

Astronomie: alte Geschichten und neue Physik

Hardi Peter & Michael Stix
Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik

Vorlesung an der Universität Freiburg, Wintersemester 2003/2004

Script der Beiträge von H. Peter — 14. November 2003

<http://www.kis.uni-freiburg.de/~peter/teach/>

Programm

13.10 / 20.10	Sonnenflecken	(HP)
27.10 / 3.11	Neutrinos	(MS)
10.11 / 17.11	Korona	(HP)
24.11 / 1.12	Planeten	(MS)
8.12 / 15.12	Meteore	(HP)
15.12	Stern von Bethlehem	(HP)
12.1	Supernovae	(MS)
19.1 / 26.1	Kosmologie	(MS)
2.2 / 9.2	Gamma-Ray-Bursts	(HP)

Inhaltsverzeichnis

1	Sonnenflecken	5
1.1	Beobachtungen ohne Teleskop	5
1.1.1	Auflösungsvermögen und Größe der Strukturen	5
1.1.2	Sichtbarkeit mit bloßem Auge	5
1.1.3	Frühe Beobachtungen	6
1.1.4	Wandel des Weltbildes	6
1.1.5	Keplers Beobachtung vom 16.11.1607 in Prag	6
1.2	Entdeckung der Sonnenflecken mit dem Teleskop	8
1.2.1	Erfindung des Teleskops	8
1.2.2	Erste Teleskopbeobachtungen von Sonnenflecken	8
1.3	Flecken am Rand: der Wilson Effekt: 1774	10
1.4	Entdeckung des Sonnenfleckenzyklus: 1858	11
1.5	Bewegung der Flecken auf der Sonne	11
1.6	Frühe Hypothesen zur Natur der Flecke	12
1.7	Beobachtungen im 19. JH	12
1.7.1	Endlich weniger Licht!	12
1.7.2	Zeichnungen der Feinstruktur von Sonnenflecken	13
1.7.3	Photographie	13
1.8	Natur der Flecken Ende des 19. JH	13
2	Korona	15

2.1	Zeittafel	15
2.1.1	Frühe Entdeckungen bis 1900	15
2.1.2	Einige Arbeiten im 20. Jahrhundert	16
2.2	Wann und wo findet eine Sonnenfinsternis statt?	17
2.2.1	Voraussetzungen für eine Finsternis	17
2.2.2	Saros-Zyklus	19
2.2.3	Wie oft am gleichen Ort?	20
2.3	Was sieht man bei einer Sonnenfinsternis?	21
2.3.1	Zeitplan einer Finsternis	21
2.3.2	Warum ist die Korona heiß?	21
2.4	Koronabeobachtung außerhalb von Sonnenfinsternissen	23
2.4.1	EINSCHUB: Spektroskopie – Anfang der Astrophysik	23
2.4.2	Frühe Schmalband-Beobachtungen der Korona im visuellen	25
2.4.3	Koronographen	26
2.4.4	Beobachtung der Korona auf der Sonnenscheibe	27
2.5	Energy balance in a static corona	31
2.5.1	Does a static corona exist?	31
2.5.2	The corona as a thermostat	32
2.6	Expansion of the outer stellar atmosphere	34
2.6.1	Pressure driven wind in a spherical symmetric atmosphere	34
2.6.2	The mass flux problem	37
2.6.3	From the mass flux problem to modern wind modelling	37

Kapitel 1

Sonnenflecken

1.1 Beobachtungen ohne Teleskop

1.1.1 Auflösungsvermögen und Größe der Strukturen

Allgemein: Auflösung: $\phi = 1.22 \frac{\lambda}{D} \rightarrow D \approx 3 \text{ mm}, \lambda \approx 500 \text{ nm} \leadsto \phi \approx 41'' \hat{=} 29\,800 \text{ km auf der Sonne}$

Radius der Sonne: $R_{\odot} \approx 696\,000 \text{ km}$

Entfernung der Sonne: $1 \text{ AU} \approx 149\,600\,000 \text{ km}$

\leadsto scheinbarer Durchmesser der Sonne am Himmel: $\approx 0.5^{\circ} \approx 1800''$

Heutiges Wissen:

typischer Sonnenfleck: Durchmesser ca. $10'' \dots 20''$ ist *nicht* mit bloßem Auge sichtbar!

Fleckengröße oft gemessen in Millionstel der Hemisphäre: für $10/20''$ sind dies 30/125 Millionstel

Mit bloßem Auge sind also nur entweder extrem große Flecken oder aber Gruppen von eng beisammen stehenden Flecken beobachtbar wenn deren Fläche fast 1000 Millionstel der Hemisphäre bedecken. Dann sind immerhin 0.1% der sichtbaren Sonnenscheibe bedeckt!

1.1.2 Sichtbarkeit mit bloßem Auge

In den frühen Morgen- oder Abendstunden, am besten am Morgen bei Frühnebel.

Schönes „modernes“ Experiment: Beobachtung der Sonne mit einer Finsternisbrille (mit größter Vorsicht) und der Versuch Sonnenflecken auszumachen.

Bedingungen sind sehr schwierig, insbesondere sind kontinuierliche Beobachtungen nur schwer durchzuführen.

1.1.3 Frühe Beobachtungen

Es gibt Berichte von Sonnenflecken aus China, über 18 Jahrhunderte im Schnitt ein Bericht pro Dekade (also immerhin über 100 Berichte).

Allerdings sind all diese Beobachtungen isoliert.

1.1.4 Wandel des Weltbildes

Weiteres Problem bei der Sonnenfleckenbeobachtung:

Nach dem Weltbild der Antike sind die Himmelskörper vollkommen:

Die Sonne „darf“ nicht befleckt sein!

Ein langsamer doch steter Wandel rüttelte an diesem Bild.

1543: Copernikus postuliert ein Heliozentrisches Weltbild. Hiernach könnten auch Planeten vor der Sonne vorbeiziehen.

bis 1577: Beobachtungen von Tycho Brahe auf Hven (dänische Insel) u.a. von Kometen. Er konnte zeigen, daß ihre Entfernung der der Planeten entsprechen muß. Damit ist die Himmelsphäre nicht unveränderlich.

1572, 1604: Berichte von „neuen Sternen“, sog. Novae, die noch deutlicher die Veränderbarkeit des Himmels zeigen.

1610: Planeten von Jupiter veröffentlicht in Sidereus Nuncius von Galileo (dies schon mit Fernrohr).

1.1.5 Keplers Beobachtung vom 16.11.1607 in Prag

Kepler sagte einen Durchgang von Merkur vor der Sonnenscheibe voraus. Die Beobachtungen führte er mit einer *Camera Obscura* durch.

Durchmesser der Planeten bei Vorübergängen:

Merkur: 8.8''

Venus: 43.4''

Also nicht (oder nur schwer) mit bloßem Auge sichtbar...

(aber das konnte Kepler noch nicht wissen, da er die Durchmesser der Planeten noch nicht genau kannte...).

Camera Obscura (lat. dunkle Kammer)

Ein dunkler Kasten mit einem kleinen Loch in einer Wand. Die gegenüberliegende Wand (oder ein Teil davon) ist aus transparentem Material. Durch diese Lochblende entsteht ein Bild auf

der Rückwand, aber nur, wenn das Loch klein genug ist.

Die Sonne wird durch das Loch seitenverkehrt und obern/unten-vertauscht auf der Rückwand abgebildet.

Der Lochdurchmesser sei D und der Abstand zur Rückwand sei d .

Dann ist $\phi = 1.22 \lambda/D$ der kleinstmöglich aufzulösende Winkel (bei Wellenlänge λ , typisch 500 nm).

Diese Winkelauflösung entspricht nun einer Lineardimension x auf der Rückwand (der Bildebene) der Kamera, also $x = \phi \cdot d = 1.22 \lambda/(D/d)$. Je größer also der Lochdurchmesser, desto höher das Auflösungsvermögen (wie beim normalen Teleskop).

Hiebei ist aber zu beachten, daß letztlich auch der Lochdurchmesser die Auflösung nach oben hin beschränkt. Je größer das Loch, desto schlechter die Abbildung, denn man kann nur Strukturen in der Bildebene unterscheiden, die etwa so groß oder größer sind als der Lochdurchmesser. Am besten sollte also der Lochdurchmesser etwa mit der Lineardimension der Auflösung auf der Rückwand übereinstimmen.

Als Beispiel die Daten einer kommerziellen Lochkamera:

(<http://www.fotoline.ch/FOTOintern/01-09/Lochkamera.htm>).

Lochdurchmesser $D = 0.3$ mm und Gehäuselänge $d = 7.5$ cm.

Daraus folgt $x = 0.15$ mm, also etwa halb so groß wie der Lochdurchmesser (als Daumenregel sollte $D/d \approx 0.005$ sein). Hier wurde zudem beachtet, daß die Korngröße von normalem Photofilm etwa etwa 50–100 μm beträgt, also ebenfalls der linearen Auflösung in der Bildebene entspricht (oder besser ist).

(Man kann auch mit einem Stück Film und einer Kaffee-Dose eine „hervorragende“ 360°-Kamera bauen...)

Zur Beobachtung der Sonne:

Lochdurchmesser $D = 2$ mm Raumlänge $d = 5$ m.

Winkelauflösung $\phi = 1.22 \lambda/D \approx 60''$, also nicht besser als bloßes Auge!

Lineardimension der Auflösung auf Rückwand: $x = 1.5$ mm

Würde man das Loch größer machen (um die Auflösung zu verbessern), so würde man das Bild verschlechtern, da dann der „geometrische Lichtwurf“ des Loches größer würde als die Auflösung. Ein Ausweg ist ein größerer Raum...

Später wurde das Loch mit einer Linse versehen, mit der dann diese Probleme behoben waren, man konnte also auch bei kleineren Abmessungen der Camera eine höhere Auflösung erreichen.

Die Beobachtung von Kepler

Keplers Assistent sah in den Tagen vor dem 16.11. keine Strukturen, Kepler sah am 16.11 deutlich einen dunklen Flecken.

Mit dieser Beobachtung war Kepler zufrieden und sicher, den Merkurdurchgang beobachtet zu haben.

An diesem Tag war allerdings *kein* Merkurdurchgang. Die Durchgänge mit größter zeitlicher Nähe zu dem von Kepler berechneten Datum waren 1.11.1605 und 3.5.1615.

Kepler hätte also noch länger beobachten sollen. Dann hätte er gesehen, daß er keinen Merkurdurchgang sah, und er hätte als erster Sonnenflecken als solche entdecken können!

1.2 Entdeckung der Sonnenflecken mit dem Teleskop

1.2.1 Erfindung des Teleskops

Erste Teleskope tauchen im frühen 17. JH auf, vermutlich aus Holland.

Weite wissenschaftliche Verbreitung des Teleskops durch die Arbeiten Galileos, vor allem des *Sidereus Nuncius* (Buch zu Jupiters Planeten).

Frühe Teleskope sind Kombination aus konvexer und konkaver Linse (*kein* reelles Bild, „Abbildung erst im Auge“; wie bei Lupe).

Beobachtet wird die Sonne morgens oder abends, um das Auge zu schonen. Eine nicht zu empfehlende Vorgehensweise!

Kepler veröffentlicht 1611 *Dioptrice* zur Theorie optischer Linsen und des Fernrohrs (Umfassende Darstellung der damals bekannten Optik).

Kepler schlägt Kombination aus zwei Konvexlinsen vor, das Astronomische oder Kepler-Fernrohr, mit reellem Bild hinter dem Okular und umkehrenden Bild.

Erst diese Arbeiten ermöglichten eine Projektion des Sonnenbildes und damit eine gefahrloses Studium der Sonne.

