PHYSIK–DEPARTMENT

Entwicklung und Einsatz eines Wollaston–Polarimeters für die Hochgeschwindigkeitsastronomie mit OPTIMA–Burst

Diplomarbeit
von
Martin Mühlegger

1. Mai 2006

TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im frühen 17. Jahrhundert meldete der niederländische Linsenmacher Hans Lipperhey das erste in der westlichen Welt bekannte Fernrohr zum Patent an [Van Helden 1995]. Bald darauf nutzten Galileo Galilei und Johannes Kepler das neu entwickelte Instrument (in ihrer jeweils persönlich bevorzugten Bauform[1]) für ihre astronomische Forschung. Dabei wurden unter anderem Jupitermonde entdeckt, die Milchstraße untersucht, und Gesetze über Planetenbewegung aufgestellt. Etwa ein halbes Jahrhundert später baute Isaac Newton das erste Spiegelteleskop [Wilson 2004] .

Mit diesen optischen Hilfsmitteln wurde ein entscheidender Schritt zur Verbesserung der Messgenauigkeit in der Astronomie gemacht. In diesem Fall war es die Verbesserung des räumlichen Auflösungsvermögens. Als Detektor stand damals nur das Auge zur Verfügung, mit dem auch Helligkeitsschwankungen, Helligkeitsunterschiede und Farben beobachtbar waren. Die Zapfenzellen des menschlichen Auges weisen eine begrenzte spektrale Auflösung im Bereich zwischen ca. $380\ \mathrm{nm}$ und $750\ \mathrm{nm}$ auf [Niedrig 2004]. Diese sind jedoch weitaus unempfindlicher als die nicht farbsensitiven Stäbchenzellen. Deshalb sind Farbunterschiede nur für Objekte mit genügender Helligkeit sichtbar. Auch zeitliche Variationen (z.B. die Bewegung der Jupitermonde um ihren Planeten) waren mit Hilfe von Uhren und handgefertigten Zeichnungen messbar.

Die Polarisation von Licht wurde bereits im späten 17. Jahrhundert von dem dänischen Wissenschaftler Erasmus Bartholinus bei Experimenten mit Kalkspat–Kristallen (Calcit) gefunden [Mach 1921] und vom niederländischen Physiker Christiaan Huygens ausführlich beschrieben: ”Da es zwei verschiedene Arten der Brechung gibt, nehme ich an, dass auch zwei verschiedene Arten von Lichtwellen existieren...” [Hecht 2001]. Der französische Astronom Dominique F. J. Arago war einer der ersten, die Polarimetrie, also die Messung von Polarisationsgrad und –richtung, astronomisch anwendeten. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts führte er Polarisationsmessungen am Mond und an Kometen durch. Weiteres zur Geschichte der astronomischen Polarimetrie findet man in [Gehrels 1974].

[1] Beim Keplerschen Fernrohr steht das Bild, im Gegensatz zum Galileischen, auf dem Kopf.

Wir haben es also in der beobachtenden Astronomie hauptsächlich mit vier Eigenschaften der beobachteten Strahlung und deren zeitlicher Variation zu tun:

- Koordinaten der Quelle (Astrometrie)
- Intensität (Photometrie)
- Wellenlänge (Spektrometrie)
- Polarisationsgrad und –richtung (Polarimetrie)

Wie z.B. die Wellenlänge eines Photons äquivalent in Frequenz oder Energie ausgedrückt werden kann, gibt es auch verschiedene Parametrisierungen für die Polarisation eines Lichtstrahls. Die drei physikalisch intuitiven Parameter für lineare Polarisation sind Intensität, Polarisationsgrad und Polarisationsrichtung. Eine formellere Beschreibung wurde 1852 von G. G. Stokes entwickelt. Seine Parameter I, Q, U und V heißen daher die Stokesschen Parameter. I ist dabei die Intensität, Q und U beschreiben lineare Polarisation und V wird zur Beschreibung von zirkularer Polarisation benötigt. Es ist also "die Aufgabe der beobachtenden Astronomie, I, Q, U und V zu untersuchen, als Funktion der Wellenlänge, Position am Himmel und der Zeit" [Alighieri 1997].

Polarimetriedaten können wertvolle Informationen z.B. über Magnetfelder oder Staubverteilungen des beobachteten Objektes liefern. Deshalb hätten Astronomen gerne Informationen über alle vier Stokesschen Parameter für jeden Ort am Himmel, zu jeder Zeit und über den gesamten elektromagnetischen Wellenlängenbereich von Radiowellen bis hin zur Gammastrahlung. Da man nicht gleichzeitig all diese Parameter mit ausreichend hoher Präzision messen kann, ist es nötig, sich auf diejenigen Parameter und Genauigkeiten zu beschränken, die für das jeweilige Forschungsgebiet gerade wichtig bzw. technisch und wirtschaftlich machbar sind. Zum Beispiel nehmen Spektrometer meist ein über lange Zeit (Minuten bis einige Stunden) gemitteltes Spektrum der Quelle auf. Dagegen messen Photometer nur die Gesamtintensität einer Quelle in Abhängigkeit von der Zeit und unabhängig von der genauen Wellenlänge.

Am Max–Planck–Institut für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching bei München gibt es seit 1999 OPTIMA[2], ein hochzeitauflösendes Photometer für den optischen[3] Wellenlängenbereich. Dieses Instrument wurde ursprünglich für Pulsarbeobachtungen gebaut und seitdem ständig weiterentwickelt. Im Jahr 2002 kam ein erstes Polarimeter auf Basis einer rotierenden Polarisationsfolie hinzu, so dass OPTIMA zum Photopolarimeter wurde. Diese Polarimeter–Bauweise bringt eine Einschränkung der messbaren Variabilitäts–Zeitskalen mit sich.

Eines der neuen wissenschaftlichen Ziele des OPTIMA–Projektes ist es, das optische Nachleuchten von Gamma–Ray–Bursts (GRB Afterglow) mit hoher Zeitauflösung zu beobachten. Dabei soll auch die Polarisation gemessen werden. Dieses Projekt wird OPTIMA–Burst genannt. Um möglichst viel Information aus der Lichtkurve des Nachleuchtens zu erhalten, versucht man, so früh wie möglich nach der Entdeckung eines Burst mit der Beobachtung zu beginnnen. Gamma–Ray–Bursts sind kosmische Explosionen, die sehr schnell

[2] **O**ptical **P**ulsar **TIM**ing **A**nalyser

[3] Obwohl es Optik auch in allen anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums gibt, meinen Astronomen, wenn sie vom "optischen" reden, den sichtbaren Wellenlängenbereich.

expandieren. Aus relativistischen Gründen ist die zeitliche Variabilität Δt eines Licht emittierenden Gebietes immer größer, als die räumliche Ausdehnung dieses Gebietes:

$$\Delta t \geq \frac{\Delta s}{c}; \quad \Delta s : \text{Ausdehnung}, \; c : \text{Lichtgeschwindigkeit.}$$ [4]

Mit der Expansion eines GRB wird also die Variabilität langsamer und deshalb werden im Frühstadium eines GRB Afterglow die schnellsten Variationen bezüglich Helligkeit als auch Polarisation erwartet.

Das Thema dieser Arbeit ist die Entwicklung eines verbesserten Polarimeters, das auch für GRB Afterglow–Beobachtungen geeignet ist und auf zwei doppelbrechenden Kristallen[5] basiert. Damit ist die Messung aller drei Polarisationsparameter gleichzeitig möglich. Die messbare Zeitskala ist dann nur noch durch ausreichende Statistik begrenzt.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die Natur von polarisiertem Licht und verschiedene Messmethoden. Kapitel 3 behandelt die wissenschaftlichen Forschungsgebiete, die mit dem Doppel–Wollaston–Polarimeter erschlossen werden sollen. In Kapitel 4 wird das OPTIMA–Photometer vorgestellt und die einzelnen Komponenten erklärt. Sowohl die Entwicklung und der Aufbau des neuen Polarimeters als auch die Analyse der gemessenen Polarimetriedaten wird in Kapitel 5 erläutert.

Danach werden erste Testmessungen des neuen Instrumentes im Labor (Kapitel 6) und am 1,3 Meter–Teleskop der Skinakas Sternwarte auf Kreta (Kapitel 7) beschrieben. Schließlich ist in Kapitel 8 eine Zusammenfassung dieser Arbeit und Vorschläge für mögliche Weiterentwicklungen zu finden.

[4] Diese Gleichung muss gegebenenfalls noch für die kosmologische Zeitdilatation korrigiert werden.

[5] Wollaston–Prismen. Mehr dazu siehe Kapitel 5.1.

Kapitel 2

Polarimetrie

Polarimetrie ist die Messung von polarisiertem Licht. Im folgenden Abschnitt wird zunächst eine Einführung in die Natur von polarisiertem Licht und seine mathematische Beschreibung durch Stokessche Parameter gegeben. Danach folgt ein Überblick über verschiedene Methoden der Polarimetrie und die jeweils zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen.

2.1 Polarisiertes Licht

Polarisiertes Licht wird am besten im Wellenbild beschrieben. Dabei werden einzelne Photonen durch Wellenzüge dargestellt. Der elektrische Feldvektor eines einzelnen Wellenzuges ändert seinen Schwingungszustand nicht, solange der Wellenzug (das Photon) nicht mit anderen Teilchen wechselwirkt. Ein einzelnes Photon ist daher immer polarisiert. Befinden sich viele Photonen bzw. Wellenzüge gemeinsam in einem Lichtbündel, und haben die Schwingungsrichtungen der elektromagnetischen Wellen keine bevorzugte Richtung, so spricht man von unpolarisiertem Licht. In einem teilweise polarisierten Lichtstrahl schwingen einige der Wellenzüge in einer gemeinsamen Richtung, bei vollständig polarisiertem Licht sind alle Schwingungsebenen der Wellenzüge gemeinsam ausgerichtet.

Schwingt der elektrische Feldvektor von polarisiertem Licht in einer konstanten Ebene, so spricht man von linearer Polarisation. Daneben gibt es zirkular polarisiertes Licht, bei dem sich der E–Feld–Vektor innerhalb einer Wellenlänge einmal um die Ausbreitungsrichtung des Lichtes dreht. Die allgemeine Form, also eine Linearkombination aus linearer und zirkularer Polarisation, wird elliptische Polarisation genannt. Diese Arbeit ist jedoch ausschließlich der linearen Polarisation gewidmet. Um zirkulare Polarisation zu messen, bedarf es einer Erweiterung, auf die in Kapitel 5.2.2 kurz eingegangen wird. Jeder Lichtstrahl lässt sich als Linearkombination aus einer vollständig polarisierten Komponente und einer unpolarisierten Komponente darstellen. Der Quotient aus der Intensität der vollständig polarisierten Komponente und der Gesamtintensität beider Komponenten heißt Polarisationsgrad eines Lichtstrahls.

Linear polarisiertes Licht lässt sich also durch folgende drei Parameter vollständig beschreiben:

I : Gesamtintensität = Summe der Intensitäten von unpolarisierter und polarisierter Komponente $I = I_\mathrm{u} + I_\mathrm{p}$
p : (linearer) Polarisationsgrad $p = \frac{I_\mathrm{p}}{I}$
θ : Polarisationswinkel = bevorzugte Schwingungsrichtung des E–Feld–Vektors.

Stokessche Parameter

Sir George Gabriel Stokes führte 1852 einen Parametersatz I, Q, U und V zur mathematischen Beschreibung von polarisiertem Licht ein, der 1946 von Subramanyan Chandrasekhar zum ersten Mal in der Astronomie angewendet wurde. In [Hecht 1970] sind die Stokes–Parameter folgendermaßen definiert: Man stelle sich vier Filter vor, von denen jeder eine Transmission von 50% für unpolarisiertes Licht habe. Der erste Filter sei isotrop, das heißt er lässt alle Polarisationszustände gleichermaßen passieren. Der zweite und dritte Filter seien lineare Polarisatoren, deren Durchlassrichtungen bei $0°$ und $45°$ bezogen auf einen festen Winkelnullpunkt stehen. Der vierte Filter lasse nur rechtshändig zirkular polarisiertes Licht passieren. Um den Polarisationszustand eines zu testenden Lichtstrahls festzustellen, stelle man jeden dieser Filter einzeln in den Strahlengang und messe jedes Mal den durchgelassenen Strahlungsfluss (Intensitäten I_0 bis I_3). Dann gelten für die Stokes–Parameter dieses Lichtstrahls folgende Relationen[1]:

$$I = 2I_0 \tag{2.1}$$
$$Q = 2I_1 - 2I_0 \tag{2.2}$$
$$U = 2I_2 - 2I_0 \tag{2.3}$$
$$V = 2I_3 - 2I_0 \tag{2.4}$$

Ein Satz von Stokes–Parametern wird oft auch in Vektorform geschrieben und Stokes–Vektor genannt. Der Vorteil dieser Beschreibung ist, dass die Stokes–Parameter additiv sind. Das heißt, um zwei Lichtstrahlen zu überlagern, und den resultierenden Polarisationszustand zu erhalten, braucht man nur die entsprechenden Stokes–Vektoren zu addieren. Bei der Darstellung durch die Parameter I, p und θ ist dies nicht möglich.

Die Definition von G. G. Stokes kann leicht in eine für diese Arbeit anschaulichere Form für lineare Polarisation umgeschrieben werden. Man stelle sich dazu wiederum vier Filter vor, diesmal vier Linearpolarisatoren, deren Durchlassrichtungen um die Winkel $\alpha = 0°, 45°, 90°, 135°$ gegen eine feste Referenzposition verdreht ist. Deren Ausgangsintensitäten seien I_α. Jeder Filter wird immer nur *einzeln* in den Strahlengang eingebracht, so dass sich die Filter gegenseitig nicht beeinflussen.

[1] Der Faktor 2 beschreibt die 50%ige Transmission der Filter, die von Stokes eingeführt wurde und zur Beschreibung von Polarisatoren notwendig ist: ein idealer Polarisator lässt von unpolarisiertem Licht genau die Hälfte passieren.

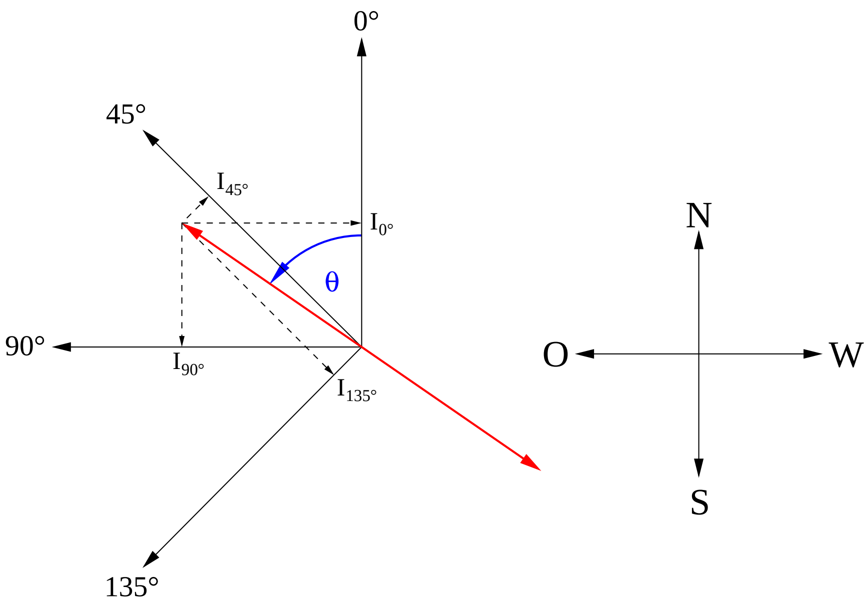

Abbildung 2.1: Zur Transformation der Stokes–Parameter in Polarisationsgrößen. Wenn man den Himmel betrachtet, sind die beiden Himmelsrichtungen West und Ost genau anders herum definiert als auf einer Landkarte.

Dann gilt mit Hilfe der Gleichungen (2.1) bis (2.3) (da $2I_0 = I = I_{0°} + I_{90°} = I_{45°} + I_{135°}$, $I_1 = I_{0°}$ und $I_2 = I_{45°}$):

$$I = I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \tag{2.5}$$
$$Q = I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \tag{2.6}$$
$$U = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \tag{2.7}$$

Abbildung 2.1 illustriert die Projektion eines einfallenden Polarisationsvektors $\vec{E}$ auf diese vier Polarisatoren. Der Polarisationswinkel wird in der Astronomie von Norden (= Winkelnullpunkt) über Osten gemessen. Des weiteren treten nur Winkel im Intervall von 0° bis 180° auf, da die Ausrichtung des elektrischen Feldvektors unabhängig vom Vorzeichen ist. Winkel größer als $180°$ werden mit der Modulo–Funktion auf dieses Intervall zurückgeführt. Da die Intensität das Betragsquadrat des elektrischen Feldvektors ist, gilt für eine Transformation in physikalische Größen folgendes Gleichungssystem:

$$I_{0^\circ} = I\,p\,\sin^2(\theta - 90^\circ) \tag{2.8}$$
$$I_{45^\circ} = I\,p\,\sin^2(\theta - 135^\circ) \tag{2.9}$$
$$I_{90^\circ} = I\,p\,\sin^2(\theta) \tag{2.10}$$
$$I_{135^\circ} = I\,p\,\sin^2(\theta - 45^\circ) \tag{2.11}$$

Nach einigen Umformungen und Additionstheoremen folgt daraus mit Hilfe der Gleichungen (2.6) und (2.7):

$$I_{0^\circ} - I_{90^\circ} = \quad Q = \quad I\,p\,\cos(2\theta) \tag{2.12}$$
$$I_{45^\circ} - I_{135^\circ} = \quad U = \quad I\,p\,\sin(2\theta) \tag{2.13}$$

bzw.

$$p = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I} \tag{2.14}$$
$$\theta = \frac{1}{2}\cdot\arctan\frac{U}{Q} \tag{2.15}$$

Die Intensität I ist der einzige Stokessche Parameter mit einem direkten physikalischen Sinn und muss daher nicht transformiert werden. Sie ergibt sich aus Gleichung (2.5). Gleichungen (2.12) bis (2.15) und Gleichung (2.5) bilden zusammen einen Satz von Transformationsgleichungen zwischen Stokes–Parametern und physikalischen Größen.

2.2 Methoden der Polarimetrie

Es gibt im optischen Wellenlängenbereich hauptsächlich drei Methoden um Polarisation zu messen: Reflexion, Polaroidfilter und Doppelbrechung. Die zugrundeliegenden Mechanismen werden im Folgenden vorgestellt.

2.2.1 Polarisierung durch Reflexion

Die Polarisierung von Licht durch Reflexion an dielektrischen Medien kann mit dem Modell des elektronischen Oszillators beschrieben werden: Abbildung 2.2 zeigt eine Illustration dazu.

Ein parallel zur Einfallsebene *polarisierter* Lichtstrahl treffe unter dem Einfallswinkel θ_i auf ein Dielektrikum mit dem Brechungsindex n_t. Die Elektronen im Dielektrikum schwingen parallel zur Einfallsebene und senkrecht zum gebrochenen Strahl. Die Feldstärke des reflektierten Strahls ist somit proportional zu $\sin\theta$, wenn θ der Winkel zwischen reflektiertem Strahl und der Schwingungsrichtung der Elektronen ist. Wird dieser Winkel Null, bzw.

$$\theta_\mathrm{r} + \theta_\mathrm{t} = 90^\circ\,, \tag{2.16}$$

so verschwindet der reflektierte Strahl ganz. Der Einfallswinkel heißt in diesem Fall Brewsterwinkel oder Polarisationswinkel[2] θ_p. Ist der einfallende Strahl *unpolarisiert*, so ist der reflektierte Strahl unter diesem Winkel vollständig senkrecht zur Einfallsebene polarisiert.

[2]Nicht zu verwechseln mit dem Polarisationswinkel θ, der polarisiertes Licht beschreibt.

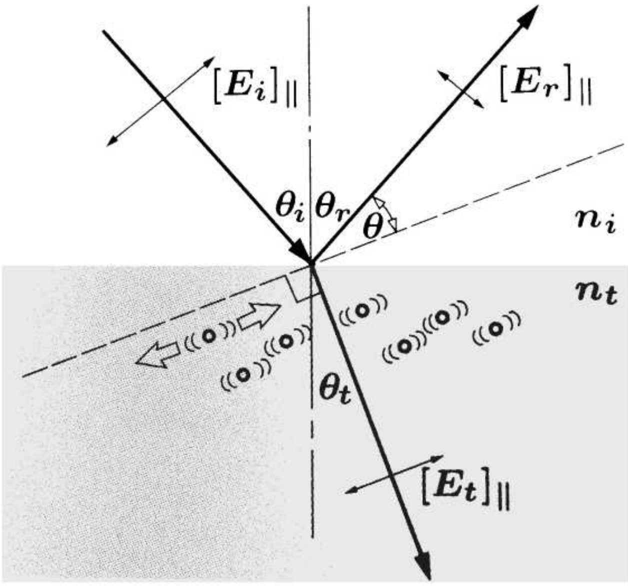

Abbildung 2.2: Zur Theorie des Brewsterwinkels. $E_{||}$ bedeutet, dass der elektrische Feldvektor in der Einfallsebene schwingt. Aus [Hecht 2001].

Der Brewsterwinkel lässt sich aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz herleiten:

$$\begin{aligned} n_\mathrm{i} \sin(\theta_\mathrm{p}) &= n_t \sin(\theta_\mathrm{t}) \overset{(2.16)}{=} n_t \cos(\theta_\mathrm{p}) \\ \Rightarrow \theta_p &= \arctan \frac{n_\mathrm{t}}{n_\mathrm{i}} \,. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Im Jahr 1812 erfand der französische Astronom Dominique F. J. Arago den Glasplattensatz–Polarisator, bei dem mehrere Glasplatten aufeinander gestapelt sind, so dass der transmittierte Strahl von der jeweils nächsten Glasplatte reflektiert wird [Hecht 2001]. Auf diese Weise konnte Arago die Effizienz seines Polarisators steigern und schon polarimetrische Experimente mit vom Mond gestreuten Sonnenlicht durchführen. In der modernen Astronomie spielt diese Art der Polarimetrie keine Rolle mehr.

2.2.2 Funktionsprinzip von Polaroidfolien

Das Polaroidfilter wurde 1928 von dem amerikanischen Physiker Edwin Herbert Land erfunden. Sein erstes Modell, die J–Folie, bestand aus winzigen nadelförmigen Kristallen, die parallel zueinander ausgerichtet waren. Die heute handelsübliche H–Folie erfand Land zehn Jahre später [Hecht 2001]. Sie enthält langkettige Kohlenwasserstoffmoleküle mit angelagerten Jodatomen. Die Valenzelektronen der Jodatome sind entlang der Ketten frei beweglich, können jedoch nicht von einer Kette zur nächsten springen.

Eine parallel zu den Ketten polarisierte einfallende Welle überträgt Energie auf die Elektronen, die dadurch zum Schwingen angeregt werden. Dadurch wird die Welle gedämpft. Nur Polarisationsrichtungen senkrecht zu den Molekülketten werden durchgelassen. Dies funktioniert, solange die Wellenlänge des einfallenden Lichtes in der Größenordnung des

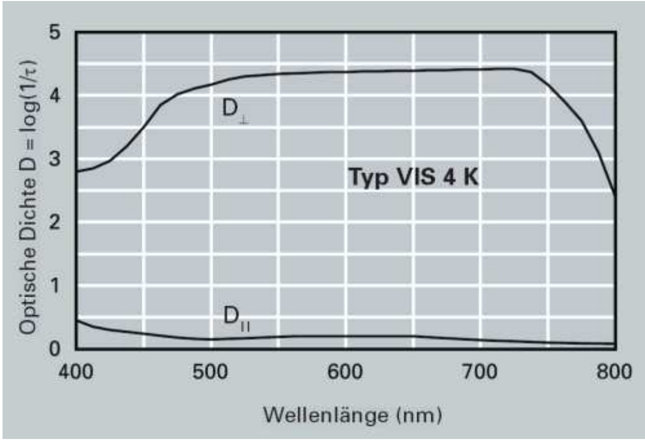

Abbildung 2.3: Optische Dichte eines Polaroidfilters vom Typ VIS 4K von Linos für parallel ($D_{\|}$) und senkrecht ($D_{\perp}$) zur Durchlassrichtung polarisiertes Licht. [Linos 2006]

Abstandes der Molekülketten liegt. Zu kleineren und größeren Wellenlängen hin wird dieser Effekt schwächer, was dazu führt, dass Polaroidfolien eine zu beiden Enden des sichtbaren Spektrums hin abfallende Modulation aufweisen. Als Beispiel ist in Abbildung 2.3 die Modulation für den Filtertyp VIS 4 K der Firma Linos dargestellt. Die optische Dichte $D = \log(\frac{1}{\tau})$ ist ein Maß für die Durchlässigkeit des Polaroidfilters. Die Kurven $D_{\|}$ und $D_{\perp}$ geben die optische Dichte für parallel bzw. senkrecht zur Durchlassrichtung polarisiertes Licht der jeweiligen Wellenlänge an (τ ist der dazugehörige Transmissionskoeffizient). Dem Graphen kann entnommen werden, dass die Transmission für parallel zur Durchlassrichtung polarisiertes sichtbares Licht bei ca. 63% liegt ($D_{\|}(600\ \mathrm{nm}) \approx 0,2$). Aufgrund der abnehmenden Modulation am Rand des sichtbaren Spektrums und wegen ihrer (gegenüber Kristallpolarisatoren) geringen Transmission kommt die Polaroidfolie in der beobachtenden Astronomie weniger zur Anwendung. Ein Beispiel ist das Polarimeter RINGO am Liverpool Telescope auf La Palma[3].

2.2.3 Theorie der Doppelbrechung

Das Phänomen der Doppelbrechung wurde 1669 von Erasmus Bartholinus an einem in Island[4] entdeckten Mineral, dem Kalkspat ($CaCO_3$) gefunden [Hecht 2001]. Bartholinus stellte fest, dass man durch diesen Kristall hindurch betrachtete Bilder doppelt sah, und nannte die beiden austretenden Strahlen ”ordentlichen” (ordinären) und ”außerordentlichen” (extraordinären) Strahl. Abbildung 2.4 illustriert dieses Verhalten.

Die beiden austretenden Strahlen sind senkrecht zueinander polarisiert und enthalten damit, von Oberflächenreflexionen abgesehen, die gesamte eingestrahlte Lichtintensität. Die Absorption im Kristall ist vernachlässigbar gering.

Die Doppelbrechung beruht auf folgendem physikalischen Effekt: Der in der Optik übliche Brechungsindex n_r ist der Realteil eines komplexen Brechnungsindex $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Dabei

[3] http://telescope.livjm.ac.uk/Info/GenInfo/ringo.html
[4] Kalkspat wurde damals Islandspat genannt.

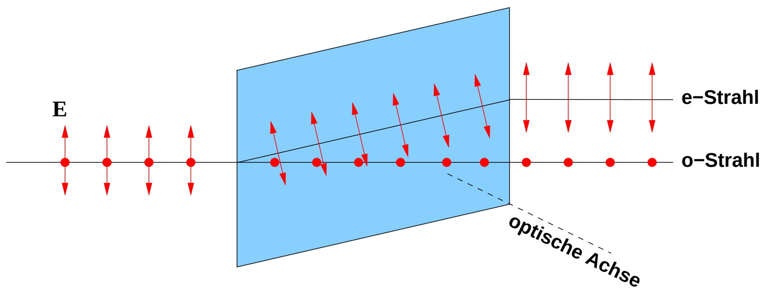

Abbildung 2.4: Doppelbrechung beim Kalkspat: Pfeile und Punkte markieren jeweils die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors (in der Papierebene bzw. senkrecht dazu). o: ordininärer Strahl, e: extraordinärer Strahl.

sind $\epsilon = \epsilon(\lambda)$ und $\mu = \mu(\lambda)$ die wellenlängenabhängigen Responsefunktionen im homogenen Medium. Sie geben an, wie stark Elektronen im Kristallgitter auf ein elektrisches Feld reagieren[5] . Die Parameter ϵ und μ werden auch Dielektrizitätskonstante und Permeabilitätskonstante genannt [Fließbach 2000]. Es gilt:

$$n_\mathrm{r} = \mathrm{Re}(\sqrt{\epsilon\mu}) \; . \tag{2.18}$$

In Kristallen können die Responsefunktionen für unterschiedliche Schwingungsrichtungen des elektrischen Feldes voneinander verschieden sein. Die Responsefunktion in x– und y–Richtung seien aufgrund der Kristallsymmetrie identisch, in z–Richtung jedoch davon verschieden. Dann definiert die z–Richtung die optische Achse des Kristalls. Kristalle mit einer optischen Achse nennt man uniaxial oder einachsig, solche mit zwei optischen Achsen heißen biaxial oder zweiachsig. Die richtungsabhängige Responsefunktion führt nach Gleichung (2.18) zu richtungsabhängigen Brechungsindizes. Das heißt, je nach Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors des einfallenden Lichtes wird die betreffende Welle unterschiedlich stark gebrochen. Dies führt letztendlich zur Aufspaltung von unpolarisiertem Licht in zwei zueinander senkrecht polarisierte Komponenten wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Der Brechungsindex des ordinären Strahls wird mit n_o bezeichnet, der des extraordinären mit n_e. Ein Maß für die Stärke der Doppelbrechung ist $\Delta n = n_\mathrm{e} - n_\mathrm{o}$ [Hecht 2001].

[5] Daher der Ausdruck ”Responsefunktion”

2.2.4 Bauarten von Kristallpolarisatoren

Beim einfachen Kalkspatkristall verlaufen ordentlicher und außerordentlicher Strahl je nach Einfallswinkel parallel oder in flachem Winkel zueinander. Dies ist für die Konstruktion optischer Instrumente ungeeignet, da meist entweder nur einer der austretenden Strahlen oder beide Strahlen getrennt voneinander registriert werden sollen. Um einen für optische Anwendungen geeigneten Kristallpolarisator herzustellen, werden deshalb zwei doppelbrechende Kristalle mit definierter Orientierung der optischen Achsen zusammengefügt. Damit kann durch die Bauart der Strahlengang kontrolliert werden.

Kristallpolarisatoren werden in vielen verschiedenen Bauarten gefertigt. Die Bauweise hängt hauptsächlich davon ab, für welchen Zweck man den Polarisator benötigt. Auch die Wahl des Materials spielt dabei eine große Rolle. Bei Kalkspat gilt z.B. $\Delta n = n_e - n_o = -0,172 < 0$. Deshalb wird Kalkspat als "negativ einachsig" bezeichnet. Beim Quarz (SiO_2) ist $\Delta n = 0,0091 > 0$, es handelt sich daher um einen positiv einachsigen Kristall. Kristallpolarisatoren können grob in zwei Klassen unterteilt werden. Bei der einen Sorte wird der ordentliche Strahl absorbiert und nur der außerordentliche wird transmittiert. Bei der anderen Sorte sind die beiden Kristallhälften so zusammengesetzt, dass die beiden austretenden Strahlen divergent sind. Es können also mit einem geeigneten Aufbau die Intensitäten beider Strahlen gemessen werden. In Abbildung 2.5 sind zum Vergleich Polarisatoren beider Arten gezeigt. Die Besonderheit beim Wollaston–Prisma ist, dass ordentlicher und außerordentlicher Strahl symmetrisch zur Einfallsrichtung austreten, was die Konstruktion eines optischen Systems vereinfacht.

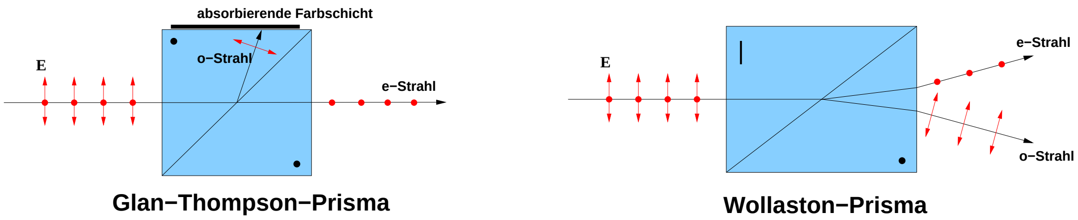

Abbildung 2.5: Zwei Beispiele von Kristallpolarisatoren. Die Zeichen | und ● markieren im jeweiligen Kristall die Richtung der optischen Achse.

Kapitel 3

Wissenschaft mit dem Polarimeter

Bei ausreichendem Photonenfluss ist das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte OPTIMA–Polarimeter in der Lage, die Variation von polarisiertem Licht auf Zeitskalen unterhalb von Sekunden zu messen. In diesem Kapitel wird zunächst die Entstehung von polarisiertem Licht in der Astronomie diskutiert. Im Anschluss werden anhand von zwei astrophysikalischen Objektklassen die Anwendungsmöglichkeiten des Polarimeters dargestellt.

3.1 Entstehungsprozesse von polarisiertem Licht

Das Licht der meisten Sterne ist unpolarisiert. Dies liegt an ihrer Kugelsymmetrie und an der Tatsache, dass sie sich in großer Entfernung befinden. Wenn intrinsisch lineare Polarisation bei einem stellaren Objekt auftritt (z.B. durch Streuung in der Photosphäre), dann sind die Polarisationsrichtungen aufgrund der Kugelsymmetrie rotationssymmetrisch angeordnet. Da Sterne (mit Ausnahme der Sonne) räumlich nicht aufgelöst werden können, mittelt sich ihre Gesamtpolarisation zu Null. Daraus folgen zwei Voraussetzungen, damit ein Objekt polarisiert erscheint. Erstens muss es einen intrinsischen Effekt geben, der polarisiertes Licht erzeugt, oder das Sternenlicht polarisiert. Zweitens muss eine Asymmetrie bestehen, so dass diese Polarisation nicht durch räumliche Mittelung über das Objekt wieder verschwindet. Je höher die (räumliche, spektrale oder zeitliche) Auflösung eines Beobachtungsinstrumentes ist, um so größere Polarisationsgrade wird es messen können, da über weniger Messeinheiten (Pixel, Energie– oder Zeitbins) gemittelt wird (vgl. [Tinbergen 1996]).

