

Forms of images in stellar photography, the companion
Prime focus astrophotography at the lower limit

Markus Wildi, Arthur von Känel

Figure on the front page

Simulation of a $1^\circ \times 1^\circ$ field with 25 stars on a regular grid. Each triple (red, yellow, blue equal to $\lambda = 650, 550, 450$ nm) represents a resultant star trail in the focal plane. The star trails are magnified by a factor of 120 in order to make them visible. The corresponding scale bar on the lower left is $2.5''$ long. The brightness of the star trail is the indicator of the velocity relative to the center. These kind of plots can be compared with those first published in [35] and later in [7].

Field center $\delta = -20^\circ$

Local hour angle at the beginning $\tau = 3^{\text{h}}$

Local hour angle at the end $\tau = +3^{\text{h}}$

Exposure time $t = 21600$ s

Height above sea level $H = 550$ m, latitude $\phi = 47.5^\circ$

Meteorological data $T = 273.15$ K, relative humidity $r = 0.5$

Aperture diameter $D = 200$ mm, focal length $f = 1260$ mm

Hour axis distance from the celestial pole $\lambda = 0''$, its hour angle $h = 0^{\text{h}}$

Guiding on the center at the wavelength 550 nm (yellow pixel in the center)

The detector has a uniform spectral response and its efficiency equals 1.

Vorwort

AvK: “Das Verhängnis nahm am 1. Dezember. 2000 seinen Lauf mit einer Aufnahme des NGC 2683. In der nun komplett eingerichteten Sternwarte wollte ich die Präzision der Instrumentierung und Justage testen. Ich hatte vorgängig mittels Scheiner-Methode Elevation und Azimut so eingerichtet, dass ein Stern bei 420 facher Vergrößerung während einer halben Stunde keine nennenswerte Abweichung vom Fadenkreuz zeigte. Ich wusste nun, dass ich einen Film gut und gerne mindestens 70 Minuten belichten konnte. Einige Sterne waren, trotz Nachführung mittels STV, leicht verzogen. Woran konnte das nur liegen? Nachdem ich alles nochmals überprüft, mich durch Artikel und Berichte gearbeitet hatte, blieb nur noch eine Quelle übrig: die Refraktion der Atmosphäre. Ich wollte eine Bestätigung der Vermutung, aber niemand konnte mir diese geben. Alles blieb vage und keiner wusste so richtig Bescheid.

Zufällig lernte ich Markus Wildi kennen und als ich vernahm, dass er als Experimentalphysiker leidenschaftlich gerne Messungen vornahm, bat ich ihn um Rat. So kam es, dass ich jemand gefunden hatte, der ein offenes Ohr für mein Problem hatte und ihm stand im Gegenzug ein gut ausgerüstetes Observatorium zur Verfügung, um seinen Neigungen zu frönen. Das Ziel unserer Arbeit war, die Effekte der Refraktion mittels genauer Ausrichtung der Polachse auf ein Minimum zu beschränken. Das Buch liegt nun vor und es ist wesentlich umfangreicher ausgefallen als vorgesehen. Wir sind bei unserer Arbeit und unzähligen Gesprächen auf immer interessantere Aspekte der Refraktion und deren Einflüsse auf die Astrofotografie gestossen.”

MW: “Mein Verhängnis begann im Jahre 1974. Mein jugendliches Interesse an der Astronomie verleitete mich zum Kauf eines orangen Celestron C8 bevor ich so richtig wusste, worauf ich mich da einliess. Ich war mit einem Instrument konfrontiert, welches einiges an Wissen abverlangte, das ich nicht besass. Der Sprung von meinem azimutal montierten 15 cm Newton war riesig und ich hatte keine Vorstellung, wie und wie genau man die Stundenachse nach Norden ausrichtete. Etwas enttäuscht, auch vom mechanischen Aufbau, wurden die Beobachtungen seltener und seltener. Erst seit ein paar Jahren habe ich die Gelegenheit dasselbe Teleskop auf dem Balkon “fest” aufzustellen. Damit war das alte Problem wieder da, allerdings mit der Erschwernis, dass die Polregion überhaupt nicht sichtbar ist. Auch eine Beobachtung im Osten oder Westen ist nicht möglich, sodass die Methode nach Scheiner ausser Betracht fiel. Da die Montierung wirklich nur für die visuelle Beobachtung oder für die Fotografie mit einer WebCam taugt, entwickelte ich eine Methode, welche mit zwei Landmarke die Ausrichtung innerhalb von 0.1° erlaubte. Eine grössere Genauigkeit ist ja bei diesen Teilkreisen auch nicht nötig. In der Zwischenzeit zeigte mir Arthur von Känel seine langbelichteten Fotos, welche trotz bester Ausrüstung, wegen den scheinbar unsystematisch deformierten Sternabbildungen nicht befriedigten. Gerade in dieser Zeit plante ich meine berufliche Tätigkeit für ein Jahr zu unterbrechen und so setzten wir uns zusammen, um diesem Problem auf den Grund zu gehen.”

Dass wir mit diesem Problem in guter Gesellschaft waren, zeigen die immer wieder in den Astrofotografieforen im Internet geführten Diskussionen über die Einflüsse der Atmosphäre. Diese spezifischen Probleme der Astrofotografen konnten meist nur qualitativ behandelt werden. Zurück bleibt oft eine Menge Frustration, weil die angebrachten Korrekturen nicht den erhofften Erfolg zeitigten. Dies ist eigentlich verwunderlich, da vor über hundert Jahren im Rahmen der internationalen Kooperation zur fotografischen Durchmusterung viele dieser Probleme in guter Näherung gelöst wurden. Besonders hervorgetan haben sich die Astronomen J. Scheiner, A.A. Rambaut, H.H. Turner, A.S. Hinks und E.S. King. Die damaligen beschränkten Möglichkeiten, die Ergebnisse in grafischer Form darzustellen, mögen der Grund sein, dass diese Arbeiten nicht die ihnen gebührende Wirkung entfalteten.

CHALLIS

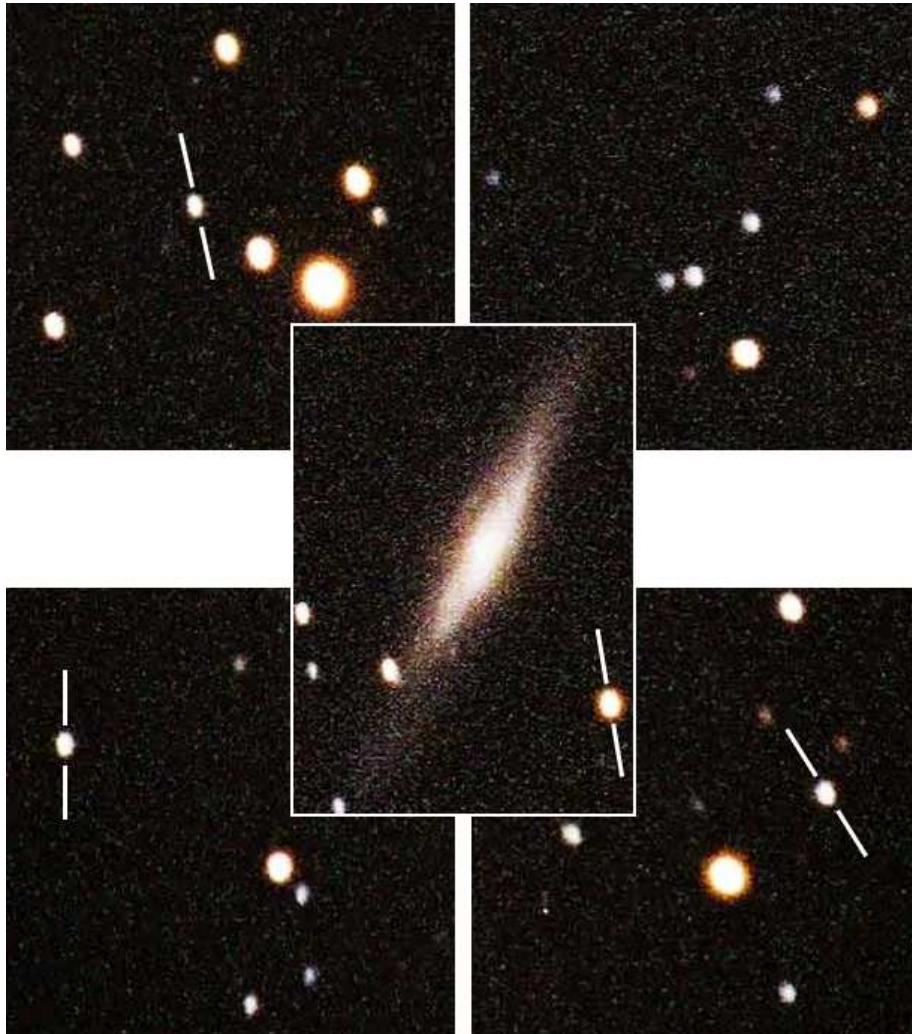


Abbildung 1: Die Galaxy NGC 2683. Die Sternspuren sind unterschiedlich lang und ihre Richtungen hängen vom Ort auf der Fotografie ab, nur in der rechten oberen Ecke ist die Deformation akzeptabel. Im Zentrum beschränkt die Bewegung die Auflösung und nicht die Luftunruhe.

Es hat sich herausgestellt, dass eine wichtige Voraussetzung für “komafreie” Bilder die genaue Ausrichtung der Stundenachse auf den Himmelspol ist. Dabei spielt es in erster Näherung keine Rolle, ob dies der wahre oder der scheinbare, d.h. der durch die Refraktion angehobene, Pol ist. Im Allgemeinen sind die Abweichungen der mit der Methode gemäss J. Scheiner (Drift Alignment) aufgestellten Teleskope um einiges grösser, als die Distanz vom wahren zum scheinbarem Pol. Aus der Arbeit E.S. Kings folgt, dass die Drift Alignment Methode gemäss J. Scheiner in der Praxis nicht zwingend ein vernünftiges Resultat liefert. Je nachdem wie sie praktiziert wird, rennt man einem beweglichen Ziel hinterher, ohne dass sich die Stundenachse einem bestimmten Punkt nähert. Definitiv Abhilfe schafft die Methode von A. A. Rambaut, welche visuell oder fotografisch durchgeführt, quantitative Korrekturen liefert. Das bedeutet, dass die Stundenachse in jedem Fall innerhalb der Messgenauigkeit auf den gewünschten Punkt gebracht werden kann. Da diese und die Methode gemäss E.S. King nach kurzer Datenreduktion ausgezeichnete Resultate liefern, werden sie ausführlich diskutiert. Dies in der Hoffnung, dass sie breit Anwendung finden

