



Aus der Reihe

Astronomie

Astronomical Bulletin Wischnewski

No. 2: Ein Chromosphärenmodell für Beteigeuze

Abstract

Dieses Bulletin veröffentlicht die Diplomarbeit von Erik Wischnewski, fertiggestellt im Januar 1980 in unveränderter Originalfassung. Die Ergebnisse sind heute noch weitestgehend relevant. Die Veröffentlichung dient der Demonstration wissenschaftlicher Arbeitsweise auf Niveau einer Diplomarbeit der Universität, wie es um 1980 üblich war. Sie unterscheidet sich in vielem von heutiger Arbeitsmethodik, die stärker durch internationale Zusammenarbeit und sozialen Strukturen geprägt ist. Auch die Anwendung von Rechnern und umfangreichen Programmbibliotheken hat seitdem stark zugenommen.

Bewertung der Arbeit: sehr gut

Eine ausführliche Behandlung der Themen Radioastronomie und Sternentwicklung finden Sie im Buch *>Astronomie in Theorie und Praxis<*, 6. Auflage (ISBN 978-3-00-040524-2).

Dr. Erik Wischnewski

Heinrich-Heine-Weg 13 • D-24568 Kaltenkirchen

E-Mail: info@proab.de • Internet: <http://www.astronomie-buch.de>

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Autors unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Alle Rechte vorbehalten.

© Dr. Erik Wischnewski, Kaltenkirchen 1980–2013

Version: 11. Mai 2013, 13:06:54

Ein Chromosphärenmodell für Beteigeuze

*Diplomarbeit
im Fachbereich Physik der Universität Hamburg
vorgelegt von
Erik Wischnewski*

Januar 1980

Inhaltsverzeichnis

	Kapitel	Seite
1	Aufgabenstellung und Problematik	1
2	Optische Beobachtungen	
	2.1 Vergleichssterne	3
	2.2 Eichungen der Beobachtungen	5
	2.3 Helligkeitsmessungen von Beteigeuze	11
	2.4 Auswertung	15
	2.5 Zusammenfassendes Endergebnis	21
3	Radiobeobachtungen	
	3.1 Methodik und Gaußfit	23
	3.2 Ergebnisse der Vergleichsquellen	28
	3.3 Beobachtungen von Beteigeuze	32
	3.4 Ergebnisse	35
4	Globale Parameter	
	4.1 Scheinbarer Durchmesser	40
	4.2 Entfernung d	43
	4.3 Temperatur T_{eff}	44
	4.4 Scheinbare visuelle Helligkeit m_v	45
	4.5 Farbexzess E_{B-V}	46
	4.6 Absolute visuelle Helligkeit M_v	47
	4.7 Bolometrische Korrektur BC	49
	4.8 Radialgeschwindigkeit RG	50
	4.9 Interstellare und circumstellare Absorption	52
	4.10 Übersicht über wichtige Größen	54
	4.11 Zusammenfassung	56
5	Periodische Helligkeitsschwankungen	
	5.1 Beobachtungsmaterial	59
	5.2 Interpretation der zwei Perioden	61

	Kapitel	Seite
6	Modell der Hülle	
6.1	Neutraler Wasserstoff	
6.1.1	Geschwindigkeitsfeld	64
6.1.2	Dichte	68
6.1.3	Massenverlustsrate	71
6.1.4	Temperatur	73
6.2	Staub	
6.2.1	Temperatur	74
6.2.2	Ausdehnung und Dichteverlauf	76
6.2.3	Staub:Gas - Verhältnis	78
6.3	Elektronen	80
7	Modell einer Chromosphäre	
7.1	Theoretische Vorüberlegungen	
7.1.1	Massenverlustsrate	81
7.1.2	Gaunt-Faktor	82
7.1.3	Spektralindex	84
7.2	Semiempirisches Modell	
7.2.1	Modellplan	89
7.2.2	Qualitative Vorüberlegungen	90
7.2.3	Berechnetes Spektrum	92
7.2.4	Auswertung der Modelle	98
7.2.5	Variation der Parameter	100
7.3	Ergebnisse der Chromosphärenmodelle	
7.3.1	Massenverlustsrate	101
7.3.2	Temperatur	103
7.3.3	Ionisationsgrad	104
7.4	Zeitliche Schwankungen	105
8	Gesamtmodell	
8.1	Allgemeines	107
8.2	Die Modellrechnungen im einzelnen und ihre Ergebnisse	109
9	Zusammenfassung	116

Kapitel 1

Aufgabenstellung und Problematik

Beteigeuze ist ein Überriese vom Spektraltyp M2 und der Leuchtkraftklasse Iab. Er zeigt starke Konvektion an der Oberfläche und besitzt eine große Massenverlustsrate. Die hieraus resultierende Hülle enthält außer neutralem Wasserstoff auch noch Staub und ionisierten Wasserstoff. Die mit dem ionisierten Wasserstoff einhergehende Elektronendichte führt zu meßbarer Radio-Kontinuum-Strahlung. Sie wurde bereits von Kellermann und Pauliny (1966) beobachtet. Nun ergeben sich eine Reihe von Fragen, die zur Bildung eines detaillierten Bildes von Beteigeuze zu klären sind:

Wirken sich die Turbulenzen der Sternatmosphäre (Photosphäre) auf die optische Helligkeit aus und zeigt Beteigeuze Pulsation?

Die bisherigen Aussagen über Globalparameter des Sternes, wie beispielsweise Radius, Leuchtkraft und andere, streuen teilweise beträchtlich und zeigen nur geringe Neigung zur Selbstkonsistenz. Sie bedürfen einer Revision. Hieraus ist schließlich ein Modell von globalen Parametern zu ermitteln, das in sich möglichst konsistent ist.

Die bisherigen Radiobeobachtungen zeigen ein mögliches Vorhandensein kurzzeitiger Strahlungsausbrüche. Es sollte durch neue Beobachtungen am Radioteleskop Effelsberg herausgefunden werden, ob kurzzeitige Schwankungen vorliegen. Des weiteren sollte durch optische Beobachtungen am 60 cm Lippert-Reflektor der Sternwarte Hamburg-Bergedorf geprüft werden, ob auch im optischen Bereich Schwankungen mit kleiner Zeitskala (Minuten bis Stunden) zu beobachten sind.

Bemerkenswert ist, daß Beteigeuze trotz seiner enormen Helligkeit in den letzten Jahrzehnten stark vernachlässigt wurde, und es kaum optische Helligkeitsmessungen aus diesem Zeitraum gibt.

Nunmehr muß ein Modell entwickelt werden, das das beobachtete Spektrum der Radiostrahlung widerspiegelt.

Schließlich soll ein Modell der Beteigeuze erstellt werden, das den Verlauf der Temperatur und der Dichte bezüglich Wasserstoff, Elektronen und Staub als Funktion des Radius wiedergibt und die Massenverlustsrate und den Ionisationsgrad beinhaltet. Es muß außerdem das Modell zur Deutung des Radiospektrums beinhalten.

Ein solches Gesamtmodell aller denkbaren Parameter existiert in dieser Geschlossenheit bisher noch nicht. Insbesondere das Modell der Chromosphäre - zur Deutung des Radiospektrums - ist neu und wurde unter Berücksichtigung eines stetigen Überganges zur Photosphäre einerseits und zur Hülle andererseits berechnet.

Bei allen Untersuchungen sollen nunmehr alle bisherigen Ergebnisse zusammengestellt und durch eigene optische und radioastronomische Beobachtungen ergänzt werden.

Kapitel 2

Optische Beobachtungen

Die Beobachtungen wurden am 60 cm Lippert-Reflektor der Hamburger Sternwarte durchgeführt. Die Helligkeiten wurden photoelektrisch ermittelt. Als Ausgabegerät stand ein Analogschreiber zur Verfügung. Es wurde im üblichen UBV-System gemessen, wobei allerdings auf den Spektralbereich U verzichtet werden mußte, da der eingebaute Graufilter hier nicht mehr durchlässig war.

2.1 Vergleichssterne

Für die verschiedenen Zwecke wurden eine Reihe von Vergleichssterne benötigt. Ihre wichtigsten Daten sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1

Stern	Rekt. (1950.0) Dekl.		Spektrum	V	B
α Aur	5 ^h 13 ^m .0	+45° 57'	G8 III	0. ^m 06	0. ^m 89
α CMi	7 ^h 36 ^m .7	+ 5° 21'	F5 IV-V	0. ^m 35	0. ^m 78
β Gem	7 ^h 42 ^m .3	+28° 9'	K0 III	1. ^m 13	2. ^m 13
α Leo	10 ^h 5 ^m .7	+12° 13'	B7 V	1. ^m 35	1. ^m 23
α Boo	14 ^h 13 ^m .4	+19° 27'	K2 IIIp	-0. ^m 06	1. ^m 18
μ Gem	6 ^h 20 ^m	+22° 30'	M	2. ^m 82	4. ^m 54
γ Leo	10 ^h 17 ^m .2	+20° 6'	K0 IIIp	2. ^m 01	3. ^m 13
HD 39344	5 ^h 49 ^m .6	+ 7° 19'	K0	(7. ^m 8)	(8. ^m 8)
HD 39373	5 ^h 49 ^m .8	+ 7° 32'	K2	(8. ^m 4)	(9. ^m 5)
HD 39252	5 ^h 48 ^m .9	+ 7° 31'	K2	(9. ^m 1)	(10. ^m 2)
α Ori	5 ^h 52 ^m .5	+ 7° 24'	M2 Iab	variabel	

Die Koordinaten Rektaszension und Deklination in Spalte 2 und 3 sind auf das Äquinoktium 1950,0 umgerechnet. Die Werte der hellen Sterne entstammen dem Katalog von Johnson (1964). Die Helligkeiten der HD-Sterne entstammen dem Henry-Draper-Katalog und sind wegen ihrer geringen Zuverlässigkeit in Klammern gesetzt worden.

Anhand der Sterne α Aur, β Gem und α Boo wurden die drei nahe bei Beteigeuze (α Ori) liegenden HD-Vergleichssterne des Henry-Draper-Katalogs geeicht. Die Sterne α CMi und α Leo wurden nur noch zur Kontrolle mitverwendet. Sie zeigten geringfügige Abweichungen von den übrigen Werten; dies ist auf das frühe Spektrum zurückzuführen.

Die Sterne γ Gem und γ Leo wurden ausschließlich zur Bestimmung der Filterdurchlässigkeit benutzt.

Die Helligkeiten B und V entsprechen denen des UBV-Systems nach Johnson und Morgan, deren spektrale Schwerpunkte bei 4400 Å für B und bei 5500 Å für V liegen.

Die drei HD-Sterne wurden nunmehr in jeder Nacht dazu benutzt, die Extinktion zu ermitteln. Da Beteigeuze zu hell für das Photometer ist, wurde ein Graufilter von etwa 8^m Dämpfung verwendet; außerdem wurden zur Eichung der HD-Sterne die verwendeten Eichsterne ebenfalls sehr hell gewählt, damit der Filter auch bei diesen Sternen verwendet werden konnte. Dadurch werden zwar die Ergebnisse der drei HD-Sterne etwas ungenauer - schließlich ist die Bestimmung der Filterdämpfung auch mit einem Fehler behaftet, aber bei Beteigeuze fällt die Filterdämpfung wieder aus der Rechnung heraus und damit auch deren Fehler.

2.2 Eichung der Beobachtungen

Der Verstärker des Photometers besitzt verschiedene Empfindlichkeitsbereiche, die sich in Grob- und Feinstufen unterteilen. Die Grobstufen reichen von 1 bis 5, wobei jede Grobstufe etwa 2.5 Größenklassen entsprechen soll. Die Feinstufen heißen A bis F und sollen 0.5 Größenklassen Differenz besitzen. Somit ist 5F die empfindlichste Stufe überhaupt und 1A die unempfindlichste. Aus Gründen der Linearität der Verstärkung sollte man die Bereiche 1 und 5 meiden und nur die Grobstufen 2 bis 4 benutzen.

Im Idealfall, daß obengenannte Abstufungen richtig sind, müßten die Bereiche 2F und 3A sowie 3F und 4A in ihren Empfindlichkeiten übereinstimmen. Leider ist der Quotient nicht 1 und schwankt auch von Nacht zu Nacht. Ebenso weichen die Feinstufen vom Idealwert ab. Deshalb wurden in jeder Nacht die benötigten Abstufungen mindestens zweimal gemessen.

So ergibt sich aus den Nächten 6. Jan. 79, 9. Feb. 79, 28. Feb. 79 und 4. Mrz. 79 sowie 4. Mai 79 der folgende Mittelwert für das Verhältnis der Empfindlichkeiten der Bereiche 2F zu 3A:

$$3A/2F: \quad 1.047 \pm 0.020 \quad \text{entsprechend} \quad 0.05^m \pm 0.02^m$$

Um ein Ergebnis des Bereichs 2F mit einem Ergebnis des Bereichs 3A vergleichen zu können, muß die 2F-Messung mit obigem Faktor multipliziert werden. Für das Verhältnis der Empfindlichkeiten der Bereiche 3F und 4A ergibt sich:

$$4A/3F: \quad 1.157 \pm 0.007 \quad \text{entsprechend} \quad 0.158^m \pm 0.007^m$$

Für die Abstufungen der Feinbereiche A bis F wurden Messungen aus neun Nächten verwendet. Für die Reduktion der Beobachtungen wurde der jeweils individuelle nächtliche Wert verwendet. In Tabelle 2 ist dagegen der Mittelwert aller Messungen als Überblick gegeben. Dabei wurden die Empfindlichkeiten ins Verhältnis zur Feinstufe F gesetzt, welche somit den Wert 1 erhält.

Tabelle 2

Feinstufe	Empfindlichkeitsfaktor K	
A	9.937 ± 0.008	$2.^m493 \pm 0.^m001$
B	6.263 ± 0.011	$1.^m992 \pm 0.^m002$
C	3.935 ± 0.005	$1.^m487 \pm 0.^m002$
D	2.507 ± 0.003	$0.^m998 \pm 0.^m001$
E	1.583 ± 0.002	$0.^m499 \pm 0.^m001$
F	1.000	0.^m000

Die Bestimmung der Feinabstufungen wurde mittels eines geeichten Trafos mit genau definierten Spannungen vorgenommen. Die Bestimmung der Grobabstufungen dagegen wurde mit Hilfe der im Photometer eingebauten Standardlichtquelle durchgeführt.

Der eingebaute Graufilter ergab folgende Werte für seine Dämpfung:

Am 28.Feb.79 wurde an Beteigeuze im Spektralbereich B gemessen und folgendes Ergebnis erbracht:

B : 1790 ± 150 entsprechend $8.^m13 \pm 0.^m08$

Am 4.März 79 wurde an μ Gem und γ Leo gemessen und es wurden folgende Wert ermittelt:

V : 1714 ± 68 entsprechend $8.^m08 \pm 0.^m04$

B : 1844 ± 150 entsprechend $8.^m16 \pm 0.^m08$

Am 4.Mai 79 wurde mit Hilfe einer künstlichen Lichtquelle (daher ohne Störungen durch die Atmosphäre) nachstehender Wert erhalten, der im folgenden auch verwendet wird:

V : 1617 ± 9 entsprechend $8.^m02 \pm 0.^m006$

B : 1917 ± 10 entsprechend $8.^m21 \pm 0.^m006$

Leider konnte nicht in jeder Nacht eine ausreichende Anzahl von Vergleichssterne messungen angefertigt werden, die dann eine Bestimmung der Extinktion E erlaubt hätten. Die Extinktion E hängt wie durch Gleichung (1) gegeben von der Zenitdistanz z ab:

$$(1) \quad E(z) = E_0 \cdot (\sec z - 1)$$

Wo eine lineare Regression der Beobachtungen zur Ermittlung des Extinktionskoeffizienten E_0 möglich war, wurde eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung bezüglich obiger Gleichung (1) durchgeführt.

Für die Nächte 4. Jan. 79, 2. Feb. 79 und 10. Feb. 79 konnte jeweils ein mittlerer Extinktionskoeffizient E_0 ermittelt werden:

4. Jan. 79	$E_0^V = 0.18 \pm 0.03$	$E_0^B = 0.30 \pm 0.07$
2. Feb. 79	$E_0^V = 1.04 \pm 0.26$	$E_0^B = 1.03 \pm 0.18$
10. Feb. 79	$E_0^V = 0.29 \pm 0.06$	$E_0^B = 0.43 \pm 0.07$

Hierbei ist E_0^V der Koeffizient für den Spektralbereich V und E_0^B der Koeffizient für den Spektralbereich B.

Ich habe bei allen Nächten - auch den hier nicht zitierten - den Eindruck, daß kurzzeitige Schwankungen der Extinktion überwiegen und somit aus 3 bis 6 Einzelmessungen der Vergleichssterne kein guter mittlerer Extinktionskoeffizient abgeleitet werden kann. Entweder hätte ich wesentlich bessere atmosphärische Verhältnisse haben oder ständig Vergleichssterne messen müssen, um somit keinen mittleren Extinktionskoeffizienten E_0 , sondern eine Funktion der Zeit $E_0(t)$ zu ermitteln. Obwohl diese Methode des abwechselnden Messens des Veränderlichen und der Vergleichssterne zwar üblich und sinnvoll ist, mußte ich aus anderen Gründen davon absehen: Es wäre nämlich für Beteigeuze viel Meßzeit verlorengegangen. Ich wollte Beteigeuze aber auf kurzfristige Lichtschwankungen hin untersuchen und nicht nur im Abstand von 20 Minuten eine Messung machen, mit denen ich bestenfalls Schwankungen von einer Zeitskala länger als 30 Minuten hätte erfassen können, nicht aber kürzere Zeitskalen.

In den oben genannten Nächten habe ich als Extinktionskoeffizient den ermittelten Wert verwendet, in allen anderen Nächten die Werte:

$$E_0^V = 0.^m25 \qquad E_0^B = 0.^m40$$

Somit ergibt sich die Helligkeit eines Sternes aus der folgenden Gleichung:

$$(2) \qquad m = m_0 - 2.5 \cdot \lg(S \cdot K) - E$$

wobei $E = E(z)$ die Extinktion nach Gleichung (1) ist, K ist der Empfindlichkeitsfaktor der Feinbereiche A bis F (siehe Tab. 2), und S sind die gemessenen Skalenteile. Dabei wurde von allen Messungen die Hintergrundshelligkeit des Himmels subtrahiert. Weiterhin ist m_0 ein Eichparameter, der die willkürliche Skala des Ausgabegerätes auf Größenklassen eicht und für jede Nacht neu bestimmt werden mußte (siehe Tabelle 3).

Es ist vom Eichparameter m_0 , der mittels der drei HD-Sterne (ohne Filter) bestimmt wurde, die Filterdämpfung (siehe oben) zu subtrahieren, um die richtige Eichung für die Messungen mit Filter zu erhalten.

Es handelt sich bei allen in Tabelle 3 stehenden m_0 -Werten um Mittelwerte aller in einer Nacht verwendeten Vergleichsterne.

Tabelle 3

Datum	m_0^V	m_0^B
4. Jan. 79	$7.^m88 \pm 0.^m11$	$8.^m42 \pm 0.^m17$
21. Jan. 79	$7.^m43 \pm 0.^m15$	$7.^m99 \pm 0.^m18$
2. Feb. 79	$8.^m34 \pm 0.^m15$	$8.^m91 \pm 0.^m15$
9. Feb. 79	$7.^m73 \pm 0.^m03$	$8.^m89 \pm 0.^m02$
10. Feb. 79	$7.^m75 \pm 0.^m02$	$9.^m02 \pm 0.^m12$
11. Feb. 79	$6.^m30 \pm 0.^m37$	$7.^m47 \pm 0.^m36$
28. Feb. 79	$7.^m31 \pm 0.^m04$	$8.^m33 \pm 0.^m10$

Die folgende Tabelle 4 gibt Auskunft über die Luftqualität der Nächte und daraus läßt sich dann auch unmittelbar verstehen, warum einige Eichparameter m_0 besonders stark abweichen.

Tabelle 4

Datum	Bemerkungen
4. Jan. 79	Durchsicht: wechselnd zwischen gut bis mittel, wobei teilweise sehr schlechte Durchsicht eine Messung kurzzeitig nicht erlaubte. Anzahl der Vergleichssterne messungen: 3 bis 6 , je nach Stern (2 weitere wurden nicht verwendet).
21. Jan. 79	Durchsicht: mittel , zum Schluß hin schlecht Anzahl der Vergleichssterne messungen: 1 je Stern
2. Feb. 79	Durchsicht: mittel bis schlecht, insbesondere zum Schluß hin sehr schlecht - wurden allerdings nicht verwendet. Anzahl der Vergleichssterne messungen: 3 je Stern, aber zeitlich nah beieinander.
9. Feb. 79	Durchsicht: gut Anzahl der Vergleichssterne messungen: 2 je Stern
10. Feb. 79	Durchsicht: gut bis mittel, insbesondere zum Schluß hin schlechter - wurden aber nicht verwendet. Anzahl der Vergleichssterne messungen: 3 - 5 , je nach Stern
11. Feb. 79	Durchsicht: schlecht Anzahl der Vergleichssterne messungen: 2 je Stern
28. Feb. 79	Durchsicht: gut bis mittel , aber Beteigeuze nur 23° über dem westlichen Horizont. Anzahl der Vergleichssterne messungen: 1 je Stern

Die relativ großen Fehler fast aller m_0 -Werte sind auf die starken kurzzeitigen Schwankungen der Extinktion durch Dunst zurückzuführen. Lediglich die Nächte 9.Feb. und 10.Feb. ergaben zufriedenstellende Eichparameter m_0 .

In den Nächten 21.Jan. und 11.Feb. war die Durchsicht so schlecht, daß eine ernsthafte Verwendung dieser Beobachtungen nicht in Frage kommt. Sie sind nur der Vollständigkeit halber erwähnt worden.

Bedenkt man, daß m_0 die Helligkeit auf extraterrestrische Helligkeiten eicht, das heißt Zenithelligkeit unter Berücksichtigung der Zenitextinktion ($=E_0$), dann wundert es nicht, daß die m_0 -Werte so sehr schwanken. Insbesondere ist dies in der Nacht des 2.Feb. zu bemerken, in der sowohl ein sehr großer Wert für m_0 als auch für E_0 ermittelt wurde. Würde man ein Maß für die Streuung des Eichparameters m_0 erhalten wollen, so müßte man $m_0 - E_0$ betrachten.

Die Eichungen der HD-Sterne führe ich mit Hilfe der Messungen vom 9. Februar 1979 durch, die hierfür die besten Ergebnisse lieferten. Für die HD-Sterne ergeben sich folgende Helligkeiten, die in Tabelle 5 aufgeführt sind (in Klammern die Angaben des Henry-Draper-Katalogs).

Tabelle 5

HD 39344	$V = 7.^m56 \pm 0.^m05$	(7. ^m 8)
	$B = 8.^m98 \pm 0.^m07$	(8. ^m 8)
HD 39373	$V = 8.^m46 \pm 0.^m04$	(8. ^m 4)
	$B = 10.^m05 \pm 0.^m06$	(9. ^m 5)
HD 39252	$V = 9.^m01 \pm 0.^m05$	(9. ^m 1)
	$B = 10.^m72 \pm 0.^m08$	(10. ^m 2)

2.3 Helligkeitsmessungen von Beteigeuze

Dieser Abschnitt enthält die Beobachtungsergebnisse in Form von Lichtkurven (Abbildungen 1 - 6) für jede einzelne Nacht. Im nächsten Abschnitt 2.4 sind in den Tabellen 7 bis 9 die Mittelwerte für B, V und B-V sowie deren Fehler für jede Nacht zusammengefaßt.

Ich verstehe im folgenden unter den verschiedenen Fehlern:

a. mittlerer Fehler m

mittlerer Fehler einer Einzelmessung aufgrund der Szintillation und des Verstärkers:

Breite des Analogausdrucks ohne Ausreißer = 3 · m

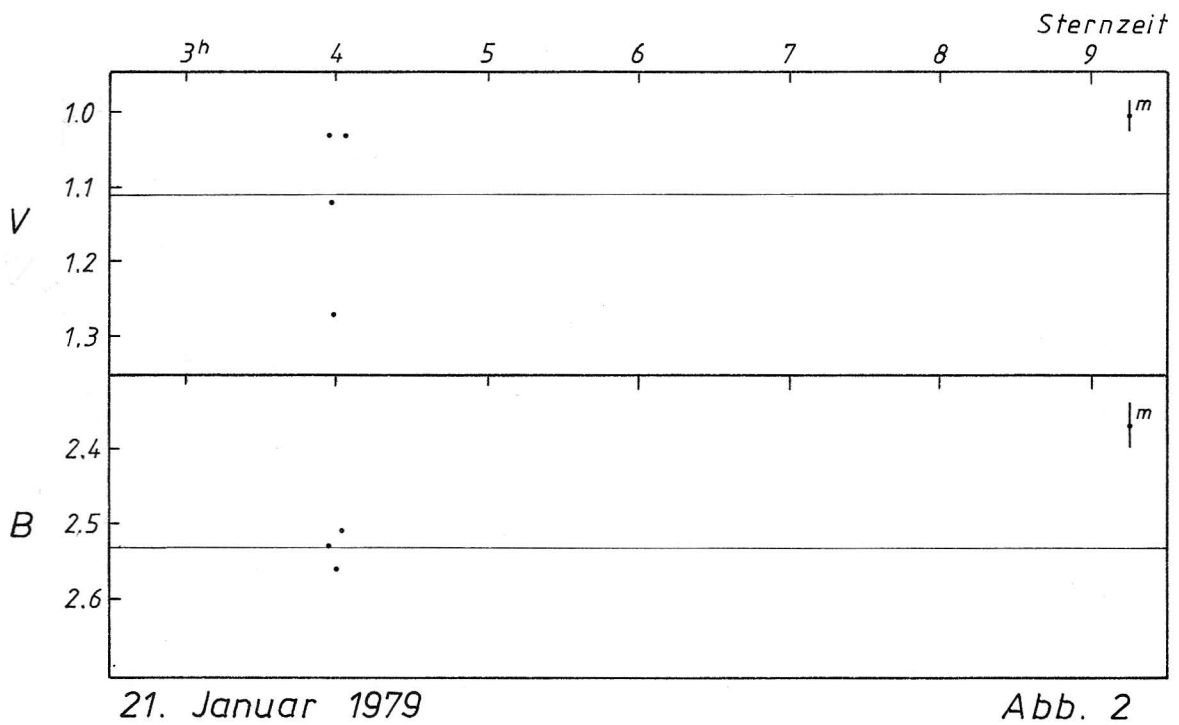
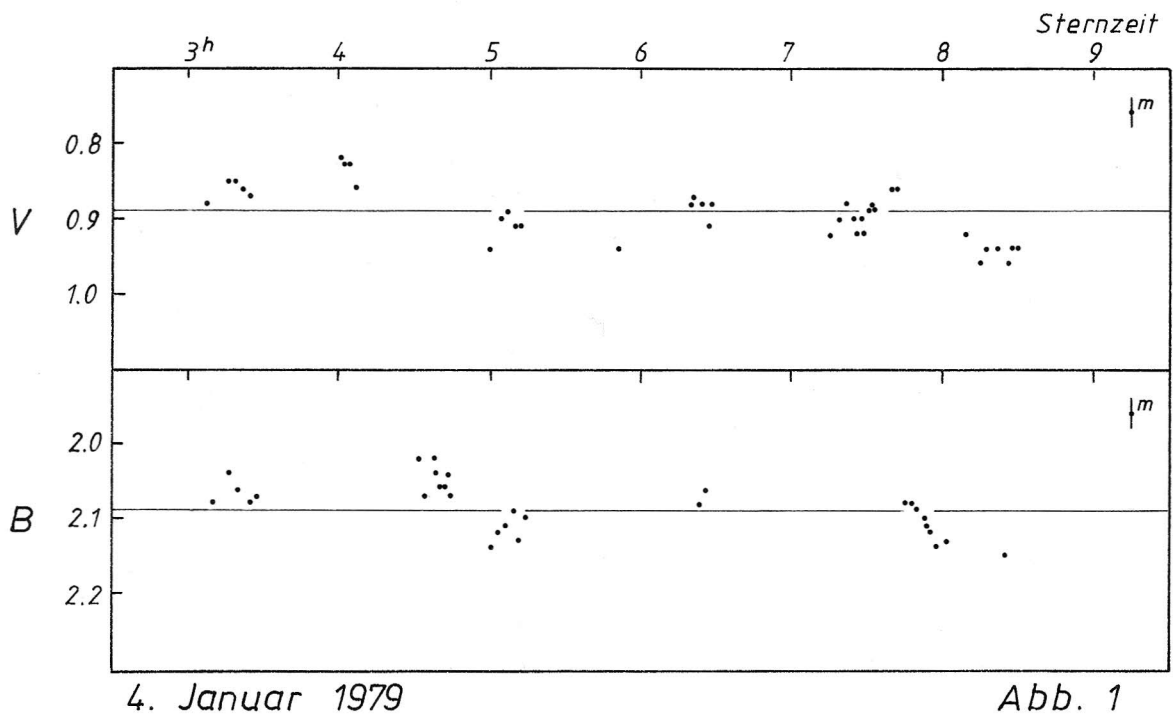
b. Streuung σ