Polarisiertes Licht kann entweder direkt von einem Strahler emittiert werden (wie z.B. bei Synchrotronstrahlung), oder durch Modifikation von unpolarisiertem Licht (z.B. durch Reklexion oder Streuung) erzeugt werden. Im Folgenden werden einige der Entstehungsmechanismen von polarisierter Strahlung vorgestellt.

Reflexion

Das Zustandekommen einer Polarisierung von unpolarisiertem Licht durch Reflexion an Oberflächen von Festkörpern wurde schon in Kapitel 2.2.1 erklärt. Astronomisch kann dies z.B. bei Reflexion an Gestein auf Mond– oder Planetenoberflächen von Bedeutung sein. Bei Reflexion an Planeten erwartet man einen Polarisationsgrad von über 20% [Tinbergen 1996].

Streuung

Unpolarisiertes Licht kann auch durch Streuung polarisiert werden. Es handelt sich um Rayleigh–Streuung, wenn die Photonen an Molekülen streuen. Die Streuung von Sonnenlicht an Luftmolekülen der Erdatmosphäre wird zur Eichung des Winkelnullpunktes des neuen Polarimeters am Himmel ausgenützt (Kapitel 7.3). Streuen Photonen an freien geladenen Teilchen, z.B. Elektronen, so handelt es sich dabei um Thomson–Streuung. Diese findet beispielsweise in der Korona der Sonne statt. Weitere Teilchen, an denen Photonen streuen können, sind Staubpartikel. Diese sind meist nicht kugelsymmetrisch, sondern länglich, und können daher durch Magnetfelder ausgerichtet werden. Dieser Effekt ist verantwortlich für die Polarisierung von Sternenlicht auf dem Weg zum Beobachter – die interstellare Polarisation. Bei der Polarimetrie muss für interstellare Polarisation korrigiert werden, um die dem Beobachtungsobjekt eigene Polarisation zu messen. Interstellare Polarisation kann bis zu 10% Polarisationsgrad hervorrufen [Tinbergen 1996].

Zeemaneffekt

Der Zeemaneffekt aus der Atomphysik beschreibt die Aufspaltung von Spektrallinien (Emissions– oder Absorptionslinien), wenn sich Atome in einem externen Magnetfeld befinden. Longitudinal zur Magnetfeldlinie können zwei Linien mit entgegengesetzt zirkularer Polarisation beobachtet werden. Transversal zum Magnetfeld wird die Spektrallinie in drei Frequenzen aufgespalten. Die mittlere Linie ist dabei parallel, die beiden Äußeren senkrecht zum Magnetfeld linear polarisiert. Da die mittlere Linie jedoch eine höhere Äquivalentbreite aufweist als die beiden äußeren, ergibt sich eine beobachtbare Nettopolarisation. Während die zirkulare Polarisation des longitudinalen Zeemaneffektes einige 10% Polarisationsgrad aufweisen kann, liegen die gemessenen linearen Polarisationsgrade des transversalen Zeemaneffektes meist unter 1% (vgl. [Leroy 1995]).

Synchrotronstrahlung

Ein wichtiger Emissionsmechanismus von Pulsaren und Gamma–Ray–Bursts ist die Synchrotronstrahlung. Bewegt sich ein geladenes Teilchen (meist Elektronen) auf einer Kreisbahn um eine Magnetfeldlinie, emittiert es elektromagnetische Strahlung, da es sich um eine beschleunigte Ladung handelt. Wiederum ist die senkrecht zum Magnetfeld emittierte Strahlung linear und die parallel dazu emittierte zirkular polarisiert. Bei dazwischen liegenden Beobachtungswinkeln tritt elliptische Polarisation auf. Synchrotronstrahlung spielt in der Astrophysik in allen Spektralbereichen eine wichtige Rolle. Im Optischen werden Polarisationsgrade bis zu 50% bei Pulsaren und Blazaren[1] beobachtet [Tinbergen 1996].

[1] Blazare sind eine spezielle Klasse von aktiven Galaxien.

3.2 Pulsare

3.2.1 Entdeckungsgeschichte der Pulsare

Im Jahre 1934 postulierten Walter Baade und Fritz Zwicky die Existenz von äußerst kompakten stellaren Objekten, die hauptsächlich aus Neutronen bestehen sollten [Baade 1934]. Sie galten lange Zeit als nicht entdeckbar, da man sich keinen Mechanismus vorstellen konnte, durch den ein Neutronenstern Strahlung aussenden könnte . Die niederländischen Astronomen J. H. Oort und Th. Walraven wiesen 1956 die Polarisation des Crab–Nebels[2] nach und zeigten dass es sich bei der emittierten Strahlung um Synchrotronlicht handeln muss [Oort 1956]. Sie konnten aus ihren Beobachtungen die Anzahl der relativistischen Elektronen berechnen, die benötigt wurde, um das Strahlungsspektrum des Nebels im Radio– und im sichtbaren Bereich zu erklären. Die Energiequelle für diese Elektronen war zu dieser Zeit noch nicht bekannt.

Völlig unabhängig davon waren A. Hewish und seine Doktorandin J. Bell im Jahr 1967 mit ihrem Radioteleskop auf der Suche nach interplanetarer und interstellarer Szintillation[3], um die Verteilung von Quasaren[4] zu studieren. Nur Punktquellen unterliegen diesem Phänomen, deshalb konnten es Bell und Hewish als Unterscheidungsmerkmal zwischen punktförmigen Quasaren und ausgedehnten Radiogalaxien verwenden. Bei dieser Durchmusterung fielen den beiden Forschern periodische Fluktuationen in ihrem empfangenen Signal auf, die jede Nacht um die gleiche Zeit wiederkehrten. Bell und Hewish benutzten ein Transitteleskop, dessen Empfänger immer auf einen festen Azimut eingestellt war und die Strahlung der vorüberziehenden Objekte aufzeichnete. Das neue Signal hatte eine Periode von 1,337 Sekunden und seine Quelle war zunächst äußerst rätselhaft. Sogar Signale einer extraterrestrischen Zivilisation wurden in Betracht gezogen. Schon zwei Monate später erschien ein Artikel in Nature [Hewish 1968], in dem ein Neutronenstern als Quelle vermutet wurde. Die schnelle Signalvariation erlaubte nur sehr kompakte Objekte. Damit war der erste Pulsar, PSR B1919+21 entdeckt[5]. In den folgenden Monaten wurden weitere Pulsare entdeckt, unter anderem der Pulsar im Crab–Nebel (PSR B0531+21) mit einer Periode von $33\ \mathrm{ms}$ [Staelin 1968]. Damit war die Energiequelle für die Synchrotronstrahlung des Crab–Nebels entdeckt. Durch den Nachweis der kontinuierlichen Verringerung der Periode des Crab–Pulsars [Richards 1969] stand fest, dass es sich bei Pulsaren tatsächlich um schnell rotierende Neutronensterne und nicht etwa um oszillierende Sterne handelt.

Wie von Baade und Zwicky vorausgesagt, sind Pulsare das Ergebnis von Supernovaexplosionen. Der Nebel, in dem sich der Crab–Pulsar befindet, ist der Überrest der Hülle des Sterns, der als Supernova sein Leben beendet hat. In diesem Fall ist die Explosion historisch belegt durch Aufzeichnungen chinesischer Astronomen aus dem Jahre 1054.

[2] In dieser Arbeit wird sowohl für den Pulsar als auch für den Nebel die englische Bezeichnung verwendet, da die Übersetzung ins Deutsche irreführend ist: Englisch ”Crab” steht sowohl für Krabbe als auch für Krebs. Der Crab–Nebel befindet sich jedoch nicht im Sternbild Krebs sondern im Sternbild Stier.

[3] Interplanetare und interstellare Szintillation ist das radioastronomische Pendant zum optischen Seeing (siehe Kapitel 4.1). Das Phänomen wird durch ionisiertes Gas im interstellaren Medium, in unserem Sonnensystem und in der terrestrischen Ionosphäre verursacht.

[4] Quasare: aktive Galaxien, die (im Gegensatz zu Radiogalaxien) aufgrund ihrer großen Entfernung als Punktquellen erscheinen.

[5] PSR steht für ”Pulsating Source of Radio”. Die Zahlen geben die Koordinaten im Äquatorialsystem an.

Über 1500 Pulsare sind heute bekannt. Ihre Parameter können über den Pulsar Katalog der Australia Telescope National Facility (ATNF) bezogen werden[6] [Manchester 2005].

3.2.2 Physik der Pulsare

Aufbau von Neutronensternen

Neutronensterne sind äußerst kompakte Objekte mit theoretisch möglichen Massen zwischen 0,2 und 2 Sonnenmassen, bei typischen Radien von nur 10 bis 15 km [Lyne 1998]. Gemessen wurden (bei Pulsaren in Doppelsternsystemen) Massen zwischen 1 und 2 Sonnenmassen [Stairs 2004]. Der Aufbau eines Neutronensterns hängt stark von der Zustandsgleichung seiner Materie ab. Die auf Neutronensternen vorherrschenden Dichten sind jedoch nicht im Labor herstellbar , was zur Folge hat, dass die Zustandsgleichung nicht experimentell untersucht werden kann. Deshalb sind Hypothesen über das Innere von Neutronensternen mit großen Unsicherheiten behaftet. Einige Neutronenstern–Modelle werden in [Lattimer 2001] verglichen. Typischen Modellen zufolge beträgt die Dichte an der Sternoberfläche etwa $10^6\ \mathrm{g/cm}^3$. Die äußerste Schicht bis ca. 1km Tiefe besteht hauptsächlich aus kristallinem Eisen. In den inneren Schichten wird die Anzahl der Neutronen pro Atomkern immer größer, da unter dem zunehmenden Gravitationsdruck immer mehr Elektronen mit Protonen kombinieren. Ab einer gewissen Dichte werden Atomkerne instabil und es bildet sich eine superfluide Neutronenflüssigkeit aus. Neutronensterne könnten einen festen Kern besitzen mit Dichten bis zu $3 \times 10^{15}\,\mathrm{g/cm}^3$ (ca. 10 mal so viel wie gewöhnliche Kernmaterie) [Lyne 1998].

Abnahme der Rotationsfrequenz

Pulsare schöpfen ihre Energie aus ihrer Rotation. Aus der Abnahme der Rotationsfrequenz kann daher ihre gesamte abgegebene Leistung abgeschätzt werden:

$$\dot{E} = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\frac{1}{2}I\Omega^2 = I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I\nu\dot{\nu} \tag{3.1}$$

mit I : Trägheitsmoment
Ω : Kreisfrequenz der Pulsarrotation
ν : Frequenz der Pulsarrotation.

Das Trägheitsmoment beträgt

$$I = kMR^2 \tag{3.2}$$

mit M : Masse
R : Radius.

Der Koeffizient k hängt vom Aufbau des Neutronensterns ab und beträgt k= 2/5 für eine homogene Kugel. Eine grobe Abschätzung ergibt

$$I \approx 10^{45}\ \mathrm{gcm}^2\ (\mathrm{mit}\ M = 1,4M_\odot,\ R = 10\ \mathrm{km},\ k = 0.4)\ ^{7}.$$

[6] http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/
[7] $M_\odot$ ist die Sonnenmasse. $1M_\odot \approx 2 \times 10^{30}$ kg.

Für PSR B0531+21, den Crab–Pulsar, folgt daraus:

$$\dot{E} \approx 1,5 \times 10^{38}\ \mathrm{erg/s}\,.$$

Der größte Anteil dieser Energie geht bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen verloren. Dabei wird ein kleiner Teil über Synchrotron– und Krümmungsstrahlung in Photonen transformiert. Es wird davon ausgegangen, dass der Strahlung im Radiobereich ein anderer Emissionsmechanismus zugrunde liegt, als im Hochenergiebereich (in diesem Fall optisch über Röntgen– bis Gammastrahlung).

Die Magnetosphäre

Neutronensterne besitzen sehr hohe Magnetfelder[8] von bis zu 10^{12} G. Diese Größenordnung ist konsistent mit der Annahme, dass bei der Entstehung eines Neutronensterns der magnetische Fluss des kollabierenden Vorgängerobjektes erhalten wird und sich dadurch die magnetische Flussdichte entsprechend erhöht. P. Goldreich und W. Julian [Goldreich 1969][9] haben gezeigt, dass durch das rotierende Magnetfeld eine der Graviation entgegengesetzte Kraft (parallel zu den Magnetfeldlinien) entsteht, die Elektronen und Protonen aus der Oberfläche des Neutronensterns extrahieren. Dies führt zu einer mit Plasma gefüllten Region, der Magnetosphäre. Abbildung 3.1 zeigt ein Modell der Magnetosphäre eines Pulsars. Die Magnetfeldachse kann beliebige Winkel mit der Rotationsachse einschließen. Der Lichtzylinder ist der Ort, an dem ein starr mit dem Neutronenstern mitrotierender Punkt Lichtgeschwindigkeit erreicht. Beim Crab–Pulsar hat er einen Radius von

$$r_{\mathrm{Lichtzylinder}} = \frac{cP}{2\pi} \approx 1600\,\mathrm{km}$$

mit P : Umlaufperiode
c : Lichtgeschwindigkeit.

Das Magnetfeld rotiert innerhalb des Lichtzylinders mit dem Neutronenstern mit, außerhalb werden die Magnetfeldlinien durch die Rotation des Pulsars toroidförmig aufgewickelt. Sie schließen sich erst im Bereich des umgebenden Supernovaüberrests, man spricht von offenen Feldlinien. Aufgrund der hohen magnetischen Feldstärke können sich geladene Teilchen in erster Näherung nur parallel zu den Feldlinien bewegen und damit nur über die offenen Feldlinien aus dem Lichtzylinder entkommen.

Gebiete, in denen eine Beschleunigung der Teilchen und somit eine Emission stattfindet, können deshalb nur außerhalb der geschlossenen Magnetfeldlinien liegen. Sowohl die genaue Lage dieser Emissionsgebiete, als auch die dominierenden Emissionsmechanismen sind nicht bekannt.

[8] 1 G = 1 Gauß = 10^{-4} Tesla

[9] Im Goldreich–Julian–Modell sind Magnetfeldachse und Rotationsachse parallel. Obwohl diese Annahme nicht der Realität entspricht, ist das Modell doch zur Illustration der grundlegenden Prinzipien geeignet.

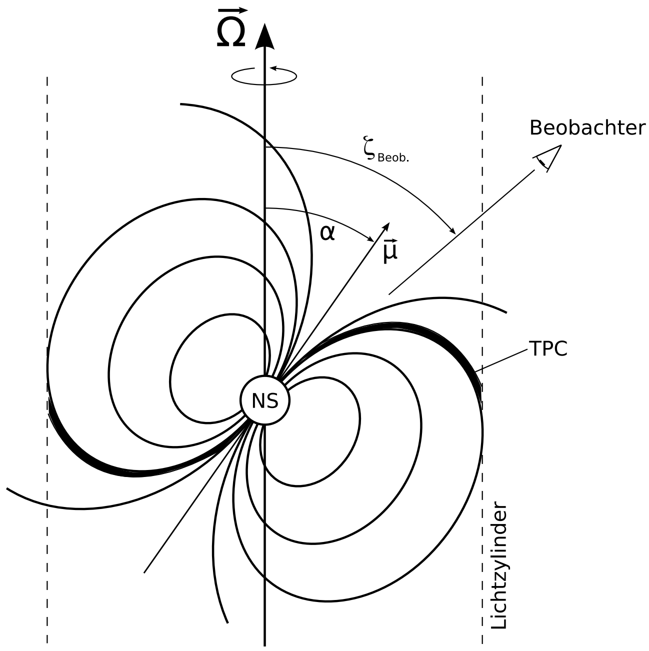

Abbildung 3.1: Die Magnetosphäre eines Pulsars. NS steht für Neutronenstern. Die Magnetfeldachse $\vec{\mu}$ schließt mit der Rotationsachse $\vec{\Omega}$ den Winkel α ein. TPC bezeichnet die Emissionszone im Two–Pole Caustic Model. (Zeichnung nach [Dyks 2003])

Emissionsmodelle

Es existieren verschiedene Modelle, um die Emissionseigenschaften von Pulsaren zu erklären. Die wichtigsten sind das ”Outer Gap Model” (siehe z.B. [Romani 1995]), und das ”Polar Cap Model” (siehe z.B. [Daugherty 1982]). Zwei neuere Modelle reproduzieren nicht nur die Lichtkurve, sondern auch die Polarisationseigenschaften des Crab–Pulsars qualitativ: das ”Striped Wind Model” [Kirk 2002] und das ”Two–Pole Caustic Model” [Dyks 2003]. Im Striped Wind Model wird angenommen, dass die Strahlung bei ca. 10 bis 100 Lichtzylinderradien im Bereich der toroidförmig um den Pulsar gewickelten Magnetfeldlinien entsteht. Im Two–Pole Caustic Model liegt das Emissionsgebiet direkt außerhalb der letzten geschlossenen Feldlinie (TPC in Abbildung 3.1). Der Beobachter sieht abwechselnd die beiden Magnetfeldpole (”Two–Pole”). Durch endliche Lichtlaufzeiten überlagern sich bei bestimmten Pulsarphasen Photonen, die in verschienenen Höhen über dem Neutronenstern emittiert wurden. Dies führt zu einer kaustikartigen Verstärkung und damit zur Ausbildung von Haupt– und Nebenpuls (vgl. Abbildung 7.10). Da Photonen aus verschiedenen Höhen verschiedene Polarisationsrichtungen aufweisen, ist die Nettopolarisation der Haupt– und Nebenpulsphase gering.

J. Dyks, A. Harding und B. Rudak [Dyks 2004] haben die Polarisationslichtkurven von Pulsaren für das Outer Gap Model, das Polar Cap Model und das Two–Pole Caustic Model simuliert. Im Vergleich dazu sind in [Pétri 2005] die Polarisationseigenschaften für das Striped Wind Model zu finden.

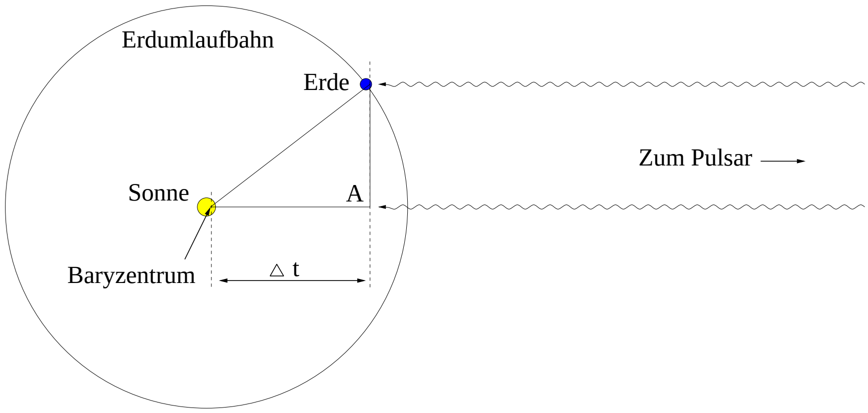

Abbildung 3.2: Laufzeitkorrektur zwischen Observatorium und Baryzentrum des Sonnensystems. Dieses liegt, abhänging von der Planetenkonstellation, innerhalb oder außerhalb der Sonne.

Phasenaufgelöste Polarimetriedaten von Pulsaren sind bisher fast nur im Radiobereich verfügbar. Optische Polarimetrie konnte bisher nur mit sehr geringer Statistik durchgeführt werden (siehe z.B. [Kern 2003]). Die einzige Ausnahme bildet der Crab–Pulsar mit Daten im Infraroten, Optischen und Ultravioletten. Um die Modellrechnungen mit mehr Daten vergleichen zu können, ist es wichtig, optische Polarimetrie mit hoher Zeitauflösung an weiteren Pulsaren durchzuführen. Aufgrund der wesentlich geringeren Helligkeit anderer Pulsare sind dafür größere Teleskope notwendig, als beim Crab–Pulsar. Weitere Messungen des Crab–Pulsars, besonders in der Phase zwischen den Pulsen, könnten ebenfalls helfen, den Emissionsmechanismus der hochenergetischen Strahlung von Pulsaren besser zu verstehen.

3.2.3 Baryzentrisierung

Die Lichtpulse, die von Pulsaren periodisch ausgesendet werden, unterliegen der Dopplerverschiebung[10], wenn sich die Erde auf ihrer Umlaufbahn um die Sonne (oder ein Observatorium auf seiner Bahn um die Erde) auf das Objekt zu oder von ihm weg bewegt. Um ein gleichförmig bewegtes und für alle Beobachter (sowohl Satelliten als auch bodengebunden) einheitliches Bezugssystem zu verwenden, werden alle Zeiten auf den Schwerpunkt des Sonnensystems bezogen. Man konvertiert daher die Ankunftszeit jedes Photons in dieses System. In erster Näherung etspricht dies der Addition bzw. Subtraktion von $\Delta t = \frac{d}{c}$, mit d = Abstand zwischen Sonne und Punkt A (siehe Abbildung 3.2).

Folgende weitere Effekte spielen dabei eine Rolle:

- **Sonnensystem–Ephemeride:** Die Positionen aller Planeten müssen bekannt sein, um die Lage des Schwerpunktes zu bestimmen.

- **Position des Beobachters:** Die geographische Position des Observatoriums auf der

[10] Die spektrale Dopplerverschiebung der ankommenden Strahlung spielt kaum eine Rolle. Wichtig ist aber die Dopplerverschiebung der Ankunftzeiten der Photonen.

Erde bzw. die Position des Satellitenobservatoriums im Orbit wird benötigt um die Distanz zum Baryzentrum zu bestimmen.

- **Position der Quelle:** Die zur Strahlung parallele Kathete des Dreiecks Sonne – Erde – A (Abbildung 3.2) hat je nach Richtung der Quelle verschiedene Längen. Ist diese Richtung senkrecht zur Verbindungslinie Baryzentrum – Observatorium, so ist die geometrische Komponente der Korrektur gleich Null.

- **Shapiro–Dilatation:** Ein Lichtstrahl wird durch Graviationsfelder im Sonnensystem abgelenkt. Je größer die Ablenkung ist, um so größer wird auch seine Laufzeit [Shapiro 1964].

- **Gravitationsblauverschiebung:** Weil das Pulsarsignal von außerhalb des Sonnensystems in sein Gravitationspotential hineinläuft, wird es zu höheren Frequenzen hin verschoben. Dieser Effekt ist aufgrund der elliptischen Erdumlaufbahn saisonal verschieden, da sich die Erde je nach Jahreszeit unterschiedlich tief im Gravitationspotential der Sonne befindet.

- **Dispersion des ISM:** Aufgrund der Dispersion des Interstellaren Mediums (ISM) laufen Signale verschiedener Wellenlängen verschieden schnell. Diese Korrektur ist von besonderer Bedeutung, wenn man die Pulsarlichtkurven von Radiobeobachtungen mit Hochenergiebeobachtungen vergleichen will.

All diese Effekte sind im TEMPO Code[11] berücksichtigt. Auch die Photonenankunftszeiten von OPTIMA werden auf diese Weise korrigiert.

[11] http://pulsar.princeton.edu/tempo oder http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo/

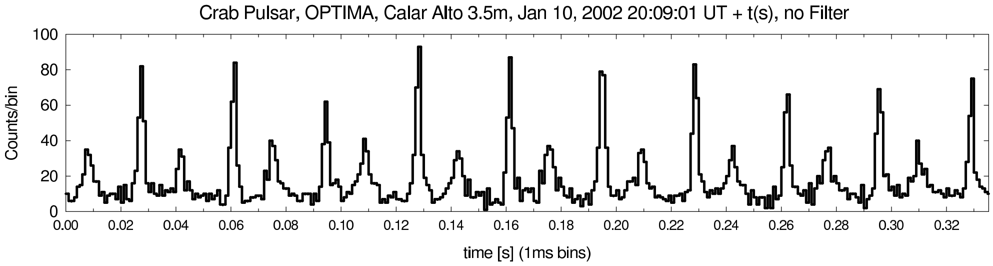

Abbildung 3.3: Lichtkurve des Crab Pulsars mit $1\ \mathrm{ms}$ Zeitauflösung. Messung des OPTIMA Photometers am $3,5\ \mathrm{m}$–Teleskop des Centro Astronómico Hispano Alemán in Spanien.

3.2.4 Faltung von Lichtkurven

Um einzelne Pulse direkt in der Lichtkurve eines Pulsars zu sehen, sind große Spiegelteleskope notwendig. Selbst dann ist das Signal/Rausch–Verhältnis meist gering. Als Beispiel zeigt Abbildung 3.3 eine Lichtkurve des Crab Pulsars wie sie von OPTIMA am 3,5 Meter–Teleskop des Calar Alto Observatoriums in Spanien aufgezeichnet wurde.

Um das Signal/Rausch–Verhältnis zu verbessern, addiert man mehrere Umläufe des Pulsars phasenkohärent miteinander und erhält so eine phasenbezogene Lichtkurve. Dieses Verfahren wird Faltung genannt, mathematisch betrachtet handelt es sich jedoch um eine Taylorsumme:

$$\phi(t_i) = \text{Bruchteil von} \left[\nu \cdot (t_i - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu} \cdot (t_i - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu} \cdot (t_i - t_0)^3 + \phi_0\right] \tag{3.3}$$

mit

$\phi(t_i)$	: Phase des Photons Nummer i,
ν, $\dot{\nu}$, $\ddot{\nu}$	: Rotationsfrequenz des Pulsars und deren Zeitableitungen,
t_0	: Referenzzeitpunkt,
t_i	: Baryzentrisierte Ankunftszeit des Photons Nummer i,
ϕ_0	: Phasenlage zum Referenzzeitpunkt t_0.

”Bruchteil von” bedeutet, dass von dem Wert in der Klammer nur die Stellen hinter dem Komma zu nehmen sind. So erhält man für jedes Photon die Ankunftszeit innerhalb einer Periode, ausgedrückt in Einheiten der Periodendauer. Aus der Anzahl der Photonen pro Phasenbin ergibt sich die Lichtkurve. Die dazu notwendigen Informationen wie ν, $\dot{\nu}$, $\ddot{\nu}$, t_0 und ϕ_0 werden Pulsar–Ephemeriden genannt und üblicherweise durch Radiobeobachtungen gewonnen. Die aktuellen Ephemeriden des Crab Pulsars können über die Website der Jodrell Bank Pulsar Gruppe bezogen werden: http://www.jb.man.ac.uk/ pulsar/crab.html .

3.3 Gamma–Ray–Bursts

3.3.1 Eine kurze Geschichte der Gamma–Ray–Bursts (1963 bis heute)

Die Vela–Satelliten

Im Jahr 1963 startete das erste Paar der Vela–Satelliten[12], um den im gleichen Jahr unterzeichneten Vertrag zum Verbot von Nuklearwaffentests zwischen Großbritannien, den USA und der Sowjetunion zu überwachen. Diese Satelliten hatten Detektoren für Neutronen, sowie für Röntgen– und Gammastrahlung an Bord. Zwischen 1969 und 1972 wurde 16 mal eine erhöhte Photonenrate in den Gammadetektoren mehrerer Satelliten koinzident gemessen [Klebesadel 1973]. Durch Laufzeittriangulation konnten die Erde und die Sonne als Quellen ausgeschlossen werden. Über Abschätzungen mit Hilfe des $1/r^2$–Abfalls von Strahlungsflüssen konnte eine untere Grenze für die Distanz dieser Quellen von mehreren Millionen Kilometern angegeben werden. Klebesadel et al. suchten auch nach zeitlichen Korrelationen mit beobachteten Supernovae, konnten jedoch keinen Zusammenhang feststellen. Zu dieser Zeit wurde der Begriff ”Gamma–Ray–Burst” (GRB) geprägt.

BATSE

Etwa 20 Jahre später wurde ein großer Schritt in Richtung der Erforschung dieses Phänomens gemacht: der Start des Compton Gamma Ray Observatory (CGRO). Eines der vier Experimente an Bord dieses Satelliten war das Burst And Transient Source Experiment (BATSE). BATSE bestand aus acht Detektoren mit NaI–Szintillatoren, die an den Ecken von CGRO angebracht waren. Diese hatten eine höhere Sensitivität als die Vela–Detektoren und wiesen während ihrer 9-jährigen Mission 2704 GRBs nach. Diese waren isotrop am Himmel verteilt (siehe Abbildung 3.4). Würden GRBs regelmäßig innerhalb unserer Galaxie auftreten, wäre dagegen eine Häufung in der galaktischen Scheibe zu erwarten. In Richtung unserer Nachbargalaxie M31 (Andromedagalaxie) war ebenfalls keine Häufung zu beobachten. Dieses Resultat widerspricht der Annahme, dass GRBs in Halos um Galaxien auftreten. Es wurde daher ein kosmologischer Ursprung angenommen.

Ein weiteres Ergebnis von BATSE war, dass die Gamma–Ausbrüche sehr unterschiedlich lange dauern. Abbildung 3.4 zeigt ein Histogramm von T_{90}. Das ist die Zeitspanne, die beginnt, nachdem 5% der Gammaenergie detektiert wurden und bei 95% der Energie endet. Man erkennt zwei Peaks, hinter denen zwei Populationen vermutet werden: die kurzen Bursts unterhalb $T_{90} \approx 2$ s und die langen, die zwischen einigen Sekunden und einigen 100 Sekunden dauern können.

BeppoSAX

Der italienisch–niederländische Röntgensatellit BeppoSAX[13] war von 1996 bis 2003 in Betrieb. Dieser führte Instrumente für verschiedene Spektralbereiche mit sich, unter anderem ein abbildendes Röntgenteleskop. Der Gamma–Ray–Burst–Monitor des Satelliten meldete

[12] Vela: von spanisch ”velar”= wachen

[13] BeppoSAX: Benannt nach dem italienischen Physiker Giuseppe ”Beppo” Occhialini und ”Satellite per Astronomia i raggi X”

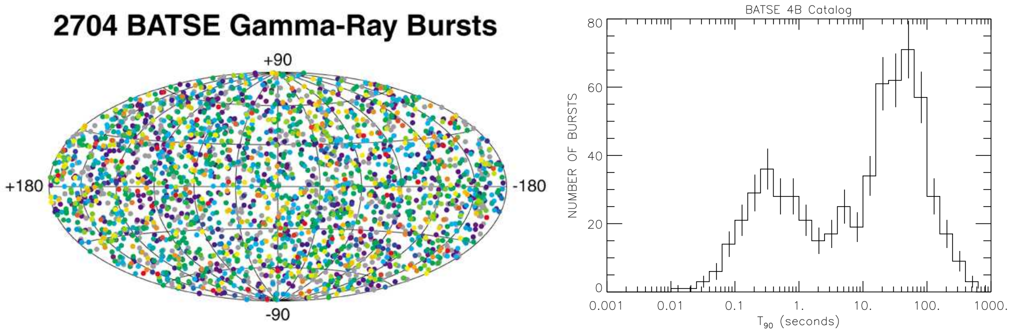

Abbildung 3.4: Die beiden wichtigsten Ergebnisse von BATSE: Links die isotrope Verteilung der GRBs am Himmel in galaktischen Koordinaten. Die verschiedenen Farben entsprechen verschiedenen Flussdichten. [BATSE 2005]. Rechts ein Histogramm der Emissionsdauern der BATSE–Bursts [Paciesas 1999]. Graphik von [Mallozzi 2001].

am 28. Februar 1997 einen Burst[14], bei dem es gelang, acht Stunden danach ein Nachleuchten im Röntgenlicht mit dem selben Satelliten nachzuweisen [Costa 1997]. Dabei wurde die Position so genau ermittelt, dass zum ersten Mal auch im optischen Spektralbereich ein Afterglow mit mehreren Teleskopen beobachtet werden konnte. Dies war der Beginn des neuen wissenschaftlichen Gebietes der GRB–Afterglow–Beobachtungen. Die Entfernung von GRB–Afterglows konnte durch Messen der Rotverschiebung bestimmt werden. Somit war bestätigt, dass es sich um kosmologische Objekte handelt, die so hell strahlen, dass sie ausgehend von den entferntesten Galaxien noch auf der Erde sichtbar sind.

Swift

Im November 2004 startete der NASA–Satellit Swift[15], der sich bis heute im Orbit befindet. Swift hat drei wissenschaftliche Instrumente an Bord:

- **BAT**: Das "Burst Alert Telescope" ist ein abbildendes Gamma–Teleskop mit einem sehr großen Gesichtsfeld von $90° \times 120°$. Es ist im Energiebereich von 15 keV bis 150 keV sensitiv und kann Transienten in diesem Bereich auf ca. 4 Bogenminuten genau lokalisieren.

- **XRT**: Das "X–Ray Telescope" hat ein Gesichtsfeld von $23,6' \times 23,6'$ und ist im Energiebereich zwischen $0,2$ keV und 10 keV sensitiv. Seine Positionsbestimmung ist auf 3 bis 5 Bogensekunden genau.

- **UVOT**: Das "UltraViolet/Optical Telescope" hat 30 cm Spiegeldurchmesser, ein Gesichtsfeld von $17' \times 17'$ und eine Positionsgenauigkeit von $1''$. Sein Spektralbereich reicht von 170 nm bis 650 nm.