1.2.2 Erste Teleskopbeobachtungen von Sonnenflecken

Die erste Beobachtung von Sonnenflecken lag in der Luft.

Die genaue Reihenfolge ist daher einerseits schwer zu entscheiden, andererseits auch eigentlich unwichtig.

Verschiedene Quellen geben verschiedene Prioritäten. Diese Darstellung beruft sich auf J. Casanovas: “Early Observations of Sunspots: Scheiner and Galileo” in ASP Conference Series 118, 1997, edited by B. Schmieder et al.

Thomas Harriot

in 1786 fand F.X. von Zach Manuskripte von Thomas Harriot (1560–1621), einem Mathematiker und Astronomen aus England. Hierin sind 199 Fleckenzeichnungen enthalten, von denen die erste am **3.12.1610** (Julianisch) angefertigt wurde. Allerdings wurden diese ersten Zeichnungen nicht von Harriot veröffentlicht.

Johann Fabricius

Fabricius (1587–1616) war Astronom und Mediziner. Mit dem Fernglas schaute er direkt auf die Sonne.

Aus dem „Arbeitsalltag“ von Fabricius:

1. Beobachten der Sonne am Rand, um das Auge zu adaptieren...
2. Langsames Wandern in die hellere Sonnenmitte...
3. Früh genug wieder aufhören...
4. Auch nach Beobachtungen knapp über dem Horizont ist noch tagelang ein roter heller Fleck ständig sichtbar..
5. Wenn direktes Beobachten zuviel ist, wird die Beobachtung mit einer Camera Obscura fortgesetzt.

Seine ersten Sonnenflecken beobachtet er vermutlich am **27.2.1611** (Julianisch).

Die Schrift *Maculae in Sole observatis, et apparente earum com Sole conversione narratio* geht am 13.6.1611 in Druck.

Fabricius berichtet auch über unterschiedlich schnelle Bewegung in Scheibenmitte und am Rand und schließt richtig auf eine Rotation der Sonne und die Zugehörigkeit der Flecken zur Sonne.

Christoph Scheiner

Christoph Scheiner (1576–1650) ist am vielleicht bekanntesten durch die Erfindung des Pantographen (Gerät zum Verkleinern und Vergrößern von Zeichnungen und zum perspektivischen Zeichnen). Er war kurz (1620-21) Professor der Mathematik in Freiburg.

Erste Beobachtung durch den Rauch, der infolge eines Brandes der Universitätsturmes entstanden ist (in Ingolstadt gemeinsam mit seinem Assistenten Johann Cysat).

Dies war vermutlich im **März 1611**.

Vor einer Veröffentlichung sollten die Beobachtungen erst noch verbessert werden (durch Farbfilter). Erst am 11.11.1611 schreibt er unter dem Pseudonym *Apelles* einen Brief an Marcus Welser in Augsburg (es folgen noch zwei weitere). Welser ist einflußreicher Politiker mit guten Verbindungen nach Italien und diente oft als Mittelsmann zwischen Astronomen in Deutschland und Italien. Offensichtlich wollte Scheiner erst die Reaktionen seiner Kollegen abwarten, daher das Pseudonym.

Scheiner benutzt i.d.R. eine Camera Obscura um die Position der Flecken festzulegen, und ein Teleskop, um die Flecken im Detail zu studieren.

Scheiner erkennt als erster, daß Flecken nahe dem Äquator schneller rotieren als in höheren Breiten. Hieraus zieht er den (falschen) Schluß, daß die Flecken *nicht* zur Sonne gehören können, da er annimmt, daß die Sonne ein fester Körper (d.h. starrer Rotator) sei.

Scheiners Arbeiten zu Sonnenflecken kulminieren in seinem 4-bändigen Werk *Roa Ursina* (728

Seiten), erschienen 1626-30. Hierin beschreibt Scheiner auch erstmals eine äquatoriale Montierung zur vereinfachten Nachführung.

Galileo

Secchi (1870) sagt, daß Galileo die Flecken vor Scheiner beobachtet hat, sie aber nicht zum Gegenstand einer detaillierten Untersuchung machte (möglicherweise um seine Augenlicht zu schonen...). Secchi führt an, daß Galileo schon vor Scheiners Beobachtungen (aber nach Fabricius) „gelehrten Freunden die Sonnenflecken in dem Garten Bandini zu Rom“ zeigte. Allerdings gibt Secchi keine Quellen an.

Später bezichtigte Galileo Scheiner des Plagiats, aber insbesondere seine Antworten auf die Briefe von Scheiner/Apelles zeigen deutlich, daß Scheiner die Flecken wirklich unabhängig sah. Auf die unschöne Auseinandersetzung von Galileo und Scheiner soll hier nicht näher eingegangen werden.

Während Galileo die richtigen Interpretationen vornahm, „verdanken wir der echt deutschen Ausdauer Scheiner's eine große Reihe von Beobachtungen (...) die erst in der neueren Zeit nach ihrem vollen Werthe gewürdigt worden sind“ (Secchi 1870).

Galileo interpretiert die Rotation der Flecken um die Sonne korrekt und entdeckt als erster Fackeln, helle Gebiete, die die Flecken umgeben.

Kommentare Keplers

aus Casanovas...

1.3 Flecken am Rand: der Wilson Effekt: 1774

Am 22.11.1769 beobachtet A. Wilson einen Flecken auf dem Weg zu Rand hin. Er fand erst die zentrumsseitige Penumbra verschwinden, bevor sich die dunkle Umbra immer mehr zu einem Strich zusammenzog.

Er interpretierte hiermit den Flecken als Höhlungen in der Sonnenoberfläche ähnlich einer großen Schüssel mit flachem Boden.

Wilson nahm an daß sich durch die Neigung der Penumbra selbige schwächer beleuchtet würde und daher etwas dunkler erscheint...

Wilson konnte zeigen, daß die Tiefe des Flecks weit kleiner sein muß als sein Durchmesser (typischen Werte betragen 100–1000 km). Warren de la Rue fertigte gegen 1860–70 Photographien von Flecken an, zwischen denen der Fleck ca. 15° mit der Sonne weiter gewandert war. Eine stereoskopische Betrachtung dieser Bilder zeigte ebenfalls den Höhlencharakter der

Flecke.

1.4 Entdeckung des Sonnenfleckenzklus: 1858

Erste Hinweise auf eine Schwankung der Sonnenfleckenzahl gab es bereits kurz nach der Entdeckung der Flecken. Scheiner und später William Herschel (1738-1822) spekulierten darüber, ohne aber genügend Beobachtungsmaterial zu besitzen.

Beginnend am 11. Oktober 1825 beobachtete Heinrich Schwabe (1789-1875, Dessau bei Berlin) über 42 Jahre lang fast täglich (!) die Sonne und fertigte Sonnenfleckenzzeichnungen an. (Eigentlich wollte er einen Planeten innerhalb der Merkurbahn entdecken...). 1843 publizierte er in den *Astronomischen Nachrichten* erstmals die Entdeckung eines ca. 10-jährigen Zyklus in der Sonnenfleckenzahl aus 17 Jahren Beobachtung. Erst nachdem Alexander von Humboldt (1769-1859) dieses Ergebnis in den dritten Band seines *Kosmos* (1851) aufnahm, fand Schwabes Ergebnis weite Verbreitung.

Hierzu wurden von ihm, aber auch von von seinen Zeitgenossen Rudolf Wolf (1816-1893), Richard Christopher Carrington (1826-1875) und de la Rue (1815-1889), ein mehr oder minder objektives Maß für die subjektiv beurteilte Zahl der Flecken entwickelt. Schwabe projizierte ein ca. 6 cm großes Sonnenbild und zählte die Flecken die er sah. Ähnliches tat Wolf. De la Rue versuchte aus den Beobachtungen die Bedeckung durch Flecken in Millionstel der Hemisphäre anzugeben, als ein Maß für die Fläche und nicht die Zahl der Flecken. Beides korreliert jedoch sehr gut. Wolf konnte so schon 1870 die Fleckenzahl bis ca. 1700 zurück rekonstruieren.

Die Natur dieses Zyklus blieb damals völlig im Dunkeln, und ist auch heute noch nicht in allen Einzelheiten verstanden. Wolf und andere favorisieren einen Zusammenhang mit den Planeten (Jupiters Umlaufzeit gleicht in etwa dem Sonnenzyklus). Aber schon früh wird hieran gezweifelt. Insbesondere aufgrund der hohen Dynamik der Flecken beim Entstehen und Vergehen verwirft Angelo Secchi (1818-1878) diese These. Er denkt eher an die „physischen und chemischen Kräfte im Sonneninnern“.

Bereits um 1870 wußte man von einem engen Zusammenhang zwischen Sonnenfleckenzahl und Nordlichterscheinungen und der „magnetischen Kraft“ der Erde.

1.5 Bewegung der Flecken auf der Sonne

1. Flecken bewegen sich auf der Sonne innerhalb von ~ 14 Tagen von Ost nach West. Manchmal kehren die Flecken auch (1,2,3,4 mal) wieder.
2. Bahnen der Flecken zeigen, daß Rotationsachse der Sonne nicht senkrecht zur Ekliptik steht.
3. Wenn mehrere Flecken sichtbar sind, bewegen sich alle auf „parallelen“ Bahnen. Dies ist Hinweis, daß Flecken zur Sonne gehören.

(Gleiches gilt für helle Fackeln — wenn dies auch Trabanten/Planeten wären, so müßten diese heller sein als die Sonne...)

4. Scheinbare Bewegung der Flecken am Rande schneller als in Scheibenmitte. Dies ist konsistent mit Rotation der Sonne.
5. Nähern sich die Flecke dem Rand, so wird aus der rundlichen Form ein Oval. Flache Gebilde auf der Sonne, Wolken (Galileo) oder Höhlungen (Scheiner).
6. Form der Flecken verändert sich täglich.
7. Flecken kommen am häufigsten in Breiten von ca. $10\text{-}30^\circ$ vor.
8. Zahl der Flecken schwankt stark (mit ca. 11-jähriger Periode)
9. Flecken rotieren nicht ganz gleichmäßig (manche manchmal schneller, manchmal langsamer), es gibt also eine schwache Drift der Flecken gegenüber der Sonnenrotation.

1.6 Frühe Hypothesen zur Natur der Flecke

Zuerst hielt Scheiner die Flecken für um die Sonne laufende Planeten, später hielt er sie für ein Phänomen unter der Sonnenoberfläche (gab aber keine Begründung an).

Schon Galileo konnte zeigen, daß Flecken zur Sonne gehören (Punkte 3, 4, 5 des vorherigen Abschnitts). Er hielt sie für *Wolken*, die über der Sonne schweben und das Licht blockieren. Dieses Bild hielt sich bis weit in die Mitte des 19. Jh hinein.

Es wurde behauptet, die Flecken seine *Gebirge*, die einen Schatten werfen ...

Sie wurden auch als *Schlacke* beschrieben, die auf einem feurig-flüssigen Ozean treibt.

Der Wilson-Effekt legt nahe, daß Flecken *Löcher* sind. Die Flecken geben dann den Blick auf den kühleren Sonnenkern frei. Ausgehend von seinen Beobachtungen vergleicht Wilson die Photosphäre (also den Bereich, von dem das Licht kommt) mit einem dichten, intensiv leuchtendem Nebel. William Herschel (1738-1822) argumentierte, daß die Photosphäre nicht flüssig sein konnte, da sonst die flüssig-glühende Oberfläche in die Flecken stürzen müßte. Sie kann aber nicht fest sein, da sich die Flecken fortwährend verändern, also muß sie den Nebeln auf der Erde gleichen. Bis zum Anfang des 19. Jh nahm man noch oft an, daß die kühle Gegend der Sonne bewohnt sein könnte.

