

3 D - Spektrofotometrie
extragalaktischer
Emissionslinienobjekte

DISSERTATION

im Fach Physik

von

JÜRGEN SCHMOLL

angefertigt am
Astrophysikalischen Institut Potsdam

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Universität
Potsdam

im Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
1.1 Planetarische Nebel in M31	3
1.1.1 Beobachtbarkeit extragalaktischer planetarischer Nebel	5
1.1.2 Erscheinungsbild der PN in M 31	8
1.2 Integral-Field-Spektrofotometrie	8
1.2.1 Bisherige Beobachtungstechniken	8
1.2.2 Integral-Field-Spektroskopie (IFS)	10
2 Eigene Beobachtungen	14
2.1 Beobachtungen	14
2.2 Auswahl einer Stichprobe	14
2.3 MPFS-Beobachtungen am 6m-SAO-Teleskop	16
2.3.1 Das MPFS-Instrument	16
2.3.2 MPFS-Beobachtungsdaten aus 1997 und 1998	17
2.4 INTEGRAL-Beobachtungen am 4.2 m - WHT	18
2.4.1 INTEGRAL/WYFFOS	18
2.4.2 Beobachtungsdaten	19
3 Die Reduktion der Beobachtungsdaten	20
3.1 Grundsätzliches	20
3.2 Die verwendete Software	20
3.3 Die einzelnen Schritte	21
3.3.1 Biastrimming	21
3.3.2 Bildkombination, Cosmicentfernung	21
3.3.3 Extraktion	22
3.3.4 Wellenlängenkalibration	23
3.3.5 Flatfielding	24
3.3.6 Hintergrundsubtraktion	24
3.3.7 Flußkalibration und Extinktionskorrektur	25
3.3.8 Korrektur der interstellaren Extinktion	26
3.3.9 Linienflußmessung	28

3.4	Signal- und Rauschanalyse	29
3.4.1	Biasmediansubtraktion	29
3.4.2	Mittelung	30
3.4.3	Extraktion	30
3.4.4	Wellenlängenkalibration	30
3.4.5	Flatfielding	30
3.4.6	Hintergrundsubtraktion	31
3.4.7	Flußkalibration	31
3.4.8	Korrektur der interstellaren Extinktion	33
3.5	Analyse der einzelnen Beobachtungen	34
3.5.1	MPFS-Beobachtungen von 1997	34
3.5.2	MPFS-Beobachtungen von 1998	47
3.5.3	INTEGRAL-Beobachtung 1998	59
3.5.4	Vergleichende Deutung der Ergebnisse	67
3.5.5	Interpretation der Spektren	73
4	Instrumentelle Diskussion	82
4.1	Vergleich von MPFS und INTEGRAL	82
4.1.1	INTEGRAL	82
4.1.2	MPFS	83
4.1.3	Effizienzvergleich	83
4.1.4	Vergleich von Rauschen und Stabilität	85
4.1.5	Technische Schlußfolgerungen	86
4.2	PMAS - Das Potsdamer Multiapertur-Spektrophotometer	88
4.2.1	Die Feldoptik	89
4.2.2	Das Linsenraster	91
4.2.3	Spektrografenoptik	91
4.2.4	CCDs, Elektronik und Software	92
4.2.5	Datenauswertung für PMAS	93
4.2.6	Mechanik	93
4.2.7	Faseroptik	93
4.3	Faseruntersuchung und -optimierung für PMAS	93
4.3.1	Grundlagen der Lichtwellenleitung in Glasfasern	93
4.3.2	Laboruntersuchungen der Glasfasern	102
4.4	Theoretische Effizienz von PMAS	130
5	Danksagung	131
	Literatur	132

Zusammenfassung

Mit zwei Integral-Field-Spektrografen wurden Emissionslinienobjekte in der Andromedagalaxie (M31 = NGC 224) beobachtet. Ziel ist die Bestimmung von Elementhäufigkeiten aus den Linienintensitäten Planetarischer Nebel, um Rückschlüsse auf die Sternentstehungsgeschichte in verschiedenen Regionen von M31 ziehen zu können. Es wird die Problematik systematischer Hintergrundkorrekturfehler bei der Spektrophotometrie kernnaher, hintergrundlimitierter Planetarischer Nebel untersucht und ein verbessertes Messverfahren unter Verwendung der INTEGRAL-FIELD-SPEKTROSKOPIE (3D-Spektroskopie) vorgeschlagen. Das Verfahren wurde durch Beobachtungen kernnaher PN in M31 mit MPFS am 6m Teleskop/Selenschuk und INTEGRAL am WHT/La Palma getestet. Die Auswertung der Beobachtungsdaten demonstriert die Machbarkeit von 3D-Spektrofotometrie für extragalaktische Emissionslinienobjekte und erlaubt anhand der gemessenen Linienintensitäten eine Klassifizierung der Anregungszustände. Eines der in der Literatur als PN klassifizierten Objekte kann aufgrund der neuen 3D-Daten eindeutig als Fehlidentifikation erkannt werden; es handelt sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um einen Supernovaüberrest. Eine darüber hinausgehende Bestimmung von Elementhäufigkeiten kann wegen der eingeschränkten Qualität der Testdaten nicht vorgenommen werden. Die besondere Eignung der verwendeten Integral-Field-Methode für eine solche Aufgabenstellung wird diskutiert, wobei die Stärken und Schwächen der unterschiedlichen Instrumente analysiert werden. Trotz langer Integrationszeiten sind die spektralen Intensitäten, bedingt durch die instrumentellen Effizienzen, gering. Aufgrund der wenigen meßbaren Linienflüsse konnte kein Fotoionisationsmodell angewendet werden. Liniendiagnostik war begrenzt möglich. Über die Objekte PN29 und PN276 (Nomenklatur nach Ciardullo 1989 [23]) wurde herausgefunden:

- PN 29 ist eine räumlich nicht aufgelöste Linienquelle (FWHM $0.''75$) vor einem Emissionshintergrund. Die Anregungsklasse ist größer als 4. Die nicht extinktionskorrigierte Helligkeit in $[OIII]_{5007}$ beträgt konsistent zur Literatur ca. 21^m . Das Balmerdekrement liegt zwischen 4.1 und 4.4. PN 29 ist höchstwahrscheinlich ein planetarischer Nebel.
- PN 276 ist kein planetarischer Nebel: Er ist ausgedehnt (FWHM $1.''8$ bis $2.''0$) und niedrig angeregt. Indizien (schwache $[OIII]_{4363}$ -Linie, kleine Elektronendichte, Abweichungen der Elektronentemperatur je nach Methode, spektraler Vergleich mit anderen Objekten) deuten auf einen Supernovaüberrest. Innerhalb der Fehlergrenzen an der Position von PN276 befindet sich eine Röntgenquelle. Die Helligkeit ist nicht konsistent mit der Messung von Ciardullo 1989 [23]. Es besteht der Verdacht langfristiger Variabilität (vgl. Abb. 3.31).

Durch die Benutzung der Integral-Field-Instrumente wurden Erfahrungen gesammelt, die in die Entwicklung des Potsdamer Multiapertur-Spektrophotometers PMAS eingehen, welches derzeit am Astrophysikalischen Institut Potsdam (AIP) entwickelt wird. Erfahrungen mit den benutzten Instrumenten konnten in die Entwicklung von PMAS einfließen. Hierzu wurden umfangreiche Untersuchungen im Labor durchgeführt. Schwerpunkt war die Effizienzsteigerung der Ein- und Auskopplung des Lichtes in Lichtleitfasern, wofür ein Messaufbau in einer fotometrischen Testbank entwickelt wurde. Neben der Vermessung der für PMAS relevanten Fasereffekte (hauptsächlich die Öffnungszahldegradation) wurde das Modenrauschverhalten bewegter Fasern behandelt. Weitere Tests fanden zur Belastbarkeit von Fasern statt. Folgende Aussagen konnten gewonnen werden:

- Mechanischer Druck durch glatte Oberflächen beeinflusst die Öffnungszahldegradation gering. Bei Krümmungsradien größer als 30 mm sind keine Degradationseffekte zu erwarten.
- Durch Immersionsankopplung der Faser an Linsenraster und Kollimator werden Fresnelverluste vermieden. Die Öffnungszahldegradation wird signifikant verringert, da Defekte der Faserendflächen kompensiert werden. Der Gesamtgewinn an Licht im $f/3$ -Kollimator bei Einkopplung mit $f/3.5 \times 5$ - Quadratlinsen beträgt 22 ± 4 %.
- Umverteilungen von Licht beim Faseraustritt beeinflussen die fotometrische Genauigkeit des Systems. Zum Verlust von Gesamtlicht erfolgt eine Umverteilung der Intensität innerhalb der Punkt-bildfunktion der Spektrografenoptik. Da sich die Form der Linienprofile ändert, entstehen bei der Extraktion Fehler. Eine in einer realistischen Schwenksimulation gemessene Helligkeitsvariation von 4.3 % verursacht Bildortverschiebungen von bis zu 0.3 Pixeln. Bei PMAS spielen diese Effekte konstruktionsbedingt eine untergeordnete Rolle.

Die gewonnenen Erkenntnisse, speziell zur Minimierung der Öffnungszahldegradation durch Immersionskopplung, werden bei PMAS verwirklicht. Das Design der Spektrografenoptik wurde für Immersionsankopplung optimiert.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Planetarische Nebel in M31

M31 (NGC 224) ist die der Milchstraße nächstgelegene Galaxie vergleichbarer Größe und Form (Sb-Spirale). Ihre Entfernung beträgt 783 kpc (Holland 1998 [44] aus der Fotometrie von Kugelsternhaufen sowie Stanek, Garnavich 1998 [102] aus der Beobachtung von roten Einzelsternen im Vergleich mit Hipparcos-Daten). Diese verhältnismäßig geringe Distanz zu unserer Milchstraße ermöglichte bereits in den zwanziger Jahren die Entdeckung von Einzelsternen in den Randgebieten (Hubble 1929, [45], 2.5 m Hooker-Teleskop). 1944 wurde das Zentrum aufgelöst beobachtet (Baade 1944, [8]). Baade fand in den 50er Jahren durch Interferenzfilteraufnahmen am 5m-Hale-Teleskop die ersten planetarischen Nebel ¹ (Baade 1955, [9]). Systematisch nach PN gesucht wurde in M31 von Jacoby und Ford 1978 mit einem 3m - Teleskop und Bildwandlern (Ford, Jacoby 1978, [36], [37]). Die bisher umfangreichste Durchmusterung fand mit einem CCD-Detektor am 0.9m Reflektor des Kitt Peak National Observatory statt (Ciardullo et al 1989, [23]). Hieraus resultierte eine Liste der Koordinaten und Helligkeiten von 569 planetarischen Nebeln, die Grundlage der Objektauswahl dieser Arbeit wurde.

Durch die Verfügbarkeit von Teleskopen der 8-10 m - Klasse gewinnt die Einzelobjektbeobachtung in extragalaktischen Systemen zunehmend an Bedeutung. Neben der großen Öffnung sind hierbei verbesserte Detektoren und neue Bauweisen zur Verringerung der die Bildschärfe begrenzenden Luftturbulenzen entscheidend. Erscheinen nahe Galaxien auf Aufnahmen kleinerer Teleskope als Nebel, ermöglichen Großteleskope Einblicke, wie sie bisher nur aus dem Studium der Magellan'schen Wolken her bekannt waren (Abb.1.1). Beobachtende Stellarastonomie wird damit auch in extragalaktischen Systemen möglich. Der Begriff der "extragalactic stellar astronomy" (Kudritzki 1998, [63]) trägt dieser Entwicklung Rechnung. Durch Fotometrie und Spektralanalyse einzelner Objektklassen lassen sich genauere Aussagen über die Entwicklungsgeschichte einer Galaxie gewinnen. Beobachtung leuchtkräftiger Einzelsterne (A- und B-Überriesen) erlauben detaillierte Aussagen zu chemischen Häufigkeiten und Entwicklung stellarer Populationen. Über die Arbeiten zu Galaxien der lokalen Gruppe mit 4m-Teleskopen hinaus (Monteverde et al 2000 [76], Venn et al 2001 [109]) ist es mit 8 m - Teleskopen und moderner Instrumentierung (FORS am VLT) gelungen, die Reichweite zu verzehnfachen (Bresolin et al 2001 [17]).

¹Im Folgenden mit "PN" abgekürzt.

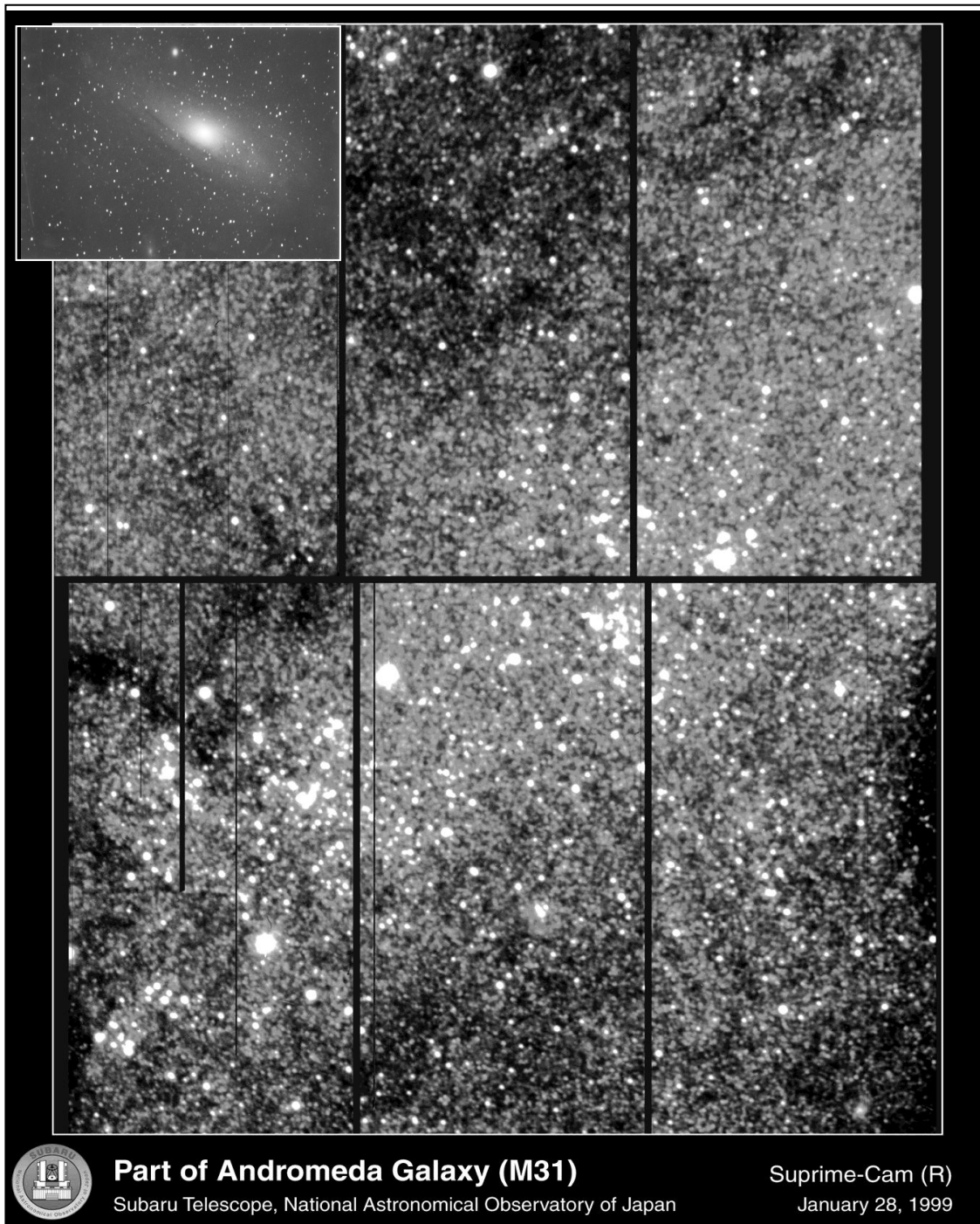


Abbildung 1.1: M31, durch ein modernes 8 m - Teleskop (SUBARU first light, Quelle: [104]) belichtet: Diese Bilder sind vergleichbar mit galaktischen Sternfeldaufnahmen älteren Datums. Oben links: M31 im kleinen Teleskop. Auch in anderen "Spiralnebeln" werden durch moderne Großteleskope Einzelobjekte sichtbar.

1.1.1 Beobachtbarkeit extragalaktischer planetarischer Nebel

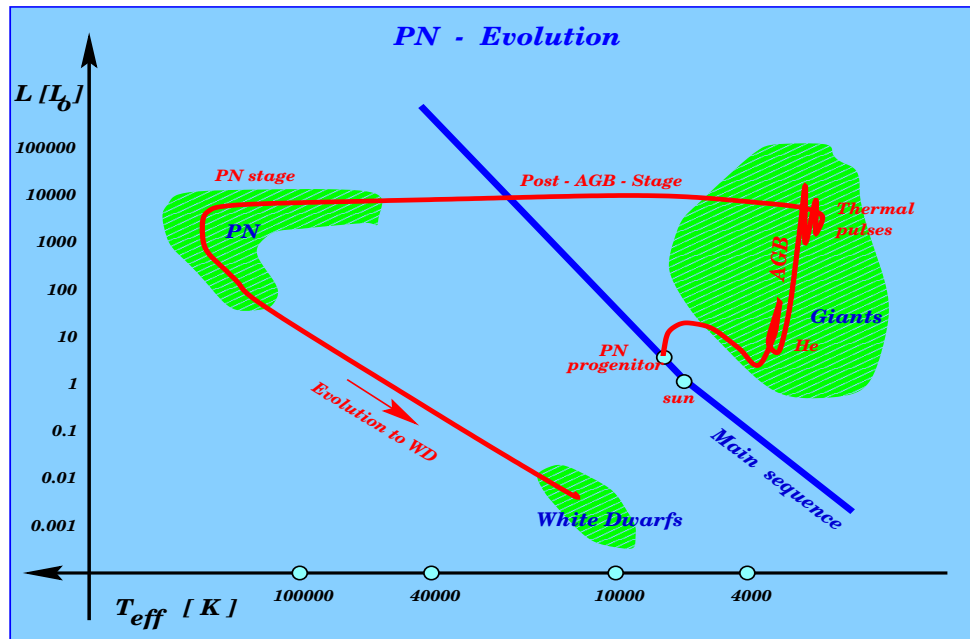


Abbildung 1.2: Entwicklung der PN-Zentralsterne im HRD (Blöcker 1995, [14] [15]).

Sterne mit einer Ausgangsmasse von bis zu $8 M_{\odot}$ (Blöcker 1995, [14] [15]) werden nach Massenverlusten zu Zentralsternen planetarischer Nebel. In Abb. 1.2 ist die Entwicklung eines Sterns mit $3 M_{\odot}$ Hauptreihenmasse im Hertzsprung-Russell-Diagramm aufgetragen. Nach dem Riesenstadium verliert der Stern durch Sternwinde und thermische Pulse auf dem asymptotischen Riesenast einen Großteil seiner Masse. Auf dem Weg zum Weißen Zwerg wächst die Oberflächentemperatur des kontrahierenden Sterns bei konstanter Leuchtkraft stark an, so daß der UV-Anteil des Kontinuums stark zunimmt. Die abgestoßene Sternhülle wird durch Ionisation und Rekombination zum Leuchten angeregt. Die Transformation von UV-Kontinuumsstrahlung in abzählbare, diskrete Linien macht die PNs innerhalb dieser Linien zu extrem leuchtkräftigen Einzelobjekten. Das in galaktischen Nebeln gefundene, schwache Nebelkontinuum ist in extragalaktischer Entfernung nicht beobachtbar.

1.1.1.1 Nachweis und Fotometrie extragalaktischer PN

Durch Bildaufnahmen im Licht der hellsten PN-Emissionslinien lassen sich Koordinaten und Linienflüsse zahlreicher extragalaktischer PN bestimmen. Hauptmotivation solcher Durchmusterungen ist die Gewinnung einer Leuchtkraftfunktion der Planetarischen Nebel ². Hierzu werden die Helligkeiten einer in den hellsten Magnituden vollständigen Stichprobe gemessen. Die Form dieser Verteilung läßt unter Annahmen über die maximale Leuchtkraft eines PN Rückschlüsse auf eine Absolutleuchtkraft zu

²PNLF-Methode (*planetary nebula luminosity function*)

(Ciardullo 1989, [23]). Damit werden die hellsten Objekte der gemessenen Verteilung zu Standardkerzen und liefern einen wichtigen Beitrag zur extragalaktischen Entfernungsbestimmung. Die bisweilen kontrovers diskutierte Methode (Tammann 1993, [106]) wurde an vielen Galaxien in unterschiedlichen Distanzen eingesetzt. Die stärkste und damit für die PNLF geeigneteste Emission ist die der [OIII]-Linie bei $\lambda = 5007 \text{ \AA}$. Da ein großer Anteil der stellaren Leuchtkraft in dieser einzelnen Linie abgestrahlt wird, treten PN in diesem Wellenlängenbereich aus dem Kontinuumshintergrund einer Galaxie deutlich hervor. 1981 publizierten Jacoby und Lesser einen frühen Versuch der Distanzbestimmung von 10 naheliegenden Zwerggalaxien über die jeweils hellsten PNs [54]. Bedingt durch die unbekannte Extinktion des Lichtes des hellsten PN allein ist es erforderlich, möglichst viele PN zu erfassen und in der Leuchtkraftfunktion aufzutragen. Mit verbesserten Detektoren wurden seit 1989 systematisch PN-Durchmusterungen von den Magellanschen Wolken bis zu entfernten Galaxienhaufen durchgeführt (vgl. Tab. 1.1).

Galaxien	Veröffentlichung
M31	Ciardullo et al 1989, [23]
M81	Jacoby, Ciardullo 1989, [50]
Galaxien der Leo-I-Gruppe	Ciardullo, Jacoby 1989, [24]
Galaxien im Virgohaufen	Jacoby, Ciardullo 1990, [51]
Magellansche Wolken LMC, SMC	Jacoby, Ciardullo 1990, [52]
NGC891, NGC 1023	Ciardullo et al 1991, [25]
M 32, NGC 205, NGC 185, SMC	Ciardullo et al 1992, [26]
Galaxien im Fornaxhaufen	Mc Millan et al 1993, [74]
Galaxien im Comahaufen	Jacoby et al 1996, [53]
M 51, M 96, M 101	Feldmeier et al 1997, [33]

Tabelle 1.1: PN-Durchmusterungen in extragalaktischen Systemen

Durch Kenntnis der PNLF-Distanzen naher Galaxien bis zum Virgohaufen lassen sich Rückschlüsse auf die Hubblekonstante H_0 ziehen, da die auf H_0 basierenden Distanzen entfernterer Galaxien an nahen Galaxien geeicht werden. Im Rahmen des HST Key Project wurde die PNLF mit anderen Methoden der Distanzbestimmung verglichen (Ferrarese et al 1999, [35]):

- **TRGB-Methode** : Abknickpunkt im Riesenast des HRD
- **GCLF-Methode** : Leuchtkraftfunktion extragalaktischer Kugelsternhaufen
- **SBF-Methode** : Oberflächenhelligkeitsvariation in Bildern staubfreier Galaxien

Es ergab sich, daß die PNLF durch systematische Effekte um ca. 0.2 Magnituden unterschätzt wird, wodurch eine größere Hubblekonstante ($H_0 = 75..80 \frac{km}{sMpc}$ gegenüber $H_0 = 70 \frac{km}{sMpc}$ mit obigen Methoden) resultiert. So erhielt McMillan aus PNLF-Beobachtungen im Fornaxhaufen $H_0 = 75 \frac{km}{sMpc}$ (Mc Millan et al 1992). Auch die Verwendung von Typ 1 - Supernovae ergibt kleinere Werte, z.B. $H_0 = 64 \pm 4 \frac{km}{sMpc}$ für SN 1998bu in M96 (Jha et al 1998 [58]). Als Ursachen für die systematische Abweichung der PNLF wird von Ferrarese et al. diskutiert:

- Verfälschung der Stichprobe durch PN, die innerhalb eines Galaxienhaufens keine räumliche Zugehörigkeit zu einer bestimmten Galaxie besitzen (*intracluster PN*).

- Konfusion durch andere Emissionslinienobjekte (kleine, punktförmige HII-Regionen).