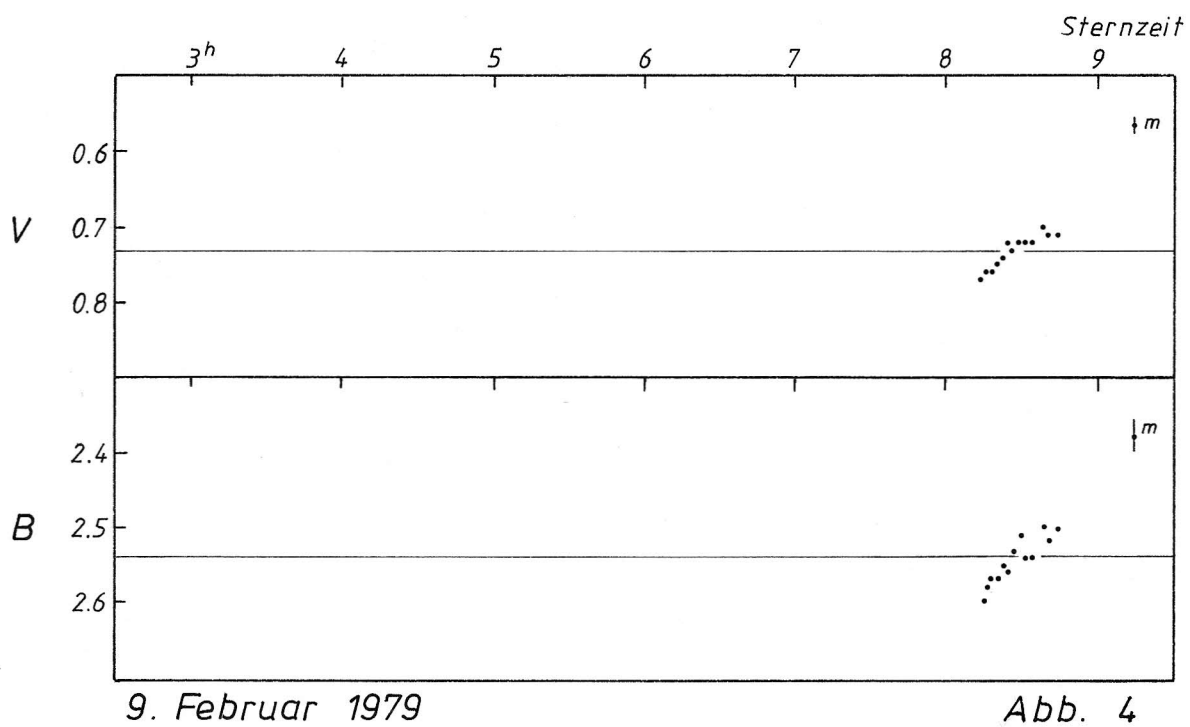
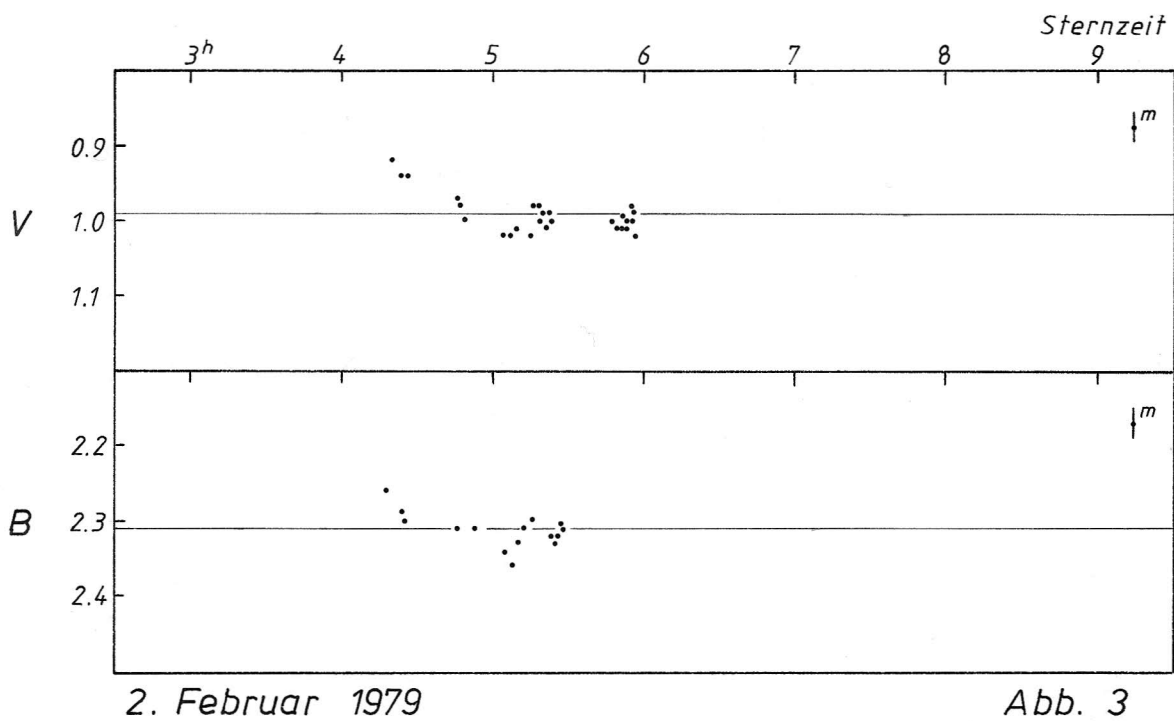
mittlere quadratische Abweichung (Standardabweichung) für alle Messungen einer Nacht:

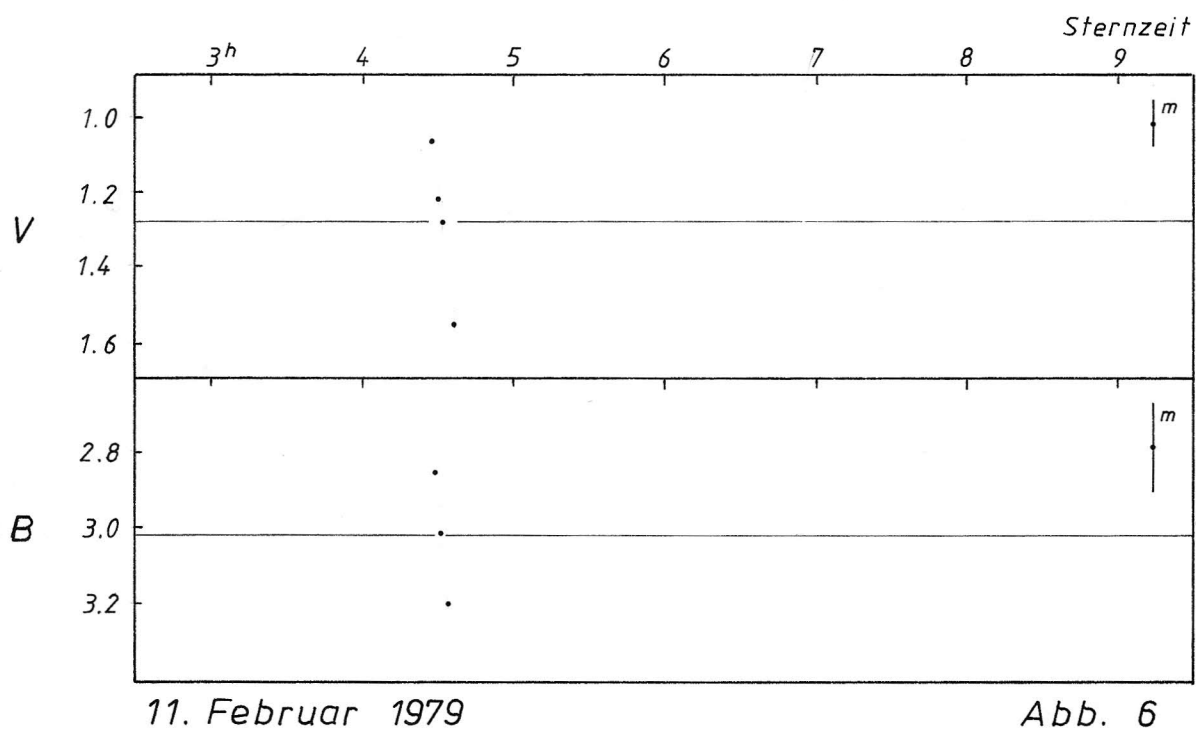
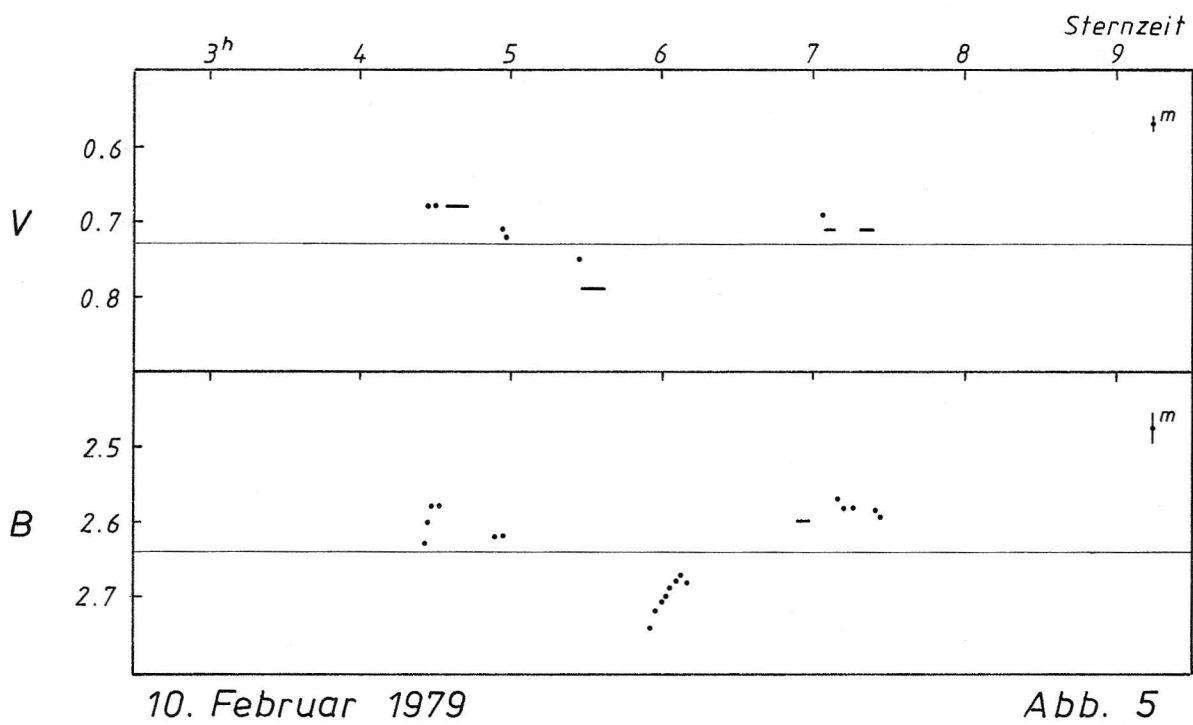
$$\sigma = \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}}$$

c. Gesamtfehler f

Fehler des Mittelwertes einer Nacht unter Berücksichtigung der Fehler für den Eichparameter m_0 und der Extinktion E.







2.4 Auswertung

Die Auswertung gliedert sich in zwei Bereiche: Untersuchung der Diagramme (Abbildungen 1 - 6) auf eventuell vorhandene kurzzeitige Schwankungen der Lichtintensität und Berechnung der jeweiligen nächtlichen Mittelwerte (Tabellen 7 - 9), wobei man diese auch wiederum gegen die Zeit auftragen (Abbildung 8) und zeitliche Schwankungen von einigen Wochen untersuchen kann.

Die folgende Tabelle 6 faßt noch einmal die Beobachtungsnächte zusammen, wobei außer der Sternzeit auch noch die Anzahl der Beobachtungen für V und B und deren gesamte Meßzeit pro Nacht aufgeführt sind.

Tabelle 6

Datum	Sternzeit		V		B	
	von	bis	Zahl	Zeit	Zahl	Zeit
4. Jan. 79	3:06	8:30	39	61. ^m 5	30	46. ^m 5
21. Jan. 79	3:56	4:01	4	3. ^m 2	3	2. ^m 6
2. Feb. 79	4:19	5:58	28	25. ^m 9	15	13. ^m 6
9. Feb. 79	8:16	8:46	13	12. ^m 9	13	11. ^m 3
10. Feb. 79	4:25	7:28	39	39. ^m 1	23	38. ^m 5
11. Feb. 79	4:28	4:36	4	4. ^m 3	3	3. ^m 9
28. Feb. 79	9:54	9:57	1	1. ^m 2	1	1. ^m 5

Dies ergibt eine Gesamtbilanz von:

V: Anzahl der Messungen = 128
Dauer der Meßzeit = 148 Minuten

B: Anzahl der Messungen = 88
Dauer der Meßzeit = 118 Minuten

Hieraus resultiert eine durchschnittliche Länge einer Messung von etwa 1.2 Minuten, wobei sich die tatsächlichen Werte nur wenig davon entfernen (zwischen dem 0.5- und 2-fachen).

Zwischen den Sternzeiten 2:42 und 9:06 ist die Zenitdistanz von Beteigeuze geringer als 60°.

Um Aussagen über systematische Schwankungen der Helligkeit zu erhalten, können wir uns zuerst einmal das Verhältnis von Streuung zu mittlerem Fehler σ/m anschauen. Wenn es größer ist als 2, dann sind systematische Schwankungen sehr wahrscheinlich. Dies ist, wie man bei den Tabellen 7-9 nachlesen kann, bei praktisch allen Nächten der Fall. Ein weiteres Kriterium ist, ob die Abweichungen vom Mittelwert unregelmäßig streuen oder systematischen Charakter haben. Auch dieses läßt sich an Hand der Diagramme (Abbildungen 1-6) feststellen.

Die Ursachen können vielseitig sein: es können mittelfristige atmosphärische Schwankungen von typischerweise 30 - 60 Minuten Dauer sein; es können instrumentelle Fehler sein, die unter Umständen auch periodisch sein können; oder es können natürlich auch Helligkeitsänderungen von Beteigeuze sein.

Die Ergebnisse im einzelnen:

4. Januar 1979:

Auffällige Ausbrüche sind nicht erkennbar. Es ergeben sich zu den Sternzeiten 4:00 und 7:00 jeweils ein Maximum und zu den Sternzeiten 5:30 und 8:30 jeweils ein Minimum. Hieraus würde eine Periode von 3 Stunden folgen. Die Schwankung der Helligkeit betragen insgesamt $0^m.12$, so daß sich die Helligkeit mit $0^m.08/h$ ändert, sowohl beim Anstieg als auch beim Abfall.

21. Januar 1979:

Keine Aussagen möglich, da zu wenig Beobachtungen.

2. Februar 1979:

Der deutliche Helligkeitsunterschied der ersten drei Beobachtungen zu den übrigen kann möglicherweise einen Ausbruch zu bedeuten haben, dessen Abklingzeit etwa 30 Minuten beträgt, wobei das Maximum um 4:10 gewesen sein könnte und um $0^m.08$ heller lag als die normale Helligkeit der Beteigeuze an diesem Abend. Die Helligkeitsänderung vollzog sich somit mit $0^m.16/h$ für den Abfall.

9. Februar 1979:

Es zeigt sich eine gleichmäßige Zunahme der Helligkeit von $o^m_{.065}$ innerhalb von 26 Minuten im Spektralbereich V und von $o^m_{.09}$ innerhalb von 27 Minuten im Spektralbereich B. Dieses entspricht einer Helligkeitsänderung von $o^m_{.15}/h$ für V und von $o^m_{.20}/h$ für B.

10. Februar 1979:

Bis 5:30 nimmt die Helligkeit ab, bleibt bis etwa 5:50 minimal und nimmt dann bis zum Schluß der Beobachtungsreihe wieder zu. Dabei betragen die Schwankungen $o^m_{.11}$ für V und $o^m_{.14}$ für B. Daraus ergibt sich eine Helligkeitsänderung von $o^m_{.17}/h$ für V und von $o^m_{.21}/h$ für B.

11. Februar 1979:

Keine Aussagen möglich, da zu wenig Beobachtungen.

28. Februar 1979:

Keine Aussagen möglich, da zu wenig Beobachtungen.

Es ist eine Sternzeitabhängigkeit der Beobachtungen zu erkennen. Diagramm 7 zeigt alle Nächte mit längerer Beobachtungszeit zusammengefaßt, wobei außerdem alle Messungen eines 12-Minuten-Intervalles gemittelt und vorher noch auf das mittlere Niveau ($V = o^m_{.73}$ und $B = 2^m_{.55}$) angepaßt wurden, indem um die Differenz des Mittelwertes aller Nächte von dem jeweiligen nächtlichen Mittel korregiert wurde. Wie deutlich zu erkennen ist, zeigt sich eine 3-stündige Periode, die wir bereits vom 4. Januar her kennen. Hier ist allerdings der Unterschied, daß sich auch die anderen Nächte diesem Verlauf anpassen. Entweder hat Beteigeuze eine Periode über $3^h_{00}^m$ Sternzeitlänge (über Monate konstant) oder es handelt sich um einen Azimutfehler des Instrumentes. Sollte die Ursache bei Beteigeuze liegen, so dürfte die Periode nicht mehr als 5 sec von 3 h abweichen und müßte über Monate innerhalb dieser Grenzen konstant bleiben. Statt einer Periode von $3^h_{00}^m$ könnte sie auch noch $24^h/7 = 3^h_{25}^m_{43}^s$ oder $24^h/9 = 2^h_{40}^m$ betragen.

Auf jeden Fall aber lassen sich bezüglich der Frage nach kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen folgende Abschätzungen aufgrund meiner Beobachtungen machen:

Da nicht sicher ist, ob andere Effekte (Azimutfehler, atmosphärische Einflüsse) die Schwankungen mitverursachen, sind die folgenden Werte nur obere Abschätzungen.

Der mittlere Fehler einer Messung beträgt typischerweise $0^m.02$, so daß Messungen, die bis zum Zweifachen dieses Wertes nach oben oder unten vom Mittelwert abweichen, durchaus noch als Bestätigung einer konstanten Helligkeit angesehen werden müssen, es sei denn, sie weichen deutlich in systematischer Weise ab. Daraus ergibt sich, daß erst Amplituden von mehr als $0^m.08$ als gesichert betrachtet werden dürfen.

Eine solche Helligkeitsänderung vollzog sich typischerweise in 20 Minuten. Schwankungen von wenigen Minuten konnten nicht nachgewiesen werden; ihre Amplituden wären auf jeden Fall kleiner als $0^m.08$, sonst hätte ich sie mit hoher Sicherheit beobachtet. Insgesamt konnten Amplituden bis zu $0^m.20$ festgestellt werden, die aber Zeitskalen von einigen Stunden aufwiesen. Um kurzzeitige Schwankungen von 1 - 20 Minuten nachweisen zu können, müßte die Genauigkeit wesentlich gesteigert werden, um somit Amplituden unterhalb von $0^m.08$ zugänglich zu werden. Dies ist aber mit der zur Zeit am Lippert-Reflektor angebrachten Meßanordnung aus Photometer und Verstärker nicht möglich.

Die folgenden Tabellen 7 bis 9 enthalten die Mittelwerte und Fehler einer jeden Nacht.

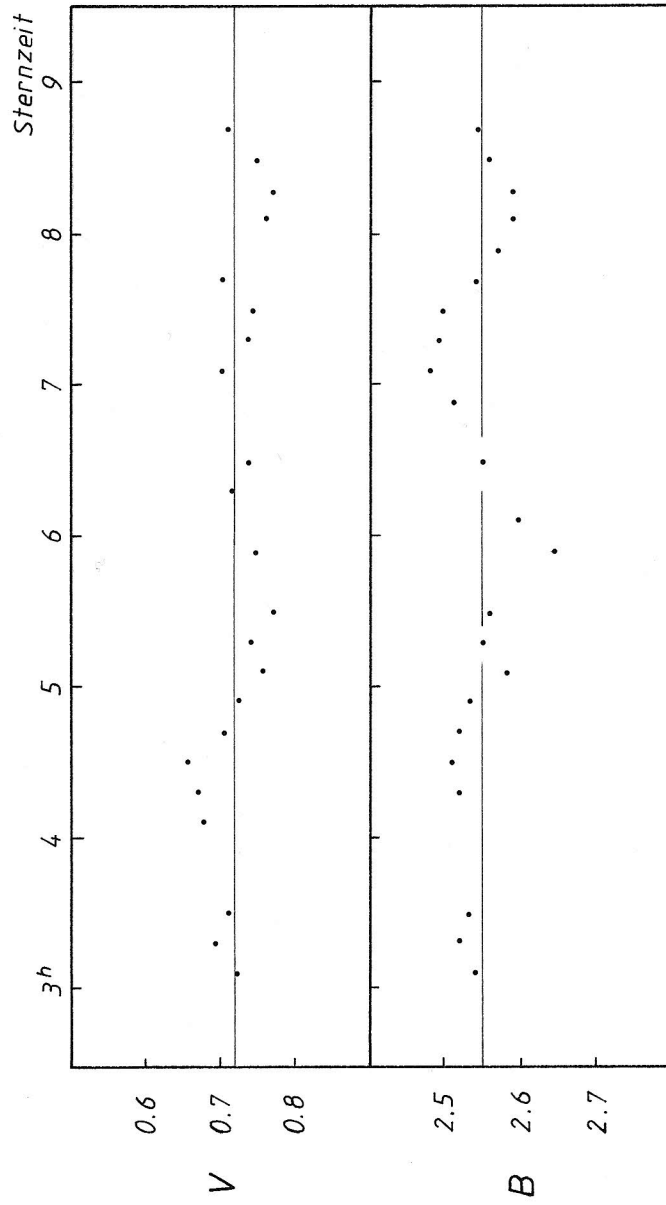


Abb. 7

Tabelle 7

Datum	J.D. 24	V	f	σ	m
4. Jan. 79	43878.4	0. ^m 89	0. ^m 12	0. ^m 04	0. ^m 02
21. Jan. 79	895.3	1.11	0.15	0.12	0.02
2. Feb. 79	907.3	0.99	0.19	0.03	0.02
9. Feb. 79	914.4	0.73	0.03	0.02	0.01
10. Feb. 79	915.3	0.73	0.03	0.04	0.01
11. Feb. 79	916.3	1.29	0.38	0.21	≤ 0.06
28. Feb. 79	933.4	0.80	0.05	-	0.02

Tabelle 8

Datum	J.D. 24	B	f	σ	m
4. Jan. 79	43878.4	2. ^m 09	0. ^m 18	0. ^m 04	0. ^m 02
21. Jan. 79	895.3	2.53	0.19	0.03	0.03
2. Feb. 79	907.3	2.31	0.17	0.02	0.02
9. Feb. 79	914.4	2.54	0.03	0.03	0.02
10. Feb. 79	915.3	2.64	0.12	0.06	0.02
11. Feb. 79	916.3	3.02	0.38	0.18	≤ 0.12
28. Feb. 79	933.4	2.66	0.11	-	0.03

Tabelle 9

Datum	J.D. 24	B-V	f
4. Jan. 79	43878.4	1. ^m 19	0. ^m 22
21. Jan. 79	895.3	1.42	0.24
2. Feb. 79	907.3	1.32	0.26
9. Feb. 79	914.4	1.81	0.04
10. Feb. 79	915.3	1.91	0.13
11. Feb. 79	916.3	1.73	0.54
28. Feb. 79	933.4	1.86	0.12

Dabei bedeuten f der Gesamtfehler, σ die Streuung und m der mittlere Fehler.

2.5 Zusammenfassendes Endergebnis

Für einen gesamten Mittelwert kommen nur die beiden Nächte 9. Februar 1979 und 10. Februar 1979 in Frage, während bei den übrigen Nächten wegen der Witterungsverhältnisse oder anderer Einflüsse mit stärkeren Abweichungen zu rechnen ist:

$V = 0.^m73 \pm 0.^m03$	(für 1979.1 = J.D. 2 443 915)
$B = 2.^m55 \pm 0.^m03$	
$B-V = 1.^m82 \pm 0.^m04$	

Für den V-Wert wurden 23 Messungen mit insgesamt einer Meßzeit von 52 Minuten verwendet; für den B-Wert wurden 33 Messungen mit insgesamt 50 Minuten Meßzeit verwendet.

Die bezüglich des Gesamtfehlers f drittbeste Nacht am 28. Februar 1979 bringt erfreulicherweise solche Werte, die gut mit den obigen Mittelwerten übereinstimmen.

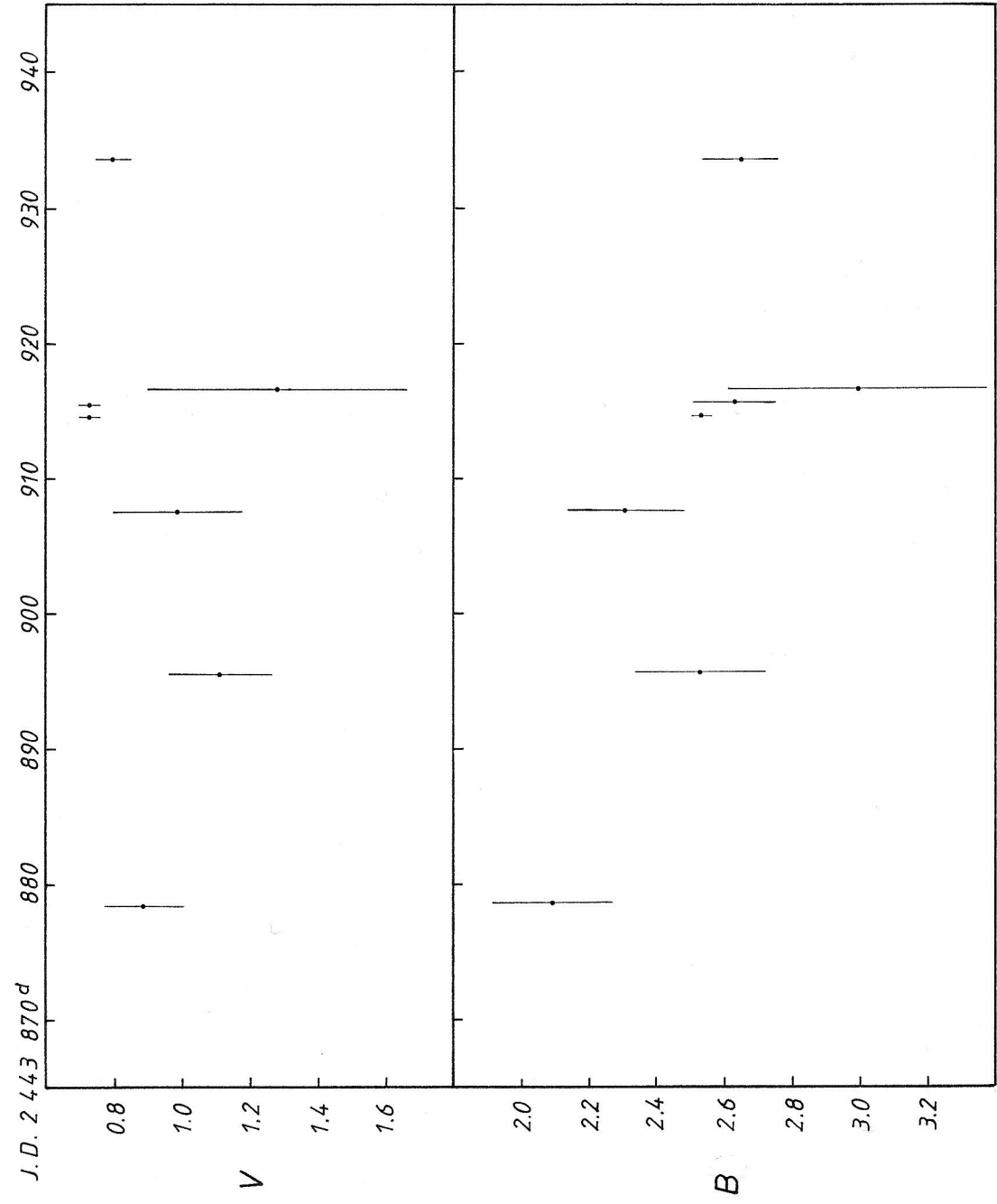
Ebenso ergibt das probeweise berechnete Mittel sämtlicher Nächte, wobei allerdings entsprechend dem Gesamtfehler f gewichtet wurde, ein übereinstimmendes Ergebnis:

$$V = 0.^m75 \pm 0.^m03 \quad B = 2.^m54 \pm 0.^m04 \quad B-V = 1.^m79 \pm 0.^m05$$

Das Diagramm 8 zeigt die nächtlichen Mittelwerte für V und B gegen die Zeit aufgetragen. Es läßt sich unter Beachtung der eingezeichneten Fehlergrenzen auch keine mittelfristige Änderung (von typischerweise Wochen) erkennen. Lediglich bei B könnte eine gleichmäßige Helligkeitsabnahme vorliegen. Unter der Annahme, daß diese linear sei, ergibt eine gewichtete Ausgleichsrechnung folgende Helligkeitsabnahme:

$$\Delta B = - 0.^m93 \pm 0.^m33 / 100^d$$

Abb. 8



Kapitel 3

Radiobeobachtungen

Die Beobachtungen wurden am 100 m Radioteleskop Effelsberg des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie (MPIfR) bei einer Wellenlänge von 2 cm (entsprechend einer Frequenz von 14,7 GHz) durchgeführt. Die Messungen wurden am 19. Dezember 1978 in Form von Schnitten erhalten, wobei insgesamt 231 Schnitte von Kanal A und 261 Schnitte von Kanal B verwendet werden konnten. Am 23. Dezember 1978 wurden weitere Messungen in Form von Direktmessungen durchgeführt. Für die Eichung verwendete ich die Quellen 3C 120 und 3C 161, sowie zur Absoluteichung der Skala die Quelle NGC 7027.

