

Chromosphären, Koronen, Magnetfelder, Sternwinde

Peter Ulmschneider, Institut für Theoretische Astrophysik, Univ. Heidelberg

Das unvergleichliche Gefühl das einen Bergsteiger ergreift, der nach langer Planung unter Einsatz ausgeklügelter Technik und großer Strapazen, endlich den Gipfel erreicht wird auch einem Naturforscher zuteil, dem es gelingt einen ganzen Komplex scheinbar unzusammenhängender Phänomene aufzuklären und auf das Wirken einfacher Naturgesetze zurückzuführen.

Als ich 1964 an der Yale Universität in den USA bei der Suche nach dem Thema für eine Doktorarbeit in der Astronomie vorsprach, erzählte mir der Dozent von folgendem physikalischen Problem: Es sei jetzt möglich, den inneren Aufbau der Sterne und ihre Entwicklung durch die Angabe von drei Parametern, der Effektivtemperatur T_{eff} , der Schwerebeschleunigung g und dem Metallgehalt der stellaren Gase Z_M , eindeutig festzulegen und mit Rechenprogrammen vorherzusagen. Man wisse außerdem, dass die äußeren Sternschichten, die Chromosphären und Koronen (Fig. 1) mit ihrer Radio-, UV- und Röntgenstrahlung wie auch der Sternwind vollständig vom Sterninneren abhängen. Denn man kann physikalische Einflüsse durch ein um Lichtjahre entfernten Nachbarstern oder das dünne interstellare Medium vernachlässigen. Deshalb müsste es möglich sein, das Verhalten der äußeren Sternschichten eindeutig vorherzusagen und als Funktion des Sternaufbaus, d.h. der 3 Parameter, darzustellen. Klären Sie diesen physikalischen Zusammenhang auf und schreiben Sie ein Rechenprogramm, das die Vorhersage der Außenschichten ermöglicht“. Diese Aufgabe faszinierte mich so sehr, dass ich die folgenden 40 Jahre damit verbrachte, das Problem zu lösen.

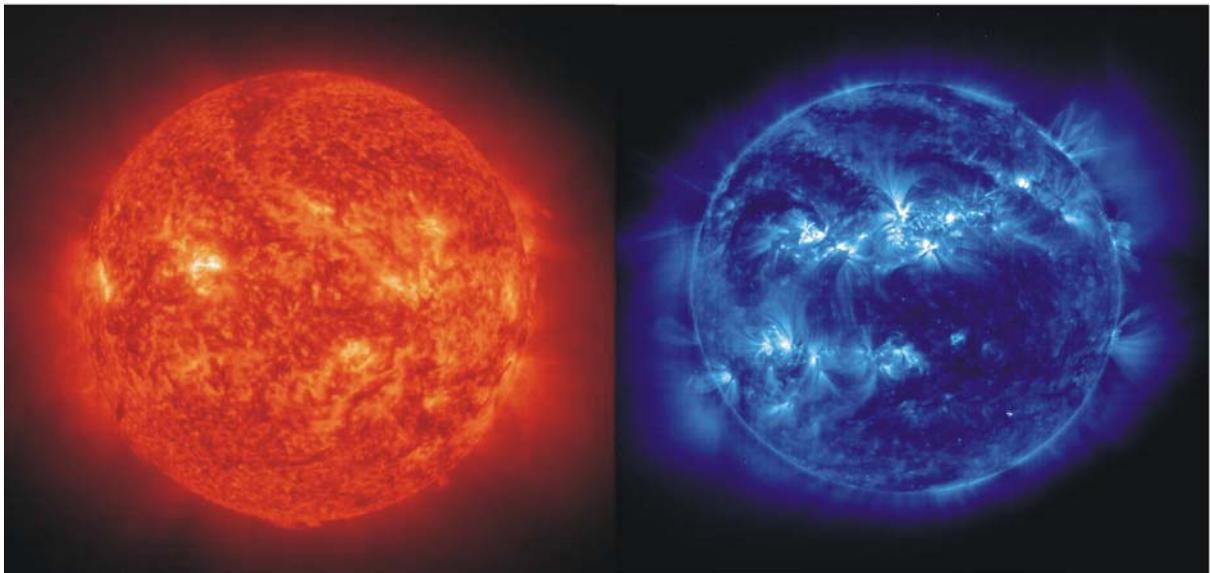


Fig. 1 Solare Chromosphäre (links) in der Spektrallinie He II 30,4 nm und Korona (rechts) in der Linie Fe X 17,1 nm aufgenommen von SOHO (ESA/NASA)