CHALLIS

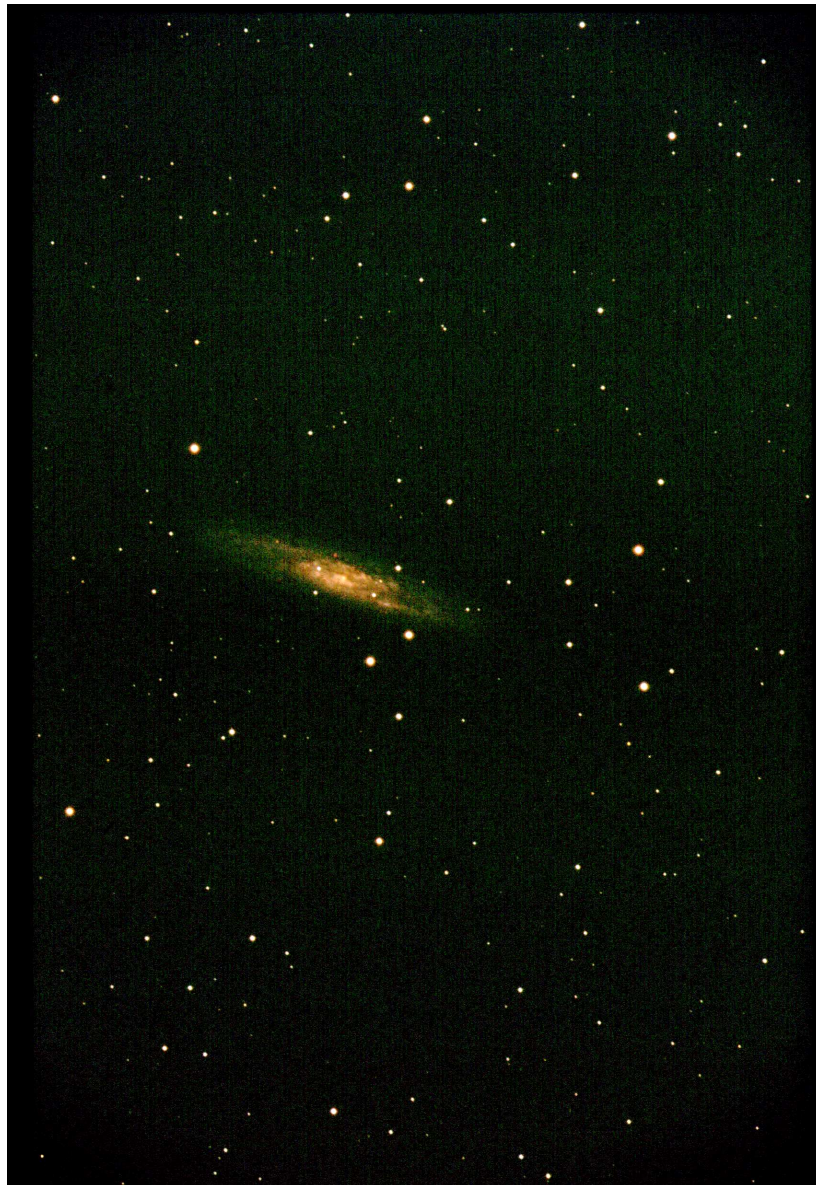


Abbildung 2: Ein Objekt, dass man besser im Süden fotografiert: NGC 253, $\delta = -25.28^\circ$, Elevation = 17° . Aufnahme am 13. 9. 2002 3 Uhr, Dauer 40 Minuten auf Kodak Ektachrome Elite 200 mit einem Astrophysics Starfire EDF (Öffnung 180 mm, $f = 1260$ mm, Aufnahmeformat $24 \text{ mm} \times 36 \text{ mm}$).

und die wenig zuverlässige Drift Alignment Methode ersetzt wird.

Vorausgesetzt, die Stundenachse ist mit genügender Präzision auf den gewünschten Punkt ausgerichtet, sind die Effekte der Refraktion praktisch vernachlässigbar. Dies gilt sicher für Belichtungszeiten von bis zu einer Stunde und für positive Deklinationen. Meistens wird das eigentlich punktsymmetrische Abbild eines Sternes lediglich leicht unregelmäßig deformiert. In der mittleren Richtung des parallaktischen Winkels zur Aufnahmezeit zeigen die gegenüberliegenden Ränder heißer Sterne eine leicht gelblich bzw. bläuliche Verfärbung. Ein bisschen ketzerisch kann man festhalten, dass erst eine leichte Luftunruhe für eine ästhetische nahezu punktsymmetrische Abbildung der Sterne sorgt, vor allem bei

Teleskopen mit grösserer Öffnung.

Die simulierten langen Belichtungszeiten, von teils mehreren Stunden, täuschen anfänglich darüber hinweg, dass die Differenzeffekte schon bei kurzen Belichtungszeiten lange Sternspuren produzieren können. Deshalb profitiert die Deep Sky Fotografie am meisten von den vorgestellten Techniken. Die Simulation der Beugungsbilder der Sterne (Punktquellen) zeigt direkt an, wie lange die Sternspuren sind und damit, wie es um das Auflösung bestellt ist. Aus der Dispersionsbeziehung und den Planetenfotografien ist ersichtlich, dass die Atmosphäre die Abbildung, auch bei minimalster Luftunruhe, mit zunehmender Zenitdistanz verschlechtert. Die Dispersion verursacht bei Sternen zuerst feine farbige Ränder und mit zunehmender Zenitdistanz wird die Aufspaltung grösser, bis sie in der Nähe des Horizonts ein kleines Spektrum sichtbar wird.

Eine grobe Durchsicht der Deep Sky Fotos, welche im Sky&Telescope zwischen August 2001 und 2002 in der Rubrik Gallery publiziert wurde, entwirft ein etwas anderes Bild. Die überwiegende Mehrheit der Bilder wurden mit CCD-Kameras hergestellt, meist bei Belichtungszeiten von deutlich weniger als einer Stunde mit Teleskopen, deren Öffnung 300 Millimeter überstieg bei einem Öffnungsverhältnis von $F/6$ oder grösser. Obwohl es auch ausgezeichnete Fotografien mit kleineren Öffnungen gibt, legt dieser vorläufige Befund den Schluss nahe, dass die praktischen Probleme mit den längeren Belichtungszeiten doch zu nehmen. Mit den hier vorgestellten Methoden lässt sich dieses Öffnungsdefizit in der überwiegenden Zahl der Fälle kompensieren.

Die von A.S. Hinks und E.S. King vor über hundert Jahre bemängelte Tatsache, dass sich die Elevation der Stundenachse nicht präzise verändern lässt, sollten die Hersteller von Montierungen ernsthaft prüfen. Denn erst dadurch lassen sich die deutlichen Verbesserungen für die Astrofotografie realisieren. Der mechanische Ausbaustandard heutiger Teleskope hinkt etwas hinter der optischen Qualität nach.

Der überwiegende Teil der zitierten Primärliteratur ist über das NASA Astrophysics Data System [19] oder Gallica [1] im Internet abrufbar - ein Service ohne den dieses Buch nicht denkbar wäre! Wir möchten Sie animieren, die im Anhang zusammengefasste Literatur zu studieren auch wenn sie manchmal etwas Mathematik voraussetzt.

Die Simulationsprogramme wurden auf einer GNU/Linux Plattform entwickelt und hauptsächlich in C und C++ geschrieben, unter Verwendung der Bibliothek SLALIB von P. T. Wallace [34], dem CERN Datenanalysepaket ROOT [2] und dem Bildbearbeitungsprogramm The Gimp [17].

Bedanken möchten wir uns bei diesen vielen Personen, welche Open Source Software zur Verfügung stellen, bei P. T. Wallace, denn er überliess uns die Bibliothek SLALIB, welche die Programmentwicklung wesentlich erleichterte, bei R. H. Donnely und J.-L. Prieur für die Diskussionen in der Anfangsphase, bei Martin Federspiel für die genaue wissenschaftliche Prüfung des Manuskripts und Diskussionen, bei Markus Schönholzer für die Anfertigung der Grafiken und nicht zuletzt bei Aranka von Känel, denn ohne ihre tatkräftige Unterstützung hätte es nie eine Sternwarte und wohl auch dieses Buch nicht gegeben.

Als Frucht unserer Bemühungen sei auf Abb. 2 verwiesen, welche im Sommer 2002 in Vermes ($\phi = 47.1^\circ$) entstand. Obwohl tief im Süden, sind die Sterne über das ganze Feld ziemlich rund.

Basel und Vermes, 2003, Markus Wildi, Arthur von Känel

Zum Buch

Das Buch soll sowohl für den versierten Astrofotograf, als auch für den normalen Amateurastronom eine verständliche und praktikable Anleitung sein, das Teleskop so genau wie erforderlich auszurichten. Erst damit ist eine punktförmige Abbildungen der Sterne in griffweite. Darüber hinaus soll der Leser in die Lage versetzt werden, eigene Aufnahmen zu beurteilen und daraus die richtigen Schlüsse zu ziehen. Ferner werden Methoden vorgestellt, wie man die Effekte der Refraktion mindestens zum Teil mit einfachen Mitteln kompensieren und damit den brauchbaren Himmelsausschnitt bis auf etwa 15° über Horizont erweitern kann.

Es liegt in der Natur des Themas, dass die Grundlagen anfänglich etwas schwerer fassbar sind und eine gründliche Einarbeit verlangen. Im Gegensatz dazu sind die praktischen Arbeiten für jemand, der ein Teleskop mit einem Polsucher oder mit der Methode nach Scheiner positioniert hat, nach kurzer Zeit Routine. Der Stoff ist deshalb so aufgeteilt, dass man nach der Lektüre der Anleitungen in den Kapitel 4, 5 und 6 rasch mit den praktischen Arbeiten beginnen kann. Die Aussagen sind in den meisten Fällen mit simulierten Bildern oder Grafiken illustriert. Damit soll der Einstieg möglichst vereinfacht werden, auch in die dahinter stehende Mathematik.

Die Kapitel 1 und 2 bieten die Einführung in die Möglichkeiten der Simulation, behandeln die Refraktion und Dispersion und geben eine Übersicht über die quantitativen Aspekte.

Das Kapitel 3 behandelt die Lage der äquatorialen Montierung und des Teleskops relativ zum Himmel. Dabei werden die Auswirkungen des Kollimationsfehlers und des Zwischenwinkels der Deklinations- mit der Stundenachse untersucht. Die daraus entstehende Bewegung des Zentrums und der Rotation des Bildfeldes werden soweit besprochen, wie es für die Praxis erforderlich ist. Die Ansätze zur Kompensation der durch die Refraktion bedingten Bewegung des Bildfeldes von E.S. King bzw. der Rotation von P.T. Wallace und K.P. Tritton werden vorgestellt. Die Methoden zur Messung der Position der Stundenachse nach A.A. Rambaut und E.S. King, inklusive einer automatisierten Prozedur zur präzisen Ausrichtung der Stundenachse, runden dieses Kapitel ab.

CHALLIS

Das Kapitel 4 stellt die in den ersten Kapiteln gewonnen Erkenntnisse grafisch dar und gibt Hinweise, wie man die Differenzeffekte in der Fokalebene für ein gegebenes Teleskop, auch mit einfachen Mitteln, kompensiert. Die Abbildungen zeigen, wie lange die verbleibenden Spuren sind, jenachdem, welche Methode zum Zuge kommt. Mögliche Verbesserungen der Teleskopsteuerung werden besprochen.

Das Kapitel 5 ist den praktischen Arbeiten der Ausrichtung eines äquatorial montierten Teleskops gewidmet. Die heute praktisch ausschliesslich genutzten Drift Alignment Methode wird in Kapitel 5.1 eingehend untersucht. Es wird aufgezeigt, wo die Stundenachse hinzeigt, wenn man die Regeln getreu umsetzt. Dass diese so erreichte Position den fotografischen Ansprüchen nur in Ausnahmefällen genügt, ist ihr grundsätzliches Manko. Die folgenden Kapitel zeigen auf, wie man die Ideen von A.A. Rambaut und E.S. King in die Praxis umsetzt. Da beide Methoden einiges Vorwissen verlangen, aber in weiten Teilen die gleichen Vorarbeiten voraussetzen, wurde die Vorgehensweise von den konkreten Inhalten getrennt. Diese Trennung erleichtert das Erkennen der Gemeinsamkeiten und so die Wahl eines an die Situation angepassten Vorgehens. Diese Varianten decken ein breites Spektrum der Aufstellung eines Teleskops ab, sei dies temporär im Felde ohne Hilfsmittel, oder sei dies in der eigenen, voll ausgerüsteten, Sternwarte. Die an einem Beispiel erklärten Methoden und ihren Varianten der Ausrichtung des Teleskops, soll den Zugang zu den erforderlichen rechnerischen Auswerteverfahren erleichtern.