3.1 Methodik und Gaußfit

Die horizontal (in Azimut) gefahrenen Schnitte zeigen bei Punktquellen in ihrer Amplitude dieselbe Charakteristik wie die Antenne. Sie läßt sich näherungsweise durch eine Gaußfunktion beschreiben. Da wir mit einem Doppelspeisehornsystem beobachtet haben, bei dem das zweite Speisehorn (Vergleichshorn) negativ gepolt ist, erhalten wir folgenden prinzipiellen Verlauf der Amplitude während eines Schnittes (Abbildung 9):

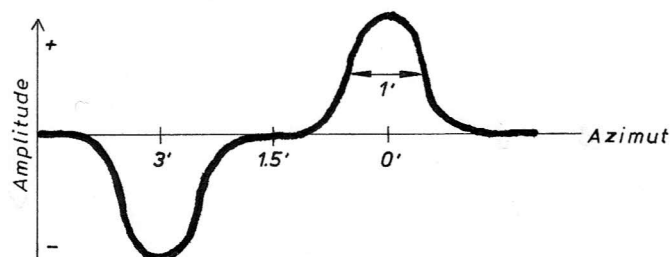


Abb. 9

Einer der wichtigsten Vorteile des verschieden gepolten Doppelspeisehornes liegt in der Möglichkeit, systematische Fehler der Elektronik ausgleichen zu können. Dadurch ist die Festlegung des Nullniveaus recht einfach.

Da das Vergleichshorn etwas außerhalb der optischen Achse liegt, erhält man eine etwas schlechtere Abbildung als vom Primärspeisehorn, das heißt eine größere Halbwertsbreite und damit gleichzeitig eine kleinere Amplitude. Meßergebnisse zu diesem Punkt im nächsten Abschnitt!

Da wir bei Beteigeuze ohnehin nur mit etwa 10 % Genauigkeit (entsprechend dem Verhältnis von Empfängerrauschen zu Amplitude der Quelle) beobachten können, habe ich die Messungen folgendermaßen reduziert und geeicht:

An Hand der Eichquelle 3C 120 wird festgestellt, wo das Minimum und das Maximum der Schnitte liegt sowie deren Amplituden bestimmt. Dann wird der sogenannte Umklappfaktor U berechnet:

$$U = A_+ / A_-$$

wobei A_+ die Amplitude des positiv gepolten Primärspeisehornes und A_- die Amplitude des negativ gepolten Vergleichshornes ist.

Weiterhin wird der Symmetriepunkt des Schnittes auf der Abszissenachse (Azimut) festgesetzt, der mit genügender Genauigkeit als in der Mitte zwischen den beiden oben erwähnten Extremwertstellen angenommen werden darf.

Der Abstand der beiden Speisehörner beträgt etwa 3' und die Halbwertsbreite der Antennenhauptkeule etwa 1'.

Die Messungen wurden aufintegriert, so daß für einen Schnitt 32 Meßpunkte entstanden, wovon je 16 von den einzelnen Speisehörnern herrühren.

Die 16 Meßpunkte des Vergleichshornes wurden mit $-U$ multipliziert und am Symmetriepunkt der Abszisse gespiegelt, so daß ich jetzt 32 Punkte für eine einfache Gaußanalyse zur Verfügung habe.

Das Ziel ist, die Amplitude der Gaußfunktion zu ermitteln, die nunmehr für jeweils 32 Meßpunkte eines Schnittes durch eine Ausgleichsrechnung für die folgende Funktion (Gleichung 3) errechnet wurde:

$$(3) \quad f(x) = A \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{a \cdot m^2}\right] = y$$

$$\text{mit} \quad a = \frac{1}{4 \cdot \ln 2}$$

Darin ist A die gesuchte Amplitude und x_0 die Stelle des Maximums. Schließlich ist m die Halbwertsbreite.

Die Meßwertausgabe des Rechners im MPIfR in Bonn ist so eingerichtet, daß die Stelle x_0 des Primärhornes der Ursprung der Abszisse sein soll, welches an Hand der Eichquellen überprüft und nötigenfalls korregiert werden kann. Im Falle der Beteigeuze-Messungen bedeutet dies, daß für jeden einzelnen Schnitt $x_0 \approx 0$ und $m \approx 1'$ beim Gaußfit herauskommen muß. Sind diese beiden Bedingungen im Rahmen der zu erwartenden Streuung erfüllt gewesen, so habe ich die Amplitude des betreffenden Schnittes als realistischen Wert akzeptiert.

Weiterhin wurden die äußeren (vom Symmetriepunkt aus gesehen) 8 Meßpunkte gemittelt und als Nullniveau definiert, also von den übrigen 24 Meßpunkten subtrahiert. Die Schnitte wurden soweit über das Ziel hinausgefahren, daß für diese weit außen liegenden Messungen mit Sicherheit angenommen werden konnte, daß hier der Strahlungsstrom von Beteigeuze unmeßbar klein geworden ist. Nun wurde ein Gaußfit durchgeführt, der mir hauptsächlich die Amplitude A mit mittlerer quadratischer Abweichung der Messungen vom Fit lieferte und nebenher noch die x_0 -Stelle und die Halbwertsbreite als Kontrollgrößen, ob der Fit brauchbar ist. Dieser Fit wurde in drei Stufen der Mittelung durchgeführt: zuerst etwa 10 Schnitte für Untersuchungen sehr kurzfristiger Schwankungen (kleiner als 30 Minuten), dann etwa 30 - 40 Schnitte und schließlich alle Schnitte zusammen.

Schließlich ist der Empfänger und Verstärker so gebaut, daß die Signale abwechselnd auf zwei Kanäle (A und B) zur weiteren Verarbeitung gegeben werden, während der jeweils nicht benutzte Kanal auf eine künstliche Vergleichsquelle - einen Rauschwiderstand - geschaltet wird. Durch Verwendung von zwei Kanälen wird praktisch die gesamte Zeit zum Messen ausgenützt.

Der Gaußfit wurde nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung durchgeführt. Es ist

$$(4) \quad Q = \sum_i (y - y_i)^2 = \sum_i (A^2 e^{-2t} - 2 \cdot A \cdot y_i e^{-t} + y_i^2)$$
$$\text{mit } t = \frac{(x_i - x_0)^2}{a \cdot m^2}$$

die Summe der quadratischen Abweichungen, die es zu minimalisieren gilt, das heißt die Ableitungen nach der Amplitude A, nach x_0 und nach der Halbwertsbreite m müssen verschwinden.

Da sowohl Null als auch negative Meßwerte möglich sind, kann die Gaußfunktion nicht logarithmiert werden. Da sie außerdem eine nichtlineare Ausgleichung erfordert, habe ich zur Bestimmung der Nullstellen der Ableitungen das Newtonsche Näherungsverfahren gewählt. Im folgenden seien die benötigten Gleichungen aufgeführt:

$$(5) \quad A_{n+1} = A_n - \frac{\partial Q / \partial A}{\partial^2 Q / \partial A^2}$$

$$(6) \quad x_{0,n+1} = x_{0,n} - \frac{\partial Q / \partial x_0}{\partial^2 Q / \partial x_0^2}$$

$$(7) \quad m_{n+1} = m_n - \frac{\partial Q / \partial m}{\partial^2 Q / \partial m^2}$$

$$(8) \quad \frac{\partial Q}{\partial A} = \sum_i 2 \cdot e^{-t} \cdot (A \cdot e^{-t} - y_i)$$

$$(9) \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} = \sum_i 2 \cdot e^{-2t}$$

$$(10) \quad \frac{\partial Q}{\partial x_0} = \sum_i 4 \cdot A \cdot e^{-t} \cdot \frac{t}{x_i - x_0} \cdot (A \cdot e^{-t} - y_i)$$

$$(11) \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial x_0^2} = \sum_i 4 \cdot A \cdot e^{-t} \cdot \frac{1}{a \cdot m^2} \cdot [A \cdot e^{-t} \cdot (4t-1) - y_i \cdot (2t-1)]$$

$$(12) \quad \frac{\partial Q}{\partial m} = \sum_i 4 \cdot A \cdot e^{-t} \cdot \frac{t}{m} \cdot (A \cdot e^{-t} - y_i)$$

$$(13) \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial m^2} = \sum_i 4 \cdot A \cdot e^{-t} \cdot \frac{t}{a \cdot m^2} \cdot [A \cdot e^{-t} \cdot (4t-3) - y_i \cdot (2t-3)]$$

Sobald sich alle zu bestimmenden Größen um nicht mehr als 10^{-3} verändern, kann der Fit als beendet betrachtet werden.

Die Amplitude führt schließlich nach Eichung mittels der Eichquelle zum Strahlungsstrom S in den Einheiten $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$; das ist identisch mit Energie pro Flächeneinheit. In der Radioastronomie ist als Einheit 1 Jansky (Jy) gebräuchlich:

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} = 1000 \text{ mJy}$$

3.2 Ergebnisse der Vergleichsquellen

An Hand der Quelle 3 C 120 wurde der Umklappfaktor bestimmt, während die Quelle NGC 7027 zur Bestimmung des Amplitudeneichfaktors verwendet wurde. Schließlich wurde die Quelle 3 C 161 zur Kontrolle verwendet.

3 C 120

Durch Gaußfit wurden folgende Größen ermittelt, die zunächst für Kanal B berechnet wurden, da Kanal A technisch nicht ganz in Ordnung zu sein schien. In Tabelle 10 sind die Ergebnisse von zwei Schnitten der Quelle aufgeführt, wobei das Primärhorn und Vergleichshorn getrennt ausgewertet wurden, um anschließend den Umklappfaktor bestimmen zu können.

Tabelle 10

(Kanal B)

	A	x_0	m
Primärhorn	$+ 5.24 \pm 0.19$	$+ 0''08$	58''51
Vergleichshorn	$- 3.96 \pm 0.20$	$- 172''46$	71''20
Primärhorn	$+ 5.18 \pm 0.20$	$- 1''52$	58''55
Vergleichshorn	$- 3.36 \pm 0.75$	$- 168''72$	77''13

Das gewichtete Mittel ergibt dann folgende Werte für das Radioteleskop:

Hornabstand : $171''9 \pm 1''7$
Halbwertsbreite,
Primärhorn : $58''53 \pm 0''02$
Vergleichshorn: $71''6 \pm 1''5$
Umklappfaktor : 1.33 ± 0.05
Meßpunktstand : $15''356$

Die größere Halbwertsbreite des Vergleichshornes kommt dadurch zustande, daß es im Gegensatz zum Primärhorn nicht auf der optischen Achse liegt. Da bei der Ausgleichsrechnung für Beteigeuze beide Schnittkomponenten zusammengefaßt wurden und lediglich die Amplitude, nicht aber die unterschiedliche Halbwertsbreite korregiert wurde, wird man beim Gaußfit der Beteigeuze-Messungen eine mittlere Halbwertsbreite von etwa $65'' \pm 6''$ erwarten.

Erstaunlicherweise weicht der manuell bestimmte Umklappfaktor etwas von dem des Gaußfits ab. Er lautet bei Kanal B:

$$U = 1.28 \pm 0.01$$

Der Grund für diese Diskrepanz liegt darin, daß die Charakteristik des Vergleichshornes - da es außerhalb der optischen Achse liegt - nicht mehr gut genug einer Gaußfunktion entspricht. Deshalb muß der durch den Gaußfit bestimmte Wert nicht unbedingt der beste sein. Im vorliegenden Fall hat sich gezeigt, daß der manuell bestimmte Wert U bei späteren Reduktionen eine geringere Streuung der Meßpunkte lieferte.

Kanal A

Bei Kanal A sollte nur noch der Umklappfaktor bestimmt werden, der für die weitere Reduktion einzig wichtig ist, die anderen Antennen- und Teleskopgrößen sind ja schon genau genug bekannt.

$$A_+ = + 5.1294 \quad A_- = - 4.1316 \quad U = 1.2415$$

$$A_+ = + 5.1226 \quad A_- = - 4.1738 \quad U = 1.2273$$

Als gerundeter Umklappfaktor ergibt sich: $U = 1.24$

Nunmehr wurden die beiden negativen Halbschnitte eines jeden Kanals umgeklappt und unter Benutzung des jeweiligen U-Faktors multipliziert. Jetzt wurde erneut ein Gaußfit durchgerechnet, und es ergaben sich die endgültigen Werte für die Halbwertsbreite m und die Amplitude A .

Kanal A :	$m = 62.3$	$A = 5.23 \pm 0.24$	$(U = 1.24)$
Kanal B :	$m = 64.2$	$A = 5.15 \pm 0.17$	$(U = 1.28)$

Man erkennt, daß Kanal B die besseren Ergebnisse liefert und bei Mittelung der beiden Kanäle der Kanal A nur noch eine geringfügige Verbesserung erzielt. Aus beiden Kanälen erhält man für die Amplitude:

$$A = 5.18 \pm 0.15$$

NGC 7027

Der manuell bestimmte Umklappfaktor U beträgt $U = 1.28$ für Kanal B und stimmt mit dem Ergebnis von 3C 120 überein.

Aus je zwei gemittelten Schnitten vom 22.12.78 um 20.31 MEZ und vom 23.12.78 um 18.58 MEZ wurden folgende Amplituden ermittelt:

$$A = 8.68 \pm 0.01$$

$$A = 8.67 \pm 0.01$$

Baars et al (1978) haben einen Strom von 6.16 Jy gemessen. Hieraus ergibt sich zur Umrechnung der Amplitude A in die Einheiten des Strahlungsstromes S (Jy) der folgende Zusammenhang:

$$S/\text{Jy} = 0.71 \cdot A$$

$$S/\text{mJy} = 710 \cdot A$$

3 C 161

Zur Kontrolle wurde die Quelle 3 C 161 am 23. Dez. 78 um 3:55 MEZ
zu

$$A = 2.89$$

bestimmt.

Hierfür geben Baars et al (1978) den Wert $S = 2.14 \text{ Jy}$ an.
Daraus folgt die Umrechnungsbeziehung:

$$S/\text{Jy} = 0.74 \cdot A$$

in guter Übereinstimmung mit der Quelle NGC 7027, deren Wert aber
im weiteren nur noch verwendet wurde.

3 C 120

Für diese Quelle erhielt ich den Wert $A = 5.18 \pm 0.15$ für
die Amplitude. Dies ergibt einen Strahlungsstrom S von:

$S_{14.7 \text{ GHz}} = 3.68 \pm 0.11 \text{ Jy}$

3.3 Beobachtungen von Beteigeuze

Die Messungen der Schnitte von Beteigeuze wurden am 19. Dezember 1978 durchgeführt. Die folgenden Tabellen 11 und 12 beinhalten die Ergebnisse der Gaußfits für Kanal A und B, wobei die Schnitte zu Blöcken mit unterschiedlicher Anzahl von Schnitten zusammengefaßt wurden.

Spalte 1 enthält die Bezeichnung der Blöcke; die zweite Spalte gibt die Anzahl der Schnitte an, die in diesem Block gemittelt wurden. In Spalte 3 ist die mittlere Beobachtungszeit in h:m:s angegeben und Spalten 4-6 enthalten die Parameter des Gaußfits.

Tabelle 11

(Kanal A)

Block	Schnitte	Sternzeit	S/mJy	x_0	m
A	33	6:09:13	11.4 ± 3.6	2"5	63"4
B	34	6:40:45	8.1 ± 2.6	-16"7	69"7
C	30	7:09:34	12.2 ± 3.8	5"3	49"3
D	30	7:28:22	9.9 ± 2.0	-2"5	56"8
E	30	7:47:17	3.7 ± 3.6	-1"3	41"2
F	36	8:09:15	12.1 ± 3.2	0"7	86"1
G	38	8:42:32	15.3 ± 2.4	-0"3	64"6
TOTAL	231	7:28:38	10.4 ± 1.5	-1"5	63"3

Tabelle 12

(Kanal B)

Block	Schnitte	Sternzeit	S/mJy	x_0	m
a	9	5:53:02			
b	8	5:58:22	4.5 ± 3.9	17"6	67"2
c	9	6:16:41			
d	9	6:22:20	12.0 ± 3.6	13"6	79"6
e	10	6:29:21	9.8 ± 5.6	5"3	73"2
f	10	6:35:44	10.3 ± 4.1	4"9	34"4
g	10	6:42:00			
h	10	6:48:16	11.6 ± 4.8	12"2	68"5
i	10	7:03:18	6.2 ± 4.2	24"8	81"4
j	10	7:09:34			
k	10	7:15:50	6.6 ± 4.5	25"5	63"1
l	10	7:22:06	10.4 ± 2.6	-4"4	66"1
m	10	7:28:22	5.8 ± 2.6	-12"1	65"8
n	10	7:34:37	13.6 ± 1.8	-7"7	20"5
o	12	7:41:39	9.7 ± 4.1	-6"8	41"1
p	7	7:48:13			
q	10	7:53:32			
r	10	7:59:48			
s	10	8:06:03	10.5 ± 2.4	4"9	37"3
t	11	8:13:01	16.5 ± 2.1	0"8	28"7
u	12	8:24:46	3.8 ± 3.0	20"9	75"6
v	13	8:32:41			
w	11	8:41:21	13.5 ± 5.0	-7"9	48"9
x	10	8:47:55	10.2 ± 5.5	-1"8	95"8
y	10	8:54:10	11.6 ± 4.8	6"7	128"6

Bei den Blöcken ohne Angabe der Parameter waren die Werte für die Halbwertsbreite und die x_0 - Stelle derart unsinnig, daß somit auch auf den Wert für die Amplitude kein Verlaß war.

Tabelle 12

(Fortsetzung)

Block	Schnitte	Sternzeit	S/mJy	x_0	m
A	35	6:07:52	4.9 ± 2.3	$-18''.0$	$46''.0$
B	30	6:35:42			
C	30	7:00:23	8.2 ± 2.4	$9''.4$	$61''.3$
D	30	7:22:06	7.2 ± 1.5	$1''.9$	$67''.0$
E	39	7:44:04	6.6 ± 2.4	$-11''.8$	$34''.8$
F	43	8:11:36	7.0 ± 1.1	$6''.6$	$49''.4$
G	44	8:43:12	9.2 ± 3.2	$6''.3$	$107''.9$
TOTAL	261	7:29:43	6.5 ± 0.9	-0.03	$62''.4$

Die Blöcke A bis G sind wie folgt aus den Blöcken a bis y zusammengefaßt worden:

$$A = a + b + c + d$$

$$B = e + f + g$$

$$C = h + i + j$$

$$D = k + l + m$$

$$E = n + o + p + q$$

$$F = r + s + t + u$$

$$G = v + w + x + y$$

3.4 Ergebnisse

Die schwach gemittelten Blöcke von Kanal B (kleine Buchstaben) und die stärker gemittelten Blöcke der Kanäle A und B (große Buchstaben) sind in den Diagrammen 10 bis 12 gegen die Zeit aufgetragen. Es zeigt sich, daß keinerlei besondere Schwankungen vorgelegen haben. Zu einer Flare-Aktivität besonderer Stärke oder zu einem Ausbruch eines einzelnen starken Flares ist es offensichtlich nicht gekommen.

So lassen sich hauptsächlich Mittelwerte für die Strahlungsströme gewinnen:

$$\text{Kanal A:} \quad S_{14.7} = 10.4 \pm 1.5 \text{ mJy}$$

$$\text{Kanal B:} \quad S_{14.7} = 6.5 \pm 0.9 \text{ mJy}$$

Der gewichtete Mittelwert beider Kanäle beträgt:

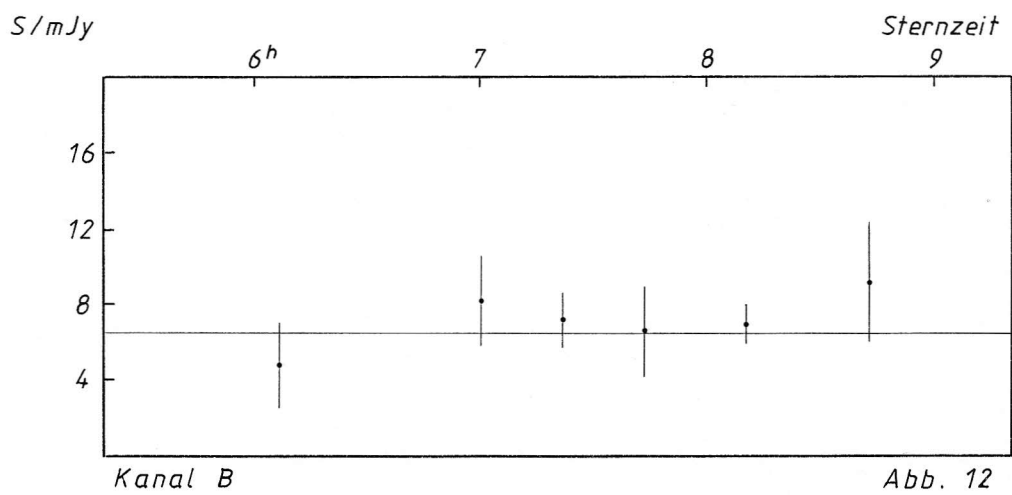
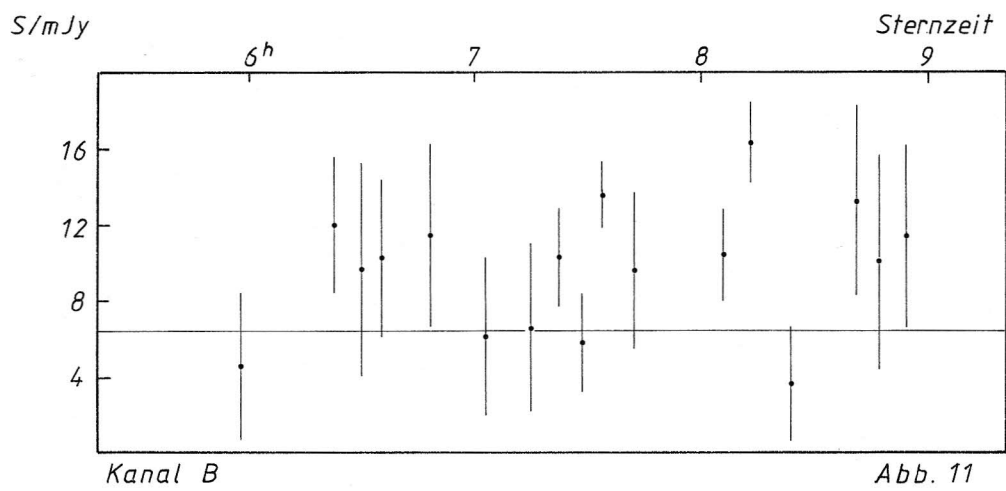
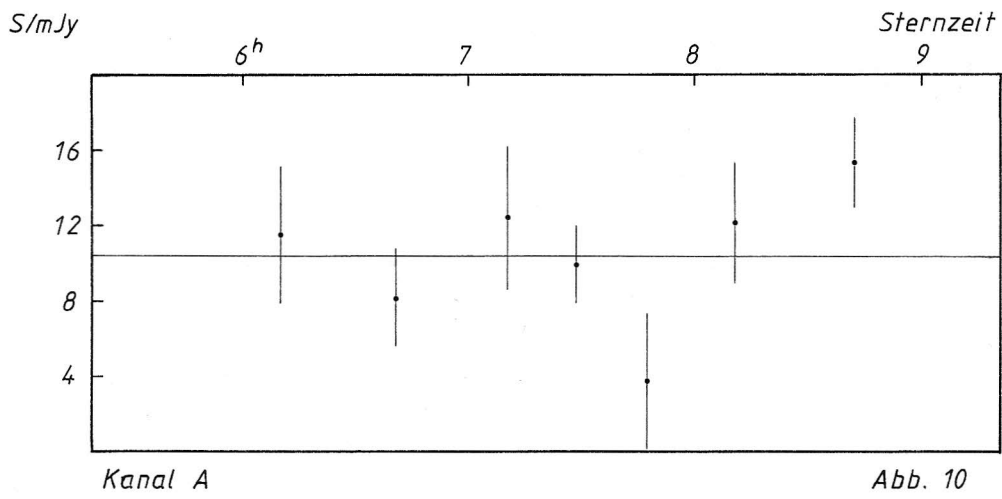
$$S_{14.7} = 7.5 \pm 1.7 \text{ mJy}$$

Da aber Kanal A offensichtlich technisch nicht ganz einwandfrei war und systematische Abweichungen zeigte, ist es vernünftiger, nur das Ergebnis von Kanal B zu verwenden!

Weitere Messungen wurden am 23. Dezember 1978 um 4:00 MEZ und um 23:45 MEZ als Direktmessungen durchgeführt. Auch hierbei wurde das Vergleichshorn mitbenutzt und aus jeweils zwei aufeinanderfolgenden Messungen mit Primärspeisehorn und Vergleichshorn die halbe Differenz genommen. Außerdem wurde nur Kanal B verwendet.

Somit lauten die Ergebnisse für Beteigeuze:

Datum	$S_{14.7 \text{ GHz}}$
1978 Dez 19.	$6.5 \pm 0.9 \text{ mJy}$
1978 Dez 23.	
4:00 MEZ	$4.5 \pm 0.9 \text{ mJy}$
23:45 MEZ	$8.2 \pm 0.5 \text{ mJy}$



In Tabelle 13 werden alle bisher durchgeführten Kontinuumsmessungen von Beteigeuze aufgeführt.

Tabelle 13

Frequenz GHz	Strahlungsstrom mJy	Datum der Beobachtung	
0.430	< 30	1974 Aug	1
2.695	< 3	1970	2
2.695	0 ± 2.0	1975 Nov	3
4.875	1.9 ± 0.4	1974 Dez	3
8.085	< 3	1970	2
8.085	2.5 ± 2.5	1975 Nov	3
10.63	23 ± 6	1966 Okt 30.	4
10.69	7 ± 1	1972 Jan 1.	5
10.69	9 ± 4	1972 Okt 29.	5
10.69	5 ± 1	1972 Nov	3
10.69	7 ± 1	1973 Dez	5
14.7	6.5 ± 0.9	1978 Dez 19.	6
14.7	4.5 ± 0.9	1978 Dez 23.	3
14.7	8.2 ± 0.5	1978 Dez 23.	6
14.9	8.7 ± 1.1	1978 Okt 27.	7
15.0	8.0 ± 1.2	1975 Jan	8
15.8	110 ± 30	1966 Feb 21.	9
22	8 ± 1	1976 Nov	8
22	8 ± 1	1977 Apr	3
22	20 ± 2.4	1977 Nov 11.	8
90	96 ± 32	1975 Dez 28.	10
90	148 ± 40	1975 Okt	3

Die Zahlen hinter jeder Beobachtung geben die Referenz an. Eine Liste aller Referenzen mit Angabe des verwendeten Instrumentes und seinem Durchmesser ist auf der nächsten Seite zu finden.

Referenzen

1	J.D.Fix & S.R.Spangler (1976)	Arecibo 305 m
2	R.M.Hjellming (1971)	NRAO - IF
3	W.J.Altenhoff et al (1979) außer: 2.695 GHz, 8.085 GHz 90 GHz	MPiFR 100 m NRAO - IF NRAO 11 m
4	E.R.Seaquist (1967)	ARO 46 m
5	H.J.Wendker & W.J.Altenhoff (1973)	MPiFR 100 m
6	diese Arbeit	MPiFR 100 m
7	P.F.Bowers & M.R.Kundu (1979)	MPiFR 100 m
8	W.J.Altenhoff & H.J.Wendker (bisher unveröffentlicht)	MPiFR 100 m
9	K.I.Kellermann & I.I.K.Pauliny (1966)	NRAO 43 m
10	P.R.Schwartz & J.H.Spencer (1977)	NRAO 11 m

NRAO = National Radio Astronomy Observatory in Green Bank

MPiFR = Max-Planck-Institut für Radiophysik in Effelsberg

ARO = Alogonquin Radio Observatory

IF = Interferometer

Kapitel 4

Globale Parameter

Bisher haben sich eine Reihe von Autoren nur einzelnen Problemen dieses Kapitels gewidmet. Dabei haben sie für die anderen Größen allgemein gebräuchliche Werte übernommen. Die Folge hiervon ist, daß sich die Darstellungen teilweise widersprechen oder unvollständig sind. Beispielsweise wird die interstellare Absorption meistens außer Acht gelassen, das heißt also zu Null angenommen, was bestimmt nicht der Realität entspricht.

In diesem Kapitel versuche ich, für jeden Parameter den besten Wert herauszukristallisieren und alle diese "Bestparameter" wiederum als Mosaiksteinchen für ein in sich konsistentes Bild zu verwenden. Ich verwende beim letzten Mosaiksteinchen allerdings eine neue Größe, nämlich die Summe aus Absorption A_V und bolometrischer Korrektur BC: $A_V + BC$ (vergleiche Abschnitt 4.9). Somit stellt die in Abschnitt 4.11 gegebene Zusammenfassung aller globaler Parameter eine bisher nicht vorgelegte, in sich konsistente Darstellung von Beteigeuze dar.

4.1 Scheinbarer Durchmesser

Zunächst seien in Tabelle 14 alle Messungen aufgelistet. Dabei bedeutet θ_{UD} der Durchmesser der gleichmäßigen Scheibe (englisch: uniform disk) und θ_{LD} der Durchmesser einer randverdunkelten Scheibe (englisch: limb darkening disk).

Außerdem bedeuten die Abkürzungen:

M = Michelson-Interferometrie

A = Amplituden-Interferometrie

S = Speckle-Interferometrie

IR = Infrarot-Interferometrie

μ = Randverdunklungskoeffizient
(limb darkening coefficient)

Anmerkungen:

- 1) Der UD-Wert wurde zurückgerechnet mittels der Beziehung $\theta_{LD} = \theta_{UD} \cdot 1.18$
- 2) aus insgesamt 35 Beobachtungen des Jahres 1976 gemittelt (Quelle leider nicht mehr auffindbar)

Es gibt verschiedene Auswertungsmethoden der Speckle-Interferometrie, auf die aber in dieser Arbeit nicht eingegangen werden soll. Welche der späteren Reduktionsmethoden auch gewählt worden ist, die Speckle-Interferometrie liefert auf jeden Fall die genauesten Ergebnisse.

