_0 r_d R} \right)^{2/7}$$

- Zum Beispiel für  $r_d = 2R$

Elektronen:  $T \approx 20 \cdot F_E^{2/7} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}$

Protonen ( $K_0 = K_{0,p}$ ):  $T \approx 50 \cdot F_E^{2/7} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}$



## Wärmeleitung in der Korona mit Energieverlust durch Wind

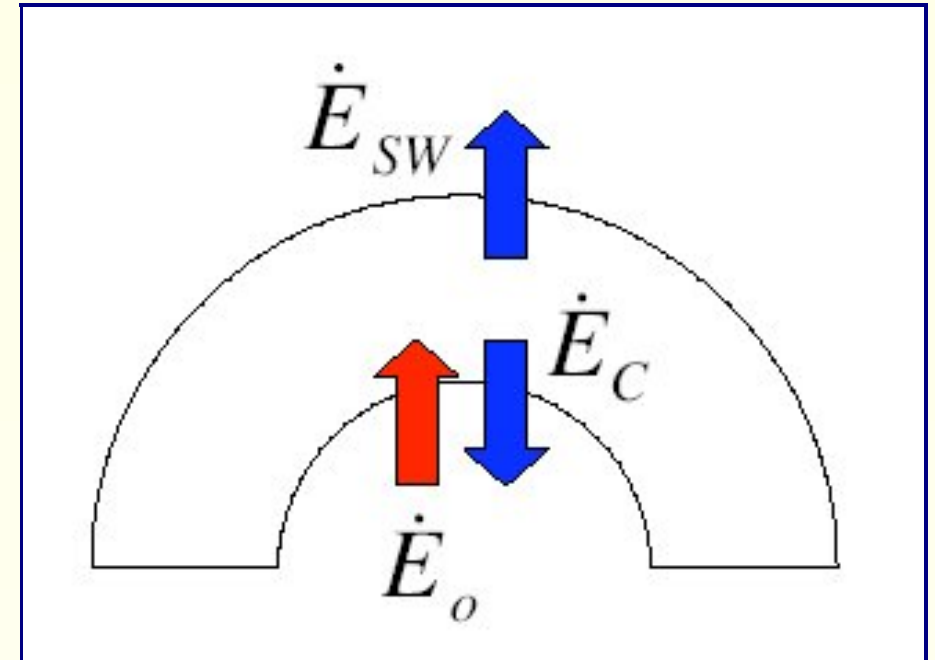
- Annahme: Zusätzlicher Energieverlust  $\dot{E}_{sw}$  nach oben durch den Sonnenwind
- Energiegleichgewicht:

$$\dot{E}_0 = \dot{E}_{cond} + \dot{E}_{sw}$$

$$\dot{E}_{sw} = \dot{M} \frac{2GM_\star}{R_\star}$$

- Isothermer  $\dot{M}$  skaliert mit T wie

$$\dot{M} \propto P_0 \left( \frac{10^6}{T} \right)^{5/2} e^{-14 \cdot 10^6 / T}$$



- Theorie der Koronabasis:  $P_0 \approx F_{cond}/u_T$ , mit  $u_T = 14 \text{ km s}^{-1}$ , mit der Formel für den Massenverlust

$$\frac{\dot{E}_{sw}}{\dot{E}_{cond}} = \frac{2.8 v_{son}}{\pi u_T} \left( \frac{r_{crit}}{R_\star} \right)^3 e^{-2R_\star/r_{crit}}$$

## Energiebalance im Fall der Sonne

- Formel der letzten Folie mit Sonnenparametern berechnet:

$$\frac{\dot{E}_{sw}}{\dot{E}_{cond}} = 2500 \cdot \left( \frac{10^6}{T} \right)^{5/2} e^{-14 \cdot 10^6 / T}$$

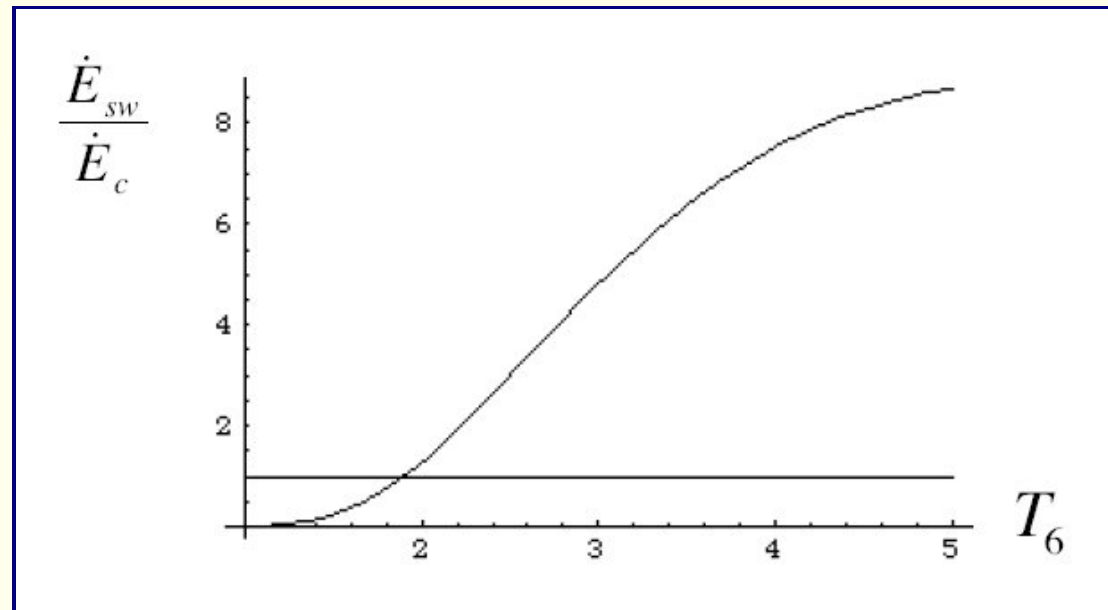


Bild: S. Owocki

- Windenergiegleichgewicht im Bereich ab ca. 2 MK durch Massenverlust bestimmt
- Ergibt eine natürliche “Feinabstimmung” der Basistemperatur der Korona auf die beobachteten relativ stabilen Werte. Probleme beim “Festsetzen” der isothermen Parameter entfallen

# Energie und Heizung im Unter- und Überschallbereich

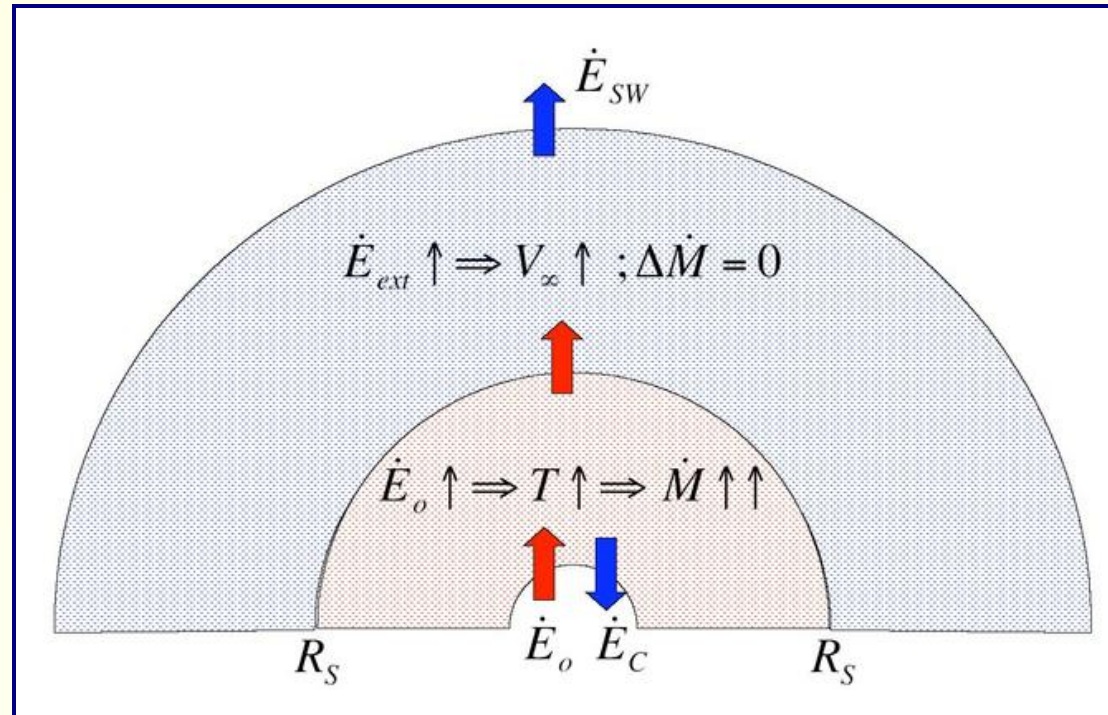


Bild: S. Owocki

- Innerhalb des kritischen Radius:
  - Mehr Energie  $\Rightarrow$  höhere Temperatur  $\Rightarrow$  höherer Druck bei  $r_{crit}$   $\Rightarrow$  höherer Massenverlust
- Außerhalb des kritischen Radius:
  - Mehr Energie  $\Rightarrow$  höhere Temperatur  $\Rightarrow$  höhere Geschwindigkeit  $v_\infty$ , aber keine Änderung des Massenverlustes

# Zusammenfassung der Theorie des Sonnenwindes

- Heizung der Korona und des Windes
  - (Magneto-)Mechanische Heizung und Rückgang der Strahlungskühlung ab 100 000 K führen zu Koronatemperatur  $> 10^6$  K
  - Gas bleibt heiß bei der Expansion
- Wind wird durch den Gradienten im Gasdruck angetrieben
- Massenverlustrate hängt stark von der Temperatur der Koronabasis ab, andererseits dominiert der Massenverlust das Energiegleichgewicht
  - Massenverlust agiert als Thermostat für Koronabasis und regelt sich dadurch selbst
- Zusätzliche Heizung im Unterschallbereich erhöht Massenverlust
- Zusätzliche Heizung im Überschallbereich erhöht Windgeschwindigkeit

## Allgemein: Polytropische Winde

- Statt isothermes Gas allgemeiner Fall:

$$P \propto \rho^\alpha$$

- Der polytropische Index  $\alpha$  liegt im Bereich von 1 (isothermes Gas) bis  $\alpha = \gamma = 5/3$  für adiabatisches Verhalten eines mono-atomaren Gases.
- Die Grundgleichung für den Impuls

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM_\star}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr}$$

kann wiederum direkt integriert werden, mit der Integrationskonstante  $E$  zu

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{GM_\star}{r} + \frac{\alpha v_{\text{son}}^2}{\alpha - 1}$$

wobei  $v_{\text{son}} = P/\rho \propto \rho^{\alpha-1}$

## Allgemein: Dimensionslose Formulierung

- Mit Hilfe der kritischen Geschwindigkeit  $v_{\text{crit}} \equiv GM_{\star}/2r_{\text{crit}} = \alpha v_{\text{son,crit}}^2$  läßt sich eine normierte Geschwindigkeit  $w = v/v_{\text{crit}}$  und Radius  $x = r/r_{\text{crit}}$
- Mit  $\rho \propto 1/vr^2 \propto 1/wx^2$  ergibt sich das Energieintegral dimensionslos als

$$\epsilon = \frac{w^2}{4} - \frac{1}{x} + \frac{(wx^2)^{1-\alpha}}{2(\alpha-1)} \equiv \frac{E}{GM_{\star}/r_{\text{crit}}}$$

- Analog zur Lösung im isothermen Fall ergibt ein Übergang von den Unter- in den Überschallbereich nur für einen Wert der Integrationskonstante

$$\epsilon = \frac{5 - 3\alpha}{4(\alpha - 1)}$$

- Besonders für den adiabatische Fall  $\alpha = 5/3$  gilt natürlich  $\epsilon = 0$