Leider ist es bisher noch nicht gelungen, eine vollständige Lösung vorzulegen. Dies liegt vor allem an der Erkenntnis der letzten Jahrzehnte, dass Magnetfelder für die äußeren Sternschichten von entscheidender Bedeutung sind und dass für deren Verständnis offensichtlich noch ein weiterer fundamentaler Parameter, die Rotationsperiode P_{Rot} des Sterns, benötigt wird. Trotzdem kann man erwarten, dass es in absehbarer Zeit gelingt, mit den 4 freien Parametern einen Stern eindeutig zu beschreiben, d.h. das ersehnte

Rechenprogramm für die Vorhersage von Chromosphären, Koronen, Magnetfeldern und Sternwinden zu entwickeln.

Rotation ist bei der Sternentstehung wichtig weil Sterne durch gravitativen Kollaps aus einer rotierenden interstellaren Gaswolke entstehen. Sie spielt auch in der Vorhauptreihenphase (Fig. 2a, blau) eine große Rolle, bei der Protosterne ihre schnelle Rotation verlieren und im *Hertzsprung-Russell-Diagramm* sich zur Hauptreihe hin entwickeln, bei der das reguläre Wasserstoffbrennen stattfindet. Der Ort (Fig. 2a, b), an dem Protosterne nach ihrer Vorhauptreihenentwicklung die Hauptreihe erreichen, wird *ZAMS = zero age main sequence* genannt. In der Hauptreihenphase, in der ein Stern die meiste Zeit seines Lebens verbringt, und in der späteren roten Riesenastphase (RGB, Fig. 2b) haben Sterne nur geringe Rotation.

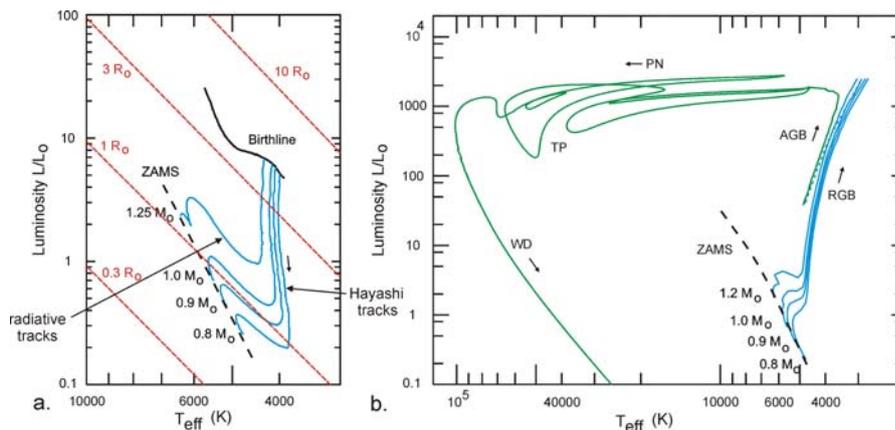


Fig. 2 Hertzsprung-Russell-Diagramm. a. zeigt (Pfeile) die Vorhauptreihenentwicklung, b. die Nachhauptreihenentwicklung der Sterne bis zum Weißen Zwerg-Stadium (WD)

Betrachten wir zunächst den inneren Aufbau und die Entwicklung der Sterne bei der die Rotation keine Rolle spielt. Das Rechenprogramm das das Sterninnere mit hoher Genauigkeit beschreibt, löst ein System von 4 Differentialgleichungen: die *Massenerhaltung*, die *Energieerhaltung* (es wird Energieerzeugung durch Kernprozesse und gravitative Kontraktion berücksichtigt), das *hydrostatische Gleichgewicht* und die *Transportgleichung*, die den Fluss der im stellaren Kern erzeugten Energie durch die Sternhülle mittels Strahlung und Konvektion beschreibt. Zu diesen Differentialgleichungen treten noch *zwei Materialgleichungen*, die die Kernerzeugungsraten ϵ und die Absorption der Strahlung κ als Funktion von Temperatur und Druck beschreiben. Man findet, dass 3 unabhängige Parameter, Z_M , T_{eff} und g ausreichen, um den Aufbau und die Entwicklung eines Sterns eindeutig zu beschreiben. Von diesen 3 Parametern ist die Unabhängigkeit von Z_M unmittelbar einsichtig, weil Z_M die chemische Zusammensetzung des homogenen Sterns vor dem Wasserstoffbrennen beschreibt. Für die beiden anderen Parameter wären die Sternmasse M_* und die Entwicklungszeit t_E seit der ZAMS-Phase eigentlich geeigneter, denn das Schicksal eines Sterns hängt nur von seiner Masse ab und wie lange die Kernprozesse gewirkt haben. Man kann jedoch ohne Schwierigkeiten M_* und t_E in die beiden Oberflächenparameter T_{eff} und g umrechnen.

