

Stellare Winde

Strahlungsgetriebene Winde I

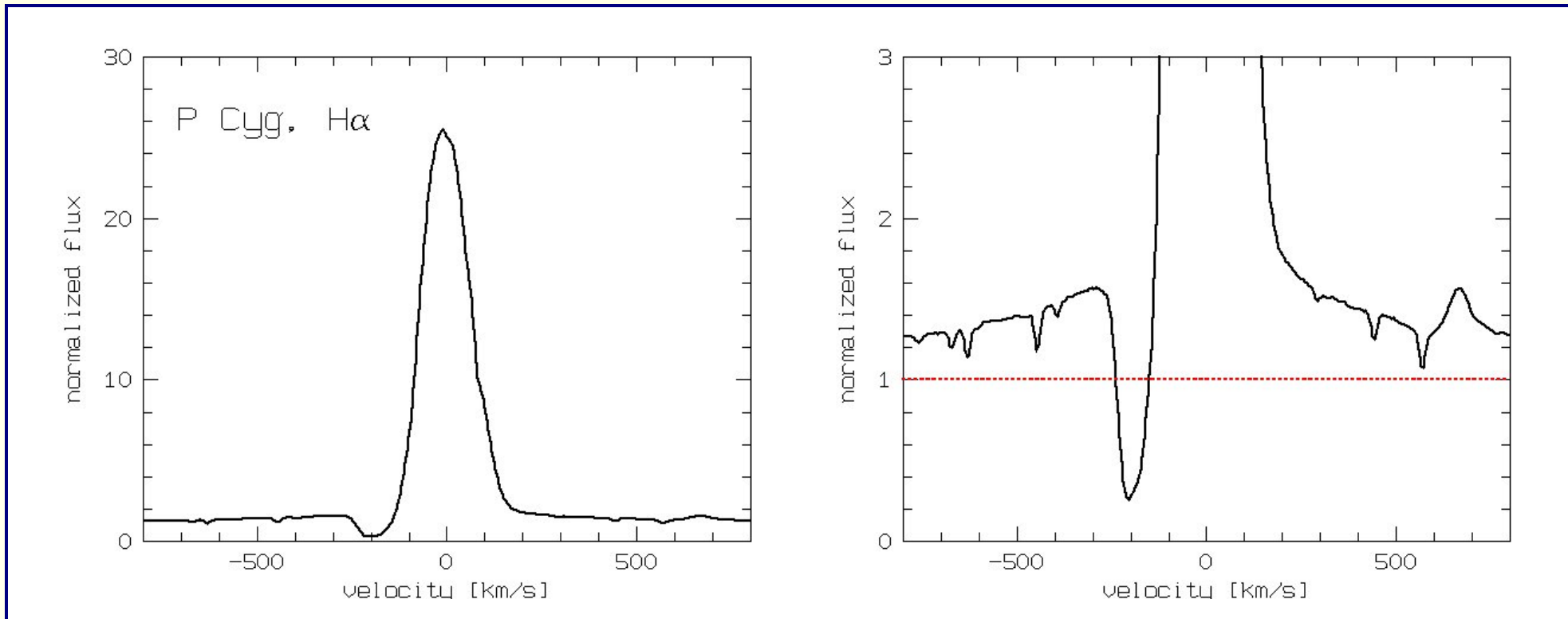
Thomas Rivinius

WS 2004/2005

Landessternwarte Heidelberg, Königstuhl

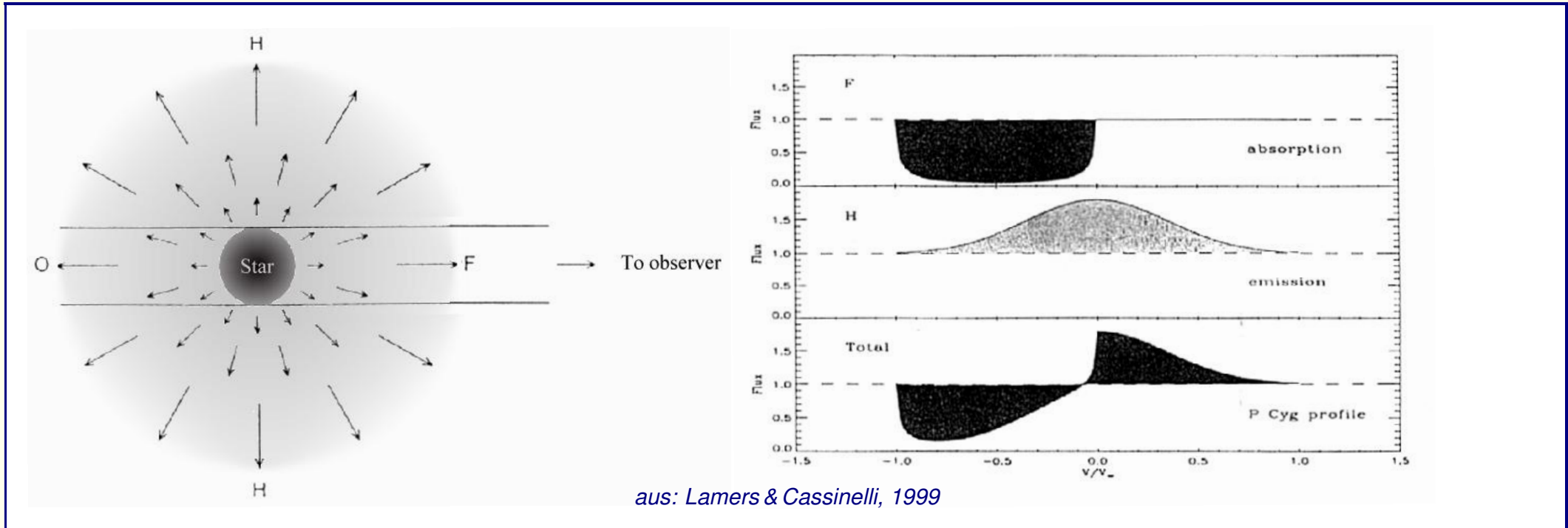
`T.Rivinius@lsw.uni-heidelberg.de`

Anzeichen für Winde heißer Sterne



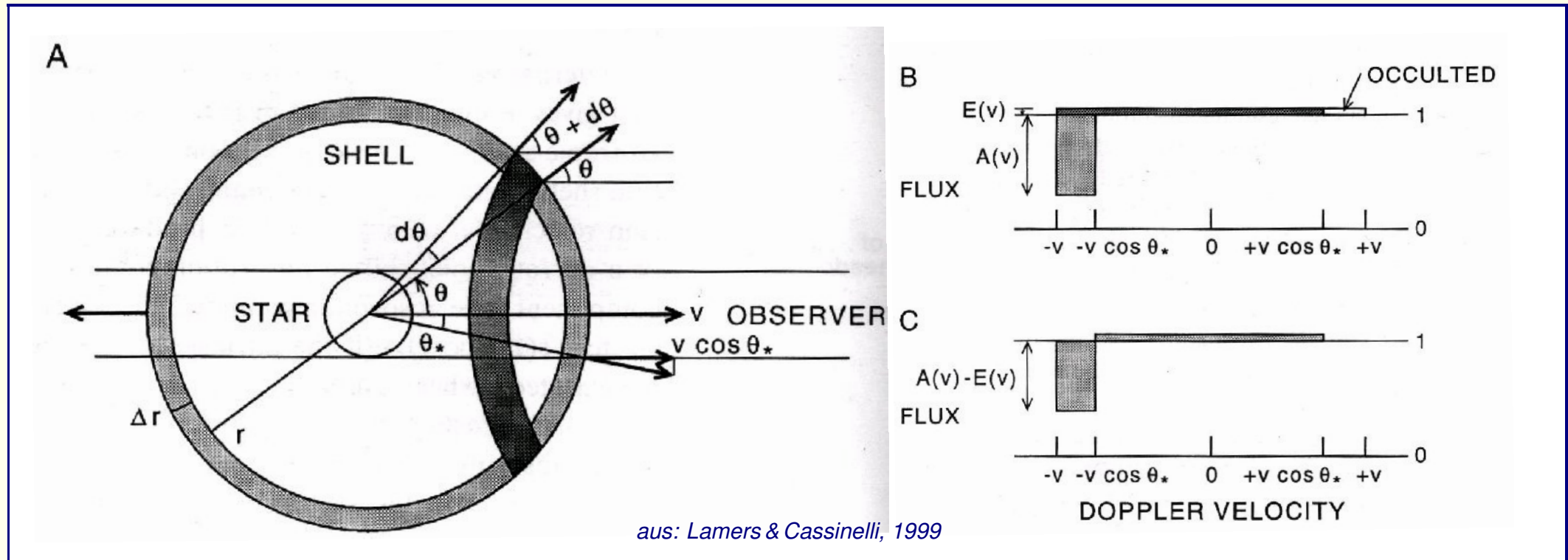
- Sterne mit Spektraltypen später als ca. A7 haben Koronae: druckgetriebene Winde
- Haben heißere Sterne Winde?
 - Antwort kommt aus dem prinzipiellen Verständnis der "P Cygni-Profile"
 - ➔ Blauverschobene Absorption bedeutet Gasfluß vom Zentralstern weg.

Prinzip eines P Cygni Profils



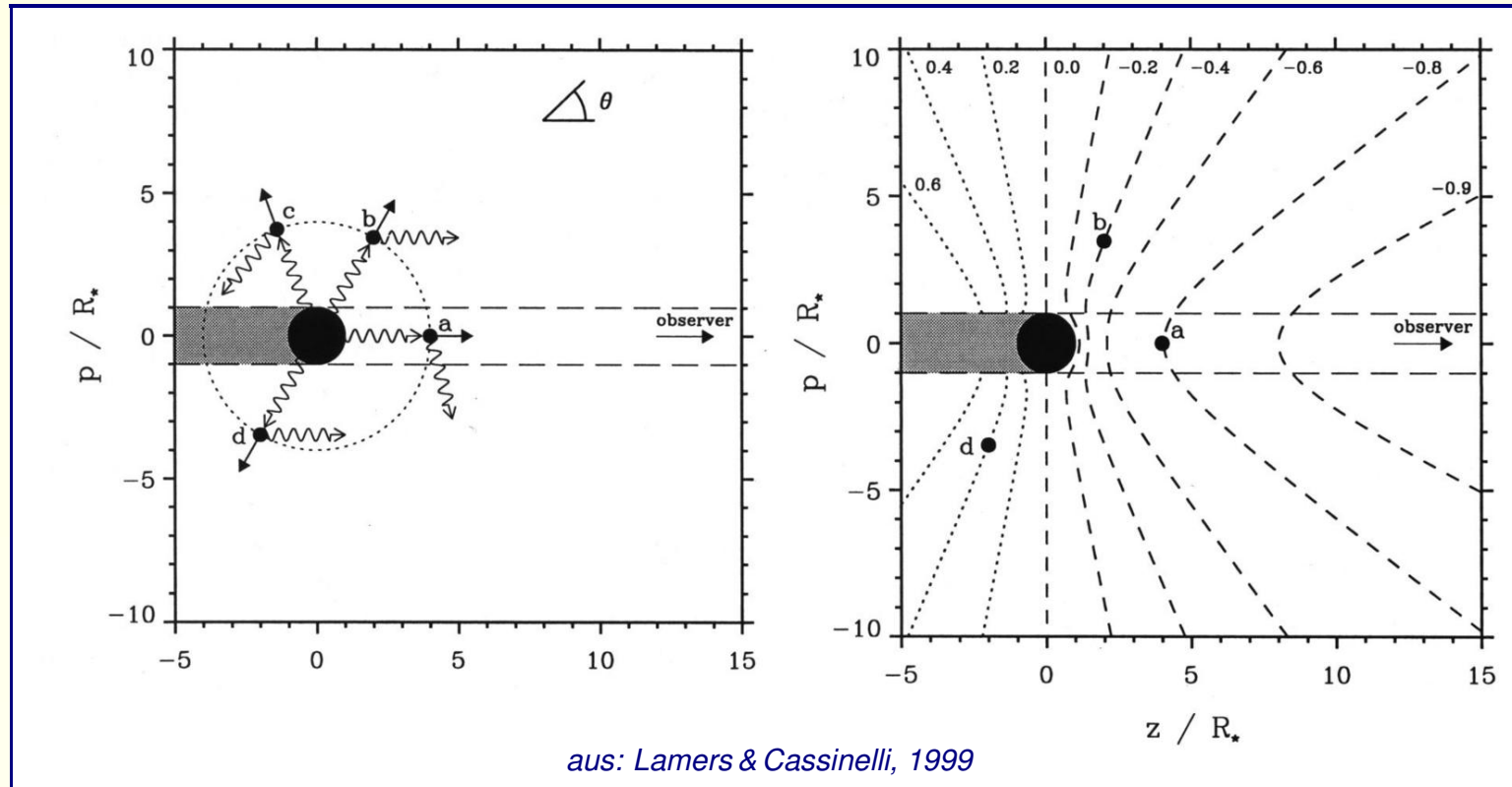
- Wind mit mit nach außen ansteigender Geschwindigkeit
- Linie optisch dick, Kontinuum optisch dünn
- Linie streut nur, noch keine Rekombination!
- Wenn nur Licht umverteilt wird: In erster Näherung keine Änderung der Gesamtäquivalentbreite (sphärische Symmetrie)

Profil einer dünnen, expandierenden "Schale"



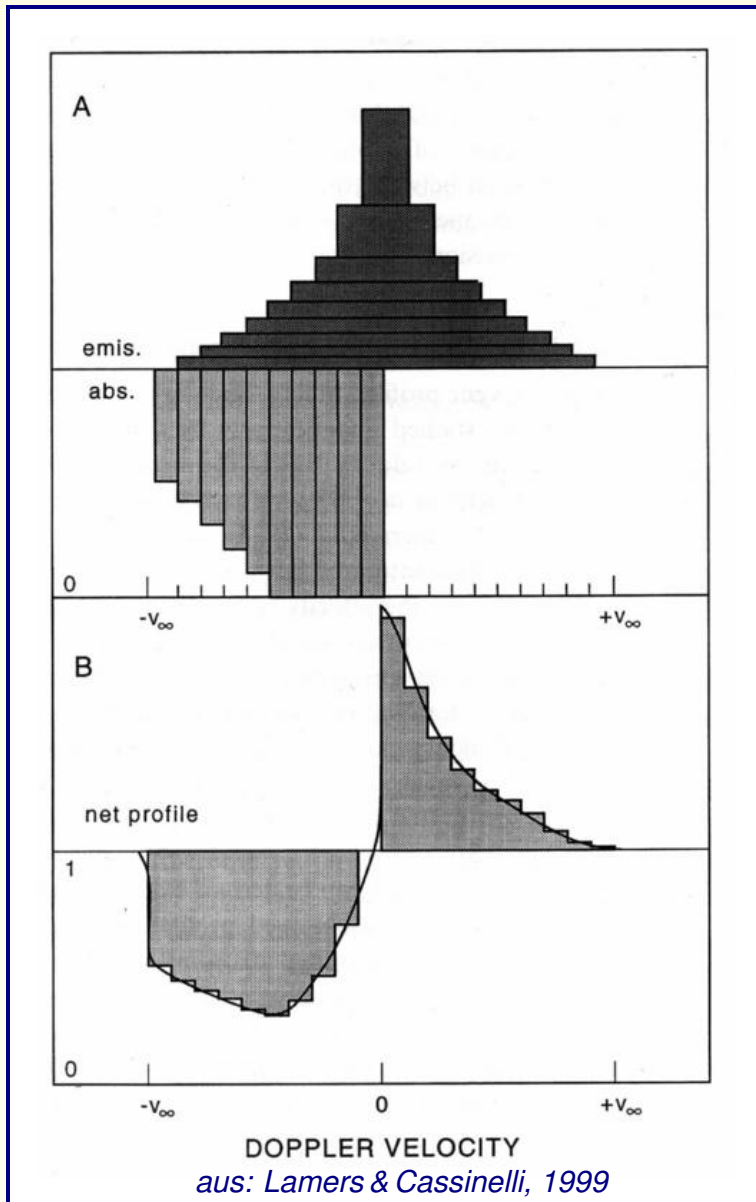
- Links: Gesamte Schale (hell) Streifen mit konstanter projizierter Geschwindigkeit (dunkel)
- Rechts: Für alle projizierte Geschwindigkeiten summierte Emission (dunkel) und Absorption (hell)
- Leichte Asymmetrie durch den vom Stern bedeckten Teil des Windes.