Tabelle 14

Wellenlänge Å	Methode	Jahr	θ_{UD} 0".001	θ_{LD} 0".001	μ	
5750	M	1920	47			1
5750	M	1921	54			1
5750	M	1922	34			1
5750	M	1925	44			1
5750	M	1926	34			1
5750	M	1927	41			1
5750	M	1928	37			1
5750	M	1930	40			1
5750	M	-	34			2
5000 ± 125	-	1971	≥ 50			3
4220	S	1972	69 ± 5			4
4880	S	1972	67 ± 5			4
5700	S	1972	55 ± 5			4
7190	S	1972	52 ± 5			4
10400	S	1972	≤ 50			4
4213 ± 34	A	1972	62 ± 17			5
5020 ± 35	A	1972	47 ± 6			5
5803 ± 46	A	1972	57 ± 9			5
5992 ± 15	A	1972	57 ± 6			5
6336 ± 16	A	1972	44 ± 13			5
50000	IR	1975	≤ 50			6
5100 ± 50	S	1976	49 ± 1	74 ± 1		7
5180 ± 50	S	1976	53 ± 1	79 ± 1		7
5180 ± 50	S	1976	(1) 56 ± 6	66 ± 6	0.6 ± 0.3	8
-	A	1976	(2) 52 ± 3			-
5100 ± 50	S	1976	45.3 ± 0.5	52.0 ± 1.7	0.75 ± 0.13	9
5200 ± 50	S	1976	48.9 ± 0.7	56.9 ± 1.0	0.93 ± 0.03	9
6800	S	1977	53 ± 4			10
6500 ± 20	S	1977	51 ± 1			11
6500 ± 20	S	1977	52 ± 1			11

Referenzen

1	R.F.Sanford (1933), gemessen von F.G.Pease
2	R.Hanbury Brown (1968)
3	D.Y.Gezeri et al (1972)
4	D.Bonneau & A.Labeyrie (1973)
5	D.G.Currie et al (1974)
6	D.W. McCarthy & F.J.Low (1975)
7	C.R.Lynds et al (1976)
8	M.J. McDonnell & R.H.T.Bates (1976)
9	M.S.Wilkerson & S.P.Worden (1977)
10	Y.Y.Balega & N.A.Tikhonov (1977)
11	S.P.Worden et al (1977)

Schließlich habe ich den mir plausibelsten Wert ermittelt:

$$\theta_{UD} = 0.051 \pm 0.001$$

Um nun θ_{LD} zu erhalten, muß ich mit einem geeigneten Faktor multiplizieren. Tsuji (1976) gibt einen Faktor von 1.12 an, während man aus der Arbeit von Wilkerson & Worden (1977) einen Wert zwischen 1.15 und 1.16 entnehmen kann. Wenn ich also einen Wert dazwischen von 1.14 ± 0.02 annehme, liege ich wahrscheinlich dem wahren Wert recht nahe. Somit erhalte ich:

$$\theta_{LD} = 0.058 \pm 0.002$$

Da McDonnell & Bates (1976) einen kleineren Randverdunkelungskoeffizienten ($\mu = 0.6$) verwendet haben als Wilkerson & Worden, habe ich für die Umrechnung von θ_{LD} in θ_{UD} beim McDonnell-Wert den Faktor 1.18 benutzt.

Im folgenden werden alle Angaben, bei denen der Sternradius eine Rolle spielt, umgerechnet auf obigen Wert θ_{LD} . Sofern Werte der Literatur entnommen wurden, die sich auf einen scheinbaren Durchmesser von 0.05 beziehen (insbesondere $x = r/R_*$), werden diese Werte zusätzlich in eckigen Klammern dahinter erwähnt.

4.2 Entfernung d

Die folgende Tabelle 15 gibt die bisherigen Ergebnisse der
Entfernungsbestimmung in Form der Parallaxe wieder:

Tabelle 15

Elkin ⁽¹⁾	0"030	trigonometrisch
Adam ⁽¹⁾	0"012	spektroskopisch
Schlesinger ⁽¹⁾	0"016	trigonometrisch
Schlesinger, 1930	0"012	trigonometrisch
Schlesinger & Jenskin, 1940	0"011	trigonometrisch
Jenskin, 1952 ⁽²⁾	0"005	trigonometrisch
Hoffleit, 1964	0"005	trigonometrisch

Anmerkungen:

- 1) veröffentlicht von Michelson & Pease (1921):
sie geben ein gewichtetes Mittel von 0"018 an.
- 2) aus 2 Messungen gemittelt

Der Mittelwert beträgt: $0"013 \pm 0"003$

Dies entspricht einer Entfernung von etwa: $80 \text{ pc} \pm 20 \text{ pc}$

Die meisten Werte sind recht alt und dürften mit größeren Fehlern behaftet sein. Ich vertraue den neueren Messungen mehr und werde den Wert, den Hoffleit (1964) angibt, übernehmen.
Somit beträgt die Entfernung:

$$d = 200 \text{ pc}$$

Dieser Wert wird auch von anderen Autoren benutzt.

4.3 Temperatur T_{eff}

Die folgende Tabelle 16 enthält die bisherigen Ergebnisse über die Effektivtemperatur von Beteigeuze:

Tabelle 16

Weymann, 1962	3150 K
Dyck & Simon, 1975	3250 K
Linsky & Haisch, 1979	3400 K
McCarthy & Low, 1977	3500 K
Fay & Johnson, 1973	3500 K
Sanner, 1976	3500 K
Ramsey, 1977	3600 K
Hinkle et al, 1976	3600 K $\pm$ 100 K
Tsuji, 1976	3950 K $\pm$ 150 K

Der Mittelwert beträgt:

$$T_{\text{eff}} = 3500 \text{ K} \pm 80 \text{ K}$$

Da keine der relativ stark streuenden Temperaturangaben besonderen Vorzug verdient, wähle ich den Mittelwert für meine weiteren Modellrechnungen.

4.4 Scheinbare visuelle Helligkeit m_v

Tabelle 17 enthält im ersten Teil vier Werte für einen bestimmten Beobachtungszeitpunkt und im zweiten Teil die gesamte Schwankungsbreite der Helligkeit.

Tabelle 17

Johnson, 1964	$o.^m_{.69}$	(1) J.D. 2 436 940
Johnson, 1965	$o.^m_{.42}$	J.D. 2 438 400
Lee, 1970	$o.^m_{.4}$	J.D. 2 440 120
diese Arbeit	$o.^m_{.73}$	J.D. 2 443 915
Schlesinger, 1930	$o.^m_{.5} - 1.^m_{.1}$	
Payne-Gaposchkin, 1938	$o.^m_{.1} - 1.^m_{.3}$	
Schlesinger & Jenskin, 1940	$o.^m_{.1} - 1.^m_{.2}$	
Hoffleit, 1964	$o.^m_{.4} - 1.^m_{.3}$ (2)	
Kukarkin, 1969	$o.^m_{.42} - 1.^m_{.3}$	
Kukarkin, 1974	$o.^m_{.4} - 1.^m_{.3}$	

- Anmerkungen:
- 1) eventuell auch J.D. 2 437 300
(wurde vom Autor nicht angegeben)
 - 2) Hoffleit nennt einen Mittelwert von $o.^m_{.8}$

Bei der Beobachtung von $o.^m_{.1}$ hat es sich wahrscheinlich um eine Ausnahme gehandelt, bei der Beteigeuze einmal eine besonders hohe Leuchtkraft erreichte. Es scheint mir sinnvoll zu sein, für weitere Rechnungen einen Wert von $o.^m_{.4}$ für das Maximum, und einen Wert von $1.^m_{.2}$ für das Minimum anzunehmen.

Im folgenden Verlauf der Untersuchungen werde ich als langfristige mittlere Helligkeit von Beteigeuze den Wert $o.^m_{.8}$ verwenden. Dementgegen ist der von mir gemessene Wert von $o.^m_{.73}$ ein momentaner Wert für J.D. 2 443 915.

Maximum: $o.^m_{.4}$
Minimum: $1.^m_{.2}$
mittlere Helligkeit: $o.^m_{.8}$

4.5 Farbexzess E_{B-V}

In Tabelle 18 sind alle bisher gemessenen B-V Werte zusammengetragen.

Tabelle 18

Hoffleit, 1964	$1.^m86$
Johnson, 1964	$1.^m87$
Johnson, 1965	$1.^m85$
Johnson, 1967	$1.^m84$
Lee, 1970	$1.^m89$
Eggen, 1973	$1.^m84$
diese Arbeit	$1.^m82$

Tabelle 19 enthält die $(B-V)_0$ - Werte. Diese sind theoretisch hergeleitet und frei von interstellarer Verfärbung.

Tabelle 19

Johnson, 1966	$1.^m64$
Johnson, 1967	$1.^m62$
Lee, 1970	$1.^m71$
Flower, 1977	$1.^m72$

Die Mittelwerte lauten:

$$B-V = 1.^m85 \pm 0.^m01$$

$$(B-V)_0 = 1.^m67 \pm 0.^m03$$

Die Differenz aus beobachtetem und theoretischem Wert der Farbindices B-V und $(B-V)_0$ heißt Farbexzess E_{B-V} und beträgt:

$E_{B-V} = 0.^m18 \pm 0.^m03$

Eggen (1973) gibt in guter Übereinstimmung mit meinem Mittelwert $E_{B-V} = 0.^m16$ an. Darüberhinaus hat Lee (1970) für die Region Nordwest im Orion einen allgemeinen Durchschnittswert von kleiner als $0.^m1$ abgeleitet.

4.6 Absolute visuelle Helligkeit M_V

Die bisherigen Ergebnisse sind in Tabelle 2o zusammengestellt:

Tabelle 2o

Wilson & Bappu, 1957	- 5. ^m 7 ⁽¹⁾
Fosbury, 1973	- 5. ^m 6 ⁽¹⁾
Fay & Johnson, 1973	- 5. ^m 5 bis - 6. ^m 5
Wilson, 1976	- 5. ^m 4 ⁽¹⁾
Sanner, 1976b	- 5. ^m 8

Anmerkung: 1) aus der Breite der Chromosphärenlinie CaII, die durch den Wilson-Bappu-Effekt mit der absoluten Helligkeit M_V gekoppelt ist.

Es ist nicht erwiesen, inwieweit die interstellare oder circumstellare Absorption eine Rolle spielt. Allgemein aber gilt Gleichung 14:

$$(14) \quad M_V = m_V - (m-M) - A_V$$

wobei A_V die Summe aus interstellarer und circumstellarer Absorption ist. Möge an dieser Stelle ein Rechenbeispiel folgen: mit $m_V = 0.^m8$ und $d = 200$ pc (Entfernungsmodul: $6.^m5$) und $M_V = -5.^m7$ hätte ich als Absorption $A_V = 0.^m, so wie es viele Autoren behaupten. Es lassen sich aber auch andere Kombinationen rechnen: verändere ich die Entfernung und benutze $d = 80$ pc ($4.^m5$), dann wäre $A_V = 2.^m0$. Oder ich benutze $d = 200$ pc und ein selbst bestimmtes A_V (vergleiche Abschnitt 4.9) und benutze das so erhaltene M_V , auch wenn es den beobachteten Werten widerspricht. Dieser letztgenannten Möglichkeit folgte ich. Dazu im folgenden die Begründung:$

Es sollte beachtet werden, daß der Wilson-Bappu-Effekt an zwar kühlen, aber doch nicht so extremen Überriesen wie Beteigeuze geeicht wurde. Schließlich kann der Zusammenhang zwischen Turbulenzgeschwindigkeit und absoluter Helligkeit (dies ist der entscheidende Zusammenhang) noch nicht erklärt werden. Er kann ja durchaus bei so großen Sternen wie Beteigeuze (1247 Sonnenradien) ein anderer sein als bei normalen Riesen.

Entweder akzeptiert man die geringe Entfernung und einen vernünftigen Absorptionswert oder man benutzt die größere Entfernung und nimmt dann die Tatsache in Kauf, daß zwischen Beteigeuze und der Erde keinerlei Absorption stattfindet. Oder man ignoriert die Gesetzmäßigkeit zwischen Linienbreite und absoluter Helligkeit mit dem Argument, sie gelte zwar für Riesen, jedoch nicht für extreme Überriesen. Außerdem hat die Hülle von Beteigeuze mit Sicherheit auch Einfluß auf die Linienbreite.

4.7 Bolometrische Korrektur BC

Tabelle 21 enthält alle erhältlichen BC-Werte, die der Einfachheit halber positiv gemäß $M_{bol} = M_v - BC$ verwendet werden sollen.

Tabelle 21

Johnson, 1966	1. ^m 48	für 3500 K
Lee, 1970	1. ^m 55	für 3450 K
Stothers & Leung, 1971	1. ^m 60	für 3450 K
Flower, 1975	1. ^m 65	für 3540 K
Flower, 1977	1. ^m 72	für 3250 K
Linsky & Haisch, 1979	2. ^m 19	für 3450 K
Smak, 1966	2. ^m 34	-

Es wurden alle Werte auf $BC_0 = 0.^m07$ reduziert und gelten für Überriesen vom Typ M2I.

Die beiden Werte über 2.^m finden ihre Ursache in der Annahme einer speziell für extreme Überriesen gültigen, recht komplizierten Theorie. Deshalb müssen diese Werte gesondert betrachtet werden.

Für die erste Gruppe ergibt sich der Mittelwert:

$$BC = 1.^m60 \pm 0.^m04$$

Für die zweite Gruppe lautet der Mittelwert:

$$BC = 2.^m27$$

Im Abschnitt 4.9 wird dieses Problem wieder aufgegriffen und besprochen.

4.8 Radialgeschwindigkeit RG

Bei den Messungen der Radialgeschwindigkeit müssen Überlagerungen durch photosphärische und chromosphärische Bewegungen berücksichtigt werden. Es gibt leider nur zwei Messungen der Radialgeschwindigkeit von Beteigeuze:

Sanford, 1933	20.3 km/sec
Jones, 1928	21.0 km/sec

Weymann (1962) und Schlesinger & Jenskin (1940) zitieren obige Ergebnisse, Goldberg et al (1975) zitieren wiederum Weymann.

Die meisten Autoren beschäftigen sich mit den sich überlagernden Chromosphärenlinien, die in der folgenden Tabelle 22 kurz erwähnt und später wieder aufgegriffen werden sollen. Dabei ist die Geschwindigkeit relativ zur Photosphäre angegeben.

Tabelle 22

Wilson & Bappu, 1957	4 km/s	K I 7699, Ca II
Boesgaard & Magnan, 1975	3.5 bis 7 km/s	Fe II
Sanner, 1976b	-6 km/s	K I 7699
	-13 km/s	
Goldberg et al, 1975	-4 bis -6 km/s	K I 7699, Na D ₁ D ₂
	-11 bis -13 km/s	

Ein negatives Vorzeichen bedeutet eine Blauverschiebung der Chromosphärenlinien relativ zur Mitte der Photosphärenlinie. Die Tatsache, daß sowohl Blau- als auch Rotverschiebung für dieselben Linien festgestellt wurden (zu verschiedenen Zeiten allerdings), bedeutet nicht unbedingt einen Widerspruch, wie im Abschnitt 5 behandelt werden wird. Dabei bedeutet eine Blauverschiebung eine Expansion relativ zur Photosphäre.

Bezüglich der Radialgeschwindigkeit von Beteigeuze (Bewegung des Schwerpunktes relativ zur Sonne) werde ich der Einfachheit halber dasselbe tun wie alle anderen Autoren auch, und den Mittelwert, den bereits Weymann (1962) zitiert, benutzen:

$$RG = 20,6 \text{ km/sec}$$

Darüber hinaus hat man Schwankungen dieses Wertes festgestellt, die also eine Bewegung der Photosphäre relativ zum Schwerpunkt von Beteigeuze darstellen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 23 aufgeführt.

Tabelle 23

Payne-Gaposchkin, 1938 ⁽¹⁾	-5 bis +7 km/s
Mc Laughlin, 1946	-4.1 bis +4.1 km/s
Weymann, 1962	-8 bis +3 km/s

Anmerkung: 1) gemessen von Jones (1928) und Sanford (1933)

Hieraus ergibt sich ein typischer Wert von $\pm 5 \text{ km/sec}$.

Weymann hat für den von ihm untersuchten Zeitraum von 1936 bis 1962 keine Periodizität feststellen können. Dem entgegen zeigt sich bei Payne-Gaposchkin, die den Zeitraum 1908 bis 1931 untersucht haben, eine Korrelation mit den optischen Schwankungen. Die Auswirkungen einer möglichen Korrelation werden im Abschnitt 5 behandelt.

4.9 Interstellare und circumstellare Absorption

Das bereits im Abschnitt 4.7 erwähnte Problem der Absorption und der Helligkeit soll hier etwas ausführlicher betrachtet werden.

Aus den Gleichungen

$$(15) \quad L/L_{\odot} = 10^{\frac{M_{bol,\odot} - M_{bol}}{2.5}}$$

$$(16) \quad R/R_{\odot} = 214.94 \cdot \frac{\theta}{2''} \cdot \frac{d}{pc}$$

$$(17) \quad m-M = 5 \cdot \lg \frac{d}{pc} - 5$$

$$(18) \quad L/L_{\odot} = (R/R_{\odot})^2 \cdot (T/T_{\odot})^4$$

sowie der Gleichung (14) und der Definition der bolometrischen Korrektur folgt die Beziehung:

$$(19) \quad A_v + BC = 2.^m90$$

Dabei bedeutet R der Radius, M_{bol} die bolometrische absolute Helligkeit, θ der scheinbaren Durchmesser in Bogensekunden, d die Distanz von Beteigeuze in pc, (m-M) der Entfernungsmodul, L die Leuchtkraft und T die Effektivtemperatur.

Somit ist also Gleichung 19 zwingend und je nach verwendeter bolometrischer Korrektur BC erhält man einen Wert für die interstellare und circumstellare Absorption A_v , der dann unter Verwendung von Gleichung (14) und (17) bei bekannter Entfernung d die absolute visuelle Helligkeit M_v liefert oder umgekehrt, bei bekanntem M_v , die Entfernung d.

In der folgenden Zusammenstellung seien nun noch die beiden wichtigsten Kombinationen von A_V und BC gegeben:

A_V	$0.^m6$	$1.^m3$
BC	$2.^m3$	$1.^m6$

wobei der Wert $A_V = 0.^m6$ durch die Gleichung

$$(20) \quad A_V = R \cdot E_{B-V}$$

erhalten wird. Hierbei ist R eine schwer zu bestimmende Größe, die unter Annahme einfacher Bedingungen theoretisch $R = 3.6$ betragen sollte und bei etwa $R = 3.2$ beobachtet wird. Ich habe verwendet:

$$R = 3.2$$

Das so erhaltene BC stimmt mit dem Fall 2 im Abschnitt 4.6 gut überein; für den Wert $BC = 1.^m6$ (Fall 1 im Abschnitt 4.6 und bisher als allgemein gültig angenommen) ergibt sich ein sehr großer Wert für A_V ($1.^m3$). Dies wäre durch interstellare Absorption allein nicht zu erklären. Durch eine zusätzliche circumstellare Absorption, bei der sich dann der R-Faktor drastisch erhöhen würde (etwa 7.2 wäre notwendig), würde sich das Problem lösen lassen. Bereits Humphreys et al (1972) fanden heraus, daß Beteigeuze eine starke circumstellare Absorption aufgrund einer ausgedehnten Staubhülle haben müsse, die für A_V Werte von $1.^m5$ erreicht. Auch Faÿ (1972) ermittelte einen gleich großen Wert von $A_V = 1.^m5$. Faÿ & Johnson (1973) sehen eine mögliche Ursache nur in einer Staubhülle, wobei ihr A_V -Wert ebenfalls zum Teil durch interstellare Absorption zustandekommen kann.

Alles in allem scheint es mir der wahrscheinlichste Fall zu sein, daß Beteigeuze tatsächlich einer so extrem großen Absorption unterliegt ($A_V = 1.^m3$) und ein $BC = 1.^m6$ benutzt werden kann, was mir ebenfalls vernünftiger erscheint.

$A_V = 1.^m3$

$BC = 1.^m6$

4.10 Übersicht über wichtige Größen

In diesem Abschnitt sollen in einer Übersicht nochmals die wichtigsten Größen, wie Entfernung, Leuchtkraft, Radius und absolute visuelle Helligkeit einander gegenübergestellt werden, (Tabelle 24).

Tabelle 24

d/pc	m-M	L/L _☉	R/R _☉	M _V (1)	M _V (2)
80	4. ^m 5	25 700	436	- 4. ^m 3	- 5. ^m 0
110	5. ^m 2	63 700	686	- 5. ^m 0	- 5. ^m 7
150	5. ^m 85	118 400	935	- 5. ^m 7	- 6. ^m 4
200	6. ^m 5	210 500	1247	- 6. ^m 3	- 7. ^m 0

Dabei berechnet sich der Entfernungsmodul m-M nach Gleichung (17), die Leuchtkraft L nach Gleichung (18), der Radius R nach Gleichung (16) und die Helligkeiten nach Gleichung (14). Außerdem bedeuten 1 und 2 bei den Helligkeiten die beiden Möglichkeiten für die Absorption ($A_V = 0.^m6$ und $1.^m3$), wobei ja bereits im vorangegangenen Abschnitt erklärt wurde, daß auf Fall 2 größerer Wert gelegt wird.

Aus obiger Tabelle wird ersichtlich, daß der beobachtete Wert $M_V = -5.^m7$ nur für eine Entfernung von 110 pc gelten kann, während bei der heute gebräuchlichen Entfernung von 200 pc eine größere Helligkeit herauskommt. Bei einer Entfernung von 150 pc würde für den Fall der geringeren Absorption eine Konsistenz eintreten. Zu entscheiden hat man sich also zwischen folgenden vier Fällen (Tabelle 25):

Tabelle 25

Fall	A_V	BC	d/pc	M_V
1	0. ^m 6	2. ^m 3	150	- 5. ^m 7
2	1. ^m 3	1. ^m 6	110	- 5. ^m 7
3	1. ^m 3	1. ^m 6	150	- 6. ^m 4
4	1. ^m 3	1. ^m 6	200	- 7. ^m 0

Legt man Wert auf Einhaltung des beobachteten Wertes für M_V , dann kämen die Fälle 1 und 2 in Betracht. Dabei würde im Fall 1 der BC-Wert und die Entfernung nicht der gewünschte Bestwert sein, im Fall 2 wäre die Entfernung recht verschieden vom gebräuchlichen Wert. Legt man hingegen Gewicht auf die Kombination $A_V/BC = 1.^m3/1.^m6$, welche mir bei Beteigeuze sinnvoll erscheint, dann hätte man drei Möglichkeiten: entweder man nimmt eine sehr unwahrscheinliche Entfernung in Kauf und erhält dann den beobachteten Wert für M_V (Fall 2); oder man geht einen Kompromiß ein und wählt eine halbwegs akzeptable Entfernung sowie einen gerade noch möglichen Wert M_V (siehe Tabelle 20, Wert von Fay & Johnson), dann würde man Fall 3 benutzen; oder man verwendet die wahrscheinlichste Entfernung und nimmt den dabei entstehenden M_V -Wert in Kauf-in Hinsicht auf die möglichen Fehler bei der Bestimmung der absoluten visuellen Helligkeit mit Hilfe des Wilson-Bappu-Effektes. Ich entscheide mich für Fall 4 und werde mit diesen Parametern die weiteren Rechnungen durchführen.

4.11 Zusammenfassung

Die zu den Berechnungen verwendeten Daten der Sonne sollen deshalb hier kurz erwähnt werden, weil in der Literatur unterschiedliche Angaben zu finden sind und deshalb auch die Ergebnisse davon abhängig variieren:

$R_{\odot}$	=	6.96×10^{10} cm
$T_{\odot}$	=	5 770 K
$M_{\odot}$	=	1.989×10^{33} g
$g_{\odot}$	=	2.74×10^4 cm/s ²
M_{bol}	=	4. ^m 72
$BC_{\odot}$	=	0. ^m 07

Dabei ist R der Radius, T die Effektivtemperatur, M die Masse und g die Schwerebeschleunigung an der Oberfläche.

Die bisher noch nicht erwähnten Gleichungen, die zur Berechnung der folgenden Parameter in Tabelle 26 benötigt werden, sollen jetzt kurz aufgeführt werden.

Zur Berechnung der Masse M (besser: zur Abschätzung) geben Stothers & Leung (1971) eine Beziehung für rote Überriesen mit Massenverlust, die in einem Bereich von 9 - 30 $M_{\odot}$ gut erfüllt sein soll und halbempirisch abgeleitet wurde, an:

$$(21) \quad L/L_{\odot} = (M/M_{\odot})^{\gamma}$$

$$\text{mit} \quad \gamma = 4.0 \cdot \left(\frac{M/M_{\odot}}{13} \right)^{-0.09}$$

Die Berechnung der Gravitationsbeschleunigung an der Oberfläche g ist in Einheiten der Sonne durch Gleichung (22) gegeben:

$$(22) \quad g/g_{\odot} = \frac{M/M_{\odot}}{(R/R_{\odot})^2}$$

Die mittlere Dichte $\bar{\varrho}$ erhalte ich nach Gleichung (23):

$$(23) \quad \bar{\varrho} = \frac{M}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3}$$

Die hydrostatische Zeitskala τ_h , die eine charakteristische Zeit für radiale Schwingungen darstellt, lautet:

$$(24) \quad \tau_h = \sqrt{\frac{3}{4\pi \cdot G}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\bar{\varrho}}} = 1892 \text{ sec} / \sqrt{\bar{\varrho} / \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}}$$

wobei G die Gravitationskonstante ist ($G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2}$).

In allen Gleichungen bedeutet L die Leuchtkraft, M die Masse und R der Radius von Beteigeuze und $L_{\odot}$, $M_{\odot}$ sowie $R_{\odot}$ die entsprechenden Werte der Sonne.

Schließlich läßt sich die Schallgeschwindigkeit c_s durch die folgende Gleichung (24.1) berechnen:

$$(24.1) \quad c_s(x) = \sqrt{\frac{5}{3} \cdot \frac{P(x)}{\varrho(x)}} \quad x = \frac{r}{R_{\star}}$$

wobei zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit an der Oberfläche (Photosphäre) der Druck $P(1)$ und die Dichte $\varrho(1)$ der Tabelle 39 (Kapitel 8) entnommen werden:

$$P(1) = 3,6 \cdot 10^2 \text{ dyn/cm}^2$$

$$\varrho(1) = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ g/cm}^3$$

Die folgende Tabelle 26 enthält alle Parameter zusammengestellt:

Tabelle 26

scheinbarer Durchmesser	$\theta_{LD} = 0''.058$
Entfernung	$d = 200 \text{ pc}$
Entfernungsmodul	$m-M = 6.^m5$
Temperatur, effektiv	$T_{\text{eff}} = 3\,500 \text{ K}$
Radius	$R_* = 8.68 \cdot 10^{13} \text{ cm}$ $= 1247 R_{\odot}$
Leuchtkraft	$L_* = 210\,500 L_{\odot}$
absolute bolom. Helligkeit	$M_{\text{bol}} = -8.^m6$
bolometrische Korrektur	$BC = 1.^m6$
absolute visuelle Helligkeit	$M_V = -7.^m0$
scheinbare visuelle Helligkeit	$\bar{m}_V = 0.^m8$
circumstellare + interstellare Absorption	$A_V = 1.^m3$
Masse	$M_* = 26 M_{\odot}$
Gravitationsbeschleunigung	$g = 0.45 \text{ cm/s}^2$ $\lg g = -0.344$
mittlere Dichte	$\bar{\rho} = 1.89 \cdot 10^{-8} \text{ g/ccm}$
hydrostatische Zeitskala	$\tau_h = 160 \text{ Tage}$
Schallgeschwindigkeit	$c_s = 6 \text{ km/sec}$

Kapitel 5

Periodische Helligkeitsschwankungen

5.1 Beobachtungsmaterial

Wie bereits in Abschnitt 4.4 erwähnt, zeigt Beteigeuze periodische Helligkeitsschwankungen. Er gehört zu den "Halbregelmäßigen", deren Lichtwechsel eine mittlere Periode besitzt, von der die einzelnen tatsächlichen Periodenlängen jeweils abweichen. Aus Abschnitt 4.4 übernehme ich die Helligkeiten:

Maximum : $0^m.4$

Minimum : $1^m.2$

Amplitude : $0^m.8$

Darüberhinaus werden als Perioden die folgende Werte (Tabelle 27) angegeben:

Tabelle 27

	P_1	P_2
Payne-Gaposchkin, 1938	2070 d	möglich
Schlesinger & Jenskin, 1940	2100 d	-
Mc Laughlin, 1946	2100 d	200 d
Hoffleit, 1964	2070 d	-
Kukarkin, 1969	2070 d	Wochen/Monate
Kukarkin, 1974	2335 d	200 - 400 d

Außerdem gibt McLaughlin (1946) noch zwei Amplituden zu den beiden Perioden an: die längere Periode hat die Amplitude $A_1 = 0^m.5$ und die kürzere Periode besitzt eine Amplitude von $A_2 = 0^m.3$.

Payne-Gaposchkin (1938) veröffentlichten ein Diagramm, das die optischen Beobachtungen von 1909 bis 1931 zeigt. Hierin sind deutlich die beiden Perioden P_1 und P_2 und die von McLaughlin abgeleiteten Amplituden A_1 und A_2 zu erkennen. Außerdem stellt dieses Beobachtungsmaterial das umfangreichste überhaupt dar.

Beteigeuze zeigt ein gutes mittleres Verhalten und die bei einer einzelnen Periode abweichende Länge beträgt etwa bis zu 10 %, wobei man allerdings die überlagerte Periode P_2 zu eliminieren hat. Außerdem glaube ich, daß der von Kukarkin (1974) gegebene Wert von $P_1 = 2335$ d auf einer Täuschung durch P_2 beruht und kein mittleres Verhalten bedeutet. Als Arbeitshypothese halte ich die folgenden Zahlen für eine gute Grundlage:

$$P_1 = 2070 \text{ d}$$

$$A_1 = 0.^m5$$

$$P_2 = 200 \text{ d}$$

$$A_2 = 0.^m3$$

5.2 Interpretation der zwei Perioden

Stothers & Leung (1971) machen aufgrund von Periodenuntersuchungen zahlreicher Riesen und Überriesen die Aussage, daß die Periode P_1 auf sehr große Konvektionselemente (Riesengranulen) zurückzuführen sei, während die Periode P_2 eine radiale Schwingung darstelle, die zwar bei Beteigeuze nicht deutlich hervortritt, bei anderen Riesen und Überriesen aber durchaus signifikant sei.