Das Burst Alert Telescope führt im regulären Betrieb eine Durchmusterung im harten Röntgenbereich durch. Deshalb ist sein Bildfeld immer auf verschiedene Bereiche des Himmels

[14] GRB 970228
[15] Englisch "swift" = (1) flink, (2) der Mauersegler. http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html

ausgerichtet. Sobald BAT einen Zählratenanstieg registriert, entscheidet der an Bord befindliche Kontrollcomputer, ob es sich um einen Burst handeln könnte oder nicht. Gleichzeitig wird die Position über das GRB Coordination Network (GCN) an das Internet weitergeleitet, von dort aus werden die Koordinaten an bodengebundene– und Satellitenobservatorien weitergeleitet. Bei 80% aller Burstmeldungen kann Swift innerhalb von 20 bis 70 Sekunden (daher sein Name) umschwenken[16] und richtet so seine beiden anderen Instrumente ebenfalls auf den Burst aus. Daraufhin beginnen XRT und UVOT mit der Suche nach einem Afterglow. Da jeder GRB einen Röntgen–Afterglow aufweist, ist (mit Hilfe von XRT) für etwa 8 von 10 GRBs innerhalb einer Stunde die Position auf ca. $5''$ genau bekannt. Für den Fall, dass UVOT einen optischen Afterglow entdeckt, wird auch dessen Position an das GCN übermittelt. Auch OPTIMA–Burst (siehe Kapitel 4.5) hat eine Verbindung zum GCN und wird so im Falle eines Burst getriggert.

3.3.2 Das Kollapsar–Modell

Das heutige Verständnis des Phänomens der Gamma–Ray–Bursts ist folgendes: Die kurzen Bursts entstehen durch die Verschmelzung zweier kompakter Objekte wie z.B. Neutronensterne. Auch von diesen wurden in neuerer Zeit Afterglows beobachtet.

Die langen Bursts sind, ähnlich wie Supernovae, Explosionen von Sternen in der Endphase ihrer Lebensdauer. Dafür spricht, dass sowohl die Lichtkurven als auch die Spektren mancher GRB–Afterglows nach einiger Zeit die typische Form der Lichtkurven und Spektren von Supernovae (mit um den Faktor 10 bis 10^3 höherer Energie) entwickeln. Bei langen GRBs wird vermutet, dass anstatt eines Neutronensterns ein Schwarzes Loch bei der Explosion des Sterns entsteht [Mac Fadyen 1999]. Die dabei ausgestoßene Materie und Energie wird nicht isotrop abgestrahlt, sondern in Form von hochrelativistischen Jets. Dafür sprechen mehrere Hinweise:

Gesamtenergie

Mit Hilfe der Rotverschiebung eines GRB–Afterglow lässt sich dessen Entfernung bestimmen. Damit kann über die auf der Erde registrierte Flussdichte auf die gesamte emittierte Energie des Ereignisses geschlossen werden. Unter der Annahme einer isotropen Energieabstrahlung ergeben sich Gesamtenergien von 10^{53} erg bis 10^{54} erg. Es gibt keine Modelle, die einen so hohen Energieausstoß erklären könnten. Darüber hinaus kann mit Hilfe der Zeitvariabilität die Größe des Objektes und daraus die Photonendichte abgeschätzt werden. Dabei erhält man Dichten, die so hoch sind, dass eine solche Quelle aufgrund ihrer optischen Dicke eigentlich keine nichtthermische Strahlung emittieren kann[17]. Unter Berücksichtigung der Jet–Geometrie erhält man eine Gesamtenergie um 10^{51} erg mit deutlich geringerer Streuung von Burst zu Burst (Siehe Abbildung 3.5).

Für Supernovae würde man Energien in der Größenordnung 10^{49} erg erwarten. Deshalb heißen GRB–Explosionen auch ”Hypernovae”.

[16] In 20% der Fälle kann ein Umschwenken aufgrund von technischen Einschränkungen nicht stattfinden. Der Satellit darf z.B. nicht zur Sonne ausgerichtet werden.

[17] Ab $1,022$ MeV ist das Plasma optisch dick durch Paarerzeugung.

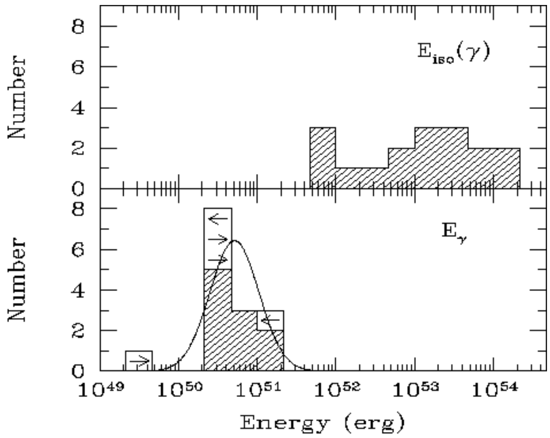

Abbildung 3.5: Energieverteilungen einiger Bursts mit bekannter Entfernung. Oben unter Annahme isotroper Emission, unten die korrigierte Version für jetförmige Emission. Die Pfeile geben für fünf Bursts obere und untere Grenzen an. [Frail 2001]

Jetbreak

Ein stärkeres Argument für die Jet–Geometrie kann aus den Lichtkurven der Afterglows abgeleitet werden. Bewegt sich eine Strahlungsquelle mit hochrelativistischer Geschwindigkeit, so ist ihre Emission in Bewegungsrichtung gebündelt. Der Öffnungswinkel des Strahlungskegels wird auch Beaming–Winkel genannt und beträgt $\theta \approx 1/\Gamma$, wobei Γ der Lorentz–Faktor ist: $\Gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$.

Trifft der hochrelativistische Materieausfluss auf interstellares Medium, so wird er dadurch abgebremst, der Γ–Faktor wird kleiner und der Beaming–Winkel damit größer. Gleichzeitig nimmt seine Strahlungstemperatur und folglich seine Helligkeit ab. Durch den größeren Beamingwinkel sieht der Beobachter eine immer größere Fläche, was die intrinsische Abnahme der Helligkeit teilweise kompensiert. Dieser Effekt funktioniert so lange, bis der Beaming–Winkel so groß ist, wie der geometrische Öffnungswinkel des Jets. Dann kann die sichtbare Fläche nicht mehr zunehmen und der Beobachter sieht die wahre Rate der intrinsischen Helligkeitsabnahme. Dieser Effekt wird als Jetbreak bezeichnet (siehe Abbildung 3.6). Aus dem Zeitpunkt des Jetbreak kann der Öffnungswinkel des Jets bestimmt und so mit Hilfe der Entfernung auf die Gesamtenergie des Ereignisses zurückgerechnet werden.

3.3.3 Polarisation von GRB–Afterglows

Eine weitere Möglichkeit, die Jet–Natur von Gamma–Ray–Bursts zu überprüfen, ist die Messung der Polarisation der GRB–Afterglows. Folgender Mechanismus kann die Symmetrie des Beobachtungsobjektes brechen und damit eine Netto–Polarisation bewirken [Ghisellini 1999]:

Man stelle sich die Stoßfront eines GRB als flache Scheibe vor, deren Ausbreitungsrichtung senkrecht zu ihrer Oberfläche ist. Das Magnetfeld parallel zur Oberfläche der Scheibe sei völlig ungeordnet, während es senkrecht dazu eine gewisse Ordnung aufweise. Die Strahlung, die diese Scheibe senkrecht zu ihrer Oberfläche emittiert, ist unpolarisiert; parallel zur

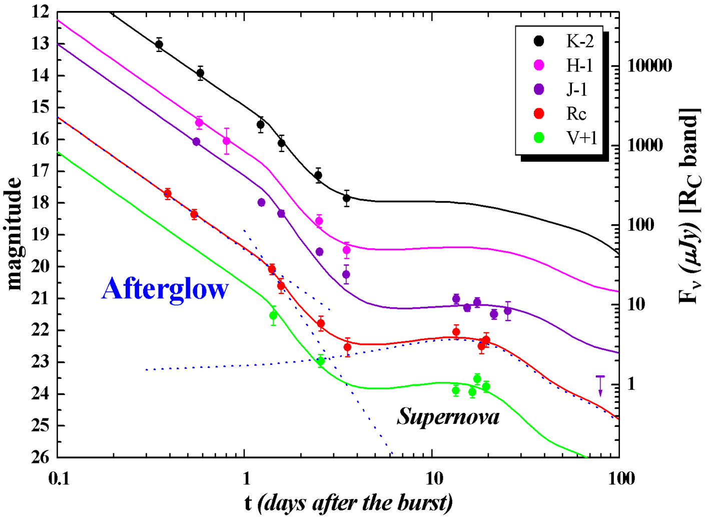

Abbildung 3.6: Lichtkurve von GRB 011121 in verschiedenen Spektralbändern. Der Jetbreak ist bei ca. 1,5 Tagen in allen Bändern zu sehen. Die Lichtkurve der Supernova wird etwa 3 Tage nach dem Burst in verschiedenen Bändern verschieden stark sichtbar. [Greiner 2003b]

Oberfläche jedoch, je nach Ordnungsgrad des Magnetfeldes, mehr oder weniger stark polarisiert [Laing 1980]. Aufgrund der hochrelativistischen Geschwindigkeit des Materieflusses ist die Strahlung stark gebündelt. Das heisst, dass solche Photonen, die im Bezugssystem der Stoßfront senkrecht zur Sichtlinie des Beobachters emittiert werden, im Laborsystem einen Winkel von $\theta \approx 1/\Gamma$ mit der Sichtlinie einschließen. Dieser Effekt wird auch relativistische Aberration genannt (siehe Abbildung 3.7 rechts). Die beobachtete Strahlung wurde im Ruhesystem der Stoßfront parallel zur Oberfläche der Front emittiert und ist daher, nach dem Modell von Laing [Laing 1980], intrinsisch polarisiert.

Nun ist noch ein Mechanismus notwendig, der die Rotationssymmetrie bricht, damit polarisierte Strahlung beim Beobachter ankommt und nicht weggemittelt wird. Abbildung 3.8

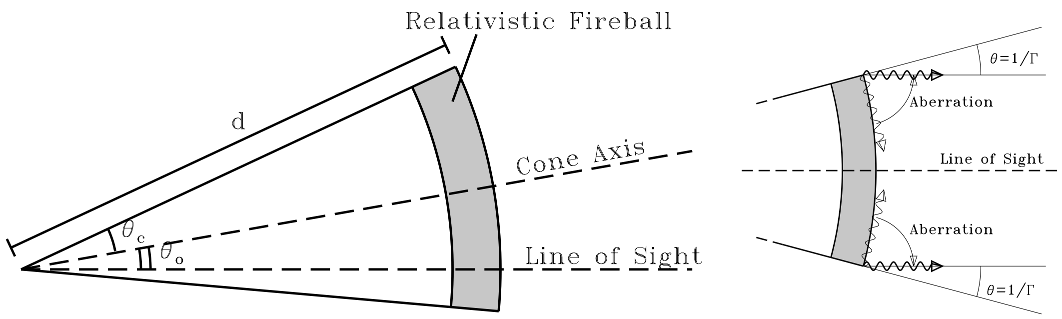

Abbildung 3.7: Zur Geometrie eines GRB–Jet. Rechts ist eine vergrößerte Ansicht der Region um die Sichtlinie gezeigt. [Ghisellini 1999]

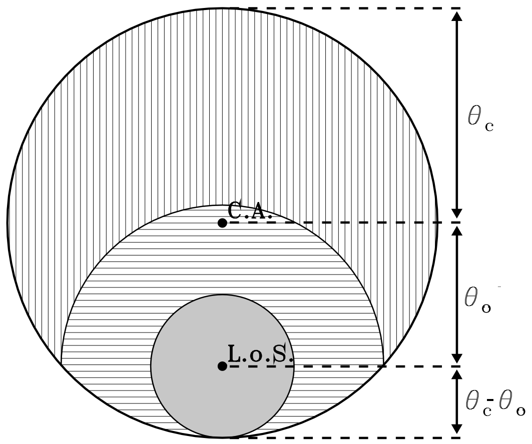

Abbildung 3.8: Skizze der Jet–Stoßfront aus der Sicht des Beobachters. Die sichtbare Fläche ist je nach Beamingwinkel unterschiedlich polarisiert. Die Schraffur deutet jeweils den Netto–Polarisationswinkel an. [Ghisellini 1999]

zeigt die Stoßfront, wie sie räumlich aufgelöst vom Beobachter gesehen werden würde. C.A. (Cone Axis) bezeichnet die Jetachse, L.o.S. (Line of Sight) die Sichtlinie. Die Jetachse zeigt also nicht ganz in Richtung der Erde, sondern schließt mit der Sichtlinie einen Winkel θ_o ein (siehe Abbildung 3.7). Der Jetöffnungswinkel ist mit θ_c bezeichnet. Zunächst breitet sich der Jet hochrelativistisch aus und es gilt: $\Gamma > 1/(\theta_c - \theta_o)$. So lange diese Bedingung erfüllt ist, tritt keine Nettopolarisation auf, da die elektrischen Feldvektoren radial zur Sichtlinie schwingen. Wird der Jet langsamer und der Gammafaktor damit kleiner, so wird immer mehr vom eigentlichen Jet sichtbar. Bei $\Gamma = 1/(\theta_c - \theta_o)$ findet der erste Jetbreak statt. Die sichtbare Fläche nimmt daher nicht mehr in dem Maße zu wie bisher. Außerdem "fehlt" nun der untere Teil des radial polarisierten Lichtes. Dies führt zu einer Nettopolarisation senkrecht zur Verbindungslinie C.A. – L.o.S. (waagerecht schraffierte Fläche). Diese Nettopolarisation nimmt zunächst bis zu einem Maximum zu und danach wieder ab, solange bis sich die beiden Polarisationskomponenten gerade wieder ausgleichen. Dann wird keine Polarisation beobachtet. Ab diesem Zeitpunkt überwiegt immer mehr die senkrechte Polarisationskomponente, das heißt der beobachtete Polarisationsgrad nimmt nochmals zu. Der Polarisationswinkel steht dann senkrecht zu dem im ersten Peak gemessenen Winkel. Schließlich geht der Lorentzfaktor gegen 1 und die intrinsische Polarisation nimmt deshalb ab. In dem Artikel von Ghisellini und Lazzati [Ghisellini 1999] wird eine Modellrechnung durchgeführt, die den zu erwartenden Fluss und Polarisationsgrad wiedergibt. Deren Ergebnisse sind für verschiedene Verhältnisse zwischen Beobachtungswinkel und Jetöffnungswinkel $\frac{\theta_o}{\theta_c}$ in Abbildung 3.9 dargestellt. In der Lichtkurve ist kein scharfer Jetbreak zu sehen, sondern ein fließender Übergang von einem flachen zu einem steilen Potenzgesetz. Da die Wahrscheinlichkeit, dass Jetachse und Sichtlinie zusammenfallen, klein ist, werden Polarisationsgrade von 5 bis 10 Prozent erwartet.

2003 wurde der Polarisationsverlauf des optischen Afterglows von GRB 030329 gemessen [Greiner 2003a]. Der Beginn der Polarimetrie war 0,5 Tage nach dem Burst. In der Lichtkurve konnte ein Jetbreak 0,4 Tage nach dem Burst gefunden werden. Der Verlauf des Polarisationsgrades ist konsistent mit den Kurven in Abbildung 3.9. Der Polarisationswinkel ändert

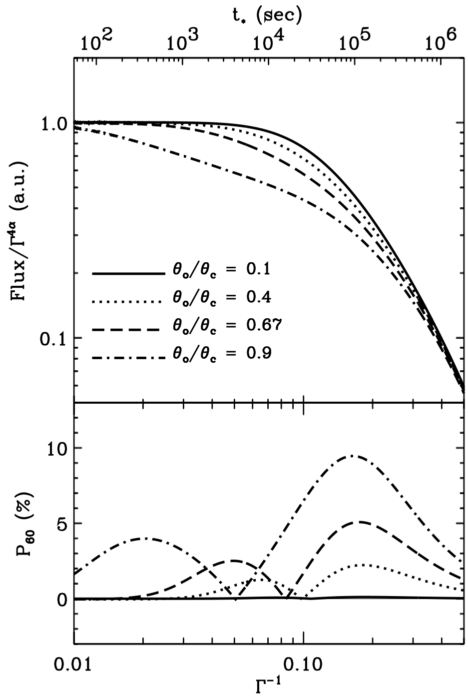

Abbildung 3.9: Verlauf von Intensität und Polarisationsgrad nach dem Modell von Ghisellini und Lazzati. [Ghisellini 1999]

sich jedoch zwischen den beiden Polarisationsgrad–Maxima nicht um $90°$, sondern um $30°$. Diese Beobachtung könnte durch ein Zweikomponenten–Modell [Berger 2003] erklärt werden. Dabei dominiert ein hochrelativistischer Jet die Emission bis 1,5 Tage nach dem Burst und ein zweiter, weniger relativistischer Jet verursacht in der Phase danach einen Helligkeitsanstieg und bestimmt die Polarisationseigenschaften in dieser Phase. Die beiden Jets haben in diesem Modell verschiedene Symmetrieachsen.

Es existieren einige weitere Modelle, die andere Verläufe der Polarisationsparameter p und θ vorhersagen. Die Zeitskala auf denen die Variationen stattfinden, hängt von den Eigenschaften des GRB ab. Mit dem neuen OPTIMA–Polarimeter wäre es während der geplanten Burst–Kampagne durchaus möglich, die Polarisationsparameter in einer frühen Phase nach dem Burst zu messen. Dies würde einen weiteren Test der Hypothese des kollimierten Materieflusses (Jets) darstellen und Möglichkeiten für neue Entdeckungen eröffnen.

Kapitel 4

Das OPTIMA–Photometer

Das Instrument OPTIMA (**O**ptical **P**ulsar **TIM**ing **A**nalyser) wurde im Rahmen einer Doktorarbeit am Max–Planck–Institut für extraterrestrische Physik (MPE) entwickelt [Straubmeier 2001]. OPTIMA ist ein Hochgeschwindigkeitsphotometer, das heißt, es misst Photonenflüsse mit hoher Zeitauflösung. Diese beträgt mit der aktuellen Datenerfassungselektronik bis zu $4\ \mu s$. Das System kann prinzipiell mit wenigen mechanischen Modifikationen an beliebige optische Teleskope montiert werden und erlaubt somit einen flexiblen Einsatz und die zeitlich hochaufgelöste Messung von Lichtkurven von Objekten sowohl auf der nördlichen als auch auf der südlichen Hemisphäre. Zunächst wurde OPTIMA hauptsächlich für die Beobachtung von Bedeckungsveränderlichen[1] und von Pulsaren entwickelt. Abbildung 4.1 zeigt das System in seiner bisherigen Konfiguration am 1,3 Meter–Teleskop der Skinakas–Sternwarte auf Kreta.

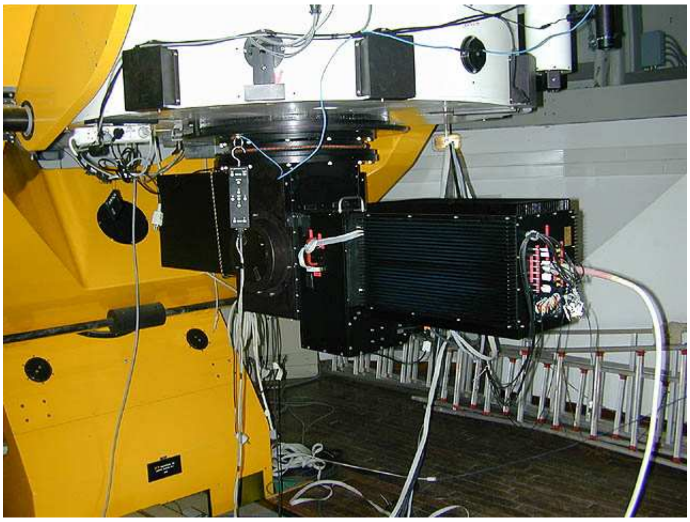

Abbildung 4.1: Das OPTIMA Photometer am 1,3 Meter–Teleskop der Skinakas Sternwarte auf Kreta. Oben in weiß die Hauptspiegelfassung, links die Gabel der Teleskopmontierung.

[1]Bedeckungsveränderliche: Doppelsternsysteme, die durch gegenseitige Bedeckung der beiden Komponenten ihre Helligkeit verändern.

4.1 Funktionsweise von OPTIMA

Anhand von Abbildung 4.2 werden nun die Funktionsweise und die einzelnen Komponenten von OPTIMA erläutert:

- **Teleskop:** OPTIMA kann mit Hilfe von verschiedenen Adaptern an die meisten Teleskope der Welt angepasst werden. Das Teleskop der Skinakas Sternwarte ist ein Ritchey–Chretien–System. Dies ist ein spezielles System mit Hyperboloiden als Primär– und Sekundärspiegel, wodurch optische Fehler weitgehend vermieden werden. Wichtige Daten des Teleskops sind:
  - Hauptspiegeldurchmesser: $D = 1290\ \mathrm{mm}$
  - Brennweite: $f = 9857\ \mathrm{mm}$
  - Öffnungsverhältnis: $f/D = 7,64$
- **Optionaler Filter oder rotierender Polarisator:** Als Filter wird meist ein Infrarotfilter verwendet, um die Infrarotstrahlung der Erdatmosphäre zu blockieren. Für das bisherige Polarimeter wird an dieser Stelle ein rotierendes Polaroidfilter eingesetzt (siehe Kapitel 4.4).
- **Cassegrain Fokus:** Die Brennebene des Teleskops. Cassegrain ist die Bezeichnung für die spezielle Strahlführung bei Reflektorteleskopen, bei denen der Strahlengang durch ein zentrales Loch im Hauptspiegel führt.
- **Feldaufsichtsoptik:** Dieses Teilsystem von OPTIMA sorgt mit Hilfe einer Optik mit CCD–Kamera dafür, dass das Licht des gewünschten Beobachtungsobjektes in die gerade gewünschte Glasfaser eingekoppelt werden kann. Der ”**Target–PC**” analysiert das Bild des CCD und gibt an das Telescope Control System (TCS) eventuell notwendige Steuerbefehle weiter. Mit einem motorbetriebenen Shutter an der Lichteintrittsöffnung kann das Gehäuse lichtdicht verschlossen werden.
- **Glasfasern:** Einige Glasfasern sind in einem Keilspiegel (siehe Abbildung 4.3) so eingepasst, dass ihre Stirnflächen direkt in der Fokalebene des Teleskops zu liegen kommen. Der Keilspiegel reflektiert das Licht der Himmelsumgebung des Target–Objektes zur CCD–Kamera. Nur das Licht des Target–Objektes selbst und seiner näheren Umgebung landet bei richtiger Teleskoppositionierung in der jeweiligen Glasfaser. Der lichtleitende Bereich einer Glasfaser hat einen Durchmesser von ca. $300\ \mu\mathrm{m}$. Beim 1,3 Meter–Teleskop der Skinakas Sternwarte entspricht dieser Wert am Himmel einem Winkelbereich von etwa 6 Bogensekunden. Dies ist durch folgende Beziehung gegeben:
  $$d = f \tan \alpha \tag{4.1}$$
  wobei d der Objektdurchmesser in der Fokalebene, α der Winkeldurchmesser des Objektes am Himmel und f die Teleskopbrennweite ist. Alle stellaren Beobachtungsobjekte außerhalb unseres Sonnensystems sind so weit entfernt, dass sie eigentlich als Punktquelle erscheinen würden. Die Erdatmosphäre sorgt jedoch mit Luftturbulenzen dafür, dass diese Punktquelle zu einem Gaußprofil aufgeweitet wird. Dieses

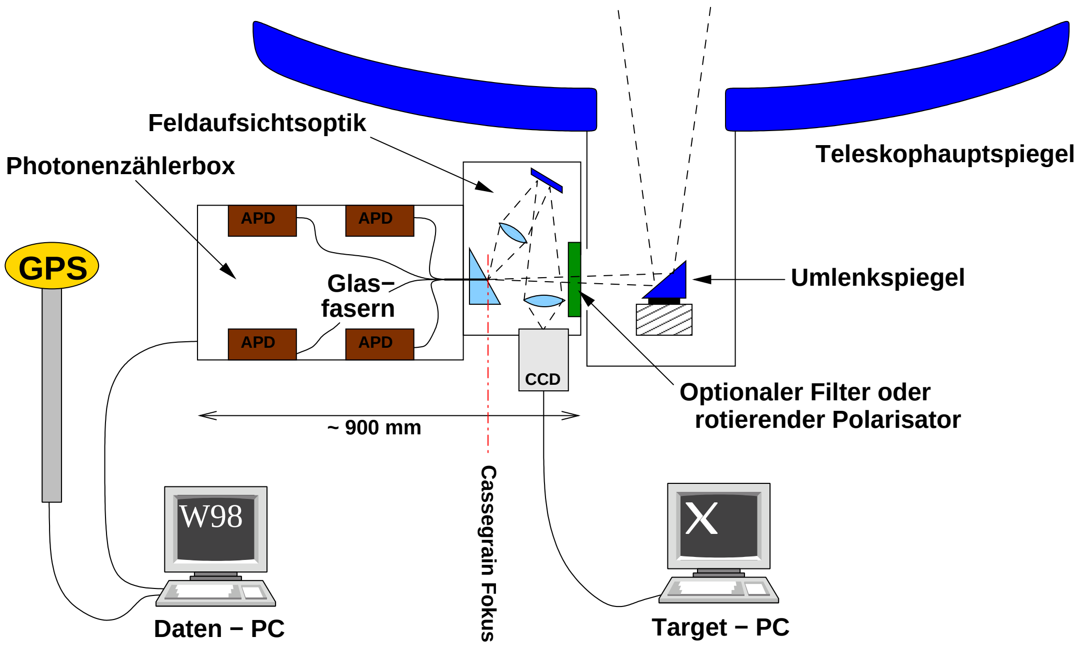

Abbildung 4.2: Skizze des OPTIMA–Photometers am Teleskop

Phänomen wird als "Seeing" bezeichnet. Am Skinakas–Observatorium kann die Halbwertsbreite des Gaußprofils[2] in manchen Nächten bis zu 2 Bogensekunden betragen. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung dieser Halbwertsbreite als Histogramm. Um auch noch die Ausläufer des Gaußprofils des Sternenlichtes mit der Glasfaser aufzufangen, wurde ein Faserdurchmesser von 6 Bogensekunden gewählt.

Der Spiegel enthält mehrere Glasfasern für verschiedene Zwecke:

- **7er–Bündel:** Eine Zentralfaser für das Targetobjekt ist von 6 Randfasern umgeben, die z.B. für die Messung eines Nebels verwendet werden können, der das Targetobjekt umgibt. Eine mikroskopische Aufnahme des Bündels ist in Abbildung 4.3 gezeigt.
- **Hintergrundfaser:** Diese Glasfaser hat die gleiche Lichtsammelfläche wie die Targetfaser und liegt am Rand des Gesichtsfeldes. Damit wird zur Hintergrundreduzierung das Leuchten des Himmelshintergrundes gemessen.
- **Spektrometerfaser:** OPTIMA hat ein kleines Vierkanal–Spektrometer, das durch die Spektrometerfaser gespeist wird.

Außerdem sind im Spiegel noch zwei LEDs als Positionsleuchten eingebaut. Diese werden zur Kalibration der CCD–Position gegenüber den Glasfasern benötigt, da man die Position der Fasern im Bild des Nachthimmels nicht mehr genau bestimmen kann.

[2]Diese Halbwertsbreite wird ebenfalls als Seeing bezeichnet.

Abbildung 4.3: **Links:** Der Keilspiegel mit seinen Bohrungen für die verschiedenen Glasfasern. Die Breite des Spiegels beträgt $5\ \mathrm{cm}$. **Rechts:** Mikroskopische Aufnahme des hexagonalen Bündels. Außendurchmesser: $1,7\ \mathrm{mm}$. Die Glasfasern sind von hinten mit rotem Licht beleuchtet.

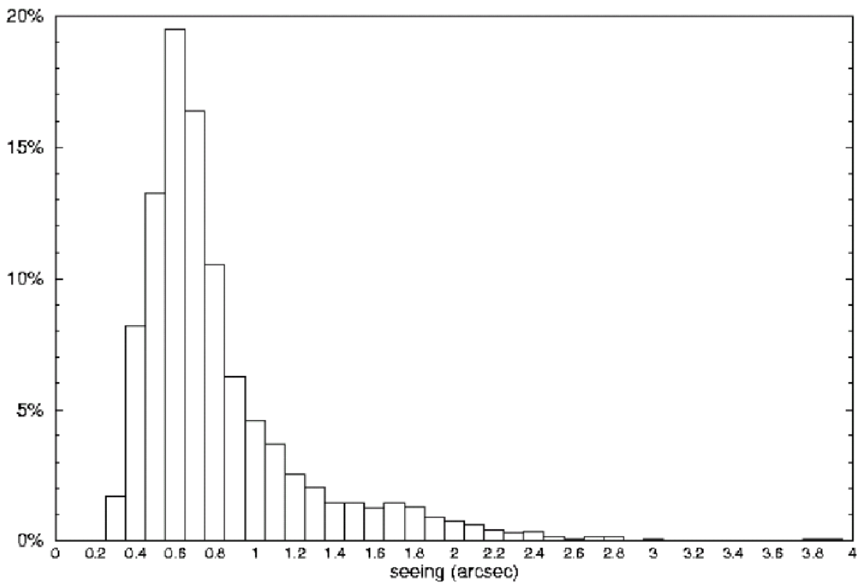

Abbildung 4.4: Histogramm der Seeingverteilung am Skinakas im Frühjahr 2001 [Boumis 2001].

Abbildung 4.5: Ein APD–Photonenzähler mit 50 Cent–Münze als Größenvergleich.

- **Photonenzählerbox:** Sie enthält die Photonendetektoren. Sie werden durch die Glasfasern mit Sternenlicht versorgt und geben für jedes ankommende Photon einen elektronischen Impuls an das Datenerfassungssystem (”**Daten–PC**”) weiter. APD steht für ”Avalanche Photo Diode”. Obwohl das Zählen erst im Datenerfassungssystem stattfindet, werden die Detektoren auch als Photonenzähler bezeichnet. Ihre Funktionsweise wird in Kapitel 4.2 genauer erklärt.

- **Daten–PC:** Das Datenerfassungssystem ordnet jedem Photon seine exakte Ankunftszeit zu und speichert diese Rohdaten auf die Festplatte. Die genaue Zeit erhält das System von einem GPS–Empfänger[3]. Das momentane Datenerfassungssystem arbeitet mit einer Taktfrequenz von $250\ \mathrm{kHz}$ und ermöglicht damit eine Zeitauflösung von $4\ \mu\mathrm{s}$.

4.2 Die Photonenzähler

OPTIMA verwendet Detektoren vom Typ SPCM–AQR des Herstellers Perkin Elmer. Abbildung 4.5 zeigt einen der Zähler, auch Single Photon Counting Module genannt. Links sieht man den Anschluss für eine Glasfaser, die vom Teleskopfokus kommt. Direkt hinter dem Anschluss befindet sich der eigentliche Halbleiterdetektor.

Funktionsprinzip

Abbildung 4.6 zeigt links einen Querschnitt durch eine Avalanche Photo Diode und rechts schematisch den Schichtaufbau. An die Kathode des p–n–Überganges wird eine hohe positive Spannung gegenüber der Anode angelegt. Der p–n–Übergang ist also in Sperrichtung gepolt. Die Diode wird im Geiger–Modus betrieben, das heißt man wählt eine Spannung

[3]GPS: Global Positioning System

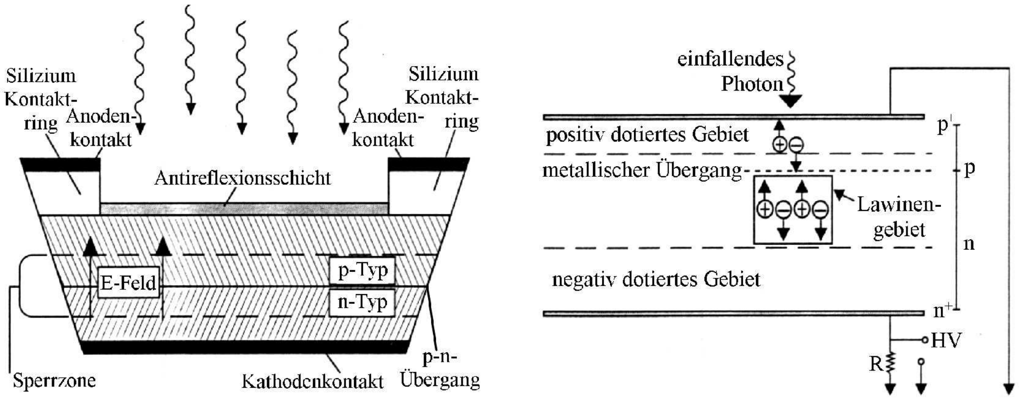

Abbildung 4.6: Aufbau und Funktionsprinzip einer APD [Straubmeier 2001].

oberhalb der Durchbruchspannung. Ein ankommendes Photon erzeugt durch inneren Photoeffekt in der Raumladungszone dieses p–n–Überganges ein Elektron–Loch–Paar. Das Elektron wird durch die angelegte Hochspannung vom Loch getrennt, und in Richtung der positiv geladenen Elektrode beschleunigt. Im Feld der Hochspannung gewinnt es so viel Energie, dass es auf seinem Weg weitere Elektron–Loch–Paare erzeugt, die ihrerseits beschleunigt werden. Dieser Lawineneffekt verleiht der Avalanche Photo Diode ihren Namen und erzeugt schon bei einzelnen Primärphotonen einen nachweisbaren Strom durch die Diode. Auch thermisch angeregte Elektronen können eine Lawine auslösen, weshalb jeder Detektor intern über ein Peltier–Element gekühlt wird, um die Dunkelzählraten möglichst gering zu halten. Kurz nachdem die Elektronik den Diodenstrom registriert hat, setzt sie aktiv die Hochspannung auf einen Wert unterhalb der Durchbruchspannung und beendet somit die Ladungslawine ("active quenching"). Die Detektorelektronik wandelt den Diodenstrom in einen TTL–Impuls[4] von ca. $35\ \mathrm{ns}$ Dauer um, danach folgt eine Totzeit von ca. $50\ \mathrm{ns}$.