Zur Beschreibung der, *Sternatmosphären* oder *Photosphären*, genannten Regionen an der Oberfläche der Sterne, die das gesamte optische Spektrum emittieren, benötigt man 2 Differentialgleichungen: das *hydrostatische Gleichgewicht* und den *Zusammenhang zwischen optischer Tiefe τ und geometrischer Tiefe z* , wozu der Absorptionskoeffizient κ benötigt wird. Man braucht noch eine dritte Gleichung, die sogenannte *T(τ) Relation*, in der die Effektivtemperatur T_{eff} auftritt und die den Transport der Energie durch Strahlung beschreibt, die bei Photosphären dominiert. Da im hydrostatischen Gleichgewicht die

Schwerebeschleunigung g eingeht und bei κ der Metallgehalt Z_M , ergeben sich erneut 3 Parameter, Z_M , T_{eff} und g , die eine Photosphäre eindeutig beschreiben. Wie beim Sterninneren spielt auch bei den Photosphären die Rotation keine Rolle.

Während in einer Photosphäre die Temperatur nach außen hin bis zu einem Randwert von etwa $0.8 \times T_{\text{eff}}$ (ca. 4100 K bei der Sonne) abfällt, stellt die *Chromosphäre* eine über der Photosphäre lagernde Schicht dar, in der die Temperatur nach außen hin wieder bis etwa 10000 K ansteigt. Oberhalb der Chromosphäre, verbunden durch eine *Übergangsschicht* in der die Temperatur sprunghaft wächst, lagert die *Korona*, die Temperaturen bis mehrere Millionen K aufweist. Wegen der hohen Temperaturen sind diese äußeren Schichten fast vollständig ionisiert (Plasma) und emittieren intensive Strahlung im UV, Röntgen und Radiobereich (Fig. 1). Während Teile der Korona in geschlossenen Magnetfeldröhren gefangen sind (die sich von einem Gebiet der Sternoberfläche zu einem anderen erstrecken, Fig. 1, rechts), gibt es auch Regionen in denen die Magnetfelder offen sind (d.h. die Feldlinien vom Stern bis ins Unendliche reichen), und in denen die *Sternwinde* abströmen. Unter langsamer Abkühlung (in Erdentfernung mißt man immer noch ca. 200000 K) reichen diese Sternwinde weit in den interplanetaren Raum hinaus, bis sie jenseits von Pluto-Entfernungen in einem heliosphärischen Schock auf das interstellare Gas treffen.

Wie lässt sich die Physik dieser äußeren Schichten als Funktion des inneren Aufbaus verstehen? Für den Transport der im Kern mit Kernfusion erzeugten Energie durch die Sternhülle zur Oberfläche sind zwei Hauptmechanismen verantwortlich: Konvektion und Strahlung. Bei der Konvektion steigen heiße Gasblasen auf, geben ihre Energie an die äußeren Regionen ab und sinken als kühles Gas wieder ins Innere zurück. In schalenförmigen Bereichen der Sternhüllen, den *Konvektionszonen*, führt dieses beständige Brodeln zu kräftigen turbulenten Bewegungen, die man an der Sonnenoberfläche (am Fuße der Photosphäre) als Granulation beobachtet (Fig. 3).