Trotz dieses systematischen Fehlers ist die PNLF-Methode der TRGB-Methode aufgrund ihrer Reichweite überlegen. Die Verwendung eines Instruments der 1m-Klasse für die Durchmusterung in M31 (Ciardullo 1989, [23]) indiziert die große Reichweite dieser Teleskope speziell im Hinblick auf die modernen 8m-Spiegel, welche laut Jacoby 1998 [55] Distanzbestimmungen bis zu einer Entfernung von 40 Mpc ermöglichen. Damit stellt die PNLF eine wichtige Erweiterung der nur in nahen Galaxien anwendbaren, stellaren Methoden (Cepheiden, RR Lyrae) dar, speziell weil sie in den Entfernungsbereich oberhalb von 10 Mpc vordringt, in dem die Hubbleexpansion sich deutlich von Pekuliarbewegungen abzugrenzen beginnt (Ferrarese 1999, [35]). Im Vergleich zur SFB-Methode ergeben sich nur kleine Unterschiede trotz des unterschiedlichen Ansatzes (Ciardullo et al 1993 [27]). M31 wird zur Eichung für die PNLF verwendet, da für diese Galaxie aufgrund ihrer Nähe mehrere weitere Distanzbestimmungsmethoden existieren.

1.1.1.2 Spektralanalyse extragalaktischer PN

Die zur Erstellung der PNLF erhaltenen Durchmusterungen können als Datenbasis für spektroskopische Untersuchungen dienen. In den Magellan'schen Wolken wurden solche Untersuchungen bereits durchgeführt (Borson, Liebert 1989 [16], Meatheringham, Dopita 1991 [75]). Planetarische Nebel repräsentieren Endstadien langlebiger Sterne. Da ihre Zusammensetzung weitgehend der des Vorläufersterns entspricht (Jacoby, Ciardullo 1999, [56]), spiegelt ihre Elementhäufigkeit die chemische Zusammensetzung der Galaxie zu einer früheren Epoche wider. Mit Hilfe der neuen Teleskopgeneration und geeigneter Fokalinstrumente wird es in den nächsten Jahren möglich sein, durch die Spektralanalyse von PN in vielen Galaxien Informationen über ihre Kinematik, Anregungsklassen und Elementhäufigkeiten zu erhalten. Für Kenntnisse über die chemische Entwicklungsgeschichte verschiedener extragalaktischer Regionen sind PN ein unverzichtbares Werkzeug. Andere Methoden der extragalaktischen Populationsanalyse sind:

- Spektralanalyse extragalaktischer HII-Regionen
- Absorptionslinien elliptischer Galaxien (Mg b- und Fe- Index)
- CCD-Fotometrie über Farbindizes

Während die HII-Regionen ausgedehnt sind und der Scheibenpopulation angehören, ist die Absorptionslinienmethode auf elliptische Galaxien begrenzt. Die Farbindizes sind nicht eindeutig, da sie sich mit Alter und Metallizität gleichartig ändern (*age abundance degeneracy*, Worthey 1996 [114]). Die PN-Spektroskopie unterliegt diesen Einschränkungen nicht:

- Im Licht ihrer Emissionslinien lassen sich extragalaktische PN in großen Entfernungen und vor hellem Kontinuumshintergrund nachweisen. Hierdurch sind sie als Einzelobjekte auch in fernen Galaxien untersuchbar.
- Da PNs alte Objekte sind, wird die Analyse einer bereits vergehenden Sterngeneration im Vergleich zu derzeitigen Hauptreihensternen ermöglicht.
- PN gibt es in jeder Sternpopulation in allen Zonen jedes Galaxientyps, so daß räumlich homogene Aussagen möglich sind.

Durch die Spektrofotometrie der Emissionslinien lassen sich neben der Bestimmung der Anregungsklassen wichtige Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung schließen. Aus dem Sauerstoffvorkommen läßt sich auf das Alter einer Population schließen (Richer 1999, [89]). Hieraus lassen sich Entwicklungsszenarien von Galaxien ableiten und die Frage beantworten, ob die heute beobachtete Zusammensetzung der Galaxien aus einem monolythischen Kollaps oder aus dem Verschmelzen mit Zwerggalaxien (*merger events*) hervorgeht (Larson 1992 [66]).

1.1.2 Erscheinungsbild der PN in M 31

Durch hohe Emissionslinienintensitäten sind in nahen Galaxien viele PN beobachtbar. PN sind im Vergleich zu HII-Regionen kleine Objekte, die in der Distanz von M31 für bodengebundene, nicht adaptive Optiken punktförmig erscheinen. Der Winkeldurchmesser von PN im Bulge unserer Galaxie ist bereits kleiner als 2'' (Redding und Zijlstra 1993, [88]). Specklebeobachtungen von PNs der Magellan'schen Wolken (Wood, Bessell, Dopita 1986 [113]) zeigt bei nur 3 der 11 untersuchten PN Durchmesser größer als 0''.5. Deshalb ist in der Durchmusterung von Ciardullo 1989 [23] bei der Beobachtung der PN im [OIII]-Licht die Punktförmigkeit ein Kriterium für die Identifikation einer Quelle als PN. Ferner wurde die Sichtbarkeit des Objekts im Kontinuum mit einem Offbandfilter (zweites Schmalbandfilter, Durchlaßbereich neben der [OIII]₅₀₀₇-Linie) überprüft. Da das Kontinuum eines extragalaktischen PN unsichtbar ist, weist ein Kontinuumsanteil darauf hin, daß es sich beim Objekt um einen Feldstern handelt.

1.2 Integral-Field-Spektrofotometrie

1.2.1 Bisherige Beobachtungstechniken

Die Spektralanalyse extragalaktische PN macht eine vorherige Durchmusterung erforderlich, da die Helligkeiten und Positionen der Objekte bekannt sein müssen.

1.2.1.1 Bildaufnahmen

Durch direkte Bildaufnahmen (*Imaging*) mit engbandigen Interferenzfiltern lassen sich größere Felder gleichzeitig erfassen. Dies ist vorteilhaft für PN-Durchmusterungen extragalaktischer Systeme. Bei der sog. On-Off-Bandtechnik wird eine Aufnahme im Licht einer hellen PN-Linie erstellt, um anschließend eine Aufnahme im benachbarten Kontinuum zu gewinnen. Durch Vergleich lassen sich Kontinuumsquellen (z.B. Feldsterne) von reinen Emissionsquellen unterscheiden. Die fotometrische Genauigkeit der Daten wird durch das zeitlich sequentielle Aufnehmen von Standardstern und Objektframe limitiert. Relative Fotometrie (z.B. Flußvergleich zwischen [OIII]₅₀₀₇ und H_α) ist durch Anwendung verschiedener Filter möglich. Wissenschaftliche Zielsetzung des Imagings extragalaktischer PN ist meistens die astro- und fotometrische Katalogisierung zum Aufstellen der Leuchtkraftfunktion. Mitunter werden bei den Durchmusterung anstelle engbandiger Interferenzfilter Fabry-Perot-Plattenpaare eingesetzt, z.B. von Soffner et al 1996 [101] bei der Beobachtung von 34 PN in NGC 300. Im Fall der PN-Durchmusterung von Ciardullo et al 1989 [23] wurden 569 PN in M31 gefunden. Die Objekte wurden mit einem 0.9 m - Teleskop in Verbindung mit Schmalbandfiltern (On-Off-Band-Technik) in insgesamt 13 Feldern beobachtet. Es konnten PN bis zur 26. Größenklasse (m_{5007} nicht extinktionskorrigiert) mit einer Positionsunsicherheit von einer Bogensekunde gemessen werden. Die Durchmusterung wurde als Basis zur

Auswahl von Einzelobjekten für die vorliegende Arbeit benutzt.

1.2.1.2 Spektrofotometrie

Einerseits wird die Linienposition im Spektrum zur kinematischen Analyse verwendet. Da PN in allen Regionen einer Galaxie vorkommen, sind sie ideale Probekörper für die Bestimmung der Bewegungsabläufe verschiedener Gebiete der Galaxie. Andererseits lassen sich aus den Linienflüssen über Ionisationsmodellrechnungen Informationen über die Elementhäufigkeiten und damit die Populationszugehörigkeit bestimmen. Miteinander kombiniert werden stattgefunden Verschmelzungen mit anderen Galaxien (Merger) nachweisbar. Die Daten bisheriger Arbeiten wurden mit Lang- oder Vielspaltspetrografen gewonnen, wobei bei ersteren nur ein (selten zwei) Objekte gleichzeitig erfaßt werden konnten. Jacoby benutzte 1999 ein Vielspaltinstrument, um 15 PN in M31 zu analysieren [56]. Auch Emissionslinienobjekte anderer Galaxien als M31 wurden untersucht, z.B. 9 PNs in NGC 5128 (Centaurus A) durch Walsh et al, 1999, [110] mit Langspaltspetrokopie. Neben dem Lang- oder Vielspaltinstrument sind fasergebundene Multiobjektspektrografen einsetzbar, um noch mehr PNs einer Galaxie gleichzeitig zu beobachten und damit die Effizienz der Beobachtungszeit zu erhöhen.

Limitierungen bei der Spaltspetrokopie Durch den Spalt (oder der Faser bei fasergekoppelten Multiobjektspektrografen) wird am Ort eines PN ein kleines Filament aus dem Bild der Galaxie ausgeschnitten. Hierbei treten verschiedene beobachtungstechnische Probleme auf (Jacoby, Kaler 1993, [57]):

Atmosphärische Dispersion: Die Objektbilder werden mit wachsender Zenitdistanz zu Spektren auseinandergezogen, so daß der Spalt teilweise verfehlt wird. Die Spaltorientierung kann entlang des parallaktischen Winkels gewählt werden, wodurch das Dispersionsspektrum parallel zum Spalt liegt. Jedoch ist diese Orientierung wegen der Bildfelddrehung gegenüber dem Azimutalsystem zeitabhängig. Die Dispersionsstärke ist von der Zenitdistanz abhängig. Dadurch variiert das Spektrprofil beim Wechsel zum fotometrischen Standardstern. Deshalb muß ein breiter Extraktionsbereichs auf dem Detektor verwendet werden. Die separate Spektroskopie eines Sterns in gleicher Zenitdistanz zur Eichung des Extraktionsprofils ist möglich.

Seeingverluste : Die Spaltbreite muß an das Seeing angepaßt sein. Sonst entstehen Fehler sowohl im Absolutfluß als auch relativ, da der Durchmesser des Seesingscheibchens mit kleinerer Wellenlänge zunimmt. Mit größerer Spaltbreite wird der Gesamtfluß erfaßt, aber das Signal/Rausch-Verhältnis und das spektrale Auflösungsvermögen herabgesetzt. Eine Lösung ist das wenig effiziente, sequentielle Beobachten mit breitem und schmalen Spalt.

Fehlpointing: Der Spalt ist anfällig gegen Positionierungs- und Nachführfehler des Teleskops. Hieraus resultieren Lichtverluste sowie eine eingeschränkte fotometrische Genauigkeit. Durch eine Spaltverbreiterung steigt die Hintergrundkontamination an, während die spektrale Auflösung sinkt (vgl. Abb. 1.4). Durch die unsymmetrische Spaltausleuchtung wird auch in Dispersionsrichtung ein Fehler eingeführt (Bacon et al. 1995 [10]). Die Positionierung des Spalts erfolgt nach Bacon oft aufgrund sichtbarer Details im Kontinuum, die nicht unbedingt mit der Lage der Emissionsgebiete übereinstimmen.

Hintergrundkontamination: Der Hintergrund eines extragalaktischen PN wird durch ein helles Kontinuum aus nicht aufgelösten Sternen dominiert. Auch Emissionsfilamente können sich im Umfeld befinden. Wegen der hohen räumlichen Variabilität des Hintergrundes ist eine detaillierte Subtraktion für zuverlässige Spektrofotometrie notwendig. Am Spaltspektrografen sind lediglich die Regionen in Spaltrichtung beiderseits des Objekts zugänglich. Im Fall eines Multiobjektspektrografen können zwar z.B. Skyaperturen rund um das Objekt positioniert werden, es verbleiben aber technisch bedingt Lücken zwischen diesen Aperturen und dem Objekt. Diskrepante Ergebnisse wie physikalisch sinnlose Linienverhältnisse (z.B. [SII]-Verhältnis in PN29 (M31), Jacoby 1999, [56]) sind die Folge.

Flächenerfassung: Nach Bacon 1995 [10] ist die Erfassung flächiger Gebiete mit Verringerung der Effizienz um mindestens die Hälfte verbunden, da Aufnahmen mit verschiedenen Spaltpositionierungen auf dem Objekt notwendig sind. Schwankungen der Umgebungsbedingungen führen bei diesen sequentiellen Beobachtungen zusätzliche Fehler ein.

Nach Jacoby, Kaler 1993 ([57]) können auch mit einem weiten Spalt nur angenäherte spektrofotometrische Flüsse mit etwa 15 % Genauigkeit gemessen werden. Da diese Probleme in der Praxis die Spektralanalyse erheblich erschweren, stellt sich die Frage nach einer anderen Beobachtungsmethode, welche die genannten Schwierigkeiten umgeht.

1.2.2 Integral-Field-Spektroskopie (IFS)

Hier wird sowohl das Feld des zu spektroskopierenden PN als auch seine Umgebung in viele kleine, zusammenhängende Zellen zerlegt, die simultan spektroskopiert werden. In der Literatur wird die Methode auch als 2D-, 3D oder abbildende Spektroskopie bezeichnet. Mit dieser neuen Technik werden die in Abschnitt 1.2.1.2 genannten Schwierigkeiten beseitigt.

1.2.2.1 Das 3D-Konzept

Grundgedanke ist, durch eine einzige Aufnahme simultan eine dreidimensionale, kontinuierliche Datenstruktur zu erhalten. Zwei der Dimensionen (im folgenden mit x und y bezeichnet) definieren hierbei die räumliche Ausdehnung des Objekts. Die dritte, spektrale Dimension ist die Wellenlänge λ . Wie in Abb. 1.3 erkennbar ist, lassen sich aus diesem Datenwürfel sowohl monochromatische Bilder als auch Spektren jeder einzelnen Ortszelle gewinnen. Hierdurch wird ein zusammenhängendes Gebiet mit hoher Ortsauflösung spektroskopiert. Es zeigt sich, daß mit diesem Verfahren den Unzulänglichkeiten der Spaltspektroskopie begegnet werden kann.

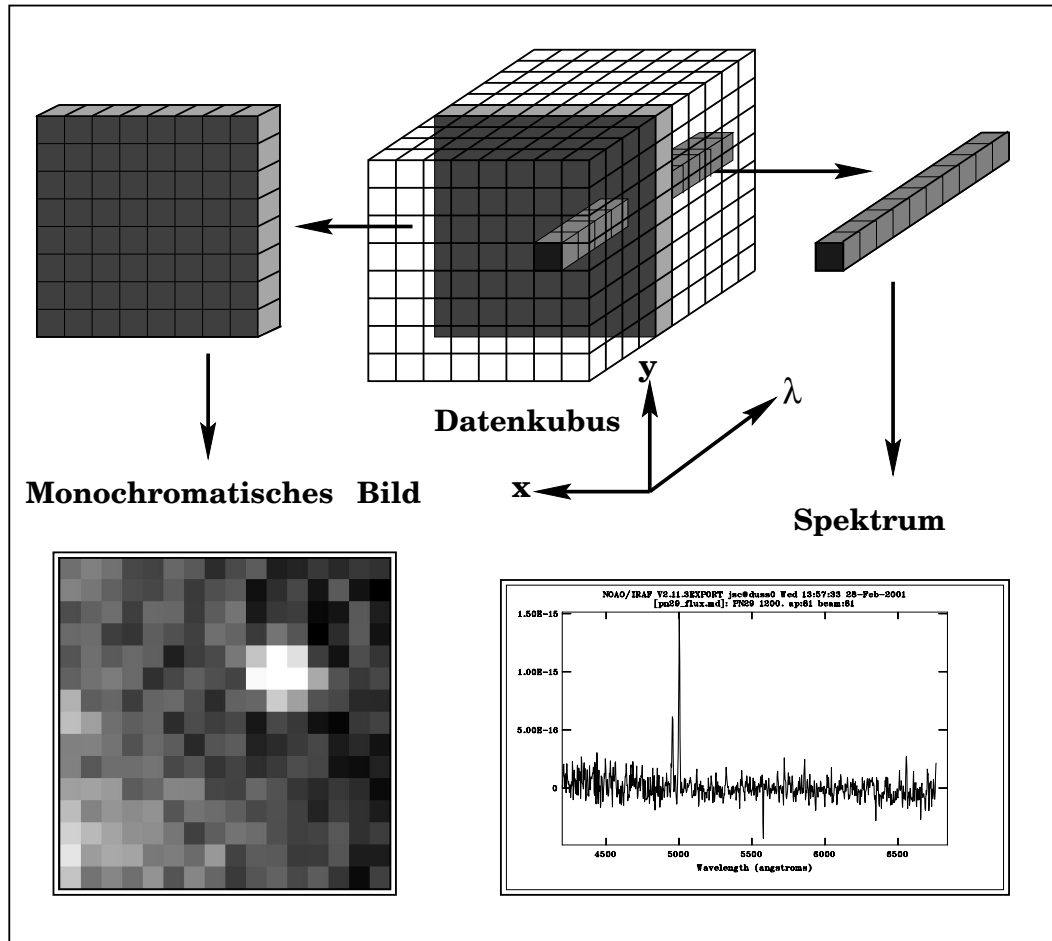


Abbildung 1.3: Der Datenkubus enthält monochromatische Bilder und Spektren.

Die Vorteile der IFS im Zusammenhang mit den im Abschnitt 1.2.1.2 erörterten Problemen der Spalt-spektroskopie sind folgende:

Pointing: Die Anforderungen an Teleskoppositionierung und Seeing sind geringer als beim Spalt, da die Umgebung simultan mit spektroskopiert wird. Das erhaltene Ergebnis ist bezüglich solcher Abweichungen unempfindlich.

Atmosphärische Dispersion: Das Bildfeld nimmt einen zum kurzen Spektrum verzerrten PN vollständig auf. Eine Ausrichtung auf den parallaktischen Winkel ist im Unterschied zum Spalt nicht erforderlich.

Hintergrund: Da die Umgebung rund um den PN simultan erfasst wird, ist der Hintergrundverlauf in jeder Richtung mit der gleichen spektrofotometrischen Genauigkeit bekannt wie der PN selbst. Es lassen sich Gradienten und Filamente in der Hintergrundsubtraktion berücksichtigen.

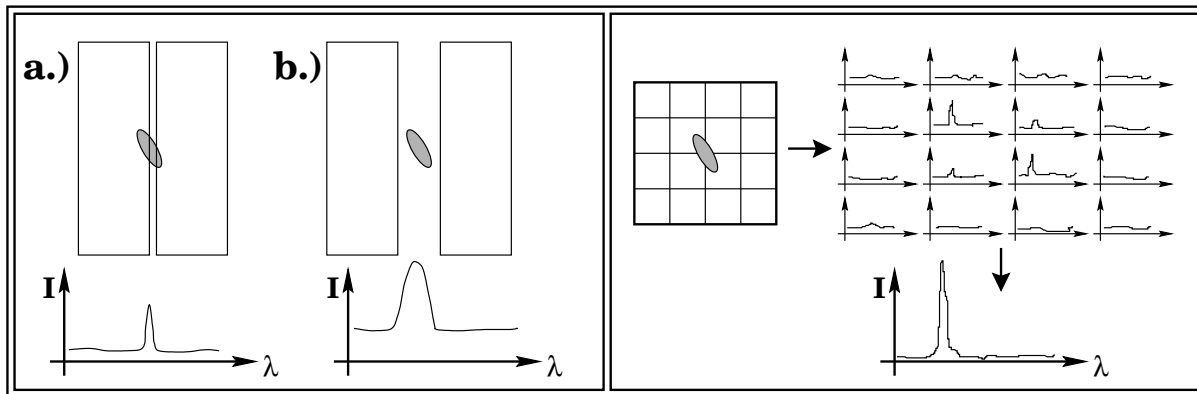


Abbildung 1.4: Vergleich von Spaltspektroskopie (links) mit IFS (rechts). Links: Das Objekt (Ellipse) ist durch das Seeing verbreitert und durch die atmosphärische Dispersion elongiert. Fall a: Ein enger Spalt verursacht Spaltverluste. Der Hintergrundbeitrag ist gering, die spektrale Auflösung (Linienstärke) hoch. Fall b: Der breite Spalt erhält den Gesamtfluß. Die spektrale Auflösung ist reduziert, der Hintergrundbeitrag stark. Rechts IFS (4×4 Elemente): Das Summenspektrum erhält den Fluß, hat eine hohe Linienstärke und ist optimal hintergrundsubtrahiert.

Die Felder der meisten IFS-Instrumente haben nur wenige Bogensekunden Kantenlänge. Für Durchmusterungen ist diese Technik deswegen derzeit nicht sinnvoll, wenngleich größere IFS-Instrumente in der Entwicklung sind (Weitfeld-IFS, z.B. VIRMOS, Prieto 1998 [84]). Die Positionen der Objekte müssen hinreichend genau bekannt sein. An dieser Stelle ergänzen sich monochromatisches Imaging und zweidimensionale Spektroskopie. Kleine Unsicherheiten in der Position haben jedoch im Gegensatz zur Spaltspektroskopie keine Konsequenzen, da das Objekt sich dann zwar nicht mehr in der Feldmitte befindet, aber dennoch komplett erfasst wird.

1.2.2.2 Technische Realisierung

Um einen Datenkubus mit zweidimensionaler Bild- und spektraler Information mit einer Einzelaufnahme erzeugen zu können, muß die Bildebene des Objekts in Zellen zerlegt werden. Die Flüsse in diesen Zellen müssen einem Spektrografen separat zugeführt werden. Für diese Aufgabe gibt es drei verschiedene technische Lösungsansätze:

Linsenraster-Direktankopplung: Diese Technik wurde erstmals beim TIGER-Spektrografen (Courtes et al, 1988 [29]) eingesetzt. Das Fokusbild des Objekts wird, gegebenenfalls durch eine Feldoptik maßstabsangepaßt, auf ein Linsenraster abgebildet. Die Brennpunkte der Rasterlinsen befinden sich im Kollimatorfokus des Spektrografen, so daß jeder Brennpunkt in der Detektorebene ein Spektrum erzeugt. Dabei ist es notwendig, das Linsenraster um die optische Achse um einen Winkel ϕ (vgl. Abb. 1.5 links) gegen die Dispersionsrichtung zu verdrehen, damit sich Spektren benachbarter Rasterpunkte nicht überlappen. Die Technik ist wegen der geringen Koppelverluste zwischen Linsenraster und Spektrografenoptik lichtstark, die Auswertung durch die Verschiebung benachbarter Spektren in der Wellenlänge kompliziert. Der Detektor wird nicht ökonomisch ausgenutzt und Spektren von randnahen Linsen auf einer Seite beschnitten. Hierdurch ist der allen Aperturen gemeinsame Spektralbereich begrenzt.

Rasterung durch Faserbündel: Ein Faserbündel zur Bildortdiskretisierung zu benutzen, wurde bereits 1958 von Kampany [60] vorgeschlagen. Erste Instrumente waren DENSEPAK (Barden, Wade 1988, [12]), SILFID (Vanderriest, Lemonnier 1988 [108]) und HEXAFLEX (Rasilla et al, 1990 [87]). Die Fasern diskretisieren das Fokalbild in Kreisabschnitten, wodurch die Bildebene nicht komplett ausgenutzt wird (vgl. Abb. 1.5 rechts oben). Der Füllfaktor beträgt meist ca. 80 %. Ist der Abstand benachbarter Faserkerne kleiner als das halbe Seescheibchen auf dem Faserbündel, geht keine Ortsinformation verloren. Alle Fasern werden in einem gemeinsamen Austrittsspalt (auch als *Faserspalt* oder *Pseudospalt* bezeichnet) zusammengeführt, welcher sich im Kollimatorfokus des Spektrografen befindet.

Linsenraster-Faser-Kopplung: Vereinigung oben genannter Techniken: Im Brennpunkt jeder Rasterlinse befindet sich eine Lichtleitfaser, die das im Linsenbrennpunkt befindliche Abbild der Teleskoppupille (im Folgenden als *Mikropupille* bezeichnet) aufnimmt (Abb. 1.5, rechts unten). Spaltseitig werden die Fasern wieder in einem Pseudospalt aufgereiht. Erstes System ist der in dieser Arbeit verwendete Multi-Pupil Fiber-Spectrograph MPFS (Afanasiev et al 1990, [1]).