CHALLIS

Das Kapitel 6 war zuerst als Entscheidungshilfe konzipiert, um ein sinnvoll dimensionier-

tes Teleskop für die Astrofotografie zu beschaffen. Bei der Abfassung rückte der Aspekt des Detektors, sei dies konventioneller Film oder eine CCD-Kamera, in Kombination mit der Dispersion und der Luftunruhe immer mehr in den Vordergrund. Eine aus unserer Arbeit entstandene Wunschliste an die Teleskop-, Nachführkorrektur- und Montierungshersteller beenden unsere Ausführungen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Die Atmosphäre als Prisma	9
2.1	Brechung	9
2.2	Dispersion	11
2.3	Gewichtung der Einflüsse und Toleranzen	15
3	Das Aequatoréal	17
3.1	Lage der Montierung und der optische Achse	18
3.2	Zentrum des Bildfelds	23
3.2.1	Minimierung in der δ -Richtung	27
3.2.2	Minimierung der Bildfeldrotation	32
3.3	Position der Stundenachse	40
3.3.1	Grobe Ausrichtung	41
3.3.2	Methode gemäss J. Challis	43
3.3.3	Methode gemäss J. Scheiner und A. A. Rambaut	43
3.3.4	Methode gemäss E. S. King	47
3.3.5	Automatisierung der Ausrichtung	54
4	Differenzeffekte	55
4.1	Kompensation mit einfachen Mitteln	56
4.2	Kompensation der Dispersion	60
4.3	Kompensation der Refraktion	62
4.3.1	Zentrum des Bildfelds	64
4.3.2	Nachführgeschwindigkeit und Poldistanz	72
4.3.3	Bildfeld	76
4.4	Genauigkeit der Ausrichtung	84
4.5	Steuerung und Nachführkorrektursystem	86
4.6	Fazit und Empfehlungen	87
5	Ausrichtung der Stundenachse	89
5.1	Drift Alignment Methode	92
5.2	Einige Voraussetzungen	99
5.2.1	Nivellierung des Stativs	100
5.2.2	Nonius	102
5.2.3	Nullabgleich der Teilkreise	103
5.2.4	Elektronische Teilkreise	104
5.2.5	Periodischer Fehler und Nachführgeschwindigkeit	104
5.2.6	Umrechnung der gebräuchlichen Einheiten	106

5.2.7	Lokaler Stundenwinkel τ	108
5.2.8	Orientierung im äquatorialen System	110
5.2.9	Kalibration und Orientierung des Messokulars	112
5.2.10	Messung der Sternspur im Okular	121
5.2.11	Kalibration und Orientierung der Kamera	121
5.2.12	Messung der Sternspuren auf der Fotografie	124
5.2.13	Korrekturen A, k gemäss A. A. Rambaut	127
5.2.14	Korrekturen A, k gemäss E.S. King	129
5.2.15	Verstellen der Stundenachse	131
5.3	Grobe Ausrichtung	134
5.4	Präzise Ausrichtung	136
5.5	Methode gemäss A.A. Rambaut	141
5.5.1	Visuelle Variante	141
5.5.2	Fotografische Variante	142
5.6	Methode gemäss E.S. King	142
5.6.1	Fotografische Variante - grafische Auswertung	143
5.6.2	Visuelle Variante	147
5.6.3	Fotografische Variante - rechnerische Auswertung	148
6	Teleskop und Detektor	149
6.1	Luftunruhe	149
6.2	Öffnung versus Dispersion	153
6.3	Öffnung versus Belichtungszeit	155
6.4	Das Neue Amateur Teleskop	157
A	Symbole	159
B	Index	161
C	Formeln	163

Abbildungsverzeichnis

1	NGC 2683	iv
2	NGC 253, Astrophysics Starfire EDF	v
1.1	Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes bei $\lambda = 575 \text{ nm}$	2
1.2	Schwarzkörperstrahlung $T = 5500\text{K}$	2
1.3	Luftunruhe	3
1.4	Intensität als Funktion des Radius	4
1.5	Radiale Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes der Spektralklasse N	4
1.6	Schwarzkörperstrahlung der Spektralklasse N	4
1.7	Radiale Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes der Spektralklasse O	5
1.8	Schwarzkörperstrahlung der Spektralklasse O	5
1.9	Farbvariation der Spektralklassen O - N	5
1.10	Farbvariation der Spektralklasse Länge des Balkens 2.5'' O - N aufgeheilt	5
1.11	Direkte Darstellung	7
1.12	Dreifarbendarstellung im Differenzmodus	7
1.13	ϵ Lyrae Übersicht	7
1.14	ϵ_2, ϵ_1 Lyrae	7
2.1	Schichtenmodell der Atmosphäre	9
2.2	Bildfeldkompression als Funktion von ζ	10
2.3	Bildfeldkompression als Funktion von δ und τ	10
2.4	Fomalhaut 6.4° über dem Horizont	12
2.5	Fomalhaut Simulation	12
2.6	ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und Zenitdistanz ζ	12
2.7	ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Feuchtigkeit r	12
2.8	ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und des Drucks p	13
2.9	ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Temperatur T	13
2.10	Länge des Spektrums als Funktion von ζ	13
2.11	Simulierte Sterne mit Dispersion	14
2.12	Simulierte Sterne mit Dispersion und Luftunruhe	14
3.1	M13 Belichtungszeit 60 Minuten ohne manuelle Nachführung.	18
3.2	Das Achsenkreuz der äquatorialen Montierung	19
3.3	Die Lage der idealen äquatorialen Montierung im Raum	20
3.4	Die Lage der realen äquatorialen Montierung im Raum	21
3.5	Beiden Lagen des Teleskops	22
3.6	Verschiebung in $\Delta\tau_r$ in Folge der Refraktion gemäss Gl. 3.13	23
3.7	Verschiebung $\Delta\delta_r$ in Folge der Refraktion gemäss Gl. 3.14	23
3.8	Winkelgeschwindigkeit $d\Delta\tau_r/d\tau$ in Folge der Refraktion	24

3.9	Winkelgeschwindigkeit $d\Delta\delta_r/d\tau$ in Folge der Refraktion	25
3.10	Anteil der Refraktion an der Winkelgeschwindigkeit im Meridian	25
3.11	Winkelgeschwindigkeit $d\Delta\tau_\lambda/d\tau$	26
3.12	Winkelgeschwindigkeit $d\Delta\delta_\lambda/d\tau$	26
3.13	Winkelgeschwindigkeit $d\Delta\tau_\lambda/d\tau$ im Meridian	26
3.14	Nachführgeschwindigkeit gemäss Gl. 3.21, $\phi = 47.5^\circ$	28
3.15	Geschwindigkeit in der δ -Richtung für $\phi = 47.5$	29
3.16	Geschwindigkeit in der δ -Richtung für $\phi = 47.5$ Detail	29
3.17	Nachführgeschwindigkeit $\phi = 47.5^\circ$	30
3.18	Nachführgeschwindigkeit $\phi = 15.0^\circ$	30
3.19	Nachführgeschwindigkeit $\phi = 35.0^\circ$	31
3.20	Nachführgeschwindigkeit $\phi = 55.0^\circ$	31
3.21	Nachführgeschwindigkeit für $\lambda = 236''$	32
3.22	Sphärisches Dreieck $PP'C$	33
3.23	Sphärisches Dreieck PZC	33
3.24	Projektion in die Tangentialebene	33
3.25	Feldverzerrung im Differenzmodus	35
3.26	Rotation des Bildfelds in Folge der Refraktion	36
3.27	Die Poldistanz λ als Funktion von δ	37
3.28	Bildfeldrotation kompensiert gemäss Gl.3.32 und 3.31	37
3.29	Bildfeldrotation gemäss Gl. 3.32 und 3.21	37
3.30	Nachführgeschwindigkeit gemäss Hinks $\phi = 47.5^\circ$	38
3.31	Geschwindigkeit in der δ -Richtung für $\phi = 47.5$	38
3.32	Geschwindigkeit in der δ -Richtung für $\phi = 47.5$ Detail	39
3.33	Poldistanz gemäss Hinks für $\tau \geq 0$	39
3.34	Landmarken auf der Karte	41
3.35	Absoluter Fehler in der Azimutrichtung (Rambaut)	46
3.36	Absoluter Fehler in der Elevationsrichtung (Rambaut)	46
3.37	Prinzip	48
3.38	Schematische Situation am Pol	50
3.39	Polaufnahme mit $P' - P = .2^\circ$	51
3.40	Polaufnahme mit $P' = P_r$	51
3.41	Polaufnahme mit $P' = P_r + .1^\circ$	52
3.42	Polaufnahme mit Nachführgeschwindigkeit $0.9 \times \omega_{sid}$	52
3.43	Orientierung am Pol	54
4.1	Bildfeld symmetrisch und asymmetrisch zum Meridian belichtet	56
4.2	Auswirkungen des Abstandes Leitstern - Feldzentrum	57
4.3	Nachführwellenlänge	59
4.4	Farbauszüge	60
4.5	Dispersive Effekte an den Kanten des Planeten Jupiter	61
4.6	Dispersive Effekte an den Kanten des Planeten Saturn	61
4.7	Saturn überlagert	62
4.8	RGB-Kompositaufnahme	63
4.9	RGB-Kompositaufnahme nachgeführt bei $\lambda = 580 \text{ nm}$	64
4.10	Aufnahme mit Risley-Prismen	64
4.11	Risley-Prismen korrigierte simulierte Sterne	64
4.12	Risley-Prismen korrigierte simulierte Sterne mit Luftunruhe	64
4.13	Sternspuren für $\lambda = 0.015^\circ$	65

4.14	Sternspuren für $\lambda = 0^\circ$ mit Atmosphäre	66
4.15	Sternspuren für $\lambda = (P_r - P)/2$ mit Atmosphäre	68
4.16	Sternspuren für $\lambda = P_r - P$ mit Atmosphäre	68
4.17	Hochaufgelöste Sternspuren für $\lambda = P_r - P$ mit Atmosphäre	69
4.18	Projektion der Stern- und Teleskopbahn	71
4.19	Bildfeldverzerrung zu Beginn im Differenzmodus	72
4.20	Bildfeldverzerrung zu Beginn und am Ende	72
4.21	Sternspuren für λ gemäss Gl. 3.31 mit Atmosphäre	73
4.22	Sternspuren für λ gemäss Gl. 3.21 mit Atmosphäre	73
4.23	Siderisch nachgeführtes Teleskop	74
4.24	Nachführgeschwindigkeit konstant und τ -abhängig	74
4.25	Nachführgeschwindigkeit λ und τ -abhängig	75
4.26	M13 Belichtungszeit 60 Minuten, Detail	75
4.27	Vergleich der Dreifarbandarstellung mit der Spur des Beugungsbildes	76
4.28	Anfängliche Position des instrumentellen Pols P'	76
4.29	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = 80^\circ$	77
4.30	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = 80^\circ$	77
4.31	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = 60^\circ$	78
4.32	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = 60^\circ$	78
4.33	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = 40^\circ$	79
4.34	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = 40^\circ$	79
4.35	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = 20^\circ$	80
4.36	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = 20^\circ$	80
4.37	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = 0^\circ$	81
4.38	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = 0^\circ$	81
4.39	Einstellung der Stundenachse gemäss Hinks und King, $\delta = -20^\circ$	82
4.40	Einstellung der Stundenachse gemäss Fest I und II, $\delta = -20^\circ$	82
4.41	Sternspur für $\lambda = 23''$	85
4.42	Zulässiger Fehler	85
4.43	Vergleich der Spuren ohne und mit Risley-Prismen	87
5.1	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 23^h45^m$ ohne Atmosphäre	93
5.2	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 18^h00^m$ ohne Atmosphäre	93
5.3	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 23^h45^m$	94
5.4	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 18^h00^m$	94
5.5	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 23^h45^m$	95
5.6	Spuren der Drift Alignment Methode $\tau = 18^h00^m$ $P' = P_r$	95
5.7	Zur τ -Richtung parallele Spuren der Drift Alignment Methode	97
5.8	Abweichung des Sterns vom Fadenkreuz ($\lambda = 0''$)	98
5.9	Abweichung des Sterns vom Fadenkreuz (λ gemäss Gl. 3.21)	98
5.10	Abweichungen des Lots vom Zenit	101
5.11	Nivellierung des Stativs	101
5.12	Ablesung des Nonius	102
5.13	Nullabgleich Position	103
5.14	Periodischer Fehler	105
5.15	Periodischer Fehler	105
5.16	Karte der Zeitzonen	108
5.17	Bestimmung des lokalen Stundenwinkels	109
5.18	Orientierung des Gesichtsfeldes	111

5.19	Orientierung des Gesichtsfeldes am Pol	111
5.20	Messokulare	113
5.21	Drehung des Messfeldes	113
5.22	Sternspur im äquatorial ausgerichteten Okular	114
5.23	Sternspur im äquatorial ausgerichteten Okular	116
5.24	Sternspur im horizontal ausgerichteten Okular	116
5.25	Ausrichtung des Zenitprismas	119
5.26	Skala auf dem Messokulare	119
5.27	Bestimmung des Drehwinkels	120
5.28	Polaufnahme	125
5.29	Vermessung einer Sternspur	126
5.30	Verschiebung im umkehrenden Teleskop	133
5.31	Drehung der Spur	133
5.32	Winkellehren	136
5.33	Konstruktion des refraktiven Pols P_r	144
5.34	Konstruktion des Altazimutalen Koordinatensystems	145
5.35	Konstruktion der Geraden $P_r P'$ und $P_r P'^{\perp}$	146
5.36	Konstruktion des instrumentellen Pols P'	147
6.1	Vergleich der Flächenhelligkeiten bei gleichbleibender Geometrie	152
6.2	Vergleich der Flächenhelligkeiten mit angepasster Geometrie	152
6.3	Länge des Spektrums als Funktion von ζ , Spektralklasse G	154
6.4	Länge des Spektrums als Funktion von ζ , Spektralklasse O	154
6.5	Länge des Spektrums als Funktion von ζ mit Beugungsbild, $D = 100$ mm, Spektralklasse G	154
6.6	Länge des Spektrums als Funktion von ζ mit Beugungsbild, $D = 100$ mm, Spektralklasse O	154
6.7	Dispersion versus Öffnung, Beugungsbilder, $\zeta = 47.5^\circ$	155
6.8	Dispersion versus Öffnung, Beugungsbilder, Zenitdistanz $\zeta = 67.5^\circ$	155
6.9	Vergleich Luftunruhe, $\zeta = 47.5^\circ$	156
6.10	Vergleich Luftunruhe, mit Risley-Prismen, $\zeta = 47.5^\circ$	156
6.11	Vergleich Luftunruhe, $\zeta = 67.5^\circ$	156
6.12	Vergleich Luftunruhe, mit Risley-Prismen, $\zeta = 67.5^\circ$	156