Herkömmliche Photodioden kommen als Detektoren für OPTIMA nicht in Betracht, da sie nicht auf einzelne Photonen sensitiv sind. Diese Eigenschaft ist jedoch essenziell für die verwendete Zeitmessmethode. Der Vorteil von APDs gegenüber Photomultipliern ist, dass sie eine höhere Quanteneffizienz im gesamten optischen Spektralbereich besitzen, da ihre Wechselwirkungsregion dicker ist als die eines Photomultipliers. Bei letzterem muss die Wechselwirkungsregion, also die Photokathode dünn sein, da das Photon von einer Seite in die Kathodenschicht eintritt und das Photoelektron auf der anderen Seite austreten muss.

Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich der Quanteneffizienzkurven eines Photomultipliers (PMT) und einer Avalanche Photodiode. Als Beispiel sind hier die Datenpunkte eines Photomultipliers (Hamamatsu H5783–06) und einer Avalanche Photodiode (Perkin Elmer SPCM–AQR) gezeigt.

[4]TTL: Transistor–Transistor–Logic, eine Technik für integrierte Schaltkreise mit definierten Logikpegeln

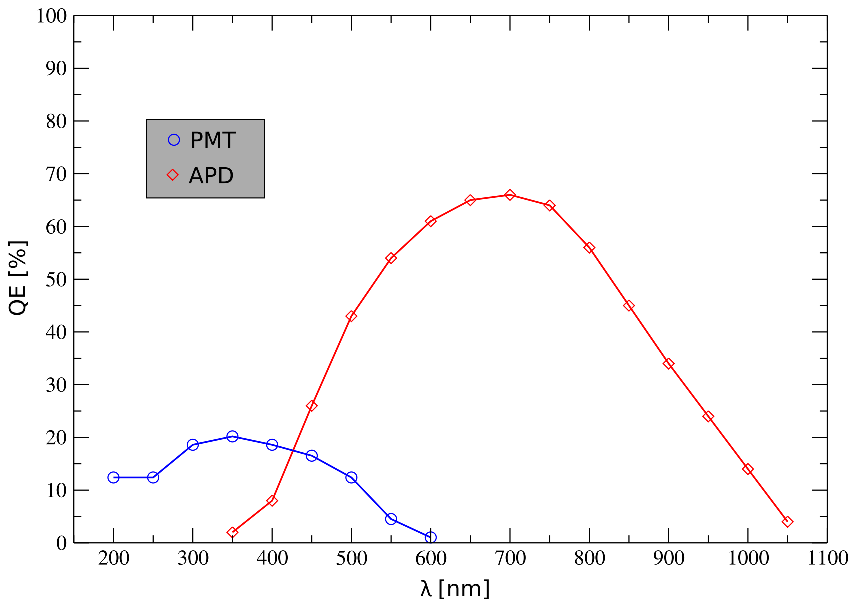

Abbildung 4.7: Quanteneffizienzkurven von APD und Photomultiplier (PMT). Datenpunkte nach [Lasercomponents 2004] und [Hamamatsu 2006].

4.3 Zeitmessung

Jedem von den APDs kommenden TTL–Impuls wird von der Datenerfassungssoftware eine Zeitmarke zugeordnet. Diese wird als Ankunftszeit des Photons gewertet. Das Datenerfassungssystem läuft auf einem Rechner mit AMD Athlon Prozessor mit $1200\ \mathrm{MHz}$ Taktfrequenz und 768 MB Arbeitsspeicher. Die Software läuft unter dem Betriebssystem Windows 98 und erlaubt einen maximalen Messtakt von $250\ \mathrm{kHz}$. Das bedeutet, dass alle vier Mikrosekunden vom Rechner eine Anfrage an die Datenerfassungselektronik gestellt wird, ob innerhalb dieser $4\ \mu\mathrm{s}$ ein Photon (im jeweiligen Kanal bzw. in der jeweiligen Glasfaser) angekommen ist, oder nicht. Um auf diese Weise kein Photon zu verpassen, sind die TTL–Impulse der APDs elektronisch auf eine Pulsbreite von $4\ \mu\mathrm{s}$ verlängert.

Abbildung 4.8 zeigt eine Übersicht über die Zeitstruktur der OPTIMA Datenerfassung. Den $250\ \mathrm{kHz}$–Messtakt liefert ein Quarz, der auf einer GPS–ISA–Karte[5] sitzt. Die Unsicherheit dieses Messtaktes wird jede Sekunde ausgeglichen durch den Sekundentakt des GPS–Empfängers der Karte. Jeder der über 24 GPS–Satelliten hat eine Atomuhr an Bord und sendet ein standardisiertes Zeitsignal zur Erde. Effekte der Signallaufzeit und der allgemeinen Relativitätstheorie werden dabei korrigiert[6].

Wenn der Benutzer die Startfreigabe zur Datenerfassung erteilt, wartet die Software auf die nächste volle Sekunde und beginnt dann mit der Messung. Jedes Messintervall hat ab Beginn der Messung eine Indexnummer, die auch als Zeitmarke angesehen werden kann. Ei-

[5] ISA: Industry Standard Architecture, ein Computerbussystem

[6] Da das Gravitationspotential am Ort der Satelliten geringer ist, als auf der Erdoberfläche, laufen die Uhren der Satelliten schneller als terrestrische Uhren.

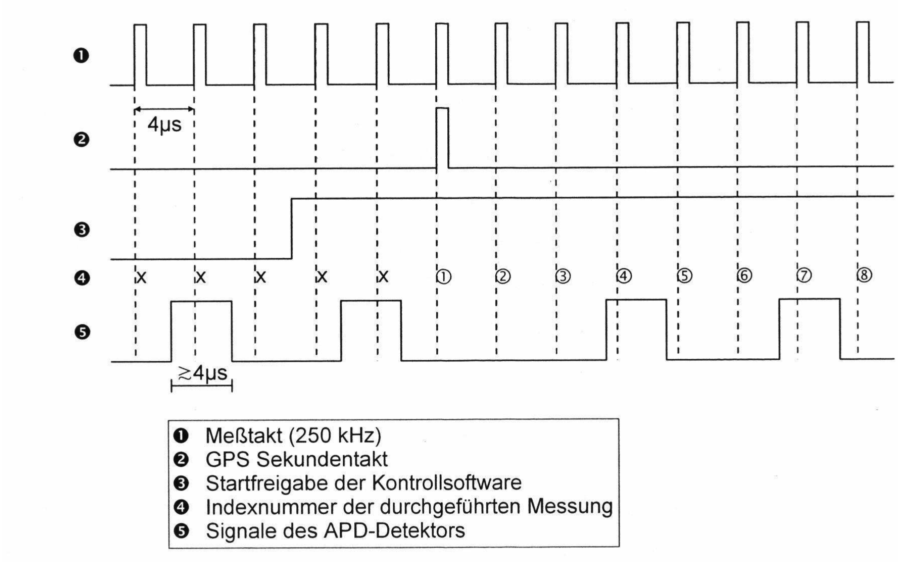

Abbildung 4.8: Zur OPTIMA Zeitmessung. Beschreibung siehe Text. [Straubmeier 2001]

ne Zeitmarke wird nur abgespeichert, wenn im betreffenden Kanal ein Photon angekommen ist. Auf diese Weise wird Speicherplatz gespart. Ein Photonenereignis nimmt 5 Byte Speicherplatz in Anspruch (1 Byte für die Kanalnummer, 4 Byte für die Zeitmarke). Nach einer einstellbaren Zeit, z.B. 10 Minuten, wird ein Datensatz aus dem Hauptspeicher auf die Festplatte geschrieben. Dadurch entsteht eine Datenerfassungslücke von einigen Sekunden. Ein typischer Datensatz von 10 Minuten Messdauer nimmt, je nach Targethelligkeit und Anzahl der Messkanäle, einige Megabyte bis maximal 250 Megabyte an Speicherplatz in Anspruch.

Pile–up–Effekt

Aufgrund der Architektur des Datenerfassungssystems ist es möglich, dass zwei oder mehr Photonen in das selbe Messintervall fallen und trotzem nur als eines registriert werden. Die Wahrscheinlichkeit dieses Pile–up–Effektes kann mit Hilfe der Poissonstatistik abgeschätzt werden:

$$p_k = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda} \tag{4.2}$$

mit: p_k : Wahrscheinlichkeit, k Photonen in einem Messintervall zu finden
λ : Erwartungswert von Photonen pro Messintervall
k : tatsächlich gemessene Anzahl von Photonen pro Messintervall.

Unter der Annahme einer konstanten Photonenrate kann λ dargestellt werden als:

$$\lambda = \Delta t \cdot I \tag{4.3}$$

mit: Δt : Dauer eines Messintervalls ($4\ \mu$s)
I : mittlere Photonenrate.

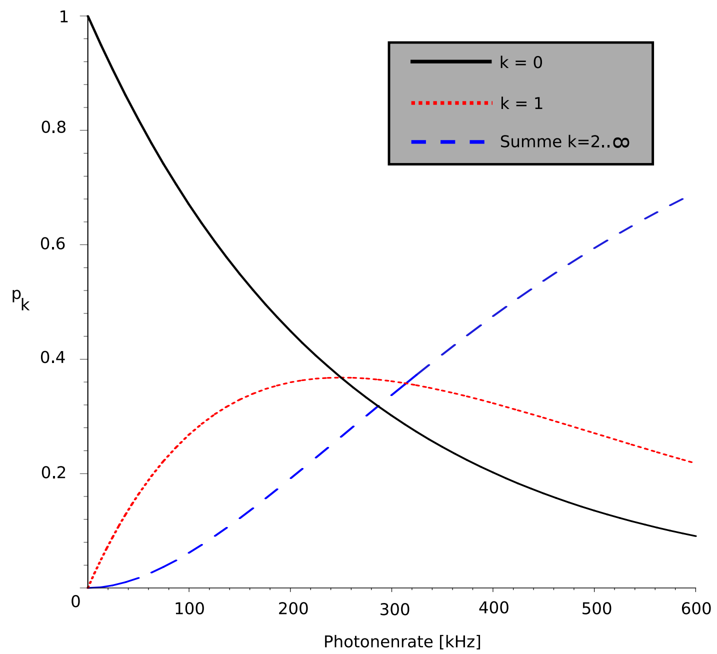

Abbildung 4.9: Zur Abschätzung des Pile–up–Effektes

In Abbildung 4.9 ist die Wahrscheinlichkeit p_k aus Gleichung (4.2) graphisch dargestellt für den Fall k = 0 Photonen, k = 1 Photon und die kumulierte Wahrscheinlichkeit $p_{\geq 2}$, 2 oder mehr Photonen in einem Messintervall zu finden. Numerisch erhält man für

$$p_{\geq 2} = \sum_{k=2}^{\infty} p_k \geq 1\% \tag{4.4}$$

eine Photonenrate von I = 37138 Hz. Das heißt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass zwei oder mehr Photonen in ein Messintervall fallen, für Zählraten bis 37 kHz praktisch vernachlässigbar ist. Am 1,3m–Teleskop der Skinakas–Sternwarte entspricht diese Zählrate einer Magnitude von ca. $13,3\ \mathrm{mag}$. So helle Objekte kommen momentan nur als Eichsterne für das Polarimeter zur Anwendung. Bei diesem wird jedoch die gesamte Photonenrate auf vier Kanäle verteilt, so dass der Pile–up–Effekt wiederum keine Rolle spielt.

Neue Datenerfassung

Nachteile des bisherigen Datenerfassungssystems sind:

- **Instabilität.** Der 250 kHz Messtakt konnte zur Zeit der Entwicklung von OPTIMA nur erreicht werden, indem die Software sehr tief in die Architektur des Datenerfassungsrechners eingreift. Das Datenerfassungsprogramm schreibt direkt in den Hauptspeicher des Systems, ohne darauf zu achten, ob dieser Speicherbereich schon anderen Programmen zugewiesen ist. Dies führt leicht zu Programmabstürzen und damit zu Verlust der Daten, die seit dem letzten Speichern auf Festplatte aufgenommen wurden.

- **Mangelnde Performance.** Es sind mit der bisherigen Datenerfassung aus den oben genannten Gründen nur Zählraten bis zu ca. $37\ \mathrm{kHz}$ und eine Zeitauflösung bis zu $4\ \mu\mathrm{s}$ erreichbar. Dies ist für die meisten Objekte am $1,3\ \mathrm{m}$–Skinakas Teleskop ausreichend. Da die Zählrate jedoch proportional zur Lichtsammelfläche des verwendeten Teleskops steigt, ist für größere Teleskope eine schnellere Datenerfassung notwendig.

- **Mangelnde Portabilität.** Die Datenerfassungssoftware nutzt bei der Speicherverwaltung Eigenschaften des Betriebssystems Windows 98 aus. Daher kann sie nicht auf anderen Systemen eingesetzt werden. Außerdem ist die Software nicht ausreichend dokumentiert, weshalb es sehr schwierig ist, Veränderungen oder Erweiterungen zu implementieren oder das System auf neuen Computern aufzusetzen.

Aus diesen Gründen wird zur Zeit am MPE eine neue Datenerfassungssoftware für Linux–Betriebssysteme entwickelt, die ausreichend dokumentiert und modular aufgebaut sein wird. Dadurch können Datenerfassungsmodule und Analysemodule unabhängig voneinander modifiziert werden. Auch eine neue Datenerfassungselektronik inklusive GPS–Empfänger befindet sich in der Entwicklungsphase. Diese soll per USB[7] an beliebige Rechner angeschlossen werden können.

Lichtkurven

Ein großer Vorteil sowohl des bisherigen als auch des zukünftigen Datenerfassungssystems gegenüber CCDs[8] ist, dass der Beobachter *nach* der Datenaufnahme entscheiden kann, in welchen zeitlichen Intervallen ("bins") die Daten dargestellt werden sollen. Das heißt, dadurch dass jedes Photon eine eigene Zeitmarke (mit $4\mu s$ Genauigkeit) besitzt, können z.B. Photonen, die innerhalb einer Sekunde ankommen, zu einem Zeitbin addiert werden und man erhält so eine Lichtkurve mit Zählraten versus Zeit. Je größer man die Zeitbins wählt, um so größer wird das Signal/Rausch–Verhältnis und um so schlechter die Zeitauflösung der Lichtkurve. Der Beobachter hat nach der Messung die Freiheit, zwischen diesen beiden Eigenschaften abzuwägen. Bei CCDs muss man die Belichtungszeit vorher wählen und mit ihnen erreicht man heutzutage typischerweise Zeitauflösungen im Sekundenbereich, in idealen Anwendungsfällen und mit speziellen Verfahren im Millisekundenbereich (siehe z.B. ULTRACAM [Dhillon 2001]).

4.4 Das bisherige Polarimeter

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde OPTIMA im Jahr 2002 zu einem Polarimeter weiterentwickelt [Kellner 2002]. Dazu wurde zwischen Teleskop und Keilspiegel ein rotierendes Polaroidfilter montiert (siehe Abbildung 4.10), welches über einen Zahnriemen angetrieben wird. Die Umlauffrequenz kann mit Hilfe der Betriebsspannung variiert werden und beträgt typischerweise 2 bis $8\ \mathrm{Hz}$.

[7] Universal Serial Bus

[8] CCD: Charge Coupled Device. Solche Detektoren werden standardmäßig in der modernen optischen Astronomie verwendet.

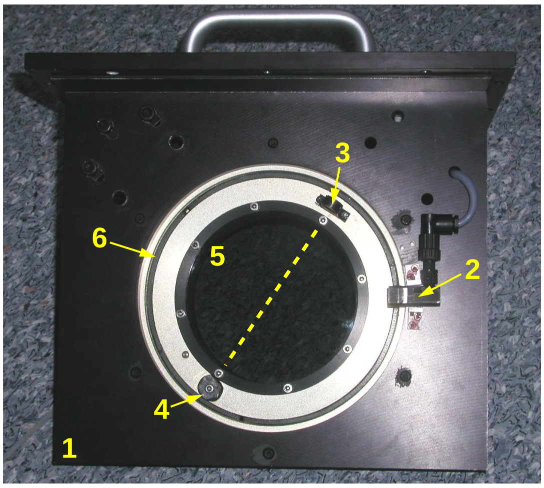

Abbildung 4.10: Die bisherige Polarisationseinheit: 1=Montageplatte, 2=Hallsensor, 3=Permanentmagnet, 4=Ausgleichsmasse, 5=Polaroidfilter, 6=Kugellager. Die Durchlassrichtung ist gestrichelt eingezeichnet. Der Antrieb befindet sich auf der Rückseite. Durchmesser des Filters: ca. 10cm.

Die Stellung des Polfilters zur Ankunftszeit eines Photons wird mit Hilfe eines Hall–Sensors ermittelt, der bei jedem Umlauf einen Impuls produziert, der in einem eigenen Datenerfassungskanal mit aufgezeichnet wird. Die genaue Winkelstellung zwischen zwei Hall–Impulsen wird linear interpoliert, unter der Annahme, dass das Polfilter gleichmäßig umläuft. Dieses Polarimeter hat folgende Eigenschaften:

- **Gesichtsfeldcodierung:** Da sich die Polaroidfolie im Strahlengang vor der Feldaufsichtsoptik befindet, codiert sie das gesamte Gesichtsfeld und somit alle im Keilspiegel enthaltenen Glasfasern. Es kann also mit Hilfe der Hintergrundfaser und den Randfasern des Bündels auch die Polarisation des Himmelshintergrundes (oder eines Nebels in der Nähe des Zielobjektes) zu jedem Zeitpunkt bestimmt und abgezogen werden.

- **Lichtverlust:** Die verwendete Polaroidfolie hat für in Durchlassrichtung polarisiertes Licht einen Transmissionskoeffizienten von ca. 64% und somit einen mittleren Transmissionskoeffizienten für unpolarisiertes Licht von etwa 32%. Dies bedeutet einen Lichtverlust, der mit größeren Teleskopen oder längerer Messzeit ausgeglichen werden muss.

- **Chromatizität:** Der Transmissionskoeffizient der Folie für eine bestimmte Polarisationsrichtung ist abhängig von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes. Dies erschwert die Datenanalyse besonders im Hinblick auf den gemessenen Polarisationsgrad.

- **Geschwindigkeit** Es können mit dem bisherigen Polarimeter nur Variationen im Bereich oberhalb der Zeitskala einer Umlaufperiode des Polfilters gemessen werden, oder Objekte, deren Variationen periodisch sind. Unter der Annahme, dass solch ein Objekt innerhalb jeder seiner Perioden das gleiche Verhalten bezüglich Helligkeit und

Polarisation aufweist, kann man Daten aus vielen Umläufen des Polaroidfilters phasenkohärent addieren und erhält so ein vollständiges Bild über das phasenabhängige Verhalten des Objektes. Das ist beispielsweise bei Pulsaren möglich (Siehe Kapitel 3.2).

- **Ununterscheidbarkeit zwischen Polarisations– und Helligkeitsänderung:**
  Wenn sich beim bisherigen Polarimeter innerhalb einer Umlaufperiode des Filters die Zählrate ändert, ist es nicht möglich zu unterscheiden, ob die Ursache dieser Zählratenänderung eine intrinsische Helligkeitsänderung der Quelle, eine Polarisation der Quelle, oder beides ist. Daher müssen zur Analyse solcher Daten zusätzliche Annahmen getroffen werden, die es ermöglichen, unabhängig voneinander Aussagen über Intensität und Polarisation treffen zu können. Erfahrungen mit Photometrie haben jedoch gezeigt, dass schon durch Fluktuationen in der Erdatmosphäre Intensitätsschwankungen im Subsekundenbereich hervorgerufen werden. Diese resultieren bei Messungen mit dem rotierenden Polaroidfilter in einer vermeintlichen Polarisationsänderung im Subsekundenbereich.

Vor allem für Objekte, bei denen schnelle Änderungen sowohl der Intensität als auch der Polarisation erwartet werden, ist die Messung dieser beiden Aspekte unabhänging von einander notwendig. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein auf Doppelbrechung basierendes Polarimeter entwickelt. Die Informationen über Intensität und Polarisation werden dabei mit einer Messung in vier Kanälen gleichzeitig gewonnen. Außerdem ist die Konstruktion komplett unabhängig von beweglichen Teilen und erlaubt damit auch Zeitauflösungen, die nur noch von der Datenerfassung und von der benötigten Zählstatistik abhängen. Diese Technologie ist zudem achromatisch, was die Datenanalyse deutlich vereinfacht, und besitzt einen wesentlich höheren Transmissionskoeffizienten als Polaroidfilter.

4.5 OPTIMA–Burst

2003 wurde am MPE damit begonnen, das OPTIMA Photometer und Polarimeter für die Beobachtung von GRB–Afterglows weiterzuentwickeln und nachzurüsten. Das Teleskop muss für solche Beobachtungen möglichst schnell nach der Entdeckung des Burst auf das neue Objekt gerichtet werden. Dafür gibt es hauptsächlich zwei Gründe: GRB Afterglows sind Objekte, deren Helligkeit schnell abnimmt. Sie sind deshalb teilweise schon nach einigen Stunden nur noch mit Großteleskopen zu beobachten. Außerdem kann die kleinste beobachtbare Variabilitätszeitskala eines Objektes nur so kurz sein, wie die Zeit, die das Licht braucht, um die emittierende Region zu durchqueren. Um also auch kurze Zeitvariabilitäten nachweisen zu können, muss man den sich rasch ausdehnenden Afterglow in möglichst kleinem Zustand beobachten. Für eine erfolgreiche Afterglow–Beobachtung mit OPTIMA sind folgende Punkte von Bedeutung:

- **Teleskopwahl:** Als Teleskop für das OPTIMA–Burst–Projekt wurde trotz seines relativ kleinen Spiegels das 1,3 Meter Teleskop der Skinakas Sternwarte gewählt, da dort lange Beobachtungskampagnen mit Priorität für GRB–Beobachtungen möglich sind.

- **Sekundärtargets:** Sekundärtargets sind Objekte, die beobachtet werden, während man auf einen GRB wartet. Dies wird die meiste Zeit der Fall sein, da nur etwa 2 bis 3 beobachtbare Bursts pro Monat erwartet werden. Das Teleskop selbst ist in der Lage, nach einem Burst–Alarm innerhalb von 40 Sekunden jeden beliebigen Punkt am Himmel zu erreichen. Die Kuppel braucht jedoch bis zu zwei Minuten, um auch die Kuppelöffnung an die richtige Stelle zu fahren. Deshalb werden Sekundärtargets möglichst nahe an der Position gewählt, die Swift gerade beobachtet. Damit werden die Wege, die die Kuppel zurücklegen muss, kurz gehalten. Auch unter den Sekundärtargets gibt es für die Polarimetrie interessante Objekte, wie z.B. den Crab–Pulsar oder Kataklysmische Variable[9].

- **Neue Instrumentmontierung:** Wenn man Polarimetrie betreiben möchte, ist es von Nachteil, einen $45°$–Umlenkspiegel im Strahlengang zu haben, wie er in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Durch die Reflexion wird eine Grundpolarisation eingeführt, die in der Datenanalyse nachträglich wieder abgezogen werden muss. Dadurch erhält man höhere relative Fehler für Licht, das parallel zur Einfallsebene[10] des Umlenkspiegels polarisiert ist, weil es durch die Reflexion abgeschwächt wird. Deshalb wurde die Montierung von OPTIMA am Teleskop so modifiziert, dass der Strahlengang nun direkt zum Polarimeter führt (siehe Abbildung 5.4). Auch das bisherige Polarimeter wurde vorzugsweise an Teleskopen ohne einen solchen Umlenkspiegel betrieben.

- **Weiterentwicklungen von Hard– und Software:** Weitere notwendige Verbesserungen des OPTIMA–Systems sind in [Stefanescu 2004] ausführlich beschrieben. Diese betreffen z.B. die Feldaufsichtsoptik (größeres Gesichtsfeld) und die Steuerungssoftware zum Auffinden der GRB–Afterglows sowie das Empfangen von Burst–Alarmen.

[9] Kataklysmische Variable sind Doppelsternsysteme, bei denen einer der beiden Sterne Materie von seinem Begleitstern absaugt und in einer Akkretionsscheibe sammelt.

[10] Einfallsebene: die Ebene, die einfallender und reflektierter Strahl aufspannen.

Kapitel 5

Das Doppel–Wollaston–Polarimeter

Die Funktionsweise des neuen Polarimeters für OPTIMA–Burst beruht auf dem Prinzip der Doppelbrechung. Der Vorteil dieser Technik gegenüber der Verwendung einer Polaroidfolie ist, dass dabei beide Komponenten eines Polarisationsvektors erhalten und gemessen werden, während eine Polaroidfolie immer die Komponente senkrecht zu ihrer Durchlassrichtung absorbiert, was einen Lichtverlust darstellt.

5.1 Das Doppel–Wollaston–Prisma

Wenn man nur die Intensitäten der beiden Ausgangsstrahlen eines doppelbrechenden Kristalls misst, erhält man Information über die Komponenten des einfallenden Lichts und kann damit auf den ursprünglichen Polarisationsvektor zurückschließen. Dieser Schluss ist jedoch nicht eindeutig, wie anhand des linken Teils von Abbildung 5.1 klar wird: Die Balken auf den Achsen stellen die Intensität der Ausgangsstrahlen dar, also die Projektionen des einfallenden Polarisationsvektors auf die Achsen x und y. Es lassen sich daraus zwei verschiedene Eingangsvektoren, hier als Doppelpfeile dargestellt, rekonstruieren. Nur für genau auf den Achsen liegende Eingangsvektoren ist die Rekonstruktion eindeutig. Deshalb verwendet das

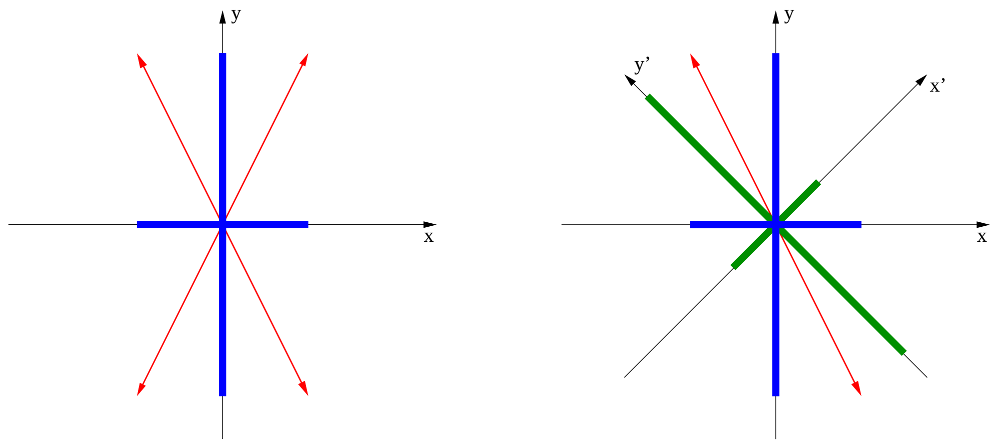

Abbildung 5.1: Zur Erläuterung des Doppel–Wollaston–Prinzips: siehe Text.

Abbildung 5.2: Das Doppel–Wollaston–Prisma. Der Außendurchmesser der Fassung beträgt $25\ \mathrm{mm}$, die freie Öffnung $15\ \mathrm{mm}$

neue OPTIMA–Polarimeter zwei Wollaston–Prismen parallel, die in einer gemeinsamen Fassung eingeklebt sind. Damit erhält man ein zweites Koordinatensystem x', y', durch dessen Projektionen eine eindeutige Rekonstruktion des einfallenden Polarisationsvektors möglich wird (in Abb. 5.1 rechts dargestellt). Die Rekonstruktion ist somit überbestimmt, was einerseits die Messgenauigkeit erhöht, und andererseits den Totalausfall bei einem Fehler in einem Messkanal verhindert.

Im neuen OPTIMA–Polarimeter kommt ein Doppel–Wollaston–Prisma aus Quarzkristall (SiO_2) zum Einsatz, das von der Firma B. Halle in Berlin gefertigt wurde. Die Kombination aus zwei miteinander verkitteten Wollaston–Prismen ist würfelförmig mit einer Kantenlänge von ca. $15\ \mathrm{mm}$. Abbildung 5.2 zeigt das Doppel–Wollaston–Prisma in seiner Fassung. Die beiden Hälften sind deutlich zu erkennen. Zwischen den Prismen liegt eine Trennplatte aus dunklem Glas von $0,1\ \mathrm{mm}$ Dicke. Diese verhindert Übertreten von Streulicht von einem Prisma zum anderen. Auf der Fassung ist die Lage des jeweiligen Koordinatensystems eingraviert. Das Prisma ist so konstruiert, dass je zwei Ausgangsstrahlen um $1°$ divergieren und die Divergenzebene bei dem einen Paar senkrecht, bei dem anderen waagerecht liegt. Dies ist durch die beiden Doppelpfeile auf der Fassung angedeutet.

5.2 Optisches Design

5.2.1 Strahlengang

Abbildung 5.3 gibt einen Überblick über den Strahlengang im Polarimeter. Das Licht vom Teleskop trifft zunächst auf den Feldaufsichtsspiegel. Dort wird das Bild der Targetumgebung zur OPTIMA–CCD–Kamera reflektiert. Das Licht des Targetobjektes selbst gelangt durch eine Eintrittsblende im Feldaufsichtsspiegel zum eigentlichen Polarimeter. Die Eintrittsblende ist ein Loch im Feldaufsichtsspiegel mit einem Durchmesser von $345\ \mu\mathrm{m}$. Damit das Doppel–Wollaston–Prisma gleichmäßig ausgeleuchtet wird, muß es im parallelen Strahlengang sitzen. Dazu befindet sich vom Teleskop aus gesehen vor dem Wollaston eine Kollimationslinse mit

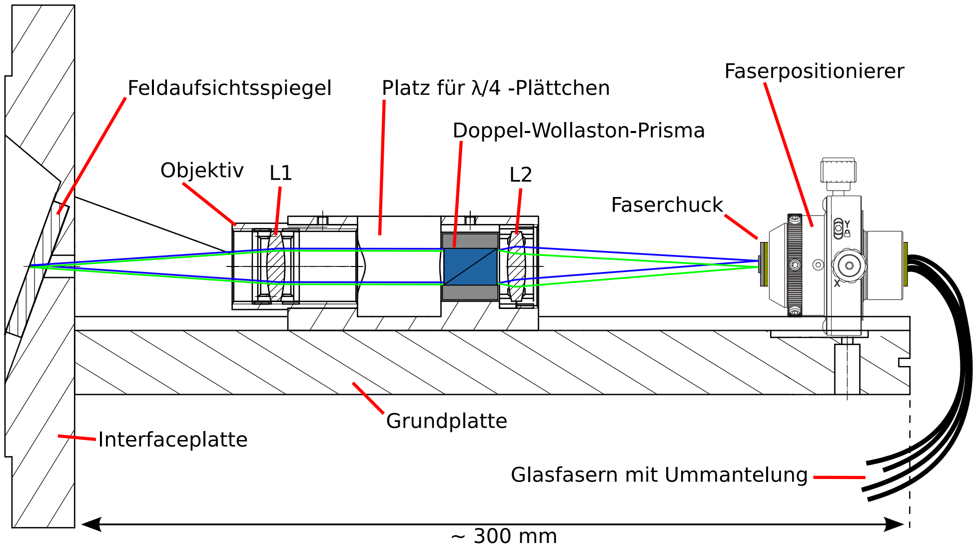

Abbildung 5.3: Das Doppel–Wollaston–Polarimeter im Schnitt durch seine optische Achse mit eingezeichnetem Strahlengang für ein einzelnes Wollaston–Prisma. Man beachte die Aufspaltung der beiden Polarisationsrichtungen (in unterschiedlichen Farben dargestellt) im Wollaston–prisma. Der Faserpositionierer ist in Seitenansicht gezeigt.

9 cm Brennweite (L1). Diese ist in einem verstellbaren Tubus montiert. Durch Fokussieren dieses Objektives wird der teleskopseitige Brennpunkt von L1 genau mit dem Cassegrain Fokus des Teleskops in Deckung gebracht. Hinter dem Doppel–Wollaston–Prisma ist ebenfalls eine Linse (L2)[1] mit 9 cm Brennweite eingebaut, um die vier divergierenden Ausgangsstrahlen auf vier Glasfasern zu fokussieren. Diese vier Glasfasern haben einen Kerndurchmesser[2] von $400\ \mu\mathrm{m}$. Da die optische Abbildung des Polarimeters einen 1:1 Maßstab hat, haben die Lichtpunkte auf den Glasfasern bei optimaler Fokussierung einen Durchmesser von $345\ \mu\mathrm{m}$. Es bleibt also um den Lichtfleck herum ein nicht beleuchteter Rand von ca. $27\ \mu\mathrm{m}$, der dazu dient, eventuelle Ungenauigkeiten bei der Fertigung oder der Justierung auszugleichen.

5.2.2 Zirkulare Polarisation

Hinter dem Objektiv befindet sich im Optikteil des Polarimeters eine quadratische Aussparung mit 30mm Kantenlänge und 36mm Tiefe. Diese ist dazu vorgesehen, in Zukunft eine $\lambda/4$–Platte zu integrieren. Diese wandelt den zirkular polarisierten Anteil von Licht in einen linearen Anteil um und umgekehrt. Dadurch wird optional auch der vierte Stokes–Parameter V messbar, allerdings nicht gleichzeitig mit der linearen Polarimetrie.