Demgegenüber behauptet Schwarzschild (1975), daß Überriesen nur wenige Hundert (zum Beispiel 400) Riesengranulen besitzen würden, die bei einer Auf- und Abbewegung mit etwa Schallgeschwindigkeit (6 km/s) eine Konvektionszeitskala von etwa 200 Tagen benötigten. Somit sieht Schwarzschild die kürzere Periode als typische Konvektionszeitskala an, und nicht die längere.

Die folgende Übersicht stellt nochmals die Standpunkte dar:

	200 Tage	2070 Tage
Stothers & Leung, 1971	Pulsation	Konvektion
Schwarzschild, 1975	Konvektion	

Verwendet man die Formel (25) zur Berechnung der hydrostatischen Zeitskala τ_h ,

$$(25) \quad \tau_h = \frac{Q}{\sqrt{\bar{s}/\bar{s}_0}} \quad Q = 0.0184^d$$

dann erhält man:

$$\tau_h = 160 \text{ Tage}$$

Stothers & Leung (1971) fanden für die Überriesen ein $Q = 0.06^d \pm 0.01^d$ und somit erhält man:

$$\tau_h = 520 \text{ Tage}$$

Beide Zahlen würden es nahelegen, den Zyklus von etwa 200 Tagen als Periode einer radialen Schwingung zu betrachten.

$P_1 = 2070^d$: riesige Konvektionselemente, deren Geschwindigkeit gering ist, verglichen mit der Schallgeschwindigkeit: $< 1 \text{ km/s}$

$P_2 = 200^d$: radiale Schwingungen: $v_{\max} = 5 \text{ km/s}$

Die beobachtete Schwankungsbreite der Photosphärenlinien von etwa $\pm 5 \text{ km/s}$ (Abschnitt 4.8) ist als radiale Pulsation zu deuten. Bei größerer Zeitauflösung, wie zum Beispiel bei Payne-Gaposchkin (1938), werden die 200-tägigen Schwankungen sichtbar, sowohl in der Helligkeit als auch in der Radialgeschwindigkeit.

Für die Konvektionselemente ergäbe sich somit eine Geschwindigkeit von:

$$v = \frac{5.8 \times 10^{12} \text{ cm}}{2070^d} = 0.32 \text{ km/sec}$$

Diese Geschwindigkeit bezieht sich auf die Gesamtbewegung der Konvektionselemente und ist wesentlich kleiner als die Schallgeschwindigkeit.

Die radiale Pulsation kann sich regional unterschiedlich, das heißt mit verschiedenen Perioden, abspielen. Diese könnte von der momentanen Lage der Riesenkonvektionselemente abhängig sein, so daß sich keine ganz konstante Periode P_2 ergeben würde. Da sich diese Riesengranulen während einer Pulsation nicht wesentlich ändern (ihre Zeitskala ist ja zehnmal so groß), ist leider auch nicht mit stärkeren Asymmetrien der Radialgeschwindigkeitskurve zu rechnen. Dennoch halte ich gründliche Untersuchungen bezüglich Radialgeschwindigkeits- und Helligkeitsvariationen mit Zeitskalen von 200 Tagen für besonders wichtig, weil dadurch Aufschluß über die Pulsationsstabilität in extremen Überriesen erlangt werden könnte.

Andererseits hat aber auch die Deutung von Schwarzschild eine plausible Erklärung. Schwarzschild schätzt die Anzahl der Granulen auf typischerweise 400, während Lynds et al (1976) aufgrund von Speckle-Interferometrie-Beobachtungen eine geringere Anzahl beobachtet haben wollen (einige Zehn).

Damit ergäbe sich bei 400 Granulen ein Durchmesser D von $1,7 \times 10^{13}$ cm für eine Granule. Nach Schwarzschild soll zwischen Durchmesser D und Höhe H ein Verhältnis von 3:1 bestehen, so daß die mittlere Höhe $5,8 \times 10^{12}$ cm ($\approx 7\%$ Sternradius) betragen würde.

Gäbe es nur 20 Granulen, dann wäre deren mittlere Höhe $2,6 \times 10^{13}$ cm ($\approx 30\%$ Sternradius), was ich bereits für viel zu groß halte. Somit gewinne ich den Eindruck, daß das Verhältnis $D:H = 3:1$ nur für den Schwarzschild-Fall gilt, also bei einigen Hundert Granulen, nicht aber bei einigen Zehn Granulen.

Wenn sich die Granulen mit 5 km/sec bewegen, und wenn man als Mischungsweglänge ihre eigene Höhe oder eventuell noch einen Faktor 2 annimmt, dann erhält man eine Zeitskala von 130 - 260 Tagen - in völliger Übereinstimmung mit dem von Schwarzschild genannten Wert von 200 Tagen und mit der Beobachtung der kürzeren Periode. Problematisch bleibt dann nur die Deutung der längeren Periode.

Zum anderen ist die Periode P_2 regelmäßig genug, um als radiale Schwingung gedeutet werden zu können. Auch die von Payne-Gaposchkin aufgezeigte Korrelation zwischen Radialgeschwindigkeit und scheinbarer visueller Helligkeit zeigt meines Erachtens klar, daß sich die Photosphäre mit einem Rhythmus von etwa 6 Jahren (2070 Tage), überlagert durch die Änderung der Periode P_2 , "auf-uns-zu" und "von-uns-weg" bewegt, so daß nicht-photosphärische Ursachen unwahrscheinlich sind.

Kapitel 6

Modell der Hülle

6.1 Neutraler Wasserstoff

6.1.1 Geschwindigkeitsfeld

Wie in Abschnitt 4.8 bereits in Tabelle 22 dargestellt ist, existieren mehrere Geschwindigkeitsbestimmungen von Linien der Chromosphäre und Hülle, die es erlauben, das Geschwindigkeitsfeld zu bestimmen.

Zunächst einmal starten die Teilchen mit Schallgeschwindigkeit, die nach Schwarzschild (1975) etwa 6 km/sec beträgt.

Dieser Wert wird bestens bestätigt durch die Beobachtungen in Tabelle 22. Da nur die negativen Werte einen Massenabfluß bedeuten, verwende ich einen Mittelwert aus den Messungen von Sanner und Goldberg et al. Er lautet: 5.5 km/sec. Die Geschwindigkeit bleibt dann innerhalb eines inneren Gebietes turbulenter Materie konstant. Die Grenze dieser Turbulenzzone ist umstritten und wird mit Angaben zwischen $r = 2.5 R_*$ und $r = 50 R_*$ belegt. Die Tabelle 28 enthält die veröffentlichten Werte:

Tabelle 28

Boesgaard & Magnan, 1975 ⁽¹⁾	2.5	Sternradien
Reimers, 1974	3	Sternradien
Sanner, 1976 b	4	Sternradien
Reimers, 1974	5	Sternradien
Hagen, 1978 b	5	Sternradien
Weymann, 1962 ⁽²⁾	10	Sternradien
Bernat & Lambert, 1975	30	Sternradien
Bernat, 1977 ⁽³⁾	50	Sternradien

Anmerkungen:

- 1) Der Wert von Boesgaard und Magnan gibt an, in welchem Gebiet sie einstürzende Materie beobachtet haben.
- 2) Weymann erhielt drei Werte: $1.3 R_*$, $14 R_*$ und $27 R_*$. Er verwendet als Mittelwert $10 R_*$.
- 3) Bernat gibt später auch noch einmal $16 R_*$ an.

Ansonsten war es Aufgabe der Autoren gewesen, einen Radius anzugeben, innerhalb dessen einige Chromosphärenlinien nicht beobachtbar sein sollen. Dabei wird als Ursache dieser "Nichtbeobachtbarkeit" Turbulenz oder vollständige Ionisation genannt. Da letzteres nach meinen Untersuchungen der Radiobeobachtungen wegfällt, und andererseits beispielsweise durch Boesgaard & Magnan (1975) starke Turbulenz bis 2.5 Sternradien festgestellt wurde, nehme ich die Turbulenz als Ursache an und setze die Grenze bei $r_0 = 5 R_*$. Dieser Wert wird auch noch in den folgenden Abschnitten benötigt.

Bis r_0 ist die Hülle derart turbulent, daß es keinen effektiven Massenabfluß gibt, daß Chromosphärenlinien nicht immer beobachtbar sind und daß die Geschwindigkeit sowohl positiv als auch negativ sein kann, das heißt es bewegen sich größere Turbulenzelemente mit durchschnittlich 5.5 km/sec auf und ab.

Ab r_0 beginnt eine Beschleunigungsphase, die zur Thermalisierung der Teilchen führt:

$$(26a) \quad v(r) = v_0 + v_1 \cdot \sqrt{1 - r_0/r}$$

wobei $v_0 = 5.5$ km/sec beträgt und die Geschwindigkeitszunahme v_1 noch erst zu bestimmen ist. Außerdem ist $r_0 = 5 R_*$.

Zur Bestimmung von v_1 ziehe ich die Ergebnisse von Sanner (-13 km/s) und Goldberg et al (im Mittel: -12 km/s) aus Tabelle 22 heran. Der Mittelwert aus beiden Messungen wird von mir als Endgeschwindigkeit v_∞ verwendet: $v_\infty = 12.5 \text{ km/s}$.

Somit gilt für v_1 : $v_1 = v_\infty - v_0 = 7 \text{ km/s}$.

Und es ergibt sich für Gleichung 26:

$$(26 \text{ b}) \quad v(r) = 5.5 \frac{\text{km}}{\text{sec}} + 7 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \cdot \sqrt{1 - \frac{5}{r/R_*}}$$

Als mittlere Geschwindigkeit (besser: effektive Geschwindigkeit) ergibt sich:

$$v = 9 \text{ km/sec}$$

Die Abbildung 13 veranschaulicht den Geschwindigkeitsverlauf.

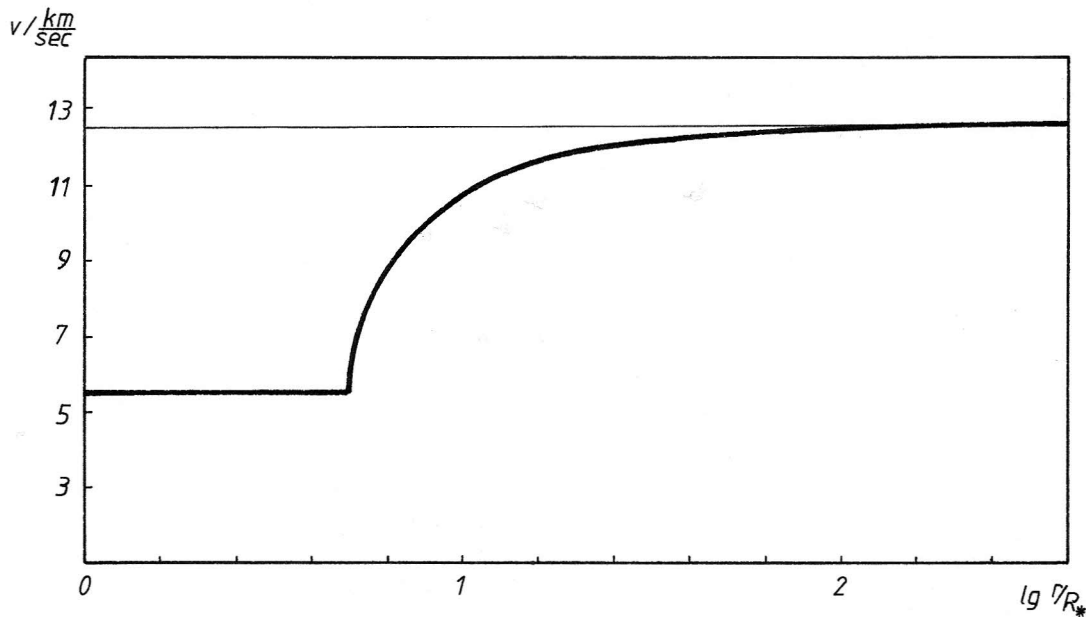


Abb. 13

Als Ursache der starken Turbulenz bis r_0 und des häufigen Wiederherunterfallens der Turbulenzelemente könnte ich mir folgenden Mechanismus vorstellen:

Während der Pulsation (P_2) des Sternes werden in der Expansionsphase Teile der Riesengranulen herausgeschleudert, da sich die Bewegung der Pulsation maximal mit Schallgeschwindigkeit abspielt. Dabei gelangen diese Turbulenzelemente bis zu einer Entfernung von etwa 5 Sternradien und fallen dann meistens (oder manchmal?) wieder zurück. Ein gewisser Teil aber wird möglicherweise den Stern ganz verlassen, was dann von Zeit zu Zeit (eventuell alle 200 Tage) dazu führen würde, daß man knotenartige Verdichtungen weit weg von Beteigeuze ($r = 10$ bis $1000 R_*$) beobachten kann.

6.1.2 Dichte

In diesem Abschnitt sollen alle Bestimmungen der Dichte von neutralem Wasserstoff zusammengetragen und ausgewertet werden. Es ist mein Ziel, den Dichteverlauf als exponentielle Funktion zu ermitteln und eine Aussage über den Massenfluß zu machen. Letzteres soll im nächsten Abschnitt näher behandelt werden. Bevor ich auf die vorhandenen Beobachtungen komme, seien einige Begriffe, Bezeichnungen und Gleichungen vorangestellt.

Ich unterscheide zwischen Säulendichte N und Volumendichte n , beides in Teilchen pro cm^2 , beziehungsweise cm^3 , und verwende zusätzlich die Massendichte ϱ in g/cm^3 .

Des weiteren möge die Dichte wie folgt mit dem Radius variieren:

$$(27) \quad n(x) = n_0 \cdot x^{-\beta} \quad x = \frac{r}{R_*}$$

wobei die Parameter n_0 und β zu bestimmen sind.

Zwischen der Volumendichte n und der Massendichte ϱ besteht der Zusammenhang:

$$(28) \quad \varrho(x) = 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot \mu \cdot n(x)$$

wobei μ das mittlere Molekulargewicht ist (Wasserstoff: $\mu_H = 1$).

Zwischen der Säulendichte N und der Volumendichte n besteht der Zusammenhang:

$$(29) \quad N(x_0) = (\beta - 1) \cdot R_* \cdot x_0 \cdot n(x_0) \quad x_0 = \frac{r_0}{R_*}$$

wobei r_0 der innerste Radius ist, bis zu dem man noch beobachten kann (bis zu dem also zur Säulendichte N ein Beitrag hinzugekommen ist).

In Tabelle 29 sind alle bisherigen Ergebnisse zusammengestellt:

Tabelle 29

Weymann, 1962	$N_H = 2.19 \times 10^{22} / \text{cm}^2$	$r_0 = 10 R_*$
Reimers, 1974 ⁽¹⁾	$N_H = 1.1 \times 10^{23} / \text{cm}^2$	$r_0 = 3 R_*$
Sanner, 1976 b	$N_H = 2.15 \times 10^{21} / \text{cm}^2$	$r_0 = 4 R_*$
Bernat, 1977	$N_H = 1.3 \times 10^{22} / \text{cm}^2$	$r_0 = 50 R_*$
Hagen, 1978 b	$N_H = 3.2 \times 10^{21} / \text{cm}^2$	$r_0 = 5 R_*$
Bernat et al, 1978 ⁽²⁾	$n_H = 700 / \text{cm}^3$	$r = 1034 R_*$

Anmerkungen:

- 1) Reimers gibt die Volumendichte $n_H = 6 \times 10^8 / \text{cm}^3$ bei $r = 3 R_*$ und $R_* = 900 R_\odot = 6.3 \times 10^{13} \text{ cm}$ an, woraus ich obige Säulendichte zurückgerechnet habe.
- 2) direkt gemessen im Winkelabstand von $30''$

Alle Autoren nehmen $\beta = 2$ an (vergleiche Gleichung 27), außer Bernat et al (1978), die aufgrund ihrer Messungen zu folgendem Ergebnis gelangen:

- a. $\beta = 1.3$ aufgrund des Intensitätsverlaufes
- b. $\beta = 2.5$ aufgrund obiger zwei Messungen (Tabelle 29)

Man erkennt aber, daß Bernat et al (1978) deswegen $\beta = 2.5$ erhalten, weil sie $r_0 = 50 R_*$ annehmen, während ich $r_0 = 5 R_*$ verwende.

Alle Säulendichten der Tabelle 29, logarithmisch gemittelt, ergeben:

$$\lg N_H = 22.07 \pm 0.31$$

$$N_H = 1.2 \times 10^{22} / \text{cm}^2$$

Mit $r_0 = 5 R_*$ und $R_* = 8.68 \times 10^{13} \text{ cm}$ sowie $\mu = 1$ umgerechnet ergibt sich:

$$n_H(5) = 2.7 \times 10^7 / \text{cm}^3$$

$$\varrho_H(5) = 4.5 \times 10^{-17} \text{ g/cm}^3$$

Aus diesem Wert für $r = 5 R_*$ und dem Wert von Bernat et al für $r = 1034 R_*$ ergibt sich folgender Dichte-Exponent:

$$\beta = 1.98 \pm 0.14$$

Ich werde im weiteren Verlauf den folgenden Ausdruck als Dichtefunktion verwenden:

$$(30 \text{ a}) \quad \lg n_H(x) = 8.85 - 2.0 \cdot \lg x \quad x = \frac{r}{R_*}$$

$$(30 \text{ b}) \quad \lg \varrho_H(x) = -14.93 - 2.0 \cdot \lg x$$

6.1.3 Massenverlustsrate

Die Massenverlustsrate $\dot{M}$ läßt sich aus der Dichte und Geschwindigkeit wie folgt berechnen:

$$(31a) \quad \dot{M} = 4\pi R_*^2 \cdot x^2 \cdot v \cdot \varrho(x) \quad x = \frac{r}{R_*}$$

$$(31b) \quad \dot{M} = 1.50 \cdot 10^8 \cdot x^2 \cdot v \cdot \varrho(x)$$

wobei v in km/s und $\varrho(x)$ in g/cm³ einzusetzen sind.

Hierbei sind die besonderen Bedingungen, daß die Geschwindigkeit v konstant sein soll, zum Beispiel ein mittleres v , und daß daraus resultierend die Dichte quadratisch abfällt, denn dann ist $\dot{M}$ eine Konstante, wie man es wohl für den Gesamtmassenfluß fordern sollte. Würde die Dichte mit $\beta \neq 2$ abfallen, dann würde die Geschwindigkeit nicht konstant sein, sondern exponentiell wachsen oder fallen:

$$\text{Es sei } \varrho(x) \sim x^{-\beta} \quad \text{dann gilt: } v(x) \sim x^{\beta-2} \quad (32)$$

Um eine ansteigende Geschwindigkeit zu erhalten, müßte also $\beta > 2$ sein. Man beachte, daß bei dieser Art der Geschwindigkeitszunahme keine Thermalisierung eintritt, wie in Abschnitt 6.1.1 vorausgesetzt wurde. Da sich aber aufgrund der Dichteuntersuchungen gezeigt hat, daß eine Abweichung von $\beta = 2$ nicht beobachtbar ist (auch wegen des zu großen Fehlers), nehme ich nunmehr weiterhin an, daß $\beta = 2$ und $v = \text{konstant}$ ist. Dabei möge ein mittleres v gewählt werden: $v = 9 \text{ km/sec}$. Ich bin davon überzeugt, daß die Hauptintensität der Linien der Chromosphäre auch aus einem Gebiet dicht oberhalb von r_0 kommt, und dort herrscht auch gerade dieser Mittelwert für die Geschwindigkeit v .

Im folgenden möchte ich die einzelnen Ergebnisse der Autoren in der Tabelle 30 aufzeigen. Dabei ist zu bedenken, daß fast jeder Autor einen anderen Wert für die Geschwindigkeit, für den innersten Radius r_0 und für den Radius von Beteigeuze verwendet hat.

Tabelle 3o

Bernat, 1977	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$M_{\odot}/\text{Jahr}$
Weymann, 1962	$4.45 \cdot 10^{-6}$	$M_{\odot}/\text{Jahr}$
Reimers, 1974	$1 \cdot 10^{-6}$	$M_{\odot}/\text{Jahr}$
Gehrz & Woolf, 1971	$7 \cdot 10^{-7}$	$M_{\odot}/\text{Jahr}$
Hagen, 1978 b	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$M_{\odot}/\text{Jahr}$

Das logarithmische Mittel der obigen Werte beträgt:

$$\dot{M}_H = 1.2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{Jahr}$$

Darüber hinaus gibt Reimers (1974) eine semiempirische Formel zur Berechnung der Massenverlustsrate an:

$$(33) \quad \dot{M}_H = 4 \cdot 10^{-13} M_{\odot}/\text{Jahr} \cdot \frac{L/L_{\odot}}{g/g_{\odot} \cdot R/R_{\odot}}$$

Für meine Werte aus Abschnitt 4.11 ergäbe sich folgender Wert:

$$\dot{M}_H = 4.0 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{Jahr}$$

Aus Gleichung (30 b) entnehme ich die Dichte für $r=R_*$, die folgendermaßen lautet: $\lg \varrho_H(R_*) = -14.93$. Mit $v = 9 \text{ km/sec}$ erhalte ich dann mit Gleichung (31 b) den folgenden Wert für den Massenverlust von neutralem Wasserstoff:

$$\dot{M}_H = 1.6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{Jahr}$$

6.1.4 Temperatur

Um über die Temperatur des HI - Gases in der Hülle eine Aussage machen zu können, muß man mit leider sehr wenigen Messungen auskommen. Es liegen nur zwei Temperaturbestimmungen vor:

	r/R_*	$T(r)$	
Weymann, 1962	23 [271]	540 K - 630 K	Fe I, Ti II
Lambert, 1978	43 [501]	200 K	SiO

Bei den Werten für r handelt es sich um korrigierte Werte, wobei ich den von mir abgeleiteten Durchmesser von 0,058 verwendet habe. In Klammern die Originalwerte für einen Durchmesser von 0,050. Die erstgenannte Temperatur von Weymann ist eine Anregungstemperatur, die zweite eine kinetische Temperatur; die von Lambert ist eine Anregungstemperatur.

Würde man versuchen wollen, einen exponentiellen Temperaturverlauf, wie durch Gleichung (34) gegeben, anzunehmen, so

$$(34) \quad T(x) = T_0 \cdot x^{-\gamma} \quad x = \frac{r}{R_*}$$

dann würden - zumindest für das Gebiet von $r=20$ bis 50 Sternradien - die folgenden Parameter T_0 und γ herauskommen:

$$T_0 = 120\,000 \text{ K} \quad \gamma = 1.7$$

Eine ausführlichere Behandlung des Temperaturverlaufes soll erst in Kapitel 8 erfolgen, nachdem auch die Temperaturen des Staubes und der Elektronen besprochen sind.

6.2 Staub

6.2.1 Temperatur

Zunächst soll die Frage der Temperatur des Staubes geklärt werden. In Tabelle 31 sind die Messungen der Staubtemperatur T_d wiedergegeben und zwar in Form der theoretisch zurückgerechneten Staubtemperaturen an der Oberfläche $T_d(R_*)$. Vergleichsweise wurde die von den Autoren verwendete Effektivtemperatur angegeben und das Verhältnis beider Temperaturen.

Tabelle 31

	T_{eff}	$T_d(R_*)$	$T_d : T_{eff}$
Sutton et al, 1977	3250 K	2425 K	0.746
Dyck & Simon, 1975	3250 K	2000 K	0.615
Fix & Alexander, 1974	3600 K	2000 K	0.556

Hieraus ergibt sich ein mittleres Verhältnis von Effektivtemperatur T_{eff} zur theoretischen Staubtemperatur an der Oberfläche $T_d(R_*)$ von:

$$(35) \quad T_d(R_*) = (0.64 \pm 0.06) \cdot T_{eff}$$

Weiterhin geben Sutton et al (1977) eine minimale Temperatur T_{min} an, ab der die Staubbildung erst beginnen kann, und Fix & Alexander (1974) geben eine entsprechende maximale Temperatur T_{max} an, bis zu der sich Staub maximal bilden kann:

Sutton et al, 1977	$T_{min} = 700 \text{ K}$
Fix & Alexander, 1974	$T_{max} = 1450 \text{ K}$

Schließlich ist noch eine Aussage über den Verlauf der Temperatur zu machen. Nehmen wir an, die Temperaturabhängigkeit vom Radius könne durch Gleichung (34) dargestellt werden, dann ist es bei einer dichten Staubbülle sicherlich richtig, den Exponenten $\gamma = 0.5$ zu setzen, die Temperatur also umgekehrt proportional zur Wurzel aus dem Radius verlaufen zu lassen. Innerhalb des kritischen Radius $r_{\min}$ ist eine Staubtemperatur unsinnig, da es dort keinen Staub gibt ($T_d > 1450 \text{ K}$), aber rein theoretisch würde mit $\gamma = 0.5$ weitergerechnet unser obiges $T_d(R_*)$ herauskommen, - so sei es definiert.

Irgendwo weit draußen dürfte die Abkühlung schneller vor sich gehen, schließlich sogar adiabatisch, das heißt der Exponent in Gleichung (34) wird $\gamma = 3$. Bei welchem Radius das der Fall ist, weiß ich nicht - sicherlich aber bei mehr als 100 Sternradien.

Somit sehe ich keine Schwierigkeit, wenn ich annehme, daß wenigstens im Bereich der Staubbildung und etwas darüber hinaus $\gamma = 0.5$ eine gute Näherung für das Temperaturverhalten darstellt. Ich ignoriere aus Vereinfachungsgründen ebenfalls die von Dyck & Simon (1975) errechnete geringe Ungleichmäßigkeit von γ . Über einen weiten Bereich bis etwa 1000 Sternradien ist meine Annahme von $\gamma = 0.5$ brauchbar, verglichen mit dem Ergebnis von Dyck & Simon; lediglich liegen ihre Temperaturen im Bereich um 10 Sternradien etwas niedriger. Aber bei der allgemeinen Unsicherheit halte ich weitere Verfeinerungen vorerst noch für unzweckmäßig.

Also bilden folgende Werte den Ausgangspunkt für weitere Betrachtungen und für das Temperaturverhalten:

Aus Gleichung (35) ergibt sich für eine Effektivtemperatur von 3500 K folgender Wert:

$$T_d(R_*) = 2240 \text{ K} \pm 210 \text{ K}$$

Die für Gleichung (34) benötigten Parameter T_0 und γ lauten:

$$T_0 = 2240 \text{ K} \qquad \gamma = 0.5$$

Die Staubbildung findet statt zwischen:

$$r_{\min} = 2.4 R_*$$

$$r_{\max} = 10 R_*$$

6.2.2 Ausdehnung und Dichteverlauf

Zunächst seien einige Bemerkungen über die Ausdehnung der Staubbhülle gemacht.

McMillan & Tapia (1978) konnten bei ihren Messungen noch Staub bis zu einer Entfernung von 90" vom Stern feststellen, das entspräche mehr als 3000 Sternradien. Wobei sie allerdings auch Asymmetrien beobachteten, derart, daß bis auf die nord-östliche Richtung der Staub nur bis zu etwa 60" (2000 Sternradien) nachweisbar war. Hohe Intensitäten erhielten sie nur bis zu etwa 15" (500 Sternradien). Alle Strahlungsmessungen ergaben polarisiertes Licht bis zu etwa 5%. Außerdem ergaben ihre Reduktionen einen Dichteexponenten (Gleichung 29) von $\beta = 2$.

Weitere Hinweise erhält man von Dyck & Simon (1975): Sie geben an, daß sich der Hauptteil des Staubes innerhalb von 130 [150] Sternradien befindet.

Außerdem kommen Sutton et al (1977) zu dem Schluß, daß 55% der Strahlung bei 11μ - Wellenlänge aus der Photosphäre kämen und die restlichen 45% (!) aus der Staubbhülle. Hiervon würden wiederum weniger als 20% aus einem Gebiet von 5 [6] bis 10 [12] Sternradien kommen, in dem sich bei Sutton et al die Staubbildung abspielt. Die übrigen 80% kommen dann also aus dem Gebiet oberhalb von 10 Sternradien.

McCarthy et al (1977) konnten für ihre 11μ - Messungen einen effektiven Durchmesser der Staubbhülle von 1.5 ermitteln. Dies entspricht einem Radius von 26 [30] Sternradien.

Einen weiteren Hinweis erhält man durch Hagen (1978), die mit einem äußeren Radius der Hülle von 214 [250] Sternradien gerechnet hat.

Zum Vergleich soll nochmals auf Tabelle 29 verwiesen werden, aus der hervorgeht, daß Bernat (1978) die Gashülle bereits bis zu einem Radius von über 1000 Sternradien beobachtet hat.

Es sollte jetzt noch festgehalten werden, daß ich für meine Untersuchungen nicht, wie Sutton et al, annehme, daß die Staubbildung zwischen 5 [6] und 10 [12] Sternradien, sondern zwischen 2.4 und 10 Sternradien stattfindet.

Soweit der Überblick zur Ausdehnung der Staubbülle; nunmehr zur Dichte: hierbei haben Hagen (1978) und Dyck & Simon (1975) übereinstimmend festgestellt, daß die Abnahme der Dichte nach Gleichung (36) stattfindet.

$$(36) \quad \varrho_d(x) = \varrho_d(1) \cdot x^{-\beta} \quad x = \frac{r}{R_*}$$

wobei der Exponent $\beta < 2$ ist.

Meines Erachtens ist dies nur dadurch zu erklären, daß man annimmt, daß sich noch laufend neuer Staub bildet, wenn man zu größeren Radien gelangt. Dies sollte zumindest im innersten Teil der Hülle gelten.