Projizierte Geschwindigkeiten



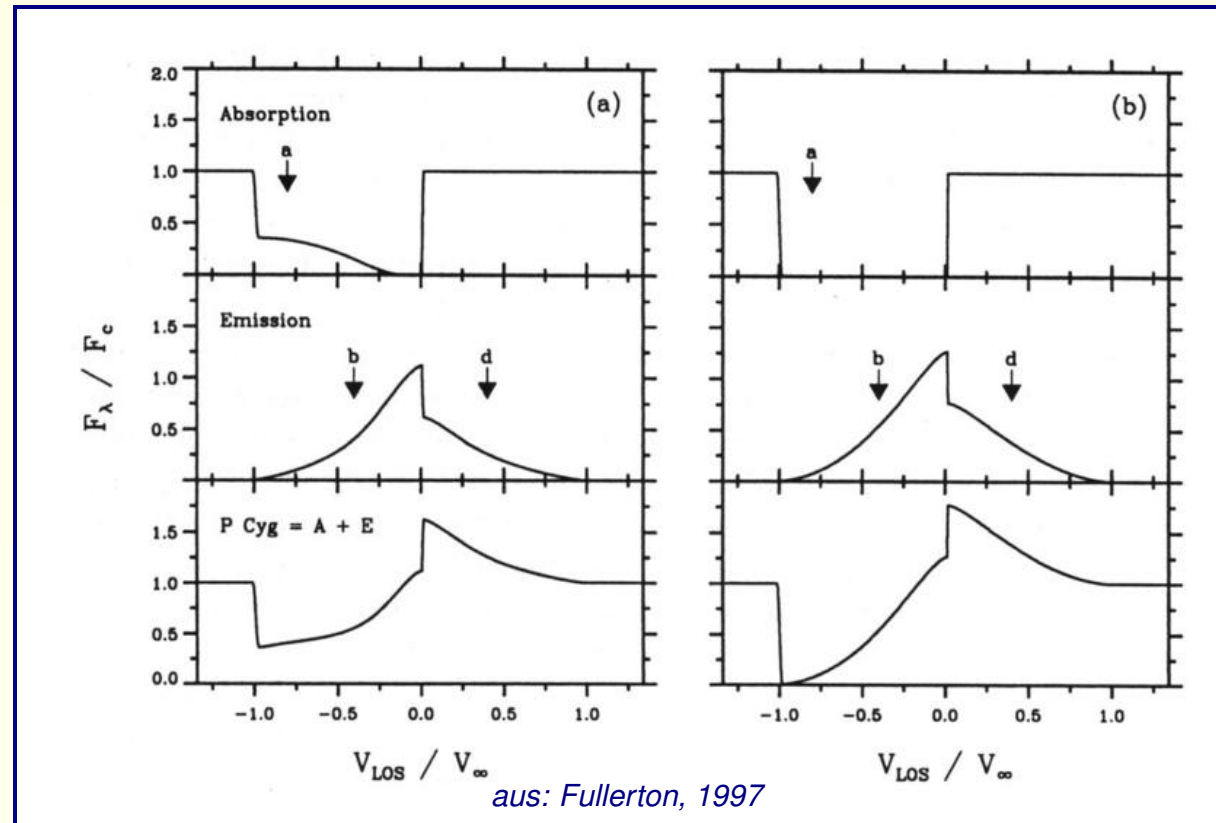
- Streuung bei gleicher Entfernung vom Stern, also gleicher Expansionsgeschwindigkeit
- Streuung vor dem Stern: Verringert Licht bei $-v_\infty < v_{\text{proj}} < 0$,
- Streuung bei $z > 0$ vermehrt Licht bei $-v_\infty < v_{\text{proj}} < 0$ (auch wenn $p < 1R_*$)
- Streuung bei $z < 0$ vermehrt Licht bei $0 < v_{\text{proj}} < v_\infty$ (außer wenn $p < 1R_*$)

Von einer Schale zum gesamten Wind



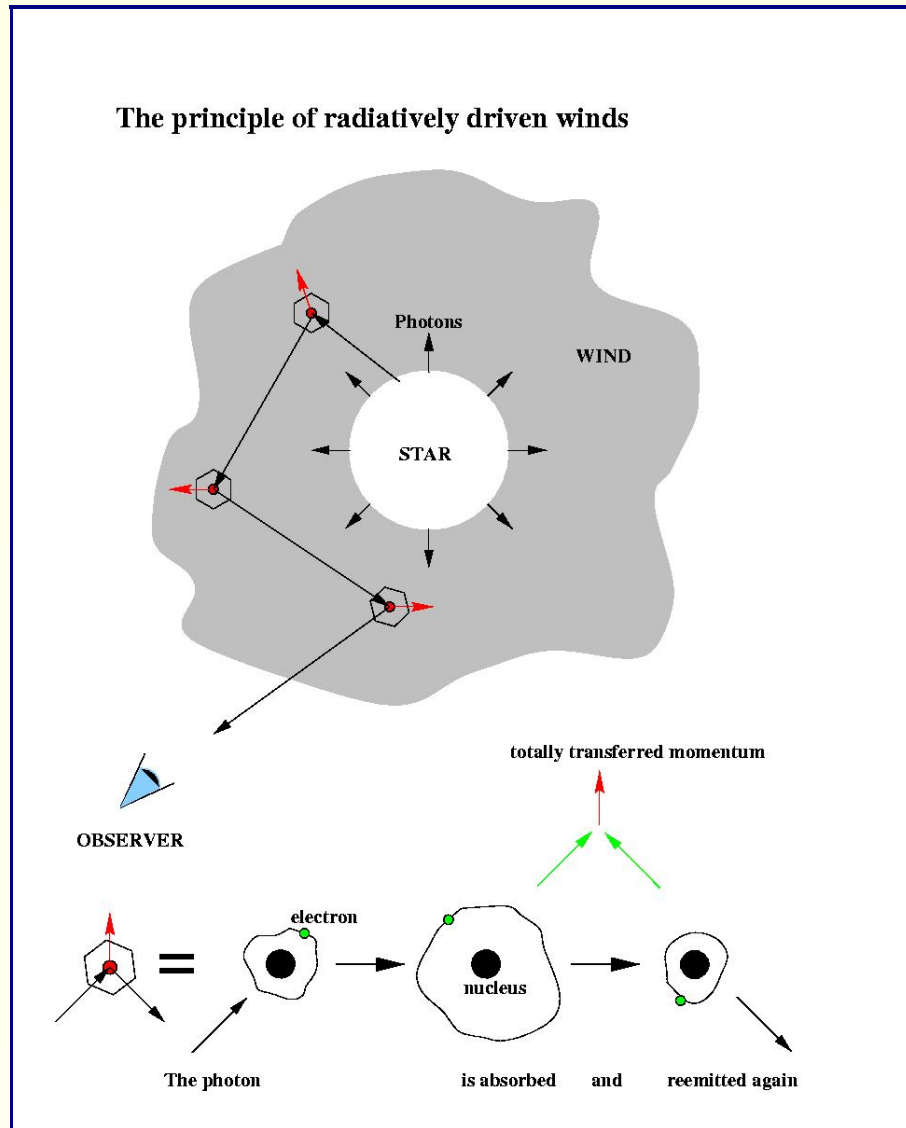
- Aufeinanderfolgende Schalen mit nach außen ansteigender Expansionsgeschwindigkeit und abnehmender Dichte (d.h. Emission und Absorption nehmen ab)
- Absorption einer Spektralline bei λ_{line}
- Wind beschleunigt, d.h. λ_{line} verschiebt sich im Ruhesystem des Sterns als Funktion des Radius
 - ➔ Der beschleunigende Wind schiebt sich selbst aus seinem eigenen Schatten
 - ➔ Größte Geschwindigkeit der Absorption ist v_∞
- Falls Ion nur in Sternnähe:
 - ➔ Bedeckter Teil des Windes vergleichsweise groß. Mehr Absorption als Emission
 - ➔ Absorption wird nicht ganz bis v_∞ reichen

Effekt optischer Dichte



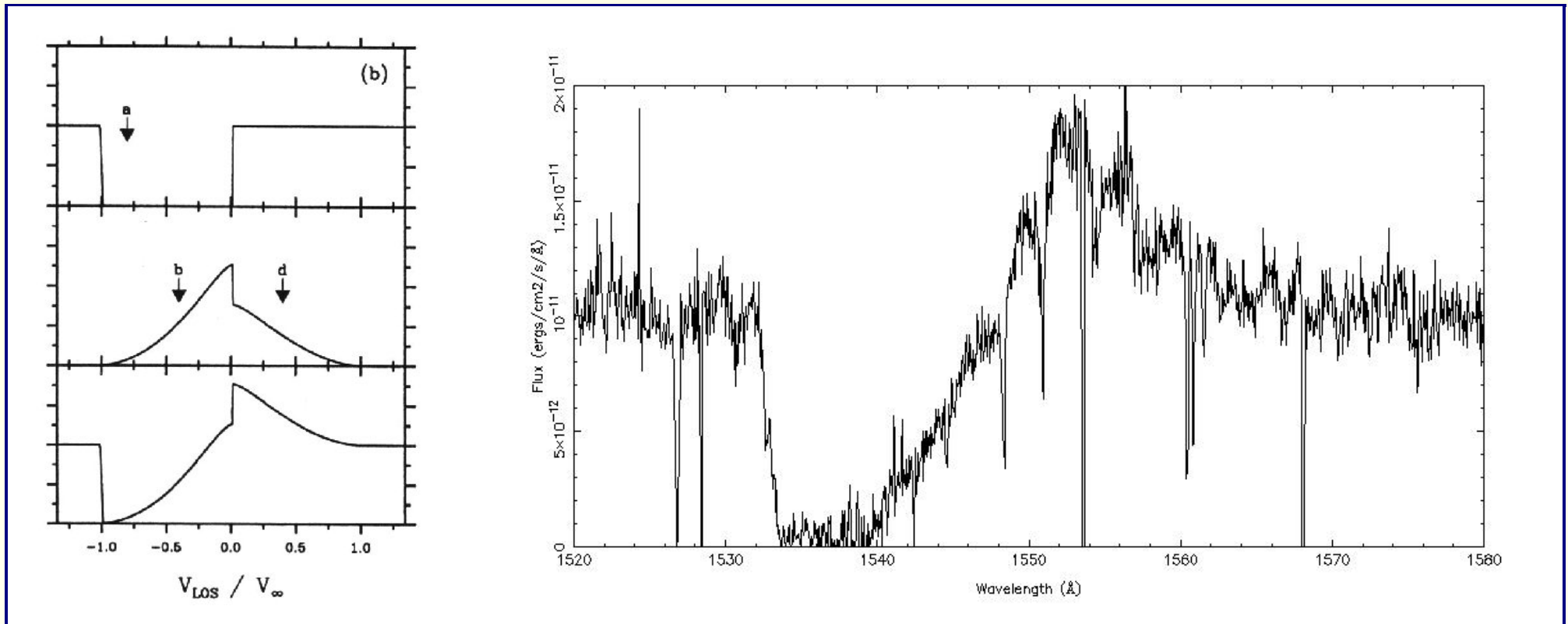
- Das P Cygni-Profil für Linien mit mittlerer bis hoher optischer Dichte
- Sieht eigenartig aus, jedenfalls ganz anders als die visuellen Linien in P Cygni selbst
 - ➔ Nur Streuung berücksichtigt, noch keine Rekombinationsstrahlung

Streuung der Photonen in einer zirkumstellaren Hülle



- “Streuung” bedeutet hier:
 - ➔ Photon wird absorbiert
 - ➔ Angeregter Zustand regt über selben Übergang ab
 - ➔ Photon wird im Ruhesystem des Atoms bei gleicher Wellenlänge re-emittiert
 - ➔ Netto-Impulsübertrag vom Stern weg, weil Re-emission isotropisch
- Bedingungen werden durch Resonanzlinien gut erfüllt
- Auf englisch “Line scattering” im Gegensatz zu “electron scattering”

UV-Resonanzlinien



- Spektrum des CIV 1548,1551 Resonanzliniendoublets in einem O4 V-Stern, aus dem IUE-Archiv
- Beide Linien nahe beieinander verglichen mit Geschwindigkeiten im Wind
- Profil dem einer einzelnen Resonanzlinie vergleichbar

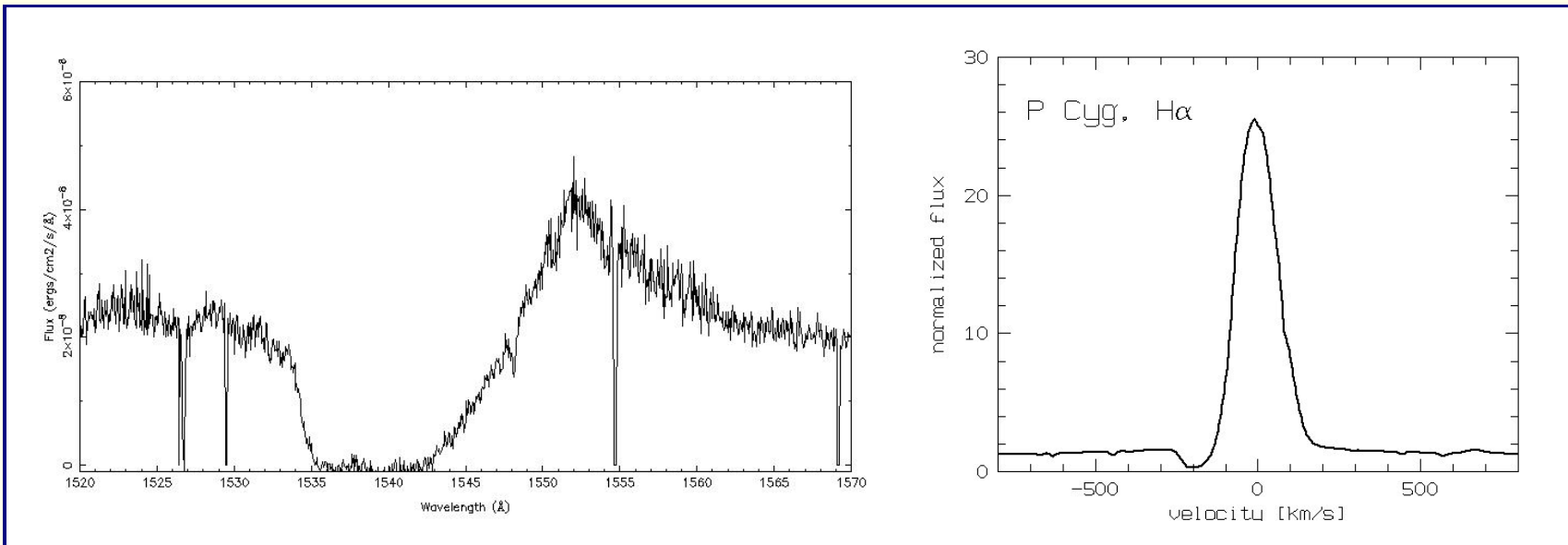
Eigenschaften der typischen Resonanzübergänge im Wind

- Gehen vom Grund- (oder metastabilen) Zustand des jeweiligen Ions aus
- Optische Dichte einer starken Linie (z.B. CIV 1548,1551) kann leicht 10^6 übersteigen
- Zerfallen wieder in diesen Grundzustand
- Re-emission innerhalb kürzester Zeitskalen (Lebenszeit ca. 10^{-10} bis 10^{-9} Sekunden), etwa 10^5 bis 10^6 Absorptionen pro Sekunde im photonenreichen Strahlungsfeld von heißen Sternen
- Grobe Abschätzung: Ionenmasse: $m_{\text{Ion}} = 20m_{\text{H}}$, Resonanzlinie bei 1000 \AA
 - Absorption eines Photons erhöht Ionenimpuls um $h\nu$, was etwa 20 cm s^{-1} ergibt
 - Nach einer Sekunde wäre Ion auf 200 km s^{-1} beschleunigt, nach deutlich weniger als einer Stunde relativistisch
- Aber: Für Hauptanteile des Windes, aus H und He funktioniert der Mechanismus nicht (voll ionisiert)
 - Impuls wird durch Stöße (Coulomb-Wechselwirkung) im ionisierten Plasma auf das Gesamtplasma umverteilt