1.7 Beobachtungen im 19. JH

1.7.1 Endlich weniger Licht!

„Der größte Feind der Sonnenbeobachtung ist die Sonne“ — frei nach Wolfgang Mattig.

Um die Sonne vernünftig zu beobachten, muß man ihr Licht geeignet abschwächen. Durch ein oder mehrere gefärbte Gläser ist dies nicht gut möglich, da diese sich sehr stark aufheizen und zerplatzen können! Man ließ auch Licht durch gefärbte Flüssigkeiten fallen, aber diese erwärmten sich stark und das Bild wurde verschwommen...

John Herschel (1792-1871, Sohn von William H.) schlug vor, bei einem Spiegelteleskop den Glaskörper nicht zu versilbern, und Léon Foucault (1819-1868) hat die Objektivlinse eines Refraktors vorne leicht verspiegelt. Letzteres war erfolgreich, doch konnte man das Teleskop dann nur noch zur Sonnenbeobachtung verwenden. Diese „teuere Lösung“ setzte sich daher nicht durch.

John Herschel hat später ein spezielles Okular vorgeschlagen. Das Licht fällt derart auf ein Prisma, das der ins Glas eintretende Strahl auf die gegenüberliegende Seite senkrecht auftrifft und sich so beim Lichtaustritt keine störenden Reflexionen bemerkbar machen. Der an der Vorderseite reflektierte kleine Teil des Lichtes wird zur Beobachtung benutzt. Nun wird nur noch ein kleines farbiges Glas benötigt.

Schließlich ist noch zu beachten, daß sich die Objektivlinse und die Luft im Teleskoptubus merklich erwärmen kann, und so durch die entstehenden Luftbewegungen ein Beobachten schon nach Minuten unmöglich wird. Schon Secchi schlägt 1870 vor entweder ein offenes Teleskop oder einen Tubus mit großen Löchern zu benutzen.

1.7.2 Zeichnungen der Feinstruktur von Sonnenflecken

1.7.3 Photographie

1.8 Natur der Flecken Ende des 19. JH

Die Sonnenatmosphäre besteht aus einem leuchtendem Nebelmeer oder kondensierten Dämpfen. Im Gegensatz zur Erde bestehen diese aus Metallen anstatt aus Wasserdampf. Infolge der hohen Temperatur sind diese Metaldämpfe selbstleuchtend.

Schnelle scheinbare Bewegungen beim Entstehen der Flecke durch Temperaturunterschiede: an einer Stelle Kondensation, in heißeren Regionen Verdampfung — die führt zu scheinbarer Bewegung der Strukturen, ohne daß viel Materie bewegt wird. Ähnlich können auch starke Bewegungen nicht sichtbar sein, wenn nur die Kondensationsregion an einem Ort bleibt und doch von einem „Wind“ durchweht wird.

Zwei Möglichkeiten für den Flecken:

1. Der Fleck ist kühler als Umgebung. Umliegende heißere Materie wird einströmen und dabei erkalten. Hierin sieht Secchi das Problem, solche kalten Gebiete auf der Sonne tatsächlich über z.T. Monate kühl zu halten.

2. Der Fleck ist heißer. Ein Ausbruch aus dem noch viel heißeren Inneren der Sonne, ähnlich

einem Vulkanausbruch, wird heißes, (noch) nicht kondensiertes Material nach außen transportieren. Ähnlich einem Stahl von heißem Wasserdampf, der sich erst in einiger Entfernung von der Ausströmöffnung niederschlägt, ist das Gebiet über dem Fleck dann frei von kondensiertem Dampf. Damit leuchtet es dort weniger stark, obgleich es heißer ist. Dieses Bild paßt dann auch zur damaligen Vorstellung von Fackeln.

Kapitel 2

Korona

2.1 Zeittafel

2.1.1 Frühe Entdeckungen bis 1900

PLUTARCH, 98 AD

Der Mond erlaubt der Sonne Teile ihrer selbst auszuspucken...

Bis zur Mitte des 19. Jahrhunderts gab es *keine* Vorstellung über eine Verbindung Sonne – Korona!

KEPLER, 1567:

Korona ist Sonnenlicht gebrochen in der Mondatmosphäre

HALLEY, 1715:

Korona ist genau auf den Mond zentriert: Korona ist *Mondatmosphäre!*

BERKOWSKI, 8.7.1851:

erste erfolgreiche *Photographie* der Totalität.

Versuch von Majocci in 1842 gab nur partielle Phasen wieder

SECCHI & DE LA RUE, 18.7.1860:

Photographien an Orten ca. 500 km entfernt ergaben *keine Parallaxe* der Protuberanzen.

Korona muss zur Sonne gehören und nicht zum Mond!

Es gab Zweifler bis Ende 19. Jahrhundert.

JANSSEN, 1868:

Spektroskopie mit Hilfe von Prismen Entdeckung der Fraunhofer- und Kontinuums-Korona

Heutige Erklärung:

F-Korona: weiter von der Sonne entfernt, an Staub gestreutes Licht, Teil des Zodiakallichts.

K-Korona: nahe der Sonne, Streuung an heißen Elektronen, keine Linien, hoch polarisiert

YOUNG, 1869:

Neue Emissionslinien während einer Finsternis beobachtet, die keine Entsprechung bei den Absorptionslinien auf der Sonnenscheibe haben. Werden einem neuen Element, *Coronium*, zugeordnet. Es sind verbotene Linien von z.B. hochionisiertem Eisen.

JANSSEN, 1870:

Janssen verlässt das von Preußen belagerte Paris mit Ballon (!) um die Finsternis vom 22.12.1870 in Afrika zu beobachten. Hat schlechtes Wetter. Was ein Einsatz...

MENDELEEV, 19.8.1887:

Mendeleev hat nicht nur das Periodensystem der Elemente eingeführt, sondern auch als erster eine Finsternis vom Ballon aus beobachtet.

2.1.2 Einige Arbeiten im 20. Jahrhundert

29.5.1919: ALLGEMEINE RELATIVITÄTSTHEORIE

Licht von Sternen, die nahe an der Sonne stehen, sollte ca. 1.75 arcsec abgelenkt werden
EDDINGTON: zwei Expeditionen: Brasilien und Afrika, Beobachtung von Sternen bis zu 9ter Größe!

Hyaden nahe der Sonne: Ablenkung von 1.65 und 1.98 arcsec.

(deutsche Expedition zur Finsternis 1914 nach Russland wird vom Krieg überrascht und verhaftet...)

CA. 1910: LICHTSTREUUNG AN FREIEN ELEKTRONEN

Polarisation des Koronalichtes in Einklang mit Streuung an Elektronen.
Elektro-magnetische Modelle der Korona (STÖRMER)

1923, 1926: RADIALGESCHWINDIGKEITEN

Vergleich von Beobachtungen an verschiedenen Orten ca. 2.5 h entfernt:
„Radialgeschwindigkeiten“ von Strukturen bis zu 150 km/s

1920–1930: SOLAR-TERRESTRISCHE BEZIEHUNGEN

Verknüpfung von solaren Ereignissen und geomagnetischen Störungen (CHAPMAN, FERRARO)

1930–1940: KORONA IST HEISS

Identifizierung von Spektrallinien hoch ionisierter Ione (GROTIAN, EDLÉN)
„grüne Linie“: Fe XIV (5303 Å); „gelbe Linie“: Ca XV (5694 Å); „rote Linie“: Fe X (6374 Å)

1958: SONNENWIND

Das erste Modell eines Sonnenwindes von Parker markiert den Beginn der modernen Physik der Korona und des Sonnenwindes.

SEIT 1960: ELEKTRONENDICHTEN

Aus der Helligkeit der „Weißlicht-Korona“, an Elektronen gestreutes Licht, kann man den Verlauf der Elektronendichte bestimmen.

1973: QUELLE DES SONNENWINDES

Vermutung dass der schnelle Sonnenwind aus sich ablösenden „Blasen“ von koronalen Streamern kommt.

30.6.1973: BEOBACHTUNG IM FLUG

Der Concorde-Prototyp 001 folgt der Finsternis über Afrika für 80 Minuten.
Längste kontinuierliche Beobachtung.

1991: KORONALE FEINSTRUKTUR

Hawaii: Beobachtungen mit dem 3.6 m CFH (Canadian-French-Hawaiian) Telescope.
Bisher nicht wieder erreichte Auflösung von Strukturen bis zu unter 1 arcsec.

1998: INFRAROT-EMISSION

Nachweis von Emissionslinien von hochionisiertem Silizium im Infrarot (4 micron). Diese Linie bietet die Möglichkeit zur Messung koronaler Magnetfelder.

2.2 Wann und wo findet eine Sonnenfinsternis statt?

2.2.1 Voraussetzungen für eine Finsternis

Eine Sonnenfinsternis entsteht, wenn Sonne, Mond und Erde genau in einer Linie stehen, und der Mondschaten die Erde trifft. Genaugenommen handelt es sich also nicht um eine Finsternis (vgl. Mondfinsternis), sondern um eine **Okkultation**. Durch eine glückliche Laune der Natur entspricht die scheinbare Größe des Mondes am Himmel fast gerade der der Sonne (Mond: 31' 50", Sonne: 31' 59" mittlerer Durchmesser). Trifft der Kernschatten des Mondes die Erde, so entsteht eine totale Sonnenfinsternis, liegt die Erde zentral im Halbschatten, so entsteht eine ringförmige Finsternis. Dies ist der Fall je nach der Entfernung Erde–Mond, d.h. je nachdem ob der Mond näher zum Perigäum (Erdnähe) oder Aphogäum (Erdferne) steht.

Obgleich drei Körper involviert sind, kann man dies 3-Körper-Problem auf zwei 2-Körper-Probleme reduzieren, da sich die Massen stark unterscheiden (Sonne:Erde:Mond wie 330 000:-1:0.012). Um die Zeit und den Ort einer Sonnenfinsternis zu bestimmen, benötigt man im Prinzip lediglich die Bahnparameter von der um die Sonne kreisenden Erde und des um die Erde kreisenden Mondes. Insgesamt benötigt man 8 Bahnelemente: je 3 für Erd- und Mondellipse, (beide Halbachsen und Umlaufzeit) und 2 für die Stellung der Mondbahn relativ zu der der Erde. Allerdings muss auch die zeitliche Änderung dieser Parameter berücksichtigt werden, z.B. die Drehung der Mondbahn in Folge der Wechselwirkung mit der Sonne.

Die noch heute gebräuchliche Methode zur genauen *Vorhersage* einer Sonnenfinsternis, also von Zeit und Ort, basiert auf einer von Bessel in Jahr 1824 entwickelten Methode. Hier soll dazu nur soviel gesagt werden: Bessel definierte eine Ebene senkrecht zur Verbindung Sonne–Mond („Schattenlinie“), die durch den Erdmittelpunkt geht. Er definierte dann ein (mitbewegtes) Koordinatensystem, in dem x in östlicher, y in nördlicher Richtung in dieser Ebene liegt, und z parallel zum Mondschaten ist. In Bessels Methode werden die 8 Bahnelemente transformiert zum Durchstoßpunkt der Verbindung Sonne-Mond durch die x - y -Ebene sowie Deklination und

Rektaszension dieser Linie, Durchmesser von Kern- und Halbschatten in dieser Fundamentalebene, sowie die Öffnungswinkel beider Schatten von dieser Ebene aus.

Im folgenden soll nicht besprochen werden, wie man exakt Ort und und Zeit einer Finsternis berechnet, sondern wie man eine Regelmäßigkeit in der Abfolge von Finsternissen finden kann, die zum Saros-Zyklus führt, der schon den Babyloniern bekannt war.

Die Mondbahn

Die Mondbahn ist gegenüber der Bahnebene der Erde um die Sonne (Ekliptik) um 5.15 Grad geneigt.