Tabellenverzeichnis

1.1	Table 1.1 Appearance of the images as a function of turbulence	3
2.1	Refraktion R und Dispersion ΔR auf Meereshöhe	15
2.2	Refraktion R und Dispersion ΔR , 500 Meter	16
2.3	Refraktion R und Dispersion ΔR , 1000 Meter	16
3.1	Ausgezeichnete Punkte (Refraktion)	26
3.2	Ausgezeichnete Punkte (Polabweichung)	27
3.3	Koordinaten der Sterne in Abb 3.38	49
4.1	Mittlere Wellenlänge im sichtbaren Spektrum	58
4.2	Wien'sches Verschiebungsgesetz	58
4.3	Toleranzen der Ausrichtung	85
5.1	Poldistanz λ Drift Alignment Methode	96
5.2	Winkelabstände der ausgewählten Sternpaare	122
5.3	Werte der Refraktionskonstante $K(n - 1)$	128
5.4	Stundenwinkels h gemäss Variante A	130
5.5	Stundenwinkels h gemäss Variante B1	130
5.6	Stundenwinkels h gemäss Variante B2	131
5.7	Koordinaten der Landmarken	135
5.8	Grobe Positionierung	135
6.1	Teleskop- und Detektordaten	150
6.2	Helligkeitswerte	151
6.3	Aufnahmedaten	156

Kapitel 1

Einführung

Die Auswirkungen der Erdatmosphäre auf die astronomische Beobachtung sind vielfältig und ihnen gemeinsam ist eine Verschlechterung der Bildqualität. Beobachtet man visuell bei kleinen Vergrößerungen und kleinen Zenitdistanzen, so stört nur die Luftunruhe, von den instrumentellen Fehlern einmal abgesehen. Steht allerdings Astrofotografie oder Spektroskopie auf dem Programm, sei dies mit einer konventionellen Foto- oder mit einer CCD-Kamera, dann werden weitere Effekte sichtbar, da die Atmosphäre wie ein Prisma mit variablem Brechungsindex und Keilwinkel wirkt. Bei sehr kurzen Belichtungszeiten von einigen Minuten sind sowohl Drehung des Bildfeldes als auch die Verschiebung des Aufnahmezentrums vernachlässigbar. Unter ungünstigen Aufnahmebedingungen können auch bei kurzen Belichtungszeiten von 10 Minuten Sterne zu Kartoffeln verzerrt werden, ohne dass die Stundenachse des Teleskops wesentlich vom Himmelspol abweicht.

Nachdem die Fotografie in der professionellen Astronomie die visuelle Beobachtung immer mehr verdrängte, wurden um 1890 die Auswirkungen der Atmosphäre auf die Ausrichtung des Teleskops und der Nachführgeschwindigkeit von verschiedenen Personen untersucht, unter anderen von A. A. Rambaut [22], H. H. Turner [33], A. R. Hinks [13] und E. S. King [15].

Verglichen mit den heutigen Filmmaterialien waren die damaligen Emulsionen unempfindlich und jede Fotografie musste entsprechend lange belichtet werden. Jede Abweichung von der Sollposition, sei dies durch ein Missgeschick bei der Nachführung am Okular oder durch systematische Effekte, wurde auf den Platten sichtbar. E. S. King schrieb in seiner Einleitung: "Photography has simplified many processes of astronomical investigation, but in a few instances, it has made demands more commensurate with its results. That the stellar images on a photographic plate shall not deviate appreciably from their initial positions after a long-continued exposure, is a demand ordinarily requiring fine mechanism and a skilled observer". Eine Aussage, welche auch im Zeitalter der Goto-Teleskope ihre volle Berechtigung beibehalten hat.

Die Nachführung der damaligen Teleskope wurde manuell korrigiert, so dass diese Autoren besonderes Gewicht auf die Minimierung der Anzahl dieser Interventionen legten. Es sei dies vorneweg genommen: es gibt keine feste Aufstellung eines Teleskops, welche ohne Korrekturen auskommt und in allen Himmelsregionen gleich gute Ergebnisse liefert. Daran hat auch die automatisierte und damit präzisere Nachführung mit einem Leitstern nichts geändert.

Der Artikel von E. S. King behandelt zusätzlich zur Refraktion die Eigenheiten eines Teleskops (Durchhängen des Tubus, Ausbalancieren der beweglichen Teile des Teleskops etc.) und ist eine Fundgrube für Leute, welche das Verhalten eines Teleskops à fonds verstehen und ausmessen möchten.

In den vergangenen dreissig Jahren wurde der Refraktion wieder vermehrt Aufmerksamkeit zu Teil. P. T. Wallace und K.P. Tritton veröffentlichten 1979 [35] eine Arbeit, welche sich zur Hauptsache mit der Genauigkeit der Ausrichtung des UK Schmidt Teleskop und der Rotation des Bildfelds befasste. Neben der Vorstellung eines mechanischen Teleskopmodells, wurden auch die Ergebnisse aus [13] geprüft und die ausserordentlich wichtige Beziehung zwischen der zu beobachtenden Deklination δ und der Poldistanz λ der Stundenachse abgeleitet. Im Jahre 1982 bemängelte A. V. Filippenko in [11], dass die Auswirkungen der Refraktion bei spektroskopischen Aufnahmen durch seine Berufskollegen kaum berücksichtigt werden. Er schrieb: "The purpose of this paper is to remind spectroscopists of the large effects of atmospheric dispersion and to present convenient tables and graphs (...) of optimal slit orientation as a function of the object position in the sky". Auch wenn die wenigsten Astroamateure sich mit Spektroskopie beschäftigen, ist es nützlich die Auswirkungen der Refraktion auf die gewöhnliche (Langzeit-)Fotografie zu untersuchen da diese einer der Gründe für deformierte Sternabbilder ist. F. G. Watson [37] stellte die von A. R. Hinks entwickelten Gleichungen grafisch dar, so dass man rasch einen qualitativen Überblick hat. Dass eine adäquate Einstellung der Stundenachse von grösster Bedeutung für die Minimierung der refraktiven Effekte ist, zeigten R. H. Donnelly et. al. in [7] mit eindrücklichen grafischen Darstellungen. Eine gute Einführung in das Thema geben J. G. Cuby et. al. in [5]. Allerdings sind ihre Ergebnisse bereits auf ein azimuthal montiertes Teleskop zugeschnitten dessen Nachführsystem (Feldrotator) einen Teil der Effekte kompensiert. Deswegen können die grafischen Darstellungen nicht direkt auf die Fotografie mit einem äquatorial montierten Teleskop übertragen werden.

Die durch die Refraktion hervorgerufenen Effekte sind im Prinzip nicht schwer zu beobachten. Um die einzelnen Effekte aber getrennt beschreiben zu können, entwickelten wir ein Simulationsprogramm, welches die Atmosphäre und die Aufstellung des Teleskop berücksichtigt. Keinen Eingang in die Simulation haben die Extinktion, die spektrale Absorption der Atmosphäre und die spezifischen Defekte gefunden, welche auf eine unzulängliche Optik, durchhängende Teleskoptuben und dergleichen mehr, beruhen.

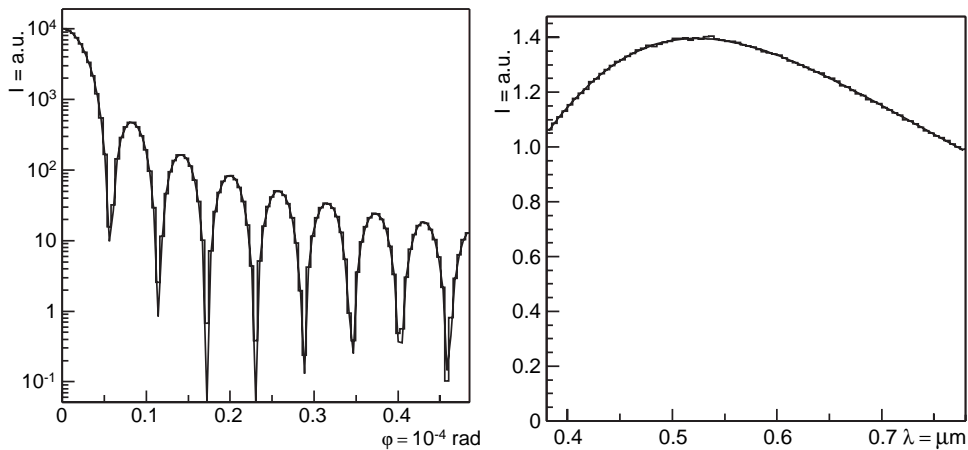


Abbildung 1.1: Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes bei $\lambda = 575 \text{ nm}$ für eine Öffnung von 200 mm . Die ausgezogene Kurve ist ein Fit mit den Resultaten $D = 199.98 \pm .02 \text{ mm}$ und $\lambda = 575 \pm 7 \text{ nm}$.

Abbildung 1.2: Schwarzkörperstrahlung der Temperatur $T = 5500 \text{ K}$, was einem Stern der Spektralklasse G entspricht. Die ausgezogene Kurve ist ein Fit mit dem Resultat $T = 5498 \pm 2 \text{ K}$.

Die Simulation besteht aus drei Schritten: Der erste Generator produziert die Wellen-

längenverteilung, welche einem schwarzen Körper mit der mittleren Temperatur der verschiedenen Spektraltypen (O bis N) entspricht (Abb. 1.2). Der zweite Generator produziert die Ortsverteilung, entsprechend der Fraunhoferbeugung an einer runden Öffnung von $D = 200$ mm bei einer Wellenlänge $\lambda = 575$ nm (Abb. 1.1, 1.5 und 1.7).

Im zweiten Schritt werden die wahren Koordinaten lokaler Stundenwinkel τ und Deklination δ eines Sterns in das azimutale Koordinatensystem umgerechnet, die von der Wellenlängen abhängige Refraktion addiert und die Werte in das Stundenwinkelsystem des Teleskops zurück transformiert. Zu diesen mittleren Koordinaten werden nun die mit der Wellenlänge und der Öffnung skalierten Korrekturen der Ortsverteilung addiert. Die Aufstellungsparameter des Teleskops bestimmen das Zentrum der gnomonische Projektion, d.h. die Projektion in die Tangentialebene simuliert die Fokalebene.

Im dritten Schritt werden die Wellenlängen nach RGB-Werte konvertiert und zusammen mit den Ortsinformationen in drei Histogramme abgefüllt. Die Effizienz dieses Detektors hängt nicht von der Wellenlänge ab und ist der Einfachheit halber 1, d.h. jedes Photon wird registriert. Schliesslich werden die drei Farbauszüge zu einem Bild zusammengefasst.

Als zusätzliche Komponente wurden Risley-Prismen in den virtuellen Strahlengang gebracht, wie es in [9] beschrieben wurde. Der Einfachheit halber wurde das System als Objektivprisma realisiert unter Verwendung realer Glasdaten (Schott F4 und SK10) gemäss dem Aufbau in [21].

Die Luftunruhe, welche ein Thema für sich wäre, wurde durch die Addition einer Grösse programmiert, welche eine gaussförmige Verteilung besitzt. Die mittlere Abweichung σ ist das Mass der Turbulenzen. Die Nachführung ist von der Luftunruhe nicht betroffen, da deren Effekt sich im Mittel aufhebt. Obwohl diese Behandlung nicht wirklich korrekt ist, reproduziert sie die im Folgenden dargestellten Fragestellungen genügend genau. Die Abb. 1.3 ist nach der Beschreibung von J. Dragesco (Table 1.1 in [8]) simuliert worden. Die Übereinstimmung mit den in Tab. 1.1 zitierten Aussagen ist gut.