Somit nehme ich also das Ergebnis von Hagen und Dyck & Simon als Hinweis dafür, daß sich Staub in der Hülle bildet und sehe auch keinen Anlaß, nicht mehr anzunehmen, daß dies zwischen 2.4 und 10 Sternradien geschieht. Darüber hinaus ist es sehr befriedigend, daß McMillan & Tapia festgestellt haben, daß oberhalb von 500 Sternradien ein Exponent $\beta = 2$ vorliegt. Das heißt, daß dort draußen die Staubbildung abgeschlossen ist.

Die von Hagen und Dyck & Simon gemessenen Werte für β lauten:

Hagen, 1978	10 μ	$\beta = 1.5$
Dyck & Simon, 1975	33 μ	$\beta = 1.25$

Bezüglich des von Dyck & Simon gewählten Wertes von $\beta = 1.25$ möchte ich ergänzend erwähnen, daß mir auch der Wert $\beta = 1.5$ für ihre Beobachtungen einen guten Fit liefern würde, so daß ich zusammenfassend vermuten möchte:

Staubbildung	2.4 - 10 Sternradien	$1 \leq \beta < 1.5$
Staubbülle	10 - 3000 Sternradien	$\beta = 2$

Dabei ergibt sich wegen des sehr viel kleineren β -Wertes im Gebiet zwischen 2.4 und 10 Sternradien als effektiv beobachteter Exponent $\beta_{\text{eff}} = 1.5$, wobei der effektive Radius der Staubbülle $r_{\text{eff}} = 26 R_*$ lautet.

6.2.3 Staub:Gas - Verhältnis

Ab 10 Sternradien wird sich das Staub:Gas - Verhältnis nicht mehr ändern. Zwischen 2.4 und 10 Sternradien gilt für den Staub ein kleinerer Dichteexponent als für Gas, so daß mit zunehmendem Radius das Staub:Gas - Verhältnis zunimmt. Deshalb werde ich nur eine grobe Abschätzung machen, indem ich die Dichten für Staub und HI bei $r_0 = 5 R_*$ (siehe vorherigen Abschnitt) miteinander vergleiche. Da die beiden Beobachtungen der Staubbichte ohnehin sehr schlecht übereinstimmen, ist es vorerst zwecklos, über weitere Details zu sprechen. Die Dichte von HI ist nach Gleichung (30 b) bei 5 Sternradien:

$$\lg \varrho_H (5 R_*) = - 16.33$$

Hieraus ergeben sich die Verhältnisse wie folgt:

	Staub:HI	Staub:Gas ⁽¹⁾	Staubanteil ⁽²⁾
Hagen, 1978	1 : 6	1 : 7.6	12 %
Dyck & Simon, 1975	1 : 138	1 : 174	0.7 %
Mittelwert	1 : 29	1 : 36	2.7 %

Anmerkungen:

- 1) Hierbei wird in Rechnung getragen, daß auch andere Elemente als H, vor allem He, vorhanden sind. Es gilt: $\text{Gas:HI} = \mu = 1.26$.
- 2) bezüglich Gesamtmasse der Hülle

Verglichen mit dem Wert für interstellare Materie von etwa 1 % ist dieser Wert für die Hülle von Beteigeuze beinahe schon ideal, denn in Nähe von Roten Überriesen - bei denen man ja eine Staubentstehung erwartet - sollte sich ein etwas größerer Wert ergeben.

Somit ist der Vollständigkeit halber nur noch eine Angabe zur gemessenen Dichte selbst zu machen. Die beobachteten Säulendichten lauten:

Hagen, 1978	$N_d = 1 \times 10^{21} / \text{cm}^2$	10μ
Dyck & Simon, 1975	$N_d = 6.6 \times 10^{19} / \text{cm}^2$	33μ

Reduziert man beide Werte auf Massendichte ϱ und benutzt $r_o = 5 R_*$, so erhält man:

Hagen, 1978	$\lg \varrho_d(5 R_*) = - 17.11$	10μ
Dyck & Simon, 1975	$\lg \varrho_d(5 R_*) = - 18.47$	33μ

Die Differenz zwischen beiden Werten könnte auf die unterschiedlichen Wellenlängen, die benutzt wurden, zurückzuführen sein. Die Wahl von $r_o = 5 R_*$ ist etwas willkürlich: hätte ich $r_o = r_{\max} = 10 R_*$ verwendet, so hätte ich den bereits innerhalb von 10 Sternradien entstandenen Staub nicht berücksichtigt; umgekehrt hätte ich bei $r_o = r_{\min} = 2.4$ Sternradien das Staubbildungsgebiet zwischen 2.4 und 10 Sternradien übergewichtet; ich glaube mit $r_o = 5$ Sternradien ein gutes Mittelmaß zu haben. Außerdem entspricht es zufällig (?) dem inneren, kritischen Radius r_o beim neutralen Wasserstoff (Abschnitt 6.1.1).

6.3 Elektronen

Ich konnte nur vier Angaben über den Ionisationsgrad der Hülle oder einer möglichen Chromosphäre finden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 32 dargestellt:

Tabelle 32

Sanner, 1976	$n_e / n_H \geq 1.5 \cdot 10^{-5}$
Weymann, 1962	$n_e / n_H = 4 \cdot 10^{-5}$
Bernat, 1977 ⁽¹⁾	$n_e / n_H = 3 \cdot 10^{-4}$
Lambert & Snell, 1975	$n_e / n_H = 4 \cdot 10^{-2}$

Anmerkung:

- 1) Bernat gibt zwei Werte für die Volumendichte bei 50 Sternradien:

$$n_e (50 R_*) = 830 / \text{cm}^3 \quad n_H (50 R_*) = 2.7 \times 10^6 / \text{cm}^3$$

Kapitel 7

Modell einer Chromosphäre

7.1 Theoretische Vorüberlegungen

7.1.1 Massenverlustsrate

Zur Berechnung der Massenverlustsrate $\dot{M}_{H^+}$ (nur ionisierter Wasserstoff) geben Wright & Barlow (1975) die folgende Gleichung (37) an. Dabei wurde als Entfernung $d = 200 \text{ pc}$ und als Geschwindigkeit der Hülle $v = 9 \text{ km/sec}$ eingesetzt.

$$(37) \quad \dot{M}_{H^+} = 1.706 \cdot 10^{-8} M_{\odot} / \text{Jahr} \cdot g^{-1/2} \cdot \left(\frac{S_{\nu}}{\nu^{2/3}} \right)^{3/4}$$

wobei der Strahlungsstrom S_{ν} in mJy und die Frequenz ν in GHz anzugeben sind. Weiterhin ist g der Gaunt-Faktor, der im nächsten Abschnitt näher behandelt werden soll.

7.1.2 Gaunt-Faktor

Für den in Gleichung (37) auftretenden Gaunt-Faktor gibt L. Oster (1961) den folgenden Ausdruck an:

$$(38) \quad g(\nu, T_e) = \ln \left(4.955 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{T_e^{1.5}}{\nu_{\text{GHz}}} \right)$$

wobei die Frequenz ν in GHz und die Elektronentemperatur T_e in Kelvin anzugeben sind und $T_e^{1.5} \cdot \nu \gg 10^6$.

Die Abbildung 14 zeigt den Verlauf des Gaunt-Faktors $g(\nu, T)$ mit der Frequenz ν bei den Temperaturen 5000 K, 8600 K und 10 000 K.

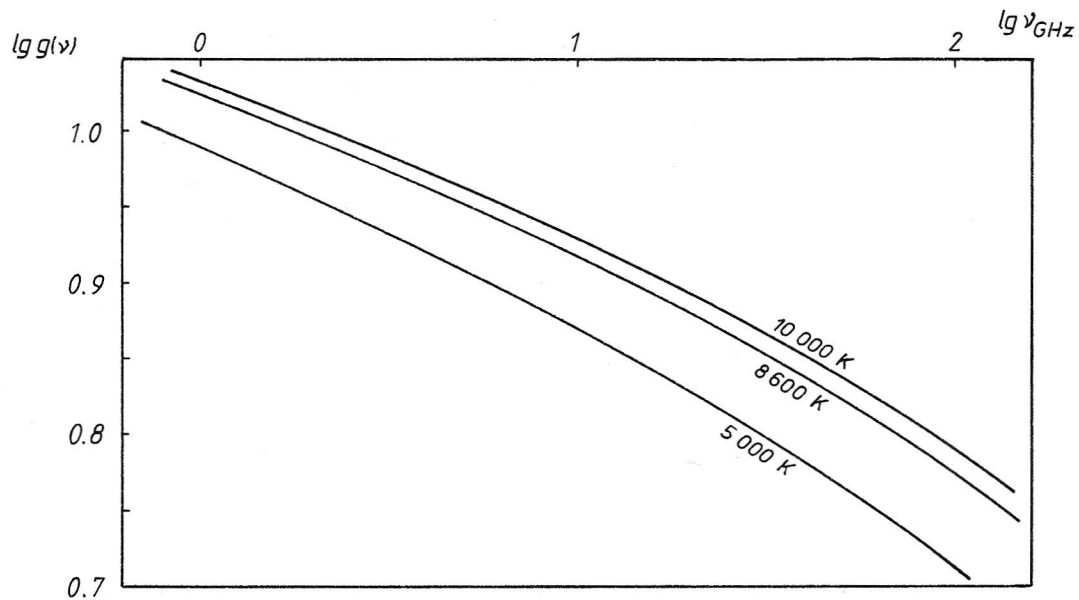


Abb. 14

Für weitere Untersuchungen ist es zweckmäßig, den Gaunt-Faktor durch folgende Gleichung auszudrücken:

$$(39) \quad g(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$$

wobei $\alpha = \alpha(\nu)$ selbst wieder frequenzabhängig ist. Daher läßt sich $\alpha(\nu)$ am besten numerisch ermitteln und ist in Tabelle 33 für die wichtigsten Frequenzen und Temperaturen tabelliert.

Tabelle 33

Frequenz ν	$T_e = 5000 \text{ K}$		$T_e = 8600 \text{ K}$		$T_e = 10000 \text{ K}$	
	α	g	α	g	α	g
1 GHz	0,102	9,77	0,095	10,58	0,093	10,81
5 GHz	0,123	8,16	0,111	8,98	0,109	9,20
10 GHz	0,134	7,47	0,121	8,28	0,118	8,51
15 GHz	0,142	7,06	0,127	7,88	0,123	8,10
20 GHz	0,148	6,78	0,132	7,59	0,128	7,82
25 GHz	0,153	6,55	0,136	7,37	0,132	7,59
50 GHz	0,171	5,86	0,150	6,67	0,145	6,90
100 GHz	0,194	5,17	0,167	5,98	0,161	6,21

7.1.3 Spektralindex

Für den Bereich der Radiostrahlung kann das Planck'sche Strahlungsgesetz durch die Rayleigh-Jeans'sche Näherung ersetzt werden, die in der folgenden vereinfachten Form bei mir zur Anwendung gelangt:

$$(40 a) \quad S(\nu) = \frac{2 \cdot k}{c^2} \cdot \nu^2 \cdot T_{Str} \cdot \mathcal{Q}$$

$$\text{mit } \mathcal{Q} = \frac{\pi}{4} \cdot \theta^2 = \frac{\pi}{4} \cdot \theta_*^2 \cdot x^2$$

wobei $\theta_* = 0.058$ ist. Weiterhin gilt:

$$T_{Str} = (1 - e^{-\tau}) \cdot T_e$$

und für $\tau = 2$ ergibt sich: $T_{Str} = 0.8647 \cdot T_e$

Hierbei ist T_e die Elektronentemperatur, T_{Str} die Strahlungstemperatur, ν die Frequenz, k die Boltzmann-Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Alle numerischen Werte eingesetzt, ergibt dann die folgende Gleichung:

$$(40 b) \quad S(\nu) = 1.650 \cdot 10^{-6} \text{ mJy} \cdot \nu_{\text{GHz}}^2 \cdot T_e(x) \cdot x^2 \quad x = \frac{r}{R_*}$$

wobei die Frequenz ν in GHz einzusetzen ist. Außerdem habe ich als effektiv wirksame optische Tiefe den Wert $\tau_{\text{eff}} = 2$ angenommen. Für weitere Untersuchungen benötige ich die folgende Gleichung (41), die mir die optische Tiefe liefert, sofern ich Dichte- (n_e) und Temperaturverlauf (T_e) der Elektronen kenne.

$$(41) \quad \tau(x) = 8.6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{g(\nu, T)}{\nu^2} \cdot \int_x^\infty \frac{n_e(\tilde{x})^2}{T_e(\tilde{x})^{1.5}} d\tilde{x}$$

Dabei ist r_0 der Radius, bei welchem die optische Tiefe den Wert $\tau = 2$ annimmt.

Unter Verwendung der Gleichungen (27) und (34) erhalte ich:

$$(42) \quad \tau(x) = - \frac{8.6 \cdot 10^{-7}}{1-2\beta+1.5\gamma} \cdot \frac{g(\nu, T)}{\nu^2} \cdot \frac{n_o^2}{T_o^{1.5}} \cdot x^{1-2\beta+1.5\gamma}$$

wobei $n_o = n_e(1)$ und $T_o = T_e(1)$ ist.

Zunächst ist nur die Proportionalität wichtig:

$$(43) \quad \tau(x) \sim g(\nu, T) \cdot \nu^{-2} \cdot x^{1-2\beta+1.5\gamma}$$

Um den Gaunt-Faktor $g(\nu, T)$ in der Form der Gleichung (39) verwenden zu können, muß ich - wie andere Autoren auch - eine konstante Temperatur annehmen. Dies muß zumindest für das Gebiet um $\tau=2$ gelten. Wie sich später noch herausstellen wird, ist die Chromosphäre von Beteigeuze etwa 8600 K heiß, so daß ich die α -Werte dieser Temperatur aus der Tabelle 33 verwenden werde.

Aus Gleichung (40 b) folgt für konstante Temperatur die folgende Proportionalität:

$$(44) \quad S(\nu) \sim \nu^2 \cdot x^2$$

Setze ich andererseits in Gleichung (43) für $g(\nu, T)$ die Gleichung (39) ein und setze außerdem $\gamma=0$, dann erhalte ich:

$$(45) \quad \tau(x) \sim \nu^{-\alpha} \cdot \nu^{-2} \cdot x^{1-2\beta} = \nu^{-(2+\alpha)} \cdot x^{1-2\beta}$$

Bedenke ich, daß die optische Tiefe für das Strahlungsgebiet immer dieselbe ist ($\tau_{\text{eff}}=2$), dann läßt sich aus Gleichung (45) folgende Proportionalität gewinnen:

$$(46) \quad x \sim \nu^{\frac{2+\alpha}{1-2\beta}}$$

Letztere Gleichung in Gleichung (44) eingesetzt, ergibt dann:

$$(47) \quad S(\nu) \sim \nu^{\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = 2 + \frac{2 \cdot (2 + \alpha)}{1 - 2 \cdot \beta}$$

Im wesentlichen hängt der Spektralindex α also von dem Dichte-Exponenten β (vergleiche Gleichung 27) ab. Für eine expandierende Hülle gilt $\beta = 2$ und in der Nähe der Oberfläche (Photosphäre) wächst β stark an.

Für $\beta = 2$ ist die Abhängigkeit des Spektralindex vom Gaunt-Faktor bedeutend, für $\beta \gg 2$ ist sie ohne Bedeutung.

Aus Gleichung (46) gewinnt man den groben Ausdruck:

$$(48) \quad x \sim \nu^{-0.71}$$

mit $\beta = 2$ und $\alpha = 0.136$ ($T = 8600 \text{ K}$, 25 GHz).

Mit abnehmender Frequenz sieht man die Strahlung aus immer weiter außen liegenden Gebieten. Es läßt sich also eine 'turn-over'-Frequenz ν_0 nennen, oberhalb derer man eine Komponente im Radiospektrum sieht, die ihren Ursprung in einem sehr sternnahen Gebiet mit $\beta \gg 2$ hat, und unterhalb derer man eine Komponente im Spektrum beobachtet, die ihren Ursprung in der Hülle mit $\beta = 2$ hat. Ich nenne sie Scheiben- und Hüllenkomponente.

Wie sich später noch zeigen wird, liegt diese Frequenz ν_0 etwa bei 20-25 GHz, so daß ich für die weiteren Überschlagsrechnungen zwischen Hülle ($\nu < \nu_0$) und Scheibe ($\nu > \nu_0$) unterscheiden kann.

Mit $\beta \gg 2$ würde der Spektralindex α gegen 2 streben, und für $\beta = 2$ lautet der Spektralindex α :

$$(49) \quad \alpha = \frac{2}{3} \cdot (1 - \alpha)$$

In der folgenden Tabelle 34 sind für einige Frequenzen die zugehörigen Werte für $\mathfrak{x}$ und Spektralindex α sowie der Radius des strahlenden Gebietes für die Hüllenkomponente aufgetragen.

Tabelle 34

Frequenz	$\mathfrak{x}$	α	r_{ν} / r_{25}
25 GHz	0.136	0.576	1.00
20 GHz	0.132	0.579	1.17
15 GHz	0.127	0.582	1.44
10 GHz	0.121	0.586	1.92
5 GHz	0.111	0.593	3.14
1 GHz	0.095	0.603	9.83

wobei $\mathfrak{x}$ die Frequenzabhängigkeit des Gaunt-Faktors nach Gleichung 39 und α der Spektralindex nach Gleichung (47) bedeutet. Die letzte Spalte enthält den Radius r , bei dem die optische Tiefe $\tau=2$ erreicht wird, normiert auf den Radius der Frequenz $\nu = 25$ GHz. Sicherlich ist die Voraussetzung der konstanten Temperatur oberhalb von 5 Sternradien nicht mehr gut erfüllt, das hieße also, daß mit dieser einfachen Voraussetzung das Spektrum nur bis zu etwa 4 GHz herunter interpretiert werden darf. Dies bereitet jedoch im vorliegenden Fall von Beteigeuze noch keine Probleme, da die niedrigste Frequenz, die noch eine brauchbare Genauigkeit in der Beobachtung besitzt, etwas unterhalb von 5 GHz liegt.

Wright & Barlow (1975) geben einen Spektralindex von $\alpha = 0.6$ für die Hülle an.

Die von mir gefundene Beziehung zwischen Spektralindex α und Dichteexponent β läßt sich für $\mathfrak{x} = 0.12$ (8600 K, 10 GHz) wie folgt ausdrücken:

$$(50 a) \quad \alpha = 2 - \frac{4.24}{2\beta - 1} = \frac{4\beta - 6.24}{2\beta - 1}$$

Panagia & Felli (1975) geben folgende Beziehung:

$$(50\ b) \quad \alpha = 2 - \frac{4.2}{2\beta - 1} = \frac{4\beta - 6.2}{2\beta - 1}$$

Dieselbe Formel geben Wright & Barlow (1975) an.

In Anbetracht der Tatsache, daß sich die Herleitung des Spektralindex α bei Panagia & Felli von meiner Herleitung unterscheidet, ist es sehr befriedigend, ein solch gut übereinstimmendes Ergebnis zu erhalten.

7.2 Semiempirisches Modell

7.2.1 Modellplan

Das jüngste Photosphärenmodell für Beteigeuze stammt von Tsuji (1976 a+b). Tsuji hat mit großer Sorgfalt gearbeitet und mehrere Modelle angeboten. Unter allen Tsuji-Modellen habe ich das Modell 3 ($g = 1 \text{ cm/s}^2$, $T_{\text{eff}} = 3600 \text{ K}$, $v_{\text{tur}} = 6 \text{ km/s}$ und solare chemische Zusammensetzung) ausgewählt. Es kommt den von mir gewählten Parametern $T_{\text{eff}} = 3500 \text{ K}$ und $g = 0.45 \text{ cm/s}^2$ am nächsten.

In diesem Kapitel interessiert mich nunmehr nur die Chromosphäre, mit deren Hilfe ich das beobachtete Radiospektrum interpretieren möchte. Sie schließt sich unmittelbar an die Photosphäre an. Wie am Schluß des Abschnitts 7.2.2 gezeigt wird, beträgt die Temperatur der Chromosphäre 8600 K . Der Einfachheit halber nehme ich an, daß sie konstant ist bis zu 3 Sternradien.

Die weiterhin benötigte Dichte wird in Sternnähe durch das Tsuji-Modell bestimmt und in der Hülle vom Massenfluß. Der Übergang liegt bei 1.05 Sternradien. Dieses Modell soll ausführlich in zusammenhängender Form erst in Kapitel 8 behandelt werden.

Entscheidend ist, daß mir der Dichteverlauf von H I und die Temperatur der Chromosphäre vorliegt. Zusammen mit einem konstant angenommenen Ionisationsgrad I erhalte ich den Dichteverlauf der Elektronen. Damit ist die Grundlage geschaffen, das Integral der optischen Tiefe τ (Gleichung 41) zu lösen. Für $\tau = 2$ lautet die Gleichung (41) aufgelöst nach ν :

$$(51) \quad \nu(x) = \sqrt{4.3 \cdot 10^{-7} \cdot g(\nu, T) \cdot \int_x^{\infty} \frac{n_e(\tilde{x})^2}{T_e(\tilde{x})^{1.5}} d\tilde{x}} \quad \text{GHz}$$

wobei wegen des Gaunt-Faktors drei Iterationen gerechnet wurden.

Für gegebenen Radius kann ich die dazugehörige Frequenz ausrechnen, mit welcher man gerade noch bis zum gewählten Radius hineinblicken kann. Nach Gleichung (40 b) läßt sich nun der Strahlungsstrom $S(\nu)$ ausrechnen.

7.2.2 Qualitative Vorüberlegungen

Es muß vorher noch geprüft werden, ob die Strahlung der Frequenz ν überhaupt aus dem Gebiet r noch herauskommen kann oder ob die Plasmafrequenz ν_{Pl} schon größer ist:

$$(52) \quad \nu_{Pl} = 9 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{n_e} \text{ MHz} \quad [n_e] = \text{cm}^{-3}$$

Verwende ich zur Überschlagsrechnung den Wert aus Gleichung (30 a) :

$$\lg n_H = 8.85$$

und nehme hundertprozentige Ionisation ($I=1$) an, dann ist:

$$n_e = 7.08 \cdot 10^8 / \text{cm}^3$$

Hieraus ergibt sich eine Plasmafrequenz von:

$$\nu_{Pl} = 240 \text{ MHz}$$

Man erkennt also, daß wir niemals in einen kritischen Bereich gelangen werden, in welchem der Brechungsindex imaginär werden könnte und somit keine Strahlung zu uns gelangen würde: denn im vorliegenden Fall von Beteigeuze liegt die Plasmafrequenz sehr wahrscheinlich noch weit unterhalb von 240 MHz, da sowohl die Dichte weiter außen geringer ist als auch der Ionisationsgrad kleiner als 1 sein wird.

Ein weiterer Diskussionspunkt ist die optische Tiefe, die den effektiven Eindruck repräsentiert. Ich habe die Rechnungen mit $\tau=1$ und $\tau=2$ und $\tau=5$ durchgeführt und halte $\tau=2$ für den besten Wert, wobei Tabelle 37 die wesentlichen Veränderungen des Modells zeigt, wenn τ nicht 2 gewählt wird.

Da die Rechnungen mit konstantem Ionisationsgrad gute Ergebnisse liefern, habe ich keinen Anlaß gesehen, mit komplizierteren Funktionen des Ionisationsgrades zu rechnen. Dieser Aufwand lohnt sich erst, wenn die Genauigkeit der Beobachtungen wesentlich größer ist.

Um eine Idee von der benötigten Temperatur der Chromosphäre zu erhalten, setze ich in Gleichung (40 b) den Mittelwert der Beobachtungen bei $\nu = 90$ GHz (96 und 148 mJy) ein und erhalte:

$$(53) \quad T_e \cdot x^2 \approx 9000 \text{ K} \quad x = \frac{r}{R_*}$$

Die folgende Übersicht gibt die wichtigsten Kombinationen wieder:

r/R_*	1	1.4	1.6	1.8
T	9 000 K	4 600 K	3 500 K	2 800 K

Man nimmt an, daß in den äußeren Schichten der Photosphäre von Überriesen ein sehr geringer Ionisationsgrad herrscht. Auch die Chromosphäre der Sonne ist trotz hoher Temperatur nur schwach ionisiert. Deshalb nehme ich auch bei Beteigeuze eine von der Oberfläche bis in die Hülle reichende geringe und konstante Ionisation an. Bei annähernd konstantem Ionisationsgrad und annähernd konstanter Temperatur kann dann aber eine Scheibenkomponente nur dort entstehen, wo die Dichte stark ansteigt ($\beta \gg 2$), das heißt also bei $r \approx 1 R_*$. Daraus resultiert, daß ich als erste Näherung für eine Chromosphärentemperatur $T = 9000 \text{ K}$ annehmen darf.

7.2.3 Berechnetes Spektrum

Die Rechnungen mit $\tau=1$ und $\tau=5$ werden nicht veröffentlicht, nur die wichtigsten Konsequenzen werden im nächsten Abschnitt erwähnt. Des weiteren wird bei $\tau=2$ unterschieden zwischen:

- a. ruhige Beteigeuze
- b. mittlere Beteigeuze

Unter 'ruhiger Beteigeuze' verstehe ich dasselbe wie bei der Sonne, nämlich die immer vorhandene Strahlung durch frei-frei-Übergänge ohne Flares und andere Verstärkungsfaktoren.

Im Falle der 'ruhigen Beteigeuze' wären aber die meisten Messungen unter zusätzlichem Einfluß von Flares oder ähnlichen Strahlungsausbrüchen gemacht worden. Dies würde bedeuten, daß eine 'ruhige Beteigeuze' sehr selten ist oder eventuell auch gar nicht existiert. Deshalb habe ich auch noch eine sogenannte 'mittlere Beteigeuze' durchgerechnet. Diese würde vor allem dann in Betracht gezogen werden können, wenn die Streuung der Messungen - mit Ausnahme der sehr hohen Werte bei 10.63 GHz, 15.8 GHz und 22 GHz, die mit Sicherheit auf starke Flares zurückzuführen sind - durch Beobachtungsfehler zustande gekommen ist und eine ständige Flareaktivität nicht vorliegt.

Mit den folgenden Werten für die Ionisation I wurde der beste Fit erzielt:

- ruhige Beteigeuze : I = 1.7 %
- mittlere Beteigeuze : I = 2.4 %

Die Tabellen 35 und 36 geben die numerischen Ergebnisse des Modells wieder. Die Abbildung 15 zeigt die Beobachtungen der Tabelle 13 und die beiden berechneten Modelle. Die Abbildungen 16 und 17 zeigen die übrigbleibenden Differenzen der Beobachtungen zu den beiden Modellen.

Tabelle 35

r	n_e	ν	S	α
1.035 R_*	$1.03 \cdot 10^9 / \text{cm}^3$	80.04 GHz	97.37 mJy	1.99
1.04	$2.52 \cdot 10^8$	27.00	11.19	1.99
1.045	$7.01 \cdot 10^7$	17.68	4.85	1.95
1.05	$2.69 \cdot 10^7$	16.51	4.27	1.69
1.06	$1.39 \cdot 10^7$	16.06	4.11	1.32
1.07	$1.30 \cdot 10^7$	15.83	4.07	0.67
1.1	$1.22 \cdot 10^7$	15.23	3.98	0.58
1.2	$1.03 \cdot 10^7$	13.47	3.71	0.58
1.4	$7.54 \cdot 10^6$	10.83	3.26	0.59
1.6	$5.77 \cdot 10^6$	8.97	2.92	0.59
1.8	$4.56 \cdot 10^6$	7.59	2.65	0.59
2.0	$3.69 \cdot 10^6$	6.54	2.42	0.59
2.2	$3.05 \cdot 10^6$	5.71	2.24	0.59
2.4	$2.56 \cdot 10^6$	5.05	2.08	0.59
2.6	$2.19 \cdot 10^6$	4.50	1.94	0.59
2.8	$1.88 \cdot 10^6$	4.05	1.83	0.59

Dabei ist r der Radius, n_e die Elektronendichte, ν die Frequenz, S der Strahlungsstrom und α der Spektralindex.

Tabelle 36

r	n_e	ν	S	α
1.035 R_*	$1.47 \cdot 10^9 / \text{cm}^3$	111.30 GHz	188.31 mJy	1.99
1.04	$3.60 \cdot 10^8$	37.69	21.80	1.99
1.045	$1.00 \cdot 10^8$	24.71	9.46	1.95
1.05	$3.84 \cdot 10^7$	23.08	8.34	1.69
1.06	$1.99 \cdot 10^7$	22.45	8.03	1.32
1.07	$1.85 \cdot 10^7$	22.13	7.96	0.66
1.1	$1.74 \cdot 10^7$	21.29	7.78	0.58
1.2	$1.47 \cdot 10^7$	18.83	7.25	0.58
1.4	$1.08 \cdot 10^7$	15.16	6.39	0.58
1.6	$8.24 \cdot 10^6$	12.55	5.72	0.58
1.8	$6.51 \cdot 10^6$	10.63	5.19	0.59
2.0	$5.28 \cdot 10^6$	9.16	4.76	0.59
2.2	$4.36 \cdot 10^6$	8.00	4.39	0.59
2.4	$3.66 \cdot 10^6$	7.07	4.09	0.59
2.6	$3.12 \cdot 10^6$	6.31	3.82	0.59
2.8	$2.69 \cdot 10^6$	5.54	3.54	0.59

Dabei ist r der Radius, n_e die Elektronendichte, ν die Frequenz, S der Strahlungsstrom und α der Spektralindex.