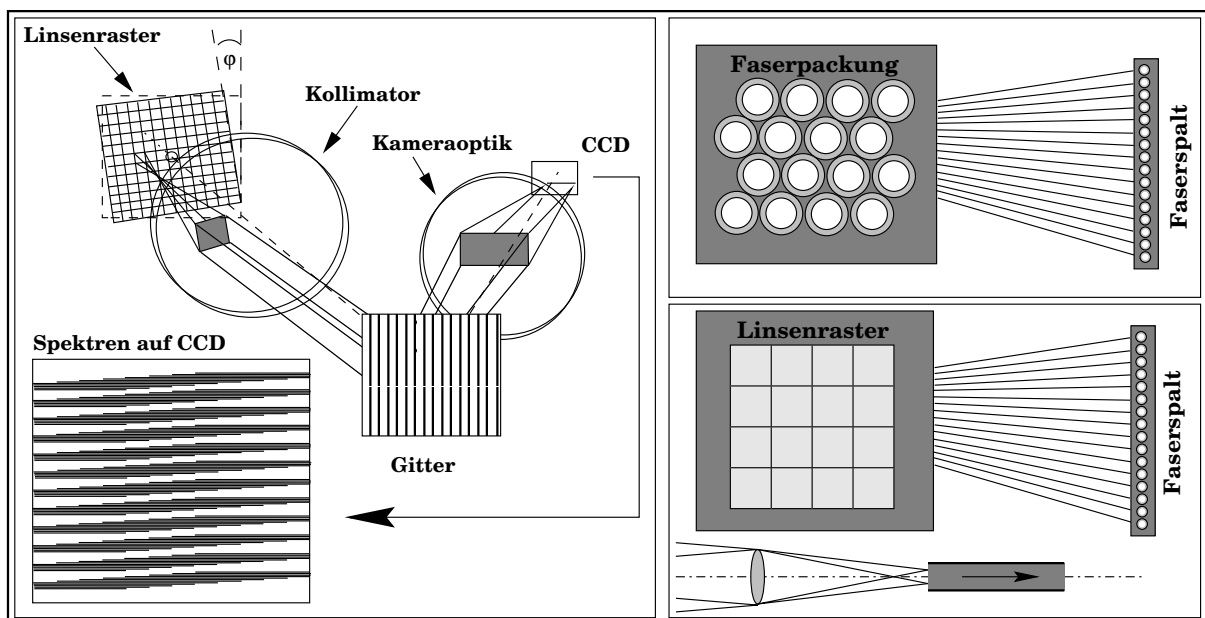


Abbildung 1.5: IFS-Varianten: Links Linsenraster-Direktankopplung (TIGER-Prinzip) mit angedeutetem Strahlenverlauf durch den Spektrografen. Rechts oben Objektabbildung auf ein Faserbündel (DENSEPAK-Prinzip), Faserspalt im Kollimatorfokus. Rechts unten: Kombination der genannten Techniken durch Linsenrastereinkopplung in Fasern. Auf jedes Faserende wird die Teleskoppupille abgebildet.

Kapitel 2

Eigene Beobachtungen

2.1 Beobachtungen

Im Rahmen mehrerer Beobachtungskampagnen mit zwei verschiedenen Instrumenten wurde die Integral-Field-Technik dazu benutzt, einige ausgesuchte PN aus der Durchmusterung von Ciardullo 1989 [23] in M31 spektral zu untersuchen. Zwei der beobachteten Objekte werden in dieser Arbeit behandelt. Die Beobachtungen hatten mehrere Zielsetzungen:

Generelle PN-Parameter: Messung diagnostischer Linienvverhältnisse zur Bestimmung wichtiger Parameter (z.B. Anregungsklasse, Elektronentemperatur).

Elementhäufigkeiten: Sind hinreichend viele Liniensflüsse meßbar, sind Rückschlüsse auf die Elementhäufigkeiten möglich. Durch die Analyse vieler PN in M31 kann auf die chemische Entwicklungsgeschichte der Galaxie geschlossen werden (Richer 1999, [89]).

Eignung der Integral-Field-Methode: Test, ob die Methode die in sie gesteckten Erwartungen (Genauigkeit der Flußkalibration, Möglichkeiten der Hintergrundkorrektur) erfüllt. Für den Test der Hintergrundlimitierung sind extragalaktische PN besonders geeignet.

Mit den Integral-Field-Instrumenten wurden insgesamt 14 PN aufgesucht (Tab. 2.1), wobei aufgrund widriger Beobachtungsumstände (Seeing) nicht alle Objekte gefunden wurden. Gegenstand dieser Arbeit sind zwei der ersten beiden beobachteten Objekte, welche aufgrund ihrer vergleichsweise großen Helligkeit und Kerndistanz zum Anfang ausgewählt wurden. Zu einem Objekt existieren bereits Daten einer Arbeit von Jacoby und Ciardullo 1999 [56], so daß ein Vergleich der Resultate möglich wird.

2.2 Auswahl einer Stichprobe

Um die Reichweite der Methode abzuschätzen, wurden aus der Liste von Ciardullo jeweils ein heller und eine schwacher PN in vergleichbaren Abständen zum Nucleus ausgewählt. Diese Paare wurden für verschiedene Distanzen vom Galaxienkern gebildet und in Tab. 2.1 als erste sechs PN aufgeführt. Während der Beobachtungen mit dem MPFS-Spektrografen stellte sich heraus, daß die schwachen Quellen wie z.B. PN 462 weder im Rohbild erkennbar noch sinnvoll auszuwerten waren. Deshalb wurden hellere, kernfernere PNs ausgewählt. 1998 kamen wieder näher am Kern liegende Objekte hinzu (die letzten 5

PNs in Tab. 2.1). Abb.2.1 zeigt die Lage der Quellen relativ zum Kern. Fast alle Beobachtungen wurden mit MPFS gewonnen. Von PN 276 existieren außerdem Daten von INTEGRAL/WYFFOS.

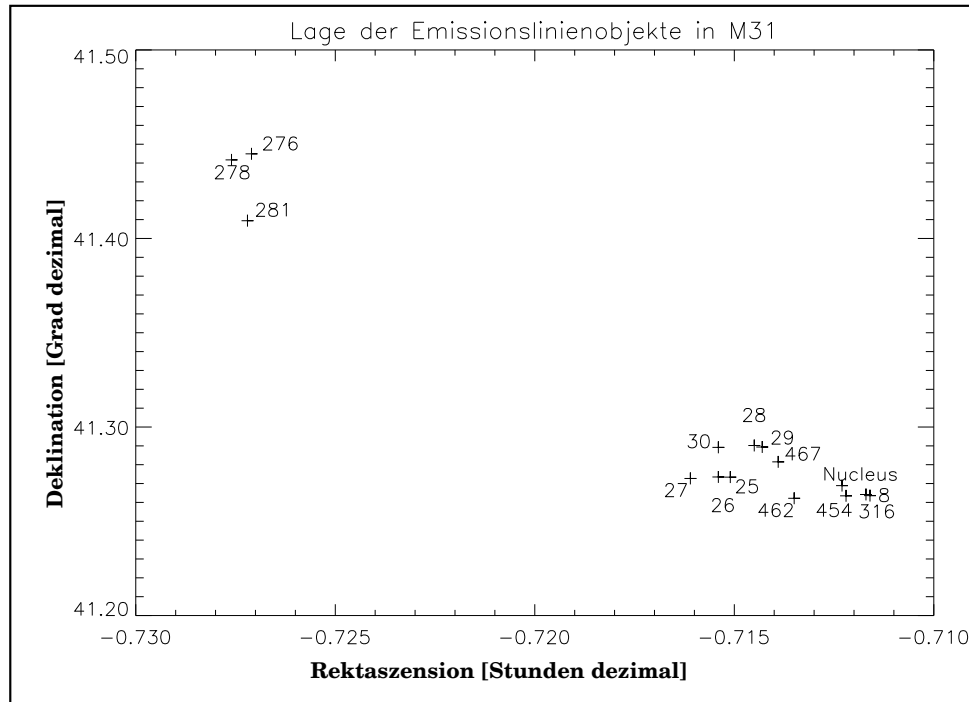


Abbildung 2.1: Positionen der ausgewählten Objekte relativ zum Kern von M31.

Objekt	RA [2000.0]	Dec. [2000.0]	m_{5007}	Kerndistanz [',"]	Kommentar
Nucleus	0 42 44.13	41 16 08	–	0'0"	
PN 29	0 42 51.58	41 17 21.9	21.01	1'45"	1997,1998 beob.
PN 8	0 42 41.84	41 15 48	21.43	0'31"	1997 beob., schwach
PN 462	0 42 48.55	41 15 43.9	21.79	0'58"	1997 beob., schwach
PN 454	0 42 43.84	41 15 48.5	22.14	0'20"	nicht gefunden
PN 467	0 42 50.06	41 16 53.3	23.11	1'16"	nicht gefunden
PN 316	0 42 42.28	41 15 51.1	23.31	0'25"	nicht gefunden
PN 276	0 43 37.39	41 26 41.5	20.48	13'40"	1997,1998 beob., auch WHT
PN 278	0 43 39.182	41 26 30.11	22.16	13'46"	1997 beob., nicht gefunden
PN 281	0 43 37.953	41 24 34.01	21.52	12'22"	nicht gefunden
PN 28	0 42 52.034	41 17 24.725	20.64	1'50"	1998 beob.
PN 26	0 42 55.428	41 16 24.702	20.98	2'07"	1998 beob.
PN 25	0 42 54.536	41 16 24.302	21.80	1'56"	1998 beob.
PN 30	0 42 55.361	41 17 21.0	20.70	2'19"	1998 beob.
PN 27	0 42 57.903	41 16 21.576	20.85	2'34"	1998 beob.

Tabelle 2.1: Die ausgesuchten Objekte aus der Liste von Ciardullo et al 1989, [23].

2.3 MPFS-Beobachtungen am 6m-SAO-Teleskop

Im Primärfokus ($f=24\text{m}$) des russischen 6 m - Teleskops des Special Astrophysical Observatory (SAO) stand das Integral-Field-Instrument MPFS zur Verfügung.

2.3.1 Das MPFS-Instrument

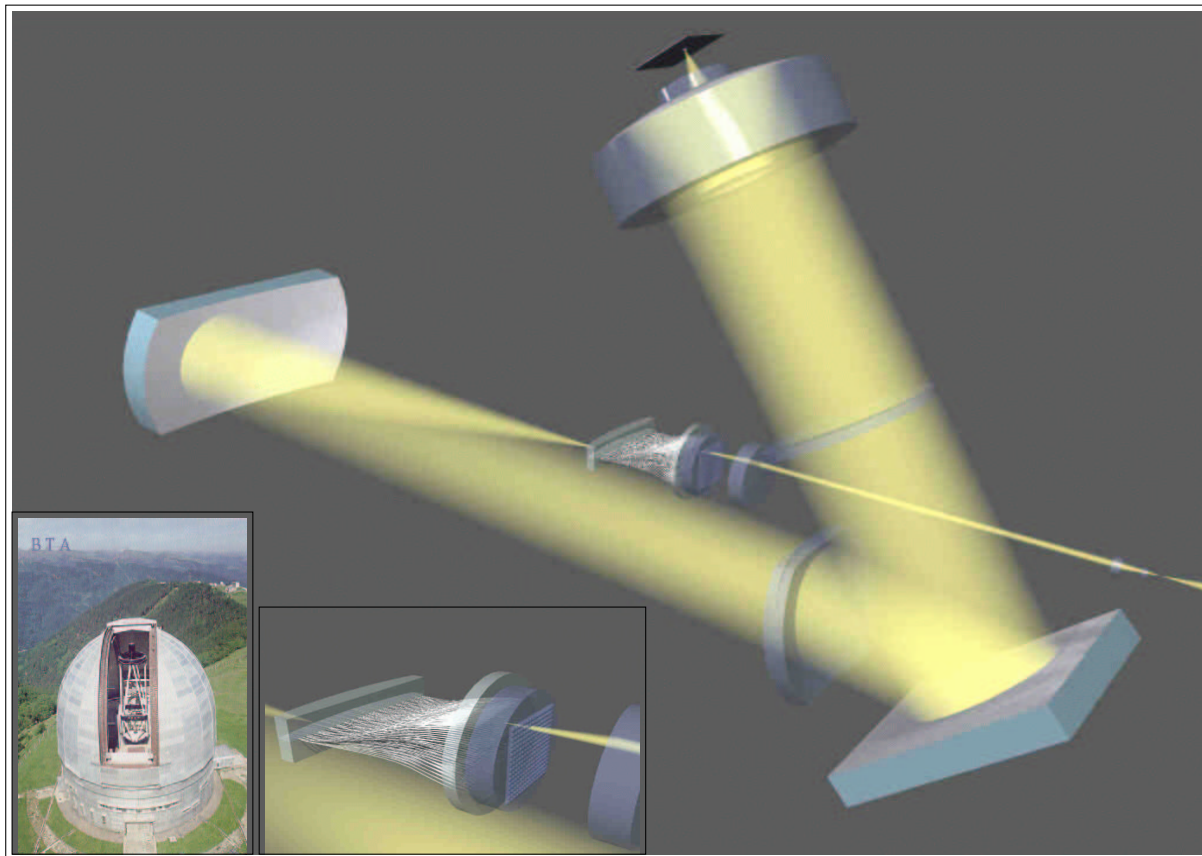


Abbildung 2.2: MPFS: Das Objektbild im Teleskopfokus (kleines Bild unten links) wird vergrößert auf das 15×16 - Linsenraster projiziert. Nach Umordnung durch den kurzen Faserkanal (zweites kleines Bild unten links) erfolgt die Kollimation über ein Off-Axis-Maksutovsystem. Nach Passage des Reflexionsgitters werden die Spektren mit Hilfe einer abgewandelten Schmidoptik auf den CCD-Chip abgebildet. Quelle SAO-Homepage [96].

MPFS (*Multi Pupil Fiber Spectrograph*) ist ein linsengekoppelter Faserspektrograf mit 240 Bildelementen im 15×16 - Raster. 16 weitere Fasern dienen zu Eichzwecken. Die Teleskopbrennweite wird durch eine telezentrische Voroptik an den erforderlichen Abbildungsmaßstab angepaßt. Hier wurden $0.5''$ pro Lenslet gewählt (Äquivalentbrennweite 412 m). Fasern ordnen das Licht in den Pseudospalt um. Eine Off-Axis-Maksutovoptik ($f/3.5$) dient als Kollimator. Nach Passage des auswechselbaren Reflexionsgit-

ters werden die Spektren mit einer Schmidt-Cassegrain-Optik ($f/1.2$) auf einen gedünnten CCD-Chip Typ SITE TK 1024 \times 1024, 24 μm , abgebildet.

2.3.2 MPFS-Beobachtungsdaten aus 1997 und 1998

Die in diese Arbeit einfließenden Daten wurden 1997 und 1998 mit MPFS gewonnen. Zwischenzeitlich wurde die Faserkoppeleinheit des MPFS verbessert, so daß sich die Datenqualität bezüglich Faservariation und Lichtdurchsatz stark unterscheidet. Die hier behandelten Objektdaten zeigt Tab. 2.2. Die m_{5007} -Helligkeit bezieht sich auf die Definition von Ciardullo und Jacoby 1989 [23] (vgl. Abschnitt 3.5.5).

Datum	Objekt	RA(2000.0)	DEC(2000.0)	$t_{exp,gesamt}$	m_{5007} nach [23]
1997 11 06→07	PN 276	00 43 39.28	+41 26 53.8	1800 s	20.48
1997 11 06→07	PN 29	00 42 53.47	+41 17 34.2	3600 s	21.01
1998 09 18→19	PN 276	00 43 39.28	+41 26 53.8	2400 s	20.48
1998 09 21→22	PN 29	00 42 53.47	+41 17 34.2	9600 s	21.01

Tabelle 2.2: Übersicht über die mit MPFS gewonnenen Objektdaten.

2.4 INTEGRAL-Beobachtungen am 4.2 m - WHT

Im Dezember 1997 fand eine Beobachtung von PN276 am 4.2 m William-Herschel-Teleskop (WHT) auf La Palma statt. Im $f/11$ -Nasmythfokus des Teleskops befindet sich das GHRIL (Groundbased High Resolution Imaging Laboratory). Ein Bestandteil davon ist der WYFFOS-Spektrograf. Dieser wird mit Lichtleitfasern angekoppelt und erlaubt wahlweise Multiobjekt- oder Integral-Field-Spektroskopie. Hier wurde die Integral-Field-Einheit INTEGRAL eingesetzt.

2.4.1 INTEGRAL/WYFFOS

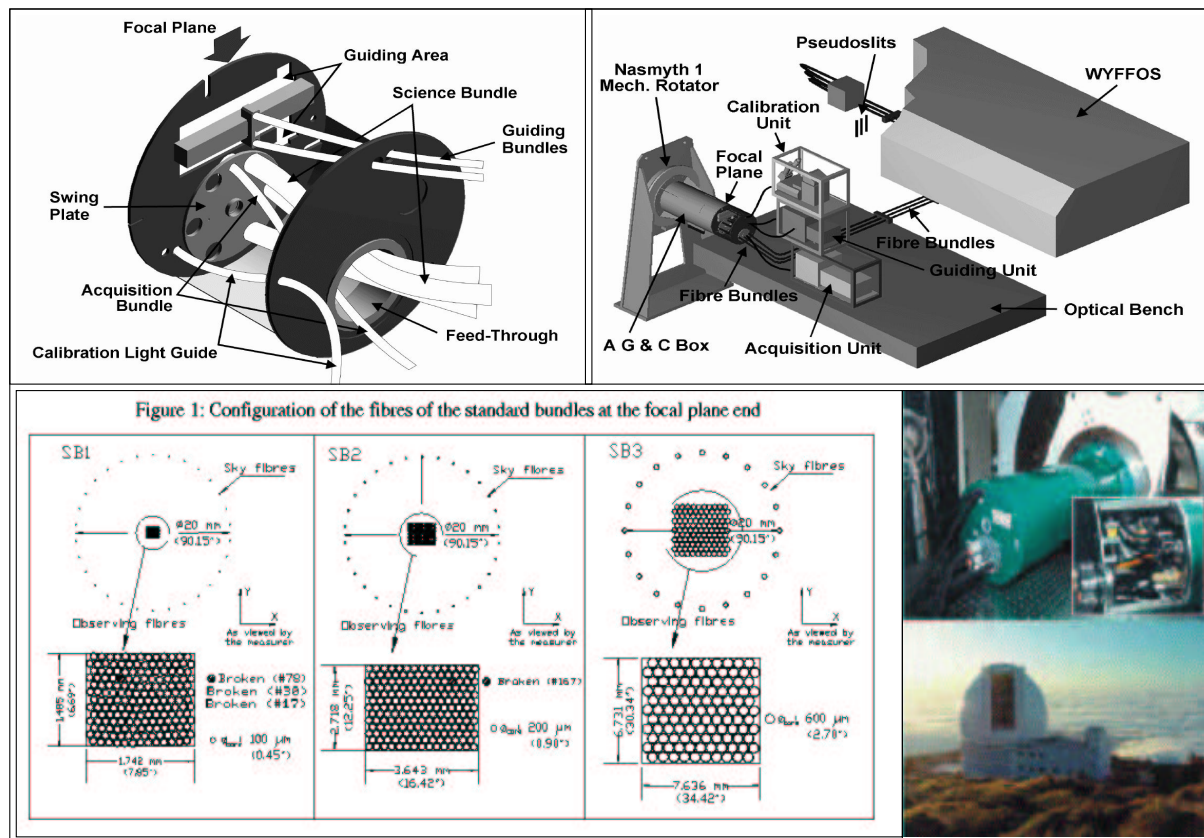


Abbildung 2.3: INTEGRAL am Nasmythfokus des WHT: Oben links mitrotierende Einkoppelhalterung der verschiedenen Bündel. Oben rechts Ankoppelsituation am ortsfesten WYFFOS-Spektrografen. Unten links Frontaufsicht auf die drei Science Bundles. Mitte rechts Einkoppelhalterung. Quelle: INTEGRAL-Homepage [47].

INTEGRAL ähnelt DENSEPAK (vgl. Barden 1988, [11]): Das vergrößerte Objektbild wird direkt auf das Eintrittsende eines Faserbündels abgebildet. Trotz der dichten Packung bleiben Zwischenräume, so daß das Sampling nicht vollständig ist (vgl. Abb. 1.5). Der Füllfaktor liegt bei 80 %. Um den Abbildungsmaßstab an das Seeing anzupassen, verfügt INTEGRAL über 3 Faserbündel mit Abbildungsmaßstäben

von 0,45 ", 0,9 " sowie 2,7 " pro Faserkern (Science Bundles SB1, SB2 und SB3 in Abb. 2.3). Die Science Bundles koppeln den ortsfesten WYFFOS-Spektrografen flexibel an und ordnen das Licht in den Faserspalt um. Die vorliegenden Daten wurden mit dem SB2-Bündel (219 Aperturen) gewonnen. Weitere Bündel dienen zur Nachführung sowie zur internen Flat- und Wellenlängenkalibration mit Eichlampen (Arribas 1998, [5]). WYFFOS (Bridges 1998 [18], King 1998 [62]) hat einen f/8.2-Kollimator. Da das Licht durch die Öffnungszahldegradation (vgl. Abschnitt 4.3.1.3) wesentlich stumpfer aus den Fasern austritt, befindet sich am Spalt ein eindimensionales Raster aus Saphirlinsen zur Öffnungszahlanpassung. Die Zentralabschattung der Spektrografenoptik beträgt 25 %.

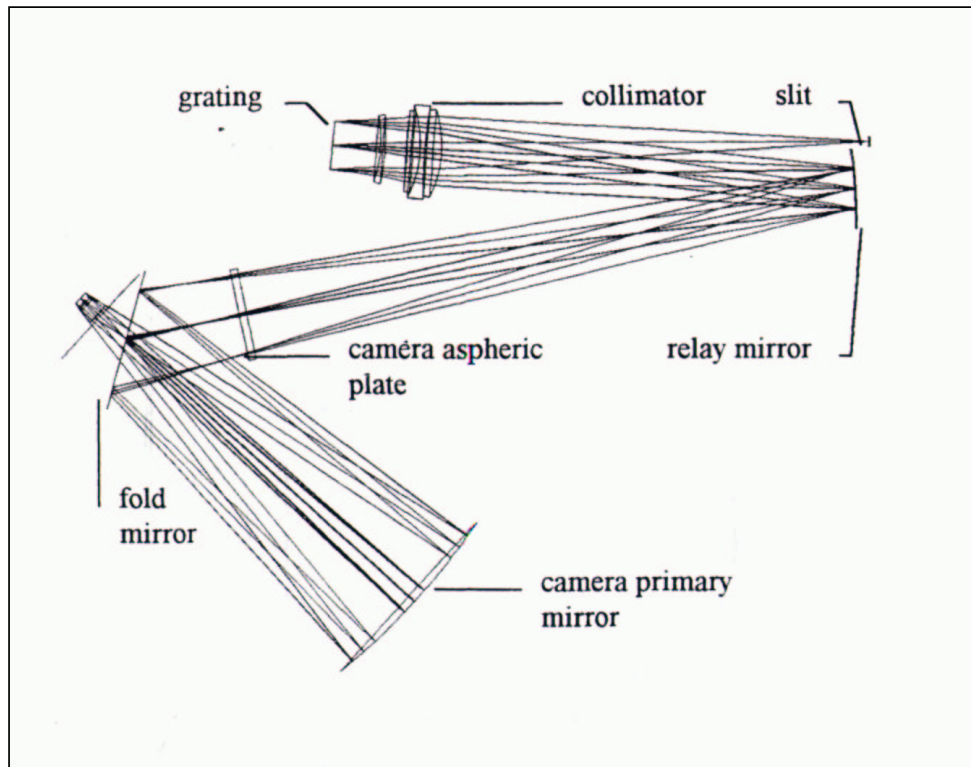


Abbildung 2.4: Strahlengang in WYFFOS: Der Kollimator wird zweifach durchlaufen. Die Pupillen aller Aperturen werden auf die Eintrittspupille der Schmidtamera abgebildet (*White pupil design*). Durch den Umlenkspiegel liegt die Kamera außerhalb. King 1998, [62].

2.4.2 Beobachtungsdaten

Von den zwei Nächten zwischen dem 26. und dem 28. Dezember 1998 war die erste brauchbar. Ein Beobachtungsversuch an PN 29 in der zweiten Nacht scheiterte an der Bewölkung. Für ein Einzelobjekt, PN 276, konnten Daten gewonnen werden:

Datum	Objekt	RA(2000.0)	DEC(2000.0)	$t_{exp,gesamt}$	m_{5007} nach [23]
1998 12 26→27	PN 276	00 43 39.28	+41 26 53.8	5400 s	20.48

Kapitel 3

Die Reduktion der Beobachtungsdaten

3.1 Grundsätzliches

Wie alle CCD-Daten benötigen die am Teleskop erhaltenen Rohbilder entsprechende Korrekturen (Bias, Flatfielding). Die Reduktion von Integral-Field-Daten stellt besonders hohe Anforderungen: Auf jedem Frame liegen mehrere hundert (254 bei MPFS, 219 beim verwendeten SB2-Bündel von INTEGRAL/WYFFOS) Spektren dicht gedrängt. Es kommt zu Überlappungen, welche die Erfassung der Einzelspektren (Extraktion) erschweren. Wird der Fluß eines Einzelspektrums nicht vollständig erfaßt, wird die Photonenstatistik negativ beeinflusst. Andererseits verringert Kontamination aus Nachbarspektren die Ortsauflösung (Allington-Smith und Content 1998 [2]). Erschwerend kommen instrumentelle Unzulänglichkeiten in Form von Streulicht, optischen sowie mechanischen Instabilitäten hinzu.

