

Winde heißer Sterne

Diagnostik und Impuls-Leuchtkraft- Relation

Julia Linder

Jan-Timm Kuhr

1. Zur Theorie

1.1 Die neun Fragen

1. Die lokale Schallgeschwindigkeit in den Winden dieser Sterne liegt im Bereich von ca. 10km/s bis 30km/s. In der Erdatmosphäre ist die Schallgeschwindigkeit etwa 0.3km/s. Woran liegt das?

Geht man davon aus, dass die Gastemperatur während der „Schallleitung“ konstant bleibt, so ergibt sich die Schallgeschwindigkeit zu

$$v_{ph} = \sqrt{\frac{p}{\rho}}$$

Zusammen mit der idealen Gasgleichung $pV=Nk_B T$ und $\rho=N/V$ gilt dann

$$v_{ph} = \sqrt{k_B T}$$

Der Hauptgrund ist also die geringere Temperatur der Erdatmosphäre, aber auch das höhere Kompressionsmodul vom Wasserstoff und Helium (im Vergleich zu Luft) trägt zur höheren Schallgeschwindigkeit in den Winden heißer Sterne bei.

2. Die Dopplerformel lautet $v_m/c = \Delta v/v$. Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit, v_m die relative Geschwindigkeit des emittierenden Materials und v die Frequenz des absorbierten Photons. $\Delta v = v_m \cdot v$. Welche Näherung wurde hier verwendet?

In der Zeit $t = \lambda/c$, die die elektromagnetische Welle zum Durchlaufen einer Wellenlänge benötigt bewegt sich das emittierende Ion um $\Delta \lambda = v_m \cdot t = v_m \cdot \lambda/c$ vorwärts. Also erhält man für die dopplerverschobene Frequenz

$$v_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{c}{\lambda - v_m \frac{\lambda}{c}} = \frac{cv}{c - v_m}$$

Daraus folgt dann die Dopplerformel, allerdings mit v_m statt mit v . Damit ist die Bedingung für die Gültigkeit der Dopplerformel $v_m \approx v$. Dies ist genau dann gegeben, wenn $v_m \ll c$.

3. Durch den Fit der beobachteten P Cygni Profile mit theoretischen Kurven lässt sich die Form des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen. Die resultierenden Ergebnisse sind jedoch leider mehrdeutig. Woran liegt das?

Wie in der Parameterstudie für β , α und k_0 observiert wurde können diese Parameter zum Teil ähnliche Einflüsse auf die Fitkurve haben. Die Form des Geschwindigkeitsfeldes wird durch β bestimmt, sodass sich für verschiedene Parameterwahl verschiedene Feldformen ergeben.

4. Das Geschwindigkeitsfeld $v(r)=v_\infty(1-R/r)^\beta$ kann steil oder flach sein, je nachdem welchen Wert β ($\approx 0.5-1.5$) hat. Was hat es mit $\beta=0.5$ auf sich?

Den Exponenten $\beta=0.5$ erhält man, wenn man die Bewegungsgleichung des Windes stark vereinfacht löst. Wird die Analyse korrekt durchgeführt, so erhält man $\beta \approx 0.8$. $\beta=0.5$ stellt eine untere Grenze dar.

5. Die optische Tiefe lässt sich als Funktion der Geschwindigkeitsgradienten, der Dichte und der Linienstärke k_i der i -ten Linie angeben. Welche zwei Normierungsgrößen machen k_i dimensionslos?

Betrachtet man sich die Einheit von k_i ohne entsprechende Normierungsgrößen so findet man:

$$k_i = \frac{\tau_i \frac{dv}{dr}}{\rho} = \left[\frac{m^3}{s \cdot kg} \right] = \frac{\left[\frac{1}{s} \right]}{\left[\frac{kg}{m^3} \right]} = \frac{\left[\frac{kg}{m^2} \right]}{\left[\frac{m}{s} \right]}$$

Mögliche Normierungsgrößen wären eine Frequenz (z.B. des entsprechenden Linienübergangs) und eine Massendichte (z.B. die mittlere der beteiligten Ionen) oder ein Wirkungsquerschnitt (etwa der totale für die Photonenstreuung) und eine Geschwindigkeit (z.B. die Endgeschwindigkeit v_∞).

6. Warum lassen sich die Druckkräfte im Überschallbereich des Windes vernachlässigen?

Zwei Erklärungsmodelle:

- Da sich Druckwellen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten bewegen sich diese im Überschallbereich des Windes langsamer als der Wind selber. Der Einfluss des Drucks lässt sich daher bei der Lösung der Differentialgleichungen vernachlässigen.
- Nach der Bernoulli-Gleichung (allerdings für reibungsfreie, inkompressible Flüssigkeiten) nimmt der Druck quadratisch mit der Geschwindigkeit ab. Im Überschallbereich (insbesondere bei den hier sehr hohen Windgeschwindigkeiten) ist er daher nahezu Null.