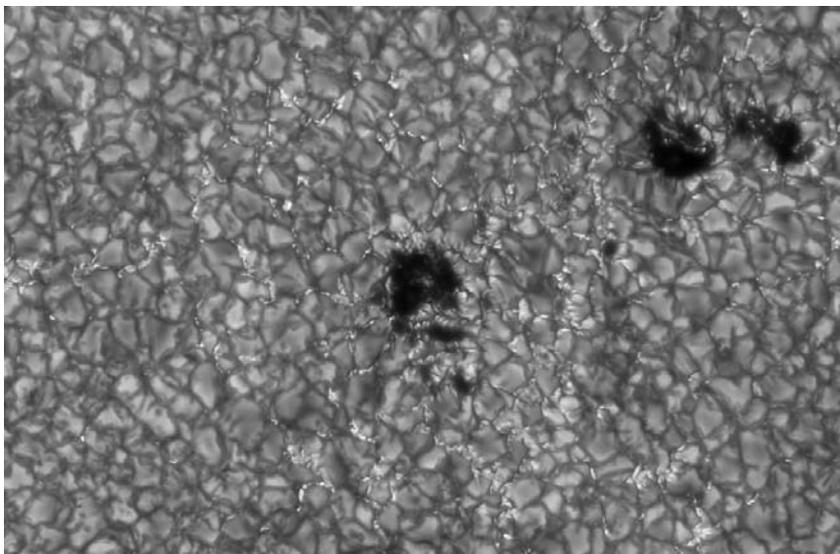


Fig. 3 Granulation an der Sonnenoberfläche. Granulen sind aus der Konvektionszone aufsteigende Gasblasen mit Lebensdauern von einigen Minuten. Weiter sieht man kleinräumige Magnetfelder (weiß, Filigrane) und kleine Sonnenflecken (schwarz) (SST, La Palma)

Strahlungstransport findet statt, wenn die Gase so transparent sind, dass die Photonen vom heißen Inneren direkt in die kühlen Aussenzonen entweichen können. Ob Strahlungstransport oder Konvektion auftritt, hängt von der Stärke des Absorptionskoeffizienten κ ab. Bei hohen Temperaturen ist das stellare Gas vollionisiert, d.h.

es besteht hauptsächlich aus Elektronen und Protonen. Da Protonen wegen fehlender gebundener Elektronen keine Photonen absorbieren können ist das Gas weitgehend transparent. Erst wenn bei kühleren Temperaturen sich Atome (z.B. H, He) mit gebundenen Elektronen bilden, können durch deren Bahnübergänge Photonen absorbiert werden. In den kühlen Photosphären ist also die Absorption groß und es bilden sich starke Temperaturgradienten aus, um viel Strahlung zu transportieren. Wird dieser Gradient zu groß, setzt Konvektion ein. Deshalb befinden sich unterhalb der Photosphären Konvektionszonen, die tief in das Innere des Sterns hinab reichen (bei der Sonne bis etwa 1/3 des Sternradius). Erst dort unten, wo die Gase wieder transparent werden, gibt es dann erneut eine Zone in der die Energie durch Strahlung transportiert wird. Ob eine Sternhülle durch Konvektion oder Strahlung dominiert ist, lässt sich direkt an den Entwicklungswegen im HR-Diagramm ablesen. Bei kühlen Oberflächentemperaturen findet man die vertikalen *Hayashi-tracks* (Fig. 2), hier haben die Hüllen sehr tiefe Konvektionszonen, während bei den *radiative tracks* die Sterne eine weitgehend durch Strahlungstransport bestimmte Hülle besitzen.

Eine turbulente Konvektionszone erzeugt Schall und (in Verbindung mit Magnetfeldern) magnetohydrodynamische (MHD) Wellen, deren Energie durch *Schockdissipation* in der Chromosphäre und Korona abgeladen wird. Dadurch werden diese Schichten aufgeheizt. Außerdem erzeugt die Konvektion in Zusammenarbeit mit der Sternrotation Magnetfelder (*Dynamomechanismus*). Dabei wird Energie in die Magnetfelder gesteckt die dann in der Korona durch Kurzschluss von Feldlinien (*Rekonnektion*) ebenfalls zur Aufheizung und zum Wegtreiben von Sternmaterie benutzt werden kann. Die Physik der äußeren Sternschichten hängt also von der *Dissipation* der in der Konvektionszone erzeugten sogenannten *mechanischen Energie* ab.