3.2 Die verwendete Software

Für die vorliegende Arbeit wurde hauptsächlich das Softwarepaket IRAF¹ verwendet, unter dem das Programmpaket NOAO² Routinen für die Reduktion von Integral-Field-Daten zur Verfügung stellt. Die gut dokumentierte Software stellt einen Standard dar, der von vielen Gruppen benutzt wird (Jacoby 1999 [56], Walsh 1999 [110]). Die allgemein gehaltenen Prozeduren beinhalten eine große Anzahl von Parametern und Optionen, was die Fehlersuche bei diskrepanten Resultaten erschwert. An kritischen Punkten wurden Prozeduren zur Kontrolle mit IDL³ nachvollzogen und in einem Fall MIDAS⁴ verwendet. Die mathematische Beschreibung der Schritte einschließlich der Fehlerfortpflanzung folgt im Abschnitt 3.4. Die Auswertung unter IRAF ist Thema einer Dissertationsarbeit (Ciroi 2000, [28]). Die meisten Auswerteschritte gehen auf diese Arbeit von Ciroi zurück.

¹*Image Reduction and Analysis Facility*, betreut von den National Optical Astronomy Observatories (NOAO). Die NOAO werden von der Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) betrieben.

²Eine Sammlung von IRAF-Prozeduren der NOAO

³*Interactive Data Language* von Research Systems, Inc.

⁴*Munich Image Data Analysis System* des European Southern Observatory (ESO).

3.3 Die einzelnen Schritte

Ein typischer Datensatz besteht aus den in Tab. 3.1 aufgeführten Rohbildern. Jeder Bildart wird zur Beschreibung der folgenden Schritte ein exemplarischer Name zugeordnet. Der Dunkelstrom der maximal 30 - minütigen Belichtungen ist durch die Kühlung des Chips mit flüssigem Stickstoff auf ca. $-110\text{ }^{\circ}\text{C}$ vernachlässigbar. Dunkelstromaufnahmen wurden nicht berücksichtigt, ihre Subtraktion hätte das Ausleserauschen unnötig erhöht. Anstelle der Biasaufnahmen wurde aus den Overscans der erhaltenen Bilder für jedes Bild individuell ein Biaswert bestimmt, womit zeitliche Biasschwankungen durch elektronische Instabilitäten kompensiert wurden.

Bildart	Name	Beschreibung	Bemerkungen
Bias	bias	Dunkelbild mit $t_{exp}=0s$	Hier nicht verwendet
Dark	dark	Dunkelbild, t_{exp} lang	Hier nicht verwendet
Flat	flat	Instrumentelles Lampenflat	Faser-zu-Faser-Kalibration
Blank	blank	Skyflat	Kalibration der Feldvignette
Arc	comp	Linienlampenspektrum	Wellenlängenkalibration
Standard	sstar	Standardstern	Flußkalibration
Objekt	exp	Objektaufnahmen	Meist mehrere Frames

Tabelle 3.1: Notwendiger Datensatz einer Beobachtung

3.3.1 Biastrimming

Zu Kalibrationszwecken ist eine CCD-Aufnahme größer als die physikalische Pixelzahl: Im sogenannten Overscan wird über das eigentliche Bild hinaus weiter ausgelesen, er enthält reines Ausleserauschen. Die Größe dieses Bereichs läßt sich durch Ansicht der Bildschnitte in beiden Achsen herausfinden. Für ein höheres Signal/Rausch-Verhältnis ist das Abziehen eines Bias-Mittelwertes besser als die Subtraktion eines ganzen Biasframes, weil sich das Ausleserauschen des Biasframes nicht auf die Objektaufnahmen überträgt. Da die IRAF-Biastrimroutine die Biasframes von den Bildern nur pixelweise abziehen kann, wurde stattdessen eine entsprechende IDL-Prozedur erstellt. Diese ermittelt den Median⁵ des Overscans und zieht ihn vom jeweiligen Bild ab. Es ergaben sich bei Anwendung auf einen kompletten Datensatz für den Biasmedian konsistente Ergebnisse.

3.3.2 Bildkombination, Cosmicentfernung

Lagen mehrere Bilder vor, wurden diese mit der IRAF-Prozedur **imcombine** durch Mittelung kombiniert. Gleichzeitig wurden die Cosmics⁶ entfernt. Vorteil der Mittelung mehrerer Bilder ist neben einer besseren Statistik die sehr effiziente Entfernung von Cosmics. Wichtig war, daß das Teleskop nicht zwischen den Objektaufnahmen verfahren wurde, da sonst eine Verfälschung der Ortsinformation aufgetreten wäre.

⁵Der Median wird nicht durch instrumentelle Ausreißer wie z.B. Pixeldefekte systematisch beeinflusst.

⁶Cosmics sind durch hochenergetische Teilchen erzeugte, zufällig verteilte Fehlsignale.

3.3.3 Extraktion

Die Extraktion ist beim Umgang mit Integral-Field-Daten der kritischste Prozeß. Die dicht zusammenliegenden Spektren sind aufgrund von optischen Verzeichnungseffekten, die mit dem Feldwinkel und der Wellenlänge variieren, nicht parallel zu den Pixelreihen ausgerichtet. Dadurch ist es notwendig, den Verlauf jedes Einzelspektrums auf dem Chip durch eine Tracingfunktion anzunähern. Bei der Extraktion wird entlang dieser Spuren die spektrale Information bis zu einem spezifizierten Abstand von der Spur aufgenommen und in einer Pixelreihe zusammengefaßt. Resultat ist ein neues Bild, bei dem die extrahierten Spektren dicht nebeneinander in jeweils einer Pixelreihe liegen. Die Tracingfunktion wird wegen der gleichmäßigen Ausleuchtung und Signalstärke an einer Lampenflataufnahme ermittelt. Danach wird sie auf die Objekt- und Eichlinienspektren übertragen, bei denen sich aufgrund der Signalschwächen kein Tracing durchführen läßt. Kritisch ist hierbei eine zwischenzeitliche Bildortverschiebung der Spektren durch mechanische oder thermische Effekte.

3.3.3.1 Bildorientierung

Die Dispersionsrichtung auf dem zweidimensionalen Bild muß vor der Extraktion ermittelt werden. Sie wird in der IRAF-Routine **Specpred** angegeben. Bei INTEGRAL und MPFS waren die Bildorientierungen zueinander verschieden.

3.3.3.2 Tracing mit APALL

In IRAF wird die Tracingfunktion mit der Prozedur **apall** ermittelt. Dazu müssen Parameter (Deskriptoren) in einen Prozedurheader geschrieben werden. Die Deskriptoren, die nicht der Voreinstellung entsprechen, wurden für die Daten wie in Tabelle 3.2 gewählt. Die Spektren liegen bei MPFS dichter zusammen als bei INTEGRAL, da anstelle der 219 Fasern hier 254 ($8+15 \times 16+6$) Fasern auf dem $1k \times 1k$ - Detektor untergebracht sind. Die acht ersten Spektren gehören zu Eichfasern, die ohne Linsenkopplung direkt Licht aus Regionen außerhalb des Rasterfeldes aufnehmen und hier keine Verwendung finden. Die letzten sechs Spektren gehören zu einer hier nicht berücksichtigten 16. Lensletreihe, die nicht vollständig auf dem Chip Platz findet. Die automatische Aperturensuche mit **apall** erwies sich bei MPFS als unzureichend, da an Stellen nicht benutzter Eichfasern (sog. Etalonfasern) Lücken entstanden. Der maximal erwartete Abstand zweier Spektren (*maxsep*) mußte deshalb trotz der enger liegenden Spektren bei MPFS höher sein als bei INTEGRAL. Durch Betrachtung der Bildschnitte senkrecht zur Dispersion wurden die mittleren Abstände benachbarter Spektren bestimmt. Nach visueller Inspektion, Löschen von Fehlidentifikationen sowie manueller Identifikation nicht gefundener Aperturen erfolgte die interaktive Tracingprozedur. Die für die verschiedenen Datensätze verwendeten Extraktionsparameter sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Beim interaktiven Fit eines Spektrums wird ein Residuenplot dargestellt, um die Datenpunkte mit den maximale Abweichungen zu erkennen. Diese Punkte werden bei großer Abweichung aus dem Fit herausgenommen. Der RMS-Wert der Abweichungen wird angezeigt und durch Entfernen der Ausreißer kann dieser Wert unter eine Schranke gebracht werden. Am Ende steht die fertig extrahierte Flataufnahme. Die Tracinginformation wird von IRAF abgespeichert und später auf die anderen Frames übertragen.

Deskriptor	Beschreibung	Wert (MPFS)	Wert (INTEGRAL)
input	Eingabefile	< Flatname >	< Flatname >
output	Ausgabefile	< Flatname >.ms	< Flatname >.ms
referen	Referenzbild	< Flatname >	< Flatname >
interac	Interaktiver Run ?	yes(D)	yes(D)
lower	Untergrenze Abstand vom Zentrum	-1	-2
upper	Obergrenze Abstand vom Zentrum	1	2
width	Profilzentrierweite	1	1.5
radius	Profilzentriradius	3	3
nfind	Anzahl zu findender Spektren	254	219
minsep	Minimale Trennung der Spektren	2	3
maxsep	Maximale Trennung der Spektren	8	6
t_func	Tracingfunktion	legendre(D)	legendre(D)
t_order	Ordnung der Tracingfunktion	3	3
readnoi	Ausleserauschen	6.5 e ⁻ (1997) 3.0 e ⁻ (1998)	5.6 e ⁻
gain	Konversionsfaktor	1.9 $\frac{e^-}{ADU}$ (1997) 1.2 $\frac{e^-}{ADU}$ (1998)	1.7 $\frac{e^-}{ADU}$

Tabelle 3.2: Tracingparameter für Daten beider Instrumente, D: Defaultwert (voreingestellt).

3.3.3.3 Übertragung auf die anderen Frames

Die erneute Anwendung von **apall** ist weniger zeitaufwendig, da keine Interaktion mehr notwendig ist. Die durch die Flataufnahme gewonnene Tracinginformation wird zur Extraktion der Einzelspektren sämtlicher Bilder übertragen. Das Ergebnis der Extraktion einer Objektaufnahme zeigt Abb.3.6 oben: Durchgehende Emissionslinien z.B. vom Nachthimmel erscheinen gekrümmt, da die Wellenlängen noch nicht kalibriert sind.

3.3.4 Wellenlängenkalibration

Hierfür kommen die Linienlampenspektren zum Einsatz. Die Position der Linien der Eichlampe sind in einer Datei angegeben. Zur Anpassung der Wellenlängenskala an jedes individuelle Spektrum müssen Linien der Datei in jedem Einzelspektrum identifiziert werden. Diese Identifikationen dienen dann als Stützstellen für den Fit einer geeigneten Interpolationsfunktion. Drei Schritte sind hierfür erforderlich.

3.3.4.1 Linienidentifikation am ersten Spektrum mit IDENTIFY

Im ersten Schritt wird das erste Spektrum des extrahierten COMP-Frames mit der Linienliste verglichen. Linienlisten zu den Eichlampen sind im NOAO-Paket enthalten (*henear.dat* für HeNeAr-Lampe des MPFS bzw. *cunear.dat* für CuNeAr-Lampe des INTEGRAL). Zwei bis drei Linien werden manuell markiert. Durch diesen groben Anhaltspunkt identifiziert IRAF nach erfolgtem Fit die meisten Linien automatisch. Fehlidentifikationen werden interaktiv gelöscht. Als Fitfunktion wurde durch Tests ein Tschebyscheff-Polynom dritten Grades als geeignet herausgefunden.

3.3.4.2 Linienidentifikation aller Spektren mit REIDENTIFY

Das für das erste Spektrum des Frames erhaltene Ergebnis wird auf die anderen Spektren übertragen. Die Fitschritte aus **identify** werden für jedes Spektrum interaktiv wiederholt. Die Akzeptanzschwelle für Ausreißer lag bei ca. 0.3 bis 0.6 Å Abweichung (je nach Datensatz), was bei vorliegender Dispersion etwa 1/10 bis 1/5 Pixel entspricht. Bis zu 10 gelöschte Features (Ausreißerlinien beim Fit) wurden zugelassen.

3.3.4.3 Wellenlängenkalibration aller Frames mit DISPCOR

Die erreichte Dispersionslösung wird auf alle Bilder übertragen, beginnend mit dem zuvor behandelten Vergleichslinienbild. Nach dieser Prozedur liegen in jedem Bild alle Spektrallinien geradlinig untereinander, vgl. Abb. 3.6 2. Bild von oben. Speziell am blauen Ende ergeben sich in den MPFS-Spektren von 1998 Diskrepanzen, die durch Randeffekte des im Blauen auf wenige Stützstellen aufbauenden Wellenlängenfits erklärt werden können.

3.3.5 Flatfielding

Normalerweise werden in diesem Schritt zwei verschiedene Flataufnahmen verwendet: Ein internes Lampenflat sowie ein Skyflat zur Kalibration der unterschiedlichen Faseraperturen. Aufgrund geringer Qualität der Lampenflats (Reflexe in der Bildebene) in beiden Instrumenten wurden hier nur die Skyflataufnahmen verwendet. Ein größerer statistischer Fehler aufgrund geringerer Bildpegel wurde hierbei toleriert. Um die ADU-Werte der Ausgangsbilder in gleicher Größenordnung zu halten, wurde die Flataufnahme normiert, bevor alle anderen Bilder durch sie dividiert wurden. Hierzu wurde ein eindimensionales, mittleres Spektrum aller Aperturen erzeugt und die Flataufnahme dadurch dividiert. Es resultiert ein auf Werte um 1 normiertes Flat mit deutlich sichtbaren Variationen von Faser zu Faser sowie den Abweichungen vom mittleren Spektrum. Für die spätere Flußkalibration ist entscheidend, daß alle Bilder (d.h. Standardsterne und Objekte) eines Runs durch dasselbe Skyflat korrigiert werden (Flußerhaltung). Auf den ausgegebenen Objektbildern ist im Vergleich zum vorherigen Stadium deutlich erkennbar, daß die Faservariation nun bis auf Residuen verschwunden ist (Abb 3.6, drittes Bild von oben). Das Verfahren läßt sich wie folgt zusammenfassen:

$$Skyflat(Bild) \xrightarrow[\text{scombine(average)}]{} Skyflat(Mittleres Einzelspektrum) \quad , \quad (3.1)$$

$$Normflat = \frac{Skyflat(Bild)}{Skyflat(Mittleres Einzelspektrum)} \quad , \quad (3.2)$$

$$Flatkorrigiertes \ Bild = \frac{Bild}{Normflat} \quad . \quad (3.3)$$

3.3.6 Hintergrundsubtraktion

Der auch als *Sky* bezeichnete Hintergrund setzt sich aus dem kontinuierlichen Sternlicht der Galaxie sowie der irdischen Himmelhelligkeit zusammen. Neben dem Kontinuum sind einige Skylinien der Erdatmosphäre (Airglow) deutlich in den Spektren erkennbar. Die hellsten Linien sind OI (5577), [OI]

(6300) und Na D (5890). Es treten auch schwache, künstliche Linien auf, z.B. die HgI - Linie bei 4358 Å (Massey und Foltz 2000, [73]). Zum Hintergrundabzug stellt IRAF die Prozedur **skysub** zur Verfügung. Nach Eingabe der Skyfasern werden die Spektren dieser Aperturen übereinandergeplottet, so daß Ausreißer (z.B. Spektren mit Cosmics) erkannt und entfernt werden können. Die Spektren werden dann gemittelt und vom angegebenen Objektframe abgezogen. Im Bild zeigt sich dies durch ein Verschwinden des Hintergrundkontinuums sowie der Skylinien, von denen aufgrund ihrer Intensität noch Residuen verbleiben. Zur Auffindung von Skyaperturen wurden zwei verschiedene Techniken getestet:

Berücksichtigung aller von Objektlinien freien Aperturen: Mit dieser Methode der Hintergrundsubtraktion verblieben deutliche Residuen.

Berücksichtigung der unmittelbaren Umgebung: Die Hintergrundfasern wurden um die Silhouette des Emissionslinienobjekts herum ausgewählt, um den objektnahen Hintergrund genauer zu modellieren. Der Hintergrund wurde damit gründlich subtrahiert.

Die Verbesserung der Hintergrundkorrektur mit dem zweiten Verfahren ist ein deutlicher Vorteil der Integral-Field-Methode gegenüber der Spaltspektroskopie. Es zeigte sich, daß vorher vorhandene Restfehler von einigen hundert ADU Größe im aufaddierten Spektrum der Objektfasern verschwanden. Abb. 3.5 verdeutlicht den Vorgang der Aperturawahl.

3.3.7 Flußkalibration und Extinktionskorrektur

Der Gesamtfluß des Standardsterns wird in einem Spektrum aufintegriert. Dieses Spektrum wird mit absolutfotometrischen Flußdaten des Standardsterns verglichen. Es wird eine Empfindlichkeitsfunktion des Gesamtsystems erstellt, so daß eine Flußkalibration der Objektdaten ermöglicht wird. Gleichzeitig wird über die Kenntnis der Zenitdistanz die atmosphärische Extinktion angenähert und berücksichtigt. Für die IRAF-Prozeduren ist es wichtig, einige Daten (Sternzeit, Weltzeit und Luftmasse) in die FITS-Header der Datenfiles einzusetzen, da die Prozeduren diese Angaben für die Abschätzung der atmosphärischen Extinktion aus den Headern übernehmen. Die Luftmasse muß bei Addition mehrerer Aufnahmen gemittelt werden. Ferner muß ein Observatorium im Header angegeben werden, zu dem geografische Koordinaten und ein Extinktionsfile existiert. Während in der IRAF-Observatoriendatei *obsdb.dat* für La Palma ein entsprechendes File existiert, wurde kein Eintrag für das russische Special Astrophysical Observatory (SAO) gefunden. Die zur Luftmassenbestimmung benötigten geografischen Koordinaten des SAO wurden deswegen manuell eingegeben:

```
# SAO (5/2/97)
observatory = "sao"
name = "SAO 6m, Russia"
longitude = -41:26.5
latitude = 43:39:12
altitude = 2070
timezone = -3
```

3.3.7.1 Bestimmung des Standardsternflusses mit STANDARD

Standardsternmeßdaten befinden sich u.a. in den Bibliotheken von IRAF (*onedstds*). Die Struktur dieser Datensätze ist dreispaltig: Wellenlänge [Å], die Helligkeit [mag] sowie die Bandbreite des gemessenen Strahlungsflusses [Å]. Hieraus wird eine Zuordnungstabelle erstellt, in der die Wellenlängen [Å], der

Fluß [erg/(cm² s Å)], die Bandbreite [Å] sowie die korrespondierende ADU-Rate stehen. Die ADU-Rate wurde aus dem aufgenommenen und summierten, eindimensionalen Spektrum des Standardsterns gewonnen. Die Extinktion wird bei dem Flußvergleich berücksichtigt, wobei IRAF die Luftmasse aus den Aufnahmezeitpunkten, Objekt- und Observatoriumskordinaten selbsttätig ausrechnet. Während für La Palma eine Extinktionsdatei vorlag, mußte für die MPFS-Daten als Näherung das Extinktionsfile des Kitt-Peak-Observatoriums (KPNO) verwendet werden, welches auf vergleichbarer Meereshöhe liegt (KPNO: 2120m, Selentchuk: 2070m; La Palma dagegen 2327 m). Die Umrechnung der Standardsternmagnituden zu Flüssen erfolgte gemäß

$$F(\lambda) = F_{\nu 0} \cdot 10^{-0.4 \cdot mag} \left[\frac{erg}{cm^2 s Hz} \right] = F_{\lambda 0} \cdot 10^{-0.4 \cdot mag} \left[\frac{erg}{cm^2 s \text{Å}} \right] \quad (3.4)$$

mit $F_{\nu 0} = 3.68 \cdot 10^{-20} \frac{erg}{cm^2 s Hz}$. $F_{\nu 0}$ ist der Fluß von α Lyr bei 5556 Å und $m=0.0048$. Da die Flüsse in Einheitswellenlängen (1/Å statt 1/Hz) vorliegen, wird $F_{\nu 0}$ noch mit $F_{\lambda 0} = \frac{c}{\lambda^2} F_{\nu 0}$ in $F_{\lambda 0}$ umgerechnet.

3.3.7.2 Bildung der Empfindlichkeitsfunktion mit SENSFUNC

Durch Vergleich zwischen Magnitude und ADU-Wert wird über Interpolation der Wellenlängenstützpunkte eine Empfindlichkeitsfunktion erzeugt. Bei großen Abweichungen muß der Fit korrigiert werden. Die Empfindlichkeitsfunktion wird polynomial angesetzt, wobei Art und Grad des Polynoms wählbar sind. Durch Experimentieren hat sich hier ein Legendrepolynom 16. Grades als günstig herausgestellt, da keine Randeefekte auftraten. Insbesondere das Verhalten verschieden großer Ordnungen ist jedoch einzelfallabhängig.

3.3.7.3 Datenflußkalibration mit CALIBRATE

Die Flußkalibration an den Daten erfolgt während der Extinktionskorrektur für das Objektspektrum, weswegen wie in **standard** ein Extinktionsfile und das Observatorium angegeben sein müssen.

3.3.8 Korrektur der interstellaren Extinktion

Mit der IRAF-Routine **deredden** wird die interstellare Extinktion korrigiert. Ein erster Ansatz sah vor, allein die durch unsere Galaxis in Richtung auf M31 stattfindende Rötung zu korrigieren. Der Algorithmus hierzu geht auf eine Arbeit über die Wellenlängenabhängigkeit der ISM-Extinktion von Cardelli, Clayton und Mathis 1989, [20] zurück. Diese wurde von Arenou et.al. (1992, [4]) auf ein dreidimensionales Modell übertragen. In Abhängigkeit der galaktischen Koordinaten l und b sind dort die Extinktionswerte tabelliert. Für M31 mit $l = 121.2^\circ$ und $b = -21.5^\circ$ ergibt sich die Extinktion bei 5550 Å nach Arenou [4] zu $A_V = 0.2406 \pm 0.0818$.