## Allgemeine Lösungstopologie

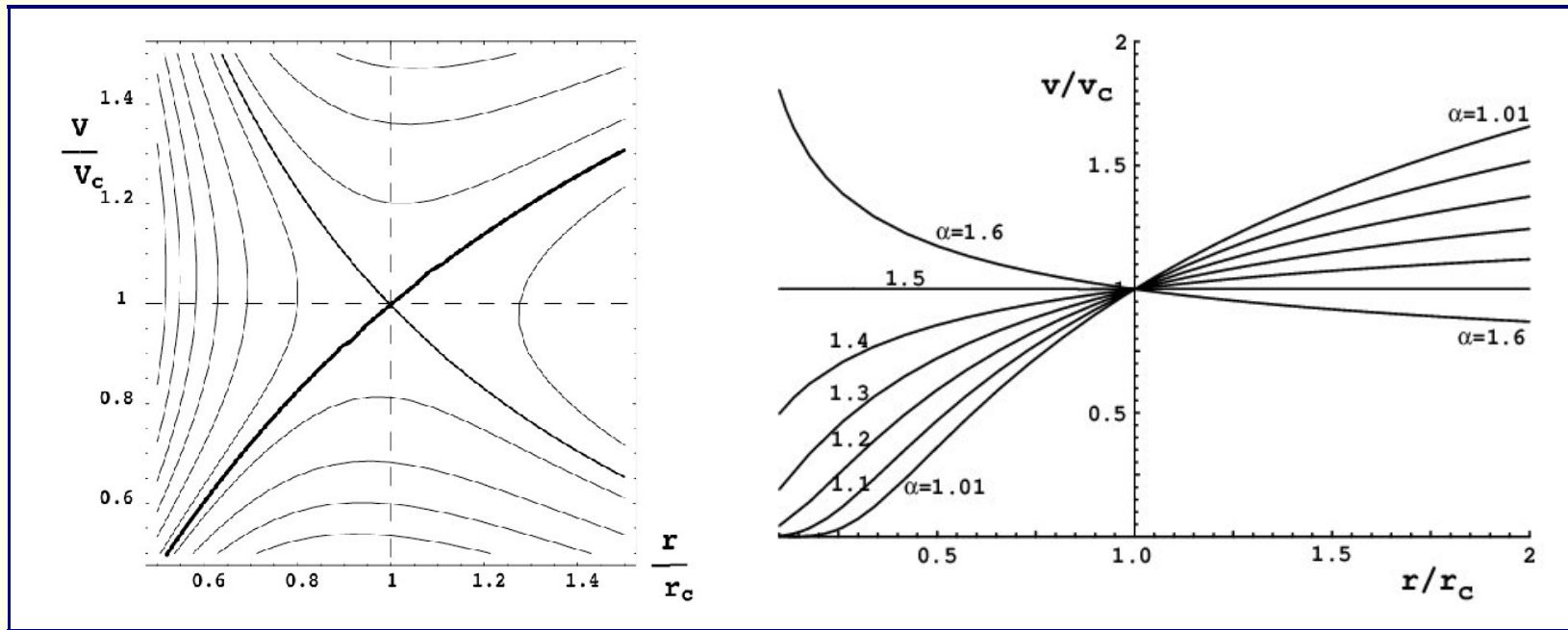
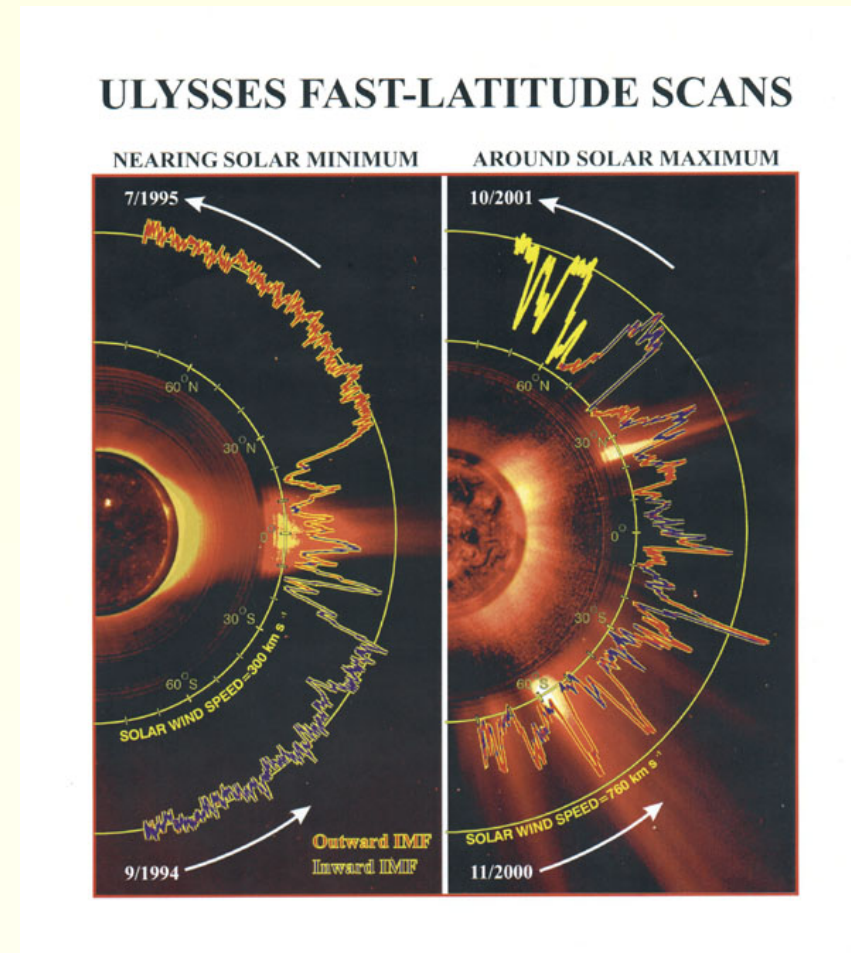
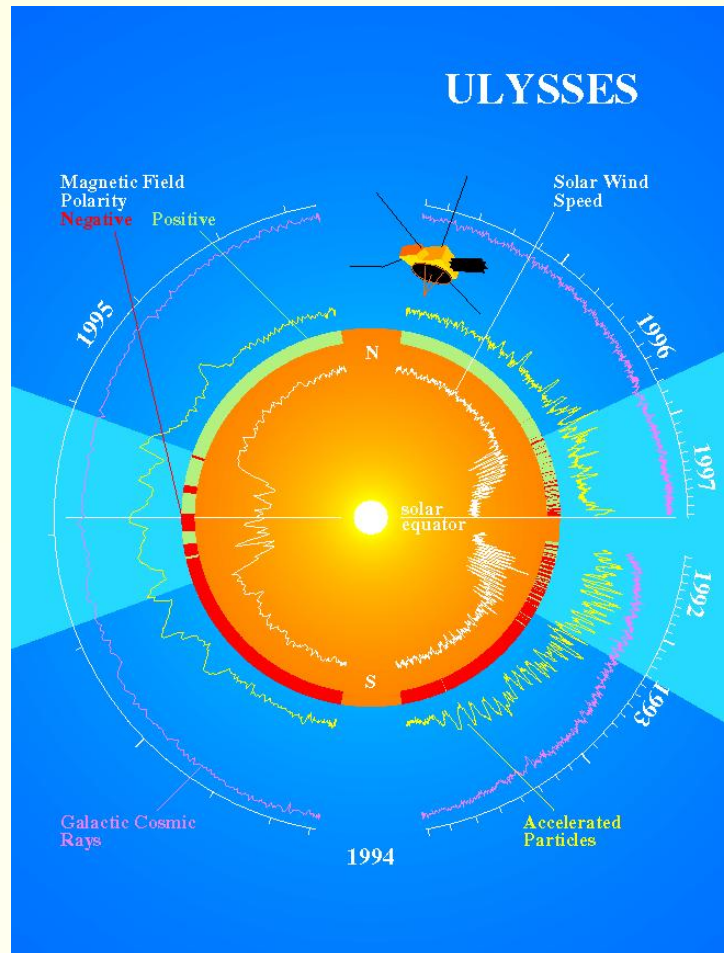


Bild: S. Owocki

- Die Topologie der Lösung für den Übergang in den Überschallbereich ändert sich mit  $\alpha$  (links:  $\alpha = 1.1$ , fast isotherm)
- Bei  $\alpha = 3/2$  ergibt sich mit  $w = 1 = \text{const.}$  das Problem, dass der Wind nicht mehr beschleunigt wird. Rein adiabatischer Wind beschleunigt nicht, wird langsamer
- Sternwinde benötigen immer eine äußere Quelle für Impuls und Energie.
- Sonnenwind: Wärmeleitung, bei anderen Winden der Strahlungsdruck auf Linienübergänge oder das Kontinuum

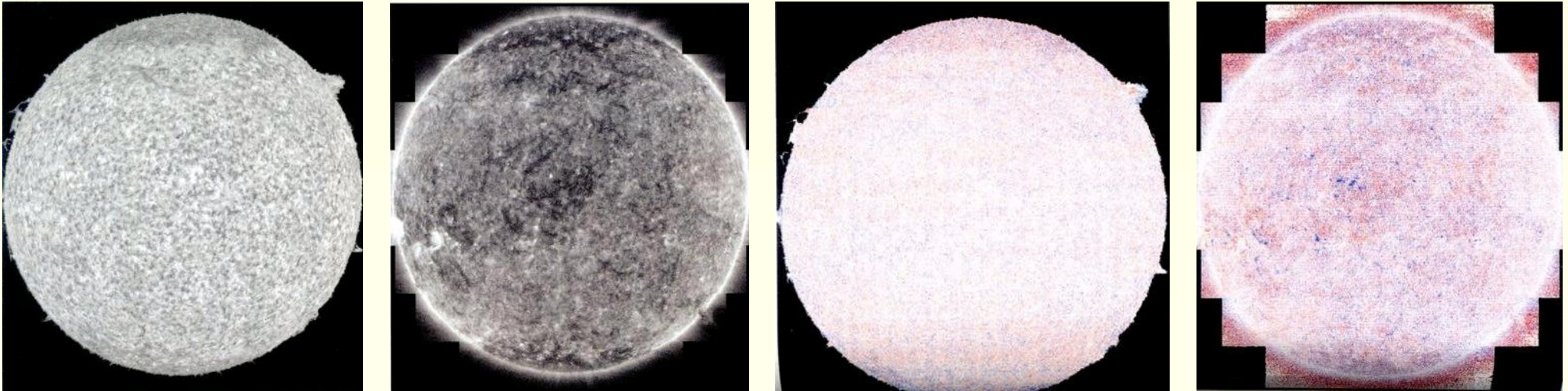
# Beobachtungen des Sonnenwindes, Dichte und Geschwindigkeit



*Ulysses-Daten, Southwest Research Institute*

- Schneller Sonnenwind tritt hauptsächlich aus den polaren Regionen aus, bevorzugt im Fleckenminimum

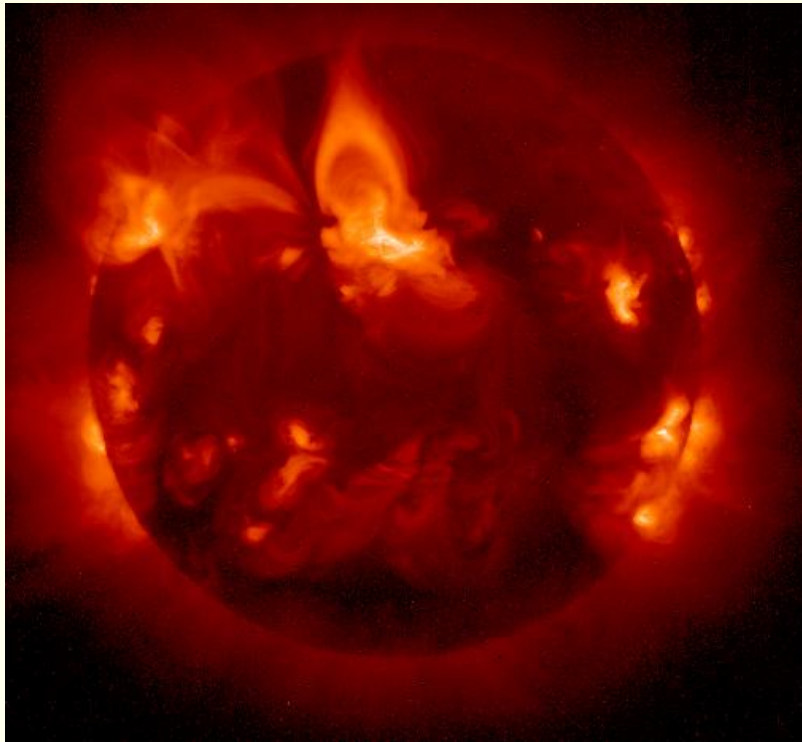
## Koronare Löcher



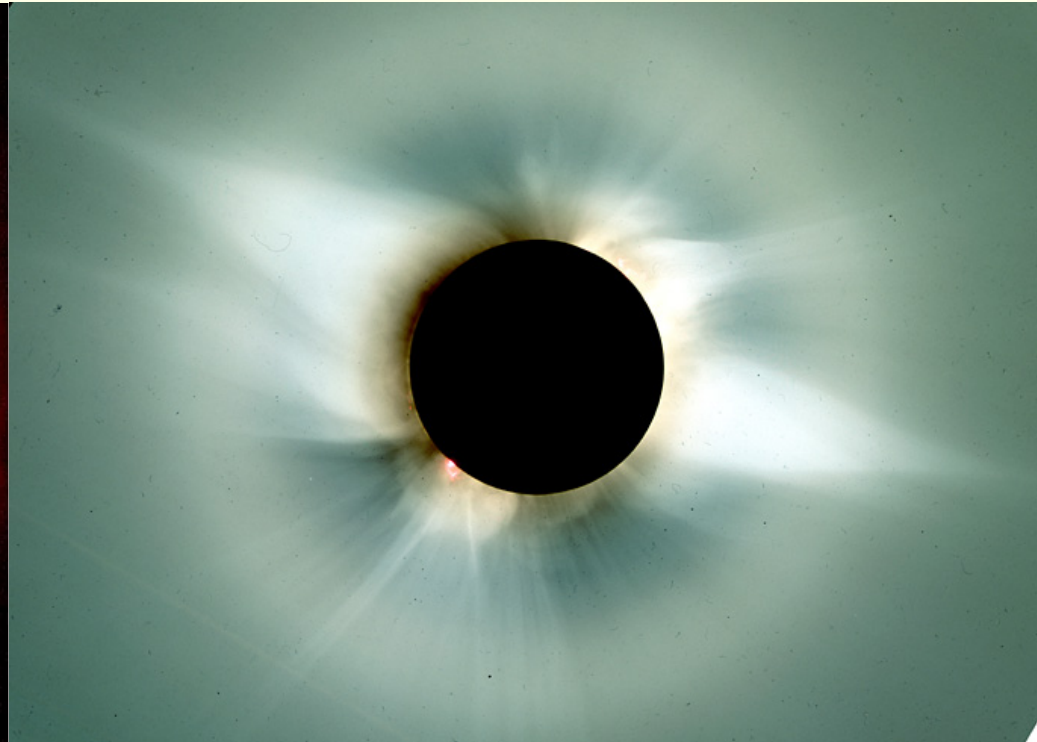
Bilder: SUMER/SOHO

- Bild der Sonne bei 58.4 nm (HeI, ca. 20 000 K im 7000 km Höhe), rot- und blaubverschobene Regionen am Äquator etwa gleich verteilt auf kleinen Skalen, an den Polen koronare Löcher
- Ähnliches Bild bei 77 nm (NeVIII, 600 000 K) mit deutlicherer Blauverschiebung in den Löchern
- Mit Hilfe verschiedener Spektrallinien in verschiedenen Höhen kann die Beschleunigung des Windes verfolgt werden
- Parkersche Lösung des isothermen Windes allein durch Wärmeleitung reicht nicht aus, zusätzliche Mechanismen müssen am Werk sein