Ionensorten im Wind

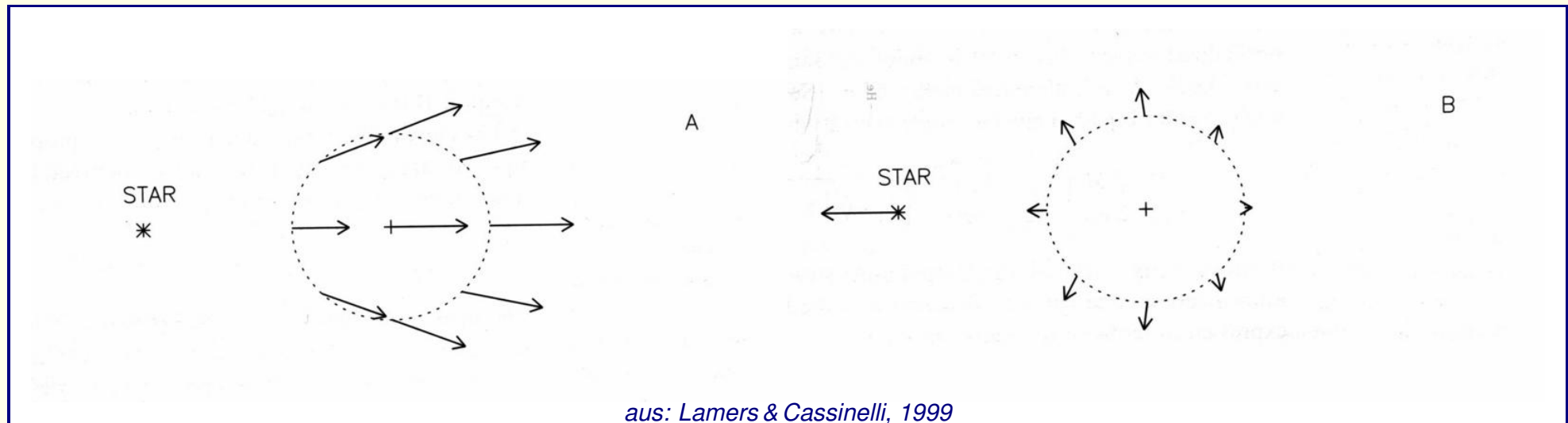
- Linien im Wind stammen teilweise von Ionisationsstufen ein bis zweifach über den für die Strahlungstemperatur erwarteten
 - Z.B. Frühe B Sterne in der Photosphäre: C^{II/III}, N^{II/III}, Si^{III/IV}.
 - Im Wind dagegen Linien von C^{III/IV}, N^{IV/V}, Si^{IV}.
- “Superionisation” des Windes, aber sicher keine Chromosphäre oder gar Korona
- Stattdessen werden derzeit diskutiert:
 - Ionisation durch Stoßfronten im Wind, da die Winde intrinsisch instabil sind
 - Ionisationsgleichgewichte im Wind empfindlich abhängig vom Strahlungsfeld unter 100 Å, d.h. im EUV und soft X-ray Bereich
 - Diese Bereiche stark abhängig von non-LTE Effekten, es gibt keine wirklich guten Modelle für Sternatmosphären bei diesen Wellenlängen

Resonanz- vs. Rekombinationslinien



- Wenn statt der Streuung eine zusätzliche Quelle für die Linienemission besteht, kann Emission viel stärker sein.
- $H\alpha$ ist keine Resonanzlinie. Balmerlinien entstehen:
 - ➔ bei der Rekombination von ionisiertem zu neutralem Wasserstoff
 - ➔ Durch Fluoreszenz: Z.B. $Ly\beta$ wird durch UV-Strahlung des Sterns angeregt, emittiert zum Teil über die Kaskade $H\alpha-Ly\alpha$ zurück in den Grundzustand.

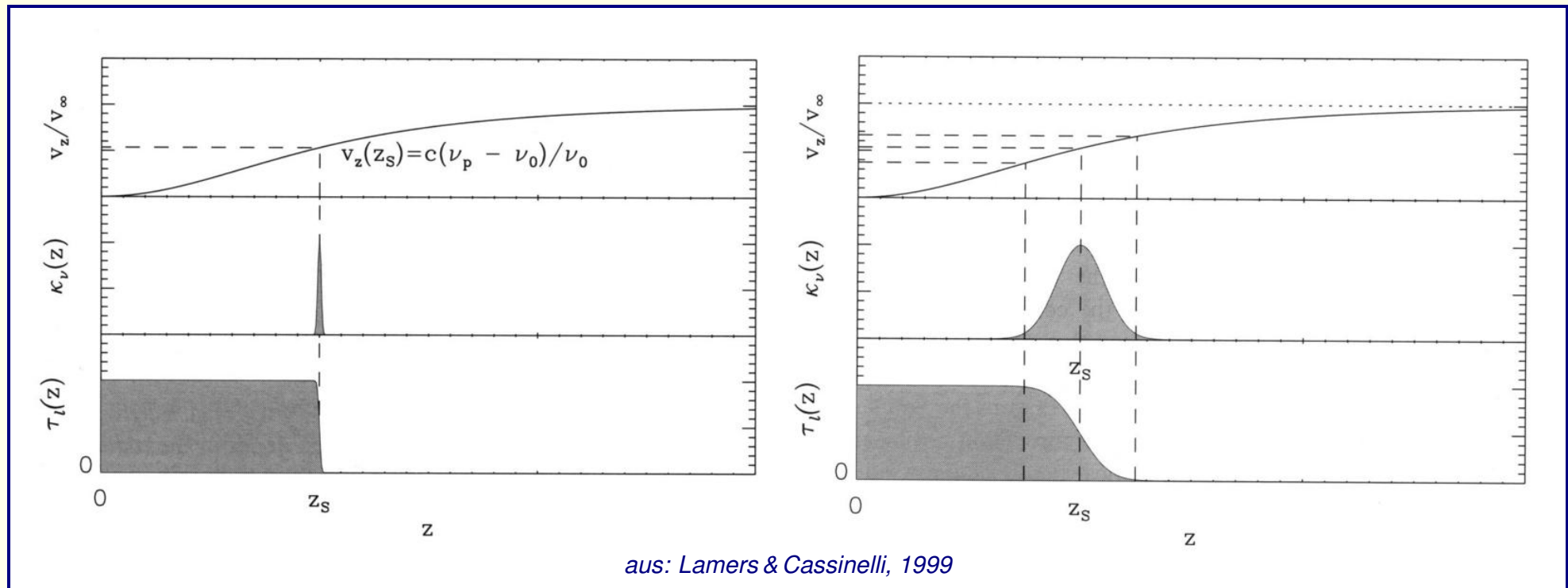
Emissionslinien sind (näherungsweise) optisch dünn



- Wind im Kontinuum optisch dünn
- Durch sphärische Symmetrie und nach außen ansteigende Geschwindigkeit entfernen sich alle Windteilchen voneinander
 - Von jedem Punkt aus ist der gesamte Rest des Windes rotverschoben
 - Ein von einem Übergang emittiertes Photon kann, außer in der unmittelbaren Umgebung des Emissionsereignisses, nicht mehr von diesem Übergang absorbiert werden.

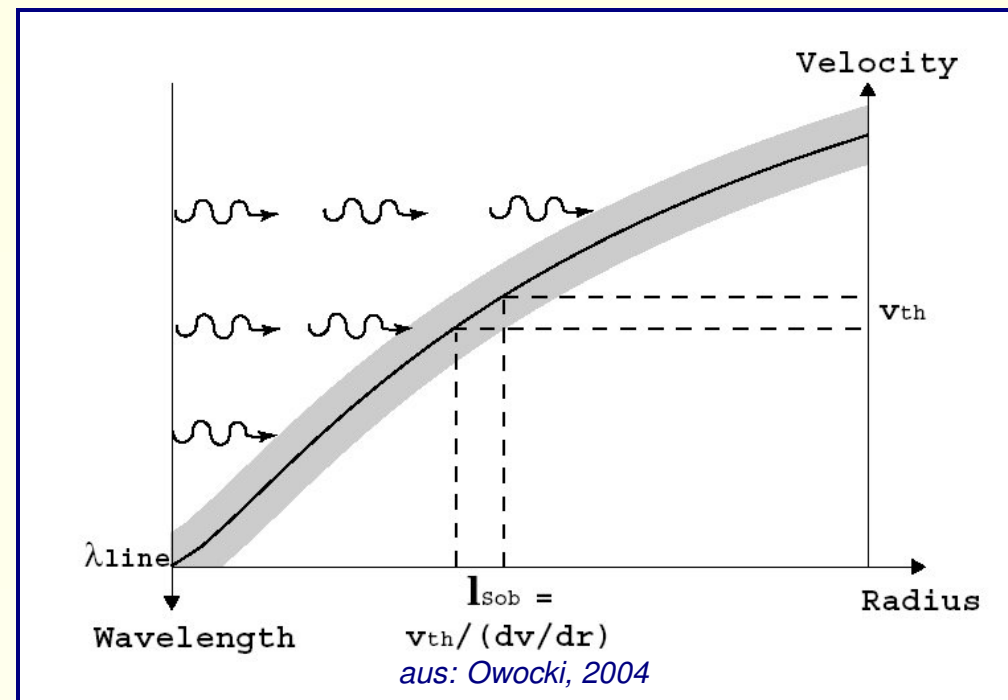
Jedes Photon einer Spektrallinie interagiert nur “einmal” mit dem Wind

Die Sobolevlänge



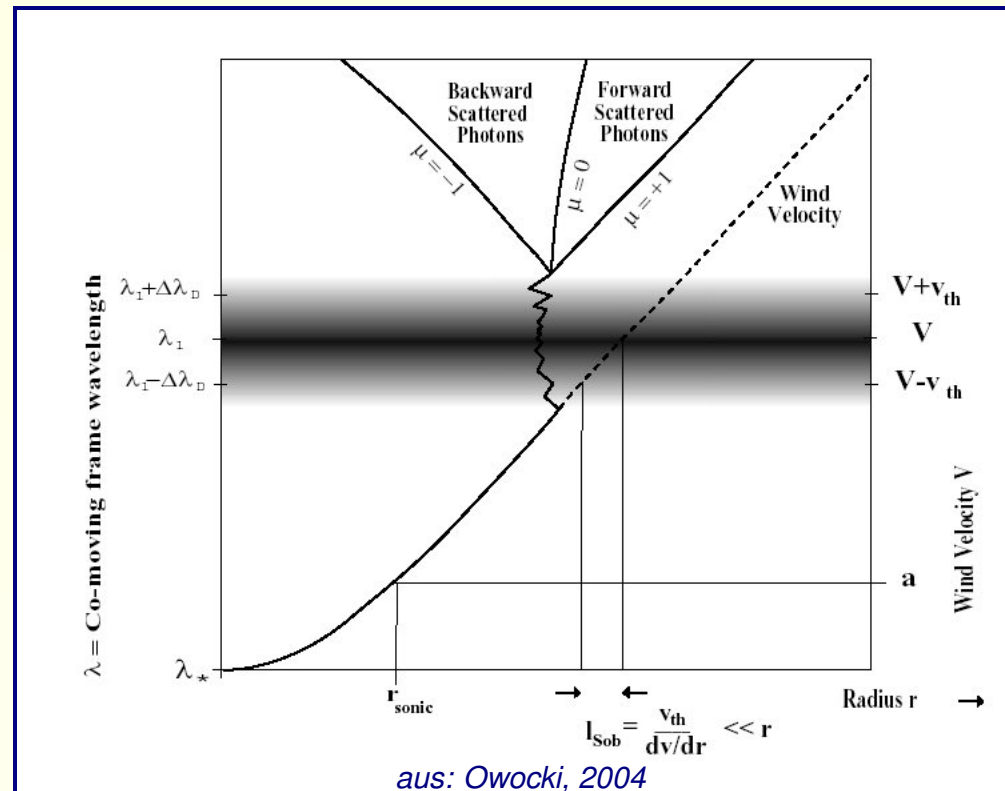
- Anstieg der optischen Dichte von Sobolev ursprünglich als Stufenfunktion angenommen
 - Integral der Linienopazität in radialer Richtung
 - Linienopazität wäre Deltafunktion
- Für den Fall eines Gebietes mit großer intrinsischer Breite (Turbulenz) ist der Bereich, in dem Emission re-absorbiert werden kann, größer

Die Sobolevnäherung



- Die “unmittelbare Umgebung” im Sinne der Sobolev-Näherung ist gegeben durch:
 - ➔ Beschleunigung dv/dr und die inkohärenten lokalen Geschwindigkeiten, thermisch (bzw. turbulent) ➔ Sobolev-Länge $l_{\text{Sob}} = v_t / (dv/dr)$
 - ➔ D.h. physikalisch: Alles, was bei $\Delta l > l_{\text{Sob}}$ geschieht, kann bei der Betrachtung einer Spektrallinie komplett ignoriert werden
 - ➔ Sobolev-Näherung ist wichtiges Prinzip im Wind, vereinfacht Theorie erheblich

Sobolev-Näherung aus der Sicht des Windes (comoving frame)



- ➔ Die zunehmende Rotverschiebung der Photonen vom Stern bringt “frische” blaue Photonen in den Bereich der Resonanzwellenlänge
- ➔ Photon erreicht in vielen Streuprozessen den roten Rand der Resonanz
- ➔ Aber: Alle Streuungen lassen sich als ein einziger Netto-Streuprozess innerhalb l_{sob} ausdrücken

Emissionslinien mit Rekombination

- Beobachtbare Linienemission kommt aus dem gesamten Wind (außer durch Stern abgeschatteter Teil)
- Mit der Emissivität j_1 für Rekombinationslinien, z.B. Osterbrock (1989) für $H\alpha$

$$j_1 \approx 3.56 \times 10^{-25} n_e n_p (T/10^4)^{-0.96} (5000 \text{ K} < T < 20\,000 \text{ K})$$

läßt sich Gesamtleuchtkraft einer Linie aufintegrieren

$$L_1 = \int_{r_{\min}}^{\infty} 4\pi r^2 j_1(r) (1 - W(r)) dr$$

→ $W(r)$ ist der geometrische Effekt der Abschattung durch den Stern:

$W(r) = (1 - \sqrt{1 - (r_{\min}/r)^2})/2$, r_{\min} ist der Radius, bei dem der Wind im Kontinuum optisch dünn wird

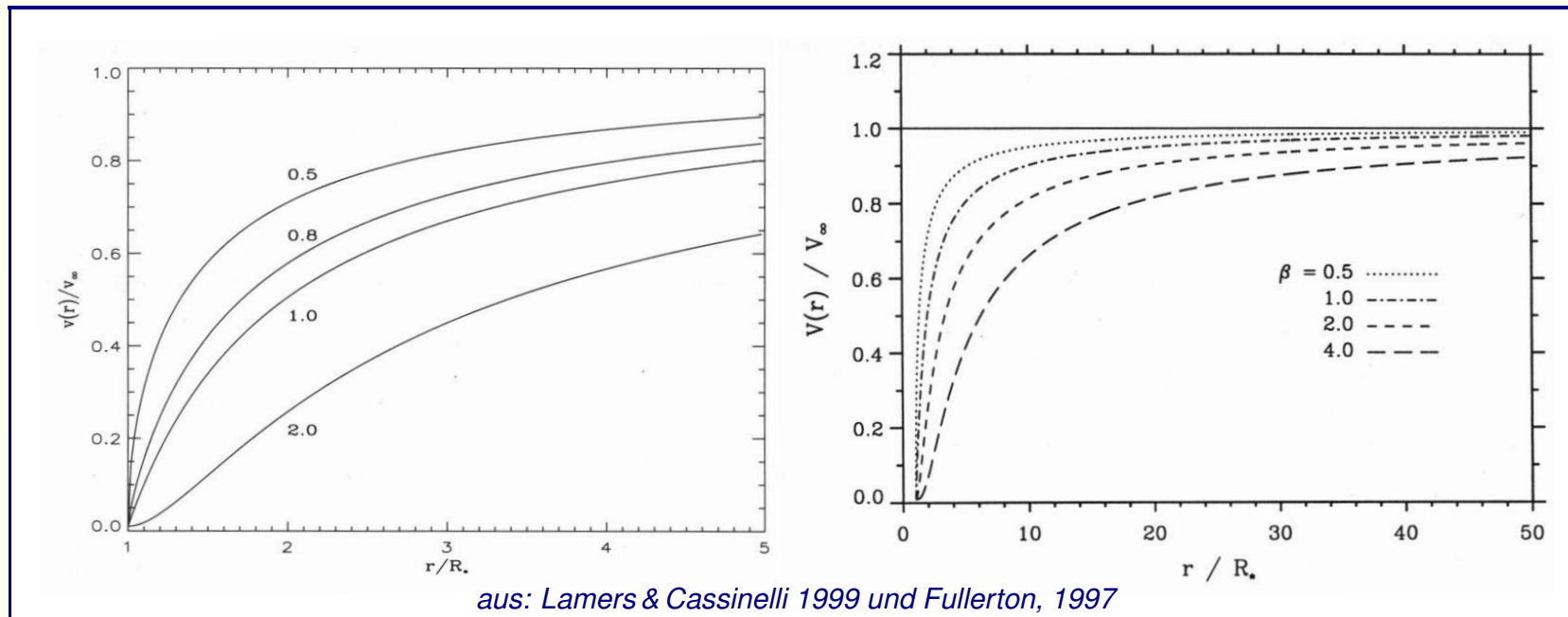
- Für stationären Wind wegen der Kontinuitätsgleichung analytisch lösbar, nur Geschwindigkeits- und Temperaturstruktur notwendig, um \dot{M} zu bestimmen

Parametrisiertes Geschwindigkeitsgesetz (“beta-law”)