7. Was ist die Konstante C' in Gleichung (19)?

$$C' = \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{1-\alpha} \right) \frac{(4\pi)^{\alpha-1} N_0 \int_0^{\infty} v f_v(v) dv}{c^2}$$

Wobei angenommen wurde, dass man die frequenzabhängige Leuchtkraft aus dem Integral herausziehen konnte wobei daraus die bolometrische Leuchtkraft wurde.

8. Warum ist die Windimpuls-Leuchtkraft-Relation abhängig vom Metallgehalt des Windes?

Ist der Metallgehalt des Windes höher besteht er zu größeren Teilen aus schwereren Elementen, die auch mehr Elektronenlevels haben. Mit den möglichen Bahnen steigt auch die Anzahl möglicher Linienübergänge stark an. Ist die Metallizität also höher ist der Wind in größeren Spektralbereichen optisch dichter und damit der Impulsübertrag größer.

9. Wie sollte das Geschwindigkeitsfeld außerhalb des Schallpunktes aussehen?

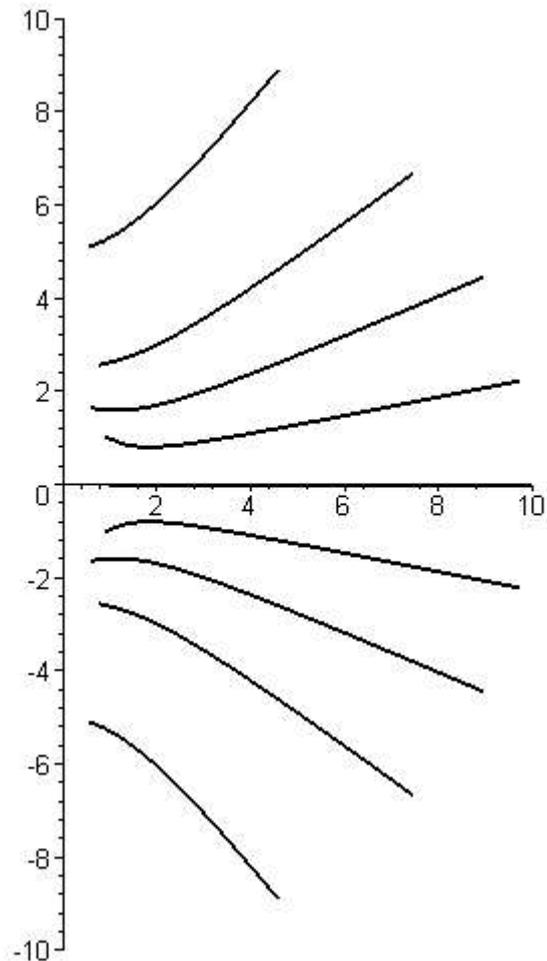
Hier kann man nun die Druckkräfte nicht mehr vernachlässigen. Ist man weit unterhalb des Schallpunktes so werden die Druckkräfte sogar so stark, das man die Linienbeschleunigung vernachlässigen kann. Damit halten sich Druck und Gravitation die Waage und man hat ähnliche Zustände wie auf der Erde. Man zieht also die barometrische Höhenformel heran und erhält damit ein exponentiell anwachsendes Geschwindigkeitsfeld für diesen Bereich.

1.2. Welche Annahme wurde stillschweigend bei der Herleitung der Windimpuls-Leuchtkraft-Relation gemacht?

Die wichtigste Annahme die gemacht wurde ist das die Massenverlustrate sich zeitlich nicht ändert. Außerdem wurde die Anzahl der Linienübergänge als unabhängig vom Spektraltyp angenommen und eine Abhängigkeit der WLR vom Ionisationsgrad nicht berücksichtigt.

1.3 Flächen gleicher Geschwindigkeit im Bereich des Windes

Plots wurden mit Maple erstellt.



Die Flächen mit der Geschwindigkeit $\pm v_\infty$ sind Punkte sehr weit (unendlich weit) weg von der Sternoberfläche. Wegen der Symmetrie zur z-Achse reicht es hier nur die rechte Seite zu plotten.

2. Bestimmung von Säulendichten etc. und Ableitung der WLR für galaktische Überriesen

2.1 Ergebnisse der Parameterstudie an UV-Dupletts

Folgende Parameter wurden variiert: v_∞ , β , α und $\log k_0$

v_∞ : Die maximale Windgeschwindigkeit sehr weit vom Stern weg.