## Das solare Magnetfeld und die Korona im Maximum



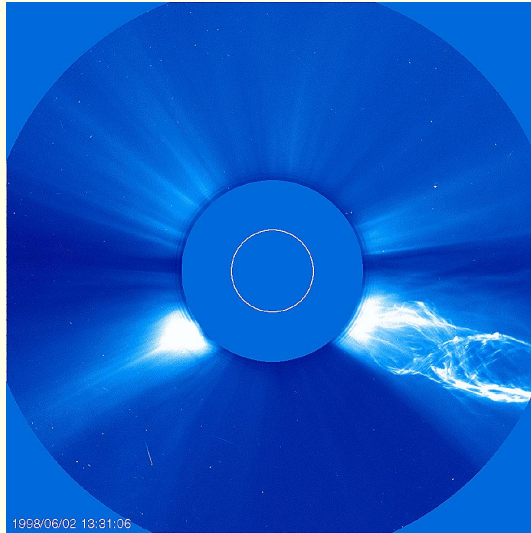
SOHO-Bild



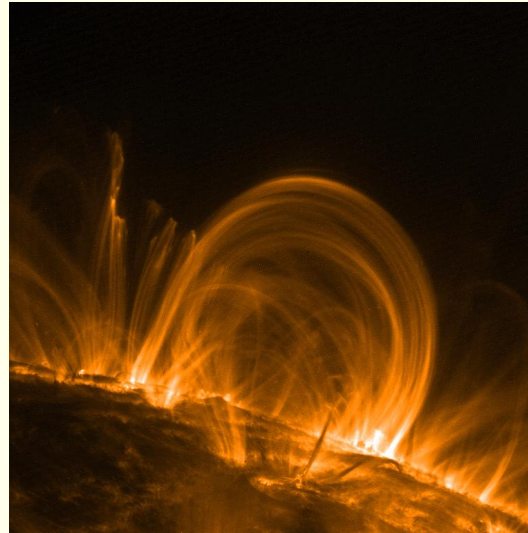
Sonnenfinsternis 1991

- Magnetismus dominiert Struktur der Korona
- Wind variiert lokal um um einen Faktor zwei bis vier in  $v_\infty$  und  $\dot{M}$
- Coronal mass ejections (CME), Variationen können sogar mehrere Größenordnungen erreichen
  - CME werden völlig anders als der Koronawind angetrieben

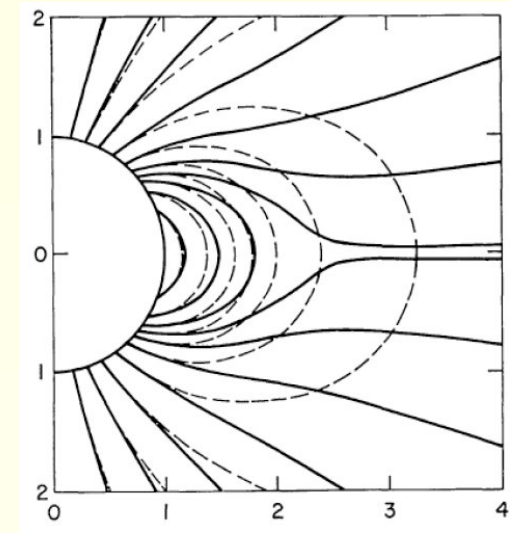
## Das solare Magnetfeld und der Wind



SOHO-Bild (NASA)



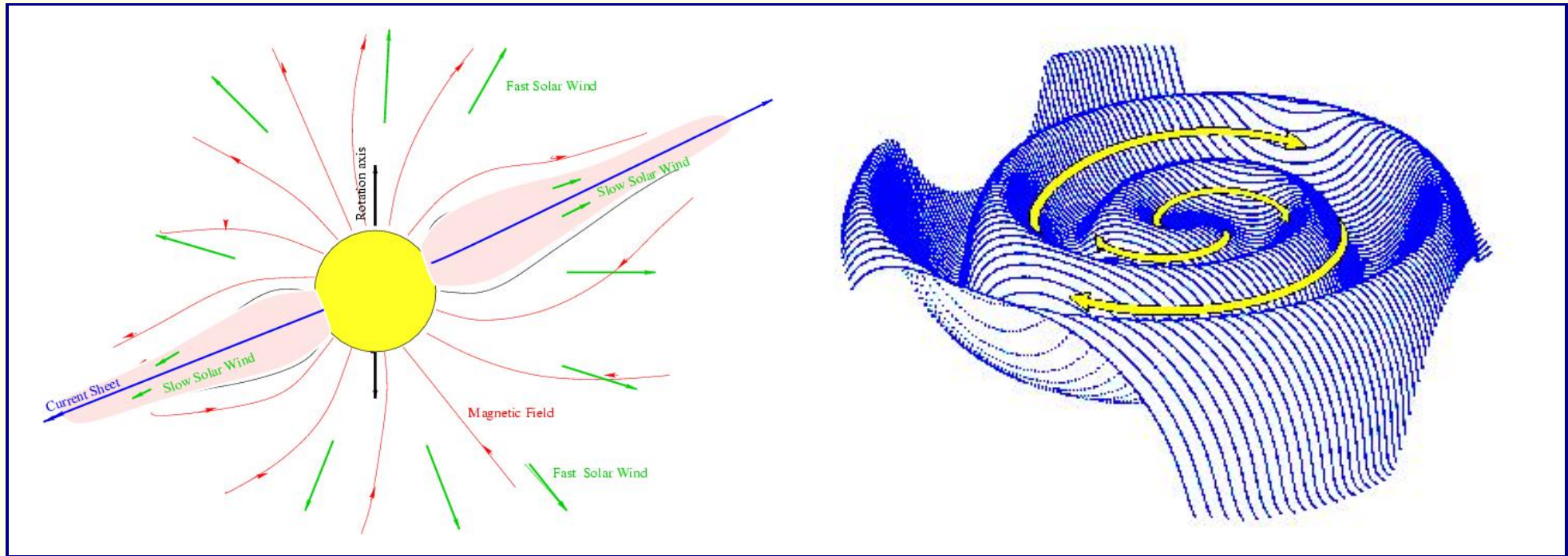
TRACE-Bild (NASA)



Aus: Pneumann & Kopp, 1971

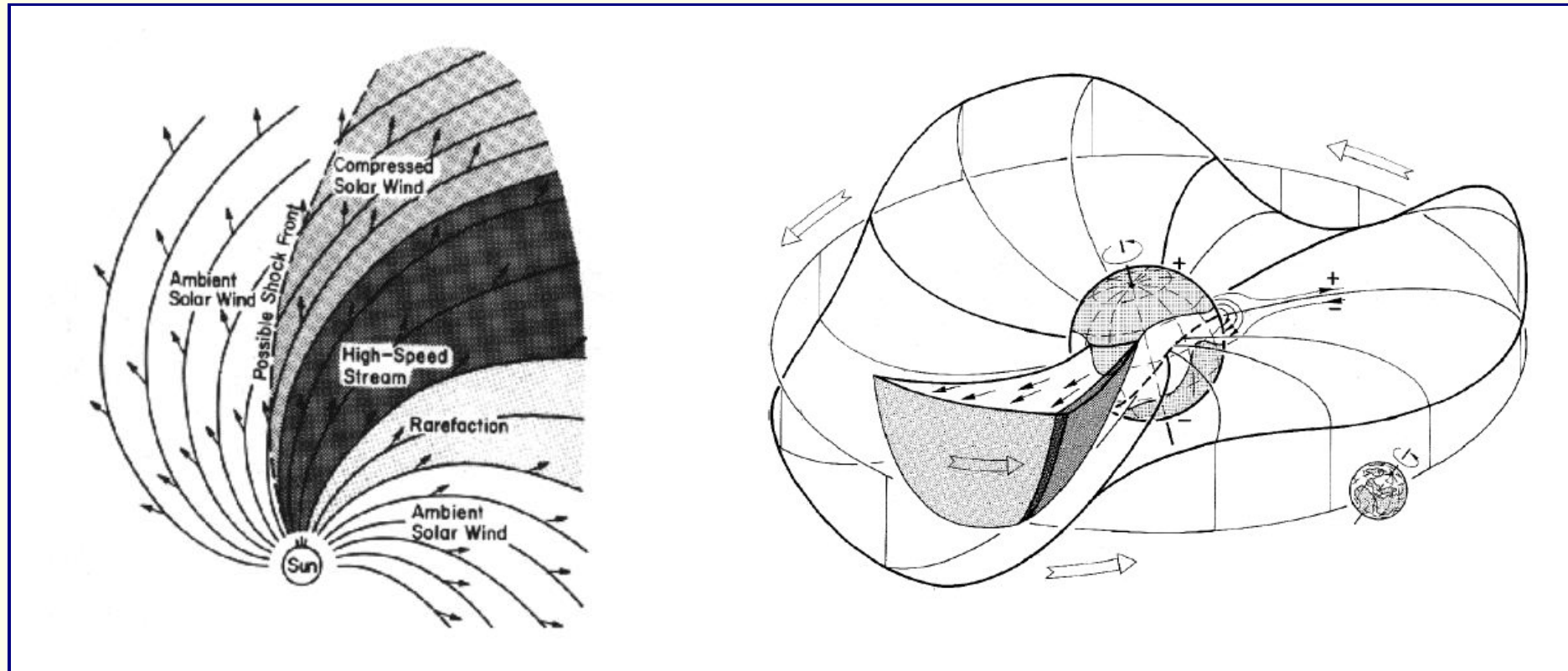
- Warum dominiert Magnetfeld den Wind nicht generell?
- Allgemeines Dipol-Magnetfeld nur im Bereich weniger Gauss
  - ➔ Sonnenwind nimmt Magnetfeld mit sich, jedenfalls wenn keine Schleifen im Weg sind
  - ➔ Feldlinien werden radial gestreckt
  - ➔ Koronalöcher bilden sich, Ursprung des schnellen Sonnenwindes

## Die Rotation der Sonne



- Sonnenmagnetfeld nicht senkrecht zum Äquator und zur Ekliptikebene
- Im Schnitt durch die Ekliptik Bereiche mit unterschiedlichen Richtungen des Feldes.
  - ➔ Sonne rotiert, Wind nimmt Magnetfeld mit sich. Dadurch spiralförmige Entwicklung der Grenzschicht (Parkerspirale).

## Sonnenwind in der Ekliptikebene



- Sonnenwindgeschwindigkeit unterschiedlich, abhängig vom Magnetfeld
- Es kommt zu Stoßfronten, wenn schnellere Wind an langsame Windbereiche Grenzen
- Die Grenzfläche der Parkerspirale ist nur bedingt stabil, es ergibt sich ein “Flattern” (Ballerinaeffekt).

## Die Stabilität des Sonnenwindes

- Parker (1965) zeigte, dass der kritische Punkt im Sonnenwind stabil ist
- Hängt allerdings von der Stabilität der Grenzbedingungen ab
  - Konvektion in der Sonnenatmosphäre induziert Struktur in den Wind
- Magnetfelder der Sonne hochkomplex, abhängig vom Stadium im Aktivitätszyklus
  - Z.B. Coronal Mass Ejections
- Schneller Sonnenwind aus den Koronlöchern, also in Regionen mit offenen Feldlinien, weitgehend verstanden, die Theorie ist generalisierbar auf andere Arten von Sternwinden
- Langsamer Sonnenwind Gegenstand der Untersuchung mit magnetohydrodynamischen Methoden

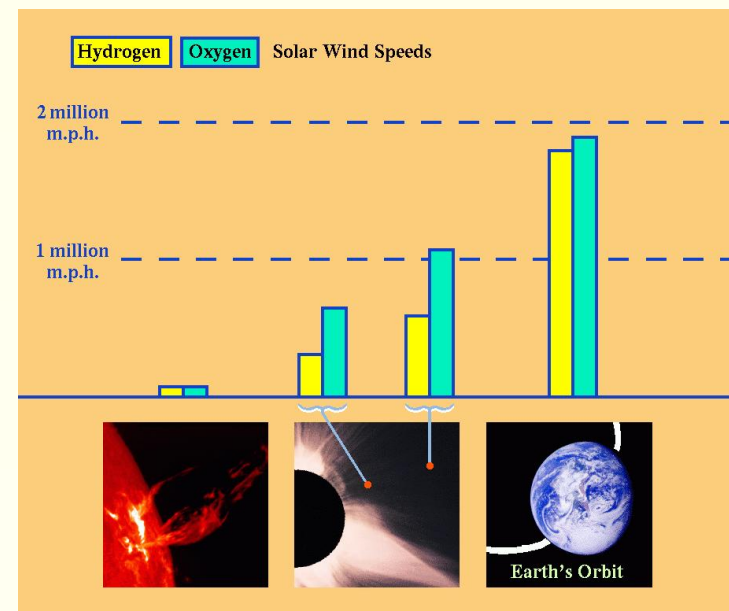


## Beobachtungen der Temperaturen der Korona

- SOHO-Beobachtungen der Ionentemperaturen
- Elektronentemperatur  $T_e \approx 2 \text{ MK}$
- Protonentemperatur  $T_p \approx 4 \text{ MK}$
- Temperatur schwerer Ionen teilweise um  $T_{\text{ion}} \approx 100 \text{ MK}$