Die Schnittpunkte der Mondbahn mit der Ekliptik nennt man Knoten; den vom Mond in nördliche Richtung durchwanderte Knoten aufsteigenden, den anderen absteigenden Knoten. Die Verbindungslinie der beiden Knoten, die Knotenlinie, dreht sich 18.6 Jahren einmal rückwärts, d.h. entgegen dem Mond, um die Erde (19.4 Grad/Jahr). Dies wird verursacht durch die asymmetrische gravitative Wechselwirkung mit der Sonne: ist der Mond der Sonne näher, zieht sie stärker am Mond, als wenn der Mond der Sonne ferner ist.

Die Mondbahn ist schwach elliptisch ($e=0.055$), und die Apsidenlinie, die gedachte Verbindung von Perigäum (Erdnähe) und Apogäum (Erdferne), dreht sich in 8.85 Jahren einmal um die Erde, in Richtung des Mondumlaufs um die Sonne (40.67 Grad/Jahr). Dies kommt durch die Wechselwirkung mit der Erde zu Stande, d.h. die ungleiche Anziehung in Apogäum und Perigäum. Die entspricht der Periheldrehung (der klassischen, nicht der relativistischen).

Nur wenn Sonne, Mond und Erde, in dieser Abfolge, auf (ungefähr) einer Linie stehen, kann eine Sonnenfinsternis stattfinden. Dies ist der Fall, wenn die Sonne entweder im auf- oder im absteigenden Knoten steht.

Relevante Zeitskalen

siderisches Jahr: 365.2425 d Zeit eines Umlaufes der Erde um die Sonne, von der Erde aus gesehen, Zeit bis Sonne wieder an der gleichen Himmelsposition steht. Daher der Name...

siderischer Monat: 27.32 d Zeit einer Umdrehung des Mondes um die Erde — „von oben gesehen“.

synodischer Monat: 29.53 d Zeit zwischen zwei Lunationen, d.h. von Vollmond zu Vollmond. Ist länger, da sich die Erde um die Sonne in der gleichen Richtung dreht, wie der Mond um die Erde, und somit etwas vorgerückt ist bis zum nächsten Vollmond. Damit muss der Mond etwas weiter laufen.

nodischer Monat: 27.21 d Zeit, um wieder zum gleichen Knoten zurück zu kehren. Da sich die Knotenlinie in entgegengesetzter Richtung wie der Mond dreht, ist dies etwas kürzer als ein siderischer Monat.

anomalistischer Monat: 27.55 d Variation des Abstandes Erde-Mond, bzw. Zeit zwischen zwei Durchgängen durch das Perigäum. Da sich die Apsidenlinie in gleicher Richtung dreht wie der Mond, ist dies etwas größer als ein siderischer Monat.

Finsternis-Zeit: 37.5 d Um eine Finsternis zu ermöglichen muss die Sonne nicht genau im Knoten stehen. Von der Erde aus gesehen genügt es, wenn sie nahe genug am Knoten steht, so dass obgleich der Neigung der Mondbahn sich die (gleich großen) Scheiben von Sonne und Mond noch überdecken.

Finsternis-Jahr: 346.6 d Zeit, bis die Sonne wieder im gleichen Mondknoten steht. Da sich die Knoten einmal in 18.6 Jahren rückwärts um die Erde drehen, kommt die Sonne etwas eher als nach einem siderischen Jahr wieder zum gleichen Knoten: $365.24 \times (18.6 / (1 + 18.6)) = 364.6$

Zeit zwischen zwei Finsternis-Zeiten: 173.3 d Ein halbes Finsternis-Jahr, da es zwei Mondknoten gibt, und in jedem Mondknoten gibt es eine Möglichkeit zur Finsternis.

2.2.2 Saros-Zyklus

Kombiniere:

19 Finsternis-Jahre	6585.78 d	Sonne wieder im Knoten
242 nodische Monate	6585.36 d	Mond wieder im Knoten
223 synodische Monate	6585.32 d	wieder Neumond
239 anomalistische Monate	6585.54 d	Mond wieder gleich weit weg

Nach 19 Finsternis Jahren und 242 nodischen Monden sind Sonne und Mond wieder im Knoten und es ist nach 223 synodischen Monaten wieder Vollmond:

Nach ca. 6585 1/3 Tagen ist wieder eine Finsternis, d.h. nach 18 Jahren und 10 1/3, 11 1/3 oder 12 1/3 Tagen, je nach Schaltjahren.

Da dies auch ungefähr mit 239 anomalistischen Monaten übereinstimmt, der Mond also wieder gleich weit von der Sonne entfernt ist, sind die Sonnenfinsternisse eine „Saros“ vom gleichen Typ und ungefähr gleich lang.

30.6.1973 - 7:04 (Afrika)

11.7.1991 - 6:53 (Mexico)

22.7.2009 - 6:39 (Pacific, Papua Neu Guinea)

0.32 Tage: Versatz von ca. 120 Grad geographischer Länge

Nach jeder Finsternis in einem Saros ist der Mond leicht südlicher oder nördlicher vom Knoten im Vergleich zu der 18 Jahre zuvor. Dies kommt vom Versatz von 19 Finsternis-Jahren und 242 nodischen Monaten, der ca. 0.4 Tage beträgt. Mit 0.4 Tagen pro 18 Jahren driften also Mond und Sonne vom Knoten weg (223 syn. Mon. minus 19 Finsternisjahre gleich 0.46 d; dies entspricht 2-3 Grad am Himmel). Da eine Finsternis Saison ca. 38 Tage beträgt, bedeutet dies, das ca. $38 / 0.4$, also 95 Finsternisse in einem Saros stattfinden, langsam von Nord- zum Südpol driftend, oder umgekehrt. Ein ganzer Saros ist somit 95×18 , also 1700 Jahre lang. Eine genauere Berechnung ergibt 1244 bis 1514 Jahre.

Da eine Finsternis Saison länger als eine synodischer Monat ist, findet in jeder Finsternis-Saison mindestens eine Finsternis statt, es können aber auch zwei sein. Es gibt somit mindestens zwei Finsternisse pro Jahr – diese müssen aber nicht total sein... Da ein Finsternis-Jahr kürzer ist als ein siderisches Jahr, können bis zu drei Finsternis-Saisons in ein Jahr fallen. Da der Unterschied aber nur 9 Tage beträgt können maximal 5 Sonnenfinsternisse pro Jahr stattfinden (z.B. 1935, 2206).

2.2.3 Wie oft am gleichen Ort?

Partielle Finsternisse sind sehr häufig, aber wie oft kommt eine totale Finsternis vor?

Annahme: die Orte der Sonnenfinsternisse sind gleich verteilt.

Grobe Abschätzung:

Die „Wahrscheinlichkeit“, eine Sonnenfinsternis an einem gegebenen Ort innerhalb eines Jahres zu sehen ist gegeben durch das Verhältnis von überstrichener Fläche des Kernschattens und der Fläche der dem Mond zugewandten Hemisphäre multipliziert mit der mittleren Zahl von totalen Finsternissen pro Jahr.

Die vom Kernschatten überstrichene Fläche ist mittlerer Durchmesser mal Länge des Finsternisbereichs, also ca. 150 km x 4000 km Die Fläche einer Erd-Hemisphäre ist $2 \times \pi \times 6400 \text{ km} \times 6400 \text{ km}$. Damit streicht in 0.5% der Fälle der Kernschatten über einen gegebenen Ort.

Es gibt 2 bis 5 Finsternisse pro Jahr, von denen aber die meisten nicht-total sind. Eine grobe Abschätzung ist etwa 1 totalen Finsternis alle zwei Jahre.

Damit findet alle ca. $1/(0.005 \times 0.5)$, also alle ca. 400 Jahre eine Finsternis an einem gegebenen Ort statt. Eine genauere Abschätzung liefert 370 Jahre.

2.3 Was sieht man bei einer Sonnenfinsternis?

2.3.1 Zeitplan einer Finsternis

1. Kontakt	Mondscheibe berührt Sonnenscheibe	
partielle Phase	„Mond wandert über Sonne“	
ab 50% Bedeckung		es wird dunkler es wird kälter Tiere verändern Verhalten keine Dämmerung! („kalte Dunkelheit“)
1-2 min vor Totalität		fliegende Schatten
40-20 sec vor Totalität	Mondrand: Perlschnurphänomen (Baily's Beads)	
20-10 sec vor Totalität		heranrasender Schatten (von Westen her)
5-3 sec vor Totalität	rot-pink-farbene Chromosphäre Protuberanzen	
2. Kontakt	Photosphäre ganz bedeckt	
3-10 sec nach 2. Kontakt	Chromosphäre und Protuberanzen gut zu sehen	
Totalität	Korona sichtbar	Zeit für Dunkeladaption des Auges: bis zu 45 sec!
	bei langen Finsternissen: Protuberanzen verschwinden	Aufhellung um Mondschatten: „360 Grad Dämmerung“ Planeten und Sterne
„Rest“	symmetrisch	

2.3.2 Warum ist die Korona heiß?

SKALENHÖHE

Bereits vor 1900 wußte man, dass die Skalenhöhe mit ca 0.1 Sonnenradien in der Korona mindestens 100 mal größer ist als in der Photosphäre bei ca. 6000 Kelvin.

Skalenhöhe: $H = (k T) / (m g)$

Ist also die Skalenhöhe der Korona mind. 100 mal größer, sollte auch die Temperatur ca.

100 mal höher sein, also im Bereich von über $600 \cdot 10^3$ Kelvin liegen!

K-KORONA

Die Geschwindigkeit der thermischen Bewegung im idealen Gas (3 Freiheitsgrade) ist $v^2 = 3 k_B T / m$. Da die K-Korona durch Streuung an Elektronen entsteht, ist hier die Masse der Elektronen zu verwenden.

Nimmt man photosphärische Temperaturen an, so ergibt sich eine thermische Geschwindigkeit von 500 km/s. Im visuellen bei 5000 Å entspricht dies etwa 8 Å. Dies reicht aus, um die meisten Fraunhofer-Linien zu verwaschen, so daß die K-Korona ein kontinuierliches Spektrum hat.

Einige sehr starke Linien können aber dennoch beobachtet werden. Grotian fand schon 1931 eine „Verwaschungsbreite“ von 60 Å, was im visuellen fast 4000 km/s entspricht. Waldmeier (1941) interpretierte dies noch als durch nicht-thermische Effekte (was auch immer das sein soll) hervorgerufen.

Nimmt man diese 4000 km/s ernst als thermische Geschwindigkeit der Elektronen, so entspricht dies einer **Elektronentemperatur von $600 \cdot 10^3$ Kelvin!**

IDENTIFIKATION MIT HOCHIONISIERTEN IONEN

Ein wesentliches Problem stellte die Identifikation der koronalen Linien dar. So wurde z.B. die koronale Emission bei 5303 Å aufgrund nicht genügender spektraler Auflösung lange der chromosphärischen Linie bei 5317 Å zugeordnet. Ein weiteres Problem stellten die heute „verboten“ genannten Übergänge dar.

Verboten heißt, daß das obere Niveau des Übergangs meta-stabil ist, und somit solche Emission (bei irdischen Bedingungen) „selten“ ist. Edlén fand dies durch Vergleich von Übergängen, deren unteres Niveau die beiden Niveaus des verbotenen Übergangs sind. Verbotene Linien wurden erstmals in kataclysmischen („explosiven“) Veränderungen (wiederkehrende Nova) in 1933 entdeckt. Edlén identifizierte diese als verbotene Linien von Fe VI und Fe VII.