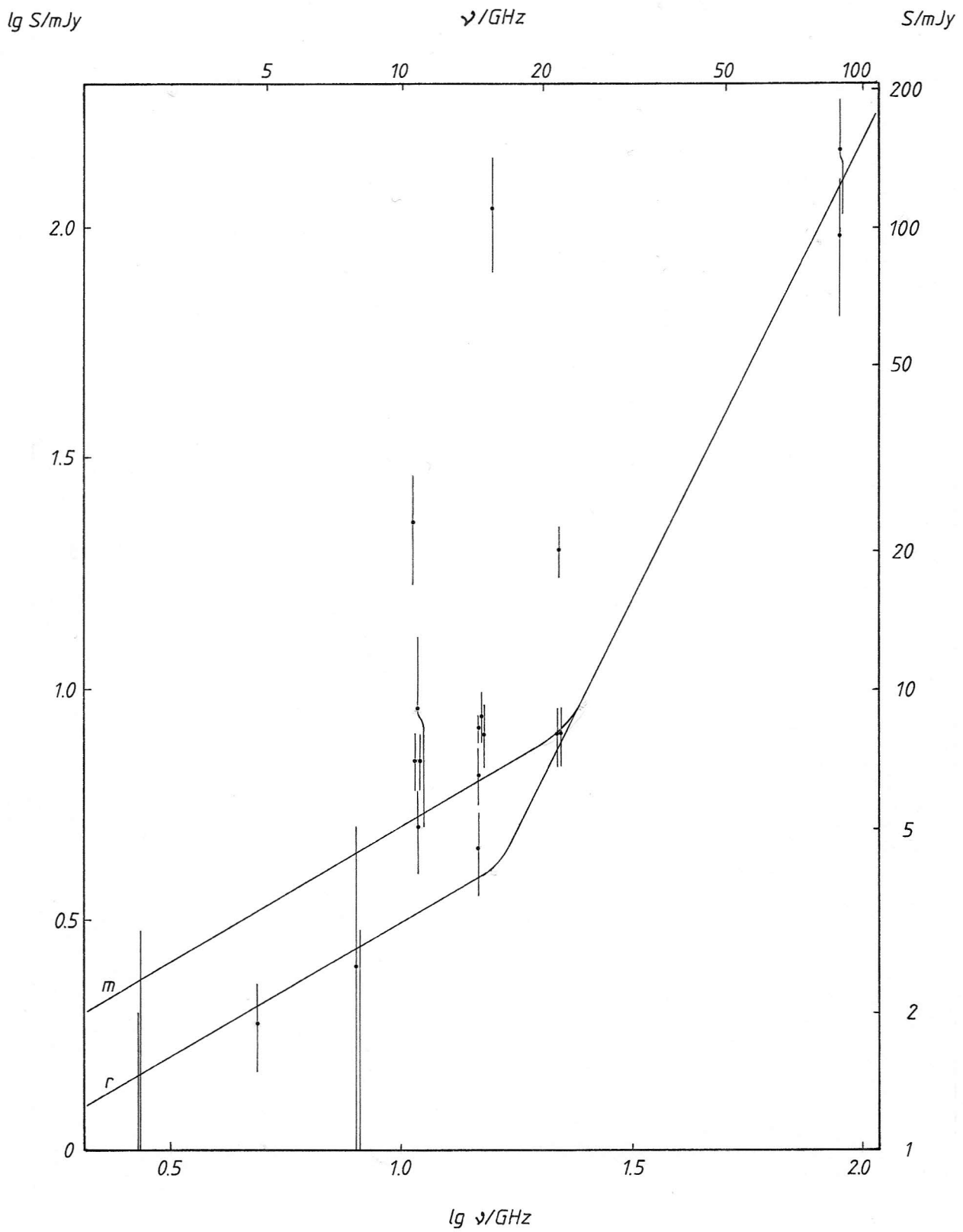


Abb. 15

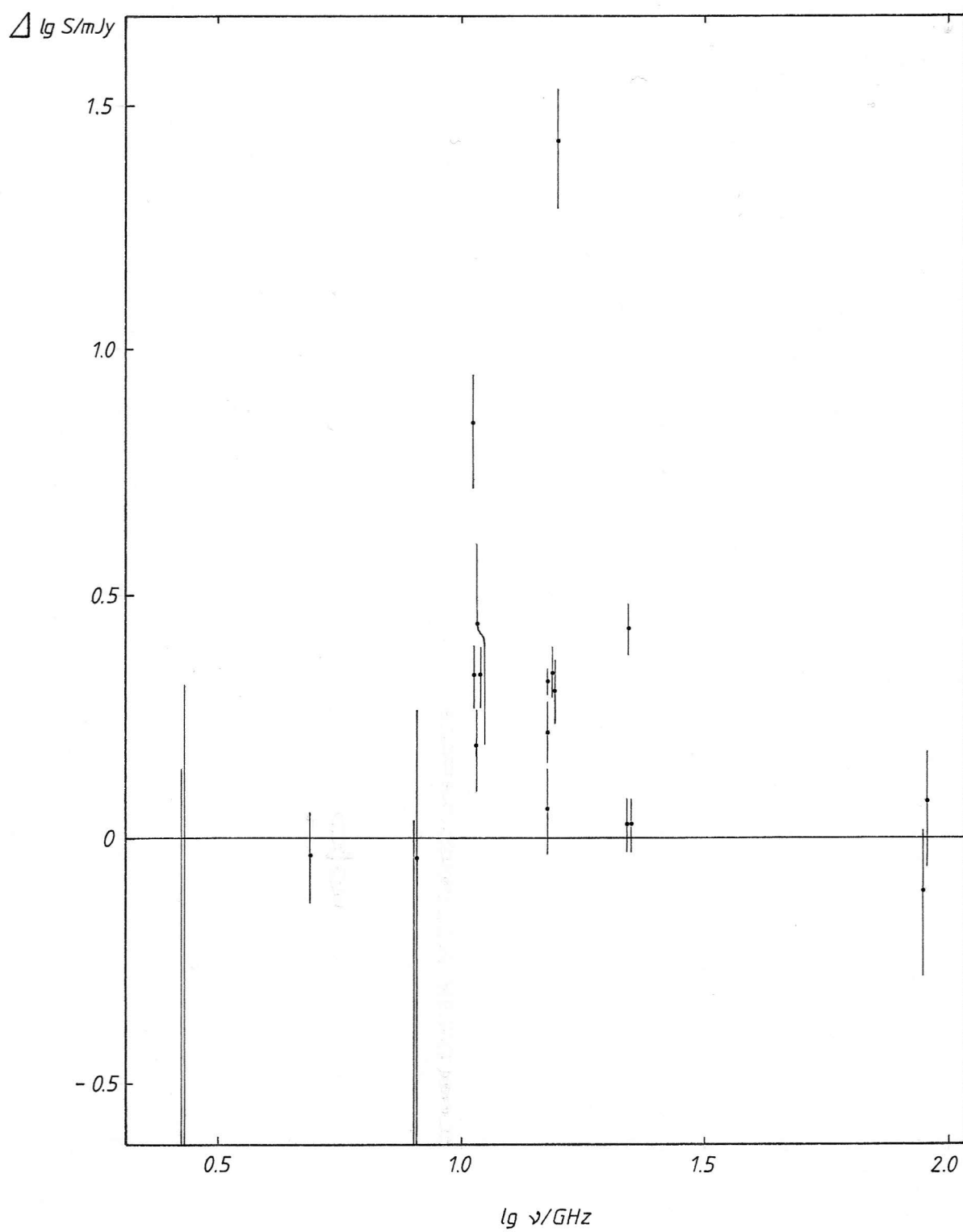


Abb. 16

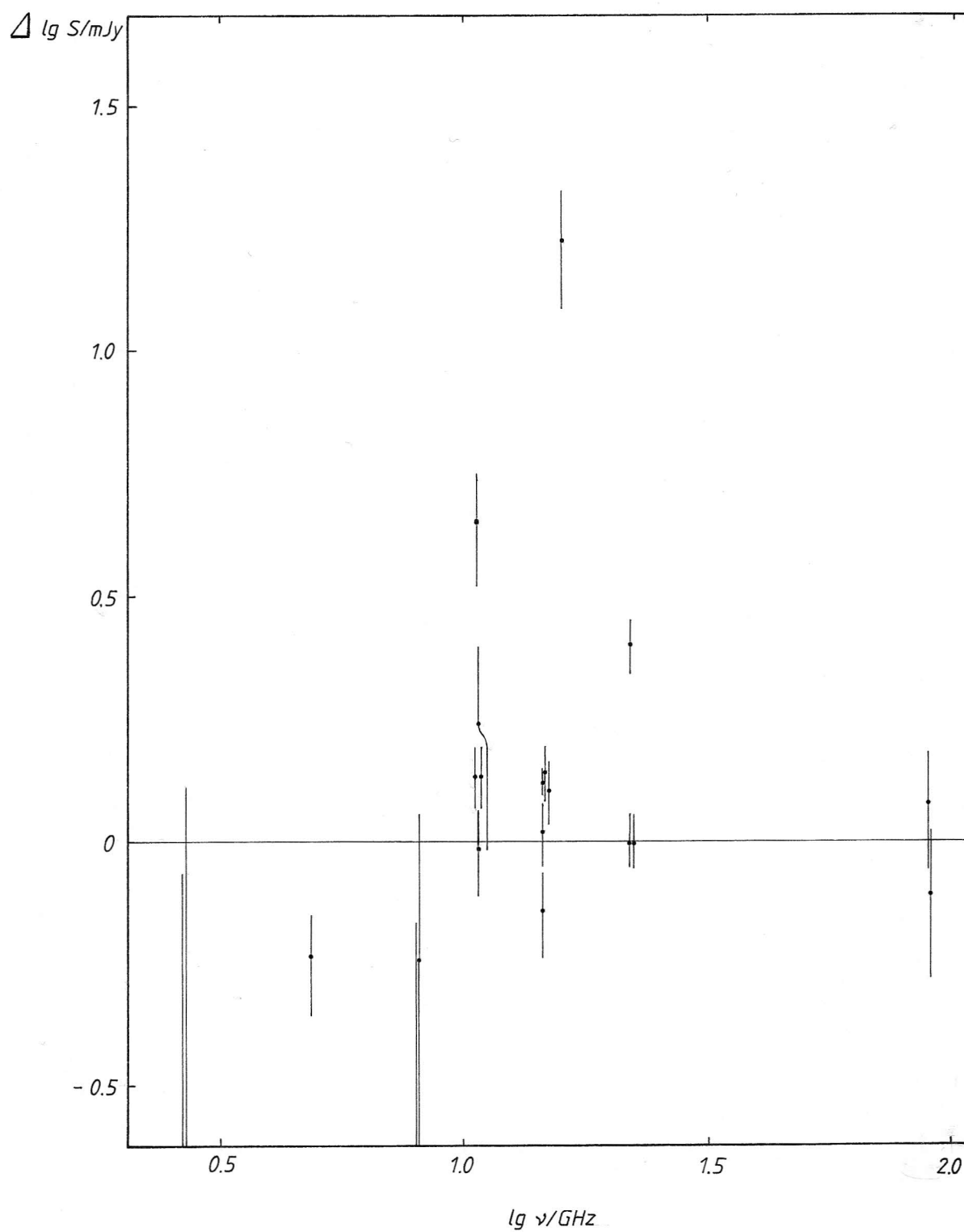


Abb. 17

7.2.4 Auswertung der Modelle

Zuerst möchte ich eine Tabelle geben, in der die Variationen der Temperatur der Chromosphäre bei verschiedener effektiver optischer Tiefe wiedergegeben sind. Zusätzlich enthält die Tabelle 37 diejenigen Ionisationsgrade, die notwendig wären, um denselben Fit zu erhalten.

Tabelle 37

optische Tiefe	Temperatur	Ionisationsgrad	
		ruhige B.	mittlere B.
1	11 800 K	1.4 %	2.1 %
2	8 600 K	1.7 %	2.4 %
5	7 500 K	2.5 %	3.4 %

Würde man also statt $\tau = 2$ eine andere effektive optische Tiefe verwenden, so müßte man zunächst eine andere Temperatur der Chromosphäre wählen und somit auch einen anderen Ionisationsgrad, um wiederum eine Anpassung des Modells an die Beobachtungen zu erhalten.

Die nächste Übersicht gibt die 'turnover'-Frequenzen wieder:

ruhige Beteigeuze	$\nu_0 = 16.4 \text{ GHz}$	$S_{\nu_0} = 4.2 \text{ mJy}$
mittlere Beteigeuze	$\nu_0 = 23.0 \text{ GHz}$	$S_{\nu_0} = 8.2 \text{ mJy}$

Die folgende Übersicht enthält für wenige ausgewählte Frequenzen den wahren Radius, bei dem die optische Tiefe den Wert $\tau = 2$ annimmt (Radiosphäre):

	90 GHz	25 GHz	10 GHz	5 GHz
ruhige Beteigeuze	1.035	1.041	1.48	2.42 R_*
mittlere Beteigeuze	1.036	1.045	1.88	3.1 R_*

Die nachstehende Übersicht gibt den scheinbaren Durchmesser der Radiosphäre:

	90 GHz	25 GHz	10 GHz	5 GHz
ruhige Beteigeuze	0".0600	0".0604	0".086	0".140
mittlere Beteigeuze	0".0601	0".0606	0".109	0".18

7.2.5 Variation der Parameter

Ich möchte nun die Frage beantworten, inwiefern sich Änderungen der Temperatur der Chromosphäre und des Ionisationsgrades auf den Fit auswirken.

Mit steigender Temperatur findet eine Parallelverschiebung nach oben statt. Hierbei wird der ganze Fit verschoben (siehe Abbildung 18).

Mit steigendem Ionisationsgrad findet eine Parallelverschiebung der Hüllenkomponente nach oben statt. Daraus resultiert, daß die 'turnover'-Frequenz ν_0 wächst und damit auch der zugehörige Strahlungsstrom S .

Die Abbildung 18 zeigt schematisch den Sachverhalt.

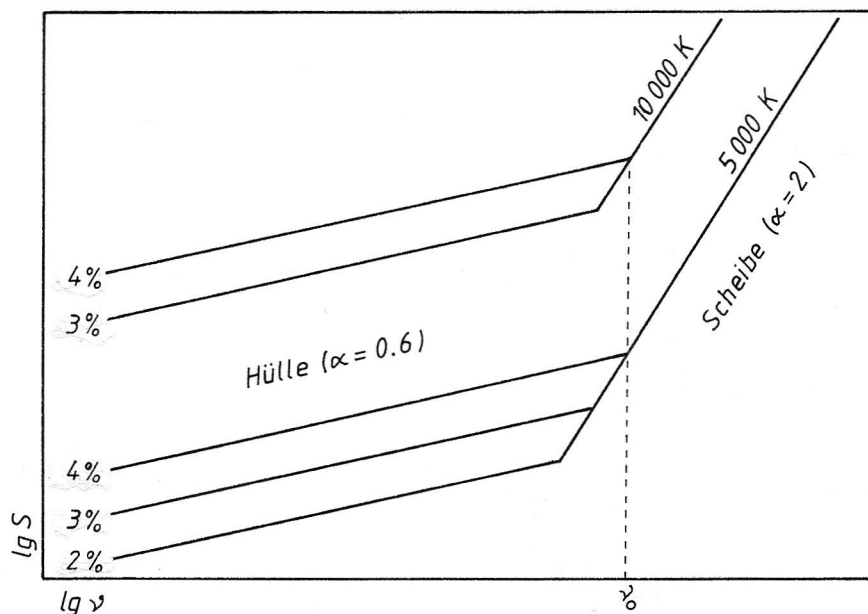


Abb. 18

7.3 Ergebnisse der Chromosphärenmodelle

7.3.1 Massenverlustsrate

Aus den Fits lassen sich die Massenverlustsraten für die beiden Modelle ableiten. Unter Verwendung von Gleichung (31 b) erhalte ich bei einer Frequenz von 10 GHz und den beiden dort vorhandenen Werten des Strahlungsstromes:

$$S_r (10 \text{ GHz}) = 3.11 \text{ mJy}$$

$$S_m (10 \text{ GHz}) = 5.01 \text{ mJy}$$

und mit einem Gauntfaktor von $g = 8.28$ die nachstehenden Massenverlustsraten:

$\dot{M}_+ = 4.4 \cdot 10^{-9} M_\odot/\text{Jahr}$	(ruhige Beteigeuze)
$\dot{M}_+ = 6.3 \cdot 10^{-9} M_\odot/\text{Jahr}$	(mittl. Beteigeuze)

Demgegenüber ergeben sich aus der Massenverlustsrate für neutralen Wasserstoff $\dot{M}_H (1.6 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{Jahr})$, dem mittleren Molekulargewicht $\mu (=1.26)$ und den Ionisationsgraden die folgenden Werte:

$\dot{M}_+ = 3.4 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{Jahr}$	(ruhige Beteigeuze)
$\dot{M}_+ = 4.8 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{Jahr}$	(mittl. Beteigeuze)

Die Diskrepanz zwischen beiden Modellen beträgt einen Faktor von 7.6, der nicht ganz einfach zu erklären ist. Es muß meines Erachtens daran liegen, daß nach Gleichung (31) eine Globaleigenschaft ermittelt wurde und meine Modellrechnungen eine Lokaleigenschaft, nämlich lokal auf die Sichtlinie zu Beteigeuze beschränkt, erfassen. Ich habe den Anteil des Strahlungsstromes, der durch die seitlich gelegenen Gebiete der Hülle zustandekommt, nicht berücksichtigt. Qualitativ bedeutet dies, daß ich für meine Modellrechnungen einen zu großen Ionisationsgrad verwendet habe, wodurch die daraus resultierenden Massenverlustsraten zu groß wurden.

Ob allerdings dieser Effekt einen Faktor 7.6 ausmachen kann, möchte ich ernsthaft bezweifeln. Ich würde im Höchstfall einen Faktor 2 vermuten. Ansonsten aber gehen alle anderen Parameter (wie beispielsweise die Entfernung) in beide Berechnungen in gleicher Weise ein; prinzipiell sind die Ableitungen gleich.

Eventuell kommt die Diskrepanz auch dadurch zustande, daß die von mir gemachten Voraussetzungen zu grob waren: sowohl die Temperatur der Chromosphäre als auch der Ionisationsgrad brauchen nicht konstant zu sein; nicht einmal innerhalb von 3 Sternradien. Auch die Dichte braucht innerhalb des Turbulenzgebietes nicht quadratisch ($\beta = 2$) abfallen.

Da es im Rahmen dieser Arbeit meine Aufgabe gewesen ist, lediglich eine erste Näherung für ein Chromosphärenmodell, das heißt unter Annahme einer konstanten Temperatur und eines konstanten Ionisationsgrades, zu entwickeln, liefert das vorgelegte Modell befriedigende Resultate: sowohl die ermittelte Temperatur als auch der Ionisationsgrad sind von derselben Größenordnung wie diejenigen Werte früherer Arbeiten (vergleiche Abschnitt 7.3.2 und 7.3.3).

7.3.2 Temperatur der Chromosphäre

Die von mir ermittelte Temperatur beträgt

$$T = 8\,600\text{ K}$$

und läßt sich mit anderen Ergebnissen vergleichen, wobei eine gute Übereinstimmung festzustellen ist.

Die Tabelle 38 enthält alle bisher ermittelten Chromosphärentemperaturen.

Tabelle 38

Lambert & Snell, 1975	~ 5 000 K	Infrarotmessung
Bernat, 1977	≤ 5 000 K	
Linsky & Haisch, 1979	< 10 000 K (20 000 K)	IUE-Untersuchung

Alle in Tabelle 38 genannten Autoren halten das Vorhandensein einer Chromosphäre für erforderlich und stimmen mit mir überein, daß die Temperatur der Chromosphäre wesentlich über der Effektivtemperatur von 3500 K liegt, wahrscheinlich jedoch unter 10 000 K.

7.3.3 Ionisationsgrad der Chromosphäre

Die von mir ermittelten Werte des Ionisationsgrades für die 'ruhige' und 'mittlere Beteigeuze' lauten:

ruhige Beteigeuze	1.7 %
mittlere Beteigeuze	2.4 %

Zum Vergleich sind die Ergebnisse anderer Autoren in Tabelle 32 wiedergegeben. Nur der Wert von Lambert (1975) stimmt mit meinem Wert gut überein: er fand einen Wert von 4% bei seinen Untersuchungen, welches auch dem Mittelwert der interstellaren Materie unserer Milchstraße entspricht. Die anderen Werte sind erheblich kleiner.

7.4 Zeitliche Schwankungen

Wie Abbildung 15 zeigt, liegt der Fit für die 'ruhige Beteigeuze' so tief, daß fast alle Messungen oberhalb des Fits liegen. In Abbildung 19 wurden die Differenzen zwischen Fit und Messung gegen die Zeit aufgetragen. Deutlich zu erkennen sind die Messungen, die meines Erachtens eine ruhige Strahlung ohne Flares darstellen. Der angegebene Fehler σ ist der mittlere Fehler der Einzelmessungen, die zum Fit der 'ruhigen Beteigeuze' herangezogen wurden. Messungen, die oberhalb von 3σ liegen, dürfen als Flares angesehen werden.

Eine deutliche Regelmäßigkeit der Flare-Aktivität ist nicht zu erkennen. Eventuell nahm die Aktivität seit 1965 (J.D. 24 39 000) ab und erreichte 1976 (J.D. 24 43 000) ein Minimum.

Der am 21. Februar 1966 von Kellermann & Pauliny beobachtete Wert ist zweifelslos ein starker Flare: sie haben die nächsten Tage nie wieder einen nur annähernd so großen Strahlungsstrom gemessen (die gemessenen Ströme waren sogar immer kleiner als das Rauschen).

Ich habe am 23. Dezember 1978 bei meinen Beobachtungen in Effelsberg feststellen können, daß Beteigeuze zu plötzlichen Ausbrüchen neigt: Während er um 4:00 MEZ noch die Stärke der 'ruhigen Beteigeuze' zeigte, konnte ich um 23:45 MEZ einen seiner typischen Ausbrüche beobachten.

Erstaunlicherweise ist die Stärke eines Flares relativ konstant: bis auf wenige Ausnahmen - nämlich 1966 - steigt der Strahlungsstrom bei einem Ausbruch auf das Doppelte an.

Auch die Messungen vom 5. November 1977 bei 22 GHz zeigen außer dem Gesamtmittel von immerhin 20 mJy (also ein Ausbruch um den Faktor 2.5) zwischenzeitlich ein steiles Maximum bis etwa 50 mJy und ein zweites Maximum bis etwa 44 mJy Strahlungsstrom. Dabei beträgt die typische Zeitskala der Ausbrüche 30 Minuten.

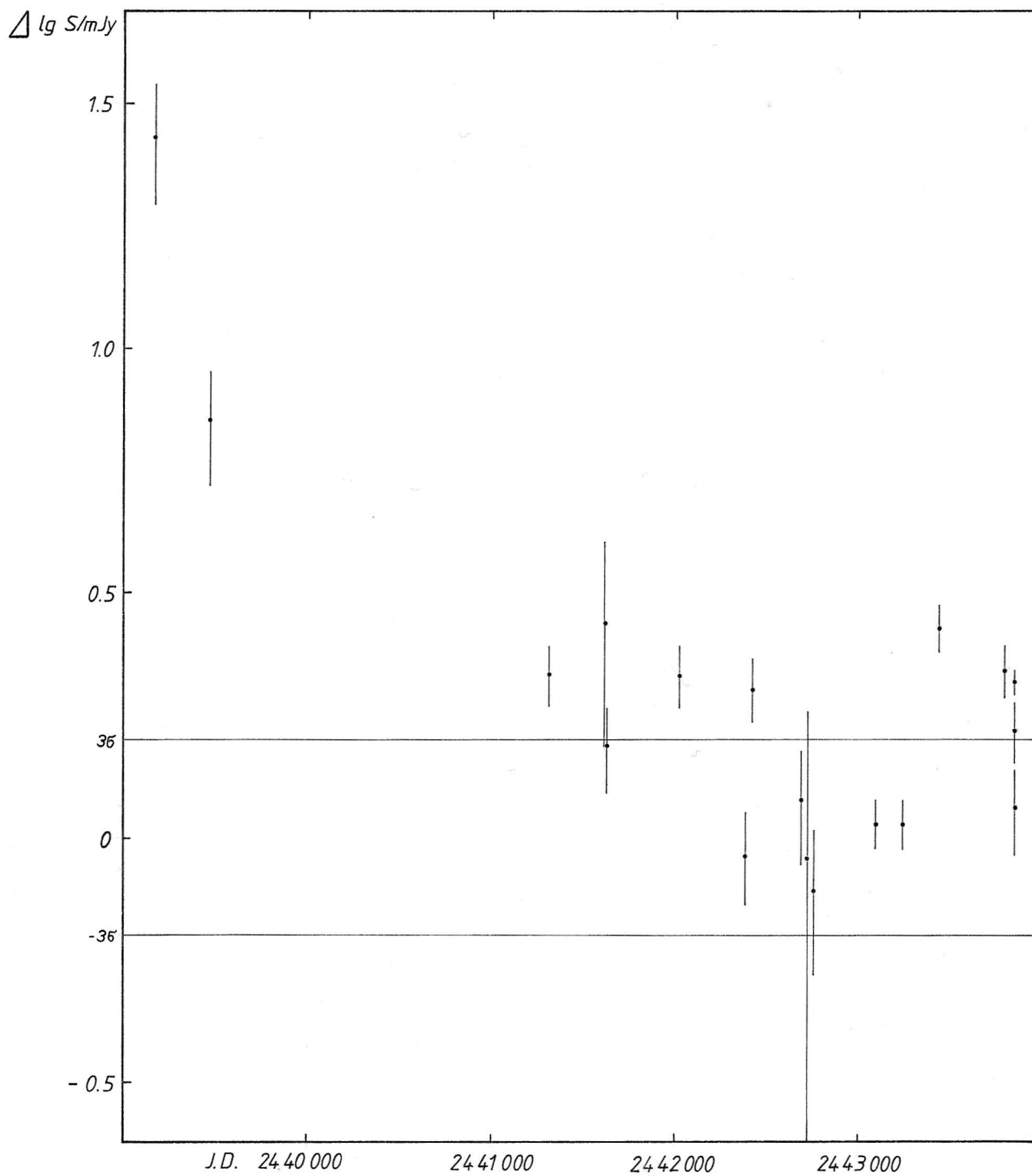


Abb. 19

Kapitel 8

Gesamtmodell

8.1 Allgemeines

Das Photosphärenmodell habe ich von Tsuji (1976 a, Modell 3) weitgehend übernommen. Tsuji gibt in seinen Tabellen die Temperatur T und den Druck P in Abhängigkeit von der optischen Tiefe τ an. Es mußten nur insofern Abänderungen vorgenommen werden, als daß Tsuji nur für $T = 4000 \text{ K}$, 3800 K und 3600 K Modelle gerechnet hat, während ich aber $T = 3500 \text{ K}$ verwenden möchte.

Um den Druck zu erhalten, genügt es eine Extrapolation der Modelle 2 und 3 ($T = 3800 \text{ K}$ und 3600 K) vorzunehmen, da der Unterschied gering ist.

Bezüglich der Temperatur multipliziere ich die Werte des Modells 3 mit dem Faktor

$$\frac{3500 \text{ K}}{T(\tau=0.75)} = \frac{3500 \text{ K}}{3626 \text{ K}} = 0.9652$$

wobei $\tau = 0.75$ die Stelle meines Modells sein soll, bei der $T = T_{\text{eff}}$ ist. Dieser Wert ist ebenfalls aus den Tsuji-Modellen für 4000 K ($\tau = 0.53$), 3800 K ($\tau = 0.60$) und 3600 K ($\tau = 0.71$) extrapoliert worden.

Obwohl diese Art der Temperaturumrechnung etwas grob ist, erreicht man damit dennoch eine Genauigkeit von besser als 1%.

Tsuji's Modell reicht bis zu einer optischen Tiefe von $\lg \tau = -6$. Man muß jedoch bei vorhandenem Massenfluß bereits bei $\lg \tau = -2$ mit dem Photosphärenmodell abbrechen. Diese Stelle ist bei $r = 1.0133 R_*$ erreicht, so daß ab $r = 1.014 R_*$ die Chromosphäre beginnt, die bis etwa 5 Sternradien reicht.

Die Chromosphäre unterteilt sich in die untere und obere Chromosphäre. In der unteren Chromosphäre steigt die Temperatur steil bis 8600 K an. Dies ist bei $r = 1.025 R_*$ erreicht. In der oberen Chromosphäre bleibt die Temperatur konstant bis $r = 3 R_*$.

Innerhalb eines Übergangsgebietes zwischen Chromosphäre und Hülle ($r = 3 - 7 R_*$) wächst der Temperatur-Exponent γ von $\gamma = 0$ auf $\gamma = 1.7$ an. Ab $r = 7 R_*$ möge sich die Temperatur, wie durch Gleichung (34) gegeben, verhalten.

Schließlich wird die Temperatur (wahrscheinlich ab etwa 100 Sternradien) schneller fallen, möglicherweise adiabatisch, also mit $\gamma = 3$.

Der Bereich ab $r = 5 R_*$ heißt Hülle. Die Dichte fällt in ihr quadratisch mit dem Radius ab ($\beta = 2$). Dieses Verhalten der expandierenden Hülle überwiegt bereits ab $r = 1.05 R_*$.

Zwischen 2.4 und 10 Sternradien findet Staubbildung statt. In diesem Bereich ist die Dichte des Staubes in etwa proportional zu $r^{-1.5}$ und anschließend fällt auch die Staubdichte quadratisch mit dem Radius ab. Der Staubanteil beträgt 2.7%. Die Temperatur des Staubes fällt mit $r^{-0.5}$ ab.

Bei etwa 35 Sternradien ist die Staub- und Gastemperatur gleich. Normalerweise würde ich erwarten, daß die Gastemperatur ab etwa 7 Sternradien (Ende des Übergangsgebietes) mit r^{-3} abfällt. Durch die relativ große Häufigkeit des Staubes vermag dieser aber die Abkühlung des Gases etwas zu bremsen, so daß zwischen 7 und 100 Sternradien das Gas mit $r^{-1.7}$ abkühlt. Außerhalb von 100 Sternradien ist die Dichte beider Medien so gering, daß eine Erwärmung des Gases durch den Staub und ein $T \sim r^{-0.5}$ Verhalten des Staubes nicht mehr gegeben sein dürfte. Wahrscheinlich werden Gas und Staub jetzt innerhalb eines größeren Übergangsgebietes allmählich zur adiabatischen Abkühlung übergehen ($T \sim r^{-3}$).