Um die physikalischen Eigenschaften der Chromosphären, Koronen und Sternwinde in Abhängigkeit vom Sterninneren zu verstehen muss man klären, wie die mechanische Energie entsteht, wie sie in die äußeren Sternschichten fließt, diese aufheizt und wie Magnetfelder entstehen. Zur Aufklärung dieser Probleme wurden in den 1980er Jahren wichtige Beobachtungen gemacht. Untersucht man bei Sternspektren die sogenannten Emissionskerne im Inneren der Spektrallinie Ca II K bei 393.3 nm, so findet man eine enge Korrelation zwischen Rotation und chromosphärischer Emission (Rutten 1986), d.h. je schneller ein Stern rotiert, desto mehr Emission zeigt das Innere der Ca II K Linie. Für die Sonne konnte zudem beobachtet werden, dass eine enge Korrelation zwischen Magnetfluss und Ca II K Emission existiert, d.h., dass je stärker der Magnetfluss (= Magnetfeldstärke \times Fläche) lokal anwächst, desto höher ist die dortige Ca II K Linienemission (Schrijver et al. 1989).

Aus diesen beiden Korrelationen konnte geschlossen werden, dass bei Sternen eine enge *Zusammenhang zwischen Rotation und Magnetfeld* besteht, d.h. je schneller ein Stern rotiert, mit desto mehr Magnetfeldern ist er bedeckt. Dies hatte man auch theoretisch erwartet, denn Magnetfelder entstehen in Sternen nur dann, wenn gleichzeitig Rotation und Konvektion vorhanden sind. Zwar waren schon beim ursprünglichen Kollaps aus dem interstellaren Medium Magnetfelder präsent, doch gingen diese fossilen Felder später verloren. D.h. die starken Magnetfelder bei der Vorhauptreihenentwicklung, die man im sogenannten *T-Tauri Stadium* beobachtet, wie auch die Felder in der Hauptreihenphase werden vom Stern selbst erzeugt. Wie in der Konvektionszone eines rotierenden Sterns Magnetfelder entstehen, d.h. wie der sogenannte Dynamomechanismus genau funktioniert, ist trotz intensiver Forschung und massiven Computersimulationen bisher noch nicht aufgeklärt. Das Problem liegt an der großen Schwierigkeit, die Bewegung turbulenter Gase unter dem Einfluss von Gravitation (Auftrieb) und Magnetfeldern (Magnetokonvektion) in Computern zu simulieren. Das präzise physikalische Verständnis von magnetischen Chromosphären und besonders von Koronen bei denen ja die Magnetfelder dominieren (die vielen koronalen Bögen in Fig. 1 sind das Ergebnis von Magnetfeldern), muss deshalb bis zur Aufklärung des Dynamomechanismus warten.

Man kann versuchen, sich dem Problem zunächst mit einfachen Modellen zu nähern. Bei der Idealvorstellung einer *homogenen Turbulenz* betrachtet man Gasblasen, die sich isotrop in beliebige Richtungen bewegen und durch die Wucht (inertia) ihrer Teile nach kurzen Wegstrecken zerrissen werden. Große Gasblasen spalten sich dabei in kleinere Bruchstücke auf wodurch eine Hierarchie von Gasblasen entsteht, die sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Eine turbulente Gasblase kann mit drei charakteristischen Größen beschrieben werden, der Dichte ρ , dem Blasendurchmesser $l_k = 2\pi/k$, und der mittleren Geschwindigkeit u_k der Blase, wobei k die sogenannte Wellenzahl ist. Man erkennt dass sich aus diesen 3 Größen nur eine Kombination bilden lässt, die die Dimension einer Heizungsrate ($\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) besitzt, nämlich $\Phi_k = \rho u_k^3 / l_k$.

Weil in einer turbulenten Kaskade die Energie von den großen an die kleinen Gasblasen weitergereicht wird ohne dass Energie verloren geht, muss die Bedingung $\Phi_{k0} = \Phi_{k1} = \Phi_{k2} = \dots = \text{const.}$ erfüllt sein wenn man eine Reihe von Wellenzahlen $k_0, k_1, k_2; \dots$ betrachtet. Da die Dichte ρ nicht betroffen ist muss also $u_k \sim l_k^{1/3}$ gelten. Dieser Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Durchmesser der Gasblasen wird *Kolmogorov Gesetz* bezeichnet und man erwartet, dass ideale turbulente Strömungsfelder dieses Verhalten zeigen.