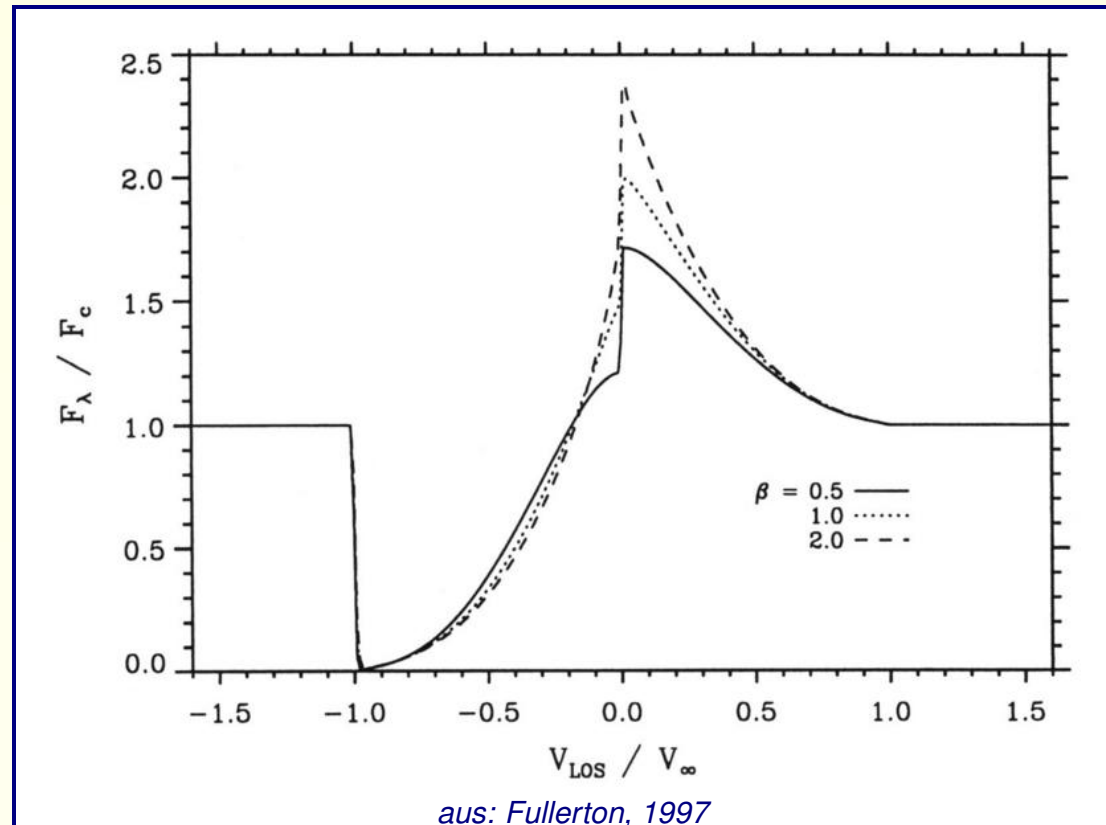
- Die Beschleunigung im Wind wird i.A. in der Form angegeben:

$$v(r; v_0, \beta) = v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta$$

- v_0 ist Geschwindigkeit bei $1R_\star$, in der Praxis oft als $v_0 = v_{\text{son}}$
- Beta-Gesetze bei niedrigen Geschwindigkeiten nur bedingt korrekt.
- Theoretische Berechnungen ergeben ein $\beta \approx 0.8$ für Winde von O-Sternen

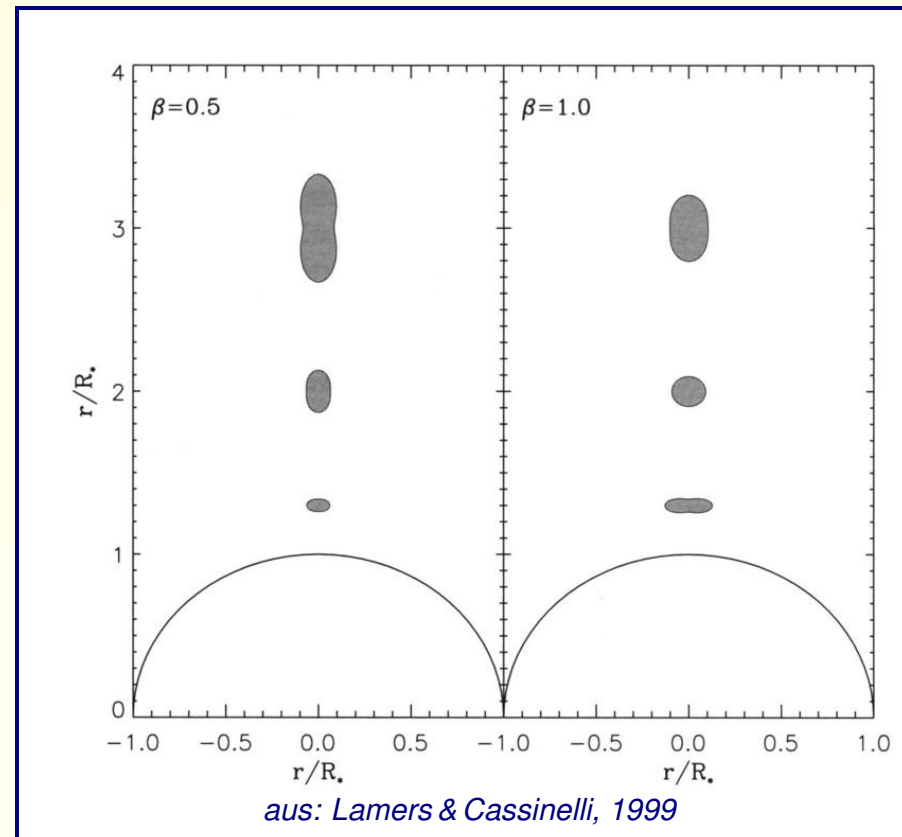


Einfluß des beta-Parameters auf das Profil



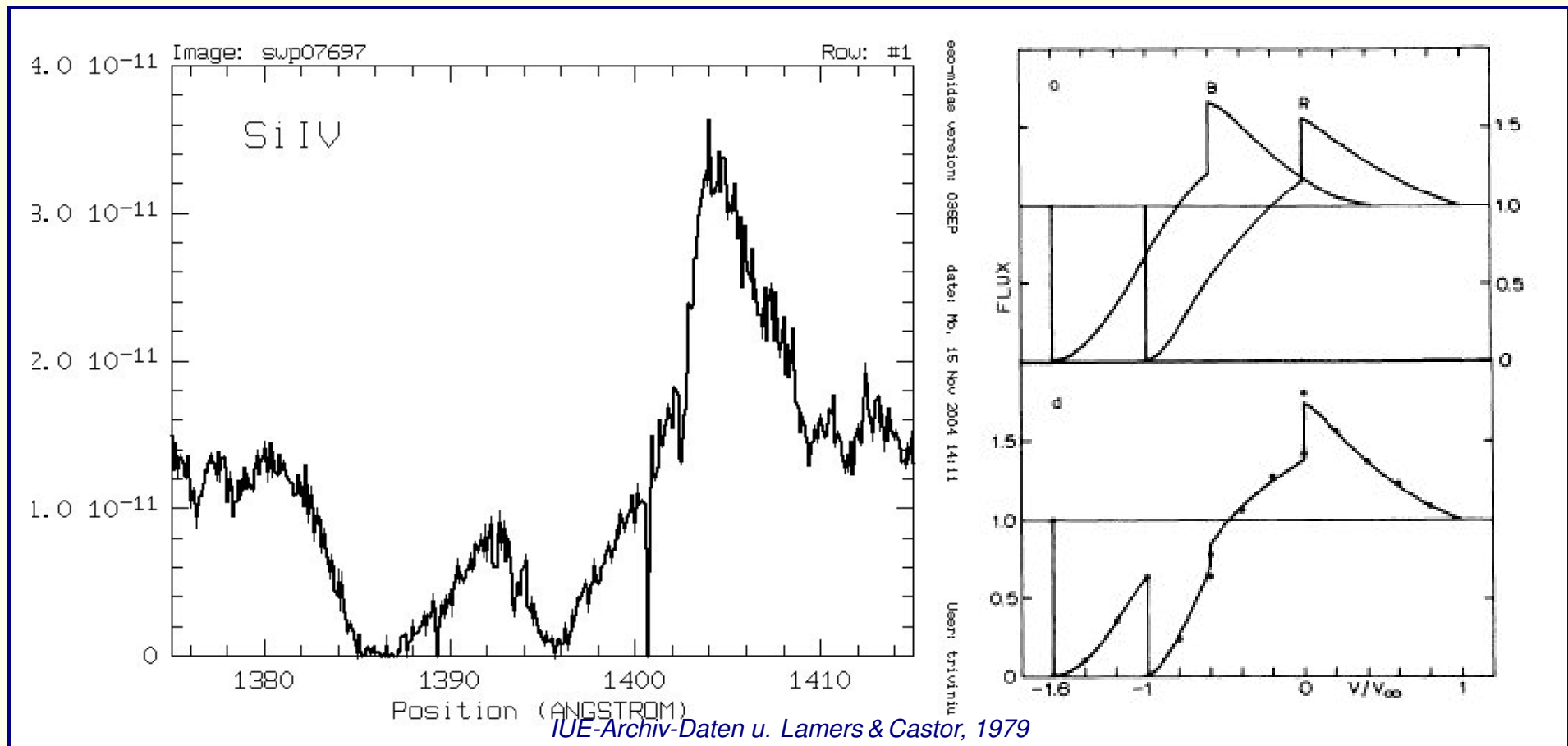
- β legt Beschleunigung fest
- Bei hohem β bleibt Material vergleichsweise lange in Sternnähe
 - Hohe Dichte nahe beim Stern, was die Anzahl gestreuter Photonen bei niedrigen Geschwindigkeiten erhöht

Die Sobolevnäherung in Abhängigkeit von der Beschleunigung



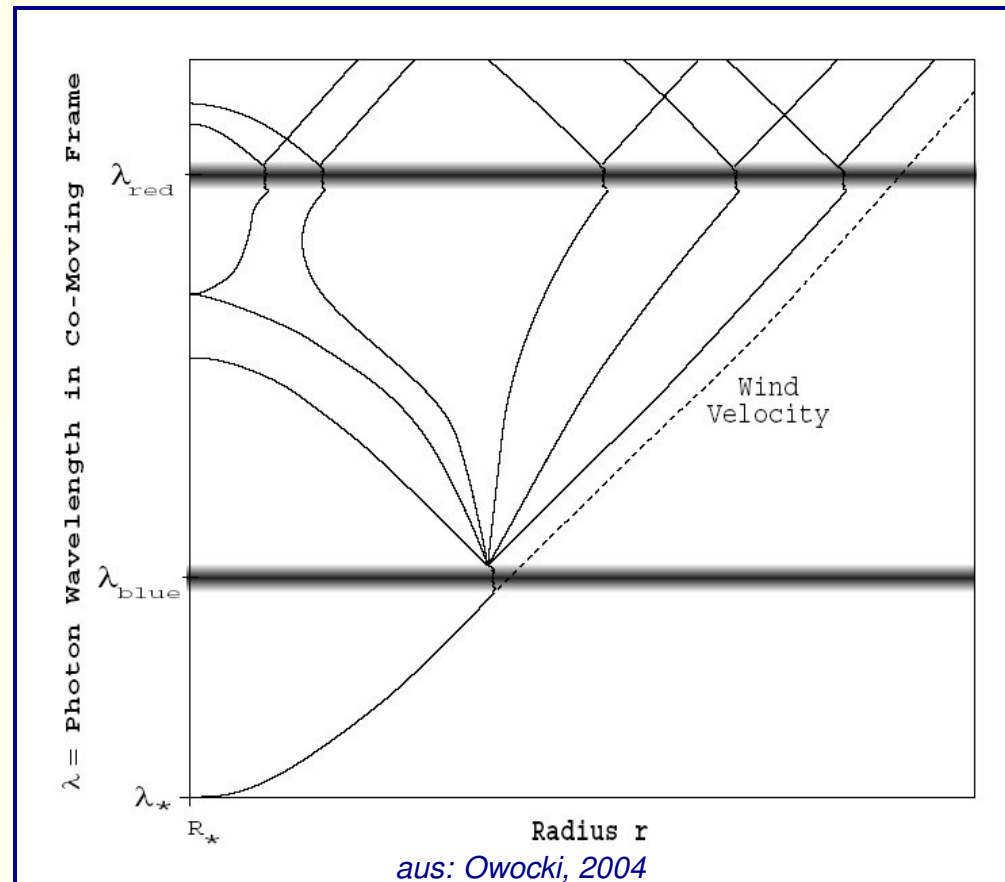
- In zweidimensionaler Betrachtung ist die Sobolevlänge $v_t / (dv/dr)$ richtungsabhängig
- Typische v_t sind im Bereich von $0.1 \dots 0.2v_\infty$
- Je kleiner (steiler) das beta, desto kleiner die die Sobolevlänge nahe am Stern, weiter außen um so größer

Starke UV-Resonanzlinien: Dublett-Linien



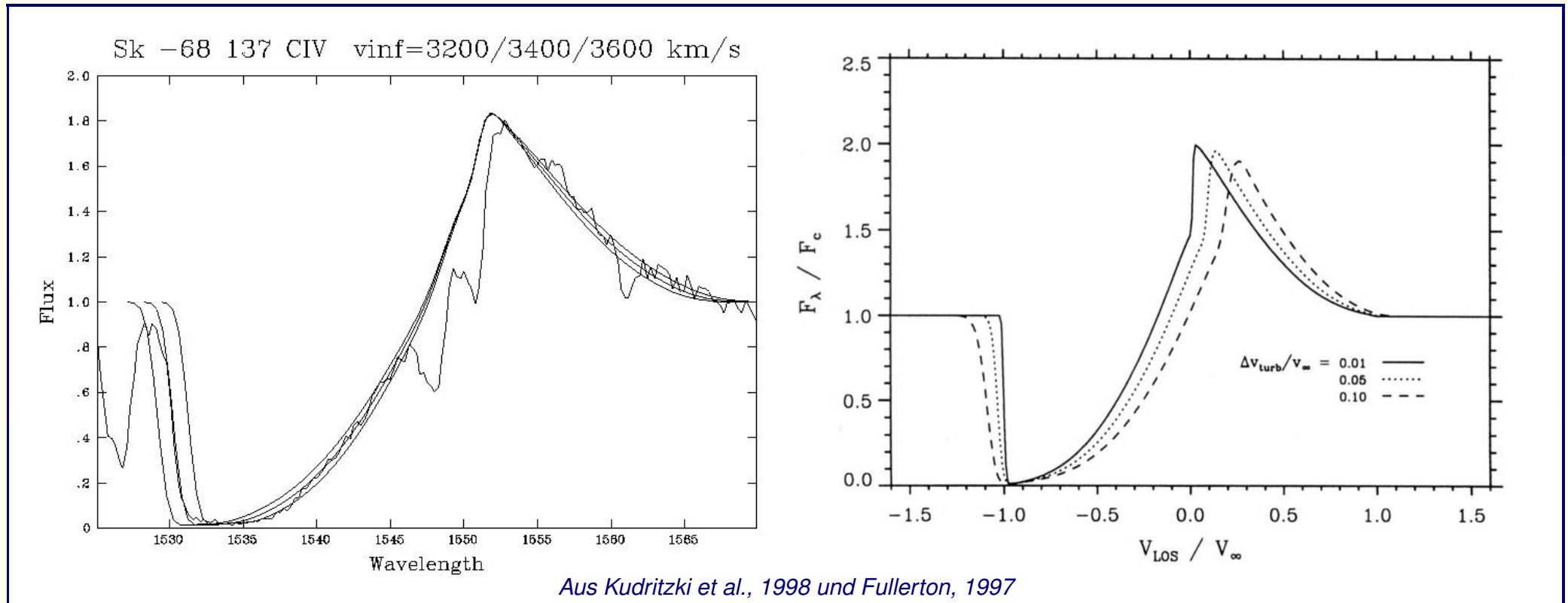
- Die meisten starken UV-Resonanzlinien sind Dublett-Linien mit $\Delta v < v_{\infty}$
 - ➔ Z.B. Nv 1239,1243, Civ 1548,1551, Siiv 1394,1403
 - ➔ Solange $\Delta v > v_t$: Blaue Linie modifiziert Strahlungsfeld, dass rote Linie sieht, aber nicht umgekehrt