Grotian und Edlén konnten 1939-41 zeigen, daß viele der bis dahin unbekanntten Koronalinien hochionisierten Ionen zuzuordnen sind, z.B. „grüne Linie“: Fe XIV (5303 Å); „gelbe Linie“: Ca XV (5694 Å); „rote Linie“: Fe X (6374 Å). Dies bedeutet, dass die Korona recht heiß sein muss.

L-KORONA

Seit Einführung der Spektroskopie kennt man auch die Linien-Korona, allen voran die starke Linie bei 5303 Å, von Grotian als Fe XIV identifiziert. Waldmeier berichtet eine Äquivalentbreite von 0.8 Å, was einer Doppler-Geschwindigkeit von 45 km/s entspricht.

Nimmt man dies als thermische Geschwindigkeit der emittierenden Eisenatome ($m=56$ amu), so ergibt sich eine **Ionentemperatur von Eisen von $4 \cdot 10^6$ Kelvin!**

2.4 Koronabeobachtung außerhalb von Sonnenfinsternissen

2.4.1 EINSCHUB: Spektroskopie – Anfang der Astrophysik

Erst die Einführung der Spektroskopie ermöglichte Ende des 19. JH über die traditionellen Arbeitsmethoden der Astronomie heraus zu gehen. Die Zerlegung in Wellenlänge erlaubte es, die *Physik* der Sterne und Nebel zu analysieren. Einer der ersten Verfechter der Astrophysik war George E. Hale, der 1895 das *Astrophysical Journal* gründete, in Abgrenzung zum *Astronomical Journal*. Mit der Zeit setzte sich das *Astrophysical Journal* durch und ist heute mit *Astronomy & Astrophysics* die führende Fachzeitschrift. Die Astrophysik ist ein Teilgebiet der Astronomie, heute das bei weitem Wichtigste.

Zunächst wurde das Licht mit Prismen zerlegt, später mit Gittern, die auch noch heute dominieren. Dabei gibt es Sonderformen des Gitterspektrographen, z.B. den Echelle-Spektrographen, die besonders hohe spektrale Auflösung zulassen. Je höher die spektrale Auflösung, umso weniger Licht kommt auf dem Film, bzw. der CCD an.

Im folgenden eine subjektive und nicht vollständige Liste von Teilgebieten, die durch die Spektroskopie überhaupt erst möglich wurden.

STERNKLASSIFIKATION

Einteilung nach Temperatur (OBAFGKM)

CHEMISCHE ZUSAMMENSETZUNG

Atom und Kernphysik

Sternaufbau- und Sternentwicklung (He)

Entstehung des Universums (^3He / ^4He)

DOPPLER-VERSCHIEBUNGEN

Kosmologie (Rotverschiebung, Hubble-Gesetz)

Spektroskopische Doppelsterne

Entdeckung von Planetensystemen (Radialgeschwindigkeiten)

PHYSIK DER STERNATMOSPHÄREN

Temperatur (Schwarzer Strahler, Linien)

Strahlungstransport

Magnetfelder (Zeeman-Effekt)

DYNAMIK IN DER SONNENATMOSPHÄRE

Strömungen auf Längenskalen von 1000 km bis 100 000 km

Wechselwirkung Strömung – Magnetfeld (Magnetokonvektion)

Heizung der Korona, Sonnenwind

Stellarspektroskopie

KLASSISCH:

Stern wird auf Gitter abgebildet. Die anderen Sterne werden, wenn nötig, ausgeblendet.

MEHRERE STERNE:

Fiber-Optik-Systeme, z.B. FEROS

Das Licht je eines Sterns im Bildfeld wird in „eine“ Glasfaser geleitet. Die Glasfasern werden dann (linear) auf den Spalt geführt. So können mehrere Sterne gleichzeitig beobachtet werden.

Spektroskopie flächenhafter Objekte: Sonne, Planeten**KLASSISCH:**

Spalt steht in der Bildebene der Sonne, und läßt das Licht nur eines Streifens der Breite des Spaltes durch. Am Detektor nach dem Gitter entsteht dann ein Bild, in dem in der einen Richtung (parallel dem Spalt) die räumliche Koordinate läuft, in der anderen Richtung (senkrecht zum Spalt) sich die Wellenlänge ändert.

Will man ein Bild der Sonne, so muss man den Spalt über das Sonnenbild bewegen (in Praxis umgekehrt), um so ein Raster zu erstellen. Dies ist verhältnismäßig zeitaufwendig

SPALTLOSER SPEKTROGRAPH

Bildet ganze Sonne (oder Teile) ab. Dispersion muss groß genug sein, damit sich Bilder nicht überschneiden. Eigentlich nicht wirklich ein Spektrograph, eher ein “Multi-Narrow-Band-Imager”.

FABRY-PEROT-INTERFEROMETER

Wähle sehr schmale Bänder mit einem Fabry-Perot-Interferometer. Geht schnell, auch bei großem Gesichtsfeld.

Nachteile: Spektrale Auflösung, verschiedene Bereiche des Spektrums zu verschiedenen Zeiten, nur eine Linie.

Z.B. TESOS vom KIS.

„MULTI-LOCHBLENDE“

Statt eines langen Spaltes stellt man ein Platte mit vielen kleinen Spalten in die Bildebene. Dies erzeugt nach Passieren des Gitters viele kleine Spektren auf dem Detektor, womit verschiedene Orte am ausgedehnten Objekt gleichzeitig beobachtet werden können. Nachteil ist die sehr bescheidene räumliche und auch spektrale Auflösung. Wird z.B. bei Jupiters Plasmatorus (durch Io) angewandt.

FIBER-SPEKTROGRAPH

Glasfasern hinter Microlens-Array bilden das Bild der Sonne von 2D auf 1D, d.h. auf einen Spalt ab. Gute Idee, aber praktisch nur für kleines Bildfeld.

Z.B: 100×100 arcsec Bild mit 1 arcsec Auflösung (ca. $725\,000^2$ km² auf der Sonne) heißt eine Spaltlänge entsprechend klassisch 10 000 arcsec, d.h. 5 Sonnendurchmesser. Und 100×100 arcsec ist ein sehr kleines Bildfeld! Bisher: nur 16×16 Optik...

FESTKÖRPER-DETEKTOR

Festkörper-Detektoren können von γ -Strahlen nicht nur Intensität, sondern auch Wellenlänge detektieren. Übertragung auf EUV (maximal 100 Å) gelungen, mit bescheidener spektraler Auflösung. Mögliche Zusammenfassung in Array, ähnlich einer CCD ergäbe ein Spektrum eines flächenhaften Objekts (ohne Gitter). Ist noch Zukunftsmusik.

2.4.2 Frühe Schmalband-Beobachtungen der Korona im visuellen

Spektroskopie bei Sonnenfinsternissen

Flash-Spektrum Spektrum der Chromosphäre, die für kurze Zeit (einige Sekunden) vor der Totalität zu sehen ist (in 1 sec rückt der Mond um 0.5 arcsec vor, was ca. 350 km auf der Sonne entspricht, die Chromosphäre ist ca. 2000 km dick). Erstmals bemerkt in 1868. Young ordnete die chromosphärischen Linien denen der Photosphäre zu. Die hellen Linien der Chromosphäre sind normalerweise Absorptionslinien in Spektren die auf der Sonnenscheibe aufgenommen wurden.

Einige der Linien habe keine photosphärische Entsprechung. Berühmtestes Beispiel ist Helium. Janssen und Lockyer fanden die sog. He D₃ Linie (588 Å) bei der Finsternis von 1868. Die spektrale Auflösung reichte aus, um zu zeigen, daß sie nicht mit den Na D₁ und Na D₂ Linien übereinstimmen. Erst 1895 konnte Helium auf der Erde nachgewiesen werden.

(Man merke: dies war bevor das Periodensystem der Elemente so war, wie wir es heute kennen...)

„**Coronium**“ 1869 findet Young bislang unbekannte Emissionslinien im Spektrum der Korona. Diese können keinem bekannten Element zugeordnet werden. Das „neue Element“ wird *Coronium* genannt, analog zu Helium (s.o.).

Zu der Zeit wurde angenommen, dass die Korona nur 6000 K heiß ist, wie die Photosphäre. Damit ist die Skalenhöhe der Korona aber 100 mal zu groß, wenn man die Dichte der bekannten Elemente annimmt. Daher postulierte man eine Masse von Coronium, die weit kleiner als die Wasserstoff ist! (Young, 1895)

Edlen identifizierte 19 der 24 damals bekannten Linien von „Coronium“ als verbotene Linien hochionisierter Ione.

Linien-Korona außerhalb von Sonnenfinsternissen

Breitband- vs. Schmalbandbeobachtung Beobachtet man „breibandig“, so wie das Auge, so geht jede Emission von einzelnen Linien unter. Erst bei genügend schmalbandiger Beobachtung (vergleichbar mit der Linienbreite) kann man die Linienkorona sehen.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist aber bei Beobachtung in einer starken Emissionslinie wesentlich besser, als in breitbandigen Kontinuum, da das Signal höher ist. Dies machte man sich bereits ab 1860 zu nutze bei der Beobachtung von Protuberanzen.

Durch Vergleich von Breitband- mit Schmalbandaufnahmen kann man den Himmelshintergrund „abziehen“ und behält so die Linienkorona.

Protuberanzen Die Emission aus Protuberanzen besteht im wesentlichen aus $H\alpha$, He D_3 , $H\beta$ und $H\gamma$. Schon ab 1860 beobachtete man durch Rastern des Spaltes diese Gebilde. Ebenso konnte man nur „gemäßigtes“ Verbreitern des Spaltes ein direktes Bild der Protuberanz sehen, d.h. „slitless“ beobachten.

Waldmeiers Koronakonturen Bis in die 1950er Jahre wurden die Koronakonturen beobachtet. Dabei fährt man ein wenig über dem Rand den Sonnenrand ab und nimmt die Helligkeit in einer der Koronalinien auf. Vorallem von Waldmeier in Zürich durchgeführt.

2.4.3 Koronographen

Man möchte die im Vergleich zur Sonnenscheibe 10^6 mal schwächere Korona beobachten, und das genau neben der Scheibe...

Probleme:

1. Streulicht des Himmels
2. Streulicht der Optik (Spiegel, Linsen)
3. Beugung des Lichtes an der Eintrittsöffnung (Blende)

Durch Plazierung des Instruments im Weltraum kann man das Problem 1. umgehen, bleiben allerdings noch die anderen beiden Probleme, die nicht-trivial sind.

Der intern okkultierende Koronograph von Lyot

In der Bildebene des Objektivs wird ein meist kegelförmiger Okkulter angebracht. Dieser reflektiert das Licht der Sonnenscheibe aus dem Instrument und ist auf eine Linse „aufgeklebt“. Letztere erzeugt ein Bild der Eintrittspupille. Eine „Lyot-Blende“ am Ort des Bildes der Eintrittspupille sorgt dafür, daß Licht, das an der Eintrittspupille gestreut wird, hier ausgeblendet wird. Während innere Reflexionen am Rand des Objektivs i.d.R. aus dem Instrument herausgehen, bleiben diejenigen nahe bei der optischen Achse auch dort. Es entsteht der helle Lyot-Fleck auf der optischen Achse in der gleichen Ebene, in der auch die Lyot-Blende steht. Eine im Zentrum der Blende angebrachte kleine Scheibe nimmt dieses Störlicht aus dem Strahlengang. Insgesamt werden also drei Teile benötigt:

1. Okkulter
2. Lyot-Blende
3. Lyot-Fleck

Bernhard Lyot gelang es Anfang der 1930er Jahre erstmals mit einem so präparierten Instrument die Korona außerhalb einer Finsternis zu beobachten! Er gilt als *der* Pionier im Bau von Koronographen.