[1] L1 und L2 sind baugleiche Achromaten der Firma Melles Griot.

[2] Der Kern einer Glasfaser ist der lichtaufnahmefähige Bereich. Um den Kern herum befindet sich der Mantel. An der Grenze dieser beiden Schichten tritt Totalreflexion auf.

5.3 Mechanisches Design und Realisierung

Wie bereits in Kapitel 4.5 erläutert wurde, musste, um Polarimetrie betreiben zu können, die Anbindung von OPTIMA an das Teleskop modifiziert werden, so dass das vom Teleskop gesammelte Licht nun direkt auf das Polarimeter trifft. Das Licht wird nur noch vom Haupt– und vom Sekundärspiegel des Teleskops reflektiert. Die Strahlen dieser Reflektionen stehen jedoch nahezu senkrecht auf den Spiegeloberflächen weshalb die hier eingeführte Grundpolarisation praktisch vernachlässigbar ist. Abbildung 5.4 gibt einen Überblick über die neue Konfiguration. Die Photonenzählereinheit ist nun direkt unter der Teleskophauptspiegelfas-

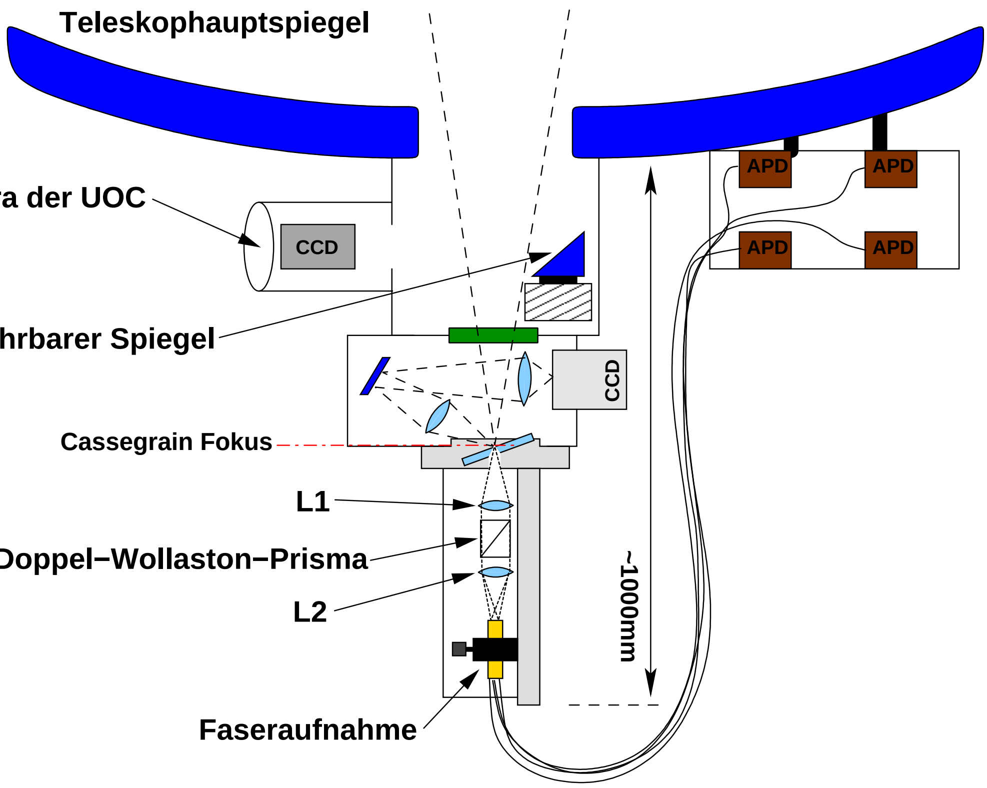

Abbildung 5.4: OPTIMA–Burst am Teleskop.

sung montiert. Dafür mussten alle Glasfasern durch 2 Meter lange Fasern ersetzt werden. Der fahrbare Spiegel ist auf einem Lineartisch montiert und lenkt das Licht wahlweise zur stickstoffgekühlten Kamera der University of Crete[3] (UOC) oder lässt es passieren bis zum Feldaufsichtsspiegel von OPTIMA–Burst. Auch mit der UOC–Kamera wird regulär beobachtet und im Falle eines Burst–Alarmes fährt der OPTIMA Kontrollrechner den fahrbaren Spiegel in Parkposition und gibt damit den Strahlengang zu OPTIMA–Burst frei.

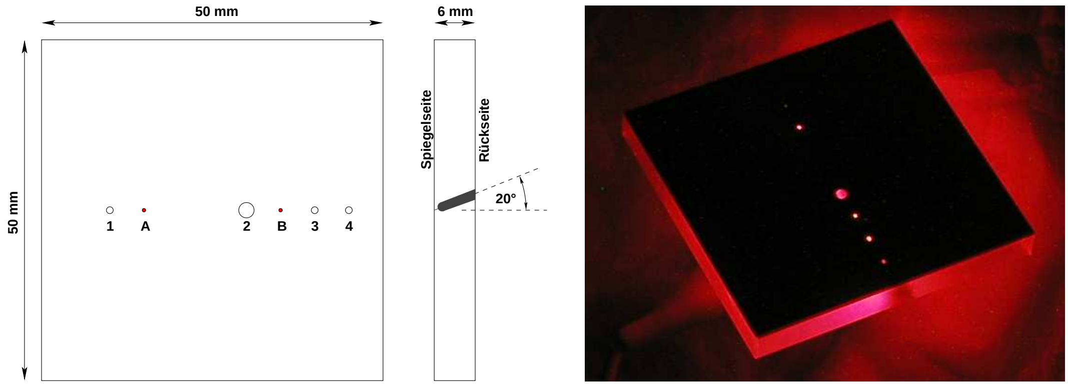

Abbildung 5.5: Skizze und Bild (mit leuchtenden Positions–LEDs) des Feldaufsichtsspiegels. Die Bezeichnungen der Skizze beziehen sich auf Tabelle 5.1. Bei der Aufnahme des Bildes waren die Positions–LEDs noch nicht schwarz ummantelt. Deshalb ist Streulicht im Glaskörper sichtbar.

Bezeichnung	Durchmesser	Zweck
1	$345\ \mu\mathrm{m}$	Polarimeterblende
A	$330\ \mu\mathrm{m}$	Positions–LED
2	$1,7\ \mathrm{mm}$	7er–Faserbündel
B	$330\ \mu\mathrm{m}$	Positions–LED
3	$640\ \mu\mathrm{m}$	Spektrometerfaser
4	$640\ \mu\mathrm{m}$	Hintergrundfaser

Tabelle 5.1: Details zu den einzelnen Spiegellöchern. Bezeichnungen wie in Bild 5.5.

5.3.1 Glasfasern und Keilspiegel

Der Feldaufsichtsspiegel besteht aus Borsilikatglas und ist mit einer reflektierenden Aluminiumschicht und einer Quarzschutzschicht überzogen. Im Spiegel des bisherigen OPTIMA–Systems waren nur verschiedene Glasfasern eingepasst, während der Spiegel von OPTIMA–Burst neben den Glasfasern noch die Apertur für das neue Polarimeter besitzt. Dazu kommen noch zwei Löcher für Positionslampen. Diese werden benötigt, um die OPTIMA–CCD gegenüber den Positionen von Glasfasern und Polarimeterblende zu eichen. Die CCD–Optik befindet sich nicht immer an der selben Stelle gegenüber dem Keilspiegel, da sich das Teleskop je nach Blickrichtung in verschiedenen Lagen befindet, und damit die Gravitation in verschiedene Richtungen wirkt. Dadurch kann sich die Position der Optik im Submillimeterbereich ändern. Vor jeder neuen Beobachtungsposition werden die Positionsleuchten kurz eingeschaltet, damit der Kontrollrechner weiß, an welchem CCD–Pixel sich welche Glasfaser bzw. Apertur befindet. Die einzelnen Löcher wurden mit einer Ultraschalltechnik im Winkel von 20° (entsprechend dem Einbauwinkel des Spiegels) gebohrt. Auf der Spiegelrückseite befinden sich Sacklöcher mit ca. $3\ \mathrm{mm}$ Durchmesser, die die Positions–LEDs aufnehmen und das Einfädeln der Glasfasern erleichtern.

[3] http://www.physics.uoc.gr/en/menu/astro.php

Abbildung 5.5 zeigt links eine Skizze des Keilspiegels mit den Bezeichnungen der Spiegellöcher, die sich auf Tabelle 5.1 beziehen. Rechts im Bild sieht man den Spiegel mit eingeschalteten Positionsleuchten. Hier ist sichtbar, dass ein Teil des Lichts der Positionsleuchten unter anderem in die Polarimeterapertur streut. Um diesen Effekt zu unterdrücken, wurden die LEDs vor ihrem Einbau in die Sacklöcher des Spiegels schwarz lackiert, mit einer Nadel vorne angestochen und mit Schrumpfschlauch überzogen.

Im Keilspiegel eingepasst ist außerdem noch ein Bündel aus sieben Glasfasern in hexagonaler Packung. Diese sind zusammen in einer Hülse mit $1,7$ mm Außendurchmesser eingeklebt. Dieses 7er–Bündel ist sehr hilfreich bei Beobachtung von Objekten mit einem umgebenden Nebel, wie es z.B. beim Crab–Pulsar der Fall ist. Man positioniert dabei das Beobachtungsobjekt auf die Zentralfaser und hat auf den umgebenden Fasern das Signal des Nebels. Auf diese Weise kann man mit Hilfe der Randfasern auf die Emission des Nebels an der Stelle des Targetobjektes zurückschließen und diese vom Targetsignal subtrahieren. Polarimetrie ist mit dem 7er–Bündel nur bei Verwendung des rotierenden Polaroidfilters möglich.

5.3.2 Optischer Aufbau

Während der Entwicklungsphase des neuen Polarimeters musste oft abgewogen werden, welche Parameter justierbar bleiben sollten und welche nicht. Wichtig war, eine Fokussierung der Linse L1 zu gewährleisten. Dies war nötig, weil in der Spezifikation der Brennweite dieser Linse eine Unsicherheit von 2%, entsprechend $1,8$ mm angegeben ist. Außerdem ist es kompliziert, die Lage der Hauptebene, von der aus die Brennweite gemessen wird, bezüglich der mechanischen Lagerung der Linse zu bestimmen. Dieser Schritt entfällt durch die Einführung einer Objektiv–ähnlichen Mechanik. Die Zentraloptik des Doppel–Wollaston–Polarimeters ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Sichtbar ist das Objektiv, die Aussparung für die optionale $\lambda/4$–Platte und das Doppel–Wollaston–Prisma. Die beiden Kunststoffklemmschrauben fixieren das Objektiv und das Prisma. Letzteres besitzt zusätzlich eine aufgeklebte Nase, die in die hinten sichtbare Führungsschiene eingepasst ist. Dies stellt sicher, dass das Prisma immer im gleichen Winkel eingebaut wird.

Abbildung 5.6: Zentraloptik des neuen Polarimeters mit Objektiv.

5.3.3 Polarimetriefaser–Aufnahme

Die vier Ausgangsstrahlen des Doppel–Wollaston–Prismas werden auf vier Glasfasern fokussiert. Bezüglich der Positionierung dieser vier Glasfasern gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

- **Einzelfaserpositionierung:** Jede der vier Fasern ist bei dieser Methode jeweils in x–, y– und z–Richtung einzeln verfahrbar. Die Justierung in z–Richtung ist nötig um die Fokussierung bezüglich der Linse L2 zu gewährleisten. Wie bei der Linse L1 bereits diskutiert, ist auch hier eine mechanische Fixierung dieses Parameters nicht wünschenswert. Einzelfaserpositionierung bedeutet einen großen mechanischen Aufwand, bietet jedoch den Vorteil, dass die zu justierenden Parameter der vier Fasern voneinander entkoppelt sind.

- **Vierfaserhülse:** Bei dieser Variante sind alle vier Fasern in einer gemeinsamen Hülse (Chuck[4]) eingeklebt, deren Ort mit Hilfe eines Faserpositionierers eingestellt wird. Der Vorteil ist dabei zum einen, dass der Justiervorgang viel weniger Zeit in Anspruch nimmt und zum anderen, dass die Mechanik weniger aufwändig und stabiler gegen Lageveränderungen am Teleskop ist.

Das Doppel–Wollaston–Polarimeter von OPTIMA–Burst verwendet das zweite Design. Dadurch ergibt sich jedoch das Problem, an welche Stellen die vier Glasfasern relativ zueinander in ihre gemeinsame Hülse eingeklebt werden sollen. Da die Symmetrie der Doppel–Wollaston–Strahlen nicht perfekt ist, bilden die vier fokussierten Lichtpunkte keine perfekte Raute. Um die Fasern dennoch an den richtigen Stellen einkleben zu können, wurde folgende Methode verwendet:

Der Faserchuck besteht aus einer Messinghülse mit $17,2\ \mathrm{mm}$ Außendurchmesser, $5\ \mathrm{mm}$ Innendurchmesser und $60\ \mathrm{mm}$ Länge. Frontseitig ist mit sechs Senkkopfschrauben eine $1\ \mathrm{mm}$ dicke Stahlplatte befestigt. Diese Platte hat in der Mitte eine leichte Erhebung, auf die im verdunkelten Labor eine lichtempfindliche Emulsion aufgebracht wurde. Nachdem das komplette Polarimeter einmal korrekt justiert und der so präparierte Faserchuck eingebaut war, wurde es für sieben Sekunden mit unpolarisiertem Licht aus einer Glühlampe bestrahlt. Nach der chemischen Entwicklung und Fixierung der lichtempfindlichen Schicht war damit eine Abbildung der vier Lichtpunkte auf dem Stahlplättchen hergestellt. Nach dieser Abbildung konnten dann die Löcher gebohrt und die Glasfasern eingeklebt werden. Abbildung 5.7 zeigt links eine Aufnahme des Stahlplättchens nach der Belichtung und dem chemischen Entwicklungsprozess. Rechts ist die Faserpositioniermechanik mit Teststrahl zu sehen.

[4]Englisch "chuck" = Spannvorrichtung

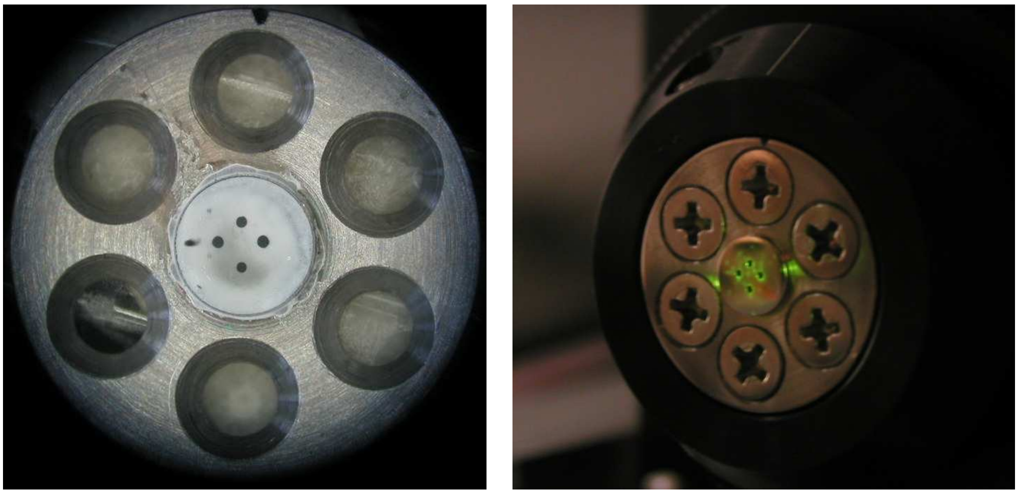

Abbildung 5.7: **Links:** Mikroskopische Aufnahme der belichteten und entwickelten Stahlplatte für die Faseraufnahme. **Rechts:** Der Faserchuck im Faserpositionierer mit eingekoppeltem Teststrahl (grün). Die Reflexe auf der Stahlplatte sind durch die nicht perfekte Optik verursacht. Der weitaus größte Teil des Lichtes koppelt in die Glasfasern ein.

5.4 Mathematische Behandlung der Polarimetriedaten

In Kapitel 2.1 wurde gezeigt, wie man aus den transmittierten Intensitäten von vier verschieden orientierten Polarisatoren die Stokes–Parameter I, Q und U berechnet (Gleichungen (2.5), (2.12) und (2.13)). Im neuen OPTIMA–Polarimeter sind diese vier Polarisatoren durch das Doppel–Wollaston–Prisma realisiert. Auf diese Weise werden alle vier Intensitäten (I_{0° bis I_{135°) gleichzeitig bestimmt und daraus auf die Stokes–Parameter berechnet. Im Raum der Stokes–Vektoren (I, Q, U) wird dann der polarisierte Hintergrund des Himmels oder eines umgebenden Nebels subtrahiert. Für die Interpretation der Daten transformiert man danach üblicherweise mit Hilfe der Gleichungen (2.14) und (2.15) in anschauliche physikalische Parameter (I, p, θ). Diese einfache Analyse kann für schnelle Abschätzungen verwendet werden.

Für genauere Ergebnisse ist eine detailliertere Datenanalyse jedoch aus folgenden Gründen notwendig: Das Gleichungssystem (2.8) bis (2.11) ist überbestimmt. Die daraus resultierende zusätzliche Information sollte zur Reduzierung der Messunsicherheit verwendet werden. Außerdem können die einfachen Transformationen nur den Fall perfekter Polarisatoren mit perfekter Orientierung der Winkel $0°$ – $45°$ – $90°$ – $135°$ behandeln.

Die Analyse der mit dem neuen OPTIMA–Polarimeter gewonnenen Daten folgt deshalb weitgehend dem Artikel "Panoramic Polarimetry Data Analysis" [Sparks 1999]. Das Doppel–Wollaston–Prisma wird als vier unabhängige Polaristoren mit den Indizes $k = 1..4$ aufgefasst. Die charakteristischen Größen dieser Polarisatoren sind:

t_k : Transmissionskoeffizient für unpolarisiertes Licht des Polarisators Nr. k
ϵ_k : Effizienz des Polarisators Nr. k
ϕ_k : Orientierungswinkel des Polarisators Nr. k.

Dabei ist z.B. $t_k = 0.5$ für perfekte Polarisatoren oder $t_k = 1$ für eine perfekte Glasplatte. Die Polarisatoreffizienz ist über die transmittierten Signale für senkrecht ($S_\perp$) bzw. parallel ($S_\parallel$) zur Durchlassrichtung einfallendes Licht definiert: $\epsilon = (S_\parallel - S_\perp)/(S_\parallel + S_\perp)$.

Es existieren mehrere verschiedene Konventionen, diese Parameter zu definieren. Im Artikel [Mazzuca 1998] findet man eine Anleitung für die Umrechnung zwischen drei solcher Konventionen. Die für die Datenanalyse von OPTIMA–Daten korrekte Gleichung für die von Polarisator Nr. k transmittierte Intensität lautet:

$$I_k = t_k \cdot [I + \epsilon_k \cdot (\cos 2\phi_k \cdot Q + \sin 2\phi_k \cdot U)] \tag{5.1}$$

Die Herleitung der prinzipiellen Form dieser Gleichung ist z.B. in [Serkovski 1962] und in [Tinbergen 1996] beschrieben. Von der in [Sparks 1999] verwendeten Form unterscheidet sie sich nur durch den fehlenden Vorfaktor $\frac{1}{2}$, da t_k dort anders definiert ist.

Das Problem, aus dieser Gleichung die Stokes–Parameter zu erhalten, wird nun zunächst für den Fall von $k = 3$ Polarisatoren gelöst und später auf $k = 4$ erweitert. Für den Fall $k = 3$ erhält man ein eindeutig lösbares Gleichungssystem. In Matrixform lässt es sich folgendermaßen darstellen:

$$(I_1, I_2, I_3) = \begin{pmatrix} t_1 & t_1\epsilon_1 \cos 2\phi_1 & t_1\epsilon_1 \sin 2\phi_1 \\ t_2 & t_2\epsilon_2 \cos 2\phi_2 & t_2\epsilon_2 \sin 2\phi_2 \\ t_3 & t_3\epsilon_3 \cos 2\phi_3 & t_3\epsilon_3 \sin 2\phi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}. \tag{5.2}$$

Um aus dieser Gleichung den Stokes–Vektor zu erhalten, muss die Matrix invertiert werden. In Anlehnung an [Sparks 1999] lautet die Lösung dieser Gleichung:

$$(I, Q, U) = B \begin{pmatrix} I_1/t_1 \\ I_2/t_2 \\ I_3/t_3 \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

mit

$$B = \begin{pmatrix} \epsilon_2\epsilon_3 \sin(2\phi_3 - 2\phi_2) & \epsilon_1\epsilon_3 \sin(2\phi_1 - 2\phi_3) & \epsilon_1\epsilon_2 \sin(2\phi_2 - 2\phi_1) \\ \epsilon_2 \sin 2\phi_2 - \epsilon_3 \sin 2\phi_3 & \epsilon_3 \sin 2\phi_3 - \epsilon_1 \sin 2\phi_1 & \epsilon_1 \sin 2\phi_1 - \epsilon_2 \sin 2\phi_2 \\ \epsilon_3 \cos 2\phi_3 - \epsilon_2 \cos 2\phi_2 & \epsilon_1 \cos 2\phi_1 - \epsilon_3 \cos 2\phi_3 & \epsilon_2 \cos 2\phi_2 - \epsilon_1 \cos 2\phi_1 \end{pmatrix} /\Omega$$

und

$$\Omega = \epsilon_1\epsilon_2 \sin(2\phi_2 - 2\phi_1) + \epsilon_2\epsilon_3 \sin(2\phi_3 - 2\phi_2) + \epsilon_1\epsilon_3 \sin(2\phi_1 - 2\phi_3)\,.$$

Aufgrund eines Faserdefektes, der inzwischen von der Herstellerfirma behoben werden konnte, standen bei der ersten Inbetriebnahme des neuen Polarimeters am Teleskop nur drei Polarisatoren zur Verfügung. Gleichung (5.3) kommt deshalb für die Auswertung dieser Daten direkt zur Anwendung. Die Bestimmung der Parameter t_k, ϵ_k und ϕ_k ist in Kapitel 6 beschrieben. In [Sparks 1999] wird die Datenanalyse ausgehend von Gleichung (5.1) auf den Fall von n Polarisatoren erweitert. Bei OPTIMA wird diese Methode in angepasster Form und mit $n = 4$ für die zukünftigen Beobachtungskampagnen verwendet.

Für einfallendes Licht mit dem Stokes–Vektor (I, Q, U) wird erwartet, im Polarisatorkanal Nr. k eine *mittlere* Intensität I'_k zu messen:

$$I'_k = t_k \cdot [I + \epsilon_k \cdot (\cos 2\phi_k \cdot Q + \sin 2\phi_k \cdot U)] \tag{5.4}$$

Unter der Annahme, dass die *tatsächlich* gemessene Intensität einer Gaußverteilung folgt, beträgt die Wahrscheinlichkeit, I_k zu messen:

$$p_k = \frac{1}{\sigma_k\sqrt{2\pi}} e^{-(I_k - I'_k)^2/2\sigma_k^2} \ . \tag{5.5}$$

σ_k ist die Standardabweichung bzw. die Messunsicherheit der Messgröße I_k. Die Wahrscheinlichkeit, einen Satz von vier Werten I_1, I_2, I_3 und I_4 zu messen beträgt dann:

$$p = p_1 p_2 p_3 p_4 = p_0 \cdot \exp\left[-\frac{(I_1 - I'_1)^2}{2\sigma_1^2} - \frac{(I_2 - I'_2)^2}{2\sigma_2^2} - \frac{(I_3 - I'_3)^2}{2\sigma_3^2} - \frac{(I_4 - I'_4)^2}{2\sigma_4^2} \right] \tag{5.6}$$

mit $\;p_0 = const.$

Es gilt nun, diese vierdimensionale Gaußfunktion zu maximieren. Diese Maximum–Likelihood–Methode ist gleichbedeutend mit dem Minimieren des Absolutwertes des Exponenten, was einem minimal χ^2–Ansatz entspricht, mit

$$\chi^2 = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{4} \frac{(I_k - I'_k)^2}{\sigma_k^2}. \tag{5.7}$$

Um das Minimum der Funktion χ^2 im Raum (I, Q, U) zu finden, leitet man nacheinander nach I, Q und U ab und setzt die Ableitung gleich Null:

$$\frac{\partial}{\partial I}\chi^2 \stackrel{!}{=} 0 \, , \qquad \frac{\partial}{\partial Q}\chi^2 \stackrel{!}{=} 0 \qquad \text{und} \qquad \frac{\partial}{\partial U}\chi^2 \stackrel{!}{=} 0 \, . \tag{5.8}$$

Nach etwas Umformen folgt daraus (summiert wird immer über $k = 1..4$):

$$\begin{aligned}
\sum \frac{t_k I_k}{\sigma_k^2} &= \sum \frac{t_k^2}{\sigma_k^2} \cdot I + \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot Q + \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot U \\
\sum \frac{\epsilon_k t_k \cos 2\phi_k I_k}{\sigma_k^2} &= \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot I + \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos^2 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot Q + \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos 2\phi_k \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot U \\
\sum \frac{\epsilon_k t_k \sin 2\phi_k I_k}{\sigma_k^2} &= \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot I + \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \sin 2\phi_k \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot Q + \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \sin^2 2\phi_k}{\sigma_k^2} \cdot U
\end{aligned}$$

Die Form dieser drei Gleichungen ist äquivalent mit der Matrixgleichung (5.2). Man kann daher einen Vektor von effektiven gemessenen Intensitäten I''_1, I''_2 und I''_3 definieren:

$$I''_1 = \sum \frac{t_k I_k}{\sigma_k^2}, \qquad I''_2 = \sum \frac{\epsilon_k t_k \cos 2\phi_k I_k}{\sigma_k^2}, \qquad I''_3 = \sum \frac{\epsilon_k t_k \sin 2\phi_k I_k}{\sigma_k^2} \tag{5.9}$$

Ebenso definiert man einen Vektor von effektiven Transmissionskoeffizienten:

$$t''_1 = \sum \frac{t_k^2}{\sigma_k^2}, \qquad t''_2 = \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2}, \qquad t''_3 = \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2},$$

einen Vektor von effektiven Polarisatoreffizienzen:

$$
\begin{aligned}
\epsilon_1'' &= \frac{1}{\sum t_k^2/\sigma_k^2}\sqrt{\left(\sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2 + \left(\sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2}, \\
\epsilon_2'' &= \frac{1}{\sum \epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k/\sigma_k^2}\sqrt{\left(\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos^2 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2 + \left(+\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos 2\phi_k \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2}, \\
\epsilon_3'' &= \frac{1}{\sum \epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k/\sigma_k^2}\sqrt{\left(\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \sin 2\phi_k \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2 + \left(\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \sin^2 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right)^2},
\end{aligned}
$$

und einen Vektor effektiver Polarisatorwinkel:

$$
\begin{aligned}
\phi_1'' &= \frac{1}{2}\arctan\left(\sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2} \Big/ \sum \frac{\epsilon_k t_k^2 \cos 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right), \\
\phi_2'' &= \frac{1}{2}\arctan\left(\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos 2\phi_k \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2} \Big/ \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos^2 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right), \\
\phi_3'' &= \frac{1}{2}\arctan\left(\sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \sin^2 2\phi_k}{\sigma_k^2} \Big/ \sum \frac{\epsilon_k^2 t_k^2 \cos 2\phi_k \sin 2\phi_k}{\sigma_k^2}\right).
\end{aligned}
$$

Mit dieser Methode kann also der Fall von vier Polarisatoren dem Fall von drei Polarisatoren äquivalent gemacht werden. Die Methode ist prinzipiell auch für beliebig viele Polarisatoren $k = 1 \ldots n$ einsetzbar. Die effektiven Größen können nun aus den gemessenen I_k, t_k, ϵ_k und ϕ_k berechnet werden. Dann setzt man sie in Gleichung (5.3) ein und erhält so aus einer Messung die drei Stokes–Parameter I, Q und U, aus denen Polarisationsgrad und –richtung ermittelt werden können.

Die Fehlerabschätzung für die Stokes–Parameter folgt aus der Kovarianzmatrix für den Stokes–Vektor (I, Q, U). Die Gleichungen für die Varianzen lauten im Fall von drei Polarisatoren:

$$\sigma_I^2 = \left(\frac{B_{11}}{t_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{B_{12}}{t_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \left(\frac{B_{13}}{t_3}\right)^2 \sigma_3^2 \tag{5.10}$$

$$\sigma_Q^2 = \left(\frac{B_{21}}{t_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{B_{22}}{t_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \left(\frac{B_{23}}{t_3}\right)^2 \sigma_3^2 \tag{5.11}$$

$$\sigma_U^2 = \left(\frac{B_{31}}{t_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{B_{32}}{t_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \left(\frac{B_{33}}{t_3}\right)^2 \sigma_3^2 \,. \tag{5.12}$$

Dabei sind die σ_k die Standardabweichungen der Messungen I_k. Die Koeffizienten sind die Quadrate der Matrixelemente aus Gleichung (5.3), dividiert durch die Quadrate der jeweiligen t_k. Für den Fall von vier Polarisatoren ist die Kovarianzmatrix das Inverse der Krümmungsmatrix der Funktion χ^2 (Gleichung (5.7)). Die Krümmungsmatrix enthält als Matrixelemente die zweiten Ableitungen von χ^2:

$$C = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2\chi^2}{\partial I^2} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial I \partial Q} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial I \partial U} \\ \frac{\partial^2\chi^2}{\partial Q \partial I} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial Q^2} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial Q \partial U} \\ \frac{\partial^2\chi^2}{\partial U \partial I} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial U \partial Q} & \frac{\partial^2\chi^2}{\partial U^2} \end{pmatrix} . \tag{5.13}$$

Diese Matrix wird für jede Messung numerisch invertiert. Die Gleichung für die Varianzen von I, Q und U lautet für 4 Polarisatoren:

$$(\sigma_I^2, \sigma_Q^2, \sigma_U^2) = C^{-1} \begin{pmatrix} \sigma_1''^2 \\ \sigma_2''^2 \\ \sigma_3''^2 \end{pmatrix} . \tag{5.14}$$

Die σ_k'' sind die durch Fehlerfortpflanzung ermittelten Standardabweichungen der I_k'' aus Gleichung (5.9). Mit Hilfe von Gaußscher Fehlerfortpflanzung erhält man aus den Varianzen von I, Q und U auch die Standardabweichungen für die Parameter p und θ.

Kapitel 6

Messungen im Labor

Vor der Inbetriebnahme des Polarimeters am Teleskop wurden einige Testmessungen im Labor durchgeführt. Die wichtigsten Tests werden im Folgenden beschrieben.

6.1 Effizienzen der Faser–Zähler–Kombinationen

Jeder individuelle Avalanche–Photodetektor hat eine unterschiedliche Einkoppeleffizienz. Dazu kommt, dass die einzelnen Glasfasern unterschiedliche Transmissionskoeffizienten aufweisen. Beide Effekte zusammen resultieren in bis zu 60% unterschiedlichen Gesamteffizienzen der Faser–Zähler–Kombinationen. Es ist wichtig, eine Zuordnung Zähler zu Faser zu finden, bei der die Gesamteffizienzen möglichst wenig voneinander abweichen[1]. Weil es keine einfache Möglichkeit gibt, Fasertransmissionen und Zählereffizienzen unabhängig voneinander zu messen, wurden die Gesamteffizienzen der verschiedenen Faser–Zähler–Kombinationen gemessen. Um jede Faser einmal in Kombination mit jedem Zähler zu testen, müssen vier Messungen durchgeführt werden. Jeweils vier Kombinationen werden gleichzeitig getestet.

Versuchsaufbau

Das Polarimeter wurde für diese Messung ohne Wollaston–Prisma und ohne die Linse L2 aufgebaut (Bezeichnungen: siehe Abbildung 5.3) und mit einer dimmbaren Halogenlampe von der Spiegelseite her beleuchtet. Auf diese Weise wird der Faserchuck mit einem parallelen homogenen Lichtbündel beleuchtet. Um diese Homogenität zu erreichen, war direkt hinter der Interfaceplatte eine Mattscheibe angebracht.

Die Homogenität wurde folgendermaßen überprüft: Die Position des Chuck wurde mit Hilfe des Faserpositionierers während der Datenaufzeichnung verändert, so dass ein quadratisches Feld von ca. $2\ \mathrm{mm}$ Kantenlänge abgetastet wurde. Aus der resultierenden Lichtkurve war ersichtlich, dass sich in den vier Kanälen die Intensität um maximal 4% veänderte. Die vier Fasern erhalten also bei diesem Versuchsaufbau im Rahmen von 4% Unsicherheit die gleiche Lichtintensität.

[1] Man schließt also den schwächsten Zähler möglichst an die stärkste Faser an und umgekehrt.

Versuchsdurchführung

Die Lampenhelligkeit wurde auf ca. 25000 counts/s eingestellt. Mit jeder der vier möglichen Faser–Zähler–Kombinationen wurden ca. eine Minute lang Daten aufgezeichnet. Die mittlere Zählrate in jedem Kanal wurde jeweils auf die Gesamtzählrate normiert und ihr Anteil in eine 4×4 – Matrix eingetragen. Jedes Matrixelement entspricht dann einer Faser–Zähler–Kombination. Auf diese Weise erkennt man leicht die besten Kombinationen:

		APD Nr.			
		1	2	3	4
Fasername	F_{0°	19.0% ^{M1}	23.2% ^{M2}	25.2% ^{M3}	22.0% ^{M4}
	F_{45°	22.7% ^{M4}	27.6% ^{M1}	26.2% ^{M2}	27.6% ^{M3}
	F_{90°	23.6% ^{M3}	30.2% ^{M4}	29.1% ^{M1}	31.2% ^{M2}
	F_{135°	19.4% ^{M2}	23.6% ^{M3}	25.1% ^{M4}	24.3% ^{M1}

Die mit M1 bis M4 markierten Kombinationen wurden gleichzeitig gemessen. Ihre Werte summieren sich daher zu 100%. Die Auswahl der besten Kombinationen ist grau hinterlegt.