$\sigma < 1/4 a$	Perfect images, without visible distortion and little agitated
$\sigma = 1/4 a$	Complete rings, crossed by moving rings
$\sigma = 1/2 a$	Medium turbulence, diffraction rings broken, central spot
$\sigma = a$	Strong turbulence, rings weak or absent
$\sigma = 3/2 a$	Image tending towards a planetary apperance

Tabelle 1.1: Table 1.1 zitiert aus [8], σ ist der Radius der Turbulenzen und a der Radius des Beugungsbildes.



Abbildung 1.3: Von Links nach rechts: Beugungsbild eines Sternes der Spektralklasse G, $\sigma = 0, 1/4 a, 1/2 a, a$ und $3/2 a$. Die Sternabbilder sind in guter Übereinstimmung mit den Aussagen in Tab. 1.1. Die Abbildung ist linear aufgehellt, damit die Überlagerung der Beugungsringe erkennbar wird.

In der Abb. 1.9 sind simulierte Sterne der Spektralklassen O - N dargestellt, wie sie ohne Atmosphäre von einem idealen Teleskop abgebildet würden. Die absoluten Farbwerte sind

nur bedingt richtig, da die Farbe eine Frage der Umrechnung der Wellenlängen in RGB-Werte und deren erneute Umsetzung im Druck oder auf dem Bildschirm ist. Klar erkennbar ist aber die relative Verschiebung der Intensitätsmaxima, d.h. der Farbe des Sterns, und die Verkleinerung des Radius des Beugungsbildes von rot (links oben) zu blau (rechts unten). Dies ist nur auf den ersten Blick verwunderlich, obwohl im weissen Licht beobachtet wurde. Die relativen Intensitäten der Schwarzkörperstrahlung bei verschiedenen Temperaturen zeigen, dass ein roter Riese (Abb. 1.6) fast nur rotes Licht emittiert, die heißen Sterne (Abb. 1.8) fast nur blaues. Die Sonne gehört in die Spektralklasse G (Abb. 1.2) und strahlt in allen Bereichen des Spektrum ähnlich viel ab.

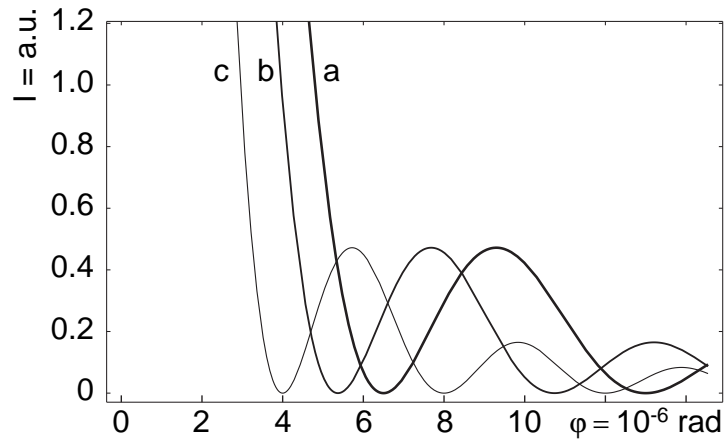


Abbildung 1.4: Intensität als Funktion des Radius und der Wellenlänge $\lambda = 650$ (a), 537 (b) und 410 nm (c).

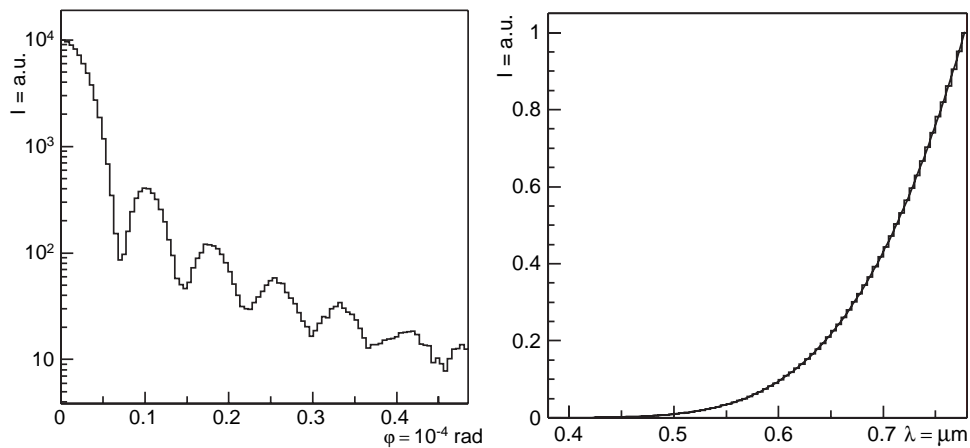


Abbildung 1.5: Radiale Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes im weissen Licht der Spektralklasse N für eine Öffnung von 200 mm.

Abbildung 1.6: Schwarzkörperstrahlung der Spektralklasse N (rot).

Beobachtet man einen Stern ohne Filter, so enthält das ankommende Licht ein Gemisch aus Photonen aller Wellenlängen. Das Beugungsbild wird normalerweise durch die Intensitätsverteilung in Funktion des Radius für eine feste Wellenlänge dargestellt. In Abb. 1.4 sind die Kurven für drei Wellenlängen abgebildet, wie dies bereits in [36] zu sehen war. Das Beugungsbild einer weissen Quelle ist eine Überlagerung der Intensitätsfunktion bei

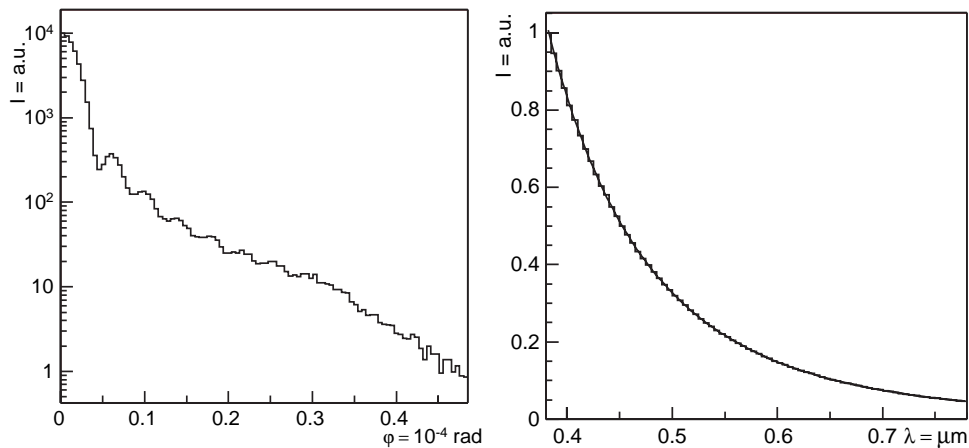


Abbildung 1.7: Radiale Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes im weissen Licht der Spektralklasse O für eine Öffnung von 200 mm.

Abbildung 1.8: Schwarzkörperstrahlung der Spektralklasse O (blau).

allen Wellenlängen und sieht deshalb ungewohnt aus (Abb. 1.5, 1.7 und 1.10). Die farbigen Ränder des zentralen Scheibchens und des ersten Ringes entstehen dadurch, dass das Auflösungsvermögen mit abnehmender Wellenlänge kontinuierlich zunimmt. So fällt das erste Minimum für $\lambda = 400 \text{ nm}$ auf das Maximum von $\lambda = 537 \text{ nm}$ (Abb. 1.4), d.h. an dieser Stelle ist der Farbeindruck rötlich gelb usw. In einem realen Teleskop sieht man ohne schmalbandige Filter keine Beugungsringe, sondern eine Abfolge von hellen und dunklen, eventuell farbiger, Ringe, wie dies in Abb. 1.10 für die Spektralklassen O bis N zu sehen ist.

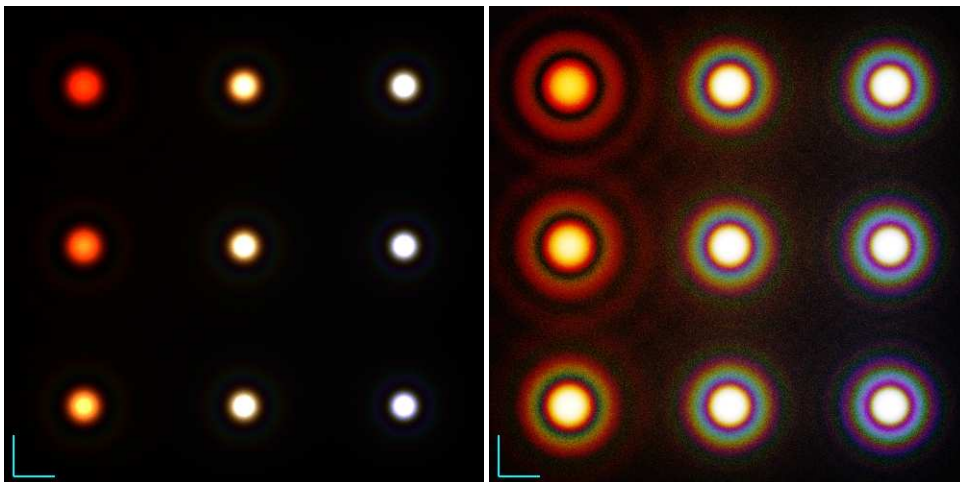


Abbildung 1.9: Simulation von Sternen der Spektralklassen N (links oben) bis O (rechts unten) ohne Atmosphäre. Die Öffnung beträgt 200 mm. Länge des Balkens $2.5''$.

Abbildung 1.10: Darstellung der farbigen Ringe, welche durch ein Gemisch aller Wellenlängen entstehen. Die Abbildung ist stark aufgehellt, sonst wie Abb. 1.9.

Die Simulationsergebnisse werden in zwei Modi dargestellt: der Direkt- und der Differenzmodus. Der direkte Modus stellt die Ergebnisse so dar, wie es eine Kamera aufnehmen

würde. Die Empfindlichkeit, der Abbildungsmaßstab und die Größe des Detektors können an ein gegebenes Problem angepasst werden. In Abb. 1.11 sieht man neun auf einem regelmäßigen Gitter angeordnete Sterne, deren durch die Refraktion hervorgerufene Spuren gut zu erkennen sind. Das Teleskop wurde strikt mit siderischer Geschwindigkeit und bei fester Deklination nachgeführt. Diese Bewegung entspricht der Bewegung des wahren Zentrums, welches von der Refraktion nicht verändert wird. Diese Art der Nachführung kommt in der Praxis der Astrofotografie nicht vor, da man im Allgemeinen die Sterne als Punkte und nicht als Spuren sehen möchte. Diese Darstellung ermöglicht es aber, die verschiedenen Effekte besser zu verstehen.

Zu Beginn und am Ende dieser sechs stündigen Belichtung ist der Effekt am grössten, da die Sterne näher am Horizont sind. In der Mitte der Belichtung, d.h. wenn das Feld kulminiert, ist die Abweichung von der wahren Position am geringsten. Auch wenn diese Simulation mit sechs Stunden extrem lange belichtet wurde, bleiben die Spuren auch bei viel kürzeren Zeiten über der kritischen Länge von $1''$.

Der Differenzmodus ist nichts anderes als eine perfekte Nachführung mit einem Leitstern. Deswegen können in dieser Darstellung die Wege, welche die Sterne relativ zum Leitstern zurücklegen, stark vergrößert werden. Damit kann man die Spuren der Sterne z.B. in Abhängigkeit des Ortes relativ zum Zentrum oder der Spektralklasse im Detail untersuchen. In Abb. 1.12 ist dasselbe Sternengitter dargestellt, wie in der vorhergehenden Abbildung, allerdings sind die Spuren um einen Faktor 480 vergrößert, wie das aus dem Maßstab, welcher $2.5''$ entspricht, ersichtlich ist. Diese Aufnahme ist bei der Wellenlänge $\lambda = 550 \text{ nm}$ im Zentrum nachgeführt. Deswegen ist dort nur noch ein Punkt zuerkennen. Die zu diesem Punkt gehörenden Spuren der Wellenlängen $\lambda = 450$ (blau) und 650 nm (rot) machen deutlich, dass auch bei einer perfekten Nachführung nicht einmal in einem eingeschränkten Gesichtsfeld von weniger als 0.5° eine punktsymmetrische Abbildung der Sterne zu erwarten ist. Bei den anderen acht Sternen, welche sich in einem Abstand von ca. 0.5° vom Zentrum befinden, ist der Effekt der Refraktion ohne Schwierigkeit zu erkennen und es ist klar, dass die Sternabbildungen deformiert sind, obwohl die Stundenachse perfekt auf den wahren Himmelspol ausgerichtet ist. Die Sternspuren beschreiben auch keinen Kreis um das Nachführzentrum, sondern sie können ziemlich unregelmässige Formen haben, welche z.B. vom Ort, von der Spektralklasse des Sterns oder von den Detektoreigenschaften abhängen.