Je größer v_∞ ist desto breiter werden der Absorptionstrog und der Emissionspeak, da bei höheren Endgeschwindigkeiten die Dopplerverschiebung jeder einzelnen Linie

weitere Bereiche abdeckt. Ist v_∞ klein (z.B. 500km/s) tritt die Duplettstruktur des P Cygni Profils deutlich hervor.

β : Form des Geschwindigkeitsfelds. Je Größer β ist, um so flacher ist das Geschwindigkeitsfeld (Die Geschwindigkeit nimmt langsam mit dem Abstand zu).

Veränderung von β hat keinen Einfluss auf die Breite des Profils, aber beeinflusst die Tiefe des Profils. Je größer β ist, um so geringer ist die Tiefe des Absorptionstrog und umso größer ist die Höhe des Emissionspeaks.

Wenn β groß ist hat man in der Nähe der Sternoberfläche eine hohe Dichte von Ionen mit niedriger Geschwindigkeit. Daher werden auch mehr Photonen mit einer recht kleinen Rotverschiebung emittiert, was den höheren (und auch steileren) Emissionspeak erklärt.

$\log k_0$: k_0 ist Ionisationsgrad der entsprechenden Ionen weit weg von der Sternoberfläche.

Für kleine Werte von k_0 (z.B.: 0,01-0,1) sieht man noch deutlich die Duplettstruktur, für größere (1-10) verschwindet sie. Je größer k_0 ist um so stärker werden Absorption und auch Emmission. Da es sich bei den beobachteten Linien um Übergänge in ionisierten Atomen (N^{4+}, C^{3+}) handelt ist klar, dass bei höheren Ionisationsgrad mehr Ionen absorbieren und auch emittieren können.

α : Verlauf des Ionisationsgrads mit der Geschwindigkeit

Ist α groß (z.B. =2) so nimmt ist die Absorption (insbesondere bei kleinen Verschiebungen und damit Geschwindigkeiten) und auch die Emmission schwächer. Je kleiner α ist um so tiefer wird der Absorptionstrog, allerdings tritt bei $\alpha \approx 3$ eine Sättigung ein.

Dies kann so gedeutet werden, das großen α , insbesondere nahe der Sternoberfläche kaum Ionen vorhanden sind und also wenig Absorption und Reemission von Photonen stattfindet.

2.2 Säulendichten und mittlere Ionisationsgrade

Die Säulendichten für NV und CIV zwischen $v_1=0.2v_\infty$ und $v_2=v_\infty$ nach Gleichung (37) aus der Anleitung mit Hilfe von Mapel berechnet und für 19 Sterne tabelliert.

Damit lassen sich dann auch die mittleren Ionisationsgrade nach Gleichung (38) berechnen. Auch die hier ermittelten Werte wurden tabelliert und anschließend gegen die Effektivtemperatur bzw. gegen die Leuchtkraft (aus Radius und

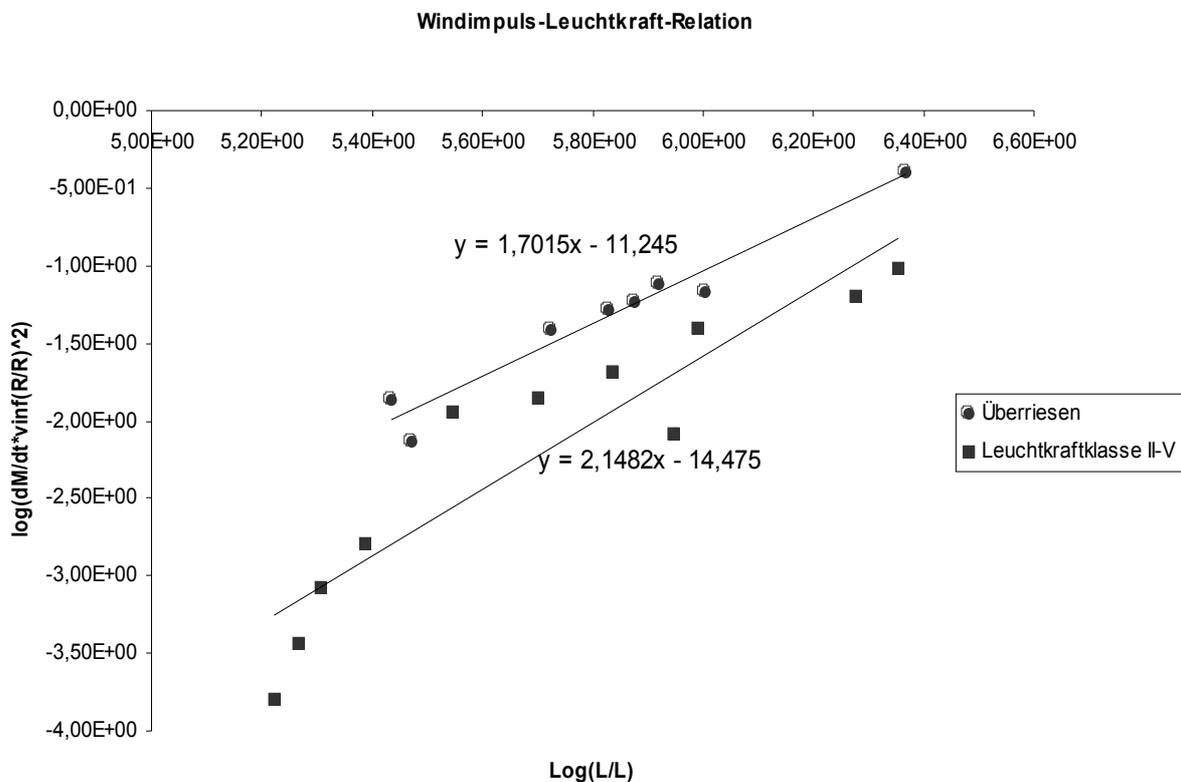
Effektivtemperatur) in Diagrammen aufgetragen. Eine Diskussion möglicher Trends konnte leider nicht stattfinden, da solche nicht wirklich zu erkennen waren. Dies liegt eventuell an nicht korrekten Berechnungen. Plots und Tabellen befinden sich im Anhang.