Allerdings spielt die Rötung innerhalb von M31 eine ebenso große Rolle. Ein auf diese Art entrötetes Spektrum ist deshalb wenig aussagekräftig, da das Licht jedes beobachteten Emissionslinienobjekts einen anderen Weg innerhalb von M31 hat. Die Gesamtextinktion entlang des Sehstrahls zu M31 muß berücksichtigt werden. Dies geschieht über das sog. Balmerdekrement, das Verhältnis zwischen den Flußdichten von H_α und H_β . Extinktion durch das ISM kann beschrieben werden durch

$$A_V = R \cdot E_{B-V} \quad (3.5)$$

mit A_V als Extinktion im V-Band (5550 Å) sowie E_{B-V} als Farbexzeß. R ist dabei vom Sehstrahl abhängig. Die zugrundeliegende Arbeit von Whitford 1958 [112] ergibt für R einen Mittelwert von 3.0 ± 0.2 an. Ein neuerer Wert ist 3.1 ± 0.1 (Savage, Mathis 1979, [97]). Um den Farbexzeß aus dem vorhandenen Spektrum bestimmen zu können, wird das beobachtete Balmerdekrement mit dem theoretischen Wert (ohne interstellare Rötung) verglichen. Theoriewerte wurden für verschiedene Fälle 1971 von Brocklehurst [19] berechnet. Diese Werte hängen von der Elektronentemperatur T_e und der Dichte N_e ab. Annahmen für PN sind die Werte $T_e = 10^4 K$ sowie $N_e = 10^4 cm^{-3}$ (Case-B Rekombination, Stasinska 1992, [103]). Danach beträgt das theoretische Balmerdekrement $D_{th} = 2.86$. Bei hoher Qualität vorhandener Spektren ist es möglich, N_e genauer aus dem Verhältnis der Intensitäten der [SII]-Linien bei 6716 Å und 6731 Å zu bestimmen (Osterbrock 1989, [79], S. 134 sowie Abb. 3.1) Da diese Linien dicht beieinanderliegen, kann interstellare Extinktion vernachlässigt werden. Bei Sichtbarkeit beider Linien kann aus ihnen ein zuverlässiger Wert für das theoretische Balmerdekrement gewonnen werden. Das logarithmische Balmerdekrement D_L bestimmt sich aus

$$D_L = \frac{1}{-f(\lambda)} \log \left(\frac{H_\alpha/H_\beta}{D_{th}} \right) = \frac{1}{0.35} \log \left(\frac{H_\alpha/H_\beta}{D_{th}} \right) , \quad (3.6)$$

wobei $f(\lambda)$ der frequenzabhängige Extinktionsteil ist, welcher für H_α nach Osterbrock [79] einen Wert von -0.35 besitzt. Das logarithmische Balmerdekrement wird in **deredden** nach einem Leastsqarefit (Kaler, Lutz 1985) [59] in die Extinktion A_V umgewandelt:

$$A_V = R D_L (0.61 + 0.024 D_L) . \quad (3.7)$$

Die Anwendung der Extinktionsfunktion auf das Spektrum ergibt sich aus

$$E(\lambda) = A_V + \frac{E_{B-V}}{1200} (5550 - \lambda) = \left(R + \frac{5550 - \lambda}{1200} \right) E_{B-V} . \quad (3.8)$$

Jeder spektrale Flußwert wird mit $10^{0.4 E(\lambda)}$ multipliziert:

$$F_{Obj,D} = F_{Obj} 10^{0.4 E(\lambda)} . \quad (3.9)$$

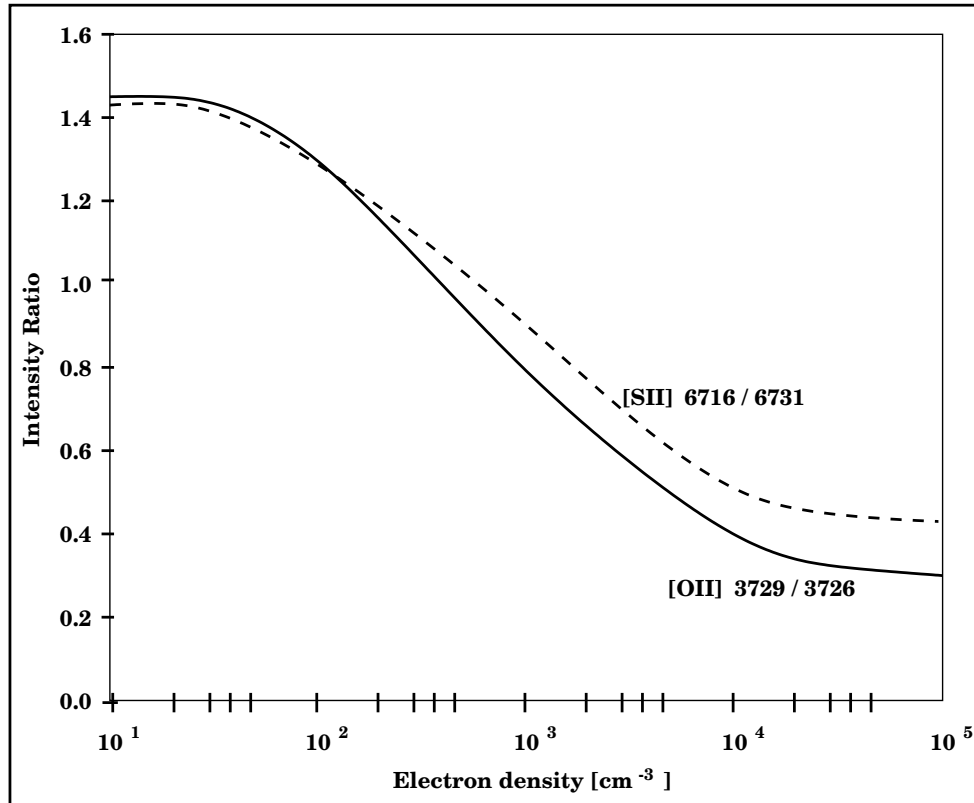


Abbildung 3.1: Aus der Rekombinationstheorie errechnete Linienverhältnisse abhängig von N_e für $T_e = 10^4 K$. Die Temperaturabhängigkeit ist gering, der horizontale Maßstab streckt sich um $\sqrt{10^4/T_e[K]}$. (Grafik nach Osterbrock 1989, [79], S.134).

3.3.9 Linienflußmessung

Diese geschieht mit **SPLIT**. Diese Prozedur ist eine universelle Routine zur Darstellung von Spektren. Neben der Lokalisierung von Objektspektren ermöglicht sie die Ermittlung von Linienflüssen. Hierzu wird aus dem extinktionskorrigierten Spektrum durch Summierung aller Objektaperturen ein Einzelspektrum erzeugt.

Mit **SPLIT** lassen sich die Linien auf zwei verschiedene Arten vermessen:

1. Einzellinienvermessung über Gaußschen Linienfit.
2. Trennung nahe zusammenstehender Linien (*deblending*) mit Ausgabe der Parameter aller beteiligten Komponenten.

Ausgegeben werden neben anderen Größen der Linienschwerpunkt und der Fluß innerhalb der Linie. Ein Problem des Verfahrens ist die Subjektivität beim Markieren der Liniengrenzen, da der Verlauf des Kontinuums nicht immer eindeutig abschätzbar ist. Um dieses Problem zu umgehen, kann man die Linienvermessung mehrmals durchführen und mitteln (Jacoby 1999, [56]) oder das durch einen Fit angenäherte Kontinuum abziehen. Der Kontinuumsfit des Deblendingmodus von **splot** setzte das Kontinuum bereits

im Spektrum deutlich sichtbar zu hoch an, wodurch sich im Verhältnis zu den Einzellinienfits systematisch geringere Linienflußwerte ergaben. Deswegen wurde auf diese Option verzichtet. Problematisch bleibt die Subjektivität der Abschätzung, wo im Rauschen die Linie anfängt. Durch Glättung des Kontinuums treten die Linien deutlicher aus diesem hervor. Ihre Grenzen lassen sich zuverlässiger bestimmen. Hierzu wurde eine IDL-Prozedur erstellt, die an das Spektrum ein Polynom angefügt. Alle mehr als die Standardabweichung abweichenden Werte (Linien und grobes Rauschen) werden aus dem Fit herausgenommen und der Fit iterativ wiederholt. Nach mehreren Iterationen wird das Spektrum an den Stellen, wo keine Linien oder starke Störpeaks sind, auf den lokalen Fitwert gesetzt. Hierdurch wird das Linienprofil in Kontinuumshöhe angeschnitten und eindeutig markiert. In der Praxis muß durch probeweises Anfitzen herausgefunden werden, wie gut das Polynom das restliche Kontinuum im Spektrum ersetzt. Das Ergebnis ergibt Flüsse, die den Literaturwert sehr nahe kommen und auf etwa 5 % reproduzierbar sind. Deswegen wird in der vorliegenden Reduktion für jede Linienflußbestimmung der Weg über die Kontinuumsglättung gegangen.

3.4 Signal- und Rauschanalyse

Das den Detektor erreichende Signal gehorcht der Poissonstatistik: Das Photonenrauschen ist proportional zur Wurzel der detektierten Photonenzahl. Die Detektorelektronik vergrößert diesen Wert um das Ausleserauschen (RON für *Read Out Noise*) und liefert in ADU (*Analog Digital Units*) diskretisierte Meßwerte. Der Konversionsfaktor κ ist ein Maß für die Anzahl von Elektronen, die ein ADU ergeben. Die Fehler pflanzen sich in den einzelnen Arbeitsschritten verschiedenartig fort. Um die Fortpflanzung des statistischen Fehlers zu verstehen, wird im Folgenden ein einzelnes Pixel betrachtet, in dem N Photonen detektiert werden. Ein Problem der Fehlerrechnung bei CCD-Daten ist die starke Abhängigkeit von der Signalgröße, in die viele Faktoren einfließen. Es wurde deswegen eine IDL-Prozedur erstellt, mit der zu den Bildern korrespondierende Fehlerbilder (im Folgenden als *Fehlerframes* bezeichnet) generiert werden. Diese sind vom gleichen Format wie das jeweilige Datenbild und beinhalten den statistischen Fehler eines jeden Datenpixels. Die Fehlerframes werden als FITS-File abgespeichert und für nachfolgende Schritte wieder eingelesen. Hierdurch wird eine zuverlässige Bestimmung des statistischen Fehlers durch alle Arbeitsschritte bis zu den Linienflüssen gewährleistet (Cardiel 1998, [21]). Systematische Effekte werden durch Abweichungen des im Endergebnis gemessenen Fehlers von den Fehlerframes erkennbar.

3.4.1 Biasmediansubtraktion

Der Biaspegel kann für ein Einzelbild als konstant vorausgesetzt werden, Variationen über ein Einzelbild wurden bei den Biasaufnahmen nicht festgestellt. Da für die Biassubtraktion der Median aus dem Overscan verwendet wurde, tritt lediglich ein Rundungsfehler auf. Der Median wurde aus Stabilitätsgründen (Unempfindlichkeit gegenüber Störungen wie z.B. Cosmics) anstelle des Mittelwerts verwendet. Daß ein größerer Fehler auftritt, kann ausgeschlossen werden: Bei einem Ausleserauschen von $\text{RON} < 10$ ADU ergeben sich für ein auf 1 ADU zuverlässiges Ergebnis eine Mindestpixelzahl von 100. Beim Biasstrimming wurden mehrere tausend Pixel berücksichtigt. Es zeigte sich beim Vergleich der Medianwerte verschiedener Bilder des Runs keine größere Variation als 1 ADU, was durch die Rundung erklärt wird. Der entstehende Fehler ist damit ± 0.5 ADU. Zusammen mit dem Ausleserauschen und dem Poisson-

fehler ergibt sich das Rauschen des biasreduzierten Rohbildes zu

$$\Delta N = \kappa \sqrt{\frac{N}{\kappa^2} + RON + \frac{0.5}{\kappa}} \quad , \quad (3.10)$$

wobei das RON bereits in Photonen vorliegt, während die Poisson- und Biasfehler erst durch Division durch κ in Photoneneinheiten übergehen. Das Endergebnis ΔN ist in ADU ausgedrückt. RON und κ werden aus den FITS-Header der jeweiligen Frames gelesen. Da der systematische Rundungsfehler gegenüber dem Poissonfehler vernachlässigbar (unter 1 ADU) ist, wird er im Folgenden fortgelassen.

3.4.2 Mittelung

Bilder, die mehrfach und ohne zwischenliegende Teleskopverschiebung vorhanden waren, wurden gemittelt. Entsteht durch die Mittelung von m Frames der Mittelwert N_m , so verringert sich das Rauschen ΔN_m um \sqrt{m} .

3.4.3 Extraktion

Die Extraktion erfolgt ungewichtet. Mit dem Tracing unter **apall** wird interaktiv für jedes Spektrum die Position des Bildschwerpunktes auf dem CCD als Funktion der Wellenlänge bestimmt. Anschließend werden die Flüsse von n Pixeln um den jeweiligen Schwerpunkt senkrecht zur Dispersion addiert. Der in einem Pixel zusammengefaßte Wert der n Bildelemente wird wie ein Einzelpixel mit n -fachem Ausleserauschen behandelt. Für das Fehlerframe wurden alle bisherigen Schritte zusammengefaßt zu:

$$\Delta N_{ext} = \kappa \sqrt{\frac{N_{ext}}{\kappa^2} + nRON} \quad . \quad (3.11)$$

3.4.4 Wellenlängenkalibration

Zu jedem Spektrum wird eine Funktion an bekannte Linien aus der Eichlampenaufnahme angefitet. Danach erfolgt eine Linearisierung, so daß in jedem Pixel ein gleich großes Wellenlängenintervall abgedeckt wird. Durch dieses Rebinning wird jeder Wellenlängenbereich gestreckt oder gestaucht, wobei sich die ADU-Rate in jeweiligen Pixel ändert. Hierdurch verändert sich der Poissonfehler. In der Praxis wurden die linienkalibrierten Aufnahmen eingelesen und wie extrahierte Rohdaten behandelt. Der Fehler in der Wellenlängenbestimmung selbst wurde nicht weiter verfolgt, da keine kinematischen Untersuchungen stattfanden und wegen der geringen Eichlinienzahl im Blauen keine genaue Kalibration erwartet wurde.

3.4.5 Flatfielding

Bei dem bereits in Abschnitt 3.3.5 beschriebenen Verfahren wird in drei Schritten vorgegangen:

Mittelung : Die Mittelung des Skyflatspektrums über alle n Aperturen bedeutet für das jeweils dem gleichen Wellenlängenbin zugeordnete Pixel der i -ten Apertur mit dem Inhalt F_i ADU:

$$\bar{F} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n F_i \quad (3.12)$$

mit dem resultierenden Fehler

$$\Delta \bar{F} = \frac{\kappa}{n} \sqrt{\frac{n \bar{F}}{\kappa} + n RON^2} \quad . \quad (3.13)$$

Normierung : Alle Spektren des Skyflats werden durch das gemittelte Spektrum geteilt, der Wert und der Fehler eines Pixels der i-ten Apertur ergeben sich zu:

$$F_{norm,i} = \frac{F_i}{\bar{F}} \quad , \quad \Delta F_{norm,i} = \sqrt{\left(\frac{\Delta F_i}{\bar{F}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{F} \cdot F_i}{\bar{F}^2}\right)^2} \quad (3.14)$$

Division : Teilen eines Objektpixels der ADU-Rate N durch das Flatpixel:

$$N_{flat} = \frac{N}{F_{norm}} \quad , \quad \Delta N_{flat} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{F_{norm}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_{norm} \cdot N}{F_{norm}^2}\right)^2} \quad (3.15)$$

Die Schritte wurden in der IDL-Fehlerframeprozedur implementiert. Für das Flatstadium werden wieder Fehlerframes abgespeichert.

3.4.6 Hintergrundsubtraktion

Von jedem Objektframepixel wird ein Mittelwert von m Skyaperturen abgezogen:

$$N_{sky,j} = N_{flat,j} - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m N_{flat,i} \quad , \quad i \neq j. \quad (3.16)$$

Der resultierende Fehler ist

$$\Delta N_{sky,j} = \kappa \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{flat,j}}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{\kappa m} \sum_{i=1}^m (\Delta N_{flat,i})^2} \quad . \quad (3.17)$$

3.4.7 Flußkalibration

Aperturen, die Fluß des Standardsterns enthalten, werden aufsummiert. Die Referenzwerte des Standardsternfiles werden in der IRAF-Prozedur **standard** damit verglichen. Neben dem Rauschen der Standardsterndaten (welches durch Berücksichtigung eines größeren Bandpasses $\Delta\lambda$ reduziert wird) gibt es den Fehler Δm der Standardsternkalibrierung. Er wurde aus den Publikationen der jeweiligen Standardsternmessungen entnommen:

Standardsterne	Quelle	Δm [mag]	Bemerkungen
BD+284211, G191B2B Feige 34, Feige 110	Oke 1990 [78]	+0.04 ± 0.02	Systematischer Fehler von 0.04 mag
Hiltner 600	Hamuy 1992 [41]	0.01	
Feige 24, SP030561	—	0.02	Keine Quellen, Annahme wie bei Oke 1990 [78], ohne systematische Abweichung.

Damit ergibt sich nach Umrechnung der Magnituden in Flüsse für kleine Abweichungen ⁷ ein relativer Fehler von

$$\left| \frac{\Delta F}{F} \right| = 10^{0.4 \Delta m} - 1 \quad . \quad (3.18)$$

In **sensfunc** wird der Faktor C zwischen gemessenen ADU-Werten und dem Standardstern-Referenzfluß (in $\frac{erg}{cm^2 s \AA}$) gebildet:

$$C = 2.5 \log \frac{N_{sstar}}{t F_{sstar} \Delta \lambda} + AE \quad . \quad (3.19)$$

N_{sstar} ist der beobachtete und F_{sstar} der Referenzfluß, t die Belichtungszeit und $\Delta \lambda$ die spektrale Bandbreite in Angström, innerhalb der der Referenzfluß gemessen wurde. A ist die Luftmasse, E die Extinktion pro Luftmasse. Die Extinktionskorrektur wird für Standardstern und Objekt durchgeführt, so daß sich Abweichungen der atmosphärischen Transmission vom Extinktionsfile teilweise aufheben ⁸. Da keine Extinktionsdaten für die MPFS-Daten vorlagen, wurden die des vergleichbar hoch (2120 statt 2070 Meter) gelegenen Kitt-Peak-Observatoriums verwendet. Ein Vergleich der KPNO-Extinktionsdaten (h=2120m) mit Daten vom Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO, h=2215m) ergaben im Spektralbereich zwischen 4000 Å und 6000 Å eine zwischen 5 und 11 % höhere Extinktion am CTIO. Die Extinktion auf La Palma (h=2327m) ist im gleichen Spektralbereich um 20 bis 33 % geringer. Neben der Meereshöhe gehen offenbar andere Faktoren in die lokale Extinktion ein. Da SAO und KPNO nicht nur vergleichbar hoch liegen, sondern auch kontinental sind, erschien die Annahme der KPNO-Extinktionsdaten angebracht. Da der statistische Fehler von E sehr klein ist und auch die Luftmasse hinreichend genau bestimmt, wird der statistische Gesamtfehler in der atmosphärischen Extinktion klein. Luftmasse und Extinktion werden deshalb als fehlerfrei angenommen. Als Luftmasse wurde der Mittelwert aller Belichtungen eingesetzt ⁹. Der Kalibrationsfehler ist folglich

$$\Delta C = \frac{2.5}{\ln 10} \sqrt{\left| \frac{\Delta N_{sstar}}{N_{sstar}} \right|^2 + \left| \frac{\Delta F_{sstar}}{F_{sstar}} \right|^2} \quad . \quad (3.20)$$

In **sensfunc** wird aus der gemessenen ADU-Rate im Objektspektrum N_{Obj} und der Kalibrationskonstanten C die kalibrierte Flußrate F_{Obj} des Objektspektrums gebildet. Dies geschieht im gleichen Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$ wie das des Eichsterns.

$$F_{Obj} = \frac{N_{Obj}}{t \Delta \lambda} \cdot 10^{0.4(AE-C)} \quad . \quad (3.21)$$

t ist die Objektbelichtungszeit, $\Delta \lambda$ die spektrale Dispersion pro Pixel und A die Luftmasse des Objekts. Der Fehler des kalibrierten Objektflusses ist

$$\frac{\Delta F_{Obj}}{F_{Obj}} = \sqrt{\left| \frac{\Delta N_{Obj}}{N_{Obj}} \right|^2 + \frac{1}{\Delta \lambda} \left| \frac{\Delta N_{sstar}}{N_{sstar}} \right|^2 + \left| \frac{\Delta F_{sstar}}{F_{sstar}} \right|^2} \quad . \quad (3.22)$$

Hierin sind sowohl Fehler der unkalibrierten ADU-Rate als auch die Kalibrationsfehler enthalten. Der $\frac{1}{\Delta \lambda}$ - Term berücksichtigt, daß N_{sstar} einen Mittelwert über das Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$ darstellt.

⁷Dies ist wegen der Abweichung der logarithmischen von der linearen Normalverteilung eine Näherung.

⁸Bei gleicher Luftmasse von Objekt und Eichstern ist diese Aufhebung komplett.

⁹IRAF rechnet sonst mit der Anfangsluftmasse des ersten Bildes. Hieraus würde sich ein mit der Gesamtbelichtungszeit wachsender systematischer Fehler ergeben.

3.4.8 Korrektur der interstellaren Extinktion

Der kalibrierte Fluß F_{Obj} wird dazu mit $10^{0.4 E(\lambda)}$ multipliziert (Gleichung 3.9). Der relative Fehler des extinktionskorrigierten Objektflusses $F_{Obj,D}$ ist

$$\frac{\Delta F_{Obj,D}}{F_{Obj,D}} = \sqrt{\left| \frac{\Delta F_{Obj}}{F_{Obj}} \right|^2 + |\ln(2.5) \Delta E(\lambda)|^2} \quad (3.23)$$

mit

$$\Delta E = \sqrt{\left| \Delta E_{B-V} \left(R + \frac{5550 - \lambda}{1200} \right) \right|^2 + |E_{B-V} \Delta R|^2} \quad (3.24)$$

Während ΔR nach Savage 1979 [97] 0.1 beträgt, errechnet sich der Fehler von E_{B-V} über Gleichung 3.7 aus dem logarithmischen Balmerdekrement D_L (Gleichung 3.6) mit

$$\Delta D_L = \frac{1}{f(H_\alpha)} \sqrt{\left| \frac{\Delta f(H_\alpha)}{f(H_\alpha)} \log \left(\frac{D}{D_{th}} \right) \right|^2 + \left| \frac{\Delta D}{D \ln(10)} \right|^2 + \left| \frac{\Delta D_{th}}{D_{th} \ln(10)} \right|^2} \quad (3.25)$$

D ist das gemessene Balmerdekrement ($\frac{F(H_\alpha)}{F(H_\beta)}$), D_{th} das theoretische (2.86, sofern nicht aufgrund anderer N_e -Bestimmung davon abweichend). Der Fehler der Dekrementmessung ist aus der Unvollkommenheit der Flußbestimmung herleitbar, während die Fehler in den theoretischen Werten D_{th} sowie $f(\alpha)$ von den Modellannahmen abhängen. Letztere Fehler wurden vernachlässigt, da sie nicht ohne weiteres quantisierbar sind. Systematische Ergebnisabweichungen können Konsequenz der Modellannahmen sein. Hier wird der reine Meßfehler von D betrachtet:

$$\frac{\Delta D}{D} = \sqrt{\left| \frac{\Delta H_\alpha}{H_\alpha} \right|^2 + \left| \frac{\Delta H_\beta}{H_\beta} \right|^2} \Rightarrow \Delta D_L = \frac{1}{|f(\lambda)| \ln(10)} \sqrt{\left| \frac{\Delta H_\alpha}{H_\alpha} \right|^2 + \left| \frac{\Delta H_\beta}{H_\beta} \right|^2} \quad (3.26)$$

Der Fehler des Endergebnisses errechnet sich aus Gleichung 3.23. Eine IDL-Prozedur ermittelt, sofern H_α und H_β gemessen werden konnten, nach Eingabe des aus den bereits extinktionskorrigierten Linien bestimmten Balmerdekrements den Fehler der Extinktionskorrektur. Bei geringem Signal/Rausch-Verhältnis ist der Meßfehler des Dekrements hoch, so daß der Fehler der Extinktionskorrektur die Gesamtfehlerstatistik aller Linien dominiert.

3.5 Analyse der einzelnen Beobachtungen

Beim ersten beobachteten Objekt PN 276 ($m_{5007} = 20.48$ nach Ciardullo 1989, [23]) fiel eine für PN in M31 unerwartete Ausdehnung auf. Aus diesem Grund wurde PN276 verstärkt beobachtet. Hier wird er neben einem weiteren Objekt (PN29) schwerpunktmäßig untersucht.

3.5.1 MPFS-Beobachtungen von 1997

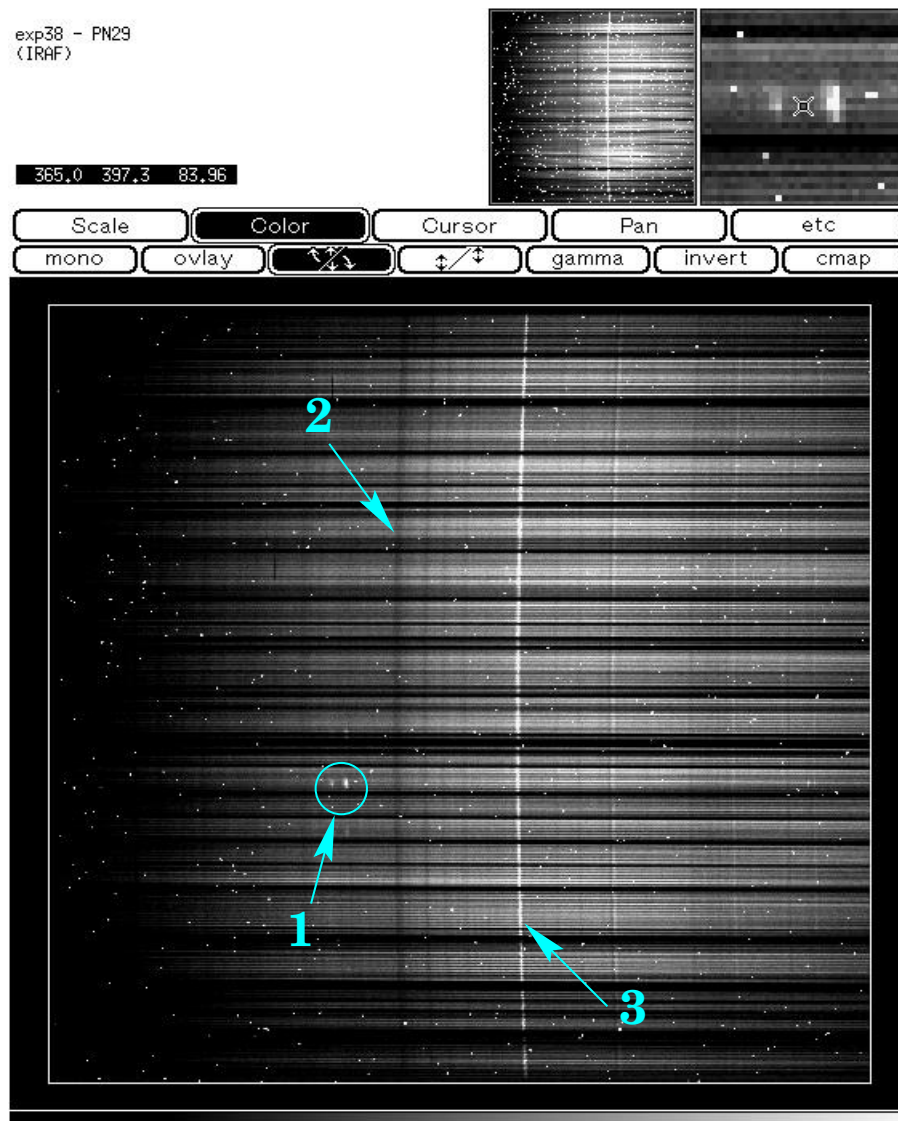


Abbildung 3.2: Rohbild von PN276: Die Spektren liegen untereinander, teils fehlen sie oder ihre Intensität ist gering. (1): Emissionslinien vom Objekt (OIII_{4959} , OIII_{5007}), im Fenster oben rechts vergrößert. (2): Absorptionslinien (Atmosphäre, Instrument), (3): Atmosphärische Emissionslinie (Airglow) bei OI_{577} . Streulicht (deutlich im Fenster oben links) und Cosmics (weiße Pixel) sind erkennbar.