Ein modernes Beispiel eines bodengebundenen Koronographen ist das Mark IV-Instrument am Mauna Loa auf Hawaii, betrieben von High Altitude Observatory in Boulder, USA. Hiermit

wird die Korona von 1.08 bis 2.8 Sonnenradien beobachtet.

Extern okkultierender Koronograph

Bei einem extern okkultierenden System hält man sozusagen eine Daumen außen vor das Instrument. Dies läßt das Licht der Sonnenscheibe erst gar nicht auf die erste Line, das Objektiv fallen, so daß im Prinzip bessere Streulichteigenschaften möglich sind. Vom Erdboden aus ist dieser Vorteil oft aber theoretisch, da das Himmelsstreulicht sehr stark ist. Problematisch ist zudem, daß die Halterung des externen Okkulters einen Teil der Korona verdeckt.

Jüngstes Beispiel von weltraumgestützten extern okkultierenden Systemen: LASCO C2/C3 auf SOHO, die die Korona in Abständen von 1.5–6 bzw. 3–32 Sonnenradien beobachten.

(Zum Vergleich: Abstand Merkur–Sonne: 82 Sonnenradien; Erde–Sonne: 214 Sonnenradien).

Spiegel-Koronograph

Man kann einen Koronographen auch als reines Spiegelsystem bauen. Hierbei ist der „Okkultter“ einfach ein Loch in einem Spiegel. Problematisch war lange Zeit eine Spiegeloberfläche so sauber zu polieren, daß sie genügend gute Streulichteigenschaften aufweist.

Jüngstes Beispiel ist LASCO C1 auf SOHO (Abstand 1.1–3 Sonnenradien) und ein praktisch baugleiches bodengebundenen Instrument in Argentinien (MICA).

2.4.4 Beobachtung der Korona auf der Sonnenscheibe

Die Sonne ist nur im Visuellen gleißend hell, zum kurz- und langwelligen Bereich hin fällt die Intensität des schwarzen Strahlers bei ca. 6000 K allerdings stark ab. Somit ist die Photosphäre z.B. im Röntgenlicht schwarz. Schaut man im Röntgenlicht auf die Sonnenscheibe sieht man also die Millionen Grad heiße Korona vor dem „Hintergrund“ der verhältnismäßig kalten Photosphäre. Dieser Effekt bildet die Grundlage der folgenden Beobachtungen.

Allerdings muß man für Beobachtungen im Röntgenlicht und UV die Erdatmosphäre verlassen. Dadurch sind solcherlei Beobachtungen im Vergleich zu bodengebundenen visuellen Beobachtungen sehr teuer. Aber es gibt keine andere Möglichkeit, diese Informationen zu erlangen.

Es folgt eine kurze Zusammenstellung einiger Beobachtungsbeispiele, die keinesfalls komplett ist. Im physikalischen zweiten Teil werden bei Bedarf weitere Beobachtungen vorgestellt.

Röntgenlicht 0.1–100 Å (X-rays)

Im Englischen eigentlich „korrekter“ Name. Röntgen selbst nannte die von ihm entdeckten Strahlen immer nur X-Strahlen. Außer im Deutschen wird dieser Name verwendet...

Zwei Mechanismen zur Entstehung der Röntgenstrahlung:

1: *Bremsstrahlung*: frei-frei-Übergänge beim Abbremsen schneller Elektronen.

2: *charakteristische Strahlung*: Elektronenübergänge in den inneren Schalen angeregter Atome. Weiter gibt es den *inversen Comptoneffekt* und Emission bei Beschleunigung von Elektronen in Magnetfeldern, die *Synchrotronstrahlung*.

Es werden Teleskope mit streifendem Einfall benötigt (Wolter-Teleskop). Berühmt für die Nachtastronomie ist ROSAT.

In der solaren Korona entsteht weiche Röntgenstrahlung (soft X rays) in einem Temperaturbereich von ca. $3\text{--}5 \cdot 10^6$ K. Ein Problem bei der Analyse der Daten bei nicht-spektroskopischen (d.h. nur bildgebenden) Instrumenten ist die Entfaltung von Brems- und charakteristischer Strahlung.

Wichtigstes Instrument

Yohkoh

Japanischer Satellit, gestartet 1991, liefert seitdem ununterbrochen Daten, nunmehr über einen ganzen Sonnenzyklus. Besitzt eine soft X-ray und ein hard X-ray Teleskop (SXT, HXT) und zwei Ganzsonnenspektrometer. Aus Vergleich verschiedener SXT-Bilder in verschiedenen Wellenlängenbändern kann man versuchen eine Temperatur abzuleiten.

SXT: große Loops, Flares, ruhige heiße Korona

HXT: Energiereiche Ereignisse, Flares

FUV: 100–500 Å (far ultra-violet)

Im wesentlichen thermische Emission in einzelnen Emissionslinien von hochionisierten Ionen, wie Fe IX – Fe XV. Ausnahme ist He II (304Å). Deckt im wesentlichen einen Temperaturbereich von ca. $1\text{--}5 \cdot 10^6$ K ab.

Diese Instrumente haben einen „normalen Strahlengang“, d.h. so wie bei im visuellen arbeitenden Teleskopen. Die Spiegel sind jedoch mit speziellen Beschichtungen belegt. Zudem wird der Strahlengang so einfach wie möglich gehalten, um die Zahl der (sehr) verlustreichen Reflexionen zu minimieren.

Einige Instrumente

EIT/SOHO (Extreme UV Imaging Telescope)

Bilder der ganzen Sonne in 4 Wellenlängenbereichen bei Temperaturen von ca. 50 000 K (He II 304 Å) und 1.5 bis $2 \cdot 10^6$ K (Fe IX – XV). Eine Kombination der Bilder in den Eisenlinien ermöglicht eine Temperaturbestimmung. Problem ist die endliche Breite der Filterkanäle, die auch andere Emission mit hindurchlassen...

Räumliche Auflösung ca. 5 arcsec, seit 1996.

Beobachtet werden: Koronale Loops, „ruhige Korona“, koronale Löcher, Plumes, Aktive Gebiete, großskalige Wellen

TRACE (Transition Region and Coronal Explorer)

Ein „moderneres EIT“.

Gleiche Bänder wie EIT bis auf He II (304 Å), aber zusätzlich noch Bilder aus tieferen Atmosphärenschichten. Es wird jeweils nur ein Teil der Sonne angeschaut. Wie EIT nur Bilder, keine spektrale Auflösung.

Räumliche Auflösung ca 1 arcsec, seit 1998.

Phantastische Zeitserien aus der Korona.

CDS/SOHO (Coronal Diagnostic Spectrometer)

Spektren von 100-500 Å. Vergleichsweise bescheidene räumliche und spektrale Auflösung.

EUV: 500–2000 Å (extreme ultra-violet)

Dominiert von thermischer Emission aus Linien und einigen Kontinua (z.B. Ly-Kontinuum). Die Emissionslinien entstehen bei Temperaturen von ca. 10 000 K bis $1.5 \cdot 10^6$ K. Dieser Spektralbereich deckt gut die dünne Übergangsschicht von der Chromosphäre zur Korona ab. Dieser Teil der Sonnenatmosphäre ist derjenige mit den kürzesten räumlichen und zeitlichen Skalen, d.h. hoch dynamisch.

Optik wie für FUV.

Einige Instrumente

HRTS (High Resolution Telescope and Spectrograph)

In den 1970er und 1980er Jahren auf Skylab und bei Raketenflügen benutzt

Nachteil: Photoplatten

Bilder in verschiedenen Wellenlängen zeigen deutlich unterschiedliche Morphologie bei unterschiedlichen Temperaturen.

Erste qualitativ gute EUV Spektren, z.T. noch heute unübertroffen an räumlicher Auflösung!

Viele „Erstentdeckungen“, die wegweisend waren.

Explosive Events, Quelle des Sonnenwindes, Strömungen und Dynamik in der Übergangsregion

SUMER/SOHO (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation)

In gewisser Weise Nachfolger von HRTS, seit 1996 auf SOHO.

Nicht überwältigend besser als HRTS, aber durch längere Beobachtungszeit bessere Statistik und mehr Möglichkeiten verschiedene Phänomene zu beobachten. Aufgrund verbessertem Signal zu Rauschen wird manches auch erst ermöglicht.

Strömungen, Quelle des Sonnenwindes, Elementhäufigkeiten, Dynamik, Explosive Events,

...

UVCS/SOHO (Ultraviolet Coronal Spectrometer)

Kombination eines Koronographen mit einem (vereinfachten) SUMER-Spektrographen.

Beobachtet die Sonne von 1.5 – 4 Sonnenradien. Beobachtet Elementhäufigkeiten (Quelle des Sonnenwindes) und Linienverbreiterungen (Heizung der Korona).

Radiobeobachtungen: 1 mm – viele m

Geht gut von Boden aus, z.B. Trensdorf bei Berlin.

Je nach Wellenlänge werden Bereiche aus der Korona bis hinunter zur Chromosphäre (geplant) beobachtet.

Thermische Bremsstrahlung

„Bursts“ – nicht-thermisch:

Typ I: kurzlebig, schmalbandig, wiederkehrend: Radio noise

Typ II: Flare-bezogen, langlebig, Drift in Frequenz, Koronale Stoßwellen

Typ III: Kurzlebig, schnelle Drift: Elektronen-Strahl-getrieben

2.5 Energy balance in a static corona

The problem of how the corona is heated still awaits an answer and is an active field of research, but one can study some consequences of a hot corona surrounding a star. Therefore let us assume that we keep the corona at a temperature T_{cor} at a given distance r_{cor} from the stellar center by dumping a certain amount of energy right at $r = r_{\text{cor}}$. The heat conduction will transport the energy back towards the star and away from it, and for the moment we will assume that this is the only way to transport energy (e.g., no radiation). If we now place the location of the heat input quite close to the surface, say at 2 stellar radii, i.e. $2 R_{\star}$, we will get a steep temperature rise from the (cool) stellar surface to the temperature maximum and a rather slow fall off towards infinity (cf. Fig. 2.1).

For this case the energy equation in a static atmosphere (outside the location of heat input) reduces to keeping the heat conduction flux $\mathbf{j}_{\text{cond}} = -\kappa \nabla T$ divergence free, i.e. $\nabla \cdot \mathbf{j}_{\text{cond}} = 0$. In a fully ionised plasma the thermal conductivity (parallel to the magnetic field) follows $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$, with the constant κ_0 . In a spherical symmetric atmosphere (all variables depend only on the distance r from center of star) we will only have to consider the radial component of the heat conduction flux, $j_{\text{cond}} = \kappa_0 T^{5/2} \partial_r T$.

The energy equation for $r \neq r_{\text{cor}}$ then simplifies further to

$$r \neq r_{\text{cor}} : \quad \partial_r (r^2 j_{\text{cond}}) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \partial_r (r^2 \kappa_0 T^{5/2} \partial_r T) = 0. \quad (2.1)$$

We will come back in Sect. 2.5.2 to what happens at $r = r_{\text{cor}}$.

Now (2.1) can easily be solved by two integrations in the regions inside and outside of the location of the heat input, r_{cor} ,

$$r < r_{\text{cor}} : \quad T = T_{\text{cor}} \left(\frac{1 - R_{\star}/r}{1 - R_{\star}/r_{\text{cor}}} \right)^{2/7} \quad \text{and} \quad r > r_{\text{cor}} : \quad T = T_{\text{cor}} \left(\frac{r}{r_{\text{cor}}} \right)^{-2/7} \quad (2.2)$$

Here we made use of the boundary conditions that the temperatures at the stellar surface and at infinity (in the interstellar medium) are zero (i.e. much lower than at the coronal temperature maximum). The solution is shown in Fig. 2.1 for $r_{\text{cor}} = 2 R_{\star}$.