Dieser Differenzmodus eignet ebenfalls sich für den schnellen qualitativen Vergleich von Fotografien und simulierten Sternfeldern. Der direkte Modus erfordert für denselben Vergleich eine der Fotografie vergleichbare hohe Auflösung von ca. 4000 Pixel pro 36 mm, was ca. 300 MB Arbeitsspeicher erfordert.

In beiden Modi ist es möglich das Beugungsbild (Abb. 1.9) oder nur einzelne Farben wie in Abb. 1.12 darzustellen. Die Dreifarbandarstellung im Differenzmodus ist für viele Probleme aussagekräftig genug und ist vor allem schnell zu berechnen. Die Normierung der Helligkeiten der Beugungsbilder wurde jeweils so gewählt, dass die subtilen Eigenschaften sichtbar bleiben, obwohl normalerweise die Sterne auf Fotografien oder CCD-Aufnahmen völlig ausgebrannt sind.

Selbstverständlich muss sich das simulierte Teleskop und der Detektor auch am virtuellen Himmel bewähren. In Abb. 1.13 ist die Region der beiden Doppelsternpaare ϵ Lyrae dargestellt. Die Koordinaten, Spektraltypen und Helligkeiten stammen von Centre de Données astronomiques de Strasbourg, Simbad [29]. In Abb. 1.14 sind in der oberen Hälfte die Ergebnisse für ein Teleskop mit der Öffnung $D = 100 \text{ mm}$ und in der unteren mit der Öffnung $D = 200 \text{ mm}$ dargestellt. ϵ_1 Lyrae wird mit der 100 mm Öffnung noch nicht vollständig getrennt, aber der zweite Stern ist gut erkennbar. In der unteren Hälfte sind selbst die Überlagerungen der Beugungsringe gut zu erkennen.

Wenn nichts anderes vermerkt ist, gelten folgende Aufnahmedaten für die simulierten

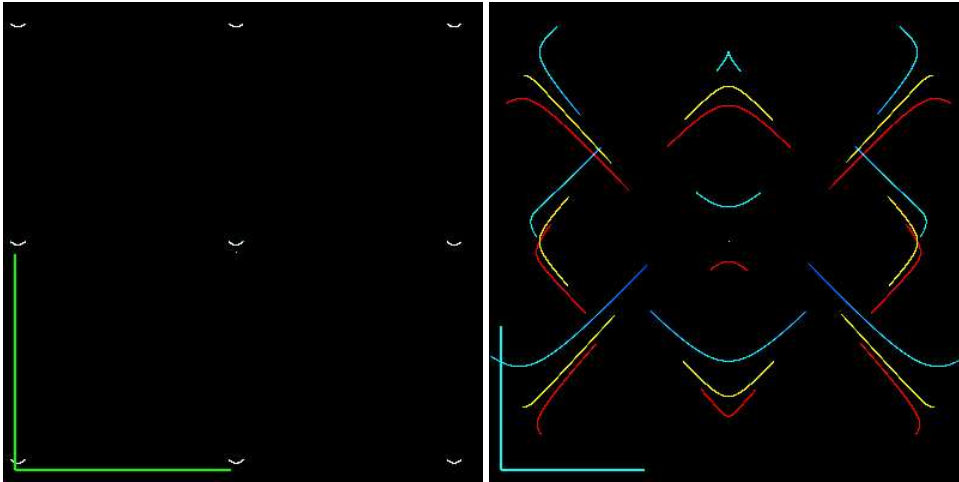


Abbildung 1.11: Direktmodus: Beginn der Aufnahme bei $\tau = -3^h$, Belichtungszeit 6 Stunden, $\delta = 0^\circ$. Die Stundenachse ist auf den wahren Pol ausgerichtet und das Teleskops ist mit siderischer Geschwindigkeit und fester Deklination nachgeführt, die Öffnung beträgt 200 mm und die Brennweite 1260 mm. Länge des Balkens 0.5° in beiden Richtungen.

Abbildung 1.12: Dreifarbandarstellung im Differenzmodus, diese Darstellung entspricht einer perfekten Nachführung. Länge des Balkens $2.5''$, sonst wie Abb. 1.11. Erklärung in Kap. 3.2.2

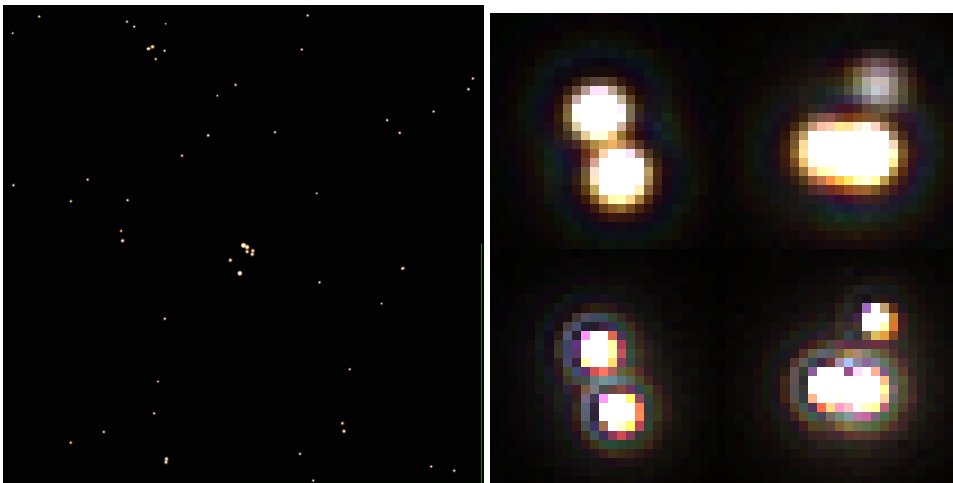


Abbildung 1.13: ϵ Lyrae Übersicht. Die Koordinaten, Spektraltypen und Helligkeiten wurden von Simbad [29] bezogen.

Abbildung 1.14: ϵ_2 Lyrae (links), ϵ_1 Lyrae (rechts), Auflösung $.2''$ /Pixel, Öffnungsdurchmesser $D = 100$ mm (oben), $D = 200$ mm (unten). Die beiden Doppelsternpaare werden mit einer Öffnung von 100 mm noch nicht vollständig getrennt.

Bilder: geografische Breite des Observatoriums 47.5 Grad, Höhe des Standortes 550 Meter über Meer, das simulierte Teleskop hat eine Öffnung von 200 mm und eine Brennweite von 1260 mm. Die Massstäbe entsprechen 0.5° im Direkt- und $2.5''$ im Differenzmodus. Zur Unterscheidung sind die Massstäbe im Direktmodus grün und im Differenzmodus blau.

Norden ist oben und Osten links, d.h. dass das Teleskop für allfällige Einstellung mit einer Deklination δ , welche grösser ist als diejenige des Zenits, nicht umgeschlagen wird. Diese Beschreibung mit den geografischen Ausdrücken führt allerdings in gewissen Situationen zu Missverständnissen. Die Orientierung der simulierten Abbildungen ist so, dass von links nach rechts der Stundenwinkel τ und von unten nach oben die Deklination δ zunimmt. Die Temperatur beträgt im Normalfall 273.15 K und die Luftfeuchtigkeit 50%.

Kapitel 2

Die Atmosphäre als Prisma

Der Einfluss der Atmosphäre lässt sich durch die Brechung und die Dispersion beschreiben, wenn man einmal von der Luftunruhe absieht. Da hauptsächlich die Deformation der Sternbilder untersucht werden soll, muss die Zenitdistanz abhängige Extinktion nicht untersucht werden, da sie lediglich zu einer Verlängerung der Belichtungszeit führt.

2.1 Brechung

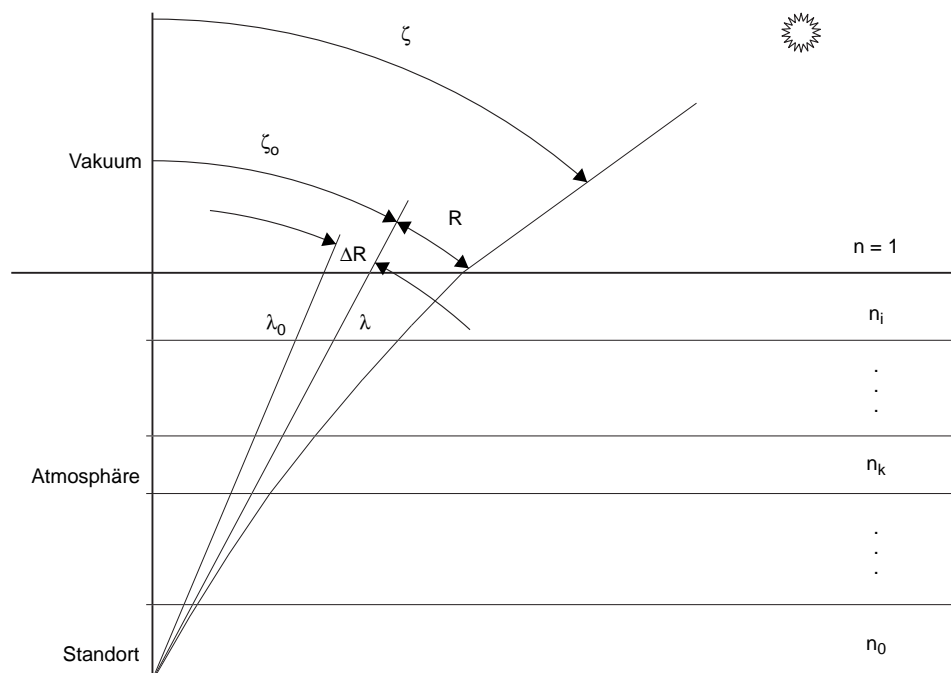


Abbildung 2.1: Schichtenmodell der Atmosphäre. NOTE Figur die y Achse ist doppelt und n_k fehlt.

Betrachtet man einen einzelnen punktförmig gedachten Stern, so wird das ankommende Licht durch die Atmosphäre zum Lot hin gebrochen, da der Brechungsindex geringfügig

von 1 abweicht (bei $T = 283.15$ K und 50% relative Luftfeuchtigkeit hat der Brechungsindex den Wert $(n - 1) \times 10^4 = 2.8256$).

In der einfachsten Form kann man die Atmosphäre als eine Folge flacher Schichten ansehen (Abb. 2.1), in welchen der Brechungsindex konstant ist. Mit zunehmender Höhe nimmt der Brechungsindex ab bis er schliesslich im Vakuum den Wert 1 annimmt. Dieses einfache Modell führt unter Anwendung des Snellius-Gesetz

$$n \sin \zeta = n_0 \sin \zeta_0$$

dazu, dass der Betrag der Änderung der Zenitdistanz nur vom Brechungsindex n_0 der Luft am Boden abhängt

$$R = (n_0 - 1) \tan \zeta_0 \quad (2.1)$$

Die Grösse $R = \zeta - \zeta_0$ ist die Differenz der wahren Zenitdistanz ζ und der beobachteten ζ_0 .

Für grössere Zenitdistanzen ab etwa 45° , muss die Krümmung der Atmosphäre einbezogen werden. Die Berechnung von R ist allerdings nur möglich, wenn man die Änderung des Brechungsindex in Funktion der Höhe kennt. Das ist natürlich in der Praxis nie der Fall und man bestimmt diese Funktion unter der Voraussetzung, dass die Atmosphäre homogen sei. Dies führt zur modifizierten Form

$$R = A \tan \zeta_0 + B \tan^3 \zeta_0 + \dots \quad (2.2)$$

Die Konstanten A und B hängen vom Brechungsindex n_0 am Beobachtungsstandort, vom Erdradius r_0 und von der (berechneten) Höhe H_0 der Atmosphäre ab.