Sobolev-Näherung in einer Dublett-Linie



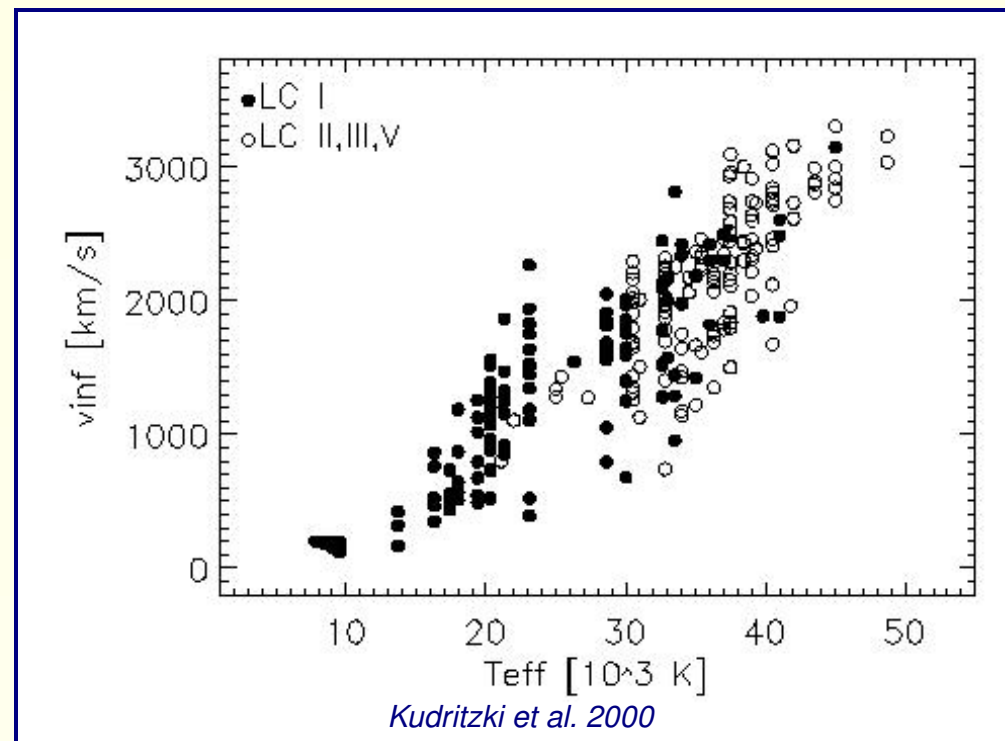
- ➔ Photon streut in der blauen Komponente wie in einer einzelnen Linie
- ➔ Gestreutes Photon muß überall im Wind durch die Absorption der roten Komponente
- ➔ In den Wind übertragene Energie und Impuls höher als bei Einzelstreuung

Diagnostisches Potential von P Cygni-Linien: Geschwindigkeiten



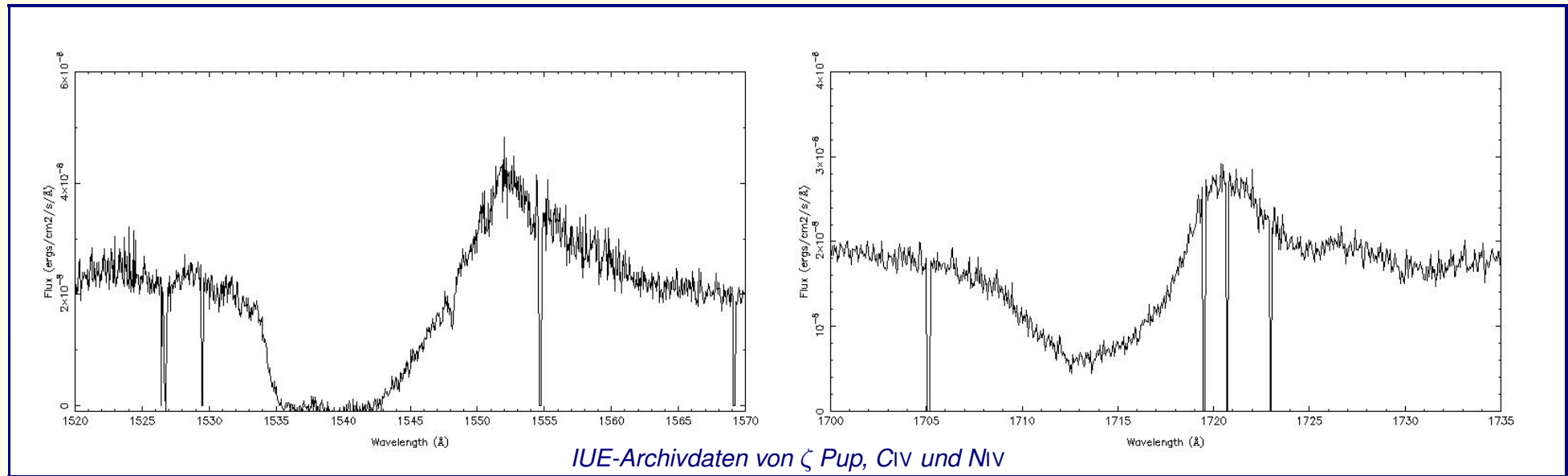
- Bestimmung der Endgeschwindigkeit v_{∞} in gesättigten Linien
- Der Punkt, an dem der schwarze Absorptionstrog blauwärts endet
- Ebenfalls bestimmbar: Die Turbulenzgeschwindigkeit im Wind
- Unterschied zwischen Kontinuumübergang und schwarzer Kante hängt von v_{turb} ab

Endgeschwindigkeiten im Wind



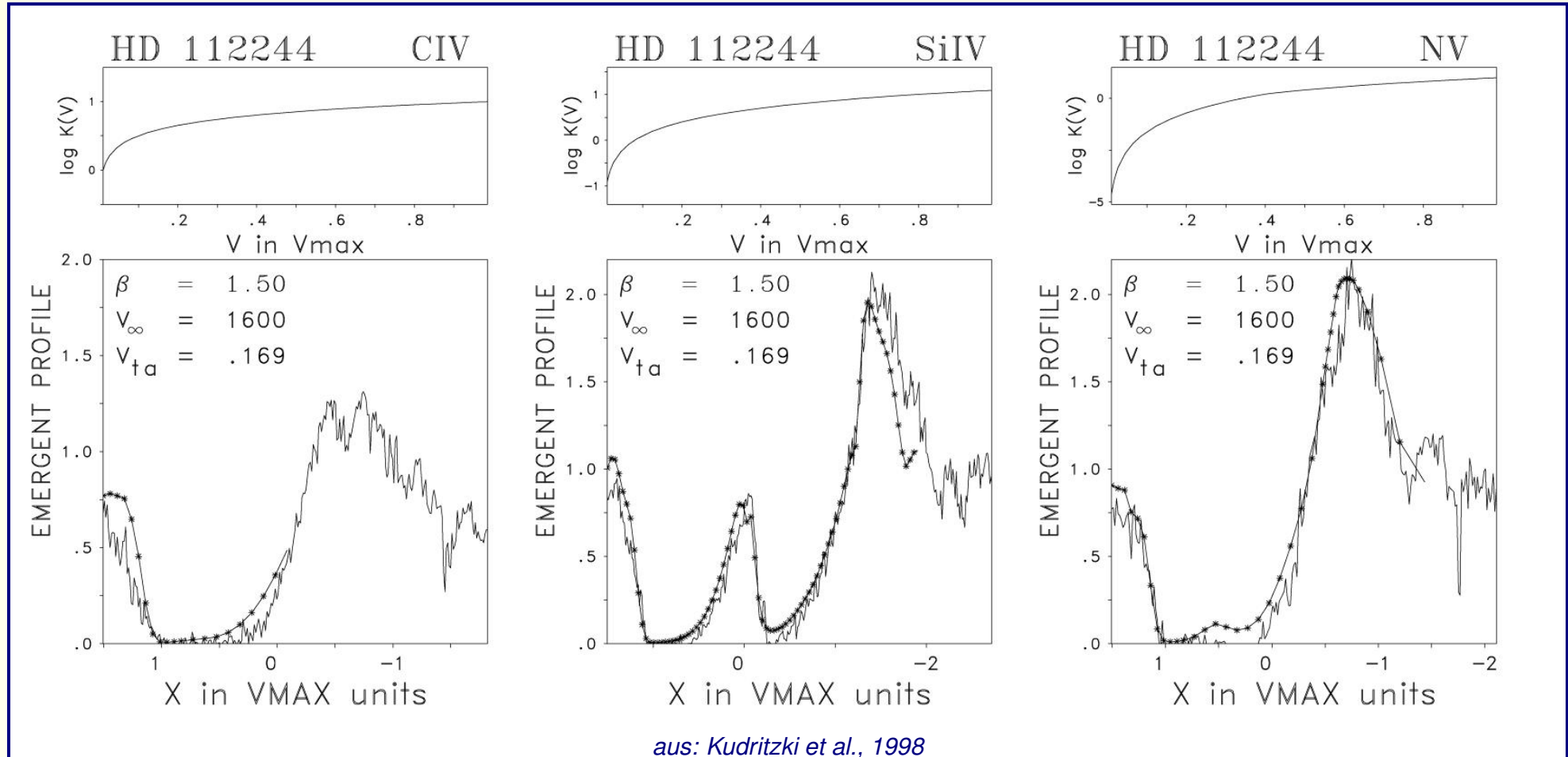
- Endgeschwindigkeit stark von Temperatur der Photosphäre abhängig
- Erinnerung: Energieeintrag in den Wind außerhalb des kritischen Punktes ($v_{\text{wind}}(r) = v_{\text{son}}$) erhöht Geschwindigkeit
- Höhere Temperatur \rightarrow UV-reicheres Strahlungsfeld pro Fläche \rightarrow Mehr Impuls kann in den Wind übertragen werden
- Streuung nicht durch Meßunsicherheiten, sondern intrinsisch

Diagnostisches Potential von P Cygni-Linien



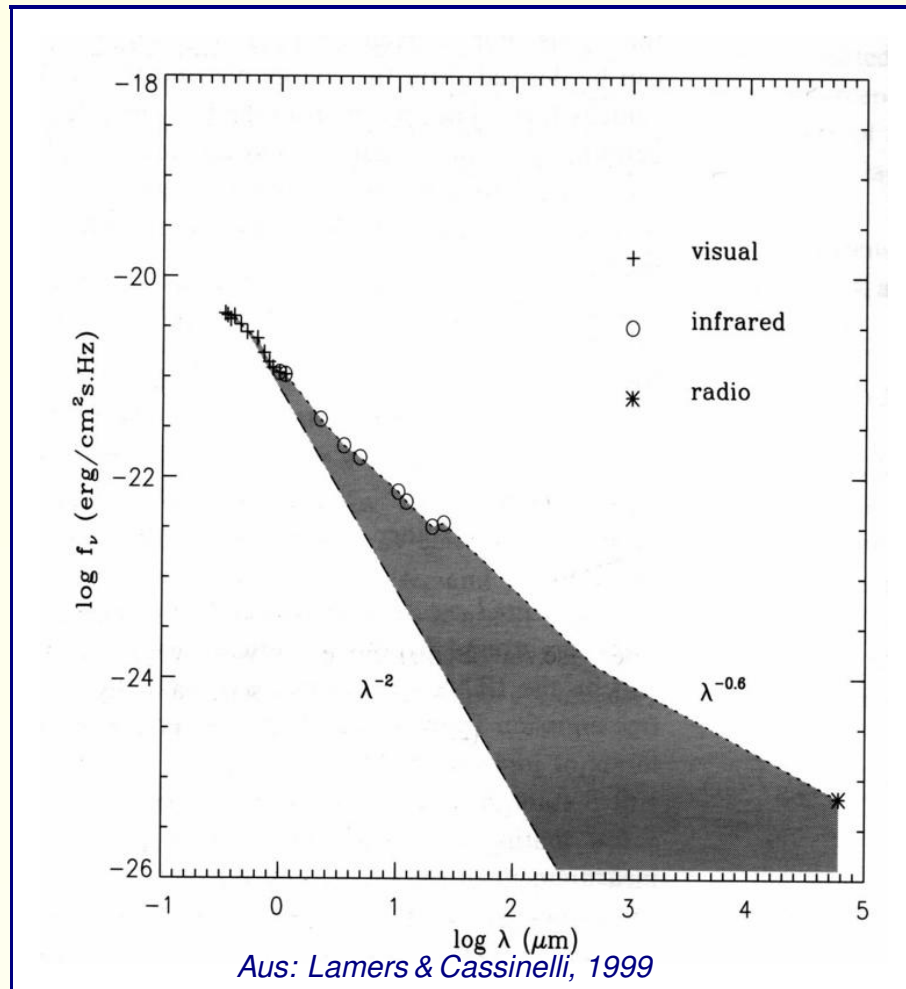
- Mit ungesättigten Linien kann durch Vergleich mit theoretischen Modellen radiale Dichteverteilung des entsprechenden Ions bestimmt werden
- Damit können, zusammen mit den anderen Annahmen zum Geschwindigkeitsgesetz, Massenverlustraten bestimmt werden. Aber: Annahme des Ionisationsgleichgewichts notwendig (Problem: siehe Folie "Ionensorten")
- Vergleich der Ergebnisse verschiedener Methoden, z.B. von Kontinuums-basierten Diagnosemethoden

Diagnostisches Potential: Multi-line fits



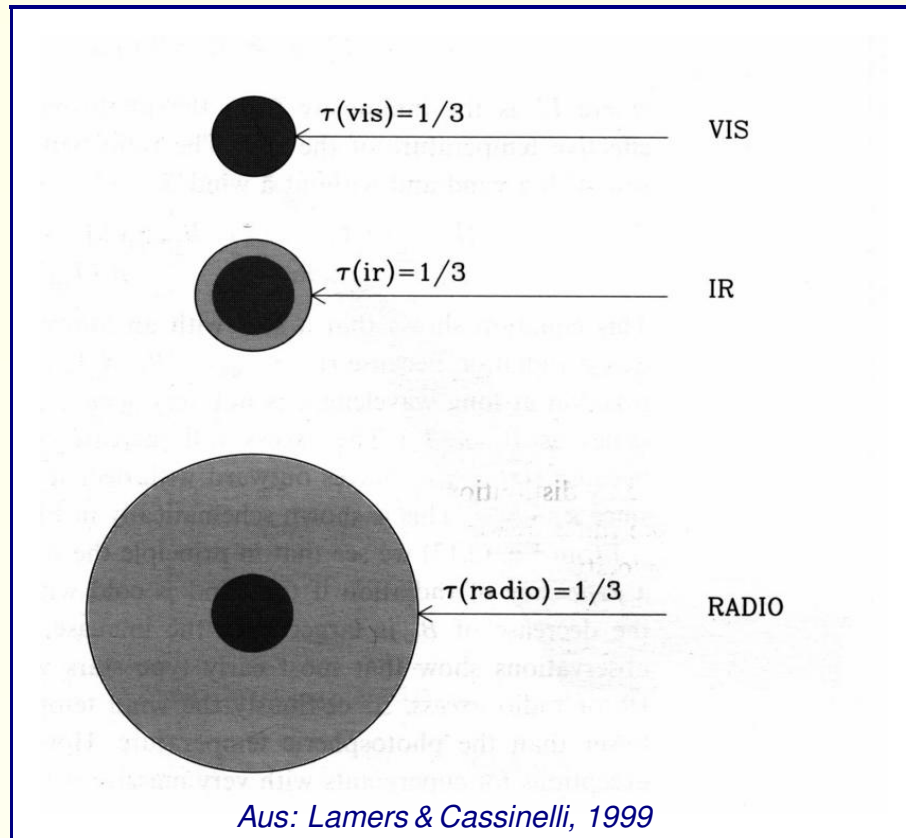
- Gleichzeitiges modellieren verschiedener Linien
- Individuelle freie Parameter der einzelnen Linien sind nur Ionendichten und Besetzungen im Wind, Rest ist gemeinsam

Infrarot- und Radioexzess durch Winde heißer Sterne



- Mehr IR und Radioemission als von visueller Photosphäre extrapoliertes Fluß
- Der Unterschied (grau) heißt Exzess
- In doppeltlogarithmischer Darstellung eine flachere Neigung als die Rayleigh-Jeans-Näherung
- Spektralindex im Bereich 0.6, d.h.
 $S_\nu \propto \nu^{0.6}$
- Typisch für frei-frei-Strahlung, d.h. Bremsstrahlung freier Elektronen im Wind, die mit dem Coulombfeld anderer geladener Teilchen (p^+ , α -Teilchen) Wechselwirken

Windradius



- IR-„Photosphäre“ ist größer als visuelle Photosphäre ($\equiv 1R_{\star}$), einige R_{\star}
- Radio-„Photosphäre“ ist einige $100 R_{\star}$ groß
- Verständnis der Beschleunigung war einer der freien Parameter bei Bestimmung von \dot{M} mit UV-P Cygni-Profilen
 - ✓ Bei einigen $100 R_{\star}$ ist der Wind bereits lange auf v_{∞} beschleunigt
- Ein zweites Problem war das Ionisationsgleichgewicht vergleichsweise exotischer Spezies
 - ✓ Frei-frei-Strahlung ist nur von $n_e n_i$ abhängig, also dem durch H und He dominierten Gesamtionsisationsgrad und der Dichte