Diese Beobachtung war der erste Einsatz des MPFS-Instruments¹⁰. Die Faserkopplung war unpräzise, teilweise wichen die Faserpositionen zu stark von den Brennpunkten der Mikrolinsen ab. Die betreffenden Spektren fehlen oder sind im Rohbild nur schwach sichtbar. Im 1200 s lang belichteten Rohbild von PN276 (Abb. 3.2) ist dies erkennbar. Der Faserblock wurde 1998 ausgetauscht. In Tab.3.3 sind die erhaltenen Daten verzeichnet.

Log-Bez. #	Name	Art	t_{start} [Zonenzeit]	t_{exp} [s]	ZD [°]	Gitterstellung
G08635	comp35	Neon	00:33:58	30	28	2796.0
G08638	exp38	Obj.:PN29	01:35:58	1200	40	2796.0
G08639	exp39	Obj.:PN29	01:58:31	1200	44	2796.0
G08640	exp40	Obj.:PN29	02:21:28	1200	48	2796.0
G08642	comp42	Neon	02:46:11	30	28	2796.0
G08646	exp46	Obj.:PN276	03:35:22	900	60	2796.0
G08647	exp47	Obj.:PN276	03:53:21	900	63	2796.0
G08648	comp48	Neon	04:10:36	30	28	2796.0
G08649	sstar49	Hiltner 600	04:20:42	60	42	2796.0
G08650	sstar50	Hiltner 600	04:23:55	60	42	2796.0
G08663	blank63	Skyflat	00:33:58	30	28	2854.0
G08664	blank64	Skyflat	00:33:58	30	28	2854.0
G08665	flat65	Lampenflat	06:30:58	60	28	2797.0
G08666	flat65	Lampenflat	06:33:55	60	28	2797.0
G08667	flat65	Lampenflat	06:38:48	60	28	2797.0

Tabelle 3.3: MPFS-Daten der Nacht vom 06. zum 07. November 1997.

In dieser Nacht betrug das Seeing 1.5". Das verwendete Gitter hat 600 Linien/mm und befand sich in unveränderter Stellung, mit Ausnahme der beiden Skyflats und (mit geringer Abweichung) der Lampenflats. Deshalb ist mit den Skyflats lediglich Aperturwichtung möglich. Die Lampenflats enthielten starkes Streulicht und waren nicht für das Flatfielding geeignet. Aufgrund der besseren Photonenstatistik wurden sie für das Tracing benutzt.

3.5.1.1 Rohbildkorrekturen

Das Format der Rohframes ist mit 1034×1034 Pixeln in beiden Koordinaten um 10 Pixel größer als der CCD-Chip. Wie in Abs. 3.3 beschrieben, wurde der Overscan durch Biastrimming entfernt und gleichzeitig der Biaslevel abgezogen. Der Overscan war schlecht erkennbar und wurde nicht vollständig entfernt. Die ca. 15000 Pixel der entfernten Sektion reichen aus, um einen zuverlässigen Biasmedian zu erhalten (Diskussion in Abs. 3.4.1). Der subtrahierte Biasmedianwert ist mit 29 ADU gering. Im nächsten Schritt wurden gleichartige Bilder zusammengefaßt, wobei die Cosmics entfernt wurden. Es ergaben sich die Arbeitsbilder der Tabelle 3.4.

¹⁰Es gab einen Vorgänger, der nach dem TIGER-Prinzip arbeitete und durch den linsenrastergekoppelten Spektrografen ersetzt wurde.

Addierte Bilder	Resultat	Bemerkungen
flat65, flat66, flat67	flat	
comp35, comp42, comp48	comp	
blank63, blank64	blank	
sstar49, sstar50	sstar600	Hiltner 600
exp38, exp39, exp40	pn29	PN 29
exp46, exp47	pn276	PN 276

Tabelle 3.4: Arbeitsbilder nach Biaskorrektur, Addition und Cosmicefernung.

3.5.1.2 Extraktion

Die IRAF-Prozedur **apall** wurde mit den in 3.3.3 genannten MPFS-Parametern ausgeführt. Problematisch waren die Aperturzuordnungen: Die automatische Suche der Aperturen war ineffizient, da viele Fasern im senkrecht zur Dispersion erfolgten Plot kaum sichtbar waren (Abb. 3.3). Sie wurden interaktiv markiert. Von den 240 Fasern wurden 226 Fasern gefunden. Nach Markierung der Aperturen wurde das Flatbild interaktiv getraced. Die Objekt-, Standardstern-, Skyflat- und Eichlampenaufnahmen wurden auf dieser Grundlage extrahiert.

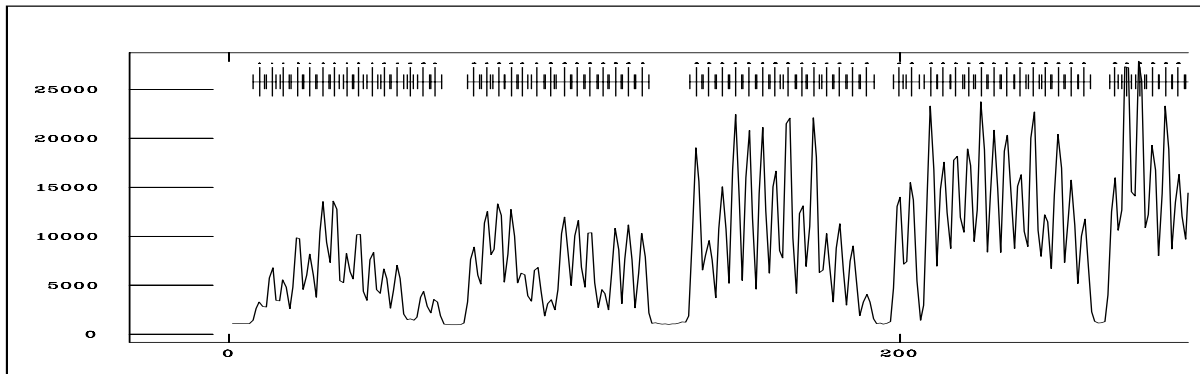


Abbildung 3.3: Ausschnitt aus Plot senkrecht zur Dispersion. Die Variationen von Faser zu Faser sind stark. Die meisten Aperturen mußten interaktiv markiert werden.

3.5.1.3 Wellenlängenkalibration

Diese wurde mit dem Eichlampenframe interaktiv (Prozeduren **identify** und **reidentify**) durchgeführt. Anhand einer Linienliste wurden für HeNeAr-Licht einige Linien (bei 5015.675 Å, 5852.4878 Å, 5875.618 Å und 6402.246 Å) identifiziert und von Hand markiert. Nach einem ersten Fit wurden die weiteren Linien von IRAF automatisch erkannt. Die Lösung des ersten Spektrums wurde unter interaktiver Kontrolle auf die anderen Spektren übertragen und die gefundene Tracinglösung mit **dispcor** auf alle anderen Frames angewendet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.6 als zweites Bild von oben dargestellt. Gleiche Wellenlängen liegen untereinander.

3.5.1.4 Flatfielding

Da die Skyflats mit leicht verstelltem Gitter aufgenommen wurden, wurde eine reine Aperturwichtung vorgenommen¹¹. Dazu wurde aus dem zweidimensionalen Skyflat ein gemittelttes Spektrum erstellt. Durch Division des Flatbildes durch dieses Spektrum wurde ein normiertes Flat gewonnen (Abb. 3.4). Dieses weist keine Wellenlängenabhängigkeit mehr auf, sondern ergibt für jede Apertur je nach Helligkeit einen Wert um Eins. Objekt- sowie des Standardsternframes wurden durch das Normflat dividiert und damit die unterschiedlichen Empfindlichkeiten der Aperturen kompensiert. Das dritte Bild von oben in Abb. 3.6 zeigt kaum noch Schwankungen in der Aperturausleuchtung. Dafür entsteht in Aperturen mit ineffizienter Faserkopplung ein deutliches Rauschen, besonders deutlich im unteren Teil des Bildes erkennbar.

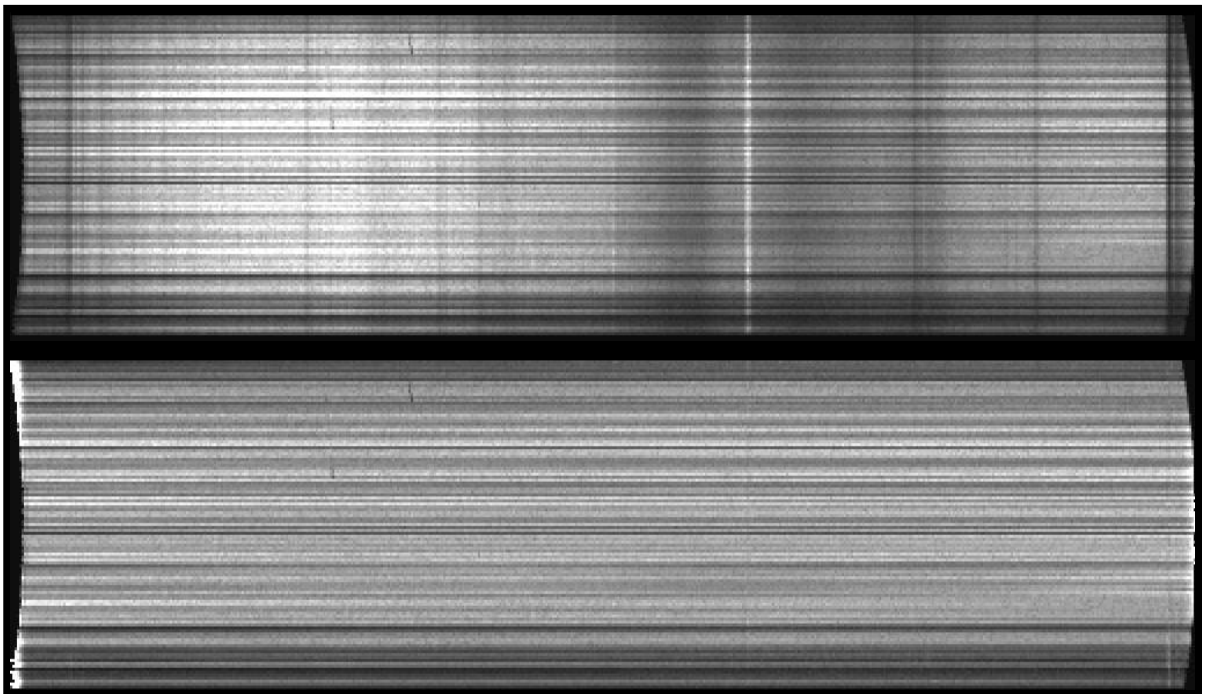


Abbildung 3.4: Das Skyflat verliert bei Division durch seinen Mittelwert die Wellenlängenabhängigkeit.

3.5.1.5 Skysubtraktion

Ein bedeutsamer Vorteil der Integral-Field-Methode ist, daß bei Punktquellen bzw. Objekten kleiner Ausdehnung der Hintergrund rund um die Quelle bekannt ist und so optimal abgezogen werden kann. Die Anzahl der Skyaperturen sollte mindestens so groß sein wie die Wurzel der Anzahl von Objektaperturen (Gilmore, Wyse 1992, [38]). Eine Abschätzung nach oben ist die Wurzel aller Aperturen (16 bei MPFS, 15 bei INTEGRAL). Tatsächlich wurden mehr Hintergrundaperturen einbezogen. Der Hintergrund besteht aus dem Kontinuum von M31 sowie dem Nachthimmelsbeitrag. Die Emission des Nachthimmels

¹¹Die λ -Abhängigkeit wird durch die Flußkalibration geeicht.

(*Airglow*) findet durch Eigenemission der Erdatmosphäre hauptsächlich in den sog. Skylinien statt. Die hellsten Skylinien sind HgI (4358), OI (5577), Na D (5891) und [OI] (6300). Um die Objektaperturen auszuwählen und die Hintergrundaperturen zu bestimmen, wurden aus den Spektren in einer Emissionslinie (bzw. beim Standardstern im Kontinuum) monochromatische Bilder des Objekts bzw. Eichsterns erzeugt. Kritisch ist die exakte Zuordnung der einzelnen Rasterelemente, da das Faserbündel viele Totfasern besitzt. Statt der 240 Aperturen werden lediglich 226 gefunden. Bei der Extraktion traten Unregelmäßigkeiten in der Numerierung der Spektren auf. Durch eine IDL-Prozedur mußte die Zuordnung der gefundenen Spektren zu den Bildelementen hergestellt werden. Dabei war zu beachten:

- Jede 16. Faser war eine Lücke (Hier nicht benutzte Eichfaser).
- Identifizierte, tote Fasern wurden bei der Numerierung übersprungen.
- Nicht identifizierte tote Fasern wurden mitnumeriert.
- Eine Faser wurde zweimal extrahiert. An der entsprechenden Stelle mußte ein Sprung in der Numerierung erfolgen.

Alle genannten Fälle wurden berücksichtigt. Der Numerierung liegt ein 16×16 - Raster zugrunde, welches unten links mit 1 beginnt (Abb. 3.5). Da die Bildinformation auf ein 15×16 - Raster beschränkt ist, bleibt die rechte Spalte leer. Hier befinden sich Eichfasern für spezielle Zwecke, die in allen vorhandenen Aufnahmen unbeleuchtet sind. Die IRAF-Aperturnumerierung greift in dieses Schema ein. Von **apall** übersprungene Totfasernummern sind im Zuordnungsraster in Abb. 3.5 unten rechts dünn gedruckt, während dick gedruckte Aperturen tatsächlich extrahierte Spektren markieren. Nicht identifizierte Fasern sind mit *-1* gekennzeichnet. Die erhaltene Zuordnung läßt sich in ein Bild umwandeln. Die beiden Nebel wurden im Licht der $[OIII]_{5007}$ -Linie dargestellt, der Standardstern in einem Teilbereich seines Kontinuums. Abb. 3.5 zeigt die Objektbilder. Deutlich treten die Störungen des unvollkommenen Faserbündels als schwarze Bildelemente hervor. Die Objekt- und Skyaperturen wurden durch Aufsummieren der Objektbereiche bestimmt, wobei im Zweifelsfall Randaperturen mitgezählt wurden. Die Skybereiche umgrenzen diese Objektzonen in einem Ring mit einem nicht verwendeten Bildelement als Zwischenraum. Hierdurch soll verhindert werden, daß ein schwacher Objektfluß vom Randbereich als Hintergrund vom Objekt abgezogen wird. Die gefundenen Aperturen sind in Tab. 3.5 verzeichnet. Die Apertur Auswahl ist in Abb. 3.5 am Beispiel von PN 276 veranschaulicht. Das Ergebnis der Hintergrundsubtraktion zeigt Abb. 3.6 unten. Der Kontinuumshintergrund ist weitgehend verschwunden. Neben den PN-Linien treten Artefakte hervor. Besonders die Subtraktion der hellen Skylinien hinterläßt Residuen. Diese Stellen sind gegenüber instrumentellen Instabilitäten empfindlich, da die Skylinien besonders schmal und intensiv sind. Kleinste Verschiebungen der Wellenlänge z.B. durch Durchbiegungen zwischen Flat- und Objektaufnahme machen sich sofort bemerkbar.

Objekt	Zone	Aperturen
PN 276	OBJECT SKY	22-24,36-40,52-57,68-74,85-90,101-106,115-119, $\Sigma = 34$. 4,5,12,13,19,29,34,44,50,60,66,76,82,92,98, 111,121,127,137,143-153, $\Sigma = 30$.
PN 29	OBJECT SKY	81,96-98,110,111, $\Sigma = 6$. 47-52,68,84,100,113,129,140-145, $\Sigma = 16$.
Hiltner 600	OBJECT SKY	52-57,68-73,84-89,100-105,114-118,131-134, $\Sigma = 29$. 19-28,34,43,50,59,66,75,82,91,98,107,111,120,127, 136,143,152,159-168, $\Sigma = 34$.

Tabelle 3.5: Objekt- und Hintergrundaperturen beider PN und des Eichsterns.

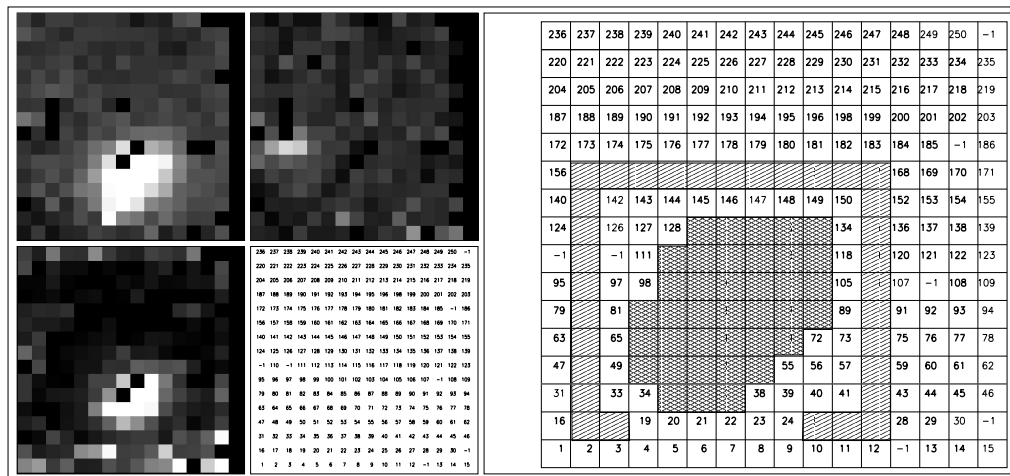


Abbildung 3.5: Aus der Faserzuordnung (unten Mitte) erhaltene Bilder von PN276 (oben links) und PN29 (oben Mitte) in der [OIII]₅₀₀₇-Linie. Unten links Hiltner 600 im Kontinuum. Mit der Zuordnungstabelle werden Objekt- und Skyfasern bestimmt und der Hintergrund subtrahiert. Rechts Auswahl von Objekt(doppelt schraffiert)- und Skyaperturen (einfach schraffiert) bei PN 276. Abbildungsmaßstab 0".5 / Bildelement.

3.5.1.6 Flußkalibration

Alle Objektaperturen des Standardsterns wurden zu einem eindimensionalen Spektrum aufsummiert. Einige Headereinträge mußten geändert werden (Belichtungszeit, Zeitangaben, Luftmasse). Diese Angaben sind für die automatisch erfolgende Korrektur der atmosphärischen Extinktion notwendig. Als atmosphärische Extinktion wurde die des KPNO eingesetzt, wie bereits in Abschnitt 3.3.7.1 erwähnt. Die Belichtungszeiten und Luftmassen wurden über den Zeitraum, in dem die addierten Frames gewonnen wurden, gemittelt. Erkennbar ist in Tab. 3.6 die hohe Luftmasse im Fall von PN 276. Dies ist neben der Annahme der KPNO-Extinktion für das SAO eine mögliche Quelle systematischer Fehler.

Objekt	UT	ST	AIRMASS
PN276	03:35:22	06:26:10	2.1741
PN29	01:35:58	04:26:27	1.4506
Hiltner 600	04:20:42	07:11:38	1.3444

Tabelle 3.6: Gemittelte Uhrzeiten und Luftmassen der Objekt- und Eichsternaufnahmen.

STANDARD Mit dem aus der IRAF-Bibliothek stammenden Eichsternfile für Hiltner 600 (Hamuy 1992, [41]) ergab sich beim Fit des Standardsternspektrums das Bild 3.7. Die Referenzmessung wurde an das Spektrum angepaßt und eine Zuordnungstabelle zwischen Referenzmagnitude und gemessener ADU-Rate erstellt. Es zeigte sich ein starkes Artefakt am blauen Ende des Spektrums, weswegen Standard- und Objektspektren auf den auswertbaren Bereich des Spektrums (4035 bis 6765 Å) eingeschränkt wurden.

SENSFUNC Mit der unter STANDARD erstellten Zuordnungstabelle wurde die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit bestimmt. Im Bild 3.8 sind die Arbeitsschritte erkennbar: Oben links die atmosphärische Extinktionskurve, unten links die instrumentelle Empfindlichkeit mit einem starken Abfall zum Blauen (Quanteneffizienz CCD, Optiktransmission) und einen leichteren zum Roten (Gittereffizienz außerhalb des Blazewinkels). Als Fitfunktion für die Empfindlichkeitskurve wurde eine Legendrefunktion 16. Ordnung verwendet. Die maximalen Abweichungen betragen etwa 0.05 mag, was ca. 5 % entspricht. Auf das Standardsternspektrum angewendet zeigt sich der zum Blauen hin ansteigende Kontinuumsverlauf des heißen B-Sterns.

CALIBRATE Die Objektframes wurden mit der Empfindlichkeitsfunktion flußkalibriert. Zur Bestimmung des Balmerdekrement (Korrektur der interstellaren Extinktion) wurden die Spektren der Objektaperturen beider Bilder zu Summenspektren aufaddiert. Die noch nicht rötungskorrigierten Spektren von PN276 und PN29 sind in Abb. 3.9 in der oberen Reihe abgebildet. Am kurzwelligen Ende sind die Spektren aufgrund geringer instrumenteller Empfindlichkeit stark verrauscht. Es wurde versucht, das Rauschen durch ausschliessliche Addition der hellsten Objektspektren (Tab. 3.7) zu unterdrücken (Abb. 3.9 unten). Diese Maßnahme erbrachte nur eine marginale Rauschunterdrückung bei gleichzeitigem Verlust der Information über den Absolutfluß (Tab. /reffluxfrel). Die Methode wurde nicht weiter verfolgt.

Summenspektrum	Aperturen
pn276_frel.md	22,37-39,53-55,69-72,85,87-89,102
pn29_frel.md	96-98

Tabelle 3.7: Auswahl der Aperturen des hellsten Objektflusses für beide PN.