$$\frac{T_{\text{ion}}}{T_p} > \frac{m_{\text{ion}}}{m_p}$$

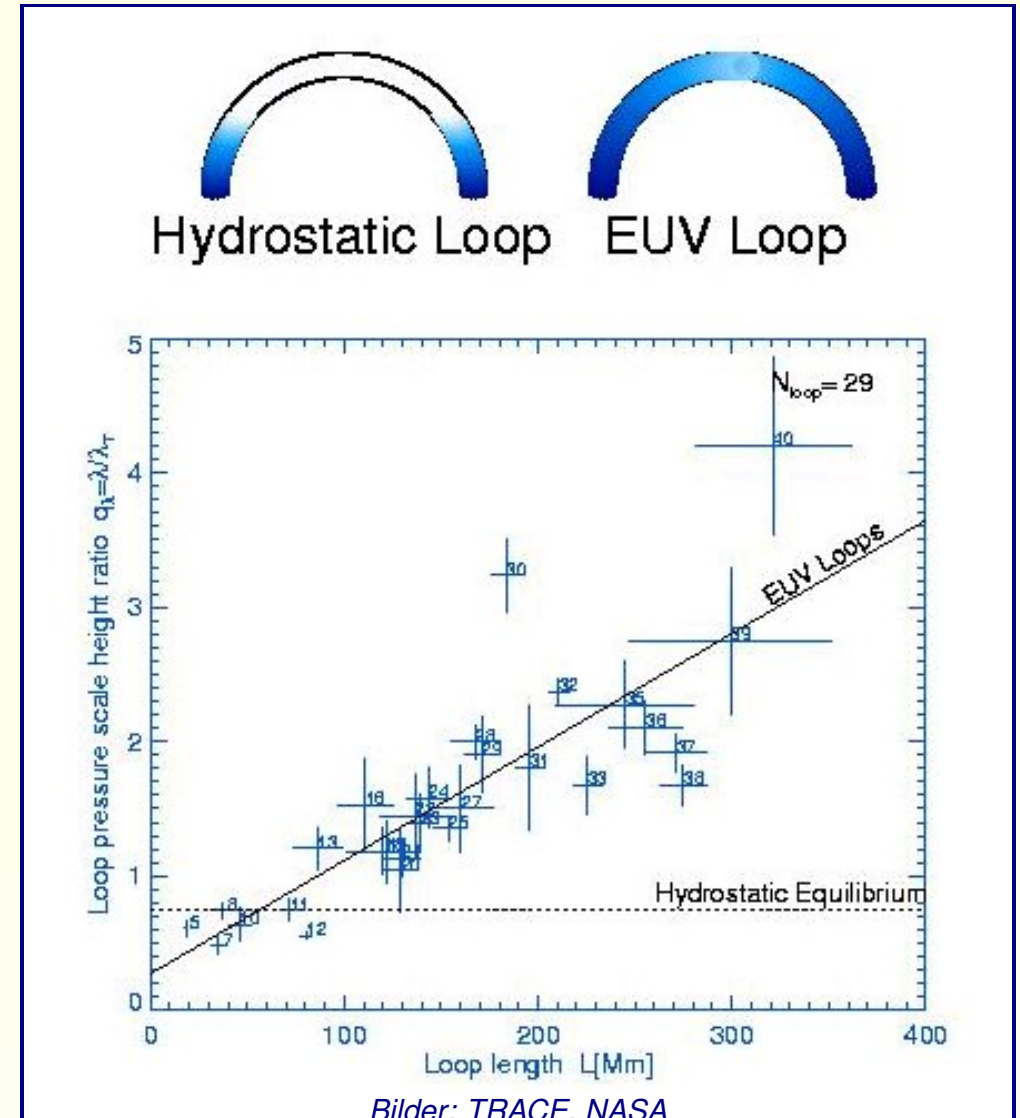
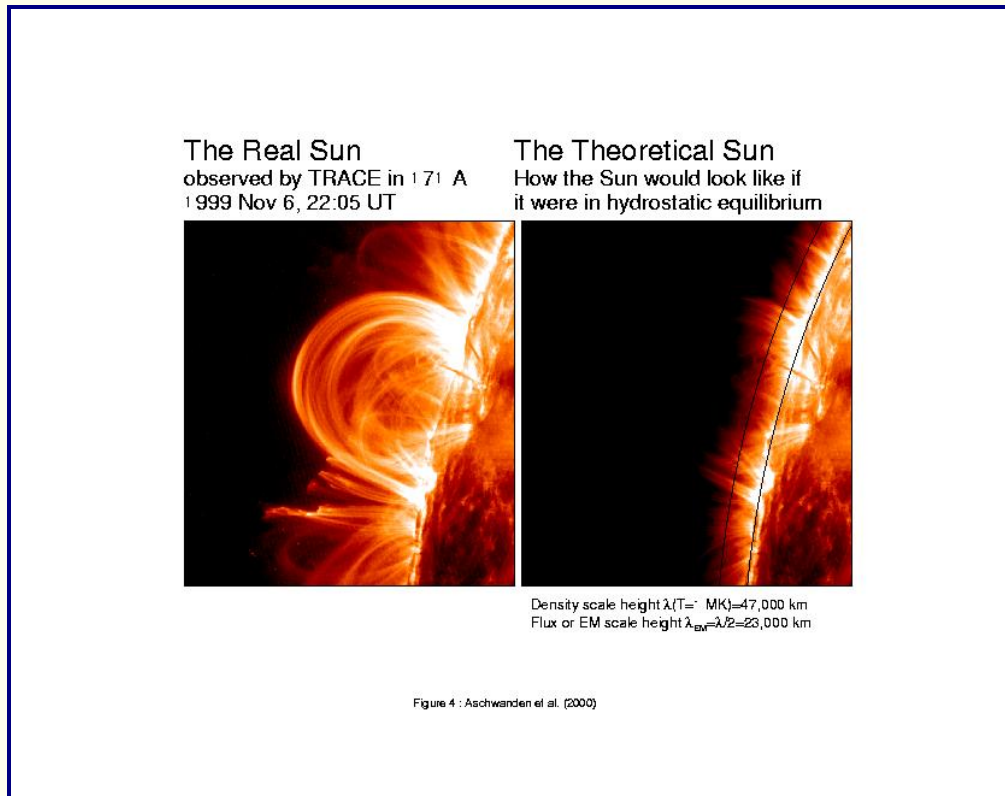
- Geschwindigkeitsverteilungen  
Richtungsabhängig:  $T_{\perp} > T_{\parallel}$
- Windgeschwindigkeiten schwerer Ionen  
größer als die der Protonen:  $v_{\text{ion}} > v_p$
- Oberflächennahe Konvektionszonen  
alleine fallen als Heizquelle aus, es  
müssen andere Mechanismen existieren



Von [cfa-www.harvard.edu/~scranmer/APS2000/aps2000.html](http://cfa-www.harvard.edu/~scranmer/APS2000/aps2000.html)

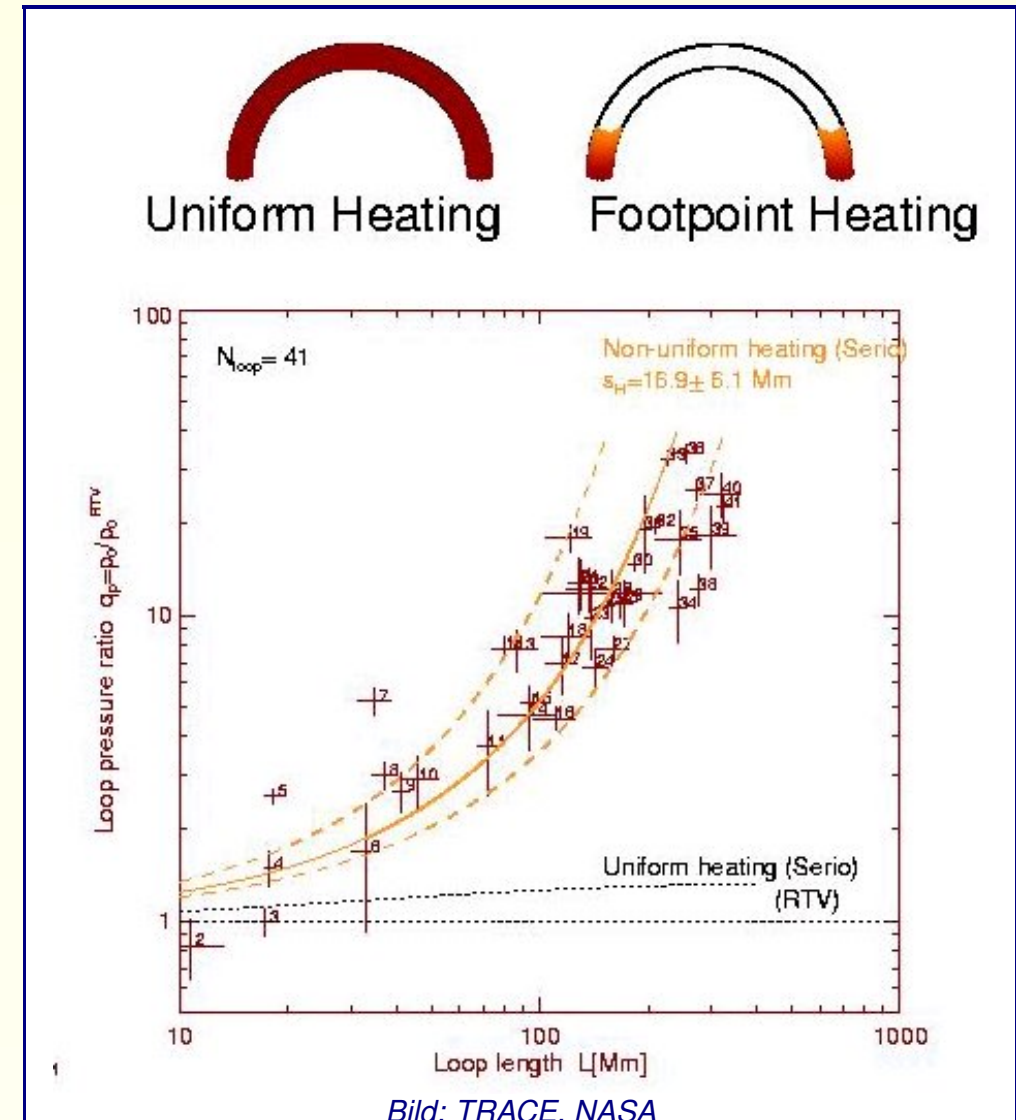
# Schichtung der Koronaloops

- Beobachtungen der Koronaloops im EUV widersprechen hydrostatischer Schichtung

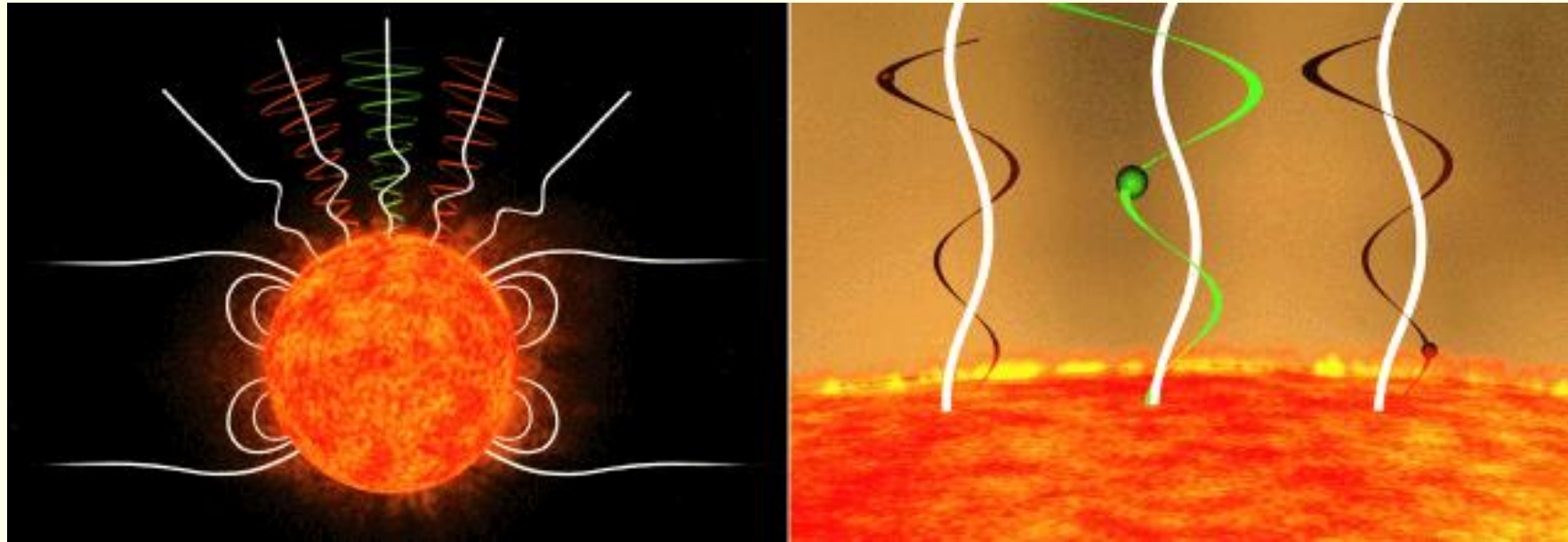


# Lokalisierung der Koronaheizung

- Aus ähnlichen Beobachtungen ergibt sich lokalisierte Heizung an den Fußpunkten



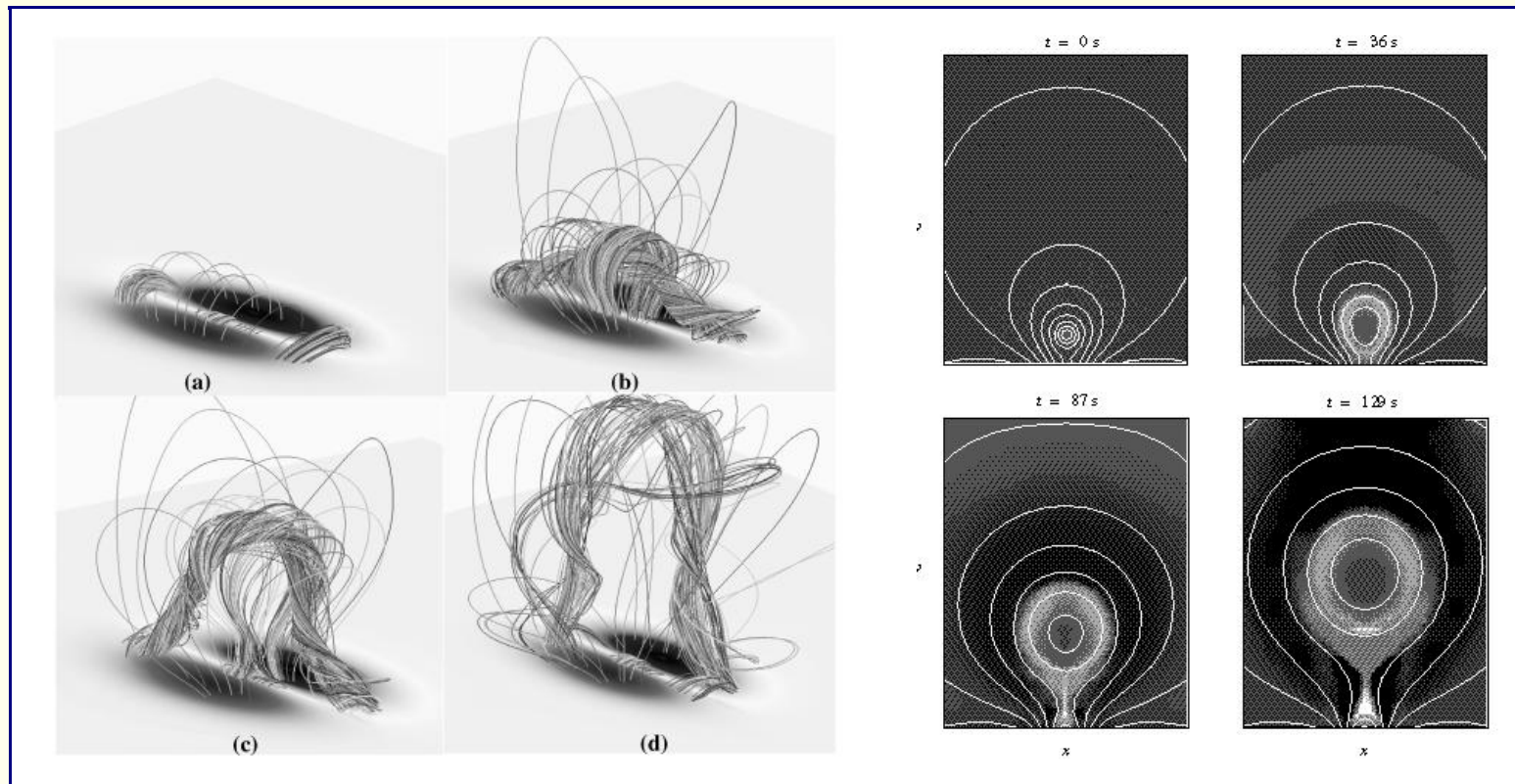
## Möglicher Heizmechanismus der Korona



NASA, von [cfa-www.harvard.edu/~scranmer/APS2000/aps2000.html](http://cfa-www.harvard.edu/~scranmer/APS2000/aps2000.html)