Die Elektronentemperatur ist mit der Gastemperatur identisch. Der Ionisationsgrad beträgt 1.7% für den Fall der 'ruhigen Be-teigeuze'.

8.2 Die Modellrechnungen im einzelnen und ihre Ergebnisse

Zunächst möchte ich in zusammengefaßter Form die verwendeten Gleichungen wiedergeben.

a. Photosphäre

Durch das Tsuji-Modell sind folgende Parameter gegeben:

optische Tiefe	τ
Temperatur	$T(\tau)$
Dichte	$\varrho(\tau)$

Gesucht werden die folgenden Parameter:

Druck	$P(\tau)$
Radius	$r(\tau)$
Elektronendichte	$n_e(\tau)$

Aus Gleichung (54) folgt unmittelbar der Druck. Aus den Gleichungen (54) und (55) folgt nach Umformung die Gleichung (56), die den Verlauf des Radius mit der optischen Tiefe τ wiedergibt.

Die Zustandsgleichung des idealen Gases lautet:

$$(54) \quad P(\tau) = \frac{\varrho(\tau)}{\mu} \cdot R \cdot T(\tau) \quad \mu = 1.26$$

Die Bedingungsgleichung für das hydrostatische Gleichgewicht lautet:

$$(55) \quad dP_r / dr = - G \cdot M_r \cdot \varrho_r \cdot r^{-2}$$

wobei die Masse M_r durch die Masse des gesamten Sternes ersetzt werden darf.

In den obigen Gleichungen sind R die allgemeine Gaskonstante und G die Gravitationskonstante.

Gleichung (56) erlaubt die Berechnung des Verlaufes des Radius r mit der optischen Tiefe τ .

$$(56) \quad x_{n+1} = \frac{1 - \sqrt{1 - 8 \cdot x_n \cdot k}}{2 \cdot k} - x_n \quad x = \frac{r}{R_*}$$

$$\text{mit} \quad k = \frac{R_*}{2 \cdot G \cdot M_*} \cdot \frac{P_n - P_{n+1}}{Q_n - Q_{n+1}}$$

Dabei beginne ich bei $x=1$: dort ist $T = T_{\text{eff}}$ und $\tau = 0.75$.

b. Chromosphäre und Hülle

In der unteren Chromosphäre gebe ich den Verlauf der Temperatur vor ($r = 1.014 - 1.025 R_*$).

In der oberen Chromosphäre halte ich die Temperatur konstant auf 8600 K ($r = 1.025 - 3 R_*$).

Im Übergangsgebiet zur Hülle ($r = 3 - 7 R_*$) gebe ich den Verlauf so vor, daß die Temperatur anschließend mit $T \sim r^{-1.7}$ verläuft, geleitet durch die zwei Beobachtungen bei $r = 23 R_*$ und $r = 43 R_*$ gemäß Gleichung (34): $T(x) = 120\,000 \text{ K} \cdot x^{-1.7}$. Oberhalb von 100 Sternradien mache ich über die Temperatur keine Aussage mehr.

Der Druck möge wie in Gleichung (57) verlaufen, wobei der Exponent einen stetigen Übergang in Funktion und Gradienten zwischen Photosphäre und Chromosphäre sichert.

$$(57) \quad \tilde{P}(x) = P_0 \cdot (r/r_0)^{-300}$$

$$\text{mit} \quad P_0 = P(r_0) \quad \text{und} \quad r_0 = r(\tau = 0.01) = 1.0133 R_*$$

Nach Gleichung (58) läßt sich jetzt die Dichte von HI berechnen ($\mu_H = 1$).

$$(58) \quad \rho_H(x) = \frac{P(x)}{R \cdot T(x)} + 1.175 \cdot 10^{-15} \frac{g}{cm^3} \cdot x^{-2} \quad x = \frac{r}{R_*}$$

Der erste Term stammt vom Photosphäreneinfluß her, der zweite Term gibt die Dichte aufgrund des Massenflusses an. Die Massenflußdichte überwiegt ab $r = 1.05 R_*$, und ab $r = 1.07 R_*$ kann der erste Term sogar völlig vernachlässigt werden.

Die Elektronenzahldichte wird nach Gleichung (59) berechnet:

$$(59) \quad n_e(x) = n_H(x) \cdot \mu \cdot I$$

wobei die Gleichung (28) verwendet wurde sowie der Ionisationsgrad I . Weiterhin ist μ das mittlere Molekulargewicht und wird zu $\mu = 1.26$ gesetzt, da nicht nur der Wasserstoff Elektronen liefert.

Die Tabellen 39 bis 41 enthalten die numerischen Ergebnisse über Temperatur und Druck sowie Dichte von Wasserstoff und Elektronen in Abhängigkeit vom Radius. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, daß in Tabelle 41 die Temperaturen über 100 Sternradien zu unsicher sind und deshalb die Positionen freigelassen wurden. Anschließend sind in Abbildung 20 die Verläufe von Temperatur und Dichte der Photosphäre und unteren Chromosphäre dargestellt. In Abbildung 21 sind die Verläufe von Temperatur und Dichten der oberen Chromosphäre und Hülle eingezeichnet.

Tabelle 39

(Photosphäre)

$\lg \tau$	r/R_*	T	$\lg P$	$\lg \varrho$	$\lg n_e$
0.8	0.9925	4974	3.03	-8.49	13.61
0.6	0.9947	4543	2.91	-8.57	13.53
0.4	0.9967	4194	2.79	-8.65	13.45
0.2	0.9980	3896	2.70	-8.71	13.39
0.0	0.9992	3634	2.62	-8.76	13.34
-0.125	1	3500	2.56	-8.80	13.30
-0.2	1.0005	3420	2.52	-8.83	13.27
-0.4	1.0018	3263	2.42	-8.91	13.19
-0.6	1.0033	3157	2.30	-9.02	13.08
-0.8	1.0047	3088	2.18	-9.13	12.97
-1.0	1.0060	3037	2.07	-9.23	12.87
-1.2	1.0074	2990	1.95	-9.34	12.75
-1.4	1.0089	2941	1.82	-9.47	12.63
-1.6	1.0104	2889	1.69	-9.59	12.51
-1.8	1.0118	2839	1.56	-9.71	12.39
-2.0	1.0133	2791	1.42	-9.84	12.26

Es ist τ die optische Tiefe, r der Radius in Einheiten des Sternradius, T die Temperatur in Kelvin, P der Druck in dyn/cm^2 , ϱ die Dichte in g/cm^3 und n_e die Elektronenzahldichte in Elektronen/cm^3 .

Tabelle 40
(Chromosphäre)

r/R_*	T	$\lg P$	$\lg \varrho_H$	$\lg n_e$
1.015	3000	1.21	-10.09	12.01
1.016	3600	1.08	-10.30	11.80
1.017	4200	0.95	-10.49	11.61
1.018	4800	0.82	-10.68	11.42
1.019	5400	0.69	-10.86	11.24
1.020	6000	0.57	-11.03	11.07
1.021	6600	0.44	-11.20	10.90
1.022	7200	0.31	-11.37	10.73
1.023	7800	0.18	-11.53	10.57
1.024	8400	0.06	-11.69	10.41
1.025	8600	-0.07	-11.82	10.27
1.03	8600	-0.71	-12.46	9.64
1.04	8600	-1.96	-13.69	8.40
1.05	8600	-3.21	-14.67	7.43
1.06	8600	-4.45	-14.96	7.14
1.07	8600	-5.67	-14.99	7.11
1.1	8600	-9.27	-15.01	7.09
1.5	8600	-49.7	-15.28	6.82
2	8600	-87.2	-15.53	6.57
3	8600	-140	-15.88	6.21

Es ist r der Radius in Einheiten des Sternradius, T die Temperatur in Kelvin, P der Druck in dyn/cm^2 , ϱ_H die Dichte in g/cm^3 und n_e die Elektronenzahldichte in Elektronen/cm^3 .

Tabelle 41

(Hülle)

r/R_*	T	$\lg \varrho_H$	$\lg n_e$
4	8000	-16.13	5.98
5	7000	-16.33	5.78
6	5300	-16.49	5.62
7	4400	-16.62	5.49
8	3500	-16.74	5.37
9	2860	-16.84	5.27
10	2400	-16.93	5.18
20	740	-17.53	4.58
50	160	-18.33	3.78
100	50	-18.93	3.18
200		-19.53	2.58
500		-20.33	1.78
1000		-20.93	1.18
2000		-21.53	0.58
3000		-21.88	0.23

Es ist r der Radius in Einheiten des Sternradius, T die Temperatur in Kelvin, ϱ_H die Dichte von HI in g/cm^3 und n_e die Elektronenzahldichte in Elektronen/cm^3 .

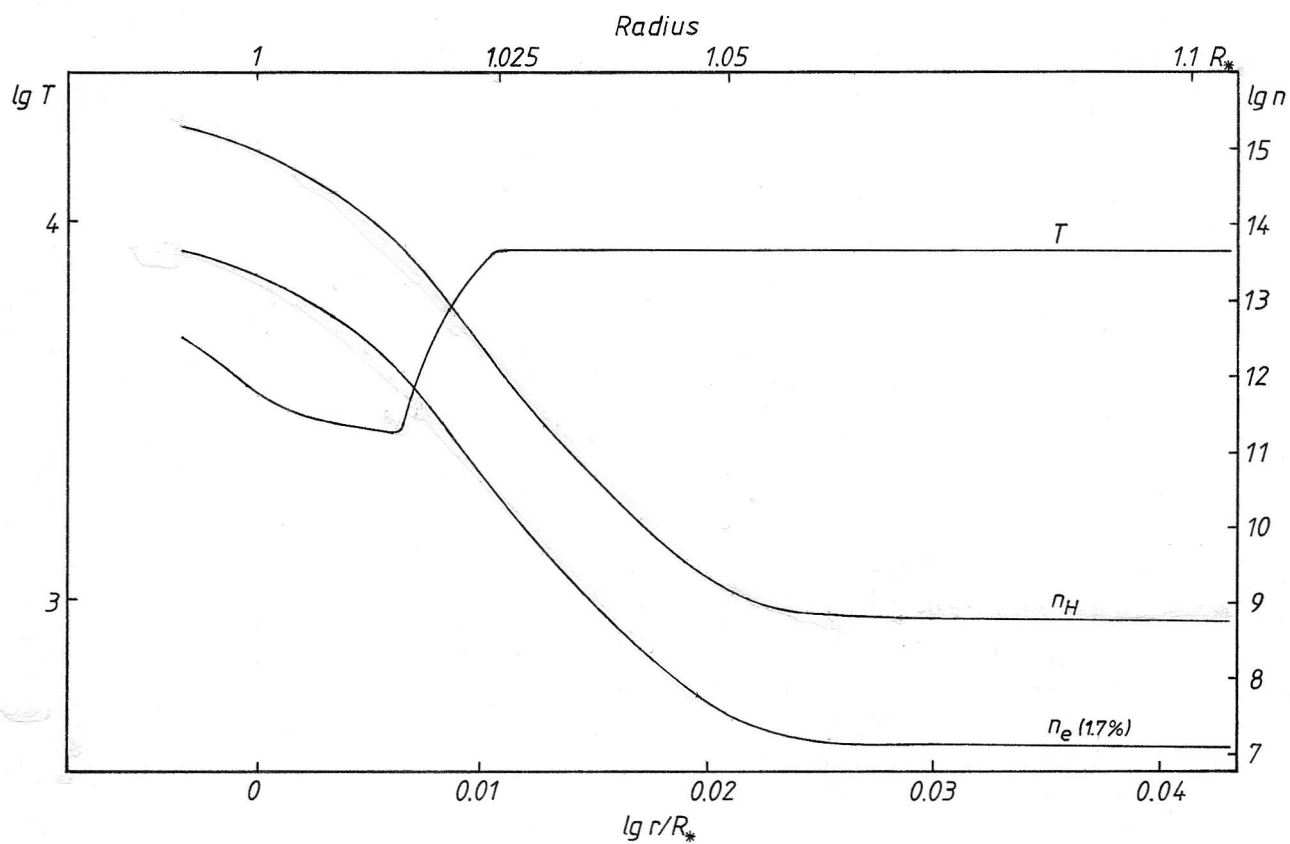


Abb. 20

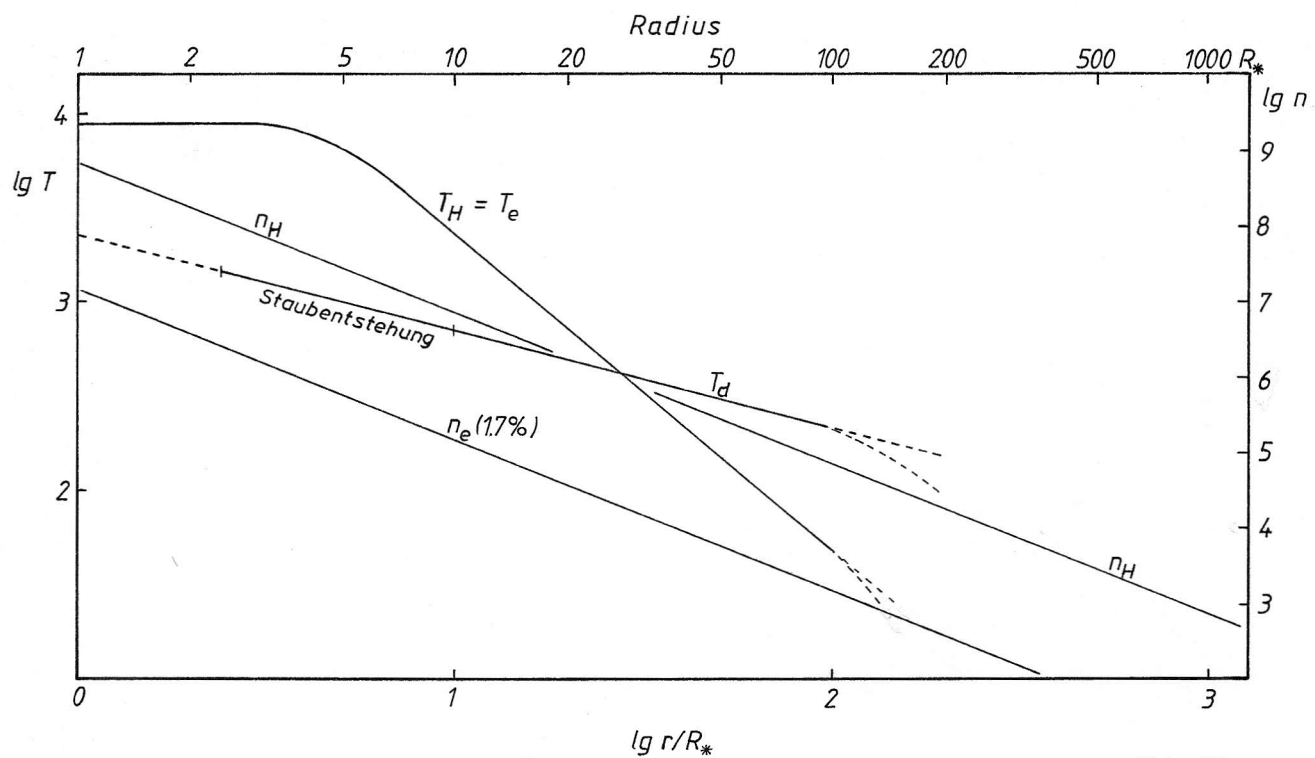


Abb. 21

Kapitel 9

Zusammenfassung

Der scheinbare Durchmesser von Beteigeuze für eine randverdunkelte Scheibe beträgt $0''.058$, und bei einer Entfernung von 200 pc beträgt der lineare Durchmesser $1247 R_{\odot}$. Mit diesem Wert ist Beteigeuze einer der größten Überriesen, die wir kennen und noch größer als bisher vermutet. Ihre Leuchtkraft nimmt bei einer Effektivtemperatur von 3500 K den sehr hohen Wert von $210\,500 L_{\odot}$ an. Dabei hätte sie wahrscheinlich eine Masse in der Größenordnung von $26 M_{\odot}$. Die bei früheren Arbeiten außer Acht gelassene interstellare und circumstellare Absorption beträgt wahrscheinlich $1.^m3$, wobei die interstellare Absorption allein zur Erklärung nicht ausreicht. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die bis zu 3000 Sternradien ausgedehnte Staubbülle auch entscheidend dazu beiträgt. Dieser Staub wird etwa zwischen 2.4 und 10 Sternradien gebildet. Der Anteil des Staubes an der gesamten Masse der Hülle beträgt 2.7%. Dies ist mehr als doppelt so viel, als für die interstellare Materie im allgemeinen angenommen wird, doch ist es für die Nähe eines derart großen Überriesen mit Massenverlust ein durchaus plausibler Wert. Die Massenverlustrate für neutralen Wasserstoff (HI) ist ungewöhnlich groß und beträgt $1.6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{Jahr}$.

Im Januar und Februar 1979 habe ich die Helligkeit gemessen: $V = 0.^m73$. Als Farbindex erhielt ich den Wert $B-V = 1.^m82$, der sehr gut mit früheren Ergebnissen übereinstimmt. Für kurzzeitige optische Helligkeitsschwankungen läßt sich nur eine obere Grenze für die Amplitude nennen, da instrumentelle Fehler zu zusätzlichen Schwankungen der gemessenen Ströme geführt haben. Helligkeitsänderungen, deren Zeitskala einige Stunden betragen, sind kleiner als $0.^m2$. Über Amplituden, die kleiner als $0.^m08$ sind, lassen sich wegen des Beobachtungsfehlers keine zuverlässigen Aussagen mehr machen.

Die optischen Beobachtungen der vergangenen Jahrzehnte zeigen eine lange Periode von 2070 Tagen und eine kurze Periode von 200 Tagen oder etwas mehr. Letztere Periode deutet gemeinsam mit den Radialgeschwindigkeitsmessungen auf eine radiale Pulsation hin. Unterstützt wird diese Vermutung durch die hydrostatische Zeitskala: sie beträgt 160 Tage.

Am 19. und 23. Dezember 1978 habe ich drei neue Werte für den Strahlungsstrom S bei 14.7 GHz ermittelt. Die Radiobeobachtungen zeigten am 19. Dezember während der 3-stündigen Beobachtungszeit keine signifikanten Schwankungen und ergaben den Mittelwert $S = 6.5$ mJy. Die Messungen vom 23. Dezember ergaben abweichende Ergebnisse: um 4 Uhr MEZ wurde ein Strahlungsstrom $S = 4.5$ mJy gemessen, um 23:45 Uhr MEZ hingegen fast das Doppelte, nämlich $S = 8.2$ mJy. Im Vergleich mit dem Ergebnis vom 19. Dezember und früheren Messungen lassen sich diese Beobachtungen so deuten, daß die 4.5 mJy-Messung in einem Stadium ohne Flares gewonnen wurde, während zu den beiden anderen Beobachtungszeiten eine gewisse unterschiedlich starke Flare-Aktivität vorherrschte.

Ich glaube, daß Beteigeuze sich fast immer im Zustand einer Radioflare-Aktivität befindet, die im allgemeinen den Strahlungsstrom der 'ruhigen Beteigeuze' um den Faktor 2 anhebt; Ausnahmen reichen bis zum 25-fachen. Die Chance, bei einer Beobachtung gerade den Zustand der 'ruhigen Beteigeuze' zu erfassen, ist 1:3. Bei den beiden anderen aus 3 Beobachtungen sieht man Beteigeuze im 'angeregten' Zustand.

Schwankungen mit einer 6-jährigen Periode sind im Radiofrequenzbereich nicht festzustellen. Dennoch ist es möglich, daß der Strahlungsstrom seit 1965 abnahm und 1976 ein Minimum erreichte.

Zur Deutung des Radiospektrums ist die Annahme einer Chromosphäre unumgänglich. Sie beginnt bei einem Radius von 1.014 Sternradien. Innerhalb der unteren Chromosphäre bis 1.025 Sternradien steigt die Temperatur auf 8600 K an. Die obere Chromosphäre reicht bis 5 Sternradien, wobei die Temperatur bis 3 Sternradien etwa konstant bleibt. Von 3 bis 7 Sternradien findet der Übergang von der Chromosphäre zur Hülle - bezogen auf die Temperatur - statt. Anschließend fällt diese proportional zu $r^{-1.7}$ ab. Die Hülle reicht bis mindestens 3000 Sternradien, wobei die Temperatur ab etwa 100 Sternradien stärker - möglicherweise adiabatisch - abfallen wird. Daß die Temperatur zwischen 7 und 100 Sternradien noch nicht adiabatisch absinkt, liegt wahrscheinlich an einer Aufheizung durch den Staub.

Der Ionisationsgrad in der Chromosphäre wurde zu 1.7% für die 'ruhige Beteigeuze' bestimmt. Dies Ergebnis ist insofern bedeutend, als daß nach der Sahaformel für die in der Chromosphäre vorliegenden Temperaturen und Dichten eine hundertprozentige Ionisation zu erwarten wäre. Es wird also sehr deutlich, daß die Sahaformel zur Berechnung des Ionisationsgrades einer Chromosphäre - zumindest bei Überriesen - völlig unbrauchbar ist.

Die Massenverlustrate der ionisierten Materie beträgt $3.4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{Jahr}$ (ruhige Beteigeuze), sofern alle Ionen einfach ionisiert sind. Der Ionisationsgrad und die Massenverlustrate für Ionen sind obere Grenzen, da nur der Anteil in Sichtlinie berücksichtigt wurde.

Literaturverzeichnis

- Altenhoff, W.J. & Oster, L. & Wendker, H.J. 1979,
Astron. Astrophys. 73, L21
- Baars, J.W.M. & Genzel, R. & Pauliny-Toth, I.I.K. & Witzel, A.
1978, Astron. Astrophys. 61, 99
- Balega, Y.Y. & Tikhonov, N.A. 1977, Soviet Astron. Letters 3, No 6
- Bernat, A.P. & Honeycutt, R.K. & Kephart, J.E. 1978,
Astrophys. J. 219, 532
- Bernat, A.P. & Lambert, D.L. 1975, Astrophys. J. 201, L153
- Bernat, A.P. & Lambert, D.L. 1976a, Astrophys. J. 204, 830
- Bernat, A.P. & Lambert, D.L. 1976b, Astrophys. J. 210, 395
- Bernat, A.P. 1977, Astrophys. J. 213, 756
- Boesgaard, A.M. & Magnan, C. 1975, Astrophys. J. 198, 369
- Bonneau, D. & Labeyrie, A. 1973, Astrophys. J. 181, L1
- Bowers, P.F. & Kundu, M.R. 1979, Astron. J. 84, No 6, p.791
- Currie, D.G. & Knapp, S.L. & Liewar, K.M. 1974,
Astrophys. J. 187, 131
- Dyck, H.M. & Simon, T. 1975, Astrophys. J. 195, 689
- Eggen, O.J. 1973, Publ. Astron. Soc. Pacific 85, 289
- Faÿ, T.D. & Johnson, H.R. 1973, Astrophys. J. 181, 851
- Faÿ, T.D. 1972, Bulletin A.A.S. 4, 234
- Fix, J.D. & Alexander, D.R. 1974, Astrophys. J. 188, L91
- Fix, J.D. & Spangler, S.R. 1976, Astrophys. J. 209, 503
- Flower, P.J. 1975, Astron. Astrophys. 41, 391
- Flower, P.J. 1977, Astron. Astrophys. 54, 31
- Fosbury, R.A.E. 1973, Astron. Astrophys. 27, 120
- Gehrz, R.D. & Woolf, N.J. 1971, Astrophys. J. 165, 285
- Gezari, D.Y. & Labeyrie, A. & Stachnik, R.V. 1972,
Astrophys. J. 173, L1
- Goldberg, L. & Ramsey, L. & Testermann, L. & Carbon, D. 1975,
Astrophys. J. 199, 427
- Hagen, W. 1978a, Astrophys. J. 222, L37
- Hagen, W. 1978b, Astrophys. J. Suppl. 38, 1
- Hanbury Brown, R. 1968, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 6, 13

- Hinkle, K.H. & Lambert, D.L. & Snell, R.L. 1976, *Astrophys.J.* 210, 684
- Hjellming, R.M. 1971, *Science* Vol. 173, No 4002, p.1087
- Hoffleit, D. 1964, *Catalogue of Bright Stars*, New Haven
- Humphreys, R. & Strecker, D. & Ney, R. 1972, *Astrophys.J.* 172, 75
- Jamar, C. & Macau-Hercot, D. & Praderie, F. 1976, *Astron.Astrophys.* 52, 373
- Jenkins, L.F. 1952, *General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, Yale Observatory
- Johnson, H.L. 1964, *Tacubaya y Tonantzintla* 3, 305
- Johnson, H.L. 1965, *Astrophys.J.* 141, 923
- Johnson, H.L. 1966, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* 4, 193
- Johnson, H.L. 1967, *Astrophys.J.* 149, 345
- Jones, S. 1928, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 88, 660
- Kafatos, M. & Michalitsianos, A.G. 1979, *Astrophys.J.* 228, L115
- Kellermann, K.I. & Pauliny, I.I.K. 1966, *Astrophys.J.* 145, 953
- Kukarkin, B. 1969, *General Catalogue of Variable Stars*, Moskau
- Kukarkin, B. 1974, *General Catalogue of Variable Stars*, Moskau
- Kurucz, R.L. 1979, *Astrophys.J. Suppl.Ser.* 40, No 1, p.1
- Lambert, D.L. & Snell, R.L. 1975, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 172, 277
- Lambert, D.L. & Vanden Bout, P.A. 1978, *Astrophys.J.* 221, 854
- Lee, T.A. 1970, *Astrophys.J.* 162, 217
- Linsky, J.L. & Haisch, B.M. 1979, *Astrophys.J.* 229, L27
- Lynds, C.R. & Worden, S.P. & Harvey, J.W. 1976, *Astrophys.J.* 207, 174
- McCarthy, D.W. & Low, F.J. & Howell 1977, *Astrophys.J.* 214, L85
- McCarthy, D.W. & Low, F.J. 1975, *Astrophys.J. Letters* 202, L37
- McDonnell, M.J. & Bates, R.H.T. 1976, *Astrophys.J.* 208, 443
- McLaughlin, 1946, *Astrophys.J.* 103, 39
- McMillan, R.S. & Tapia, S. 1978, *Astrophys.J.* 226, L87
- Mezger, P.G. & Hendersen, A.P. 1967, *Astrophys.J.* 147, 471
- Michelson, A.A. & Pease, F.G. 1921, *Astrophys.J.* 53, 249
- Oster, L. 1961, *Rev.Mod.Phys.* 33, 525
- Panagia, N. & Felli, M. 1975, *Astron.Astrophys.* 39, 1
- Payne-Gaposchkin, C. & Gaposchkin, S. 1938, *Variable Stars*, Cambridge, Mass.
- Ramsey, L.W. 1977, *Astrophys.J.* 215, 827
- Reimers, D. 1974, in 'Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes', ed. Baschek et al, pp.229
- Sanford, R.F. 1973, *Astrophys.J.* 77, 110

- Sanner, F. 1976a, *Astrophys. J.* 204, 141
- Sanner, F. 1976b, *Astrophys. J. Suppl.* 32, 115
- Schlesinger, F. 1930, *Catalogue of Bright Stars*, New Haven
- Schlesinger, F. & Jenkins, L.F. 1940, *Cat. Bright Stars*, New Haven
- Schwartz, P.R. & Spencer, J.H. 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 180, 297
- Schwarzschild, M. 1975, *Astrophys. J.* 195, 137
- Seaquist, E.R. 1967, *Astrophys. J.* 148, L23
- Smak, J.I. 1966, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 4, 19
- Stothers, R. & Leung, K.C. 1971, *Astron. Astrophys.* 10, 290
- Sutton, E.C. & Storey, W.V. & Betz, A.L. & Townes, C.H. & Spears, D.L. 1977, *Astrophys. J.* 217, L97
- Tsuji, T. 1976a, *Publ. Astron. Soc. Japan* 28, 543
- Tsuji, T. 1976b, *Publ. Astron. Soc. Japan* 28, 567
- Weiler, E.J. & Degerle, W.R. 1979, *Astrophys. J. Suppl.* 39, 537
- Wendker, H.J. & Altenhoff, W.J. 1973, *Nature* 241, No 5384, p. 37
- Wendker, H.J. & Altenhoff, W.J. 1975, *Kleinheubacher Bericht* 18, 147
- Weymann, R. 1962a, *Astrophys. J.* 136, 476
- Weymann, R. 1962b, *Astrophys. J.* 136, 844
- Wilkerson, M.S. & Worden, S.P. 1977, *Astron. J.* 82, No 8, p. 642
- Wilson, O.C. & Bappu, M.K.V. 1957, *Astrophys. J.* 125, 661
- Wilson, O.C. 1976, *Astrophys. J.* 205, 823
- Worden, S.P. & Stein, M.K. & Schmidt, G.D. Angel, J.R.P. 1977, *Icarus* 32, 450
- Wright, A.E. & Barlow, M.J. 1975, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 170, 41

Schlußbemerkung

Meinen allerherzlichsten Dank möchte ich Herrn Professor Dr. H. J. Wendker aussprechen, der mir neben der Aufgabenstellung die Möglichkeit geboten hat, gemeinsam mit ihm am Radioteleskop in Effelsberg zu beobachten.

Ebenfalls gilt mein Dank Herrn Professor Dr. U. Haug, der mir beim ersten Umgang mit dem 60 cm Lippert-Reflektor und dem Photometer behilfslich war.

Und schließlich sei Herrn Jäger für seine werkstattliche Hilfe beim Einbau des Graufilters gedankt.

Erklärung

Ich habe diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Hamburg, im Januar 1980