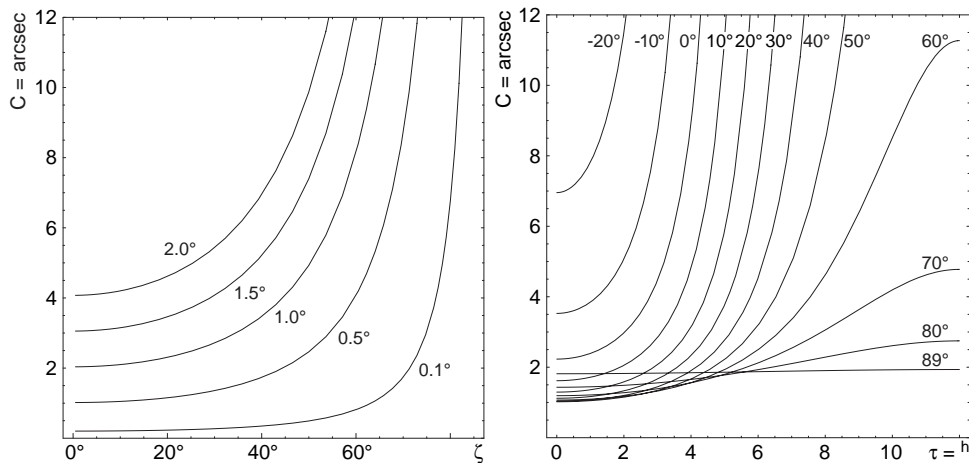


Abbildung 2.2: Bildfeldkompression entlang des Elevationskreises als Funktion der Zenitdistanz ζ und der Ausdehnung des Bildfeldes, von unten nach oben $0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0^\circ$, $\lambda = 550$ nm, $T = 283.15$ K, $p = 1013.5$ hPa und der Feuchtigkeit $p_w = 0$ hPa (Partialdruck). NOTE ACHTUNG EPS MUSS ERSETZT WERDEN UND BESCHRIFTUNG ANPASSEN sie oOwens-Pub.nb Felddurchmesser ist doppelt! NOTE

Abbildung 2.3: Bildfeldkompression als Funktion der Deklination δ und des lokalen Stundenwinkels τ , $\phi = 47.5^\circ$, sonst wie Abb. 2.2 NOTE delta=89 degrees NOTE.

Um einen ersten Eindruck zu erhalten, wie sich die Refraktion auf das Bildfeld auswirkt, berechnet man die Differenz der Refraktion bei zwei verschiedenen Zenitdistanzen ζ , z.B.

$\zeta + 0.5^\circ$ und $\zeta - 0.5^\circ$, und trägt diese gegen ζ auf. Die Kompression C (Abb. 2.2) wird rasch mit zunehmender Zenitdistanz ζ grösser und die absoluten Beträge weisen darauf hin, dass die Atmosphäre Positionsverschiebungen bewirkt, welche grösser sind als das Auflösungsvermögen gängiger Teleskope. Wäre die Kompression während der Aufnahmedauer konstant, dann würde sie weiter nicht auffallen.

Interessanter ist es deswegen, die Änderung der Kompression in Abhängigkeit des lokalen Stundenwinkels τ und bei konstanter Deklination δ zu betrachten. Astronomische Aufnahmen werden mit einem Nachführkorrektursystem hergestellt und die durch die Refraktion bedingte Änderung der Position des Zentrums gegenüber den wahren äquatorialen Koordinaten ist voll kompensierbar. Da der Betrag der Refraktion von der Zenitdistanz abhängig ist, auch wenn deren Variation über ein typisches fotografisches Bildfeld gering erscheinen mag, ist eine Relativbewegung der Feldsterne gegenüber dem Zentrum in der Grösse der Variation der Bildfeldkompression zu erwarten. Aus dem Verlauf der Kurven in Abb. 2.3 ist ersichtlich, dass für kleine Deklinationen nur gerade im Meridian die Kompression näherungsweise konstant ist. Ausserhalb dieser Zone nimmt die Änderung rasant mit der Annäherung an den Horizont zu. Für mittlere Deklination sieht die Situation im Bereich $0 < \tau < \approx 5^h$ recht manierlich aus und oberhalb von $\frac{\pi}{2} - \phi$, also für die zirkumpolaren Sterne, nimmt die Variation bis auf Null ab. Dieser Umstand drückt sich in der horizontalen Kurve bei $\delta = 89^\circ$ in Abb. 2.3 aus und wird bei der Ermittlung der Position der Stundenachse später ausgenutzt.

Setzt man eine Limite, z.B. die Variation soll nicht grösser als $1''$ sein, dann erhält man aus Abb. 2.3 eine erste obere Grenze für die Belichtungszeit. Sei die Deklination $\delta = 0^\circ$ und die Aufnahme beginne bei $\tau = 4^h$, d.h. bei der Elevation $El = 19.8^\circ$, dann sollte die Dauer 7 Minuten nicht übersteigen, beginne die Aufnahme bei $\tau = 0^h$ dann sind es bereits 138 Minuten.

2.2 Dispersion

Der Brechungsindex n eines Materials ist eine Funktion der Wellenlänge und führt zu einer Zerlegung des Lichtes in seine spektralen Bestandteile. Diese Aufspaltung lässt sich durch Differenzbildung aus der Gl. 2.1 herleiten:

$$\Delta R = R_1 - R_0 = (n_0(\lambda_1) - n_0(\lambda_0)) \tan \zeta_0. \quad (2.3)$$

Für kleine Zenitdistanzen macht sich dieser Effekt als eine bläuliche bzw. gelbliche Verfärbung an den gegenüberliegenden Rändern eines Stern- oder Planetenscheibchens bemerkbar, bei grösseren Zenitdistanzen wird ein kleines Spektrum sichtbar. Mit Video- oder Webcams können diese Spektren bei ruhiger Luft Dank der heute möglichen kurzen Belichtungszeit von weniger als einer 1/60 Sekunde sichtbargemacht werden. In Abb. 2.4 und 2.5 ist am Beispiel des Fomalhaut und dessen Simulation ein Spektrum mit einer Länge von ca. $7.7''$ dargestellt.

Ausser von der Wellenlänge λ wird der Brechungsindex von der Temperatur T , vom Luftdruck p und von der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre r bestimmt. Die chemische Zusammensetzung wird hauptsächlich durch den Wasserdampf und den CO_2 -Gehalt bestimmt. In der Simulation werden die von J. C. Owens in [20] beschriebenen Zusammenhänge verwendet. In den Abb. 2.6 bis 2.9 sind die Auswirkungen auf die Dispersion ΔR dargestellt. In Abb. 2.6 ist die Funktion $n(\lambda, T, p, r)$ für verschiedene Zenitdistanzen und konstante T , p und r berechnet. Für grosse Zenitdistanzen ($\zeta_0 = 60^\circ$) und über das ganze sichtbare Spektrum beträgt die Aufspaltung ca. $3 - 3.5''$. Dieser Wert nimmt für kleiner werdende Zenitdistanzen ζ_0 kontinuierlich auf Null ab, wie dies in Abb. 2.6 und 2.10 zu sehen ist. Jede horizontale Linien in Abb. 2.10 stellt ein Spektrum eines als punktförmig

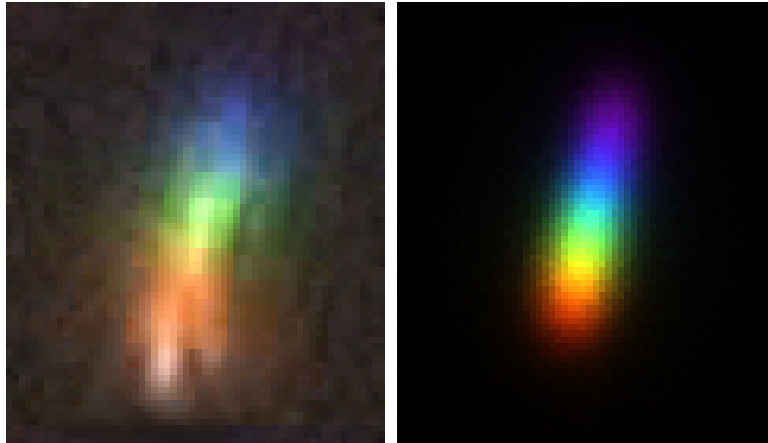


Abbildung 2.4: Fomalhaut (Spektralklasse A3) 6.4° über dem Horizont. Die Länge des Spektrums beträgt ca. $7.7''$ im sichtbaren Bereich. Die hellrote Verlängerung in der linken unteren Bildhälfte ist der infrarote Teil des Spektrums. Aufnahme mit C8 und einer Webcam ToUCam Pro, Auflösung $0.19''$ /Pixel und einer Belichtungszeit von ca. $1/60$ Sekunden, Norden oben, Osten links.

Abbildung 2.5: Simulation des Sternes Fomalhaut (Spektralklasse A), Luftunruhe $\sigma = 1.0$, sonst wie Abb. 2.4. Hier werden die Grenzen der Simulation der Detektoreigenschaften sichtbar. Die kurzzeitigen Schwankungen der Intensität und der Verteilung in der Ebene können nur bedingt wiedergegeben werden. Ebenso unterscheiden sich die spektrale Empfindlichkeit der Webcam und die Konversion der Wellenlängen nach RGB-Farbwerten.

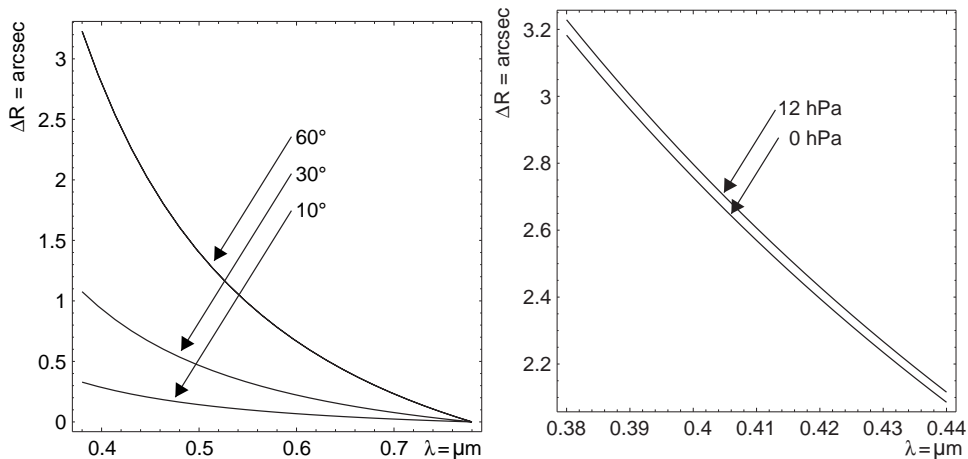


Abbildung 2.6: Dispersion ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ für die Zenitdistanzen $\zeta = 10, 30$ und 60° mit dem Luftdruck $p = 1013.25$ hPa und der Temperatur $T = 273.15$ K.

Abbildung 2.7: Dispersion ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Feuchtigkeit bei fester Zenitdistanz $\zeta_0 = 60^\circ$ und Temperatur $T = 283.15^\circ$ K. Die Feuchtigkeit r ist als Partialdruck angegeben.

angenommen Sternes der Spektralklasse G dar. Damit auch bei grossen Zenitdistanzen die Ausdehnung erkennbar bleibt wurde Abb. 2.10 stark aufgehellt. Die relativen Intensitäten

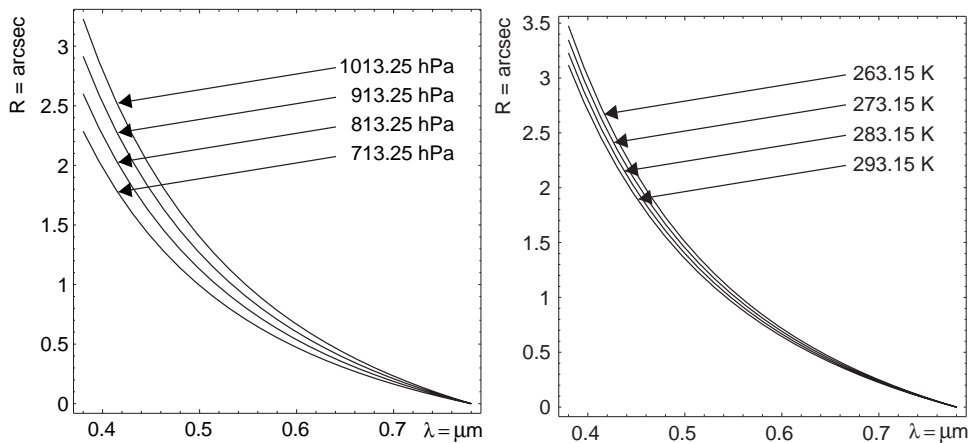


Abbildung 2.8: Dispersion ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und des Drucks p bei fester Zenitdistanz $\zeta_0 = 60^\circ$.