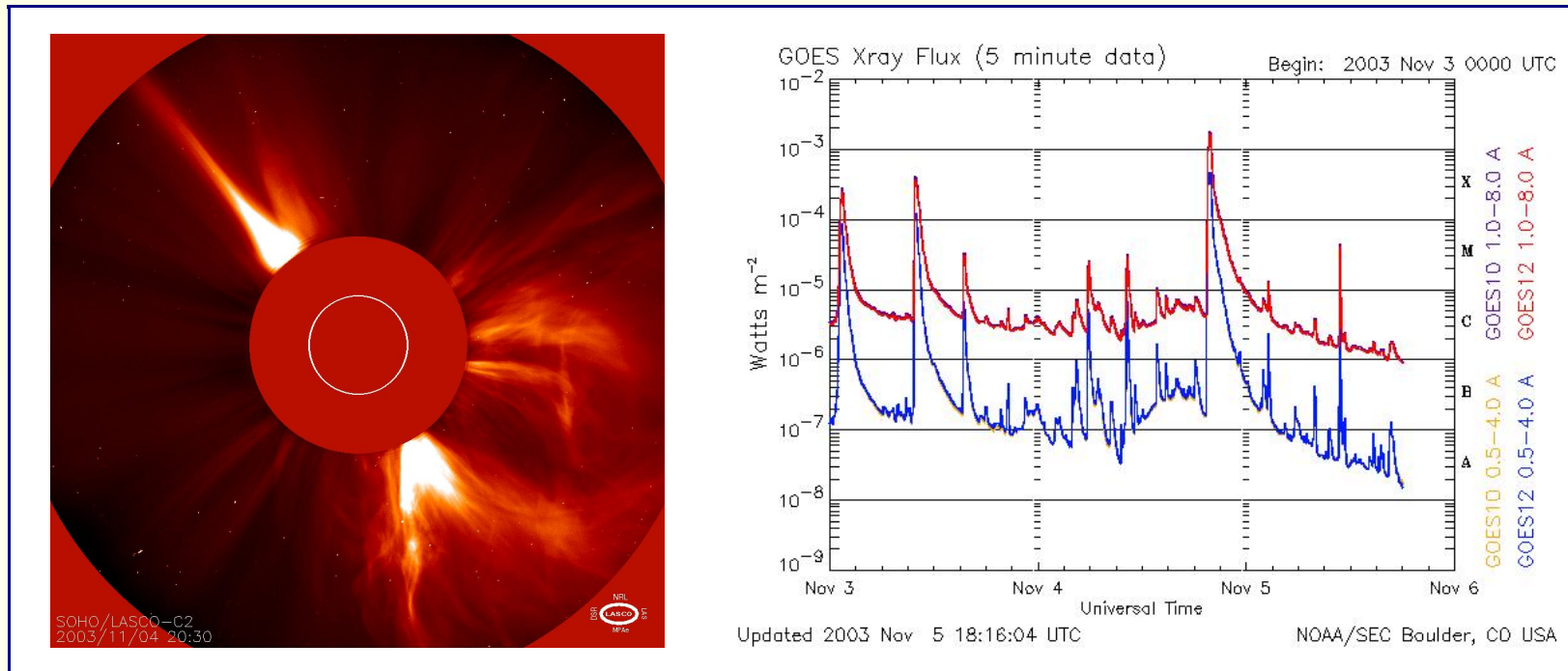
- Magnetfeldlinien der Sonne schwingen, Ionensorten koppeln resonant daran an
- Passt sehr gut zu den beobachteten Eigenschaften der Sauerstoffionen
- Notwendige Hochfrequenzschwingungen nicht direkt beobachtet
- Theoretische Argumente sagen zu schnelle Dämpfung der Wellen voraus
- Heizung sehr wahrscheinlich teilweise magnetisch, genauer Mechanismus strittig
- Möglicherweise auch Schlüssel für FIP-Effekt

# Flares



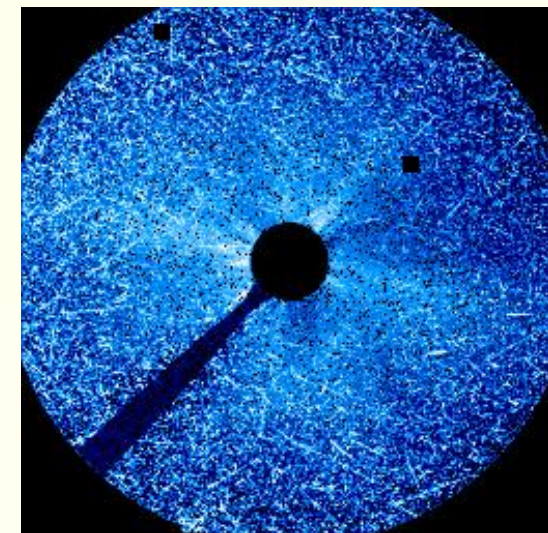
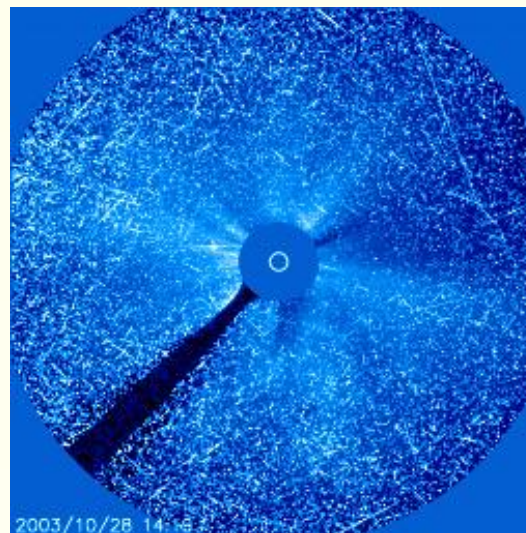
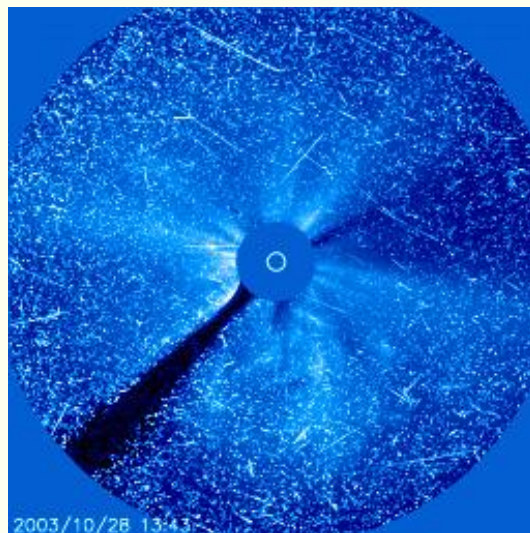
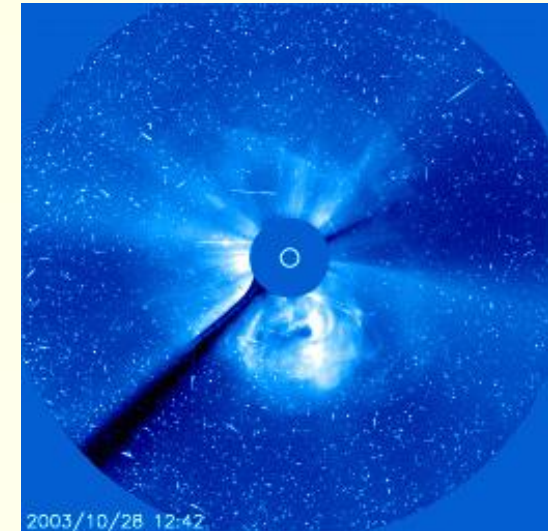
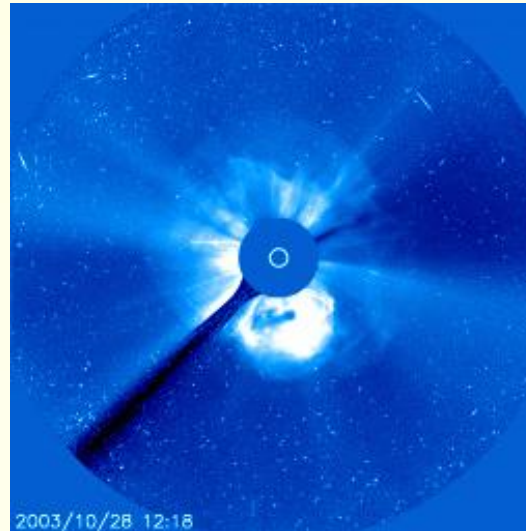
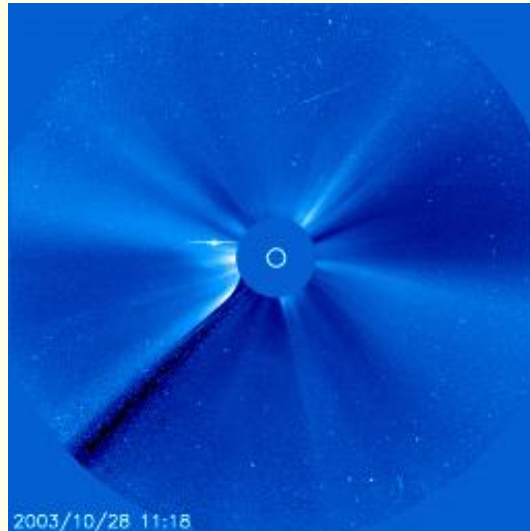
- Die magnetischen Bögen steigen auf, bis die notwendige Energie eine durchgehende Verbindung der Feldlinien nicht mehr erlaubt.
- Feldlinien rekonnektieren, wobei energiereiche Strahlung frei wird (X-rays).
- Bereiche geschlossener Feldlinien propagieren in den interplanetaren Raum.
- Energie pro Partikel in Flares um Größenordnungen höher als im schnellen Wind

## Flares, X-Rays und Polarlicher



- Bisher energiereichste CME am 4. Nov. 2003. Ausbrüche derselben Fleckengruppe hatten schon zuvor und eine Sonnenrotation später für Aufsehen gesorgt.
- Neben Polarlichtern bis in südliche Breiten Störungen der Satelliten und Langwellenkommunikation.
- Obere Bereiche der Erdatmosphäre werden erhitzt und dehnen sich aus, eine langfristige Änderung der Sonnenaktivität kann die Strömungsverhältnisse in der Hochatmosphäre und so auch das Klima beeinflussen.

## “Sonnenstürme” und Weltraummissionen



- Starker Anstieg des kosmischen Hintergrundes am Beispiel von SOHO

## Neutrale Atome im Sonnenwind

- Trotz hoher Koronatemperatur eine unerwartet hohe Anzahl neutraler Atome (etwa 10 %, bei CME deutlich mehr)
- Neutrale Atome erreichen die Erde etwa 1 bis 2 h vor dem Hauptstrom der Ionen
  - ➔ Eignen sich zur Vorhersage von Sonnenstürmen, um z.B. Satelliten etc. zu schützen
  - ➔ Bild: Detektion neutraler Atome über 360 Grad kurz vor einem Sturm

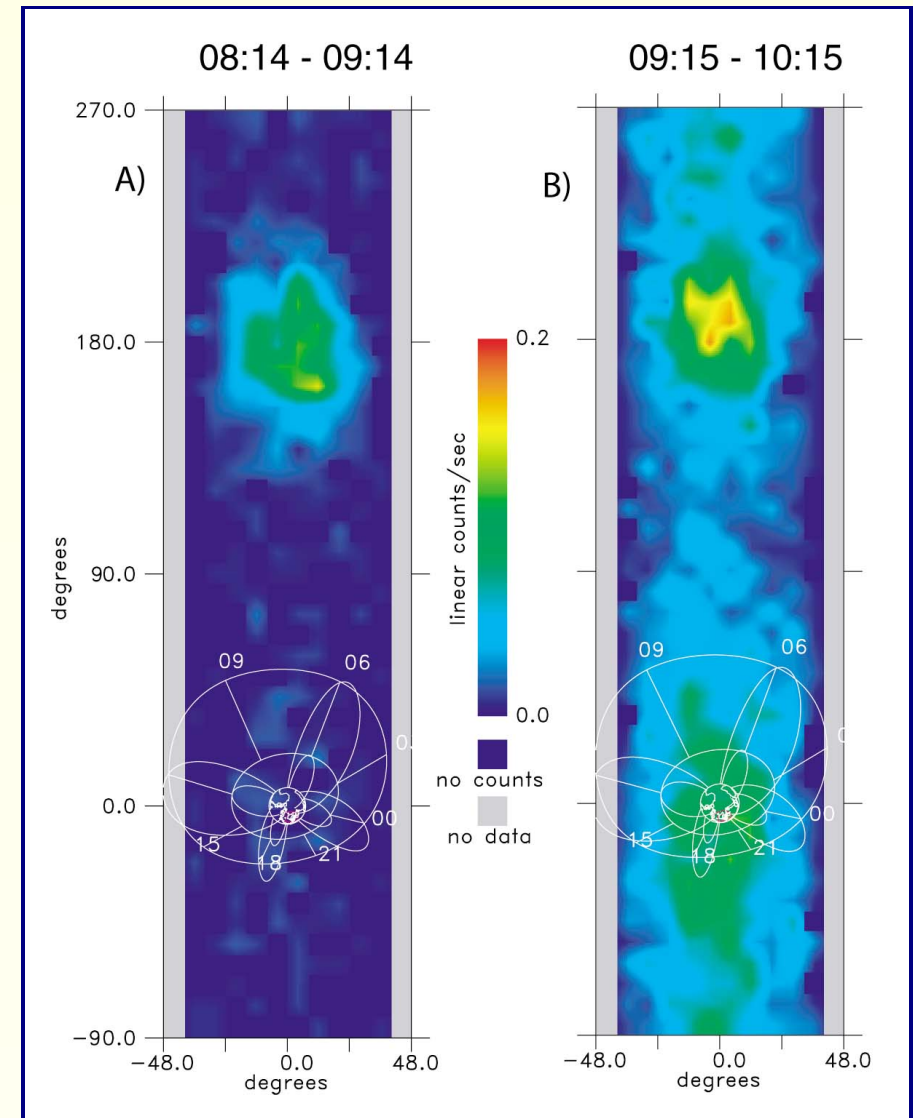


Bild: LENA/IMAGE, NASA



## Die Heliopause: Das Ende des Sonnenwinds

- Korona und Sonnenwind nicht im Gleichgewicht mit ISM
- Ausgedehnte Schockfront markiert den Übergang vom Sonnenwind in das ISM
- Stoßwelle: Geschwindigkeit fällt auf Unterschall, Dichte steigt, Partikel der kosmischen Strahlung werden beschleunigt