Eigenschaften der frei-frei-Strahlung

- Bremsstrahlung freier Elektronen, die mit dem Coulombfeld anderer geladener Teilchen (p^+ , α -Teilchen) wechselwirken
- Wechselwirkungsenergie nicht quantisiert, kontinuierliches Spektrum
- Die Wechselwirkungen hängen von der Geschwindigkeitsverteilung der stoßenden Teilchen ab, also von Größen, die von thermischer Bedeutung sind
 - Frei-frei-Strahlung bringt das wechselwirkende Medium in Richtung LTE (lokales thermodynamisches Gleichgewicht)
 - Intensität der frei-frei-Strahlung ist

$$j_{\nu}^{\text{ff}} = \alpha_{\nu}^{\text{ff}} B_{\nu}(T_e)$$

- mit dem frei-frei-Absorptionskoeffizienten (z.B. Rybicki & Lightman, 1979)

$$\alpha_{\nu}^{\text{ff}} = 3.7 \cdot 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} \left(1 - e^{-h\nu/kT}\right) g(\nu, T) [\text{cm}^{-1}]$$

- Z : mittlere Ladung; g : Gaunt-Faktor

Optische Dichte der frei-frei-Absorption

- Im IR und Radiobereich $h\nu \ll kT$, deswegen $(1 - e^{-h\nu/kT}) \approx (h\nu/kT)$

$$\alpha_{\nu}^{\text{ff}} = 1.78 \cdot 10^{-2} T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} g(\nu, T) \text{ [cm}^{-1}\text{]}$$

- Gaunt-Faktor $g \propto \ln(T^{3/2}/\nu)$ nur schwach abhängig von Frequenz, also kann man schreiben

$$d\tau_{\nu}^{\text{ff}} = \alpha_{\nu}^{\text{ff}} dr \propto \nu^{-2} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{\lambda}^{\text{ff}} \propto \lambda^2$$

- Solange es frei-frei-Prozesse im Wind gibt, kommt immer der Punkt in Wellenlänge, an dem $\tau_{\lambda}^{\text{ff}} = 1$ und damit der Exzess einsetzt.
 - ➔ In Sternen mit langsamen, d.h. dichteren Winden ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$) im mittleren bis fernen IR
 - ➔ In Sternen mit schnelleren Winden ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) im mm bis cm-Bereich
 - ➔ In Sternen mit sehr dichten Winden (WR-Sterne) im visuellen!
- Beobachtungen bei zunehmend längeren Wellenlängen detektieren $\tau_{\lambda}^{\text{ff}} = 1/3$ bei erheblich größeren Radien als $r = 1R_{\star}$, d.h. als die visuelle Photosphäre

Einschub: Der Gaunt-Faktor

- Der Gaunt-Faktor ist eine Korrektur, die aus der Diskrepanz der klassisch hergeleiteten und quantenmechanisch gerechneten Wirkungsquerschnitte resultiert
- Im Radiobereich ist

$$g_\nu \simeq 10.6 + 1.90 \log T - 1.26 \log \nu Z$$

- wobei für $10\,000 < T < 50\,000$ K und $0.1 < \lambda < 30$ cm die folgende Näherung benutzt werden kann (λ in cm)

$$g_\nu \simeq 1.37 T^{0.135} \lambda^{0.084}$$

→ Siehe dazu z.B.: Sutherland, R, 1998, MNRAS 300, 321

“... g_ν is a complicated expression involving a product of confluent hypergeometric functions. It is called the Gaunt factor”

(Allen, L.H., 1984, Physics of thermal gaseous nebulae)

Radius der "Radiophosphäre"

- Winde heißer Sterne ionisiert, d.h. $n_e = \gamma_e n_i$, mit der mittleren Anzahl freier Elektronen pro Ion γ_e und der Anzahl der Ionen $n_i = \rho(\mu_i m_H)$ (μ_i mittleres Atomgewicht in Einheiten von m_H)

$$\dot{M} = 4\pi r^2 v(r) \rho(r)$$

$$\alpha_\nu^{\text{ff}} \propto \frac{Z^2 \gamma_e}{\mu_i^2} \nu^{-2} g_\nu T^{-3/2} \left(\frac{\dot{M}}{r^2 v} \right)^2$$

- Weil bei Radiowellenlängen $\nu = \nu_\infty$ und $T_\infty = \text{const.}$ ist die Integration zu τ_ν^{ff}

$$\int_r^\infty \alpha_\nu^{\text{ff}} dr \propto \frac{Z^2 \gamma_e}{\mu_i^2} \nu^{-2} g_\nu T_\infty^{-3/2} \left(\frac{\dot{M}}{v} \right)^2 \frac{1}{r^3}$$

- Auflösen nach "Photosphäre" ($\tau_\nu = 1/3$) und mit $x = r/R_\star$:

$$x(\tau_\nu = 1/3) \propto \left(\frac{Z^2 \gamma_e}{\mu_i^2} \right)^{1/3} \nu^{-2/3} g_\nu^{1/3} T_\infty^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{v} \right)^{2/3} \frac{1}{R_\star}$$

Massenverlustrate aus dem Radiofluß

- Die Radioleuchtkraft ist genähert (Eddington-Barbier-Relation)

$$L_\nu \approx 4\pi R_\star^2 x^2 \pi B_\nu(T) \quad \left(\text{in } \frac{\text{erg}}{\text{s Hz}}\right)$$

- Einsetzen und Rayleigh-Jeans-Näherung ($B_\nu \propto T\nu^2$)

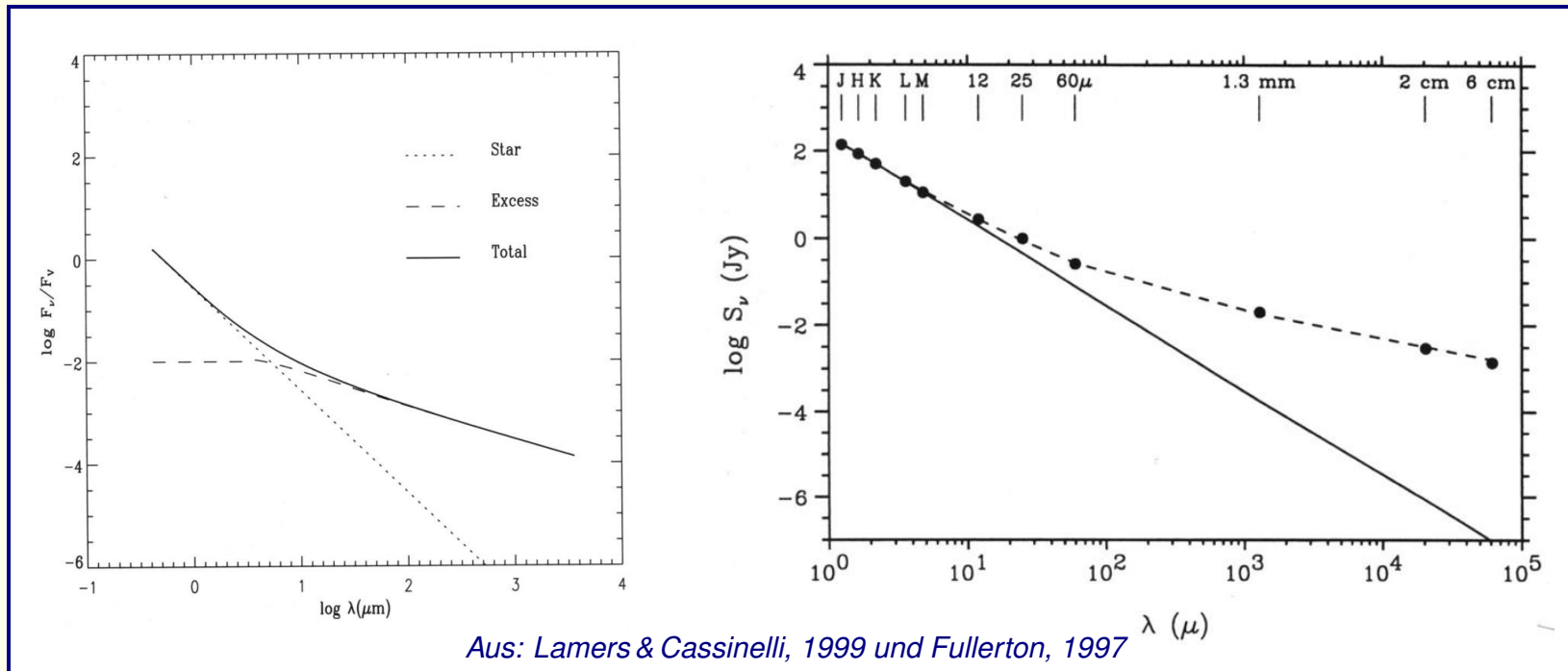
$$L_\nu \propto \left(\frac{Z^2 \gamma_e}{\mu_i^2}\right)^{2/3} \left(\frac{\dot{M}}{v}\right)^{4/3} \nu^{2/3} g_\nu^{2/3}$$

- Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Gaunt-Faktors von ν ergibt sich $L_\nu \propto \nu^{0.61}$. Durch Wiedereinsetzen der Konstanten ist schliesslich der Massenverlust als Funktion des messbaren Radioflusses j_ν :

$$\frac{\dot{M}}{v_\infty} = 0.0095 (j_\nu d^2)^{3/4} \left(\frac{\mu_i^2}{Z^2 \gamma_e}\right)^{1/2} (\nu g_\nu)^{-1/2}$$

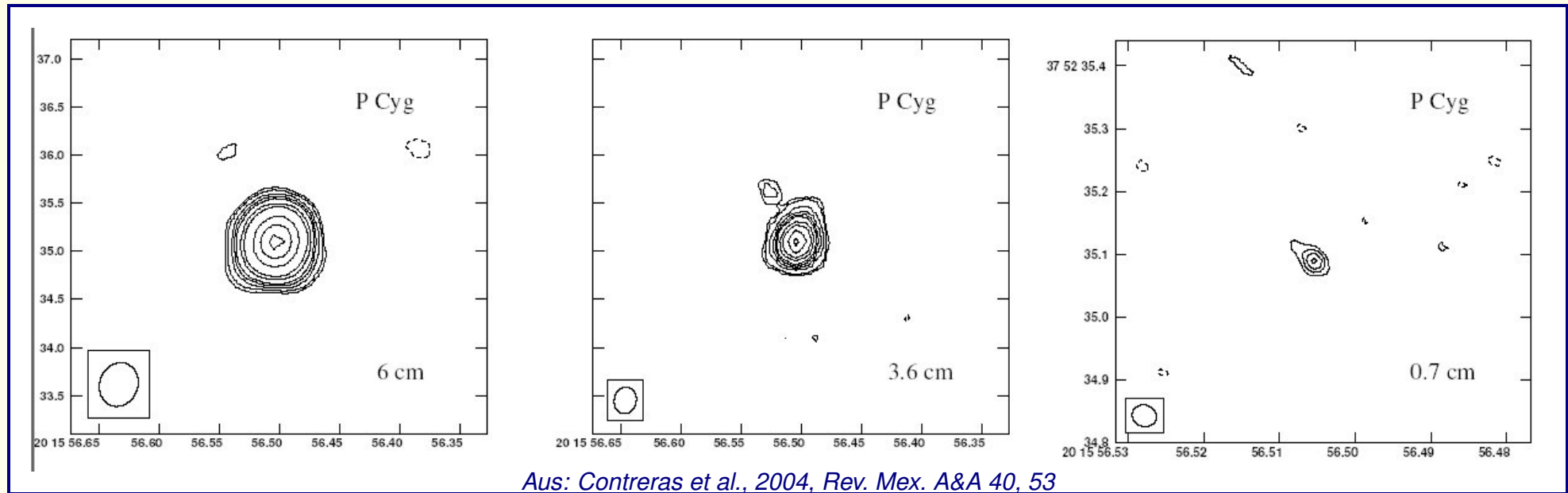
- j_ν in Jansky, d in kiloparsec, \dot{M} in $M_\odot \text{yr}^{-1}$, ν in Hz. Gültig für $\lambda > 0.1 \text{ mm}$, weil dann $v = v_\infty$

Beobachtungen vs. Theorie



- ✓ Daten von ζ Puppis zeigen sehr gute Übereinstimmung mit Theorie
 - Visuell: Sternphotosphäre, Radio: Expandierende “Windphotosphäre” bei v_∞
 - Eigenschaften des Übergangsbereichs im IR abhängig vom Beschleunigungsgesetz im Wind
 - Beobachtete Flüsse im Bereich vom mJy und weniger
- ✗ Viele Quellen zeigen signifikanten nicht-thermischen Beitrag zum Exzess

Radiobilder heißer Winde



6 cm: $0.22 \times 0.19''$

3.6 cm: $0.19 \times 0.13''$

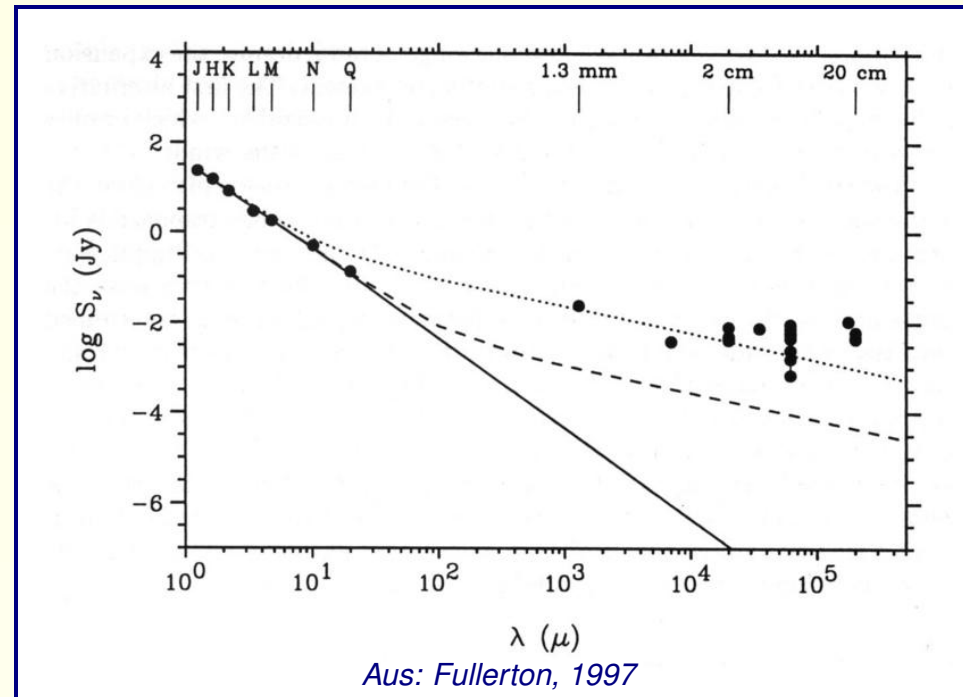
0.7 cm: $0.06 \times 0.03''$

- Mit zunehmender Wellenlänge wird P Cyg größer
- Absolute Flüsse variieren um bis zu 50 %, Spektralindizes bleiben gleich
- Spektralindizes entsprechen theoretischen Werten

$$\alpha_{0.7-3.6 \text{ cm}}: 0.12 \pm 0.13$$

$$\alpha_{3.6-6 \text{ cm}}: 0.50 \pm 0.05$$

Nichtthermischer Exzess



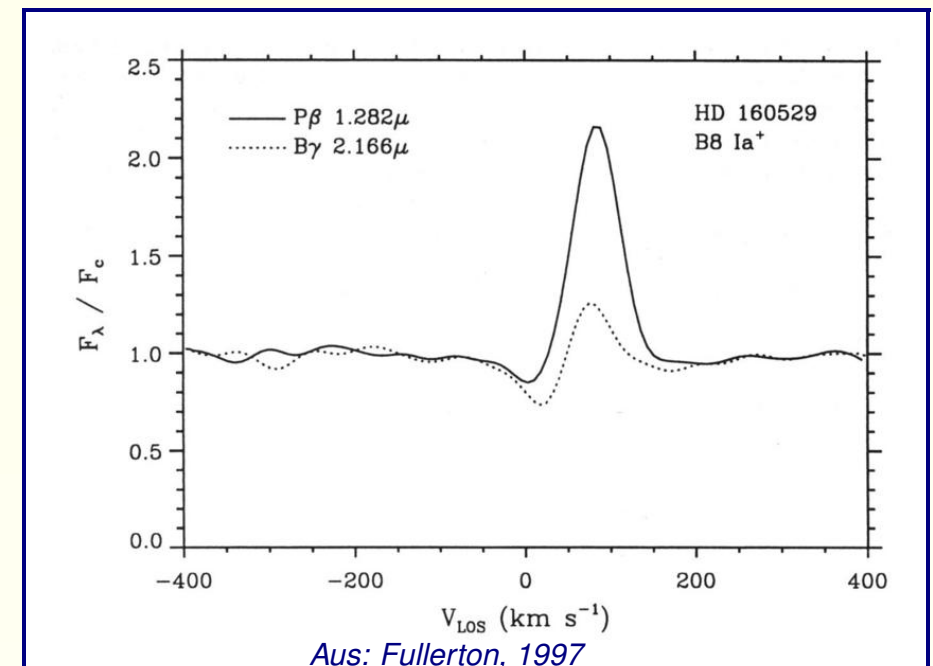
- Daten von Cyg OB 9 zeigen deutlich höheren Exzess als Theorie unter Berücksichtigung der visuellen Daten erlauben würde
 - ➔ Massenverlustrate würde damit um eine Größenordnung zu hoch berechnet
 - ➔ Spektralindex α in Teiles des Spektrums negativ, statt $S_\nu \propto \nu^{+0.6}$
- Etwa 1/4 aller Quellen in einem volumen-limitierten Sample
 - Aber: Sind systematisch diejenigen mit der höchsten Leuchtkraft