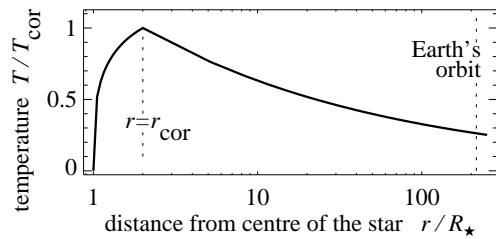


Abbildung 2.1: Static corona dominated by heat conduction. All the energy is dumped at a location $r = r_{\text{cor}}$, cf. Eq. (2.2).

For the case of the Sun the location of the Earth at $215 R_{\odot}$ is indicated.

2.5.1 Does a static corona exist?

To determine the pressure at infinity one can use the hydrostatic equilibrium for the spherical symmetric case

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{G M_{\star}}{r^2}, \quad (2.3)$$

with mass density ρ , gravitational constant G and stellar mass M_* . We will assume a perfect gas with the pressure given by the equation of state

$$p = \frac{\rho}{\mu} k_B T = 2 \frac{\rho}{m} k_B T = 2 n k_B T, \quad (2.4)$$

where μ is the mean molecular weight. In a fully ionised (hydrogen) plasma with charge neutrality, μ is half the proton mass, $\mu = m/2$, as the electron mass is negligible. The equation of state is often written in terms of the proton number density n .

With this equation of state (2.4) the hydrostatic equilibrium (2.3) can be integrated from r_{cor} to $r > r_{\text{cor}}$ for a given temperature profile $T(r)$,

$$p(r) = p_{\text{cor}} \exp \left(- \frac{G M_\odot m}{2 k_B} \int_{r_{\text{cor}}}^r \frac{d\tilde{r}}{\tilde{r}^2 T(\tilde{r})} \right), \quad (2.5)$$

with the pressure p_{cor} at r_{cor} , i.e. at the base of the corona.

Using the solution of the heat conduction dominated corona (2.2) for $r > r_{\text{cor}}$, i.e. $T \propto r^{-2/7}$, one can calculate the pressure in the limit of large distances,

$$p_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} p = p_{\text{cor}} \exp \left(- \frac{7}{10} \frac{G M_* m}{k_B T_{\text{cor}} r_{\text{cor}}} \right) ; \quad p_\infty^{[\text{Sun}]} \approx 10^{-5} p_{\text{cor}}^{[\text{Sun}]} . \quad (2.6)$$

In the case of the Sun ($T_{\text{cor}} = 10^6 \text{ K}$, $r_{\text{cor}} = 2R_*$), equation (2.6) reads as $p_\infty \approx 10^{-5} p_{\text{cor}}$. The number density at the base of the solar corona is about $n_{\text{cor}} = 10^{14} \text{ m}^{-3}$. The local interstellar medium has a temperature and density of about $T_{\text{ISM}} = 100 \text{ K}$ and $n_{\text{ISM}} = 10^7 \text{ m}^{-3} = 10 \text{ cm}^{-3}$. Therefore the pressure at the solar coronal base compared to the interstellar medium is about $p_{\text{cor}}/p_{\text{ISM}} = (n_{\text{cor}} T_{\text{cor}})/(n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}) = 10^{11}$. Thus the pressure for a solar corona in a hydrostatic state at infinity would be orders of magnitude larger than the pressure of the interstellar medium, $p_\infty \approx 10^6 p_{\text{ISM}}$.

In conclusion: for a corona like in the case of the Sun the pressure at the base of the corona cannot be balanced by the interstellar medium under hydrostatic conditions. Therefore the hot corona will start to expand, driven by the pressure gradient from the base of the corona to the interstellar medium. This class of stellar winds is named *pressure gradient driven wind* (see Sect. 2.6). Often it is also named coronal wind or thermally driven (because of the high coronal temperatures).

2.5.2 The corona as a thermostat

Even though a static corona does not exist, it is very useful to study what role the heat conduction plays in setting the maximum temperature of the corona, T_{cor} . (As we will see later on in Sect. 2.6.1, the flow is subsonic up to a few stellar radii. Because here we will be talking on distances up to only 1 or 2 radii, i.e., subsonic flows, the assumption of a static atmosphere is not too bad).

We can integrate (2.1) inside r_{cor} once to calculate the (constant) energy per time transported by heat conduction through a shell, J_{cond} , e.g., measured in Watts.

$$J_{\text{cond}} = 4\pi r^2 j_{\text{cond}} = 4\pi r^2 \kappa_0 T^{5/2} \partial_r T = \text{const} . \quad (2.7)$$

This power lost through heat conduction back to the Sun has to be balanced by some heating mechanism (neglecting energy loss due to heat conduction away from the Sun).

As a heating process we will simply assume that at the solar surface the energy to heat the corona is transported upwards with a fixed energy flux density f_H , e.g., measured in W/m^2 . (Often this is referred to as mechanical heating, without specifying a physical process). Of course the energy flux density will fall off with r^2 , but the energy passing through a shell during a given time, F_H , will remain constant. In particular we have at the stellar surface

$$F_H = 4\pi R_\star^2 f_H . \quad (2.8)$$

For the case of the Sun a value of the order of $f_H \approx 100 \text{ W}/\text{m}^2$ at the solar surface is needed to support the corona, as can be shown observationally by analysing, e.g., radiative losses of the corona.

As the mechanical heating is balanced by the heat conduction back to the Sun ($F_H = J_{\text{cond}}$), Eqs. (2.7) and (2.8) yield

$$F_H = J_{\text{cond}} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{dT}{dr} = \frac{R_\star^2 f_H}{\kappa_0} \frac{T^{-5/2}}{r^2} . \quad (2.9)$$

This can be integrated from the stellar surface $r = R_\star$, where we assume $T = 0$ (or better $T \ll T_{\text{cor}}$), up to the location of the heat input at $r = r_{\text{cor}}$ to give the temperature at the coronal temperature maximum,

$$T_{\text{cor}} = \left(\frac{7}{2} \frac{f_H}{\kappa_0} \frac{r_{\text{cor}} - R_\star}{r_{\text{cor}}/R_\star} \right)^{2/7} . \quad (2.10)$$

When heating too close to the surface, i.e., $r_{\text{cor}} - R_\star \approx 0$, no corona will form ($T_{\text{cor}} = 0$), because all the energy to heat the corona is immediately conducted back to the surface.

The main conclusion from (2.10) is that the maximum coronal temperature depends only weakly on the heating rate, $T_{\text{cor}} \propto f_H^{2/7}$. An energy flux increase by a factor of 100 leads to an increase in coronal temperature of only four. This is easily understood in terms of the strong temperature dependence of the heat conductive flux, $j_{\text{cond}} \propto T^{5/2}$, cf. (2.1). If we increase the heating, the temperature rises and thus the heat conduction gets much more efficient, preventing a further increase in temperature. Similar for less heating the temperature drops, the heat conduction gets inefficient and the temperature stops falling. In this sense the thermal conduction acts like an effective thermostat.

A more thorough calculation, including also the effects of the acceleration of the wind, gives the following connection between mechanical energy flux density at the surface and coronal temperature

energy flux density at stellar surface :	f_H [W/m^2]	17 600	65	0.3
maximum coronal temperature:	T_{cor} [10^6 K]	5.0	2.0	0.5

As mentioned earlier, for the Sun we have about $f_H \approx 100 \dots 200 \text{ W}/\text{m}^2$. This table also nicely illustrates that it is quite natural for a corona to have a temperature of the order of 10^6 K , even if the heating rate is changing by many orders of magnitude.

2.6 Expansion of the outer stellar atmosphere

As we have seen in Sect. 2.5.1 the outer atmosphere of a star cannot be in a hydrostatic equilibrium with the interstellar medium because of its high base pressure: it will expand. To describe this expansion one has to use magneto-hydrodynamics (MHD). The following Equations (2.11–2.16) are part of the basic equations of MHD.

The evolution of the expanding flow is described by the continuity and the momentum equations, i.e. the equations governing the transport of mass and momentum,

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.11)$$

$$\rho \partial_t \mathbf{u} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p - \rho \frac{G M_\star}{r^2} \mathbf{e}_r + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.12)$$

In addition to the case of hydrostatic equilibrium (2.3) we have to account here for the flow of the plasma with velocity \mathbf{u} and the Lorentz force $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, with the current density \mathbf{j} and the magnetic field \mathbf{B} . We can neglect the influence of the electric field because of charge neutrality under the MHD approximation. As before the equation of state (2.4) for a perfect gas will be used.

The continuity and momentum equations have to be accompanied by Maxwells equations under the MHD approximation ($\partial_t \mathbf{E} = 0$), and by Ohm's law.

$$\text{Ampère's law: } \nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}, \quad (2.13)$$

$$\text{Faraday's law: } \nabla \times \mathbf{E} = \partial_t \mathbf{B}, \quad (2.14)$$

$$\text{no magnetic monopoles: } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.15)$$

$$\text{Ohm's law: } \mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.16)$$

with the magnetic permeability μ and the electrical conductivity σ .

Using Ampère's law (2.13) we can rewrite the Lorentz force entering the momentum balance (2.12) as

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mu^{-1} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (2.17)$$

Under the assumptions of time stationarity ($\partial_t = 0$) and ideal MHD, i.e. a perfectly conducting medium ($\sigma \rightarrow \infty$), Faraday's law (2.14) and Ohm's law (2.16) yield

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (2.18)$$

2.6.1 Pressure driven wind in a spherical symmetric atmosphere

For the description of the problem we will use spherical coordinates (r, θ, ϕ) , i.e., distance, polar angle and azimuth. To study the expansion of the atmosphere in an analytical fashion we will assume a spherical symmetric atmosphere ($\partial_\theta = \partial_\phi = 0$) that reached a stationary equilibrium, i.e. $\partial_t = 0$, while the velocity \mathbf{u} can be non-zero. We will furthermore neglect any additional driving forces in the momentum balance, $\mathbf{F}_D = 0$, i.e. the wind is pressure gradient

driven only. Considering the weak temperature decrease with $T \propto r^{-2/7}$ (see Eq. 2.2) in a static atmosphere dominated by heat conduction (outside the location of the heat input), one can assume a constant temperature for the expanding corona. Besides, this has the practical effect that we do not have to solve an energy equation. The following discussion is based on the pivotal work of Eugene Parker in 1958.

The continuity equation (2.11) can be easily integrated, giving the conservation of the mass flux Φ through a shell,

$$\partial_r (r^2 \rho u) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad 4\pi r^2 \rho u = \Phi, \quad (2.19)$$

where u is the radial component of \mathbf{u} (we omit the index r in this section).

In this section we will concentrate on the radial expansion, i.e. on the radial component of the momentum equation (2.12). Using $\partial_\theta = \partial_\phi = 0$, the radial component of the Lorentz force (2.17) is given by

$$(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_r = \mu^{-1} r^{-1} \{ B_\phi \partial_r (r B_\phi) - B_\theta \partial_r (r B_\theta) \}. \quad (2.20)$$

For the discussion in this section we will neglect stellar rotation and therefore assume the magnetic field being purely radial ($B_\phi = B_\theta = 0$). Then the radial component of the Lorentz force vanishes, $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_r = 0$. Similarly we assume the flow to be radial ($v_\phi = v_\theta = 0$).