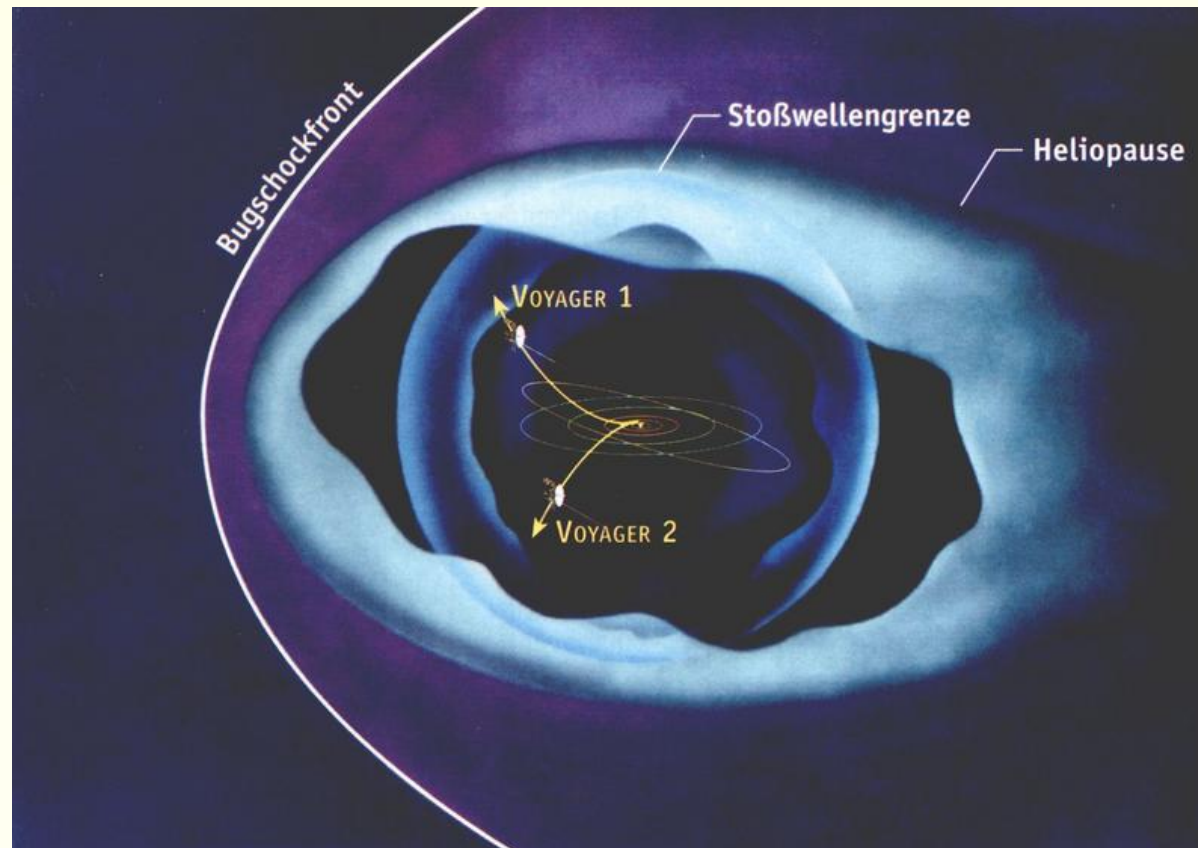
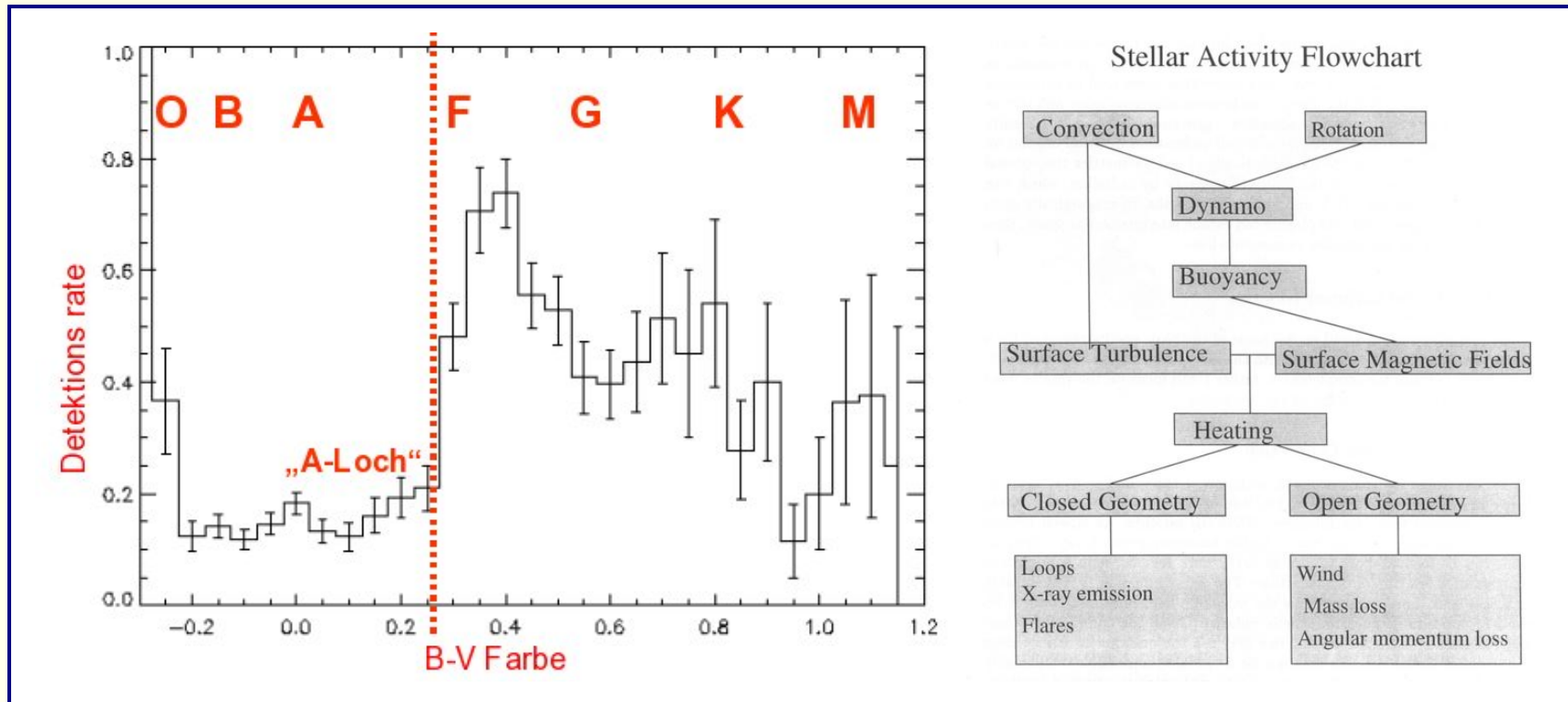


Bild: SuW

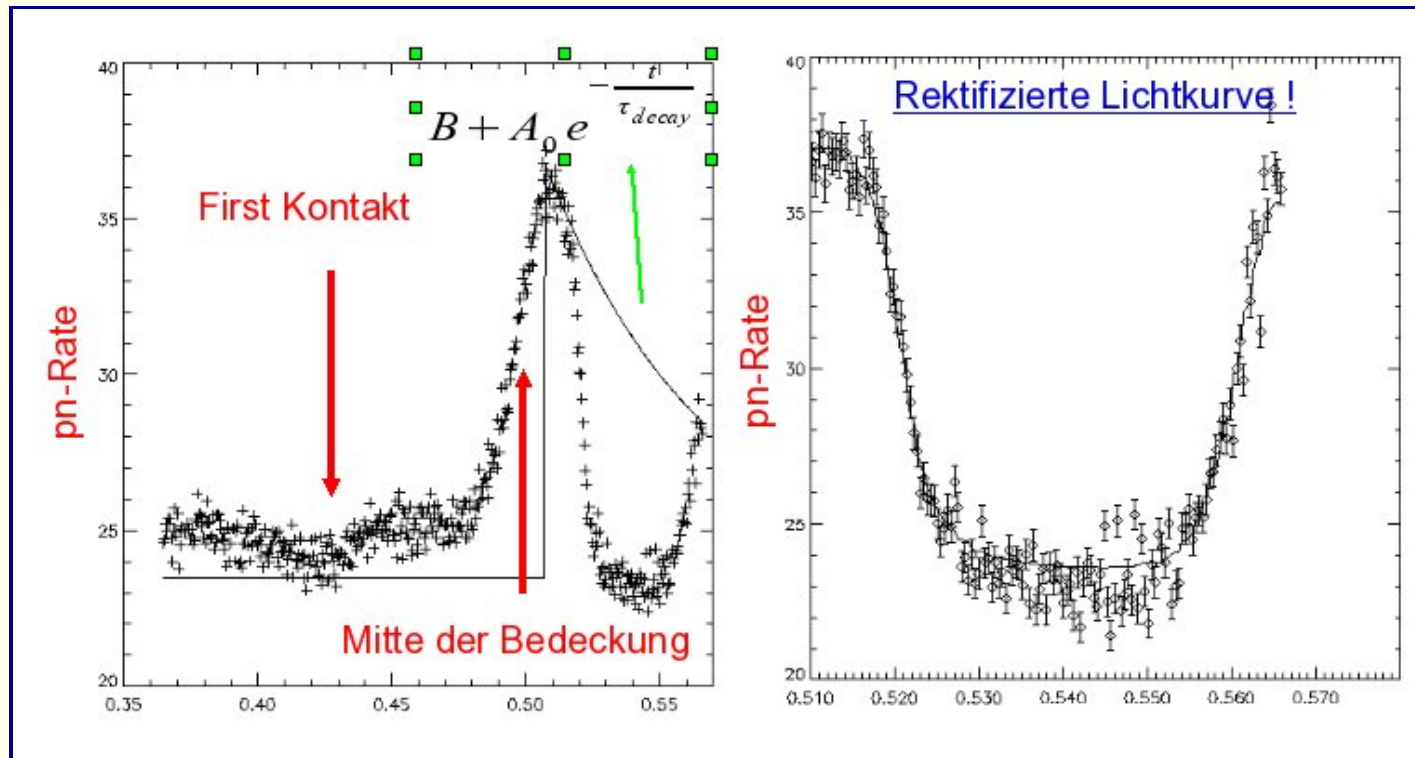
# Röntgenemission anderer Sterne



Schmitt, 2004

- Koronaemission bei praktisch allen Sternen später als A7 beobachtet, die Detektionsrate sinkt bei K und M-Typen wieder. Keine Emission oder Detektionsschwelle?
- Korona ist tatsächlich allgemeines Phänomen später Sterne.
  - ➔ Starke Korrelation mit Existenz oberflächennaher Konvektionszone

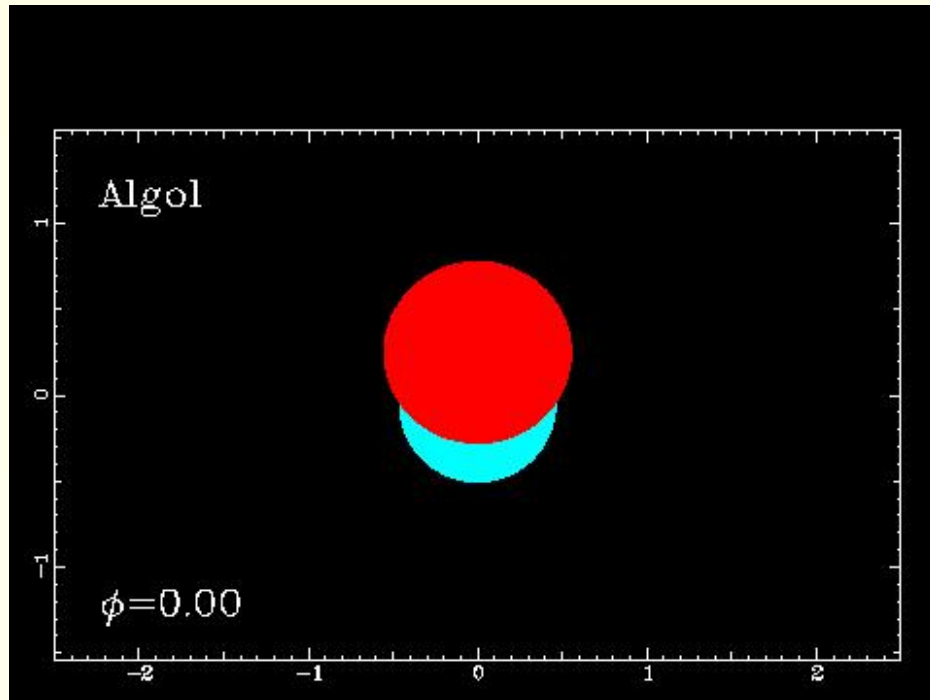
# Flares anderer Sterne



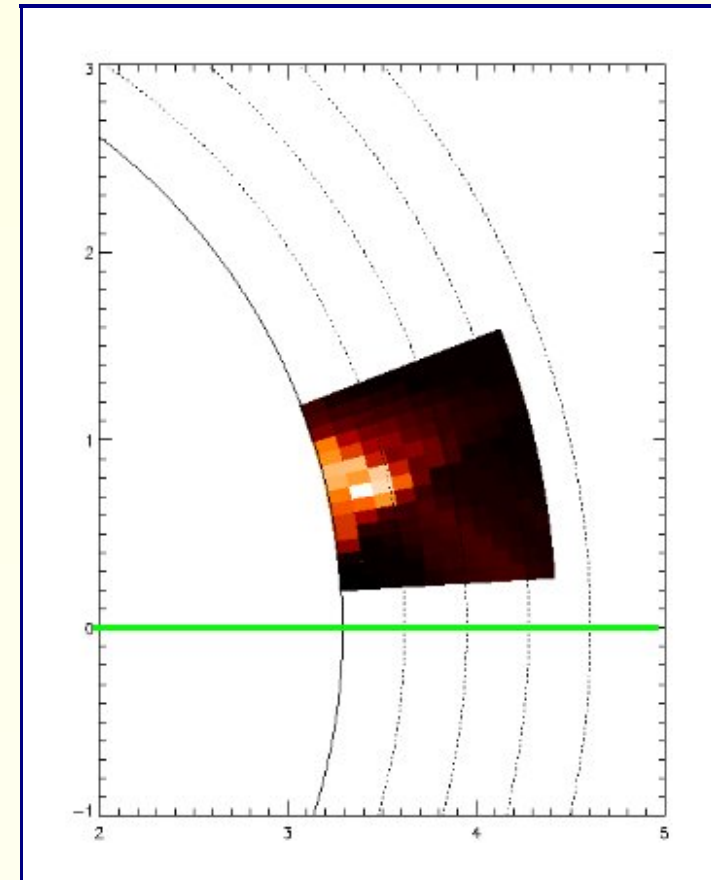
Schmitt, 2004

- Flares als plötzlicher Anstieg der X-Ray-Emission auch in anderer Sternen (aktive Sterne)
- Intensität nimmt exponentiell ab
- Algol ist Bedeckungsveränderlich, Flare im Beispiel wurde selbst bedeckt