Ergebnis

Die mit den besten Faser–Zähler–Kombinationen aufgezeichneten mittleren Zählraten sind in folgender Tabelle aufgelistet.

APD Nr.	Fasername	Anteil ≈
2	F_{0°	23,8%
3	F_{45°	26,9%
1	F_{90°	24,3%
4	F_{135°	25,0%

Tabelle 6.1: Effizienzen der besten Faser–Zähler–Kombinationen

Die Effizienzen weisen also eine Abweichung um bis zu $\frac{26{,}9\%}{25{,}0\%} - 1 \approx 8\%$ vom Mittelwert auf. Die Effizienz der stärksten Kombination ist um 13% höher als die der schwächsten. Es ist nicht bekannt, ob die Lichtquelle während des Umsteckens zwischen verschiedenen Faser–Zähler–Kombinationen eine konstante Helligkeit aufweist. Trotzdem sind die Messungen M1 bis M4 untereinander vergleichbar, da die Zählraten immer auf die Gesamtzählrate der jeweiligen Messung bezogen wurden. Die auf diese Weise gefundene beste Zuordnung wurde für alle weiteren Messungen im Labor und am Teleskop beibehalten.

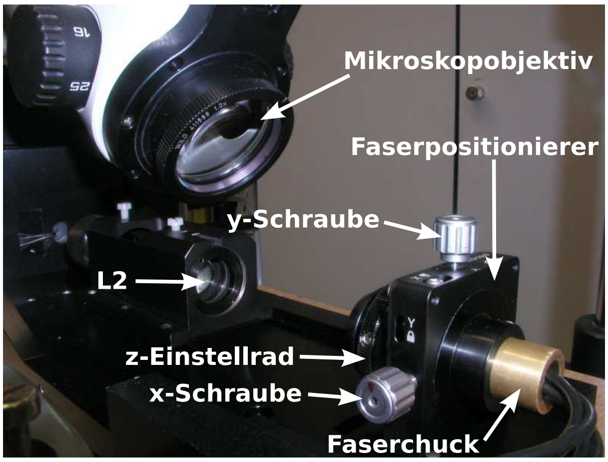

Abbildung 6.1: Zur Justierung des Faseraufnahmechuck

6.2 Einkopplung der Wollaston–Strahlen

Ein zusätzlicher Effekt der zu unterschiedlichen Effizienzen der vier Polarimeterkanäle führt, ist die Einkopplung der vier Wollastonstrahlen in die vier Fasern. Folgende Fehlerquellen können dazu führen, dass die im Chuck eingeklebten Glasfasern nicht genau im Fokus der vier Wollastonstrahlen liegen [2]:

- Fehler bei der Belichtung, die in Kapitel 5.3.3 beschrieben wurde,
- Fehler beim Bohren der Löcher im Stahlplättchen,
- Fehler beim Einkleben der Fasern in die Löcher[3].

Versuchsaufbau und –durchführung

Die Positionierung des Faserchuck wird folgendermaßen durchgeführt: Das Polarimeter mit Doppel–Wollaston–Prisma und beiden Linsen wird mit unpolarisiertem Licht beleuchtet. Der Faserchuck wird mit einem Mikroskop betrachtet (siehe Abbildung 6.1).

Man hat nun vier Einstellmöglichkeiten:

- Horizontale Translation: x–Schraube des Faserpositionierers
- Vertikale Translation: y–Schraube des Faserpositionierers
- Fokussierung: Verschieben des Chuck im Faserpositionierer bzw. Feineinstellung mit z–Einstellrad am Faserpositionierer
- Rotation: Drehen des Chuck im Faserpositionierer

[2]Die Position des Faserchuck kann mit dem Faserpositionierer justiert werden, die Position der Fasern relativ zueinander jedoch nicht (siehe Kapitel 5.3.3).

[3]Da der Lochdurchmesser geringfügig größer ist als der Außendurchmesser einer Faser, liegen die Fasern meist an einem Lochrand an.

Diese vier Parameter müssen so eingestellt werden, dass möglichst kein Licht von der polierten Stahlfläche gestreut wird und somit der größte Anteil in die Glasfasern einkoppelt. Damit ist die optimale Chuckposition gefunden. Mit Hilfe der Zählratenanzeige der Datenerfassung ("Ratemeter") können die Raten einzelner Kanäle noch um bis zu 9% (ihrer ursprünglichen Rate) angehoben werden. Dadurch dass die Justierparameter miteinander gekoppelt sind, sinken dann jedoch die Zählraten in anderen Kanälen. Die beste Chuckposition nur mit Hilfe der Zählraten zu finden, ist nicht einfach, da die Raten nur als Zahlen und nicht als graphischer Verlauf dargestellt werden. Zur Justierung wurde deshalb immer die Einstellmethode mit dem Mikroskop gewählt.

Ergebnis

Die gemessenen Anteile der Zählraten, die in der besten mit der Mikroskopmethode gefundenen Stellung gemessen wurden, sind in Tabelle 6.2 zu finden. Die Effizienzen weichen nun

APD Nr.	Fasername	Anteil $\approx$
2	F_{0°	26,2%
3	F_{45°	27,9%
1	F_{90°	25,6%
4	F_{135°	20,3%

Tabelle 6.2: Einkoppeleffizienzen der vier Polarimeterkanäle

um bis zu $18,8\%$ vom Mittelwert ab. Die Zählrate im stärksten Kanal ist um fast 38% höher als die des schwächsten Kanals. Die Hauptursache dieser Verschlechterung gegenüber den Effizienzen der einzelnen Fasern liegt darin begründet, dass man nicht auf alle vier Fasern gleichzeitig den jeweiligen Lichtpunkt optimal zentrieren kann.

Eine eventuell vorhandene Polarisation der Glühlampe würde ebenfalls zu unterschiedlichen Helligkeiten in den vier Polarimeterkanälen beitragen. Dieser (unwahrscheinliche) Effekt wurde ausgeschlossen, indem während einer Messung ohne Wollaston–Prisma ein Polaroidfilter vor der Lampe gedreht wurde. Es konnten keine Hinweise auf eine Polarisation der Lichtquelle in den Daten gefunden werden.

Am Teleskop sind die Einkoppeleigenschaften wieder etwas besser (siehe Kapitel 7.2), weil das Seeingscheibchen eines Sterns kleiner als die Polarimeterapertur ist. Deshalb sind auch die vier Abbildungen des Sterns auf den Glasfasern kleiner als diejenigen im Labor. Um die Einkoppeleigenschaften des Polarimeters zu verbessern, sollte man trotzdem im Rahmen zukünftiger Weiterentwicklungen darüber nachdenken, durch die Konstruktion einer Einzelfaserpositionierung die Positionierbarkeit der Glasfasern voneinander zu entkoppeln.

6.3 Eichung der Winkellage der Polarisatoren (ϕ_k)

Die Eichung der Lage des gesamten Polarimeters relativ zum Himmel wird mit Hilfe von Rayleigh–gestreutem Sonnenlicht während der Dämmerung durchgeführt und ist in Kapitel 7.3 beschrieben. Für die in Kapitel 5.4 beschriebende Datenanalyse werden die genauen Winkellagen ϕ_k der Wollaston–Polarisatoren relativ zueinander benötigt. Diese wurden mit einer Messung bestimmt, bei der das Polaroidfilter des bisherigen OPTIMA–Polarimeters (Kapitel 4.4) vor dem neuen Polarimeter rotierte. Dieser Versuch ist im Folgenden beschrieben.

Versuchsaufbau

Das rotierende Polaroidfilter wurde zwischen Lichtquelle und Polarimeter aufgebaut und der Hallsensor zur Bestimmung der Phasenlage an die OPTIMA Datenerfassung angeschlossen. Als Lichtquelle wurde erneut die Halogenlampe verwendet. Zusätzlich war ein Infrarot–Sperrfilter sowie ein grüner Farbfilter davor angebracht, um sicherzustellen, dass das spektrale Maximum der Lichtquelle in einem Bereich liegt, in dem das Polaroidfilter ausreichende Modulation aufweist (siehe Abbildung 2.3). Ohne Filter würde das Maximum des Planck–Spektrums der Glühlampe im Infraroten liegen.

Versuchsdurchführung

Die Rotationsfrequenz des Filterrades betrug $f \approx 5$ Hz, die mittlere Zählrate etwa 20000 counts/s. Der Hallsensor des Filterrades erzeugte bei jedem Umlauf einen Impuls. Unter der Annahme, dass das Filterrad zwischen zwei Hall–Impulsen mit ausreichend konstanter Winkelgeschwindigkeit lief, ist es möglich, zu jedem Zeitpunkt die Winkelstellung des Polaroidfilters zu bestimmen:

$$\alpha(t) = (t - t_{\mathrm{Hall}}) \cdot \frac{360°}{\Delta t} \tag{6.1}$$

Dabei sind

$\alpha(t)$	:	Winkelstellung des Filterrades zur Zeit t
t	:	Aktuelle Zeit des Datenerfassungssystems
t_{Hall}	:	Zeit des letzten Durchganges des Hallsensors
Δt	:	Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Hallimpulsen.

Da Δt nicht konstant war, sondern um einige Millisekunden schwankte, wurden die Δt der einzelnen Umläufe auf einen gemeinsamen Wert normiert und die Umläufe phasenkohärent aufsummiert.

Ergebnis

Abbildung 6.2 zeigt die Summe der 1031 zeitlich auf 7200 bins normierten Umdrehungen. Zunächst fällt auf, dass die mittleren Intensitäten der einzelnen Kanäle sehr unterschiedlich sind. Dies ist auf eine nicht perfekte Justierung des Faserpositionierers zurückzuführen. Die einzige Auswirkung auf die Winkeleichung ist ein etwas höherer Messfehler in den weniger belichteten Kanälen. Die transmittierte Intensität eines Polarisators folgt einer $\sin^2$–Funktion

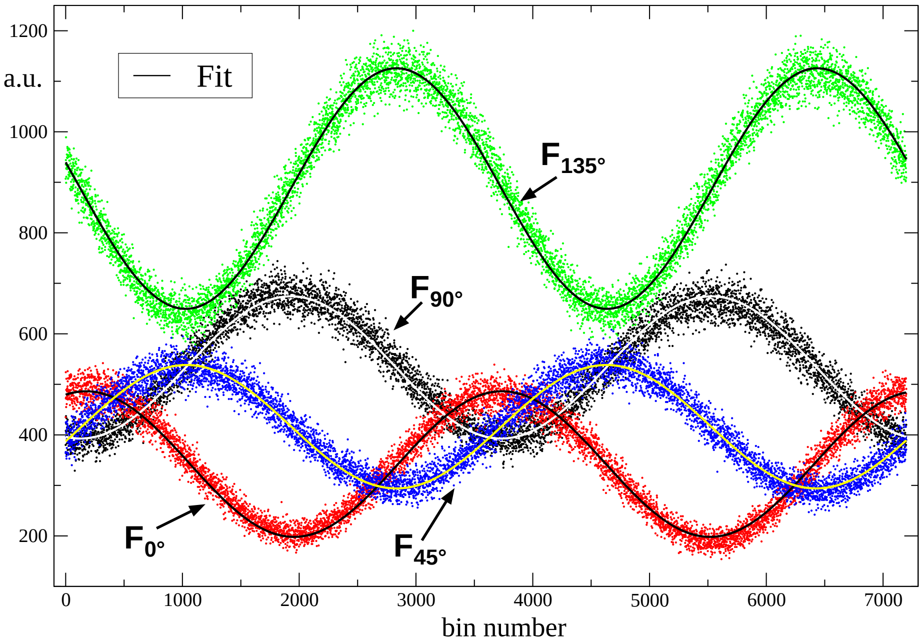

Abbildung 6.2: Intensitätsverläufe der vier Polarimeterkanäle während eines Polaroid–Umlaufes.

(Gleichungen (2.8) bis (2.11)). Diese kann mit Hilfe von Additionstheoremen in eine Sinusfunktion umgeschrieben werden. Somit konnten die vier gemessenen Kurven mit einer vierparametrigen Sinusfunktion gefittet werden:

$$y = a + b \cdot \sin(c \cdot x + d) \tag{6.2}$$

Der Parameter d stellt die Phasenverschiebung der Sinuskurven dar und kann folgendermaßen in einen Winkel transformiert werden:

$$\alpha = d \cdot \frac{360°}{4\pi} \tag{6.3}$$

Der Nenner 4π anstatt 2π stammt von der Tatsache, dass eine $\sin$–Funktion an $\sin^2$–Daten gefittet wurde. In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse mit ihren statistischen Unsicherheiten aufgelistet.

Die gemessenen Winkel zeigen deutliche Abweichungen von den Idealwerten. Eine Differenz in der Ausrichtung der beiden Wollaston–Prismen relativ zueinander könnte durch Fehler beim Fertigungsprozess des Doppel–Wollaston–Prismas erklärt werden. Innerhalb eines Prismas sind Differenzen jedoch nicht plausibel, weil hier die Winkeldifferenz der Durchlassrichtungen von der Natuer des Quarzkristallgitters vorgegeben ist. Die Differenz $F_{0°} - F_{90°}$ müsste also innerhalb der Messunsicherheit $90°$ betragen. Die Messung beinhaltet also systematische Fehler. Diese können dadurch erklärt werden, dass das Polaroidfilter zu bestimmten Phasenlagen systematisch schneller umlief, als an anderen. Eine Ursache dafür

k	Fasername	gemessener Winkel ϕ_k	Unsicherheit σ_{ϕ_k}
1	$F_{0°}$	0°	0,15°
2	$F_{45°}$	42,5°	0,15°
3	$F_{90°}$	87,5°	0,17°
4	$F_{135°}$	132,9°	0,11°

Tabelle 6.3: Durchlassrichtungen der vier Wollaston–Polarisatoren. Als Nullpunkt der Winkelskala wurde ϕ_1 definiert, also die Durchlassrichtung von Kanal $F_{0°}$.

könnte eine Verhärtung des Antriebsriemens sein, der sich dadurch der Form anpasst, in der er gelagert wurde. Zur Datenanalyse wurden deshalb die perfekten Winkel $\phi_1 = 0°$, $\phi_2 = 45°$, $\phi_3 = 90°$ und $\phi_4 = 135°$ verwendet.

6.4 Bestimmung der Polarisatoreffizienzen (ϵ_k)

In Kapitel 6.3 wurden die genauen Winkellagen ϕ_k der vier Polarisatoren des Doppel–Wollaston–Prismas bestimmt. Sie gehen zusammen mit den Transmissionskoeffizienten t_k und den Polarisatoreffizienzen ϵ_k in die Datenanalyse mit ein. Die ϵ_k sind folgendermaßen definiert:

$$\epsilon = \frac{S_{\|} - S_{\perp}}{S_{\|} + S_{\perp}} \quad . \tag{6.4}$$

Dabei sind $S_{\|}$ und $S_{\perp}$ die im jeweiligen Kanal gemessenen Signale bei Ankunft von parallel bzw. senkrecht zur Durchlassrichtung 100% polarisiertem Licht. Um die Effizienz eines Polarisators zu testen, braucht man einen Eich–Polarisator (z.B. ein Glan–Thompson–Prisma, Abbildung 2.5), dessen Effizienz (im verwendeten Spektralbereich) besser ist, als die des zu testenden Polarisators. Wird dieser Eich–Polarisator zur Bestimmung der ϕ_k (nach Kapitel 6.3) verwendet, so können aus den Intensitäten der Maxima und Minima der Transmissionskurven (Abbildung 6.2) auch die ϵ_k ermittelt werden (siehe Gleichung (6.4)).

Da ein solcher Eichpolarisator nicht zur Verfügung stand, wurden die Polarisatoren des Doppel–Wollaston–Prismas als perfekt angenommen. Damit gilt $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$. Diese angenommenen Werte werden zwar nicht ganz, aber doch sehr nahe an den realen Werten liegen. Doppelbrechende Kristalle haben typischerweise ein hohes Löschungsvermögen, das heißt senkrecht zur Durchlassrichtung polarisiertes Licht wird sehr effizient geblockt. Das Löschungsvermögen l lässt sich mit Hilfe der folgenden Gleichung in die Polarisatoreffizienz umrechnen:

$$\epsilon = \frac{t - t \cdot l}{t + t \cdot l} = \frac{1 - l}{1 + l} \quad . \tag{6.5}$$

Dabei ist t der in Kapitel 5.4 eingeführte Transmissionskoeffizient für unpolarisiertes Licht. Vom Hersteller des Doppel–Wollaston–Prismas wird ein Löschungsvermögen für sowohl ordentliche als auch außerordentliche Strahlen von $l = 10^{-5}$ angegeben [Halle 2006]. Daraus ergibt sich die Polarisatoreffizienz zu $\epsilon = 99,998\%$.

6.5 Polarisationsmessungen im Labor

Um das neue Polarimeter zu testen, wurden im Labor erste Polarisationsmessungen durchgeführt. Dazu war ein Polaroidfilter mit manuell einstellbarem Winkel und einer Winkelskala (siehe Abbildung 6.3) zwischen Lichtquelle und Polarimeter aufgebaut. Als Lichtquelle diente eine gelbe gedimmte Leuchtdiode. Zunächst wurde die Polaroid–Winkelskala auf Null gestellt, um den Referenzwinkel für das Polarimeter 30 Sekunden lang aufzunehmen. Dann wurden verschiedene Winkel am Polaroidfilter eingestellt und in jeder Winkelstellung jeweils 30 Sekunden Daten genommen.

Abbildung 6.3: Das Polaroidfilter mit Winkelskala für Polarimetrie im Labor. Der Pfeil und das $\mathcal{E}$ (E–Feld) markieren die Durchlassrichtung.

Die Auswertung dieser Messreihe erfolgte mit der im Folgenden beschriebenen, einfachen Datenauswertungsmethode: Jeder Polarimeterkanal wurde zunächst mit unpolarisiertem Licht geeicht, um den jeweiligen individuellen Transmissionskoeffizienten zu erhalten. Es wurde angenommen, dass jede der Durchlassrichtungen der vier Doppel–Wollaston–Polarisatoren in der idealen Winkelposition steht. Damit sind die Gleichungen (2.12) und (2.13) direkt anwendbar, um die Stokes–Parameter zu erhalten. Diese wurden dann mit Hilfe der Gleichungen (2.14) und (2.15) in Polarisationsgrad und –winkel transformiert. Von dem so gemessenen Winkel wurde der Referenzwinkel (0,41°) subtrahiert. Tabelle 6.4 zeigt die Ergebnisse. Angegeben sind nur die statistische Unsicherheiten, keine systematischen.

Der von Messung zu Messung variable Polarisationsgrad von rund 90% ist durch Streulicht im Labor (z.B. vom Computermonitor des Datennahmerechners und leuchtenden Betriebsanzeigen) zu erklären. Die gemessenen Winkel sind in guter Übereinstimmung mit den erwarteten, wenn man systematische Fehler noch in Betracht zieht. Zum Beispiel kann man das Polaroidfilter nicht genau genug einstellen.

Eingestellter Winkel	Gemessener Winkel	Bereinigter Winkel	Gemessener Polarisationsgrad
0°	0.41 °± 0.05°	0 °± 0.08°	86.19% ±0.19%
20°	22.13 °± 0.05°	21.72 °± 0.08°	86.50% ±0.19%
40°	42.12 °± 0.05°	41.71 °± 0.08°	89.85% ±0.20%
45°	47.14 °± 0.05°	46.72 °± 0.08°	90.54% ±0.20%
50°	51.55 °± 0.05°	51.13 °± 0.08°	90.76% ±0.20%
70°	70.94 °± 0.05°	70.53 °± 0.08°	88.61% ±0.19%
90°	90.65 °± 0.06°	90.24 °± 0.08°	87.01% ±0.19%
110°	112.22°± 0.05°	111.81°± 0.08°	91.46% ±0.20%
130°	130.55°± 0.05°	130.13°± 0.07°	93.33% ±0.20%
135°	136.06°± 0.05°	135.64°± 0.07°	93.38% ±0.20%
140°	140.59°± 0.05°	140.17°± 0.08°	92.93% ±0.20%
160°	160.22°± 0.05°	159.80°± 0.08°	89.42% ±0.20%

Tabelle 6.4: Test–Polarisationsmessungen im Labor: Da der absolute Winkel zwischen Polaroid und Polarimeter nicht bekannt ist, wurde Winkelstellung 0° als Nullpunkt für die anderen Winkel definiert. Die entsprechenden Unsicherheiten wurden quadratisch addiert.

Kapitel 7

Messungen am Teleskop

Um erste Erfahrungen mit dem neuen Polarimeter im astronomischen Einsatz zu sammeln, wurde das Instrument im November 2005 am 1,3 Meter–Teleskop der Skinakas Sternwarte in Betrieb genommen. Des weiteren wurden Kalibrationsmessungen durchgeführt, und der Betrieb von OPTIMA–Burst getestet.

7.1 Das Skinakas Observatorium

Die Sternwarte wird von der University of Crete in Heraklion (UOC) und der Foundation for Research and Technology in Hellas (FORTH) mit Unterstützung des Max–Planck–Institutes für extraterrestrische Physik betrieben. Sie liegt in 1750 Metern Höhe auf dem Berg Skinakas auf Kreta. Die geographischen Koordinaten sind: $35°$ nördliche Breite und $24°$ östliche Länge. Das Observatorium beherbergt ein $30\ \mathrm{cm}$–Teleskop und das $1,3\ \mathrm{m}$–Teleskop. Abbildung 7.1 zeigt Bilder der Sternwarte und von OPTIMA am Teleskop.

Der Transport von OPTIMA sowie zusätzlich benötigter Ausrüstung erfolgt entweder per Flugzeug oder mit einem Kleintransporter und der Autofähre, wie bei der Kampagne im November 2005. Beide Alternativen bringen das Risiko der Beschädigung von Teilen der Ausrüstung mit sich. Im November 2005 wurde erst nach dem Anbringen von OPTIMA–Burst an das Teleskop festgestellt, dass eine der vier Polarimeter–Glasfasern (die Faser $F_{45°}$) beschädigt war und kein Licht mehr zu den Photonenzählern leitete. Wann und wie dieser Defekt verursacht wurde, konnte nicht mehr festgestellt werden. Alle im Folgenden beschriebenen Messungen wurden daher mit nur drei intakten Polarimeterfasern durchgeführt. Da die Wetterbedingungen im Winter auf Kreta nicht ideal sind, konnten außerdem während der zweiwöchigen Kampagne nur 4 Nächte für Beobachtungen genutzt werden. Die wissenschaftlichen Daten dieser Kampagne sind daher von begrenzter Qualität.

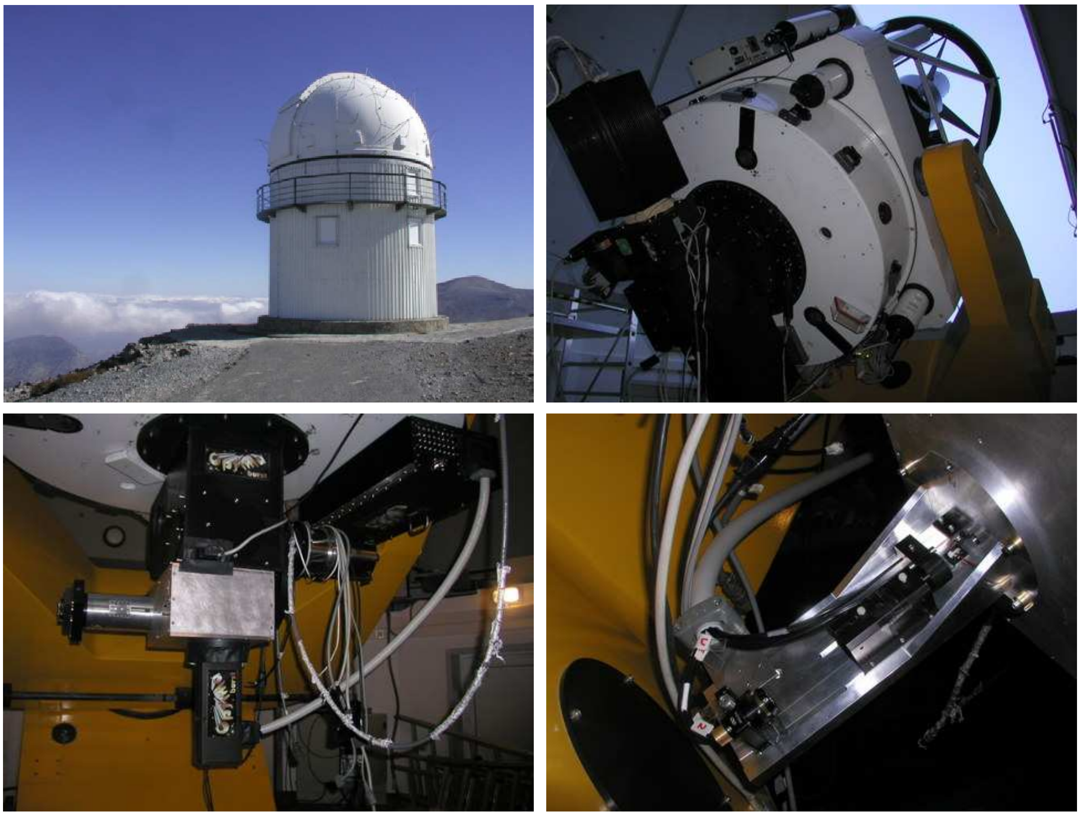

Abbildung 7.1: **Links oben:** Die Kuppel des 1,3m–Teleskops der Skinakas Sternwarte. **Rechts oben:** Das Teleskop selbst mit dem bisherigen OPTIMA–Photometer. **Links unten:** OPTIMA–Burst am Teleskop: links die OPTIMA–CCD–Kamera an der noch nicht eloxierten Feldaufsichtsoptik, rechts die Photonenzählerbox, darunter die Kamera der UOC, unten das Polarimeter mit Faserschutzschlauch zur Zählerbox. **Rechts unten:** Nahaufnahme des Polarimeters ohne Schutzkappe.

7.2 Bestimmung der Transmissionskoeffizienten (t_k)

In die Gleichungen zur Polarimetriedaten–Analyse gehen unter anderem die Transmissionskoeffizienten t_k der einzelnen Polarisatoren ein. t_k ist ein Produkt aus mehreren Faktoren:

$$t_k = r_k \cdot a_k \cdot e_k \cdot f_k \cdot z_k \tag{7.1}$$

mit

- r_k : Reflexionsverluste an den Oberflächen der Linsen und des Prismas
- a_k : Absorption im Doppel–Wollaston–Prisma und in den Linsen
- e_k : Einkoppelverluste am Faserchuck
- f_k : Transmissionskoeffizienten der Glasfasern
- z_k : Effizienzen der Photonenzähler (APDs).

Das Teleskop kann einem ankommenden Lichtstrahl eine Netto–Polarisation aufprägen (selbst wenn es rotationssymmetrisch gebaut ist, siehe z.B. [Tinbergen 1996]), und so seinen Polarisationszustand ändern. Dieser Effekt ist umso kleiner, je größer das Öffnungsverhältnis f/D ist, da die Lichtstrahlen dann nahezu senkrecht auf die Spiegeloberflächen fallen.

Instrumentelle Polarisation ist definiert als die Polarisation, die das Instrument misst, wenn eine unpolarisierte Quelle beobachtet wird. Sie kann durch alle oben genannte Effekte hervorgerufen werden. Um diese zu eliminieren, beobachtet man eine unpolarisierte Lichtquelle und definiert die Parameter t_k nach Gleichung (5.1) so, dass alle vier Polarimeterkanäle die gleiche Intensität messen. Diese Messung muss nach jedem Einbau des Faserchuck in den Faserpositionierer wiederholt werden, da sich die Einkoppeleigenschaften mit jeder neuen Justierung ändern. Um diese Eichung am Teleskop durchzuführen, wurde ein unpolarisierter Stern aus einem Katalog von Kalibrationsobjekten für das Hubble Weltraumteleskop [Turnshek 1990] verwendet[1]:

	BD +28°4211
Polarisationsgrad p	$p = 0.063\% \pm 0.023\%$
Größenklasse	$10,53$ mag

Um selbst diese kleine Polarisation noch wegzueichen, beobachtet man normalerweise eine größere Anzahl von unpolarisierten Sternen,

> ”. . . z.B. die nächsten 100 Sterne, solche mit ’seltsamen’ Spektralklassen ausgeschlossen, da diese intrinsisch polarisiert sein könnten. . . ” [Tinbergen 1996].

Durch die statistisch unterschiedlichen Polarisationsrichtungen der Sterne aus der Kalibrationsmenge ergibt sich der mittlere Polarisationsgrad dieser Menge normalerweise zu Null. Mit abbildenden Polarimetern lässt sich diese Technik durchführen. Dagegen ist mit OPTIMA die Beobachtung von 100 Sternen zu zeitaufwändig, da jeder Stern einzeln auf die Polarimeterapertur positioniert werden muss. Aufgrund der durch die Witterung auf 4 Nächte begrenzten

[1] Dieser Stern wurde bei der Bonner Durchmusterung in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts katalogisiert. Seine Deklination ist +28°. 4211 ist eine laufende Nummer.

Beobachtungszeit konnten während der Kampagne im November 2005 nur zwei unpolarisierte Sterne beobachtet werden. Bei einem davon verhinderten technische Probleme eine sinnvolle Kalibration.

Ablauf der Messung

In Abbildung 7.2 sind die Lichtkurven der drei noch intakten Polarimeterkanäle (F_{0°,F_{90° und F_{135°) und der Hintergrundfaser (BG) aufgetragen. Das Zeitbinning beträgt 1 s. Bis 395 s nach dem Start der Messung war der Shutter der Feldaufsichtsoptik geschlossen, um die Dunkelraten der Photonenzähler aufzuzeichnen. Von $t = 395$ s bis $t = 610$ s war das Teleskop (mit geöffnetem Shutter) auf den Himmelsbereich einige Bogensekunden neben den Targetstern gerichtet, um die Himmelshintergrundraten zu bestimmen. Danach wurde die Polarimeterapertur auf die Targetposition gefahren. Dabei wurden zwei schwächere Objekte überstrichen, die als kleine Spikes bei $t = 640$ s und $t = 670$ s zu sehen sind. Während der Targetmessung weist der Polarimeterkanal F_{135° im Vergleich zu den beiden anderen große Schwankungen auf. Die Ursache dafür ist möglicherweise, dass der entsprechende Wollaston–Strahl nicht so gut wie die beiden anderen auf seine Glasfaser positioniert war. Damit ist dieser Kanal sensitiver bezüglich der Positionierung des Targets auf der Polarimeterapertur und reagiert empfindlicher auf Schwankungen des Seeings.

Bei $t \approx 600$ s, $t \approx 1200$ s und $t \approx 2480$ s sind die in Kapitel 4.3 beschriebenen Datenerfassungslücken zu sehen, die je nach zu schreibender Datenmenge unterschiedlich lang sein können. Bei $t \approx 1650$ s und $t \approx 2130$ s kam es zum Stop der Datenaufnahme, da die maximale Größe des Datenpuffers überschritten wurde[2]. Daraufhin wurde die Datensatzlänge auf 300 Sekunden reduziert. Zwischen $t \approx 2300$ s und $t \approx 2320$ s wurde der fahrbare Spiegel (siehe Abbildung 5.4) versehentlich in den Strahlengang bewegt.

Auswertung

Zur Auswertung der Daten wird zunächst von allen vier Lichtkurven die jeweilige Dunkelrate (also die mittlere Zählrate im Bereich 0 s bis 395 s) subtrahiert. Um den (teilweise polarisierten) Himmelshintergrund ebenfalls zu subtrahieren, muss dieser auf den gesamten Messbereich extrapoliert werden. Die Polarisation des Himmelshintergrundes muss als konstant angenommen werden, da kein Vergleichspolarimeter zur Verfügung stand. Die Extrapolation erfolgt mit Hilfe folgender Gleichung:

$$b_k(t) = bg(t) \cdot \frac{< b_k >}{< bg >} \tag{7.2}$$

mit

$b_k(t)$	:	extrapolierte Hintergrundzählrate Kanal k zur Zeit t
$bg(t)$	:	Zählrate der Hintergrundfaser zur Zeit t
$< b_k >$	:	Mittlere Zählrate des Polarimeterkanals k im Bereich $t = 430$ s ... 630 s
$< bg >$	:	Mittlere Zählrate der Hintergrundfaser im Bereich $t = 430$ s ... 630 s.

[2]Ein Datensatz darf maximal 250 MB groß sein. Wird diese Grenze vor Ablauf der eingestellten Laufzeit eines Datensatzes erreicht, kommt es zum Programmabsturz.