Under these assumptions the radial component of the momentum equation (2.12) reads

$$\rho u \partial_r u = -\partial_r p - \rho \frac{G M_\star}{r^2} \quad \Leftrightarrow \quad u \partial_r u + \frac{\partial_r (\rho u_c^2)}{\rho} = -2 \frac{r_c u_c^2}{r^2}, \quad (2.21)$$

where we used the equation of state for a perfect gas (2.4), i.e. $p = \rho u_c^2$ and introduced the constants of the critical velocity and radius,

$$u_c = \left(\frac{2 k_B T}{m} \right)^{1/2} \quad ; \quad r_c = \frac{1}{4} \frac{u_\infty^2}{u_c^2} R_\star = \frac{G M_\star m}{4 k_B T}, \quad (2.22)$$

with the escape velocity $u_\infty = (2 G M_\star / R_\star)^{1/2}$. The critical velocity u_c is essentially the (isothermal) sound speed, which is about 130 km/s at 10^6 K. Usually the escape velocity (618 km/s at the solar surface) largely exceeds the sound speed. Thus the critical radius r_c is well outside the stellar surface, for the Sun at 10^6 K it is at about 5.8 solar radii.

One can now transform the momentum equation (2.21) by using the continuity equation (2.19) in the form $2/r + (\partial_r \rho)/\rho + (\partial_r u)/u = 0$ to give

$$\frac{2}{u} (\partial_r u) \left(\frac{u^2}{u_c^2} - 1 \right) = \frac{4}{r} \left(1 - \frac{r_c}{r} \right). \quad (2.23)$$

This form of the equation nicely shows the existence of a critical point, i.e. for a non-zero velocity gradient at the location $r = r_c$ the velocity has to be $u = u_c$ (well, this is the reason why we called u_c and r_c critical values).

As $2 u (\partial_r u) = \partial_r (u^2)$ and $2 (\partial_r u)/u = \partial_r (\ln u^2) = \partial_r (\ln [u^2/u_c^2])$ one can rewrite (2.23) as

$$\partial_r \left(\frac{u^2}{u_c^2} \right) - \partial_r \left(\ln \frac{u^2}{u_c^2} \right) = 4 \partial_r \left(\ln \frac{r}{r_c} \right) + 4 \partial_r \left(\frac{r_c}{r} \right), \quad (2.24)$$

which can be integrated directly giving

$$\left(\frac{u}{u_c} \right)^2 - \ln \left(\frac{u}{u_c} \right)^2 = 4 \left(\frac{r_c}{r} \right) - 4 \ln \left(\frac{r_c}{r} \right) - C, \quad (2.25)$$

with a constant of integration C . This is the implicit solution for the velocity profile $u(r)$ of the wind. With the mass conservation (2.19) this provides the density profile $\rho(r)$. However, this implicit solution cannot be written in an explicit form.

Depending on the value of C the solutions have different properties (cf. Fig. 2.2). Solutions for $C > 3$ will not give a stellar wind, as there is no continuous connection from the stellar surface to infinity (because $u^2 - \ln u^2 \geq 1$). For $C < 3$ two types of solutions are allowed. If the flow at the stellar surface is supersonic, the solution will stay supersonic all the way out. However, from spectroscopic observation of stellar surfaces we know that the flows there are not supersonic and we can discard these solutions. If the flow is subsonic at the surface and $C < 3$, the flow will stay subsonic all the way. This solution was called “solar breeze” for the case of the Sun, even though it is no realistic solution either. On the one hand one observes supersonic flows in the solar wind, on the other hand a solar breeze, being almost static, cannot be in pressure balance with the interstellar medium, just like the hydrostatic corona discussed in Sect. 2.5.1.

Therefore the only physical solution for a stellar wind is the one for $C=3$ that is starting with a subsonic flow at the surface, then passing through the critical point and becoming supersonic (thick solid in Fig. 2.2). The acceleration is quite fast. Following (2.22) the critical radius for a solar like star with a 10^6 K corona is about $r_c = 5.8 R_\star$. Thus the wind becomes supersonic within the first few stellar radii and changes only slowly outside say $30 R_\star$ ($\approx 5 r_c$, right edge of the plot in Fig. 2.2).

For large distances r , i.e. $r \gg r_c$ and $u \gg u_c$, one can write (2.25) for the wind solution as

$$\lim_{\substack{r \gg r_c \\ u \gg u_c}} u = 2 u_c \left(\ln \frac{r}{r_c} \right)^{1/2}. \quad (2.26)$$

Using this solution the continuity equation (2.19) gives

$$\lim_{\substack{r \gg r_c \\ u \gg u_c}} \rho = \frac{\Phi}{8\pi u_c r^2 \sqrt{\ln r/r_c}}, \quad (2.27)$$

i.e., the density and thus the pressure vanishes towards infinity. Therefore in contrast to the hydrostatic case the expanding stellar wind is able to find a pressure equilibrium with the interstellar medium.

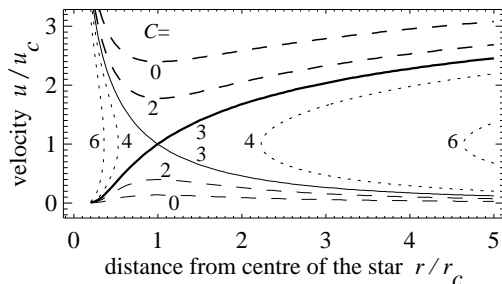


Abbildung 2.2: Numerical evaluation of the implicit solution for the radial wind velocity as given in (2.25). The numbers give the values of C for various solutions. The thick solid line shows the wind solution for $C=3$.

2.6.2 The mass flux problem

To estimate the total mass loss from the star it is sufficient to calculate the mass flux at the critical point, as the mass flux Φ is a constant. The continuity or mass conservation equation (2.19) can be written in logarithmic form as

$$4\pi r^2 \rho u = 4\pi r_c^2 \rho_c u_c \quad \Leftrightarrow \quad \ln\left(\frac{u}{u_c}\right)^2 + 2\ln\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right) = 4\ln\left(\frac{r_c}{r}\right), \quad (2.28)$$

with the density at the critical point, ρ_c . Adding this equation (2.28) and the implicit solution for the velocity profile (2.25) yields

$$\left(\frac{u}{u_c}\right)^2 + 2\ln\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right) - 4\left(\frac{r_c}{r}\right) = -C = -3 \quad (2.29)$$

In the following we will discuss only the stellar wind solution, i.e., the case $C=3$. Then at the base of the corona, i.e., at $r = r_0$, the flow velocity is very small, $u_0 \ll u_c$. Under this assumption (2.29) can be used to directly deduce the density at the critical point, ρ_c , from the density at the coronal base, ρ_0 ,

$$2\ln\left(\frac{\rho_0}{\rho_c}\right) - 4\left(\frac{r_c}{r_0}\right) = -3 \quad \Leftrightarrow \quad \rho_c = \rho_0 \exp\left(-2\frac{r_c}{r_0} + \frac{3}{2}\right). \quad (2.30)$$

Now following (2.19) the total mass loss rate is given by $\Phi = 4\pi r_c^2 u_c \rho_c$,

$$\Phi = 4\pi r_c^2 u_c \rho_0 \exp\left(-2\frac{r_c}{r_0} + \frac{3}{2}\right) \quad \Leftrightarrow \quad \Phi = \alpha T^{-3/2} \exp\left(-\frac{\beta}{T}\right), \quad (2.31)$$

with the positive constants α and β , containing several stellar parameters through r_c and u_c (cf. Eq. 2.22) as well as ρ_0 .

For the Sun we have a coronal base proton number density of $n_0 \approx 10^{14} \text{ m}^{-3}$, corresponding to a mass density of $\rho_0 = n_0 m = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ kg/m}^3$. For a coronal temperature of $T = 10^6 \text{ K}$ the critical radius and velocity have values of $r_c = 5.8 R_\odot$ solar radii and $u_c = 128 \text{ km/s}$ (cf. Eq. 2.22). When locating the coronal base at the solar surface, i.e., $r_0 = R_\odot$, the mass loss rate following (2.31) is $\Phi_\odot = 2 \cdot 10^8 \text{ kg/s}$, or $0.3 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$, i.e., solar masses per year. This compares well with in-situ observations from spacecraft giving $1.5 \dots 2 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$.

However, there is a severe problem with the mass loss as derived here. If the temperature T would be increased only by a factor of two, the mass flux Φ as following from (2.31) would increase by a factor of 100! Yet, the mass flux within the solar wind is relatively constant, while the temperature of the corona can easily change by more than a factor of two. This is called the *mass flux problem*.

2.6.3 From the mass flux problem to modern wind modelling

Now the basic question is how a star, in this case our Sun, is regulating its mass loss from a corona, as we do not see fluctuations of orders of magnitude of the mass flux in the regular solar wind. So we have to ask what is wrong in the formulation of the problem lined out in Sect. 2.6.1.

When calculating the mass flux with the help of (2.30) we used the density at the base of the corona ρ_0 , i.e., we used ρ_0 as a boundary condition. As the temperature is constant, we hereby set the pressure p_0 at the base of the corona as well. Even though it seems to be an appropriate choice, this boundary condition involves a very strong implicit assumption, namely that the base pressure of the corona is fixed and does *not* depend on the corona itself. However, as discussed in Sect. 2.5, there is a strong conductive heat flux from the corona back to the Sun. If this heat flux is sufficient, it will also influence the base pressure p_0 , and we can no longer set p_0 as a boundary condition. Therefore a proper model of the wind from a hot corona will have to include not only the hot corona, but also part of the lower cooler atmosphere below the corona, the chromosphere. Over the last two decades such models accounting for a self-consistent treatment of the coronal base pressure evolved. The outcome of these efforts and other work is the following mechanism setting the mass flux as a function of the energy deposited to heat the corona.

Let us assume a given energy flux density at the stellar surface f_H , i.e., the total amount of energy per time deposited in the corona is $F_H = 4\pi R_\star^2 f_H$, cf. (2.8). About 90% of this energy is used to accelerate the wind, while about 10% are conducted backwards to the Sun, where it is radiated away by means of line and continuum emission in the denser layers, e.g., the chromosphere. This finally results in an equilibrium with a steep temperature increase from the chromosphere to the corona (thin solid line in Fig. 2.3). The pressure is basically the same as in a hydrostatic atmosphere (as we are still well in the subsonic regime of the wind), and thus dropping exponentially (thick solid in Fig. 2.3).

If we now increase the energy input into the corona, f_H , by a factor of two, we will change the coronal temperature only little, see Sect. 2.5.2 and (2.10). The heat conductive flux back to the Sun, though, will increase by a factor of two. As now about twice as much energy is conducted back to the Sun, we will need to radiate also twice as much energy away. Thus the transition region from the chromosphere to the corona moves downwards to higher densities, and thus higher pressures, where the radiation can be more effective, and by this finding a new equilibrium (dashed line in Fig. 2.3). Investigating the properties of the emission one can show that the pressure at the base of the corona is roughly proportional to the backward heat flux.

This leads to the following conclusions. The backward heat flux is proportional to the energy input into the corona, the coronal base pressure is proportional to the backward heat flux, the base density is proportional to the base pressure. This shows that we cannot freely set the base density ρ_0 , but that it is determined by the amount of energy heating the corona.

Getting back to the discussion of the mass flux problem in the preceding section, this shows that the stellar mass loss through a hot corona is basically proportional to the amount of energy heating the corona.

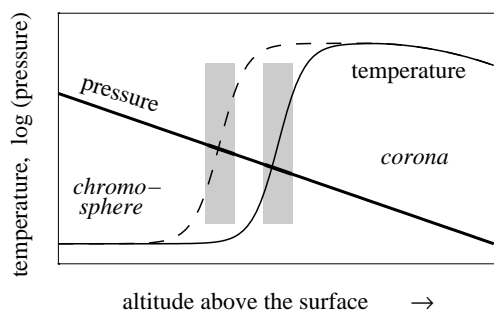


Abbildung 2.3: Sketch of the temperature (thin) and pressure (thick) from the chromosphere to the corona. The dashed line shows the temperature for a corona with higher energy input. The shaded regions indicate the locations of the transition from the chromosphere to the corona.