Mögliche Mechanismen

- Nicht-thermischer Exzess hochvariabel, ein Datensatz von Cyg OB 9 sogar konsistent mit rein thermischer Strahlung
 - ➔ Frei-frei-Strahlung wie theoretisch berechnet liefert wahrscheinlich unterliegenden “Basisexzess”
 - ➔ Nichtthermische Strahlung ist vermutlich Synchrotron-Strahlung durch schwach-relativistische Elektronen
- Beschleunigung der Elektronen durch Stoßfronten im Wind
 - ➔ Dazu notwendig: Schwaches Magnetfeld von einigen zehn bis hundert Gauß, nicht detektierbar mit heutigen Methoden
- Siehe z.B.: van Loo et al., 2004, A&A 418, 717
 - ➔ Dessen Modellrechnungen ergeben Stöße mit Kompression niedriger als Faktor 3
 - ➔ Stöße entstehen vermutlich innen im Wind, müssen bis zu Radien von einigen hundert bis tausend R_{\star} überleben

Nahinfrarot-Spektroskopie

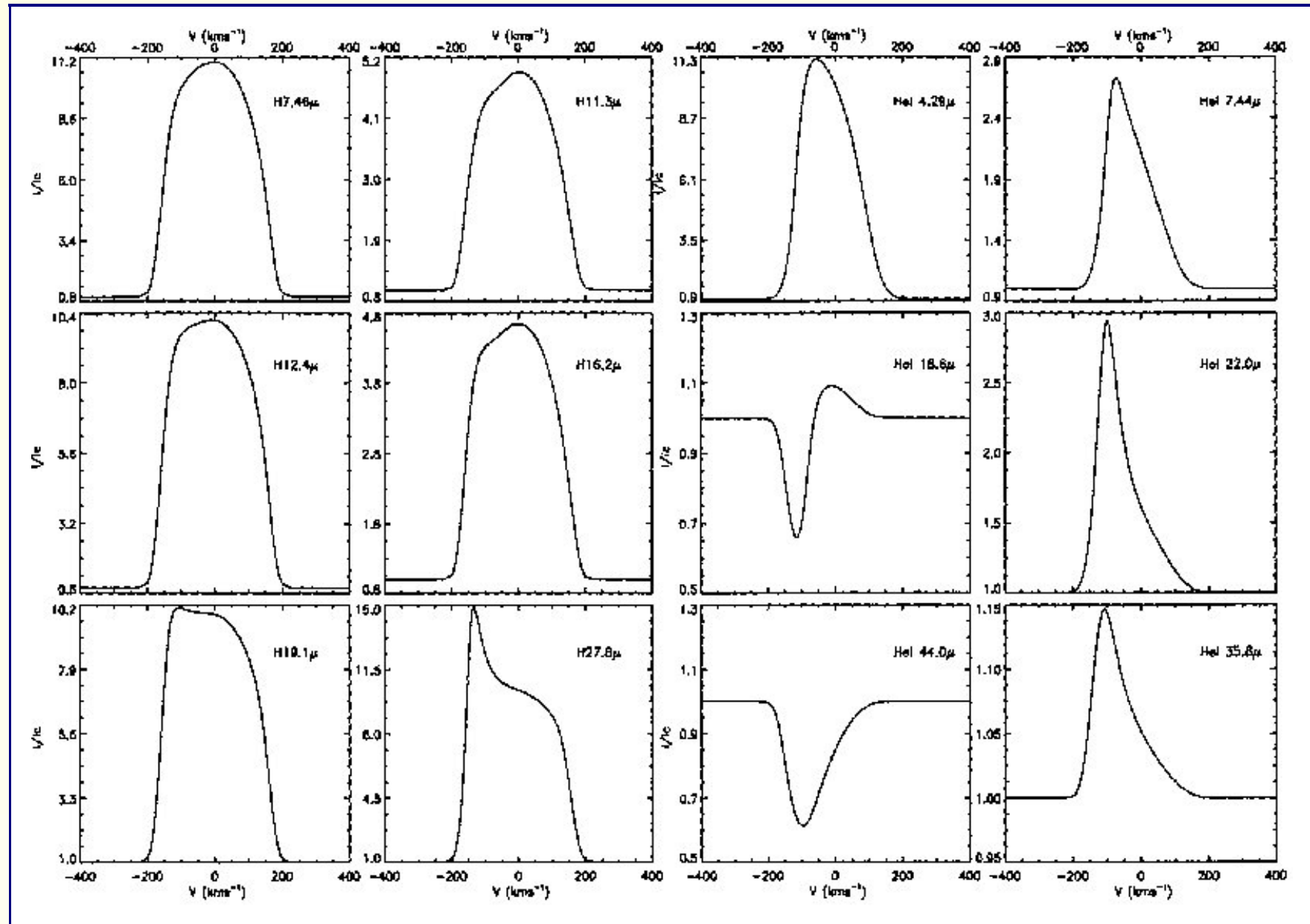
- IR-Emissionslinien bieten weitere wichtige Diagnostik
- Vom Boden aus sind die Bänder J, H und K vorteilhaft, sie enthalten wichtige, d.h. starke, H und He-Linien. Z.B. CRIRES: $R \leq 100\,000$, LUZIFER: $R \leq 36\,000$
- Z.B.: Paschen- und Brackett-Linien des Wasserstoffs J: $1.25\ \mu\text{m}$ ($\text{Pa}\beta$), H: $1.65\ \mu\text{m}$, K: $2.20\ \mu\text{m}$ ($\text{Br}\gamma$), Linien sowohl von HeI als auch HeII
- Spektren des B8 Ia⁺ Sterns HD 160 529 (LBV, [besser S Dor Variabler]) zeigen keine systematischen Geschwindigkeitverschiebungen in diesen Bändern
 - Kontinuum wird noch nicht im expandierenden Bereich des Windes gebildet sondern noch aus visueller Photosphäre
 - $\dot{M} \approx 1 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, sehr hoch, also bei fast keinem andern Stern (außer WR) ein solcher Effekt zu erwarten



Mittlere und Fern-Infrarot-Spektroskopie

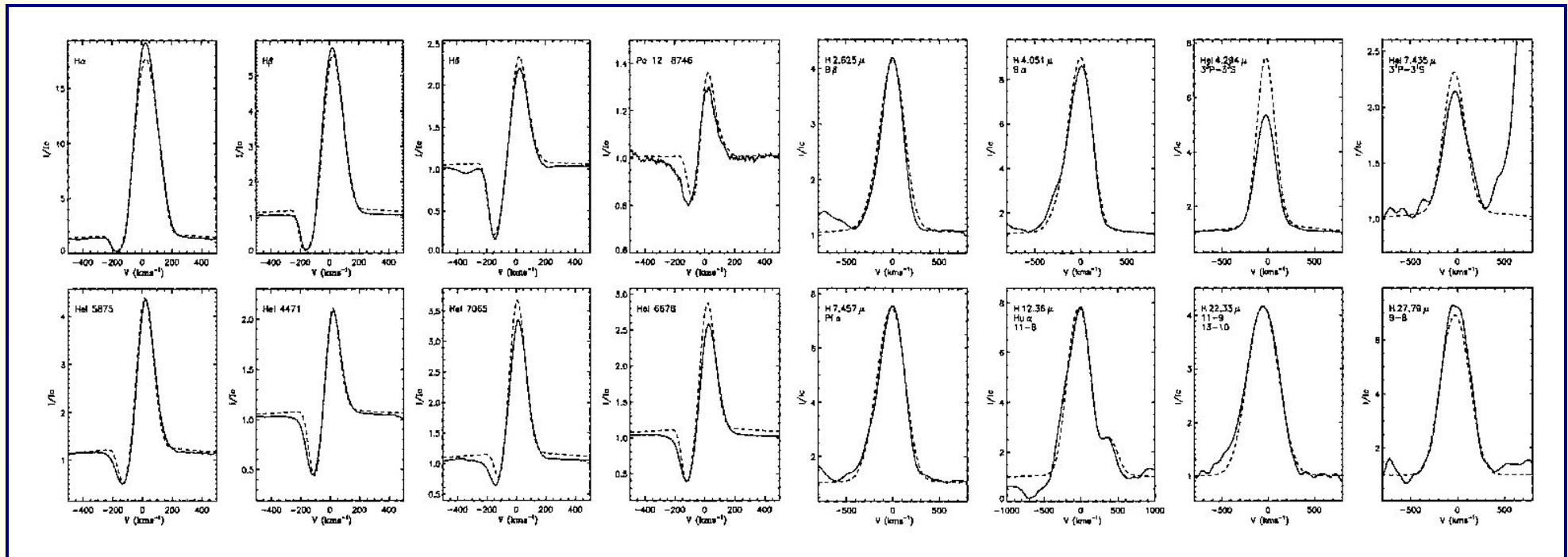
- Bei noch längeren Wellenlängen IR-Photosphäre bereits größer als die optische
- Man kann mit den IR-Linien die Beschleunigungszone “durchfahren”
 - Information zu Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur
 - Linienprofile zeigen deutliche Abhängigkeit von der Balance Kontinuum- vs. Linienopazität und deren radialen Verläufen
- Von der Erde aus mittleres IR z.B. mit Instrumenten wie ISAAC $R \approx 3000$
- Eigentliche Domäne dieser Wellenlängen aber vom Orbit aus, z.B. ISO

Modellierte FIR-Emissionsprofile



Najarro, 1998

P Cygni im optischen und durch ISO-SWS beobachtet

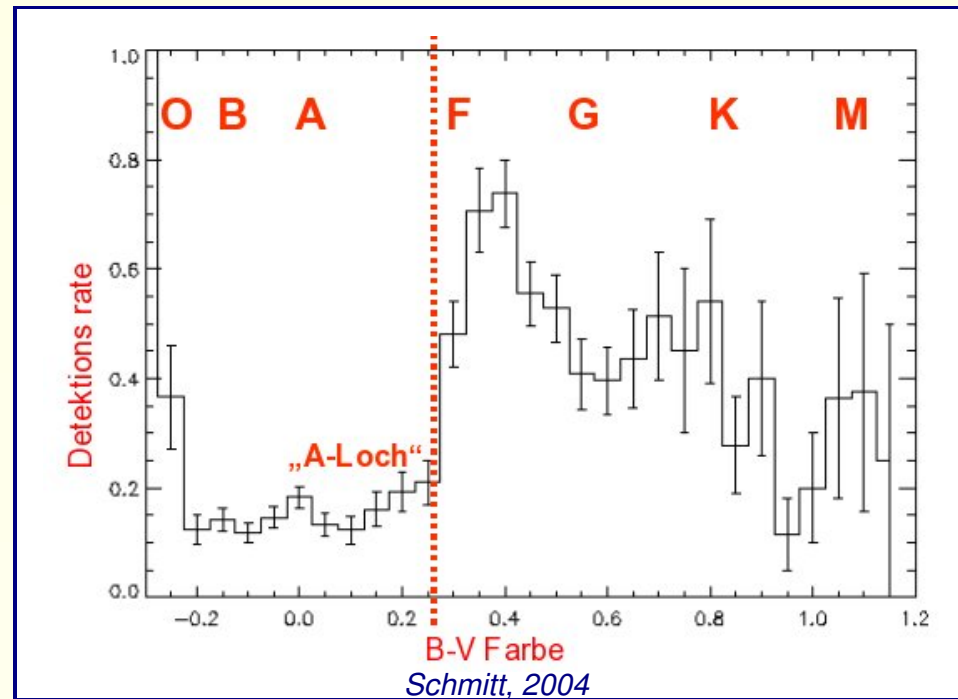


Najarro, 1998

- P Cygni Linienprofile und Modellrechnungen
- Windparameter sind sich ähnlich, mit einer Ausnahme

Bereich	R_{\star}	L_{\star}	T_{eff}	$n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$	\dot{M}	v_{∞}	β
Visuell	$76 R_{\odot}$	$7.5 \cdot 10^5 L_{\odot}$	19200	0.29	$3.2 \cdot 10^5 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	185 km s^{-1}	4.5
ISO-SWS	$76 R_{\odot}$	$5.6 \cdot 10^5 L_{\odot}$	18100	0.30	$3.0 \cdot 10^5 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	185 km s^{-1}	2.5

Röntgenstrahlung heißer Sterne



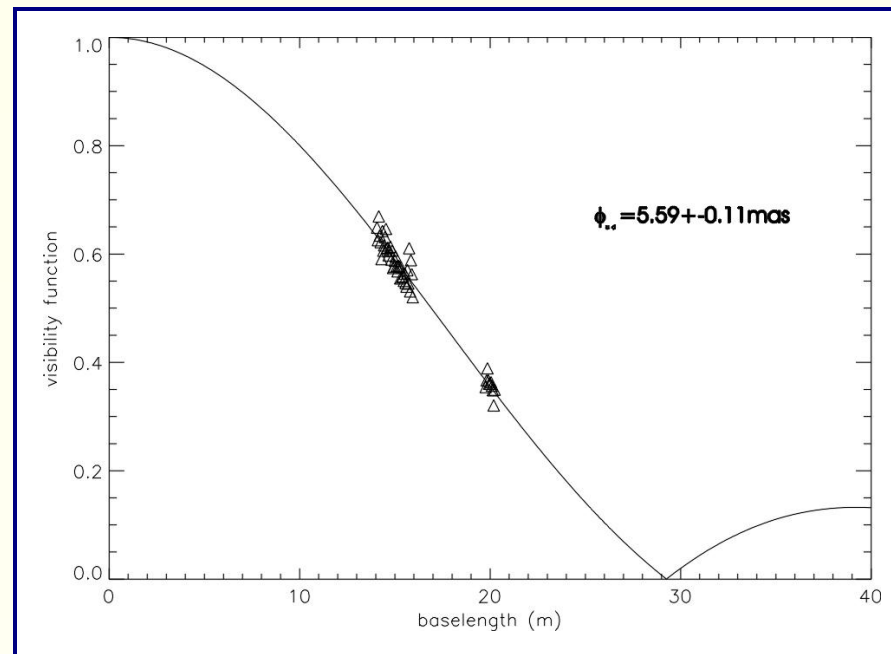
- Mit dem Einstein X-Ray-Observatorium wurde entdeckt, dass alle O-Sterne weiche Röntgenquellen sind. Zensus durch ROSAT bestätigt
- Die Röntgenleuchtkraft korreliert grob mit der Gesamtleuchtkraft, so dass $\log L_{\star}/L_{\text{x}} \approx 7 \pm 1$
- Streuung sehr hoch (oberhalb der Unsicherheit), daher wohl zusätzliche Parametern von Bedeutung