Benutzt man das Kolmogorov Gesetz, um die Emission von Schall aus einem turbulenten Strömungsfeld vorherzusagen erhält man die sogenannte Lighthill Formel, $F_A \sim u_k^8$, die bei irdischen Experimenten, z.B. bei der Schallerzeugung durch Düsentriebwerke, hervorragend bestätigt wurde. Wendet man die Formel bei Modellen der Konvektionszonen der Sterne an, die ja nur von den 3 Parametern, Z_M, T_{eff}, g , abhängen, kann man die Schallerzeugung dieser Zonen berechnen.

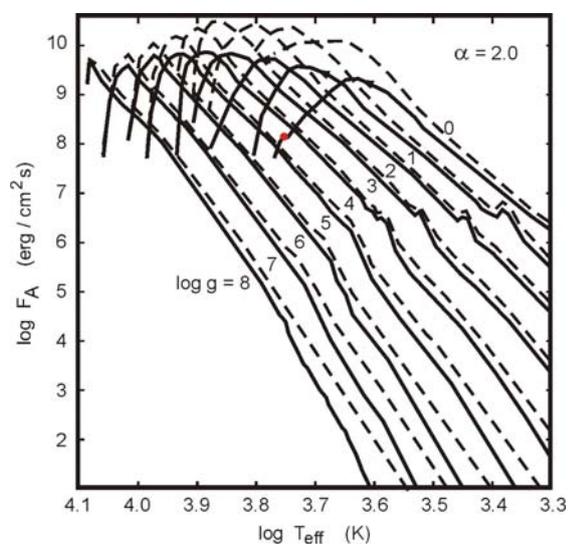


Fig. 4. Schallerzeugungsraten F_A bei Sternen für verschiedene Werte von T_{eff} und g berechnet mit der Stein-Theorie (Ulmschneider et al. 1996) für solare Metallhäufigkeiten Z_M . Gestrichelt: mit der Lighthillformel. Der rote Punkt markiert die Sonne ($T_{\text{eff}} = 5770 \text{ K}$, $\log g = 4.44$)

Figur 4 zeigt Schallflüsse F_A , die mit der komplizierteren Stein-Theorie berechnet wurden und erstaunlich gut mit den durch die einfache Lighthill-Formel gegebenen Werten übereinstimmen. Verfolgt man die in der Konvektionszone erzeugten Schallwellen bis in die Außenregionen der Sterne, wachsen die Wellenamplituden wegen der abnehmenden Dichte der Gase immer mehr an, bis sich sogenannte Schockwellen bilden, die einen Druck und Temperatursprung zeigen und die Wellenenergie effizient in Wärme umwandeln. Solche

Schockheizung ist aus irdischen Labors wohlbekannt; so etwa werden bei der Kernfusionsforschung in Schockröhren viele Millionen K erreicht. Mit solchen akustischen Wellenrechnungen in verschiedenen Sternatmosphären lässt sich die Aufheizung und Bildung von Chromosphären simulieren und die zu erwartende chromosphärische Emission in den Ca II K (und Mg II k) Linien vorhersagen. Figuren 5 und 6 zeigen Vergleiche mit Beobachtungen. Die empirischen Ca II (und Mg II) Emissionen liegen in einem bandförmigen Bereich, der sich zwischen einer als *Basal Flux limit* bezeichneten Grenze und dem *Saturation limit* erstreckt. Da in den Schallerzeugungsrechnungen die Sternrotation und damit die Magnetfelder nicht eingehen, lassen sich nur Sterne simulieren, die sehr langsam bis überhaupt nicht rotieren und deshalb kein Magnetfeld besitzen. Dies erwartet man für die am Basal Flux limit liegenden Sterne.