Abbildung 2.9: Dispersion ΔR in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Temperatur T bei fester Zenitdistanz $\zeta_0 = 60^\circ$.

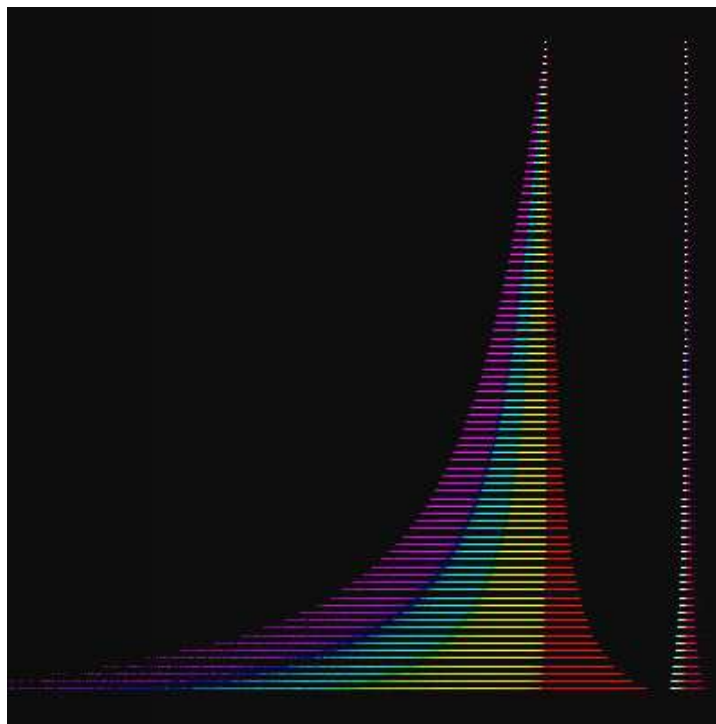


Abbildung 2.10: Links: Länge des Spektrums einer Punktquelle der Spektralklasse G in Abhängigkeit der Zenitdistanz oben beginnend bei 0° in Schritten von 1° bis zur Zenitdistanz $\zeta = 85^\circ$. Jede horizontale Linie repräsentiert ein Spektrum. Die Kante der Abbildung entspricht $16.5''$.

Rechts: Korrektur der Dispersion mit den Risley-Prismen (Erklärung in Kap. 4.2).

sind somit nicht direkt ersichtlich. Durch die mehr oder weniger eindimensionalen Vergrößerung des Sternabbildes sinkt auch die Flächenhelligkeit. Die Extinktion der Atmosphäre

bestimmt zusammen mit der Dispersion die erreichbare Grenzhelligkeit in der Nähe des Horizonts.

Die Abhängigkeit von der chemische Zusammensetzung ist von untergeordneter Bedeutung (Abb. 2.7). Da ΔR vom Luftdruck am Boden abhängt, ist die Dispersion für höher gelegene Standorte kleiner (Abb. 2.8). Die verschiedenen Luftdrücke entsprechen 0, 867, 1815 und 2863 Meter über Meer. Angenehm zu wissen ist, dass die Dispersion mit zunehmender Temperatur abnimmt (Abb. 2.9).

Die unterschiedliche Zusammensetzung des Sternlichtes der verschiedenen Spektralklassen hat ebenfalls Auswirkung auf das Abbild in der Fokalebene. Ein roter Riese (Abb. 2.11 links oben) sendet praktisch kein grünes und blaues Licht aus. Deswegen ändert sich das Abbild nur geringfügig, wenn das Licht die Atmosphäre durchquert. Anders sieht die Situation aus, wenn der Anteil der Photonen mit kürzerer Wellenlänge zunimmt. Das Spektrum wird länger, am blauen Ende dünner und der Schwerpunkt der belichteten Fläche verschiebt sich.

Macht man eine kurze Aufnahme von mehreren Minuten Dauer, dann gleichen die Abbilder der Sterne eher denjenigen in Abb. 2.12, da die Luftunruhe das Bild verschmiert. Viele der vorher beschriebenen Details sind nicht mehr erkennbar. Für die heisseren Sterne bleibt der charakteristische Verlauf von gelb zu blau und die etwas längliche Verzerrung entlang des mittleren parallaktischen Winkels.

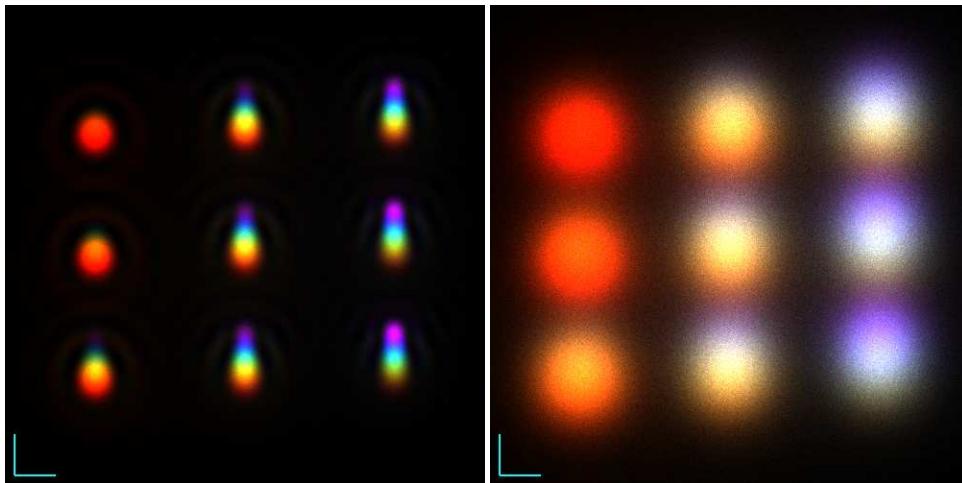


Abbildung 2.11: Simulierte Sterne der Spektralklassen O bis N. Belichtungsdauer 1 Sekunde im Meridian, $\delta = -10^\circ$. Die Auswirkung der atmosphärischen Dispersion auf das Beugungsbild ist vor allem bei den heissen Sternen gut zu erkennen.

Abbildung 2.12: Aufnahmedaten wie in Abb. 2.11, die Luftunruhe beträgt $2.5''$ und ist gaussförmig. Die Dispersion bleibt in den Sternabbildern in Form verfarbter Ränder und geringfügiger Abweichung von der Punktsymmetrie sichtbar.

2.3 Gewichtung der Einflüsse und Toleranzen

In Tab. 2.1 bis 2.3 sind die Refraktion R und die Dispersion ΔR für realistische Annahmen der Höhe über Meer, Zenitdistanz, Temperatur und des Drucks zusammengestellt. Der mittlere Druck wurde mit der Barometrischen Höhenformel berechnet und dazu die konstanten Werte ± 36.75 hPa addiert (kräftiges Sturmtief bzw. Hoch).

ζ [°]	T [K]	P [hPa]	R ["]	ΔR ["]	R_S ["]	ΔR_S ["]
42.5	263.1	976.5	55.3	1.7	55.2	1.7
		1050.0	59.5	1.9	59.4	1.9
	293.1	976.5	49.6	1.6	49.5	1.6
		1050.0	53.3	1.7	53.2	1.7
60.0	263.1	976.5	104.5	3.3	104.1	3.3
		1050.0	112.4	3.5	111.9	3.5
	293.1	976.5	93.7	3.0	93.2	2.9
		1050.0	100.8	3.2	100.2	3.2
70.0	263.1	976.5	165.8	5.2	164.1	5.2
		1050.0	178.3	5.6	176.5	5.6
	293.1	976.5	148.7	4.7	146.9	4.6
		1050.0	159.9	5.1	158.0	5.0
80.0	263.1	976.5	342.3	10.8	328.1	10.3
		1050.0	368.1	11.6	352.7	11.1
	293.1	976.5	306.9	9.7	292.9	9.2
		1050.0	330.0	10.5	314.9	9.9

Tabelle 2.1: Refraktion R und Dispersion ΔR auf Meereshöhe, $\lambda_{min} = 380$ nm, $\lambda_{max} = 780$ nm.

Die Refraktion und Dispersion wurde in den Kolonnen 6 und 7 gemäss den Gl. 2.1 und 2.3 und in den Kolonnen 8 und 9 mit Hilfe der Bibliothek SLALIB berechnet. Dies darum, weil die ersten beiden Gleichungen lediglich eine einfache Näherung darstellen. Da die in den folgenden Kapitel vorgestellten Korrekturmassnahmen auf den Gl. 2.1 und 2.3 basieren, kann man mit Hilfe der Tab. 2.1, 2.2 und 2.3 deren Grenzen abschätzen. Während die Dispersion im allgemeinen nicht allzu sehr differieren ($\Delta R - \Delta R_S \leq \approx 0.5''$), treten für die Refraktion schon bei moderaten Zenitdistanzen Abweichungen von mehr als $1''$ auf.

Heutige Teleskope korrigieren häufig die Verschiebung, welche durch die Refraktion hervorgerufen wird. Deswegen ist es nützlich, die tolerierbaren Fehler zu kennen. Dabei steht nicht primär die Treffgenauigkeit des Teleskops im Vordergrund sondern die Genauigkeit der Nachführung während der Fotografie. Soll die Abweichung nicht mehr als $1''$ betragen, dann reicht es die Höhe über Meer auf ca. 10 Meter genau zu bestimmen, wenn man mit der Barometrischen Höhenformel den Druck berechnet. Will man den aktuellen Luftdruck in die Rechnungen einbeziehen, so sollte der Messfehler nicht grösser als 2 hPa sein. Auf die Bestimmung der relativen Luftfeuchte kann in allen Fällen verzichtet werden.

ζ [°]	T [K]	P [hPa]	R ["]	ΔR ["]	R_S ["]	ΔR_S ["]
42.5	263.1	917.8	52.0	1.6	51.9	1.6
		991.3	56.2	1.8	56.1	1.8
	293.1	917.8	46.6	1.5	46.5	1.5
		991.3	50.3	1.6	50.2	1.6
60.0	263.1	917.8	98.3	3.1	97.8	3.1
		991.3	106.1	3.4	105.7	3.3
	293.1	917.8	88.1	2.8	87.6	2.8
		991.3	95.2	3.0	94.6	3.0
70.0	263.1	917.8	155.9	4.9	154.3	4.9
		991.3	168.4	5.3	166.6	5.2
	293.1	917.8	139.7	4.4	138.1	4.4
		991.3	150.9	4.8	149.1	4.7
80.0	263.1	917.8	321.7	10.2	308.4	9.7
		991.3	347.5	11.0	333.0	10.5
	293.1	917.8	288.4	9.1	275.3	8.7
		991.3	311.6	9.9	297.3	9.4

Tabelle 2.2: Refraktion R und Dispersion ΔR , Höhe 500 Meter, sonst wie Tab. 2.1.

ζ [°]	T [K]	P [hPa]	R ["]	ΔR ["]	R_S ["]	ΔR_S ["]
42.5	263.1	862.0	48.8	1.5	48.7	1.5
		935.5	53.0	1.7	52.9	1.7
	293.1	862.0	43.8	1.4	43.7	1.4
		935.5	47.5	1.5	47.4	1.5
60.0	263.1	862.0	92.3	2.9	91.9	2.9
		935.5	100.2	3.2	99.7	3.1
	293.1	862.0	82.7	2.6	82.3	2.6
		935.5	89.8	2.8	89.3	2.8
70.0	263.1	862.0	146.4	4.6	144.9	4.6
		935.5	158.9	5.0	157.2	5.0
	293.1	862.0	131.2	4.2	129.7	4.1
		935.5	142.4	4.5	140.7	4.4
80.0	263.1	862.0	302.1	9.5	289.7	9.1
		935.5	327.9	10.4	314.3	9.9
	293.1	862.0	270.9	8.6	258.5	8.1
		935.5	294.0	9.3	280.6	8.8

Tabelle 2.3: Refraktion R und Dispersion ΔR , Höhe 1000 Meter, sonst wie Tab. 2.1.