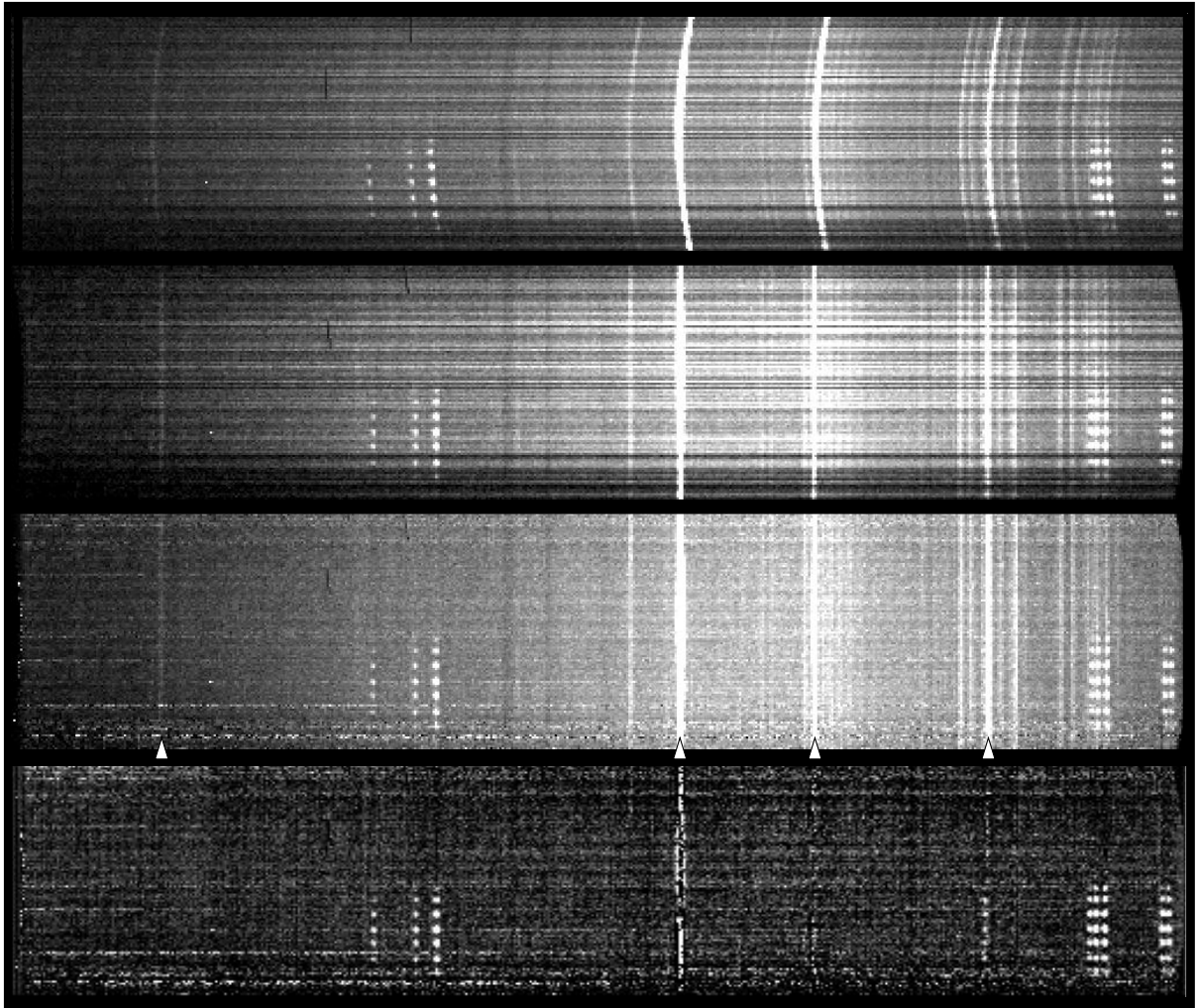


Abbildung 3.6: Von der Extraktion zur Skysubtraktion: Von oben nach unten extrahierte, wellenlängenkalierte, flatfieldkorrigierte und hintergrundsubtrahierte Spektren von PN276. Einige Skylinien sind im flatfieldkorrigierten Bild markiert: V.l.n.r.: HgI (4358), OI (5577), Na D (5891), [OI] (6300). Hintergrundsubtraktion macht die [OI]₆₃₀₀-Linie von PN276 sichtbar.

Objekt	Spektralbereich	$RMS_{all} [10^{-17} \frac{erg}{cm^2 s}]$	$RMS_{bright} [10^{-17} \frac{erg}{cm^2 s}]$
PN 29	4200 - 4800 Å	9.9	1.7
	5600 - 6000 Å	7.2	4.8
PN 276	4200 - 4800 Å	30.7	20.1
	5600 - 6000 Å	9.7	6.2

Tabelle 3.8: RMS-Werte beider PN-Aufnahmen in zwei verschiedenen Spektralbereichen, RMS_{all} für alle Aperturen, RMS_{bright} für die Summe der hellsten Spektren aus Tab. 3.7.

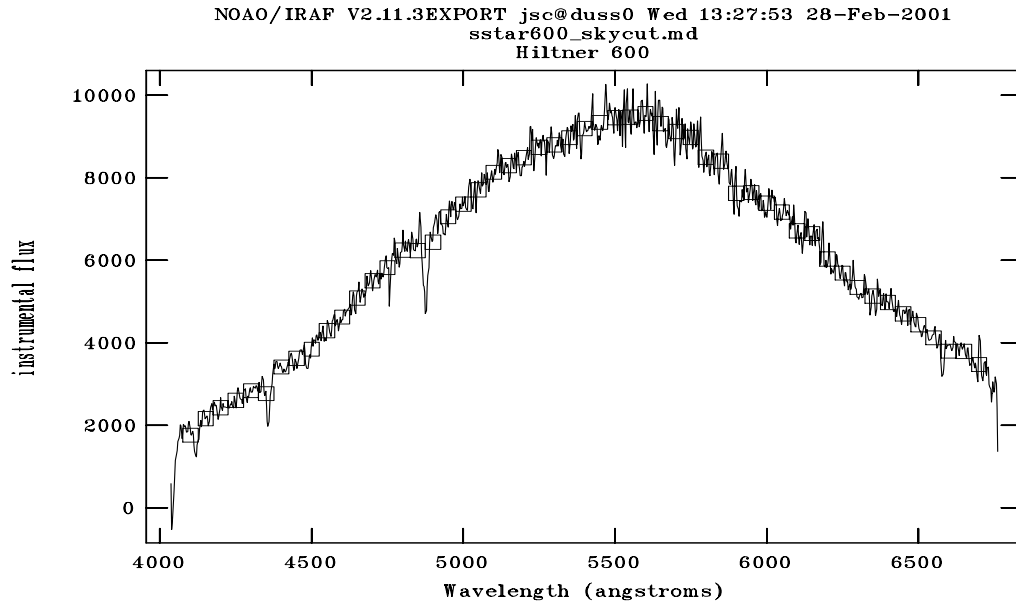


Abbildung 3.7: Spektrum von Hiltner 600 zwischen 4035 und 6765 Å. Fit der Literaturwerte an das Spektrum. Das Kontinuum ist mit der Systemempfindlichkeit multipliziert.

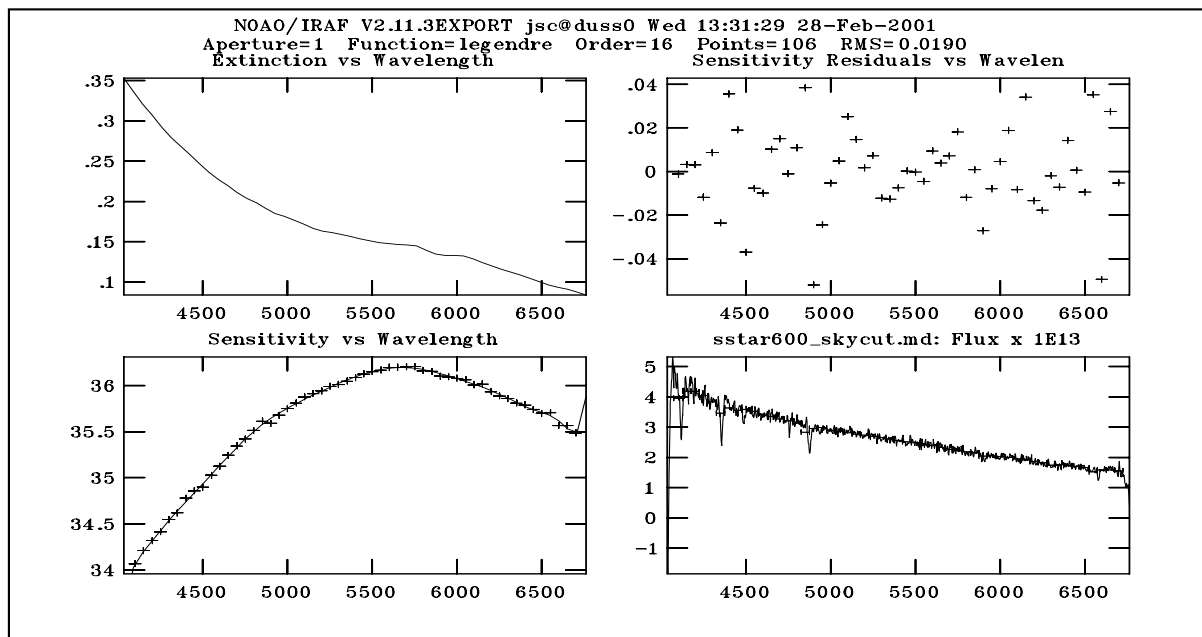


Abbildung 3.8: Empfindlichkeitsfunktion: Links oben Extinktionskurve, unten Gesamtempfindlichkeit. Oben rechts Residuen der Interpolation, unten Anwendung auf den Standardstern.

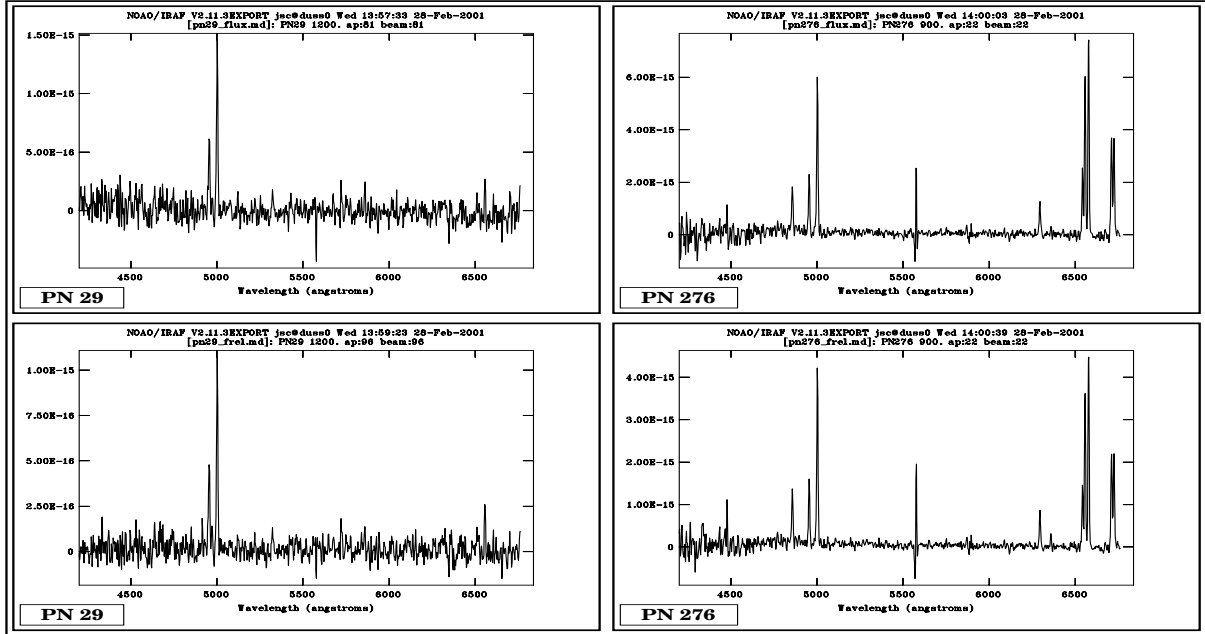


Abbildung 3.9: Objektspektren nach Flußkalibration. Oben alle, unten nur hellste Aperturen.

3.5.1.7 Interstellare Extinktionskorrektur

Objekt	λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
PN 276	4857.45	H_β	1.89	1	11.5	$m_{5007} = 19.43$
	4954.79	$[OIII]_{4959}$	1.64	1.01	8.5	
	5002.75	$[OIII]_{5007}$	5.41	2.86	4.2	
	6295.60	$[OI]_{6300}$	1.20	0.63	11.2	
	6360.00	$[OI]_{6360}$	0.22	0.12	37.4	
	6542.49	$[NII]_{6548}$	2.01	1.06	7.0	
	6557.39	H_α	5.24	2.77	5.0	
	6578.19	$[NII]_{6584}$	6.52	3.45	5.2	
	6710.89	$[SII]_{6716}$	3.58	1.89	10.5	
	6725.60	$[SII]_{6731}$	3.36	1.78	8.2	
PN 29	4955.48	$[OIII]_{4959}$	0.60	-	7.8	$m_{5007} = 20.91$
	5002.10	$[OIII]_{5007}$	1.38	-	4.6	
	6557.45	H_α	0.25	-	15.4	

Tabelle 3.9: Erhaltene Linienflüsse in $F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$ und relativ zu H_{beta} ($F_{\lambda,rel} [F_\lambda(H_\beta)]$).

In den PN276-Spektren sind das Balmerdekrement und das Schwefellinienverhältnis $\frac{I(SII_{6716})}{I(SII_{6731})}$ meßbar. Die Bestimmung der Linienflüsse erfolgte nach Kontinuumsglättung der Spektren. Bei miteinander

verschmelzenden Linien wurden die Flüsse nach Deblending errechnet, wobei die Linienprofile als überlagerte Gaußprofile behandelt und aus der Maximalintensität jeder Linie ihr Beitrag zur Überlagerung ermittelt wurde. Entsprechend gewonnene Linienflüsse sind in den folgenden Tabellen mit dem Vermerk *deblended* gekennzeichnet. Bei PN29 sind lediglich die beiden Nebuliumlinien bei 4959 und 5007 Angström sowie H_α sichtbar. Auch die Beschränkung auf die hellsten Objektspektren zwecks Rauschunterdrückung macht keine weiteren Linien sichtbar, weswegen eine Extinktionskorrektur nicht möglich war. Tabelle 3.9 enthält alle gemessenen Linienflüsse mit ihren statistischen Fehlern (siehe Abs. 3.4.7). Die Flüsse sind absolut ($F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$) und relativ zu H_β ($F_{\lambda,rel}[F_\lambda(H_\beta)]$) angegeben.

Extinktionskorrektur von PN276: Das gemessene Balmerdekrement bestimmt sich aus Tab. 3.9 zu $D = 2.77$. Der theoretische, nicht durch Extinktion verfälschte Wert D_{th} wird aus dem Schwefellinienverhältnis $[SII]_{6716}/[SII]_{6731} = 1.07$ (Abschnitt 3.3.8) gewonnen. Aus Abb. 3.1 ergibt sich $N_e = 4.5 \cdot 10^2 cm^{-3}$, was sich die von Brocklehurst 1971 [19] errechneten Werte für D_{th} gemäß Tab. 3.10 einordnet.

T_e	$N_e = 10^2 cm^{-3}$	$N_e = 10^4 cm^{-3}$	$N_e = 10^5 cm^{-3}$	$N_e = 10^6 cm^{-3}$
$5 \cdot 10^3 K$	3.032	3.003	2.968	2.919
$10^4 K$	2.859	2.847	2.831	2.807
$2 \cdot 10^4 K$	2.744	2.740	2.732	2.724

Tabelle 3.10: Balmerdekremente verschiedener Temperaturen und Dichten. Brocklehurst 1971.

Da die N_e - Abhängigkeit nicht sehr stark ist, wurde ohne Interpolation die Spalte für $N_e = 10^2 cm^{-3}$ angenommen. Bei einer Elektronentemperatur von $T_e = 10^4 K$ ergibt sich $D_{th} = 2.86$, was höher ist als der gemessene Wert $D=2.77$. Dies läßt sich mit einer höheren Elektronentemperatur erklären. Mit $T_e = 2 \cdot 10^4 K$ folgt $D_{th}=2.744$. Nach Gleichung 3.6 (Abs. 3.3.8) ergibt sich die logarithmische Extinktion zu $D_L = 0.014$. Diese wurde in **deredden** zur Extinktionskorrektur verwendet. Das endgültige Spektrum von PN 276 zeigt Abb. 3.10. Die in diesem Spektrum gemessenen Linienflüsse sind in Tabelle 3.11 aufgeführt. Das neue Balmerdekrement stellt sich nicht bei 2.74, sondern bei 2.79 ein. Dieser Befund führte zu einer Korrektur der Extinktionsbestimmung in Abschnitt 3.5.4.1. Die relativen Fehler der Flüsse (vgl. Abs. 3.4.8) beziehen sich nicht auf die Modellannahmen. Der durch die Extinktionskorrektur entstandene Fehler dominiert die Gesamtfehlerstatistik. Dies liegt an der großen Unsicherheit im gemessenen Balmerdekrement (12.5%). Abb. 3.11 demonstriert das Anwachsen des Gesamtflußfehlers für alle 10 Linien in Abhängigkeit von der Unsicherheit des Balmerdekrements, für die Werte zwischen einem und 20 Prozent angenommen wurden. Für eine zuverlässige Deutung der Linienverhältnisse ist ein präzise bestimmtes Balmerdekrement sehr wichtig, da sonst wie im vorliegenden Fall der Fehler durch die Extinktionskorrektur dominiert.

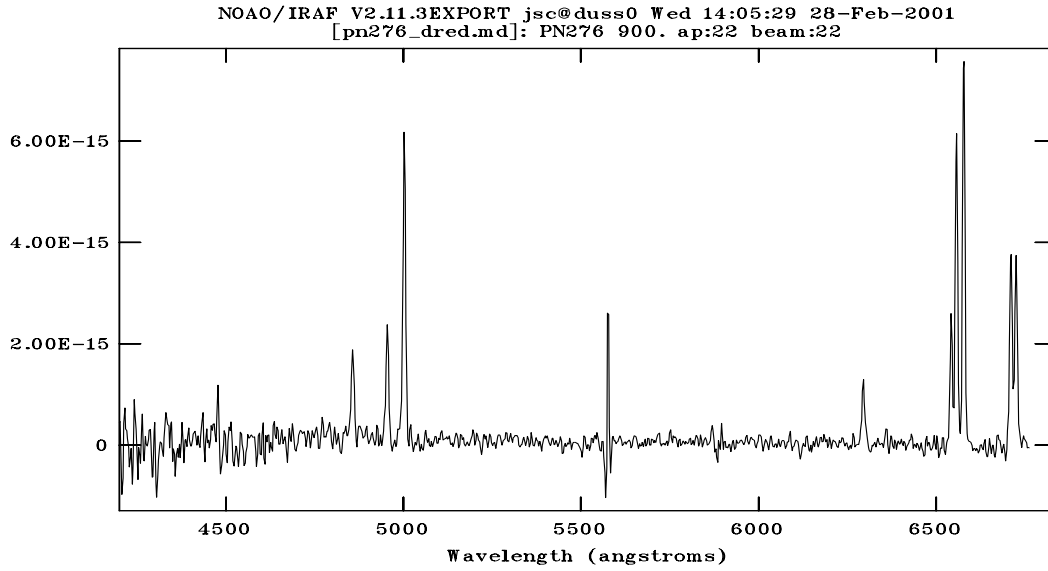


Abbildung 3.10: Extinktionskorrigiertes Spektrum von PN 276.

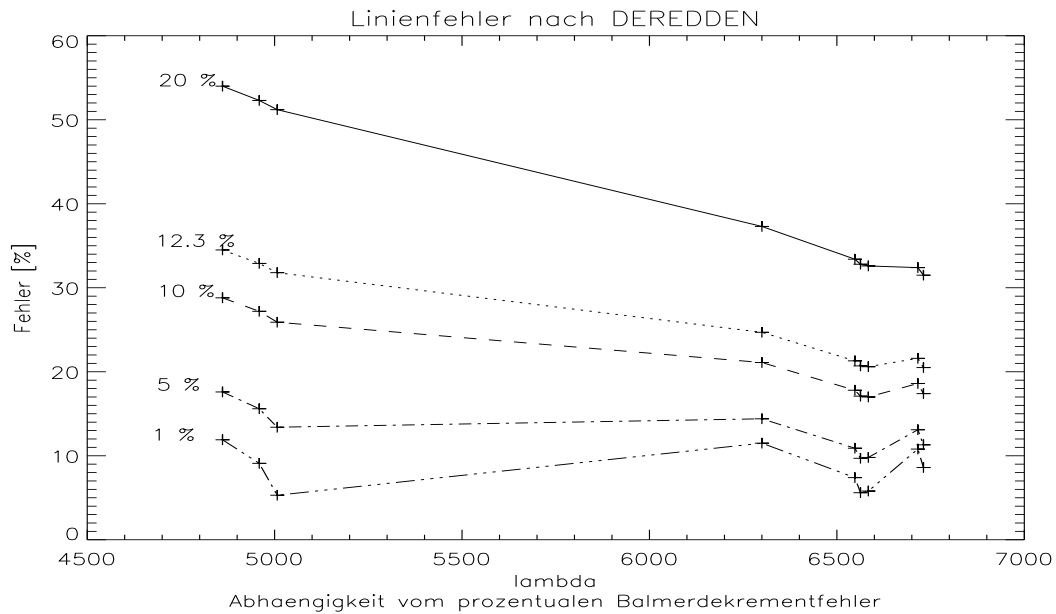


Abbildung 3.11: Abhängigkeit des Linienflußfehlers (Tab. 3.9) vom Fehler der Balmerdekrementbestimmung. Neben dem gemessenen Fehler von 12.3 % wurden Werte von 1, 5, 10 und 20 % angenommen. Zum gleichen Dekrementfehler gehörende Werte sind verbunden.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	F_λ	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
4857.44	H_β	1.93	1	33.7	
4954.81	[OIII] ₄₉₅₉	1.90	0.98	32.2	
5002.75	[OIII] ₅₀₀₇	5.51	2.85	31.0	$m_{5007} = 19.41$
6295.56	[OI] ₆₃₀₀	1.22	0.63	24.1	
6359.99	[OI] ₆₃₆₃	0.23	0.12	42.9	
6542.57	[NII] ₆₅₄₈	2.05	1.06	20.8	deblended mit H_α
6557.37	H_α	5.38	2.79	20.1	deblended mit [NII] ₆₅₄₈
6578.18	[NII] ₆₅₈₄	6.65	3.45	20.0	einzelne gemessen
6710.90	[SII] ₆₇₁₆	3.67	1.90	21.2	deblended mit [SII] ₆₇₃₁
6725.59	[SII] ₆₇₃₁	3.45	1.79	20.0	deblended mit [SII] ₆₇₁₆

Tabelle 3.11: Extinktionskorrigierte Linienflüsse von PN276 in $F_\lambda [10^{-14} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}]$ und relativ zu H_{beta} ($F_{\lambda,rel}[F_\lambda(H_\beta)]$).

3.5.2 MPFS-Beobachtungen von 1998

Die Daten von 1998 wurden mit einer verbesserten Version des Faserkoppellements zwischen Linsenarray und Pseudospalt gewonnen. PN 29 und PN 276 wurden in je einer Nacht beobachtet. Es wurde dasselbe Gitter (600 Linien/mm) verwendet. Die Reduktion beider Objektdaten geschah analog zu denen der Beobachtungen von 1997.

- PN 29: Nacht vom 21. auf 22. September 1998
 Wolkenlos, Seeing 1.5 bis 2 Bogensekunden. Die gesamte zweite Nachthälfte wurde für PN29 verwendet, Gesamtbelichtungszeit 8400 s.

Log-Bez. #	Name	Art	$t_{start}(Ortszeit)$	$t_{exp}[s]$	ZD [°]	Gitterstellung
G11628	comp28	Neon	01:41:04	30	35	2878.0
G11629	sstar28	BD+284211	01:44:11	120	36	2878.0
G11630	flat30	Flat	01:48:54	300	36	2878.0
G11631	flat31	Flat	01:56:03	300	38	2878.0
G11639	exp39	Obj.:PN29	02:37:02	1200	9	2878.0
G11640	exp40	Obj.:PN29	02:58:36	1200	12	2878.0
G11641	exp41	Obj.:PN29	03:20:09	1200	16	2878.0
G11643	comp43	Neon	03:43:57	30	21	2878.0
G11644	exp44	Obj.:PN29	03:46:35	1200	21	2878.0
G11645	exp45	Obj.:PN29	04:08:13	1200	25	2878.0
G11647	exp47	Obj.:PN29	04:31:52	1200	29	2878.0
G11648	exp48	Obj.:PN29	04:55:40	1200	34	2878.0
G11649	exp49	Obj.:PN29	05:17:13	1200	37	2878.0
G11650	sstar50	Feige 24	06:06:14	60	51	2878.0
G11651	sstar51	Feige 24	06:08:55	60	51	2878.0
G11652	comp52	Neon	06:12:07	30	52	2878.0
G11655	blank55	Skyflat	06:23:24	120	53	2878.0
G11656	blank56	Skyflat	06:27:01	120	54	2878.0
G11659	flat59	Skyflat	07:04:46	300	60	2878.0
G11660	flat60	Skyflat	07:11:27	300	61	2878.0

Tabelle 3.12: Rohdaten von PN29 aus der Nacht vom 21. September 1998.

- PN 276: Nacht vom 18. auf 19. September 1998
 Wolkenlos, Seeing etwa 1 Bogensekunde. Gesamtbelichtungszeit 2400 s.