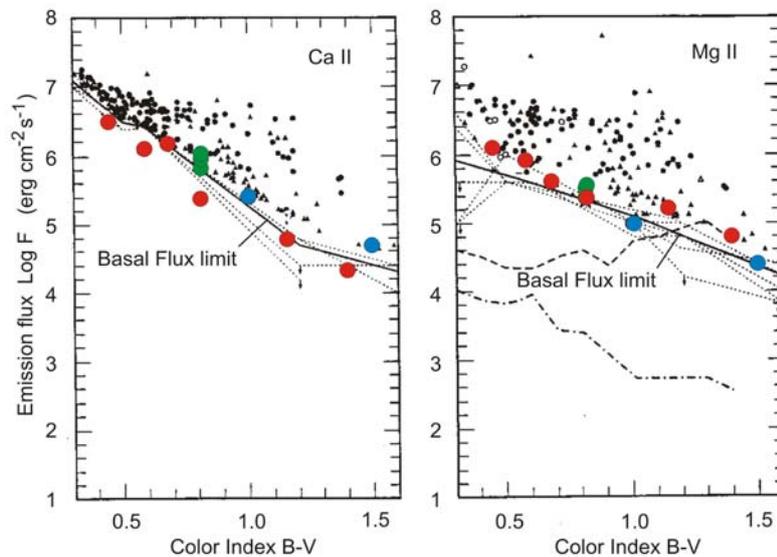


Fig. 5. Theoretische Emissionsflüsse (bunt) in den Ca II K und Mg II k Linien verglichen mit Beobachtungen für verschiedene Sterne. Der Farbindex B-V ist eng mit T_{eff} korreliert. Hauptreihensterne sind rot, Riesensterne (niedriges g) blau und Sterne mit anderem Metallgehalt Z_M grün dargestellt, nach Buchholz et al. (1998) und Cuntz et al. (1994)

Betont werden muss, dass man eigentlich keine gute Übereinstimmung erwarten darf, denn das komplizierte Strömungsfeld auf der Sonne (siehe Fig. 3) kann nur sehr bedingt durch ein homogenes, turbulentes Strömungsfeld beschrieben werden. Es überrascht, dass trotzdem eine erstaunlich gute Übereinstimmung bezüglich der Lage zum Basal Flux limit und in der B-V Abhängigkeit besteht, die sich auch auf die beobachtete Variation der Schwerebeschleunigung g (Riesensterne) und auf Sterne mit anderen Metallizitäten Z_M erstreckt. Letztere besitzen laut Beobachtung in etwa den gleiche Basal Flux limit wie Hauptreihensterne. Dies lässt hoffen, dass bei zukünftigen Simulationen mit realistischen Strömungsfeldern und einer verbesserten Berechnung der sich räumlich ausbreitenden Schallwellen eine noch präzisere Übereinstimmung gefunden wird, die den exakten Zusammenhang der Chromosphären mit dem Sterninneren liefert.

Wie bereits erwähnt, existieren noch keine Simulationen von stellaren Magnetfeldern, die es erlauben würden, Chromosphären schnell rotierender Sternen und Koronen vorherzusagen. Deshalb muss man sich auch hier zunächst mit simplen Modellen begnügen. Die erwähnte empirisch gefundene *Rotations-Magnetfeld Korrelation* erlaubt, Sterne mit verschiedenen *magnetischen Füllungsfaktoren* f (= Verhältnis der mit Magnetfeldern bedeckten Sternoberfläche zur Gesamtfläche) zu untersuchen. Man kann annehmen, dass die Magnetfelder in Form von sogenannten Flussröhren auftreten. Auf der Sonne findet man

Magnetfelder nicht überall, sondern nur an den Rändern der Granulations- und vor allem Supergranulationszellen (Fig. 3). Mit den Granulationszellen treten heiße Gasblasen an die Oberfläche und schwimmen die Magnetfeldröhren (Filigree) zur Seite in die engen Zellrandgebiete (intergranular lanes), wo das abgekühlte Gas wieder ins Sonneninnere zurückfließt. Die Flussröhren stellen sich dabei vertikal zur Sternoberfläche auf da innerhalb der Röhre die Gasdichte geringer ist als im nichtmagnetischen Außenraum (Auftrieb).

Die Einwirkung der turbulenten Gasströmungen vom Außenraum auf die Flussröhren erzeugt MHD-Wellen die man unter Annahme homogener Turbulenz berechnen kann. Quetschungen erzeugen *longitudinale MHD-Wellen* die den Schallwellen nahe verwandt sind und Schocks bilden. Horizontale Verschiebungen erzeugen *transversale (kink) Wellen* und Verdrillungen produzieren *torsionale Alfvén-Wellen*. Unter der Annahme verschiedener Füllungs-faktoren f kann man die Erzeugung solcher MHD-Wellen berechnen und ihre Ausbreitung und Schockbildung in den Flussröhren verfolgen. Verteilt man für angenommene f -Werte die Flussröhren gleichmäßig über den Stern kann man die zu erwartende Ca II K Linienemission berechnen. Figur 6 zeigt beobachtete Ca II Emissionen von Sternen zusammen mit theoretischen Werten für Sterne mit verschiedenem f . Man erkennt dass mit größerem Füllungs-faktor f die chromosphärische Emission anwächst, und kann sogar grob den Saturation limit reproduzieren. Dass hier keine größeren Werte als $f = 0.4$ angenommen werden liegt daran, dass außerhalb der Flussröhren noch genügend magnetfeldfreier Raum verbleiben muss damit die Konvektion, die Ursache der MHD-Wellenerzeugung, nicht unterdrückt wird. Würde man den fehlenden theoretischen Zusammenhang der Rotationsperiode P_{Rot} mit dem Füllungs-faktor f besitzen (Dynamotheorie) hätte man die Abhängigkeit der Chromosphären schnell rotierender Sterne von 4 Parametern T_{eff} , g , Z_M und P_{Rot} , - oder gar nur 3, wenn es einen Zusammenhang $P_{\text{Rot}}(T_{\text{eff}}, g, Z_M)$ gibt - aufgeklärt.