# Tomographie eines extrasolaren Flares

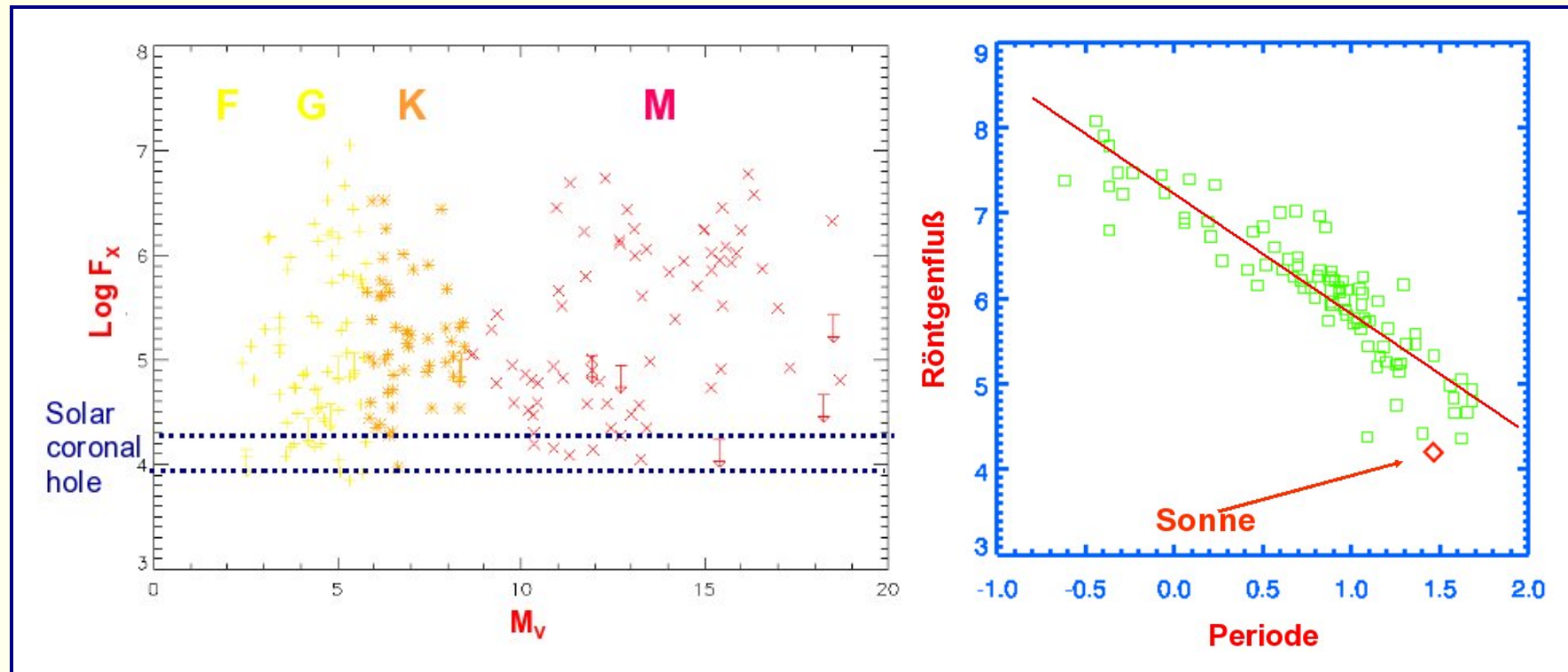


*Schmitt, 2004*



- Geometrie des Algol-Systems als Funktion der Zeit bekannt.
- Aus der Bedeckungslichtkurve, speziell der Form des Abflass und Antiegs, kann Flare-Geometrie errechnet werden
- Einheiten in Einheiten des Sonnenradius

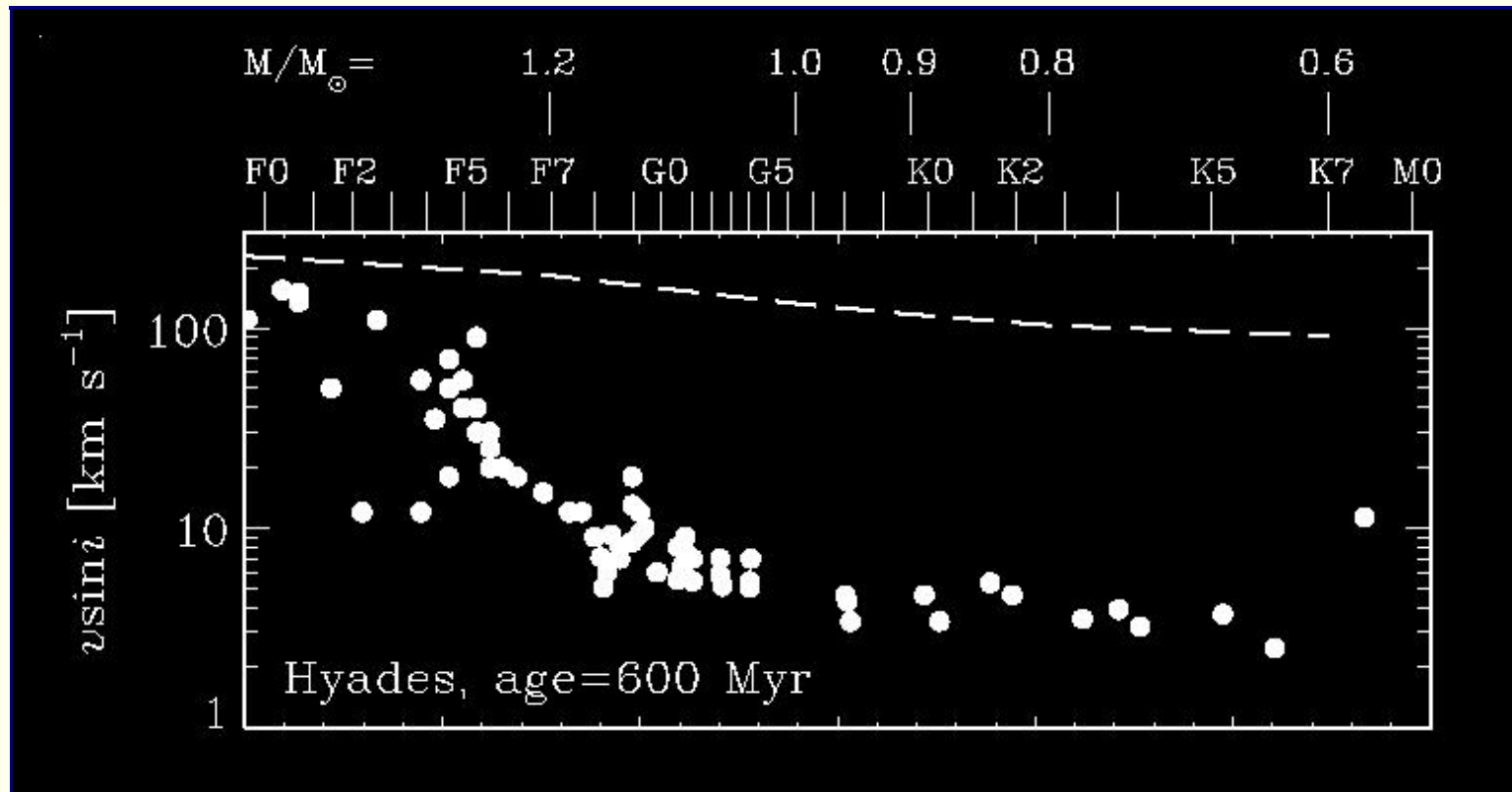
# Röntgenemission anderer Sterne und die ruhige Sonne



Schmitt, 2004

- Beobachtete untere Grenze der Aktivität (pro Oberflächenelement) entspricht der Aktivität der ruhigen Sonne (Linien: Koronalöcher) für alle Spektraltypen
- Je schneller der Stern rotiert, umso höher ist die Aktivität

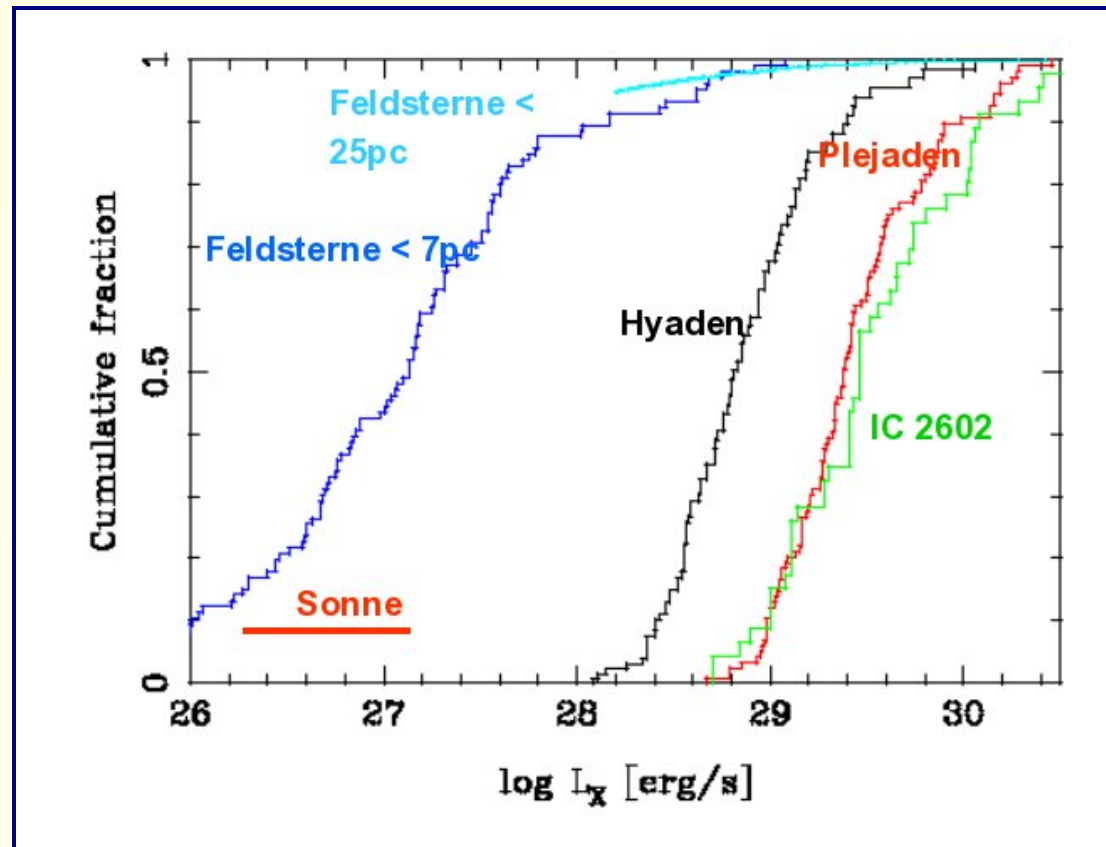
## Rotationsentwicklung sonnenähnlicher Sterne



Schmitt, 1997

- Rotationsperiode der Sterne nimmt mit dem Alter ab ( $\alpha$  Per, Pleiaden, Hyaden )
- Sonne (Spektraltyp G2 V) hat  $v \sin i \approx 2 \text{ km s}^{-1}$