2.3 Vergleich der Geschwindigkeitsexponenten aus der UV- und der H α -Analyse

Die Geschwindigkeitsexponenten wurden von uns nur aus der Analyse von P Cygni Profilen von zwei Sternen bestimmt. Aus zeitlichen Gründen wurden von uns keine Werten für β aus H α -Linien bestimmt. Allerdings erhielten wir Vergleichsdaten für einige Sterne. Diese waren im allgemeinen genauer als die Werte aus der UV-Analyse. Daher wurden für die Berechnung von Säulendichten und mittleren Emmisionsgraden wenn möglich die Werte aus der H α -Analyse verwendet.

2.4 Windimpulsraten gegen Leuchtkraft

Nun kann man auch die Windimpulsraten $\log(dM/dt \cdot v_{\infty} (R/R)^{1/2})$ gegen die logarithmischen Leuchtkräfte $\log(L/L_{\odot})$ aufzeichnen.



2.5 Windimpuls-Leuchtkraft-Relation

Im obigen Diagramm wurde sowohl für die Überriesen (Leuchtkraftklasse I) als auch für Sterne andere Leuchtkraftklassen (III-V) mittels least-square fits lineare Trendlinien eingetragen.

Für die Überriesen findet man:

$$\log\left(\frac{dM}{dt} v_{\infty} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}}\right) = 1,7 \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) - 11,245$$

oder

$$\frac{dM}{dt} v_{\infty} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} = 5,69 \cdot 10^{-12} \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{1,7}$$

Für die schwächeren Leuchtkraftklassen erhalten wir einen Exponenten von 2,15 und damit eine steilere WLR, die im betrachteten Leuchtkraftintervall unterhalb der für die Überriesen liegt. Ein Grund hierfür könnte sein, dass Überriesen meist heißer und größer sind, so dass erstens mehr UV-Photonen abgestrahlt werden und zweitens werden und zweitens der Einfluss der Schwerkraft geringer ist.

2.6 Bestimmung des Radius von Melnick 42

Mit obiger WLR und Gleichung (25) aus dem Skript lassen sich nun Entfernungen von Überriesen bestimmen. Dies ergibt für den Stern Melnick 42

$$\log\left(\frac{R_{Mk42}}{R_{\odot}}\right) = \frac{\log(2,64 \cdot 10^{-7}) + \log 3000 - 4 \cdot 1,7 \log\left(\frac{50500}{5780}\right) + 11,245}{2 \cdot 1,7 - 2} = 1,245$$

Woraus sich für der Radius R_{Mk42} zu $\approx 17,6R_{\odot}$ ergibt. Dieser Wert sieht zumindest von der Größenordnung her recht schön aus.

2.7. Bestimmung der Entfernung von Melnick 42 in der Großen Magellan'schen Wolke

Nun lässt sich das Entfernungsmodul von Mk42 berechnen:

$$V - M_v = 12,64 - (11,65 - 2,5 \log 50500 - 5 \log 17,6) = 19,98$$

Da auch die Verrötung bekannt ist kann man nun den Abstand zur Großen Magellan'schen Wolke bestimmen:

$$d = \exp\left(\frac{V - M_V - A_V + 5}{5}\right) = e^{4.748} = 115,35[kpc]$$

Auch dieser Wert ist weniger als ein Faktor 2 größer als der Literaturwert und damit noch recht akzeptabel.