Eigenschaften der Röntgenemission

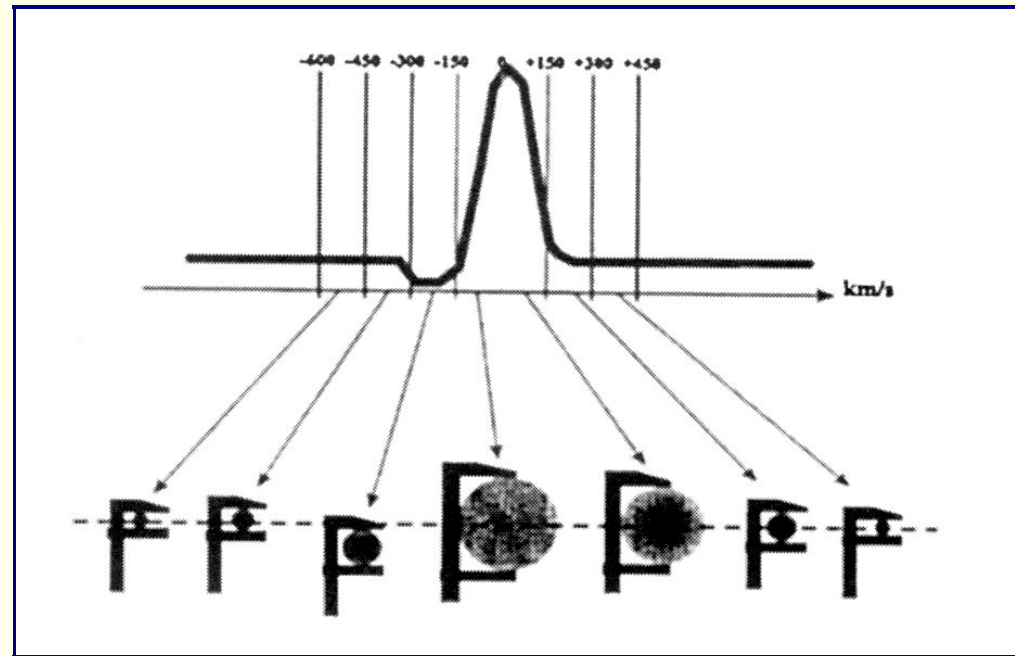
- Quelle der Röntgenstrahlung wiederum die Stoßfronten im Wind
 - ➔ Stoßfronten erfüllen nicht den gesamten Raum den Stern, sondern nur einen Teil. Dieser Bruchteil wird als “filling factor” f bezeichnet
- Heißes Gas in Stoßwelle wird stoßionisiert und emittiert spontan X-Ray
 - ➔ Umgebendes Gas außerhalb der Stoßwelle hat grob Effektivtemperatur des Sterns, absorbiert Strahlung zum Teil
 - ➔ Winde von O-Sternen optisch dick im Röntgenbereich, Winde von B-Sternen optisch dünn
 - ➔ Theoretische Erwartung für optisch dünne Winde $L_x \propto (\dot{M}/v_\infty)^2$, für optisch dicke $L_x \propto (\dot{M}/v_\infty)^{1+s}$
 - ➔ s bestimmt Abhängigkeit des *filling factor* vom Radius $f \propto r^s$
 - ➔ Diese Prozesse sind eine der Möglichkeiten, die Superionisation im Wind zu erklären

Interferometrie

- Photosphärischer Durchmesser von P Cyg ist 0.2 mas
- Rayleigh-Limit $\sin \theta = 1.22\lambda/D$, z.B. für 100 m-Interferometer in nahen IR ($1\mu\text{m}$) etwa 2.5 mas
- Tatsächlich etwas bessere Auflösung möglich:
 - Rayleigh-Limit gibt Position des 1. Minimums der Visibilitykurve
 - Form des Musters auch schon ohne Minimum extrapolierbar, je nachdem wie gut man die Quelle kennt (Symmetrie etc.) bis zu einem Faktor 5 besser

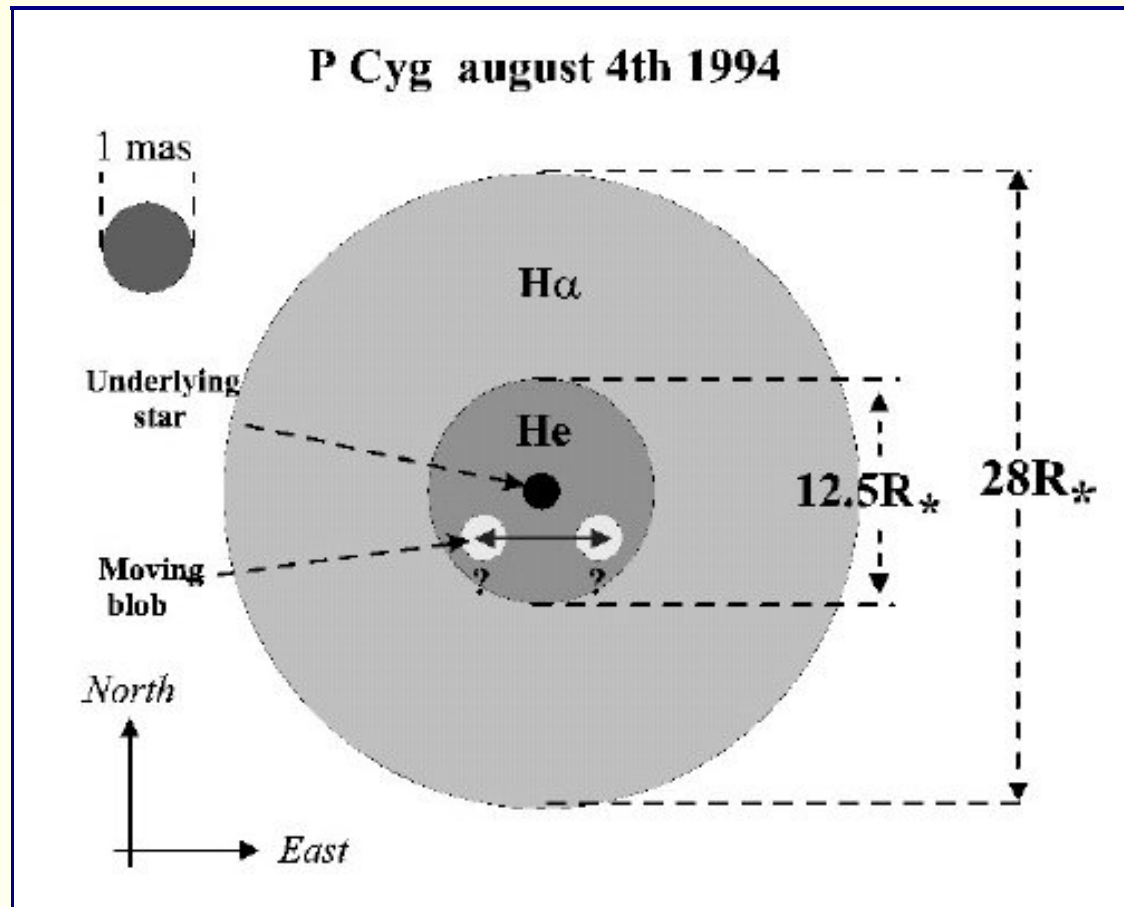


Spektral aufgelöste Interferometrie des Windes von P Cygni



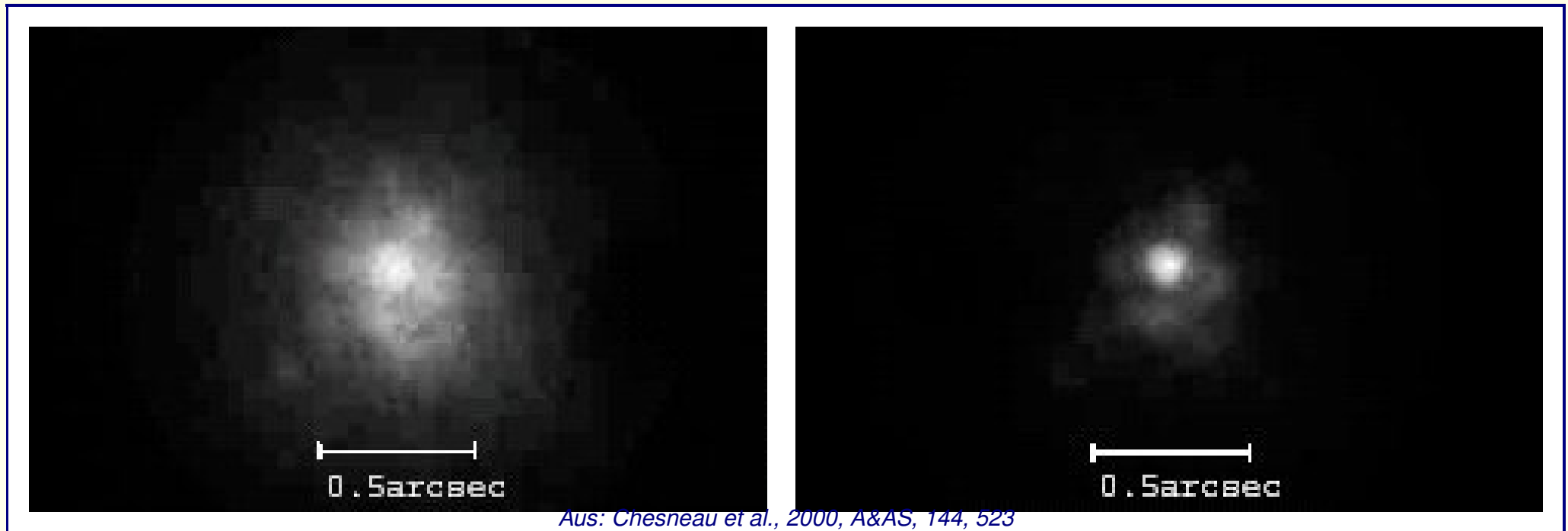
- Nicht nur Größe bestimmbar, sondern auch relative Positionen (interferometrische Phase)
- Phaseneffekt sichtbar in $H\alpha$ -Absorption, d.h. gesteigerte Emission durch dichteres Gebiet nicht genau vor dem Stern, aber grob in unsere Richtung
- Kein Phaseneffekt in $HeI\ 6678$ (innerhalb $6 R_{\star}$), d.h. Emission außerhalb des Bereiches, in dem Linie entsteht
- Wird bestätigt durch Geschwindigkeit von ca. v_{∞} , die erst außerhalb $6 R_{\star}$ erreicht wird.

“Blobs” um P Cygni



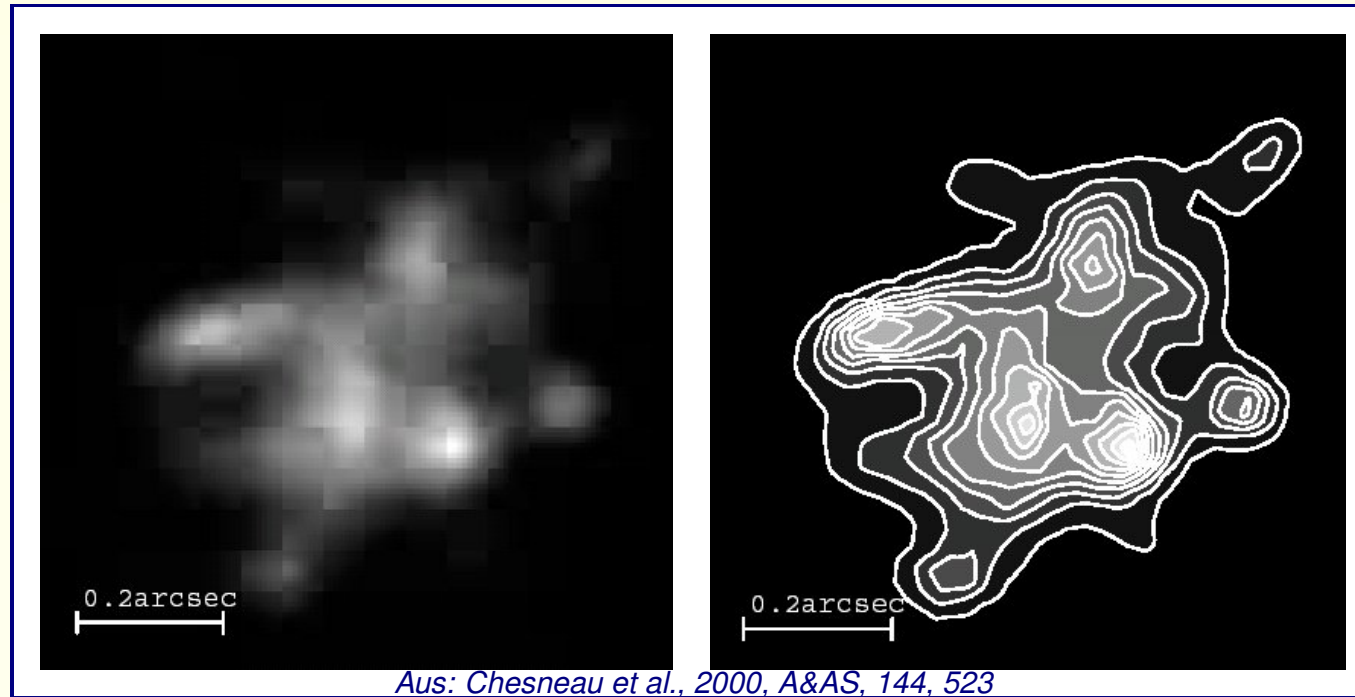
- “Außerhalb” bedeutet aber nicht, dass der dichtere Bereich auf der Himmelsebene weiter entfernt sein muss.
- Wind auch im dichteren Bereich optisch dünn im Kontinuum, kann daher auch vor der HeI 6678-Region liegen, ohne die Linie zu beeinflussen

Hochauflösendes Imaging



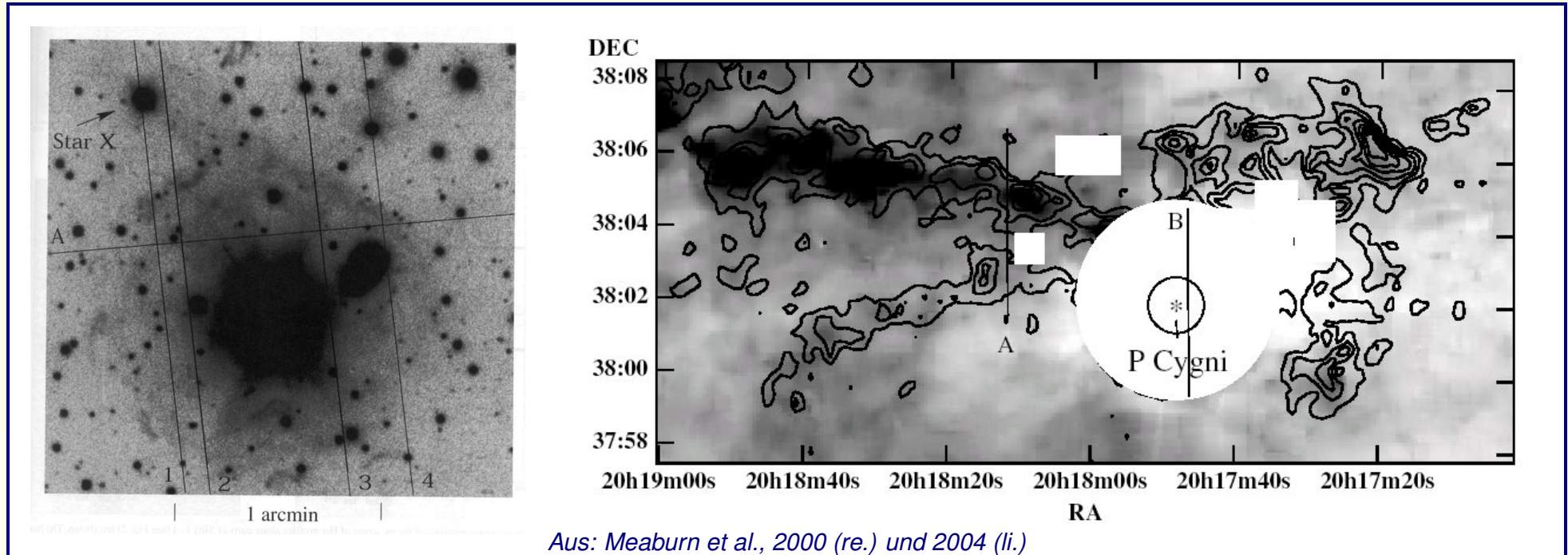
- Links: Bild von P Cygni durch $H\alpha$ -zentrierten Filter und adaptive Optik. Rechts: Bild von 59 Cygni als Vergleich (Punktquelle)
- P Cygni in $H\alpha$ größer als die 6 cm-Kontinuums-Emissionsregion
- Der errechnete visuell-photosphärische Durchmesser von P Cyg ist nur 0.2 millibogensekunden (mas), Bild also tausende R_{\star} , hunderte AU
- Übergang vom Wind in den umgebenden Nebel (einige Bogenminuten groß)

Räumliche Struktur der $H\alpha$ -Emission



- Aus dem Bild von 59 Cygni kann Punkt-Abbildungsfunktion (PSF, point-spread-function) gewonnen werden
- Zuerst wurde die vom P Cygni-Bild abgezogen, dann die Residuen damit entfaltet
- Beobachtungen vom Oktober 1997, einer der “blobs” im Süden möglicherweise mit dem einige Jahre zuvor in der Interferometrie beobachteten identisch

Die weitere Umgebung von P Cygni



- Die so genannte “Outer Shell” (links) um P Cygni, 1–2 Bogenminuten groß, ist tatsächlich nur der innere Dichte Bereich eines wesentlich ausgedehnteren Nebels von ca. 12’
- Rechts: Bild im $H\alpha$ -Licht, Konturen aus [OIII] 5007 Bild.
- Klar asymmetrische Verteilung, strukturelle Reste eines bipolaren Massenverlustes?
- Dynamisches Alter ca. 50 000 Jahre, passt zur stellaren Evolutionszeitskala