# Entwicklung des X-Ray Fluß sonnenähnlicher Sterne

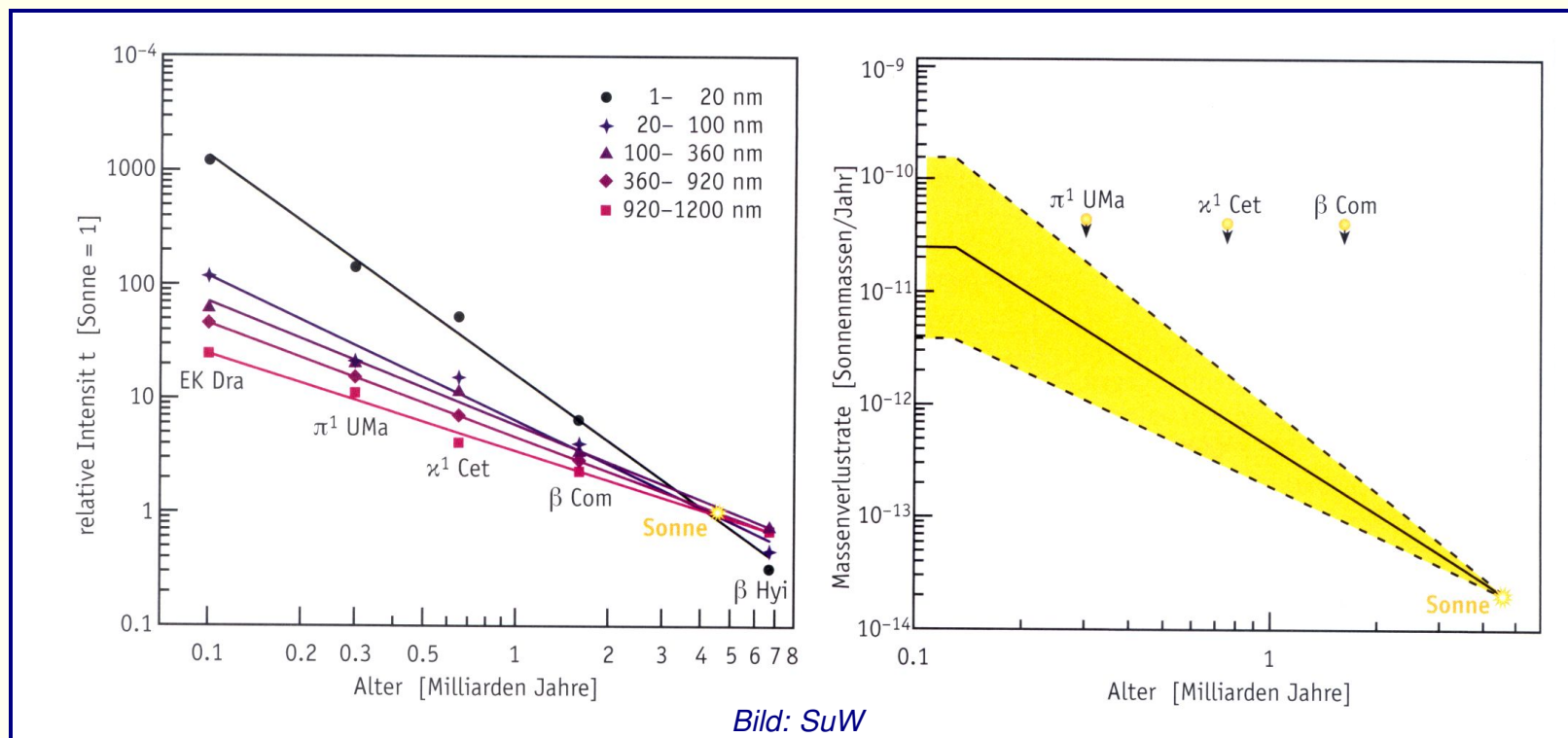


Schmitt, 2004

- Anteil detektierter Sterne als Funktion der X-Ray Luminosität in verschieden alten Sternhaufen.
- Die Koronaaktivität korreliert auch klar mit dem Alter

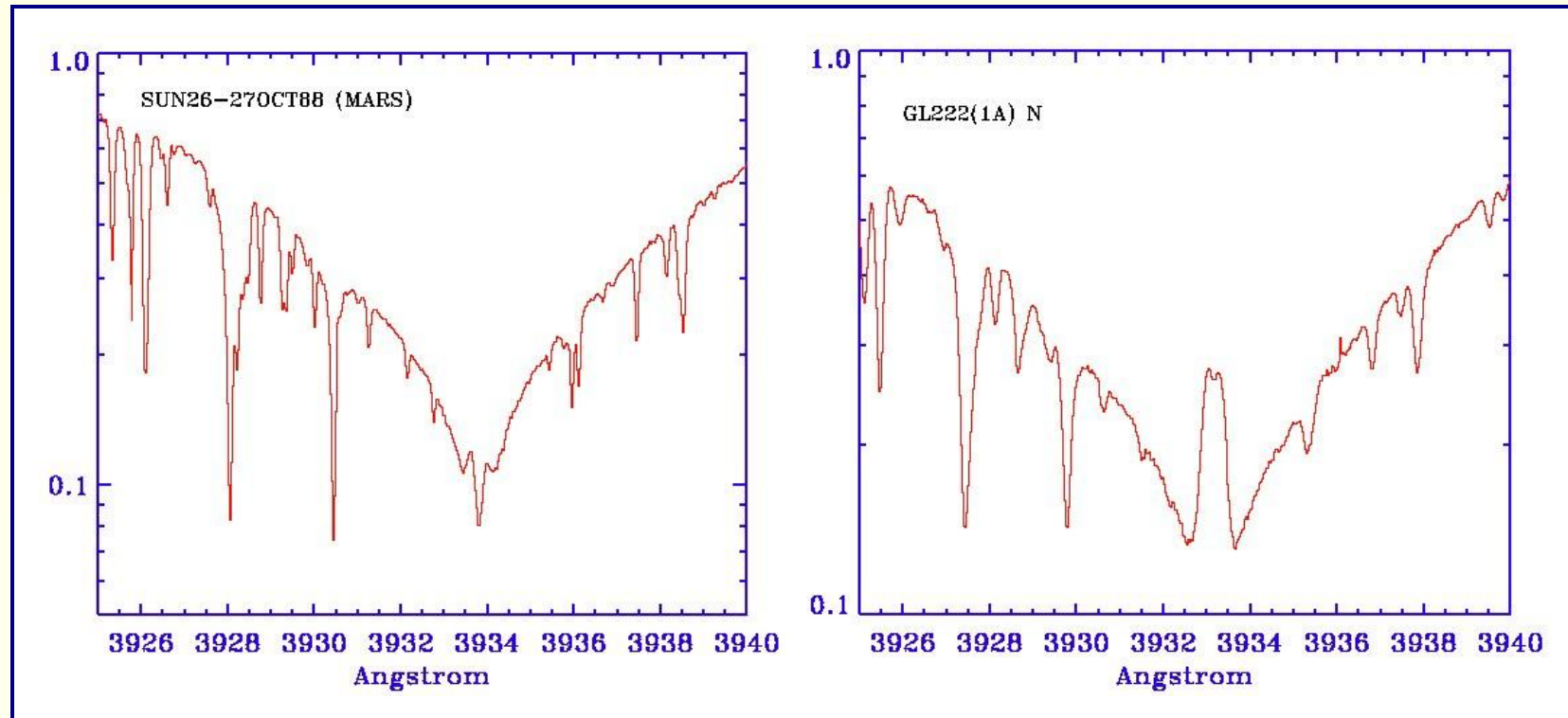
## Der Sonnenwind der jungen Sonne

- Jüngere Sterne vom Typ der Sonne als Vergleichspunkte bzgl. Spektraler Energieverteilung und koronaler Röntgenemission
- Einige Hundert Millionen Jahre junge Sternen haben 10 bis 100-fache Intensität der kurzwelligeren Strahlung als die Sonne. Je kurzwelliger, desto höher der Faktor
- Massenverlustraten in jungen Sternen vom Sonnentyp deutlich höher, bis zu  $10^{10} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$





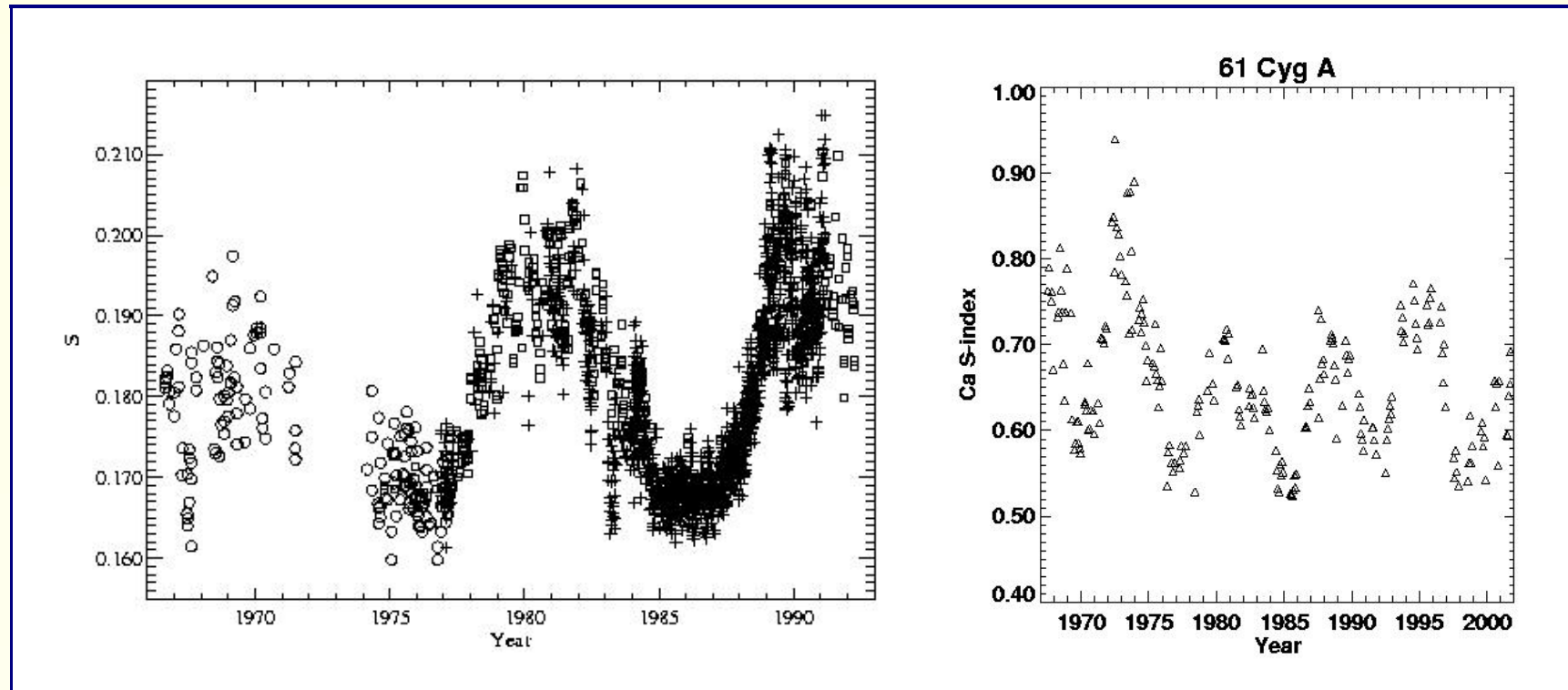
## Andere Anzeichen stellarer Koronae



*Schmitt, 2004*

- Die Spektrallinien Ca H & K zeigen deutliche Emissionsanteile, die aus der Chromosphäre stammen
- Relativ leicht beobachtbar auch in anderen Sternen. Mit der Emissionsintensität kann man den “Ca-Index” definieren

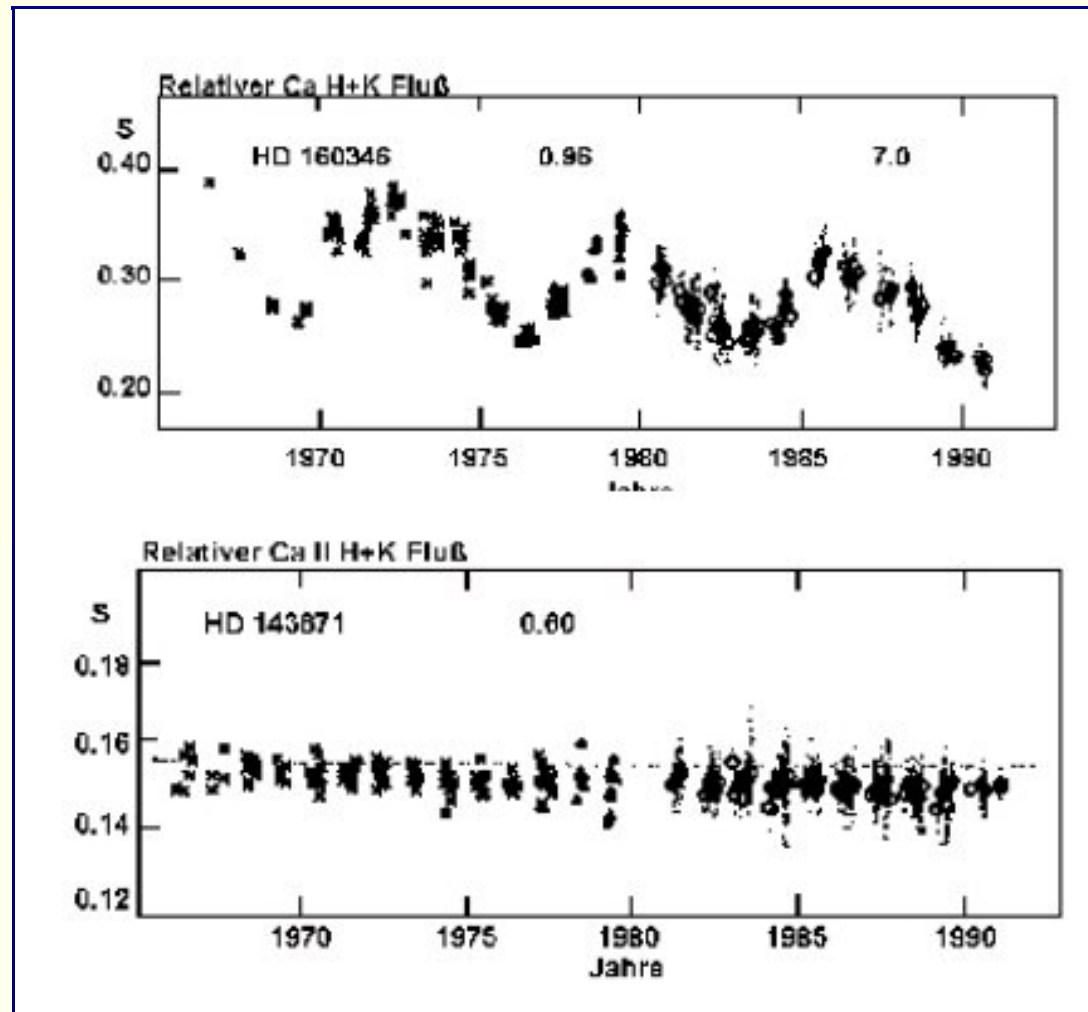
## Der magnetische Zyklus



*Schmitt, 2004*

- Der solare Ca-Index variiert mit dem 11-Jahreszyklus
- Bei den meisten Sterne mit Ca-Emission ist der Index variabel
  - ➔ Aber nur bei wenigen gut ausgeprägter Zyklus

## Sterne mit nichtvariablem Ca-Index



*Schmitt, 2004*

- Bei den Sternen mit nichtvariablem Index teilweise langsame Änderung. Kandidaten für eine Maunder-Minimum-Phase