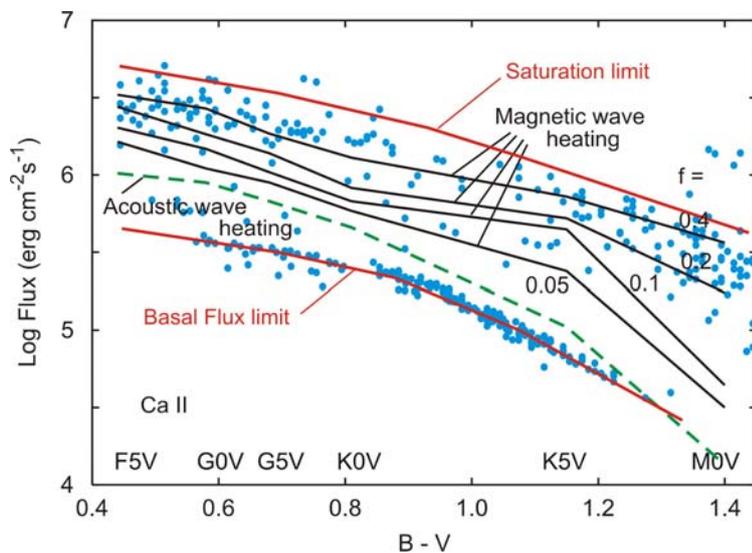


Fig. 6 Theoretische Ca II K Emissionsflüsse von Hauptreihensternen mit verschiedenen magnetischen Füllungs-faktoren f im Vergleich mit Beobachtungen, nach Fawzy et al. (2002). Der Farbindex $B-V$ und der Spektraltyp sind eng mit T_{eff} korreliert.

Zum Schluss möchte ich noch kurz zur Korona und zum Sternwind kommen. Koronen sind von Magnetfeldern mit sehr kompliziertem Feldverlauf dominiert (Fig. 1), der von den Gasbewegungen der Konvektionszone bestimmt ist. Als weiterer Heizungsmechanismus kommt hier die *Rekonnexion* ins Spiel, deren Wirkung im Vergleich zur *Schockheizung* bisher noch unzureichend untersucht ist. In offenen Magnetfeldgebieten, den sogenannten *coronal holes* wird der Sternwind vermutlich durch Alfvénwellen angetrieben. Um diese Zusammenhänge und ihre Abhängigkeit vom Sonnenfleckenzyklus (Dynamomechanismus)

zu verstehen wird noch viel Aufklärungsarbeit nötig sein. Ziemlich sicher ist jedoch, dass in absehbarer Zeit der existierende physikalischen Zusammenhang zwischen dem Sterninneren und den Chromosphären, Koronen, Magnetfeldern und Sternwinden aufgeklärt sein wird.

Literatur:

Buchholz, B., Ulmschneider, P., Cuntz, M. 1998: *Astron. Astrophys.* 494, 700

Cuntz, M., Rammacher, W., Ulmschneider, P. 1994: *Astrophys. J.* 432, 690

Fawzy, D., Ulmschneider, P., Stepien, K., Musielak, Z.E., Rammacher, W. 2002:
Astron. Astrophys. 386, 983

Rutten, R.G.M. 1986, *Astron. Astrophys.* 159, 291

Schrijver, C. J.; Coté, J.; Zwaan, C.; Saar, S. H. 1989: *Astrophys. J.* 337, 964

Ulmschneider, P., Theurer, J., Musielak, Z.E. 1996: *Astron. Astrophys.* 315, 212