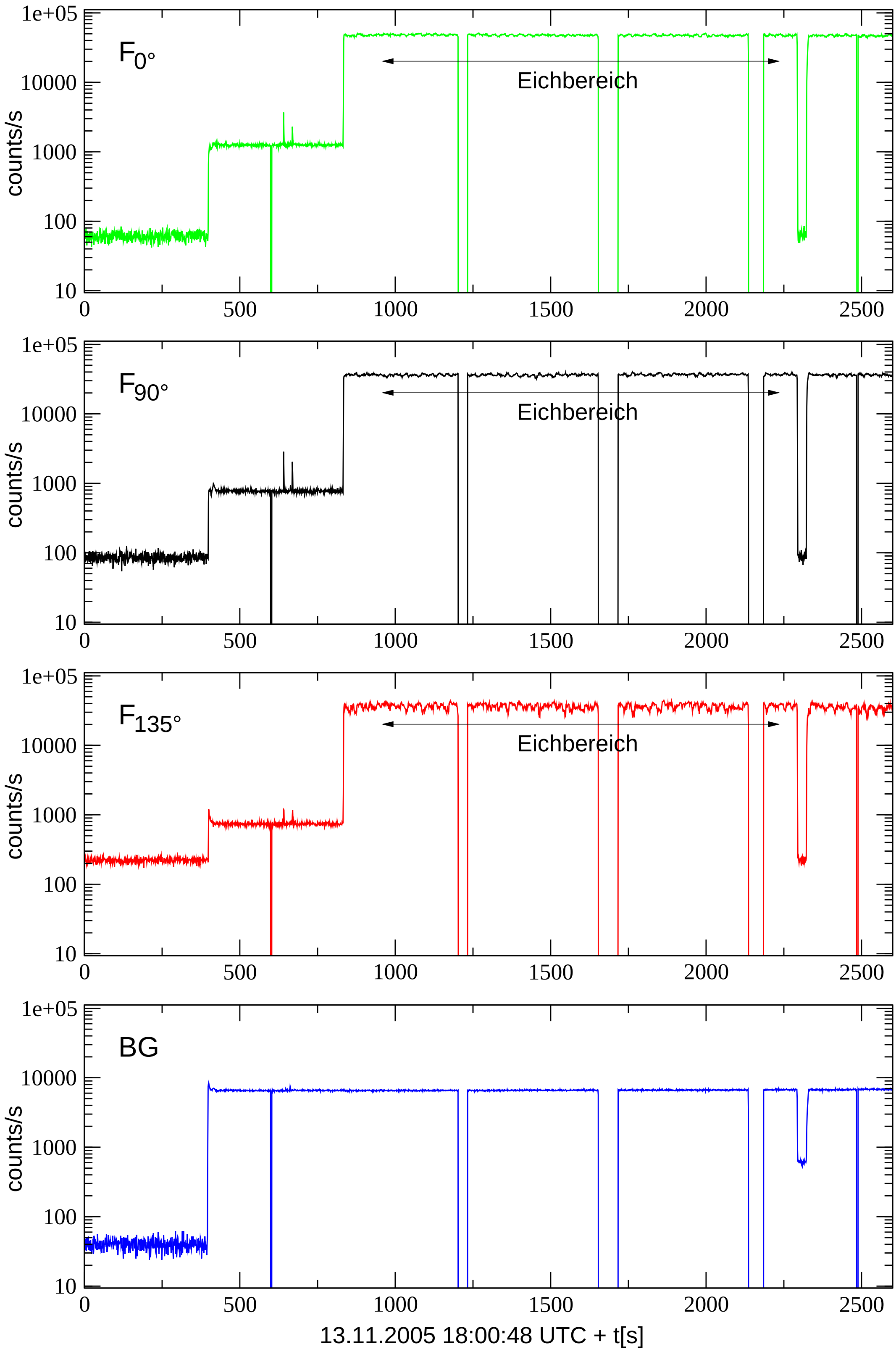

Abbildung 7.2: Verläufe der Zählraten in den drei intakten Polarimeterkanälen ($F_{0°}$,$F_{90°}$ und $F_{135°}$) sowie in der Hintergrundfaser (BG) während der Beobachtung des unpolarisierten Eichsterns BD +28°4211. Man beachte die logarithmische Skala der y–Achse.

Die so ermittelten Hintergrundzählraten werden nun von den Polarimeterraten subtrahiert. Dadurch erhält man nur die vom Licht des Sterns stammenden Zählraten. Als Eichbereich für die t_k–Kalibration wurde das Intervall 956 s bis 2235 s gewählt.

Ergebnis

Die Mittelwerte der Zählraten in diesem Bereich sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Um daraus die t_k–Werte zu erhalten, wurde die jeweilige Zählrate durch 10000 dividiert. Dieser Faktor dient nur dazu, die Lichtkurven nach ihrer Multiplikation mit t_k in einem Diagramm zusammen mit den unbehandelten Lichtkurven besser darstellen zu können. Die Parameter p und θ sind unabhängig von der absoluten Intensität, da zu ihrer Messung nur Intensitätsunterschiede und –verhältnisse betrachtet werden. Da OPTIMA zwar eine Hintergrundfaser, jedoch keine Faser für Vergleichssterne besitzt, ist es auch kein absolutes Photometer. Deshalb ist dieser Faktor frei wählbar.

APD Nr.	Fasername	Zählrate	k	t_k
2	F_{0°	46577	1	4,6577
3	F_{45°	Faserdefekt	–	—
1	F_{90°	35699	2	3,5699
4	F_{135°	35825	3	3,5825

Tabelle 7.1: Ermittlung der Korrekturfaktoren t_k für die Polarimeterkanäle k=1..3 am unpolarisierten Referenzstern BD +28°4211. Die Zuordnung Fasername zu Polarisatornummer k wurde aufgrund des Faserdefektes neu gewählt.

Die Effizienzen unterscheiden sich von denen in Tabelle 6.2, da in der Zwischenzeit die Chuckposition verändert wurde. Außerdem ist das Seeingscheibchen eines Sterns kleiner, als die voll beleuchtete Polarimeterapertur, was die Einkoppeleigenschaften im Vergleich zum Labortest verbessert: die Zählrate im stärksten Kanal ist jetzt noch um 30% höher, als die des schwächsten (vgl. Kapitel 6.2). Bei wissenschaftlichen Kampagnen sollte diese Messung regelmäßig wiederholt werden, bis man Erfahrungen gesammelt hat, wie stabil sich die Einkoppeleigenschaften verhalten.

7.3 Eichung der Winkellage am Himmel

Das Polarimeter misst zunächst nur Winkel relativ zueinander. Am Himmel ist Norden als Nullpunkt der Polarisationswinkel–Skala definiert. Der Umlaufsinn ist von Norden in Richtung Osten. Das Instrument wurde zwar so am Teleskop montiert, dass die einzelnen Durchlassrichtungen der Polarisatoren des Doppel–Wollaston–Prismas schon nach dieser Konvention orientiert sind (F_{0° Nord–Süd, F_{90° Ost–West usw.), trotzdem ist die genaue Lage des Winkelnullpunktes des Doppel–Wollaston–Prismas bezogen auf den Himmel nicht genau bekannt. Für relative Winkelmessungen ist dieser Nullpunkt ohne Bedeutung. Will man jedoch absolute Polarisationswinkel messen (um sie z.B. mit Messungen von anderen Instrumenten zu vergleichen), so muss das Instrument geeicht werden. Dies geschieht durch Messung des Rayleigh–gestreuten Sonnenlichtes während der Dämmerung.

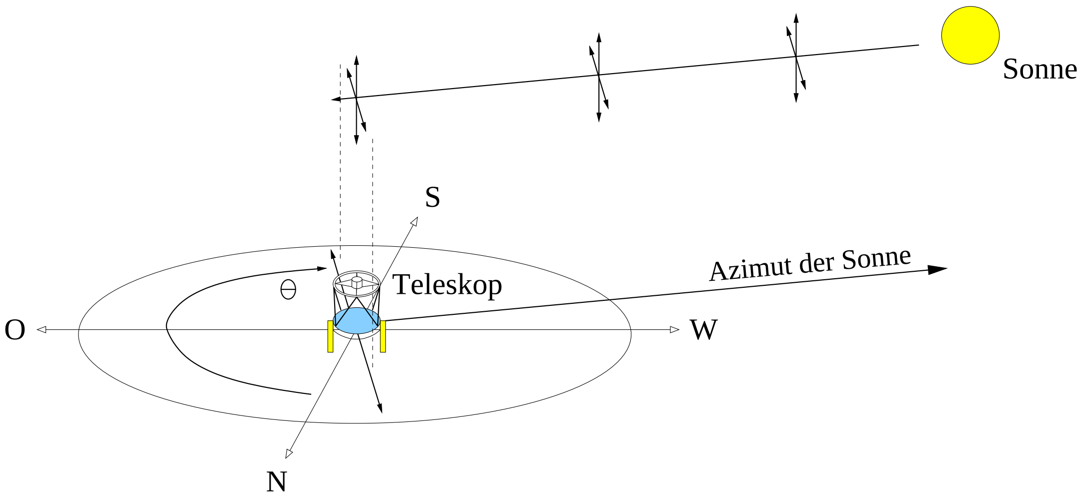

Abbildung 7.3: Eichung des Winkelnullpunktes am Himmel bei Sonnenuntergang. Anders als in dieser Skizze muss die Sonne bei dieser Messung schon unter dem Horizont sein. θ ist der vom Beobachter gemessene Polarisationswinkel.

Ablauf der Messung

Das Teleskop wurde für diese Messung bei Sonnenuntergang in den Zenit gefahren und im Abstand von $90°$ zur Sonne nachgeführt. Abbildung 7.4 zeigt den Verlauf der gemessen Zählraten. Abbildung 7.3 illustriert, wie polarisiertes Licht während der Dämmerung entsteht:
Das auf die Erdatmosphäre treffende Sonnenlicht regt die Elektronen der Luftmoleküle zu Schwingungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes an. Diese reemittieren Licht mit Schwingungsrichtungen in der gleichen Ebene. Da Licht eine transversale Welle ist, breitet sich nur die horizontal schwingende Komponente in Richtung des Teleskops aus. Es wird also senkrecht zum Azimut der Sonne polarisiertes Licht gemessen. Der Polarisationsgrad beträgt aufgrund von Mehrfachstreuungen an Luftmolekülen nur einige zehn Prozent.

Auswertung und Ergebnis

Die Polarimeterzählraten wurden zunächst wieder auf die Hintergrundzählrate normiert. Dann wurden die Zählraten der einzelnen Kanäle jeweils durch t_k dividiert (vgl. Gleichung (5.3)) und mit diesen Daten Polarisationsgrad und –richtung berechnet. Der Azimut der Sonne zum Zeitpunkt der Messung wurde mit der Astronomie–Software XEphem[3] ermittelt.

Folgende Tabelle zeigt das Ergebnis der Messung:

Azimut der Sonne (Az)	$252,7°$
$\theta = \mathrm{Az} - 90°$ gemessener Winkel θ' Offset = $\theta' - \theta$	$162,7°$ $175,2° \pm 0,3°$ $12,5°$
Polarisationsgrad	$24,2\% \pm 0,08\%$

[3] http://www.clearskyinstitute.com/xephem/

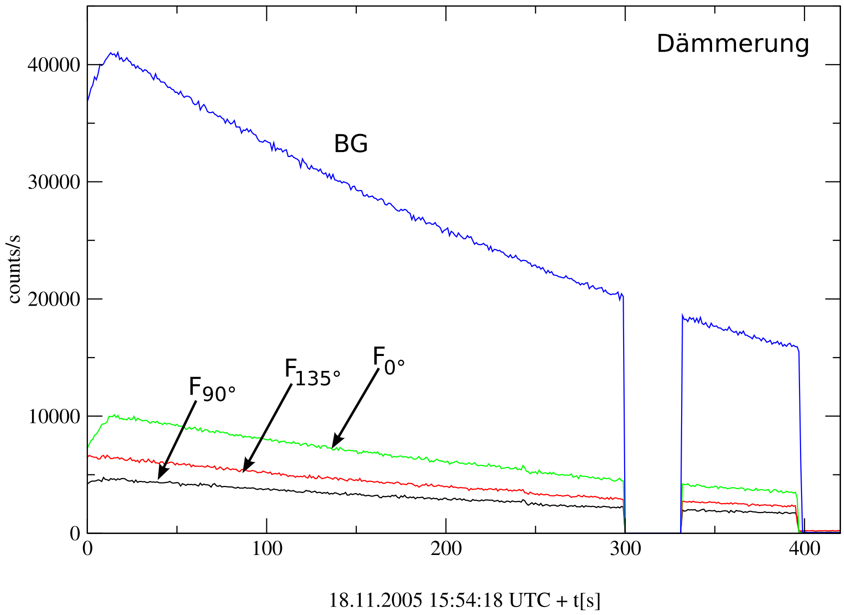

Abbildung 7.4: Verlauf der Messung der Abenddämmerung. BG ist die Zählrate der Hintergrundfaser, F_{0°, F_{90° und F_{135° sind die Polarimeterzählraten.

Es müssen also von jedem gemessenen Winkel $12,5^\circ$ subtrahiert werden, um den wahren Polarisationswinkel am Himmel zu erhalten. Zum statistischen Fehler von $0,3^\circ$ kommt ein systematischer Fehler hinzu: Die Eichung wurde bei fast vollem Mond durchgeführt. Der Azimut des Mondes betrug zum Zeitpunkt der Messung $46,0^\circ$, hatte also nicht 180° Abstand zur Sonne. (In diesem Fall hätte das Mondlicht den Polarisationswinkel nicht verändert.)

Das Polarimeter kann nur so genau messen, wie es geeicht wurde. Die Unsicherheit aller Winkelmessungen beträgt also einige Grad. Es ist darauf zu achten, dass die Winkelkalibration in Zukunft bei Neumond durchgeführt wird.

Zur weiteren Datenanalyse wurde die Winkellage der Polarisatoren am Himmel (ϕ_k) um den Offset korrigiert. Die neuen Werte lauten:
$\phi_1 = -12,5^\circ$ entspricht $167,5^\circ$
$\phi_2 = 77,5^\circ$ und
$\phi_3 = 122,5^\circ$.

7.4 Ein polarisierter Standardstern

Das nun vollständig geeichte Polarimeter wurde am polarisierten Standardstern BD +64°106 aus dem Kalibrationskatalog [Turnshek 1990] getestet. Die Polarisationsdaten dieses Hauptreihensterns sind folgendermaßen im Katalog verzeichnet:

	BD +64°106
Polarisationsgrad p	5,65% $\pm$ 0,053%
Polarisationswinkel θ	96,8°
Größenklasse	10,34 mag

Interstellare Polarisation

Das Licht dieses Sterns ist durch folgenden Effekt polarisiert: Das interstellare Medium enthält unter anderem Staubteilchen mit nicht kugelsymmetrischer Struktur. Der Wirkungsquerschnitt für ein streuendes Photon ist daher abhängig von der Polarisationsrichtung des Photons. Durch das interstellare Magnetfeld werden die Staubteilchen gemeinsam entlang der Magnetfeldlinien ausgerichtet. Photonen einer bestimmten Polarisationsrichtung werden dadurch stärker gestreut bzw. absorbiert, als andere. Unpolarisiertes Sternenlicht erhält auf diese Weise, ähnlich wie bei einem Polaroidfilter, eine Nettopolarisation. Je nach Blickrichtung sind die interstellaren Staubverteilungen und das Magnetfeld verschieden. Eine weitergehende Diskussion zur interstellaren Polarisation und ihrer Wellenlängenabhängigkeit findet sich in [Martin 1999]. Dort sind auch weitere Daten zur Polarisation von BD +64°106 zu finden.

Ablauf der Messung

Insgesamt wurde BD +64°106 zwei mal jeweils ca. eine Stunde lang beobachtet. Die zweite Messung kommt zur Datenanalyse nicht in Frage, da ein technisches Problem mit der Teleskopkuppel die Messung verfälschte. Während der verbleibenden Messung war leichte Cirrus–Bewölkung vorhanden, was zur Folge hatte, dass in der Hintergrundzählrate vereinzelte Ratenerhöhungen sichtbar sind, die durch an den Wolken reflektiertes Streulicht von der ca. 25 km entfernten Stadt Heraklion verursacht wurden.

Auswertung

Abbildung 7.5 zeigt die Seeing–Verteilung wie sie aus 10 s–Aufnahmen der CCD–Kamera von OPTIMA bestimmt wurde. Der Vergleich mit Abbildung 4.4 zeigt, dass die Beobachtungsbedingungen zur Messzeit deutlich schlechter waren, als es am Skinakas–Observatorium möglich ist. In Abbildung 7.6 ist oben der Verlauf des Seeings[4] gezeigt und unten die dazu gehörigen (noch nicht hintergrundkorrigierten und nicht kalibrierten) Zählraten im Polarimeter und in der Hintergrundfaser.

Es ist deutlich eine Antikorrelation zwischen Seeing und den einzelnen Polarimeterzählraten zu sehen. Wird das Seeingscheibchen des Sterns größer, sinkt die Zählrate im Polarimeter. Die Gesamtintensität in dem gaußförmigen Intensitätsprofil des Sterns bleibt konstant, die

[4] Die 10s–Belichtungen wurden interpoliert.

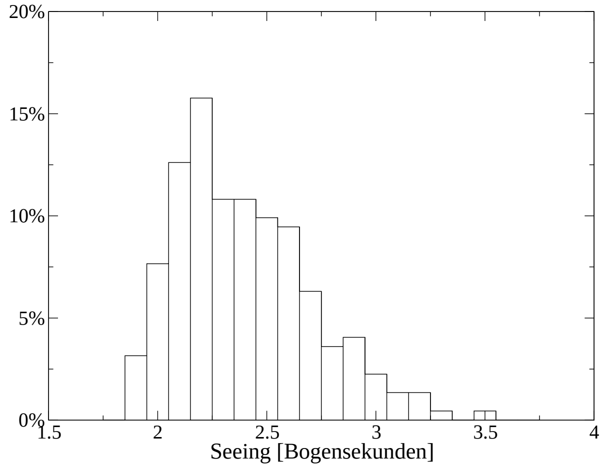

Abbildung 7.5: Die Seeing–Verteilung (FWHM) während der Messung des polarisierten Standardsterns BD +64°106.

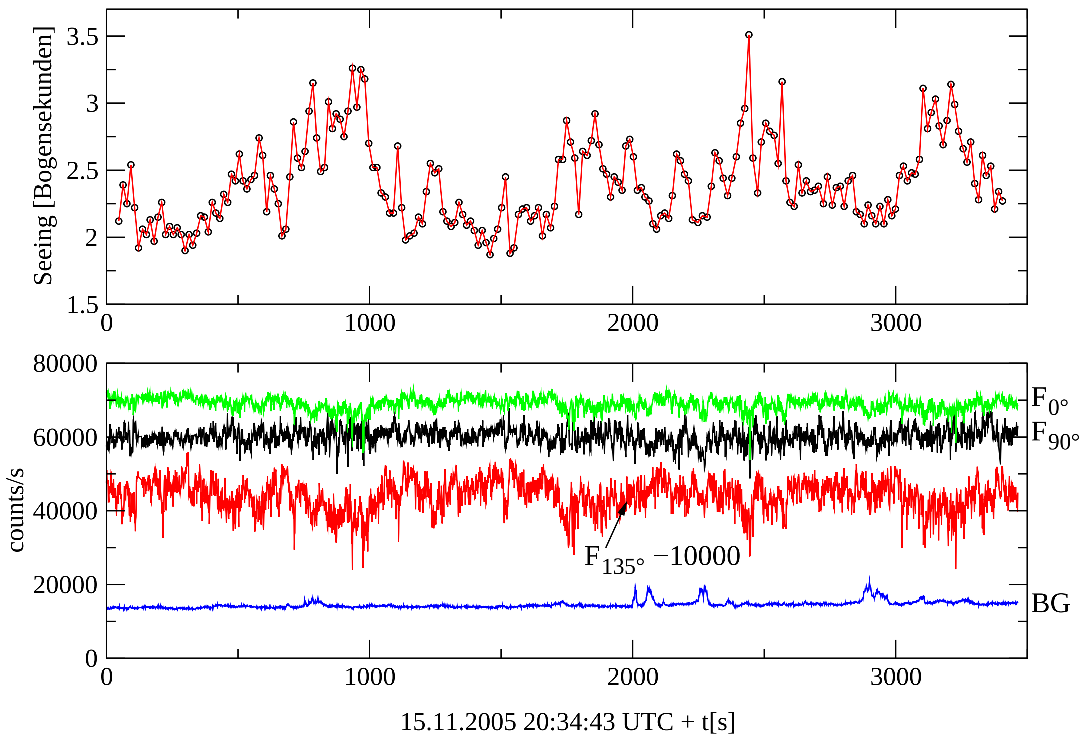

Abbildung 7.6: Messung des polarisierten Standardsterns BD +64°106. **Oben:** Seeingverlauf während der Messung. **Unten:** Zählraten der nicht hintergrundreduzierten und nicht kalibrierten Polarimeterfasern F_{0°, F_{90° und F_{135° sowie der Hintergrundfaser (BG). Zur besseren Übersicht ist F_{135° um 10000 counts/s nach unten versetzt.

Halbwertsbreite des Profils wird jedoch größer. Dadurch geht Licht einerseits am Rand der Polarimeterapertur, andererseits aber auch bei der Einkopplung in die Glasfasern verloren. Aus der Abbildung ist ebenfalls ersichtlich, dass Kanal F_{135° die stärksten Schwankungen aufweist. Dies kann durch eine nicht perfekte Justierung des Faserpositionierers verursacht werden, aber auch durch ungleichmäßige Beleuchtung des Doppel–Wollaston–Prismas. Letztere Hypothese hätte überprüft werden können, wenn die Glasfaser F_{45° als Vergleich zur Verfügung gestanden hätte.

Zunächst wurden anhand der Hintergrundzählrate identifizierte Abschnitte mit Wolkendurchzug verworfen. Die Dunkelraten der Photonenzähler und der extrapolierte Hintergrund wurde subtrahiert (vgl. Datenauswertung des unpolarisierten Standardsterns, Kapitel 7.2).

Ergebnis

Um Polarisationsgrad und –winkel aus diesen Daten zu bestimmen, wurden Zeitintervalle mit "schlechterem" Seeing verworfen, und nur Daten mit einem Seeingwert besser als ein geeignet gewählter Grenzwert betrachtet. Je nach Grenzwert bleibt verschieden viel Beobachtungszeit im Datensatz erhalten. In Abbildung 7.7 sind die verbleibenden Datensätze im Q–U–Diagramm dargestellt. Die Achsen zeigen die Stokes–Parameter Q bzw. U jeder $1\ \mathrm{s}$–Messung, dividiert durch die jeweilige Intensität. Jeder Messung wird also ein Vektor $(Q/I, U/I)$ zugeordnet. Die Länge dieses Vektors gibt den Polarisationsgrad p an. Der Polarwinkel des Vektors, von der positiven Q–Achse entgegen dem Uhrzeigersinn gemessen, ist gleich dem doppelten Polarisationswinkel. Eingezeichnet sind jeweils der Katalogwert des Standardsterns (Kreis) und der Schwerpunkt der Verteilung (Kreuz). Die Ergebnisse der verschiedenen Cut–Bedingungen sind in Tabelle 7.2 aufgelistet. Der Katalogwert des Sterns ist innerhalb von zwei Standardabweichungen konstistent mit den gemessenen Werten. Bei dauerhaft besserem Seeing ist eine deutlich geringere Streuung der Messwerte zu erwarten. Aus dieser Messung folgt, dass das Polarimeter auf kleine Seeingwerte angewiesen ist, um gute Resultate zu erzielen.

Cut–Bedingung	n	p	θ
keine (voller Datensatz)	2007	6,8% $\pm$ 1,9%	$65^\circ \pm 21^\circ$
Seeing $< 2,1''$	466	5,7% $\pm$ 2,6%	$73^\circ \pm 27^\circ$
Seeing $< 2,0''$	141	5,8% $\pm$ 2,9%	$82^\circ \pm 24^\circ$
Seeing $< 1,9''$	16	8,1% $\pm$ 1,8%	$94^\circ \pm 14^\circ$

Tabelle 7.2: Ergebnisse der verschiedenen Cuts auf den Datensatz des polarisierten Standardsterns BD +64°106. n: Anzahl der nach dem Cut verbleibenden Datenpunkte, p: Polarisationsgrad, θ: Polarisationswinkel.

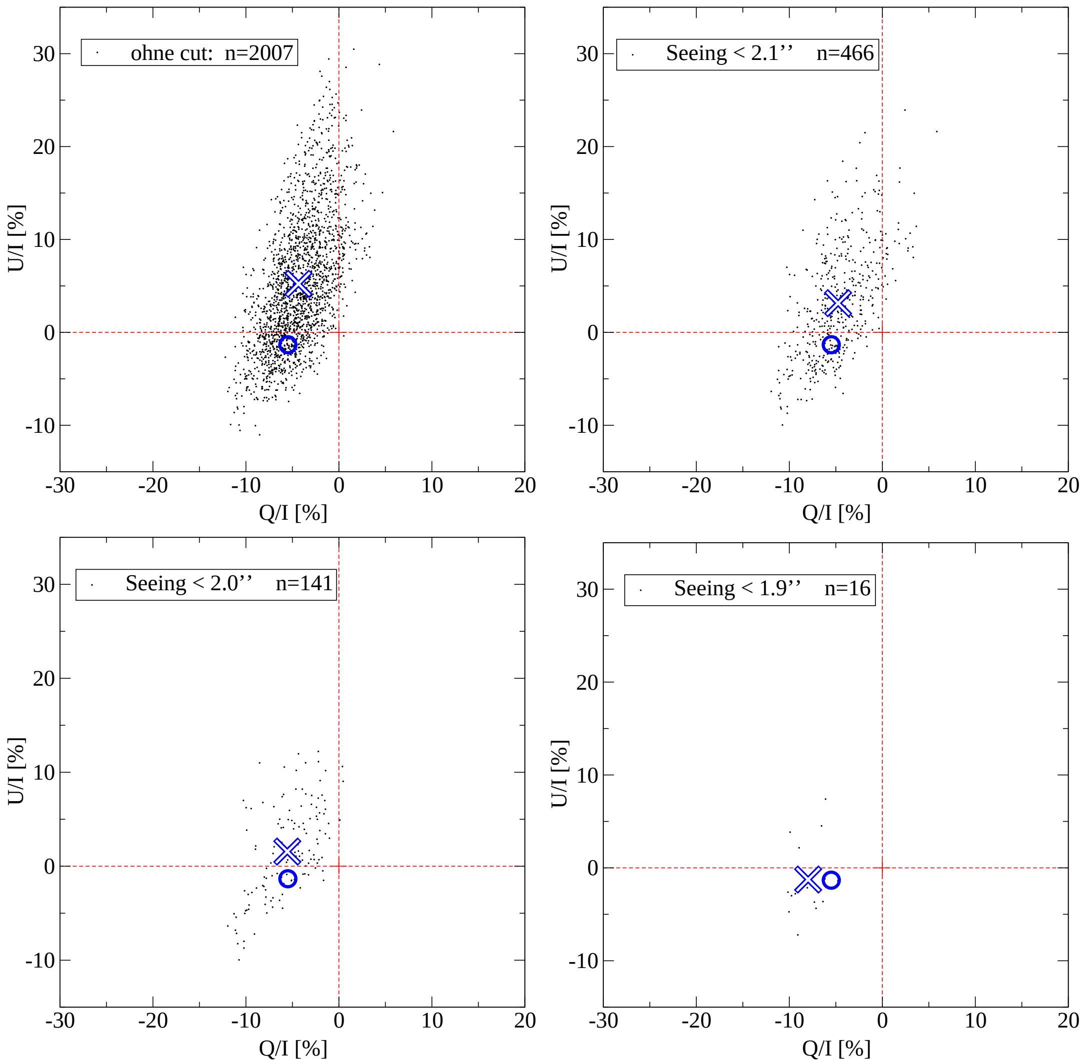

Abbildung 7.7: Q–U–Diagramme der Messung des polarisierten Standardsterns: der volle Datensatz und drei verschieden strenge Bedingungen an das Seeing. Angegeben ist jeweils die Cut–Bedingung und die Anzahl der Datenpunkte. Jeder Punkt stellt eine $1\ \mathrm{s}$–Messung dar. Das Kreuz gibt jeweils den Schwerpunkt der Verteilung an, der Kreis markiert die Katalogwerte des Sterns.

7.5 Messung des Crab–Pulsars

Abbildung 7.8 zeigt den Crab–Nebel und den zur gleichen Zeit entstandenen Crab–Pulsar (PSR B0531+21). Dieses Objekt eignet sich gut, um das neue Polarimeter an einer zeitlich variablen Quelle zu testen. Seine mittlere Helligkeit im Optischen beträgt $m_\mathrm{V} = 16,5\ \mathrm{mag}$. Dies entspricht im OPTIMA–Photometer einer Zählrate von ca. $3000\ \mathrm{counts/s}$, die im Polarimeter auf vier Kanäle aufgeteilt wird.

Abbildung 7.8: Der Crab–Nebel: der Supernovaüberrest einer von chinesischen Astronomen im Jahre 1054 beobachteten Supernova. Das blaue Licht ist Synchrotronstrahlung. Der Pfeil markiert den Crab–Pulsar. [ESO 1999]

Eine besondere Schwierigkeit bei der Messung des Crab–Pulsars ist der umgebende Nebel. Das Licht der rötlich erscheinenden Filamente entsteht aus Emissionslinien von Atomen (hauptsächlich Wasserstoff und Helium), die durch ultraviolette Strahlung aus dem Zentralbereich des Nebels ionisiert werden. Dort emittiert der Nebel hauptsächlich Synchrotronstrahlung, die im sichtbaren Bereich blau erscheint. Diese Strahlung wird von relativistischen Elektronen im Magnetfeld verursacht (siehe Kapitel 3.1) und ist stark polarisiert. Durch die inhomogene Struktur des Crab–Nebels und seines Magnetfeldes ist die Polarisation der Strahlung räumlich stark variabel. Schon vor der Entdeckung des Crab–Pulsars wurde der Crab–Nebel ausführlich vermessen [Woltjer 1957]. Im zentralen Bereich des Nebels treten Polarisationsgrade um 50%, bei variablem Polarisationswinkel auf.

Ablauf der Messung

Um die Polarisationseigenschaften des Crab–Pulsars zu erhalten, muss der polarisierte Hintergrund des Nebels subtrahiert werden. Da die direkte Messung der Polarisation des Hintergrundes an der Stelle des Pulsars nicht möglich ist, müssen Messungen der Pulsarumgebung interpoliert werden. Mit dem bisherigen OPTIMA–Polarimeter ist dies durch das hexagonale Faserbündel möglich. Mit dem neuen Polarimeter muss der Bereich möglichst nahe um den Pulsar herum abgetastet werden. Diese Messung konnte während der Kampagne im November 2005 aufgrund der schlechten Wetterbediungungen nicht durchgeführt werden.

Der Crab–Pulsar wurde insgesamt dreimal beobachtet:

Messung Nr.	Beobachtungsstart [UTC]	Dauer der Messung	Monddistanz
1	13.11.2005 00:41:56	120 min	72°
2	13.11.2005 20:12:25	254 min	60°
3	15.11.2005 21:38:24	27 min	32°

Messung Nr. 1 war aufgrund technischer Schwierigkeiten von einer langen Datenerfassungslücke unterbrochen. Messung Nr. 3 musste aufgrund zu hoher Luftfeuchtigkeit[5] abgebrochen werden und ist deshalb und aufgrund der geringen Monddistanz nicht für die Auswertung geeignet.

Abbildung 7.9 zeigt den Verlauf der Messung Nr. 2. Es sind Ratenerhöhungen aufgrund von Wolken und eines Kondensstreifens zu sehen. Zur Auswertung herangezogen wurden nur die mit einem Punkt markierten Datenerfassungs–Blöcke. Der abnehmende Trend der Zählraten kommt dadurch zustande, dass die Höhe des Beobachtungsobjektes während der Messung von 34° auf 76° über dem Horizont zunahm[6].

Auswertung

Um ein ausreichend hohes Signal/Rausch–Verhältnis bei gleichzeitig hoher Zeitauflösung zu erhalten, müssen die Ankunftszeiten der Photonen baryzentrisiert und die Pulsardaten gefaltet

[5] Da sich Feuchtigkeit an der Innenseite der Kuppel niederschlagen und von dort auf den Teleskopspiegel tropfen kann, muss die Kuppel bei zu hoher Luftfeuchtigkeit geschlossen werden.

[6] Die Hintergrundrate durch Streulicht von der Stadt wurde dadurch geringer.

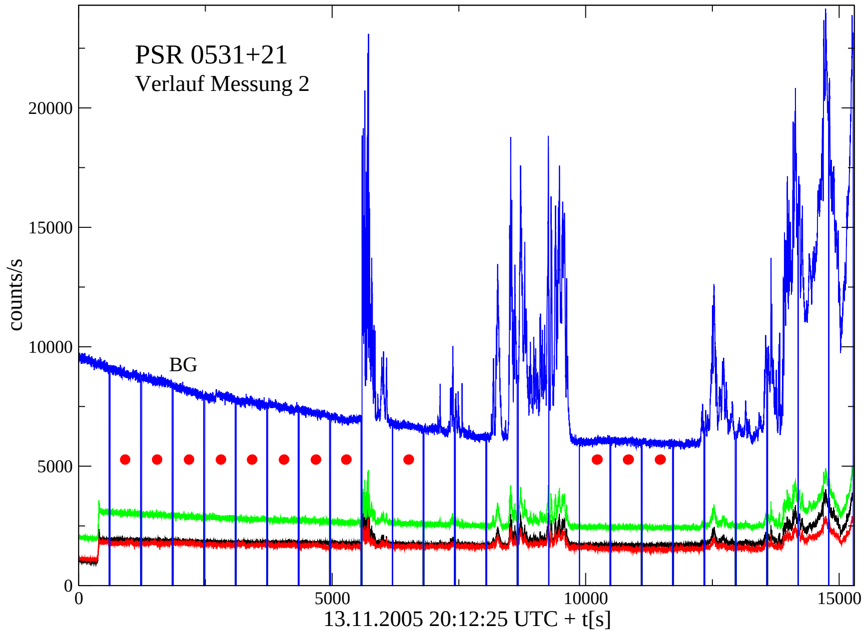

Abbildung 7.9: Verlauf der Messung des Crab–Pulsars. Oben die Zählrate der Hintergrundfaser, unten die drei Zählraten der Polarimeterkanäle. Der bei $t \approx 5600$ s beginnende Peak wurde durch den vorbeiziehenden Kondensstreifen eines Flugzeugs verursacht. Die anderen Ratenerhöhungen kamen durch zunehmende Bewölkung zustande. Die Punkte markieren zur Datenanalyse herangezogene Intervalle. Deren Gesamtdauer beträgt rund zwei Stunden.

werden (siehe Kapitel 3.2.3 und 3.2.4). Dies geschieht mit der OPTIMA Datenanalysesoftware (vgl. [Straubmeier 2001]). Man erhält so die Lichtkurven der drei Polarimeterkanäle phasenaufgelöst über einen Umlauf des Pulsars. Als Auflösung wurden 250 Phasenbins gewählt, d.h. ein Bin entspricht etwa $33\ \mathrm{ms}/250 = 132\ \mu\mathrm{s}$.

Das empfangene Signal an der Stelle des Pulsars besteht aus dem Signal des Pulsars selbst, der konstanten Emission des Crab–Nebels und dem Himmelshintergrund. Alle drei Komponenten sind polarisiert. Nach Abzug der Dunkelraten wurden mit Hilfe von Gleichung (5.3) die Stokes–Parameter des beobachteten Lichtes in Abhängigkeit der Pulsarphase berechnet. Der Himmelshintergrund wurde mit Hilfe der Messung von $t = 0$ s bis $t = 400$ s (siehe Abbildung 7.9) subtrahiert. Der hohe Polarisationsgrad von $p_{\mathrm{Hintergrund}} = 33\%$ lässt vermuten, dass die Hintergrundmessung eine Überlagerung von Himmelshintergrund und Licht vom Rand des Nebels darstellt. Da die Polarisation des Nebels an der beobachteten Stelle nicht genau bekannt ist, würde die Subtraktion des so bestimmten Hintergrundes die Messung verfälschen. Deshalb wurde folgende Vorgehensweise für die Hintergrundkorrektur gewählt: Jede Addition oder Subtraktion von Strahlung, die ihre Polarisation zeitlich nicht ändert, stellt eine Verschiebung der Pulsar–Kurve im Q–U–Diagramm dar. Aufgrund dessen konnten Daten einer früheren Messung [Smith 1988] herangezogen werden, um die Polarisationskurve an die richtige Stelle zu schieben. Das so erhaltene Q–U–Diagramm ist in Abbildung 7.10 gezeigt. Die Stokes–Parameter sind (in Anlehnung an [Smith 1988]) in

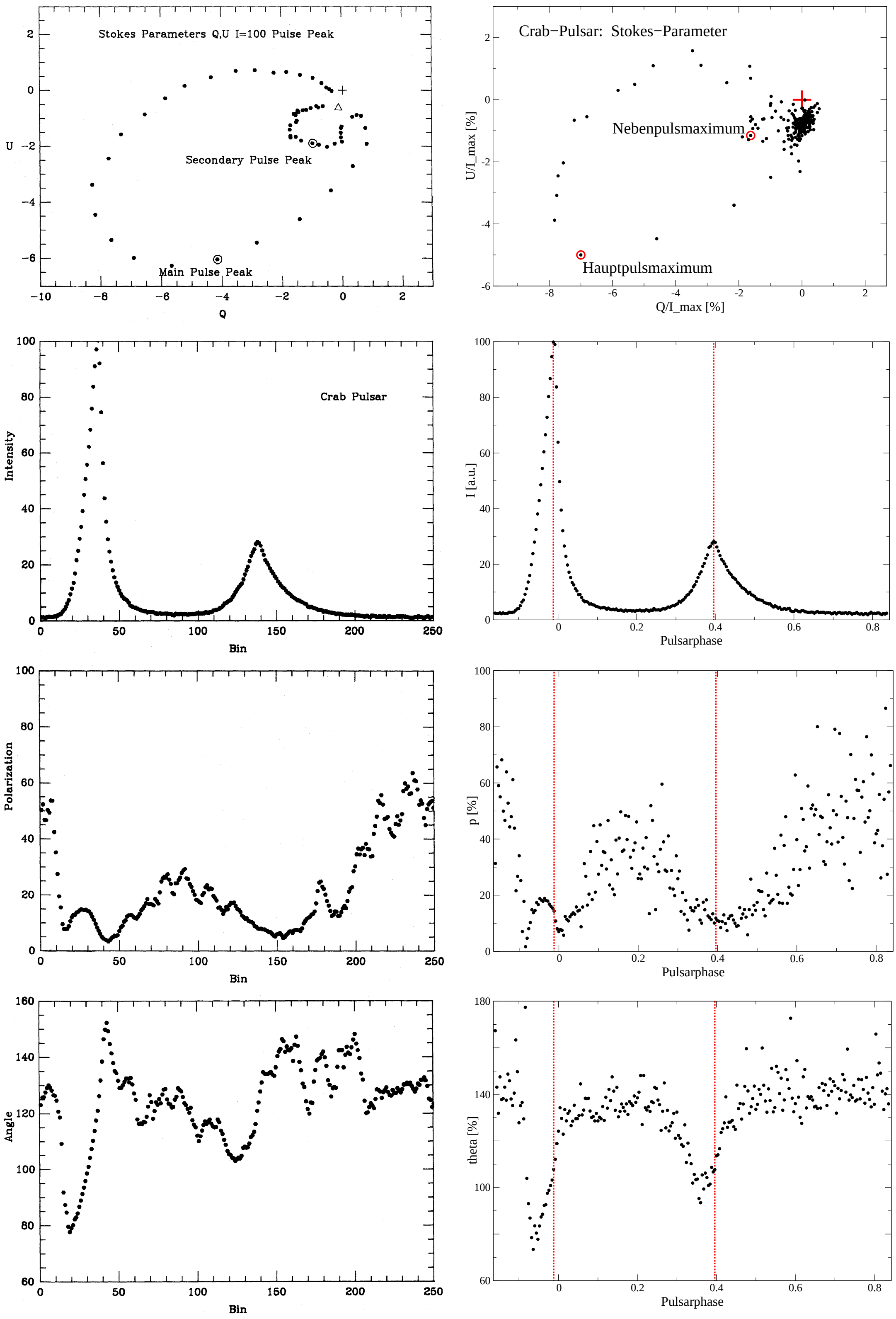

Abbildung 7.10: Messungen des Crab–Pulsars. **Linke Spalte:** Q–U–Diagramm, Verlauf von I, p und θ von Smith et al. [Smith 1988]. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden Punkte um das Dreieck herum unterdrückt. **Rechte Spalte:** Mit dem neuen OPTIMA–Polarimeter gewonnene Daten. Der Nullpunkt der Pulsarphase ist über die Radioephemeride definiert.

prozentualem Anteil von der Maximalintensität des Hauptpulses angegeben. Der Vektor im Q–U–Diagramm rotiert entgegen dem Uhrzeigersinn mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit des Polarisationsvektors.

Aus den hintergrundreduzierten Stokes–Parametern wurden phasenaufgelöst Polarisationsgrad und –richtung bestimmt. Da die systematischen Unsicherheiten der Hintergrundsubtraktion und des Seeings größer sind als statistische Fehler, wurde auf die Angabe von Fehlerbalken verzichtet.

Ergebnis

Inklusive Kalibrationsmessungen wurden für die Messung von Smith et al. [Smith 1988] drei Nächte im Dezember 1985 am $2,5\ \mathrm{m}$ Isaac Newton Telescope auf La Palma verwendet. Die Lichtsammelfläche dieses Spiegels ist folglich etwa um den Faktor 3,7 größer als der $1,3\ \mathrm{m}$ Spiegel des Skinakas–Teleskops. Allerdings verwendete dieses Polarimeter Photomultiplier als Detektoren. Die höhere Quanteneffizienz der OPTIMA–Detektoren gleicht den größeren Spiegel von Smith et al. etwas aus, so dass die statistischen Fehler ungefähr in der gleichen Größenordnung liegen[7]. Die Messung mit dem OPTIMA–Polarimeter ist allerdings mit großen systematischen Fehlern behaftet. Die Hauptursache dafür liegt in den Seeingbedingungen, die vergleichbar waren mit der Messung des polarisierten Standardsterns (Abbildung 7.5). Eine Starke Streuung der Datenpunkte ist deshalb sowohl im Q–U–Diagramm als auch im Verlauf von p und θ zu sehen[8]. Die Messung zeigt jedoch, dass das Prinzip des OPTIMA–Polarimeters funktioniert und dass das Instrument auch hohe Zeitauflösungen abbilden kann. Mit einer gründlichen Hintergrundreduktion bei gutem Seeing sind Daten mit wesentlich geringeren systematischen Fehlern, und besserer Qualität zu erwarten. Die erreichbare Zeitauflösung und die entsprechende Messgenauigkeit bei nichtperiodischen Objekten muss während der geplanten OPTIMA–Burst Kampagne getestet werden. Die astrophysikalische Interpretation der Lichtkurven wurde in Kapitel 3.2.2 beschrieben.

[7] Der Artikel [Smith 1988] gibt keine Auskunft über die genaue Dauer der Messung.

[8] Die Parameter Q, U, p und θ sind sensitiv auf kleinste Messfehler, da sie, im Gegensatz zur Intensität, aus Differenzen und Quotienten der einzelnen Polarimeterkanäle gebildet werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Folgenden werden die wesentlichen Punkte dieser Arbeit zusammengefasst. Anschließend werden mögliche Weiterentwicklungen und Anwendungsgebiete des neuen Polarimeters vorgeschlagen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein hoch zeitauflösendes Polarimeter für astronomische Messungen entwickelt.

Linear polarisiertes Licht wird durch die Parameter Intensität I, Polarisationsgrad p und Polarisationswinkel θ vollständig beschrieben. Die von G. G. Stokes eingeführten Stokesschen Parameter I, Q, U und V sind im Gegensatz zu den intuitiv verständlichen Parametern I, p und θ additiv und erleichtern somit die Auswertung polarimetrischer Messungen.

Der Polarisationszustand eines Lichtstrahls kann mit Hilfe von Polarisatoren gemessen werden. Da dabei drei Parameter bestimmt werden sollen, sind Messungen mit drei verschiedenen Orientierungen eines Polarisators nötig. Polarisatoren können auf verschiedene Art realisiert werden: Beim Glasplattensatzpolarisator wird unter dem Brewsterwinkel reflektiertes Licht vollständig polarisiert. Polaroidfolien bestehen aus langgestreckten Molekülketten, auf denen sich Elektronen frei bewegen können. Parallel zu den Ketten polarisiertes Licht wird dadurch von den Elektronen absorbiert. In der modernen Astronomie kommen hauptsächlich doppelbrechende Kristalle als Polarisatoren zum Einsatz. Durch richtungsabhängige Brechungsindizes spalten sie Licht in zwei senkrecht zueinander 100% polarisierte Komponenten (ordentlicher und außerordentlicher Strahl) auf. Beim Wollaston–Prisma sind die beiden austretenden Strahlen symmetrisch zur Einfallsrichtung angeordnet, was die Konstruktion von optischen Instrumenten erleichtert.

Um bei astrophysikalischen Objekten polarisiertes Licht beobachten zu können, muss es einen Mechanismus geben, der polarisiertes Licht erzeugt oder abgestrahltes Licht polarisiert. Wenn unterschiedliche Bereiche eine unterschiedliche Polarisation aufweisen, muss zusätzlich eine Asymmetrie bestehen, damit sich die Polarisation nicht über die Ausdehnung des

Objektes wegmittelt. Der wichtigste Emissionsmechanismus zur Erzeugung von polarisiertem Licht bei Pulsaren und Gamma–Ray–Bursts ist die Synchrotronstrahlung.

Pulsare sind Neutronensterne, die periodisch gepulste Strahlung abgeben und die Energie für ihre Emission aus ihrer Rotation schöpfen. Die Polarisationseigenschaften von Pulsaren hängen stark von Geometrie und Lage des Emissionsgebietes ab. Es gibt mehrere Modelle, die verschiedene Verläufe von Polarisationsgrad und –richtung vorhersagen. Optische Polarisationslichtkurven sind mit ausreichender Statistik bisher nur beim Crab–Pulsar verfügbar. Um die Modelle einschränken zu können, ist phasenaufgelöste optische Polarimetrie daher an weiteren Pulsaren nötig. Um ein ausreichendes Signal/Rausch–Verhältnis zu erhalten, sind einerseits große Teleskope notwendig, andererseits müssen die Daten phasenkohärent aufaddiert werden, um eine über viele Rotationsperioden des Pulsars gemittelte Lichtkurve zu erhalten. Um verschiedene Messungen miteinander vergleichen zu können, müssen vorher die Ankunftszeiten der Photonen ins Baryzentrum des Sonnensystems transformiert werden.

Gamma–Ray–Bursts sind kosmische Blitze von Gammastrahlung, die zwischen unter einer Sekunde und mehreren hundert Sekunden dauern können. Die Population der langen Bursts wird durch das Kollapsar–Modell beschrieben. Dabei wird angenommen, dass beim Zusammenbruch eines Sterns am Ende seines Lebens ein schwarzes Loch und gleichzeitig zwei hochrelativistische Materieausflüsse (Jets) entstehen. Dafür spricht unter anderem, dass Lichtkurven von GRB–Afterglows, die gut durch Potenzgesetze beschrieben werden, einige Zeit nach dem Burst eine sprunghafte Änderung des zeitlichen Exponenten zeigen. Dieses Phänomen kann durch die eng kollimierte Abstrahlung erklärt werden, und wird als Jetbreak bezeichnet. Unabhängig davon können auch die Polarisationseigenschaften von Afterglow–Lichtkurven Auskunft über die Abstrahlungsgeometrie geben. Da bisher nur wenige polarimetrische Daten von GRB–Afterglows vorhanden sind, müssen weitere Beobachtungen von GRB–Afterglows möglichst kurz nach dem GRB durchgeführt werden, um die unterschiedlichen existierenden Modelle zu testen.

Das OPTIMA Photometer wurde im Rahmen einer Doktorarbeit am MPE in Garching entwickelt. Das Instrument besitzt eine Zeitauflösung von $4\ \mu\mathrm{s}$ und kann an fast allen optischen Teleskopen betrieben werden. Als Detektoren kommen bei OPTIMA einzelphotonenemfindliche Avalanche Photodioden zur Anwendung, deren Signale mittels eines GPS–Empfängers mit Zeitmarken versehen werden. Die Einkopplung des Lichtes in die Detektoren erfolgt über Glasfasern, die in einen im Fokus des Teleskops sitzenden Keilspiegel eingepasst sind. Über diesen Spiegel wird die korrekte Positionierung des Beobachtungsobjektes auf die Apertur der Glasfasern kontrolliert.

Im Jahr 2002 wurde für OPTIMA ein Polarimeter auf der Basis eines rotierenden Polaroidfilters entwickelt. Diese Technik bietet den Vorteil, dass das gesamt Gesichtsfeld codiert wird, somit auch die Glasfasern zur Hintergrundmessung. Dies erleichtert die Subtraktion des polarisierten Hintergrundes erheblich. Nachteile des bisherigen Polarimeters sind jedoch, dass es eine geringe Transmission aufweist, und die Modulation des Polaroidfilters nicht über das sichtbare Spektrum konstant ist. Des weiteren können mit dieser Bauart nichtperiodische Quellen nur gemessen werden, wenn deren Variabilitätszeitskala weit oberhalb der Umlaufperiode des Filters von etwa $0,3\ \mathrm{s}$ liegt.

Das Projekt OPTIMA–Burst verfolgt das Ziel, GRB–Afterglows möglichst früh nach der Entdeckung eines GRB (durch Satellitenobservatorien) zu beobachten. Für diese nichtperiodischen Objekte wurde ein Polarimeter auf der Basis eines Doppel–Wollaston–Prismas entwickelt. Mit der Messung von vier Ausgangsintensitäten können die drei linearen Stokes–Parameter I, Q und U gleichzeitig gemessen werden. Diese Messung ist überbestimmt, daher erfolgt die Datenanalyse mit einer Maximum–Likelihood–Methode.

Im Labor wurden mit Hilfe einer Messung die besten Kombinationen aus Glasfasern und Photonendetektoren zur Maximierung der Transmissionen in den vier Polarimeterkanälen ausgewählt und die Einkopplung der vier Ausgangsstrahlen des Doppel–Wollaston–Prismas in die Glasfasern getestet. Mit Hilfe eines rotierenden Polaroidfilters wurden die Durchlassrichtungen der vier Doppel–Wollaston–Polarisatoren überprüft. Das Ergebnis dieses Experiments war jedoch durch nicht homogene Rotation des Filters verfälscht. Bei Polarisationsmessungen im Labor konnten die Polarisationswinkel eines Teststrahls gut reproduziert werden.

Im November 2005 kam das neu entwickelte Instrument am Teleskop zum Einsatz. Mit Hilfe eines unpolarisierten Standardsterns wurden dabei die Effizienzen der vier Polarimeterkanäle geeicht. Der Winkelnullpunkt des Polarimeters am Himmel konnte mit Hilfe einer Messung der polarisierten Abenddämmerung kalibriert werden. Die Testmessung eines polarisierten Standardsterns war aufgrund der schlechten Witterungsverhältnisse mit großen systematischen Fehlern behaftet. Im Rahmen der Unsicherheiten konnte der Katalogwert von Polarisationsgrad und –richtung dieses Sterns reproduziert werden. Die Zeitauflösung des Instrumentes wurde anhand des Crab–Pulsars getestet. Auch diese Messung war mit großen Unsicherheiten behaftet, da keine Messung des polarisieten Hintergrundes von Nachthimmel und Crab–Nebel zur Verfügung stand. Trotzdem konnte mit Hilfe früherer Hintergrundmessungen der Verlauf der Polarisationslichtkurven des Crab–Pulsars rekonstruiert werden.

Ausblick

Als eine der ersten Messungen bei der geplanten OPTIMA–Burst Kampagne muss die Gesamttransmission des Polarimeters mit der Effizienz des hexagonalen Bündels verglichen werden. Ergibt sich dabei eine geringe Effizienz des Polarimeters, so ist es je nach Helligkeit eines GRB–Afterglow eventuell notwendig, nach einiger Zeit auf Polarimetrie zu verzichten und mit dem Bündel weiterzumessen, um noch Informationen über die Lichtkurve des schwächer werdenden Afterglow zu erhalten.

Folgende Kalibrationsmessungen sind für eine korrekte Datenauswertung essenziell:

- Die Eichung des Winkelnullpunktes des Polarimeters sollte möglichst bei Neumond durchgeführt werden, um nur die Strahlung der Sonne zu messen.

- Die Polarisatortransmissionen t_k (Kapitel 7.2) müssen mit verschiedenen Eichsternen mehrmals überprüft werden, um Erfahrungen zu sammeln, wie konstant sich die Einkopplung in die Glasfasern verhält.

- Um eine korrekte Hintergrundsubtraktion zu gewährleisten, muss vor und nach jeder Messung der Himmelshintergrund gemessen werden. Bei der Messung des Crab–Pulsars ist auch die Messung des Nebels in der Umgebung des Pulsars essenziell um die Polarisation des Nebels an der Stelle des Pulsars interpolieren zu können.

Um einen ausreichenden Datensatz zu erhalten, sollten alle Kalibrationsmessungen möglichst oft und mit verschiedenen Quellen durchgeführt werden.

Bei der Beobachtungskampagne im November 2005 hat sich gezeigt, dass die Messgenauigkeit des neuen Polarimeters empfindlich vom Seeing abhängig ist. Eine Ursache dafür ist, dass die Positionen der Glasfasern nicht unabhängig voneinander und damit nicht perfekt justierbar sind. Die Einkoppeleigenschaften der Faserpositioniermechanik müssen im Praxisbetrieb während der geplanten Kampagne im Sommer 2006 getestet werden. Erweist sich die Positioniermethode auch bei guten Seeingbedingungen als Problem, so sollte über die Entwicklung einer Einzelfaserpositionierung nachgedacht werden (siehe Kaptiel 5.3.3).

Die Messung der relativen Orientierungen der Doppel–Wollaston–Polarisatoren war mit systematischen Unsicherheiten behaftet. Die Winkelstellung des rotierenden Polaroidfilters wurde zwischen zwei Impulsen des Hallsensors linear interpoliert. Diese Messung sollte mit einer zeitunabhängigen Winkelmessmethode wiederholt werden. Dabei könnte ein Polarisator (idealerweise mit hoher Polarisationseffizienz, z.B. ein Glan–Thompson–Prisma) mit Hilfe eines Schrittmotors in $5°$–Schritten vor dem Polarimeter rotiert werden (siehe z.B. [Hines 2000]). Bei dieser Messung können gleichzeitig die Herstellerangaben über das Löschungsvermögen des Doppel–Wollaston–Prismas überprüft werden.

In der Zentraloptik des Polarimeters wurde Platz für eine $\lambda/4$–Platte ausgespart. Für die Zukunft ist die Entwicklung einer Mechanik geplant, die es per Fernsteuerung erlaubt, die $\lambda/4$–Platte in den Strahlengang zu bewegen. Damit wird optional auch zirkulare Polarisation messbar. Beobachtungsobjekte für zirkulare Polarimetrie sind z.B. Kataklysmische Variable [Rodrigues 2005]. Dabei kann über die Polarisationseigenschaften auf die Geometrie des Magnetfeldes in dem Doppelsternsystem geschlossen werden.

Literaturverzeichnis

[Alighieri 1997]
S. Di Serego Alighieri. *Polarimetry with large telescopes.*
In: R. Espinosa et.al. (editors). *Instrumentation for Large Telescopes.*
Cambridge University Press, Cambridge, 1997.

[Baade 1934]
W. Baade and F. Zwicky. *On Supernovae.* Proc. Nat. Acad. Sci. **20**, 254–259, 1934.

[BATSE 2005]
The Burst and Transient Source Experiment.
http://cossc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/batse/
– Online Ressource, Abruf: 1.4.2006

[Berger 2003]
A common origin for cosmic explosions inferred from calorimetry of GRB 030329.
Nature **426**, 154–157, 2003.

[Die Bibel]
J. Höffner et al. (Herausgeber). *Die Bibel. Einheitsübersetzung.*
Altes und Neues Testament. Herder Verlag, Freiburg, 1980.

[Boumis 2001]
P. Boumis et al. *Seeing Measurements at Skinakas Observatory using the DIMM method.* arXiv:astro-ph/0111022 v1, 2001.

[Costa 1997]
E. Costa et al. *Discovery of an X–ray afterglow associated with the γ–ray burst of 28 February 1997.* Nature **387**, 783–785, 1997.

[Daugherty 1982]
J. K. Daugherty and A. K. Harding. *Electromagnetic Cascades in Pulsars.*
Astrophys. J. **252**, 337–347, 1982.

[Dhillon 2001]
V. Dhillon et al. *ULTRACAM – an ultra–fast, triple–beam CCD camera.*
arXiv:astro-ph/0110020 v1, 2001.

[Dyks 2003]
J. Dyks and B. Rudak. *Two–Pole Caustic Model for High–Energy Light Curves of Pulsars.* Astrophys. J. **598**, 1201–1206, 2003.

[Dyks 2004]
J. Dyks et al. *Relativistic Effects and Polarization in three High–Energy Pulsar Models.* Astrophys. J. **606**, 1125–1142, 2004.

[ESO 1999]
European Southern Observatory. *ESO Press Release 17/99.*
http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-1999/pr-17-99.html
– Online Ressource, Abruf: 30.3.2006.

[Fließbach 2000]
T. Fließbach. *Elektrodynamik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik II.* Spektrum Akademischer Verlag. Heidelberg, Berlin, 3.Auflage, 2000.

[Frail 2001]
D. A. Frail et al. *Beaming in Gamma–Ray Bursts: Evidence for a standard energy reservoir.* Astrophys. J. **562**, L55–L58, 2001.

[Gehrels 1974]
T. Gehrels. *Introduction and overview.* In: T. Gehrels (editor). *Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry.* The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1974.

[Ghisellini 1999]
G. Ghisellini and D. Lazzati. *Polarization light curves and position angle variation of beamed gamma–ray bursts.* Mon. Not. R. Astron. Soc. **309**, L7–L11, 1999.

[Goldreich 1969]
P. Goldreich and W. H. Julian. *Pulsar Electrodynamics.*
Astrophys. J. **157**, 869–880, 1969.

[Greiner 2003a]
J. Greiner et al. *Evolution of the polarization of the optical afterglow of the γ–ray burst GRB030329.* Nature **426**, 157–159, 2003.

[Greiner 2003b]
J. Greiner et al. *GRB 011121: A Collimated Outflow into Wind–Blown Surroundings.* Astrophys. J. **599**, 1223–1237, 2003.

[Halle 2006]
B. Halle Nachfl. GmbH. *Polarizers.* Online Katalog.
http://www.b-halle.de/English/Downloads/BHalleCatalogEnglish-Polarizers.pdf
– Online Ressource, Abruf: 28.3.2006.

[Hamamatsu 2006]
Hamamatsu Datenblatt. *Photosensor Modules H5773/H5783/H6779/H6780 Series* http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H5783-06.pdf
– Online Ressource, Abruf: 7.3.2006.

[Hecht 1970]
E. Hecht. *Note on an Operational Definition of the Stokes Parameters.*
Am. J. Phys. **38**, 1156-1158, 1970.

[Hecht 2001]
E. Hecht. *Optik.* Oldenbourg, München, Wien, 3.Auflage, 2001.

[Hewish 1968]
A. Hewish et al. *Observation of a Rapidly Pulsating Source.*
Nature **217**, 709–713, 1968.

[Hines 2000]
D. C. Hines et al. *Analysis of Polarized Light with NICMOS.*
PASP. **112**, 983–995, 2000.

[Kellner 2002]
S. Kellner. *Einsatz und Weiterentwicklung von OPTIMA als hochzeitauflösendes Photo- und Polarimeter.* Diplomarbeit. TU-München, 2002.

[Kern 2003]
B. Kern et al. *Optical Pulse–Phased Photopolarimetry of PSR B0656+14.*
Astrophys. J. **597**, 1049–1058, 2003.

[Kirk 2002]
J. G. Kirk et al. *Pulsed radiation from neutron star winds.*
Astron. Astrophys. **388**, L29–L32, 2002.

[Klebesadel 1973]
R. W. Klebesadel et al. *Observations of Gamma–Ray–Bursts of cosmic origin.*
Astrophys. J. **182**, L85-L88, 1973.

[Laing 1980]
R. A. Laing. *A model for the magnetic field–structure in extended radio sources.*
Mon. Not. R. astr. Soc. **193**, 439–449, 1980

[Lasercomponents 2004]
LASER COMPONENTS GmbH, Werner-von-Siemens-Str. 15, 82140 Olching, Germany. *Single Photon Counting Module - SPCM-AQR Series.* Olching, 2004.

[Lattimer 2001]
J. M. Lattimer and M. Prakash. *Neutron Star Structure and the Equation of State.*
Astrophys. J. **550**, 426–442, 2001.

[Leroy 1995]
J. L. Leroy. *Linear polarimetry of Ap stars. V. A general catalogue of measurements.* Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **114**, 79–104, 1995.

[Linos 2006]
Linos Katalog. *Polarisationsfilter und Verzögerungsfolien.*
http://www.linos-katalog.de/pdf/de05/05_136-137_d05.pdf
– Online Ressource, Abruf: 7.3.2006.

[Lyne 1998]
A. G. Lyne and F. Graham-Smith. *Pulsar Astronomy.*
Cambridge University Press, Cambridge, 2nd edition, 1998.

[Mac Fadyen 1999]
A. I. Mac Fadyen and S. E. Woosley. *Collapsars: Gamma–Ray Bursts and Explosions in "Failed Supernovae".* Astrophys. J. **524**, 262–289, 1999.

[Mach 1921]
E. Mach. *Die Prinzipien der physikalischen Optik. Historisch und erkenntnispsychologisch entwickelt.* Barth Verlag, Leipzig, 1921.

[Mallozzi 2001]
R. S. Mallozzi. *BATSE Gamma-Ray Burst Durations*
http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/
– Online Ressource, Abruf: 4.4.2006.

[Manchester 2005]
R. N. Manchester et al. *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue.* Astron. J. **129** (4), 1993-2006, 2005.

[Martin 1999]
P. G. Martin et al. *Ultraviolet interstellar linear polarization. V. Analysis of the final data set.* Astrophys. J. **510**, 905–914, 1999.

[Mazzuca 1998]
L. Mazzuca et al. *Methodologies to Calibrating NICMOS Polarimetry Characteristics.* Instrument Science Report NICMOS 98-017, STScI, Baltimore, 1998.

[Niedrig 2004]
H. Niedrig, Herausgeber. *Bergmann-Schäfer - Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III - Optik.* W. de Gruyter, Berlin, New York, 10.Auflage, 2004.

[Oort 1956]
J.H. Oort and Th. Walraven. *Polarization and composition of the Crab Nebula.* Bull. Astr. Soc. Netherlands **12**, 285–308

[Paciesas 1999]
W. S. Paciesas et al. *The fourth BATSE Gamma–Ray Burst Catalog.* Astrophys. J. Suppl. Ser. **122**, 465–495, 1999.

[Pétri 2005]
J. Pétri and J. G. Kirk. *The Polarization of High–Energy Pulsar Radiation in the Striped Wind Model.* Astrophys. J. **627**, L37–L40, 2005.

[Richards 1969]
D. W. Richards and J.M. Comella. *The Period of Pulsar NP 0532.*
Nature **222**, 551–552, 1969.

[Rodrigues 2005]
C. V. Rodrigues et al. *Circular Polarimetry of Magnetic Cataclysmic Variables.*
ASP Conference Series. **343**, 401–405, 2005.

[Romani 1995]
R. W. Romani and I. A. Yadigaroglu. *Gamma–Ray Pulsars: Emission Zones and Viewing Geometries.* Astrophys. J. **438**, 314–321, 1995.

[Serkovski 1962]
K. Serkovski. *Polarization of Starlight.* Advan. Astron. Astrophys. **1**, 289, 1962.

[Shapiro 1964]
I. I. Shapiro. *Fourth test of General Relativity.* Phys. Rev. Lett. **13**, 789–791, 1964.

[Smith 1988]
F. G. Smith. *The optical polarization of the Crab Pulsar.*
Mon. Not. R. astr. Soc. **233**, 305–319, 1988.

[Sparks 1999]
W. B. Sparks and D. J. Axon. *Panoramic Polarimetry Data Analysis.*
P.A.S.P. **111**, 1289-1315, 1999.

[Staelin 1968]
D. Staelin and E.C. Reifenstein III. *Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula.*
Science **162**, 1481–1483, 1968

[Stairs 2004]
I. H. Stairs. *Pulsars in Binary Systems: Probing Binary Stellar Evolution and General Relativity.* Science **304**, 547–552, 2004

[Stefanescu 2004]
A. Stefanescu. *Anpassung und Einsatz des OPTIMA Photometers zur Messung von GRB-Afterglow-Transienten.* Diplomarbeit. TU-München, 2004.

[Straubmeier 2001]
C. Straubmeier. *OPTIMA - Entwicklung und erste astronomische Messungen eines optischen Hochgeschwindigkeitsphotometers.* Doktorarbeit, TU München, 2001.

[Tinbergen 1996]
J. Tinbergen. *Astronomical Polarimetry.* Cambridge University Press,
Cambridge, 1996.

[Turnshek 1990]
D. A. Turnshek et al. *An Atlas of Hubble Space Telescope Photometric, Spectrophotometric, and Polarimetric calibration objects.* Astron. J. **99** (4), 1243-1261, 1990.

[Van Helden 1995]
A. Van Helden. *The Galileo Project.*
http://galileo.rice.edu/sci/instruments/telescope.html
– Online Ressource, Abruf: 7.12.2005.

[Wilson 2004]
R. N. Wilson. *Reflecting telescope optics I: basic design theory and its historical development.* Springer, Berlin, New York, 2.edition, 2004.

[Woltjer 1957]
L. Woltjer. *The polarization and intensity distribution in the Crab nebula derived from plates taken with the 200-inch telescope by Dr. W. Baade.* B.A.N. **13**, 301–311, 1957.

Schlusswort

Allen, die bei dem Projekt, ein neues Polarimeter für OPTIMA zu bauen, geholfen haben und allen, die mich beim Verfassen dieser Arbeit (direkt oder indirekt) unterstützt haben, möchte ich hiermit herzlich danken: Robert Andritschke, Antonio Arturo, Mirjam Bauernschmidt, Harald Baumgartner, Robert Bayer, Amit Brara, Stephan Czempiel, Georg Deuschle, Sven Duscha, Johann Eibl, Bob Fosbury, Wolfgang Gleixner, Armin Goldbrunner, Jochen Greiner, Manfred Groh, Günther Hasinger, Thorsten Heidelberg, Gottfried Kanbach, Lars Klose, Tasos Kougentakis, Theodor Kürzinger, Karin Lichtnecker, Heinz Löchel, Agnes Mühlegger, Andreas Mühlegger, Carola Mühlegger, Eduard Mühlegger, Hermann Mühlegger, Apollonia Oberauer, Franz Oberauer, Elmar Pfeffermann, Erich Rossa, Fritz Schrey, Franz Soller, Jasmin Schröder, Aga Slowikowska, Alex Stefanescu, Paul Straube, Anton Strigachev, Manfred Woche, Wieland Zaglauer, Berta Zehner, allen Kollegen aus der Gamma–Gruppe des MPE, dem Reinigungsdienst, dem Wachdienst und dem Personal der Bibliothek.

Seh' ich den Himmel,
das Werk deiner Finger,
Mond und Sterne, die du befestigt:
Was ist der Mensch,
dass du an ihn denkst?

Psalm 8,4–5 [Die Bibel]