Log-Bez. #	Name	Art	t_{start} (Ortszeit)	t_{exp} [s]	ZD [°]	Gitterstellung
G11333	exp33	Obj.: PN276	04:43:55	1200	34	2895.0
G11334	exp34	Obj.: PN276	05:05:32	1200	38	2895.0
G11335	sstar35	Feige24	05:43:12	120	49	2895.0
G11336	comp36	Neon	05:43:12	30	50	2895.0
G11339	blank39	Skyflat	05:53:45	120	51	2895.0
G11340	blank40	Skyflat	05:57:40	120	52	2895.0
G11341	flat41	Flat	06:27:50	300	56	2895.0
G11342	flat42	Flat	06:39:53	300	61	2895.0

Tabelle 3.13: Die Rohdaten von PN 276 aus der Nacht vom 18. September 1998.

3.5.2.1 Rohbildkorrekturen

Diese umfassen wiederum das Biastrimming und die Mittelung gleichartiger Frames bei simultaner Cosmicientfernung. Auch wurden gleichartige Bilder zusammengefaßt:

- PN 276:

Addierte Bilder	Resultat	Bemerkungen
flat41, flat42	flat	Lampenflat
comp36	comp	HeNe-Eichung
blank39, blank40	blank	Skyflat
sstar35	sstar35	Feige 24
exp33, exp34	exp	PN 276

- PN 29: Beide Standardsterne wurden verwendet, um die Flußkalibration auf ihre Zuverlässigkeit zu überprüfen.

Addierte Bilder	Resultat	Bemerkungen
flat30, flat31, flat59, flat60	flat	Lampenflat
comp28, comp43, comp52	comp	HeNe-Eichung
blank55, blank56	blank	Skyflat
sstar50, sstar51	sstar24	Feige 24
sstar29	sstar28	BD+284211
exp39, exp40, exp41, exp44, exp45, exp47, exp48, exp49	exp	PN 29

3.5.2.2 Extraktion und Wellenlängenkalibration

Durch die verbesserte Faserkopplung sind die 15 Gruppen á 16 Fasern in den Flatfieldbildern deutlich erkennbar (Abb. 3.12 im Vergleich mit Abb. 3.3). Es gibt keine toten Fasern, die Faservariation ist geringer und der Fluß höher. Die ersten acht im Bild nicht nummerierten Fasern gehören zu einem neuen Areal an Skyfasern außerhalb des Linsenarrays, zu dem sich noch sechs weitere Fasern am Spaltende gruppieren. Diese Fasern wurden hier nicht verwendet. Der Randabfall der Gruppenintensität ist gleichgeblieben. Die Wellenlängenkalibration verlief analog zu der Linienkalibration aus den 1997er MPFS-Daten und war unproblematisch.

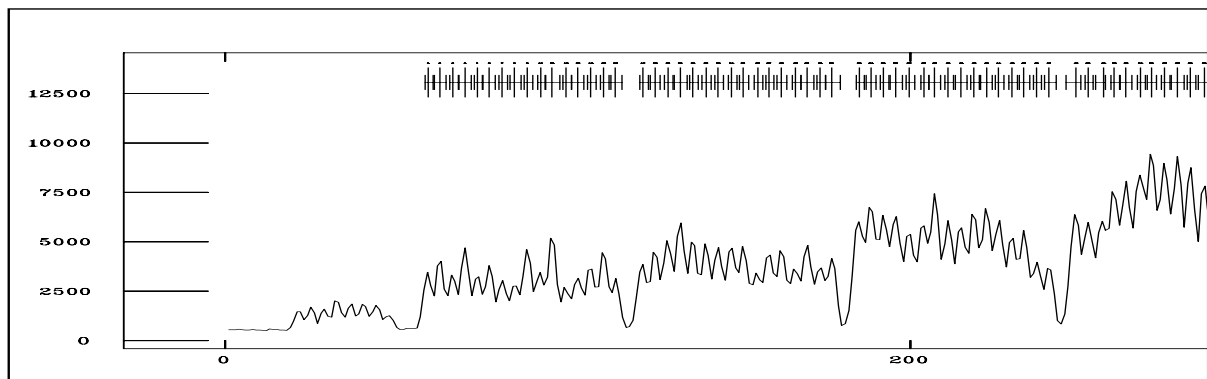


Abbildung 3.12: Gemitteltetes Skyflat senkrecht zur Dispersion geplottet.

3.5.2.3 Flatfielding

Wiederum erfolgte reines Aperturflatfielding mit den Skyflats (vgl. Abs. 3.3.5). Durch die geringeren Faservariationen zeigt das Ergebnis erwartungsgemäß weniger Rauschen.

3.5.2.4 Hintergrundsubtraktion

Von jedem PN wurde ein monochromatisches Bild in $[OIII]_{5007}$ erstellt, während für die Standardsterne das Gesamtkontinuum aufintegriert wurde. Die Zuordnung der Aperturen war wesentlich einfacher als bei den Daten aus dem Vorjahr. In den monochromatischen Bildern fällt die Abwesenheit von Totfasern auf (Abb. 3.13 und 3.14).

- PN 276: In Abb. 3.13 zeigt der Standardstern eine elongierte Form. Es kann sich hierbei um einen Nachführfehler oder eine Defokussierung verbunden mit Astigmatismus handeln. Durch diesen Fehler geht Absolutfluß am Feldrand verloren. Nach der Standardsternaufnahme wurde das Teleskop neu fokussiert. PN 276 zeigt im Vergleich zu PN29 aus Abb. 3.14 eine Ausdehnung.
- PN 29: Hier ist ein Bildgradient erkennbar. PN29 wird durch ein Emissionsgebiet im Hintergrund umschlossen, dessen Intensität nach rechts unten zunimmt. Eine Hintergrundmittelung aus Aperturen, die das Objekt umschließen, ergibt eine realistischere Korrektur als nur Werte aus zwei

gegenüberliegenden Feldpunkten. Hierauf wird in Abschnitt 3.5.2.5 nochmals eingegangen. Die Möglichkeit, den Hintergrund rund um das Objekt sehen zu können, macht einen wesentlichen Vorteil dieser Beobachtungstechnik aus.

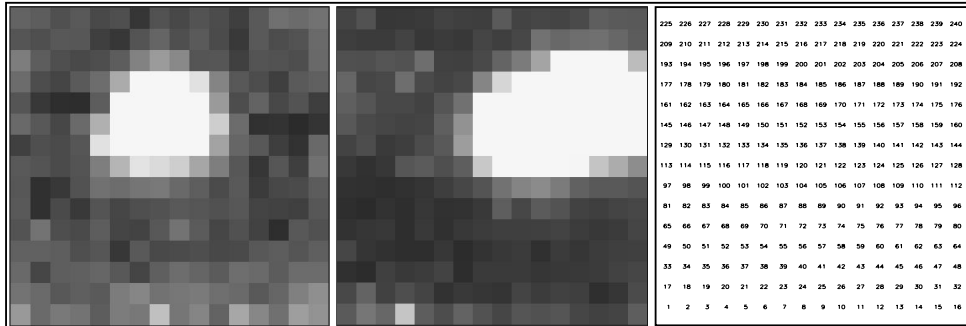


Abbildung 3.13: Bilder zur Hintergrundsubtraktion. Links PN276 bei $[OIII]_{5007}$, Mitte Kontinuum von Feige 24, rechts Zuordnung der Spektren. Maßstab $0''.5$ pro Element.

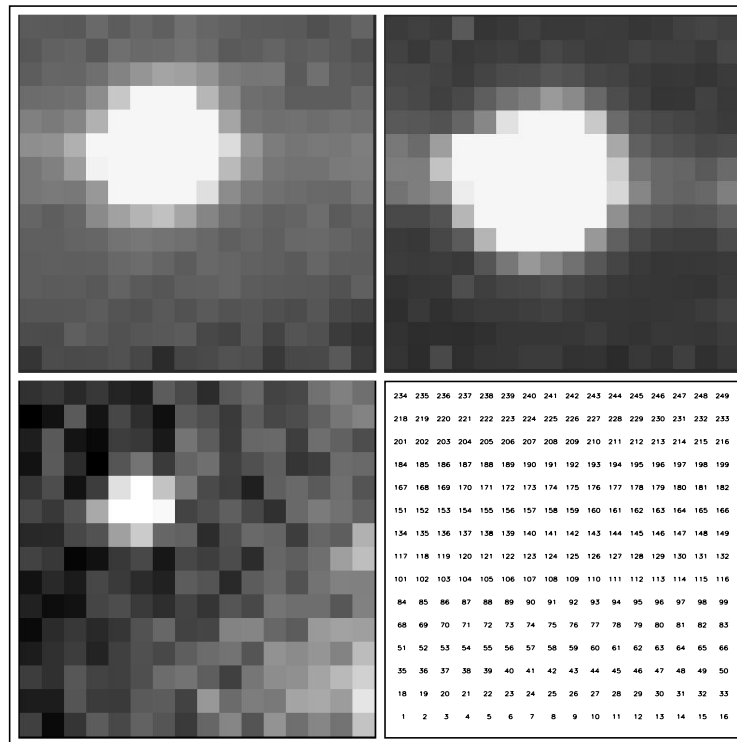


Abbildung 3.14: Oben Feige 24 (links) und BD +284211 (rechts) im Kontinuum, unten PN29 in der $[OIII]_{5007}$ -Linie und Aperturuordnung. Maßstab $0''.5$ pro Element.

In der Tabelle 3.14 sind die Objekt- und Hintergrundaperturen aufgeführt. Wieder wurden Aperturen mit schwachem Linienfluß zum Objekt gezählt und eine Lücke zum umschließenden Ring der Hintergrundaperturen gelassen, um die Absolutflüsse nicht zu verfälschen.

Nacht	Objekt	Zone	Aperturen
1998 09 18	PN 276	OBJECT	117-123,133-139,149-155,166-171, 182-187,199-201 $\Sigma = 36$.
		SKY	83-93,99,109,115,125,131,141, 147,157,163,173,179,189,195, 205,211,221,227-237 $\Sigma = 38$.
	Feige 24	OBJECT	105-109,120-128,135-144,151-160,167-176, 184-192,201-208,219-224 $\Sigma = 67$.
		SKY	71-80,86,87,101,102,117,133,149,165, 181,197,198,214,215,231-240 $\Sigma = 33$.
1998 09 21	PN 29	OBJECT	138,139,154-157,171-173 $\Sigma = 9$.
		SKY	102-109,118,125,135,142,152,159,168, 175,185,186,192,202-209 $\Sigma = 27$.
	BD+284211	OBJECT	72-78,87-94,104-162,167-178, 188-193 $\Sigma = 90$.
		SKY	35-48,51,52,63-66,68,69,80-83,180-182, 197-199,201-203,212-216,218-231 $\Sigma = 54$.
	Feige 24	OBJECT	104-109,120-126,136-144,151-161, 167-176,187-193,205-209 $\Sigma = 61$.
		SKY	68-80,84,96,101-113,117,129,146,163,179, 196,201,202,213,219,230,235-246 $\Sigma = 51$.

Tabelle 3.14: Objekt- und Hintergrundaperturen für Objekte und Eichsterne.

3.5.2.5 Vergleich der Skysubtraktion mit dem Langspaltverfahren

Bei der Beobachtung von Einzelobjekten in Galaxien sind Nebelfilamente auf der Sichtachse sehr wahrscheinlich. Der Emissionsliniengradient im Feld von PN 29 verfälscht die Hintergrundsubtraktion mit der bei Spaltspektroskopie üblichen Methode, bei der der Hintergrund beiderseits des Objekts nur entlang des Spalts zugänglich ist. Um dies an den Daten zu zeigen, wurden in horizontaler und vertikaler Richtung je drei verschieden breite Spalte simuliert (Abb.3.15). Beim 0".5-Spalt wurden eine Reihe gegenüberliegender Skyaperturen aufsummiert, beim 1"-Spalt eine weitere Reihe und beim 1".5-Spalt eine dritte. In Tabelle 3.15 sind die jeweiligen Aperturen aufgelistet. Die Skysubtraktion wurde auf das aus allen Objektaperturen gebildete Summenspektrum angewendet, um den Fehler der Hintergrundsubtraktion von Spaltverlusten zu isolieren. Da in allen Fällen ein gemittelttes Skyspektrum vom Objektspektrum abgezogen wird, gibt es bei gleichförmigem Hintergrund keinen signifikanten Unterschied zur Mittelung der kompletten Objektumgebung. Dagegen werden in PN 29 systematische Abweichungen erwartet.

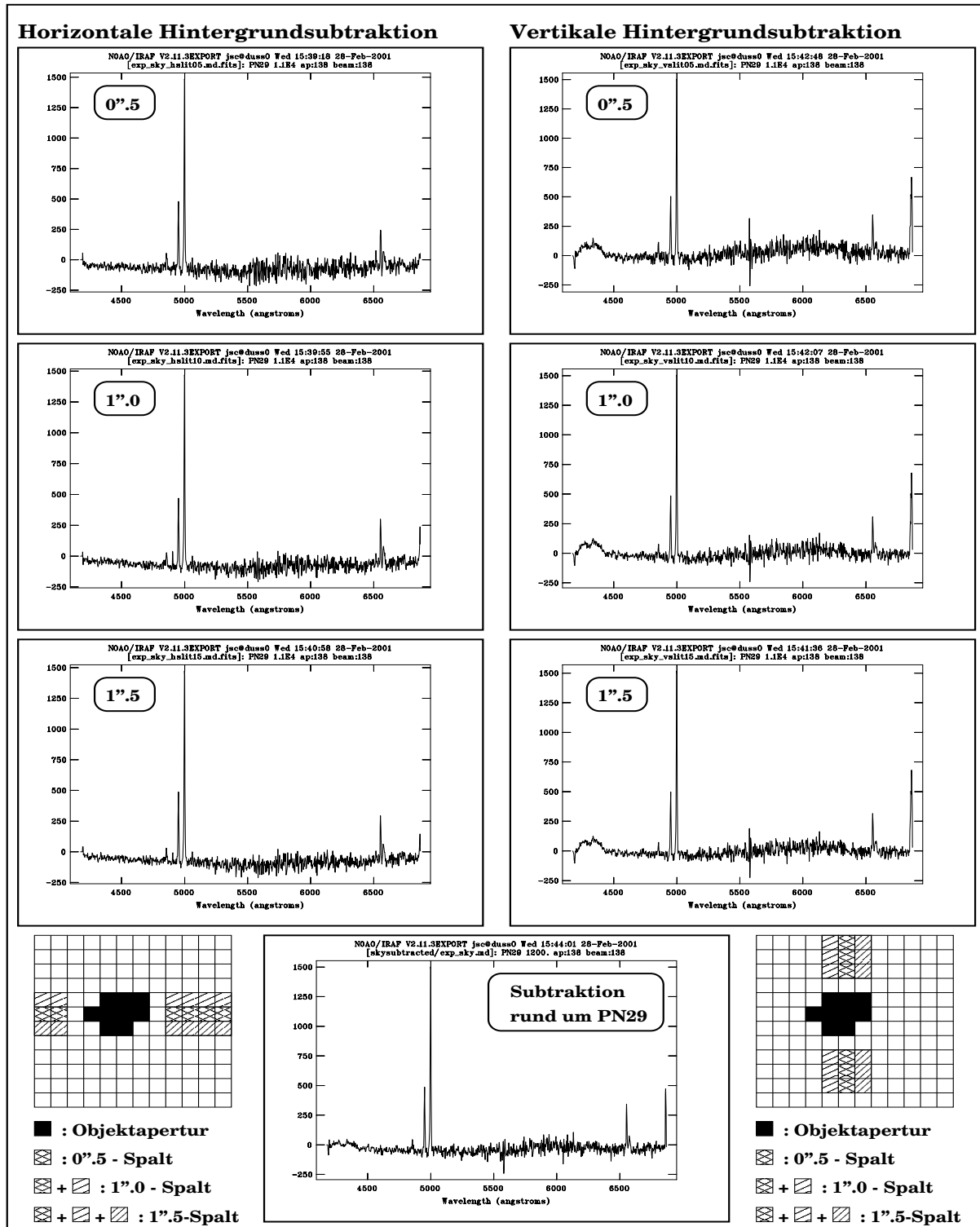


Abbildung 3.15: Spektrum von PN29 abhängig von der Hintergrundkorrektur. Links horizontale, rechts vertikale Spaltsimulation. Von oben nach unten 0".5, 1".0 und 1".5 Spaltbreite.

Richtung	Spalt	Aperturen	F_{5007} [ADU]	$F_{H\alpha}$ [ADU]	F_{6584} [ADU]
horizontal	0".5	151,152,159-162	12869 (264)	3359 (252)	2471 (253)
horizontal	1".0	0".5-Spalt + 167,168,175-178	13138 (261)	3446 (253)	2679 (253)
horizontal	1".5	1".0-Spalt + 134,135,142-145	13226 (261)	3506 (253)	2929 (256)
vertikal	0".5	73,89,106,206,223,239	12753 (260)	3257 (251)	2013 (255)
vertikal	1".0	0".5-Spalt + 72,88,105,205,222,238	13191 (261)	3031 (249)	2317 (252)
vertikal	1".5	1".0-Spalt + 74,90,107,207,224,240	12972 (262)	3101 (251)	2097 (252)
integral		Siehe Tab. 3.14	12964 (229)	2753 (238)	1643 (240)

Tabelle 3.15: Für Spaltsimulation gewählte Hintergrundaperturen und Flüsse (eingeklammert statistische Fehler) verschieden starker Linien von PN29 in ADU. Unter *integral* sind die Werte bei Integral-Field-Hintergrundsabstraktion aufgeführt.

Wie Abbildung 3.15 zeigt, ist der Kontinuumsverlauf abhängig von der Spaltorientierung. Das Kontinuum wird im horizontalen Fall stärker abgezogen. Artefakte (Breiter Streulichtpeak, etwa 100 ADU und damit höher als H_{β} , am blauen Ende sowie ein spitzer Rauschpeak am roten Ende) verschwinden. Dafür nimmt das Kontinuum negative Werte an. In Tabelle 3.15 sind die Flüsse tabelliert, die in jedem der Fälle von PN29 erhalten wurden. Während die Flußwerte in der $[OIII]_{5007}$ -Linie im Rahmen ihrer statistischen Fehlergrenzen übereinstimmen, fällt bei den schwächeren Linien (H_{α} und $[NII]_{6584}$) eine Abweichung der nach simulierter Spalt-Hintergrundsabstraktion gewonnenen Flüsse nach oben auf. Während sich hierbei die Fehlergrenzen von Integral-Field- und Spaltsabstraktion bei vertikaler Spaltorientierung knapp überlappen, ist dieser Unterschied bei horizontaler Spaltorientierung signifikant zu groß. Die relative Abweichung beträgt 27 % bei H_{α} sowie 78 % bei $[NII]_{6584}$ (jeweils von den 1".5-Spaltwerten ausgehend). Auch untereinander variieren die Spaltwerte: Je nach Spaltorientierung unterscheiden sich die resultierenden Flußergebnisse. Im Falle der schwachen $[NII]_{6584}$ -Linie ist dieser Unterschied größer als der statistische Fehler. Für die präzise Vermessung zunehmend schwächerer Linien wird eine zuverlässige Hintergrundabstraktion immer wichtiger. Die Integral-Field-Methode bietet dafür deutlich bessere Möglichkeiten. Diese sind ausbaufähig: Denkbar ist bei stark variablem Hintergrund ein durch die Skypixel eingegrenztes, zweidimensionales Hintergrundmodell.

3.5.2.6 Flußkalibration

Die Flußkalibration erfolgte mit folgenden Zeiten und mittleren Luftmassen:

Nacht	Objekt	UT	ST	AIRMASS
1998 09 18	PN 276	03:26:00	04:43:55	1.1984
1998 09 18	Feige 24	04:13:04	05:36:14	1.4257
1998 09 21	PN 29	01:15:12	02:37:02	1.1185
1998 09 21	Feige 24	04:54:58	06:06:14	1.5767
1998 09 21	BD+284211	00:32:12	01:44:11	1.2263

- PN 276: Der in Abb. 3.16 sichtbare Fit der Empfindlichkeitsfunktion erfolgte mit einem Legendrepolynom 8. Grades. Abb.3.17 zeigt das flußkalibrierte Spektrum summiert über alle Objektaperturen. Es erscheinen mehrere schwache Linien, die in den Daten von 1997 fehlen. Die Linienflüsse sind in Tab. 3.16 aufgeführt.

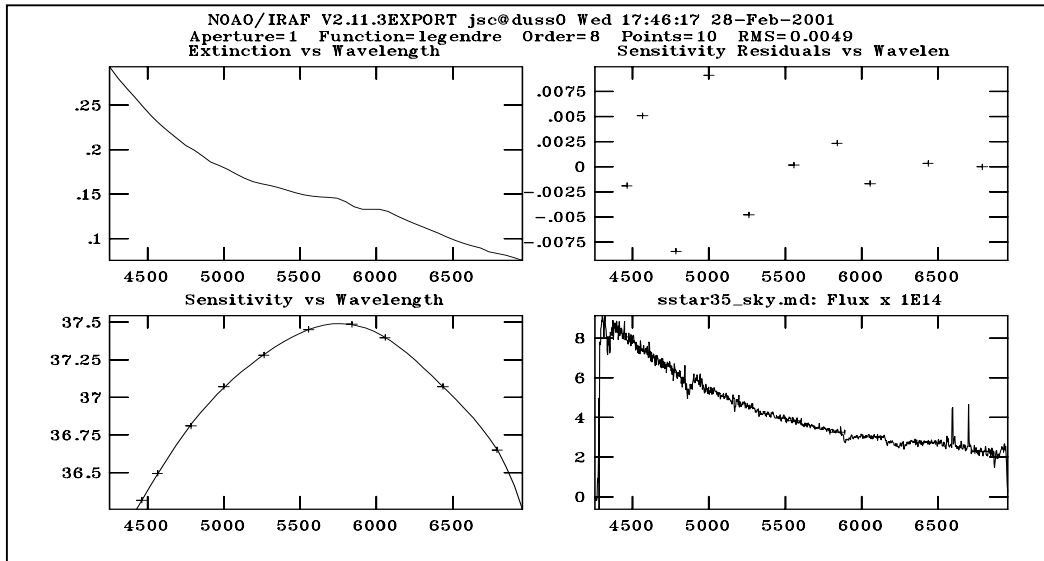


Abbildung 3.16: Empfindlichkeitsfunktion mit **sensfunc**, wie in Abb. 3.8 beschrieben.

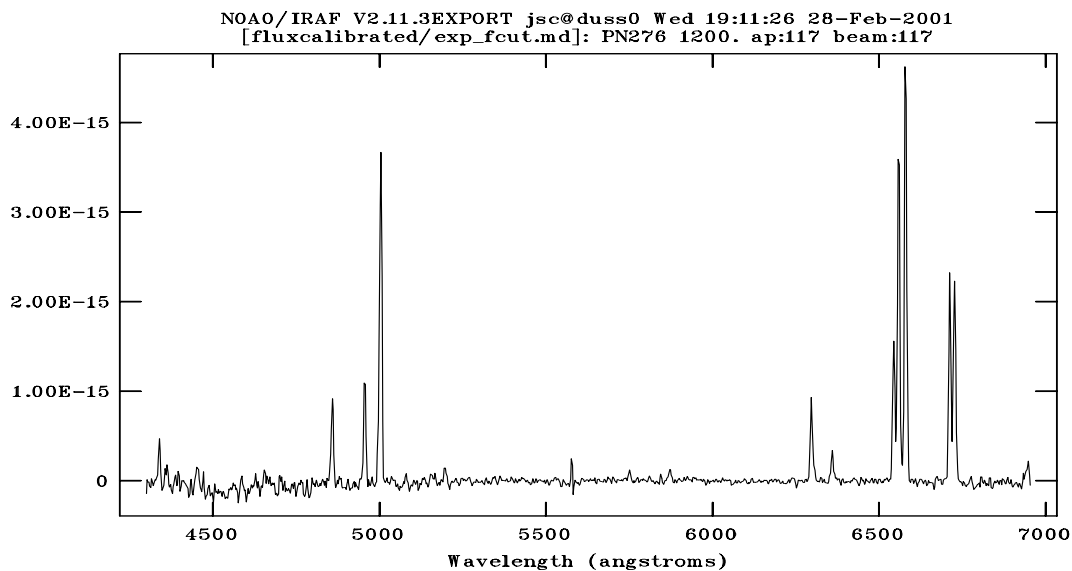


Abbildung 3.17: Flußkalibriertes Spektrum der Objektaperturen von PN 276.

- PN 29: Die Kalibration wurde mit beiden Eichsternen getrennt vorgenommen. Hierdurch werden Fehler z.B. durch Schwankungen der Transparenz sichtbar. Die Linienflüsse sind in Tab. 3.16 zusammengefaßt, ebenso der aus Rauschen und Standardsternkalibrierfehlern bestehender, prozentualer Fehler ΔF_λ .

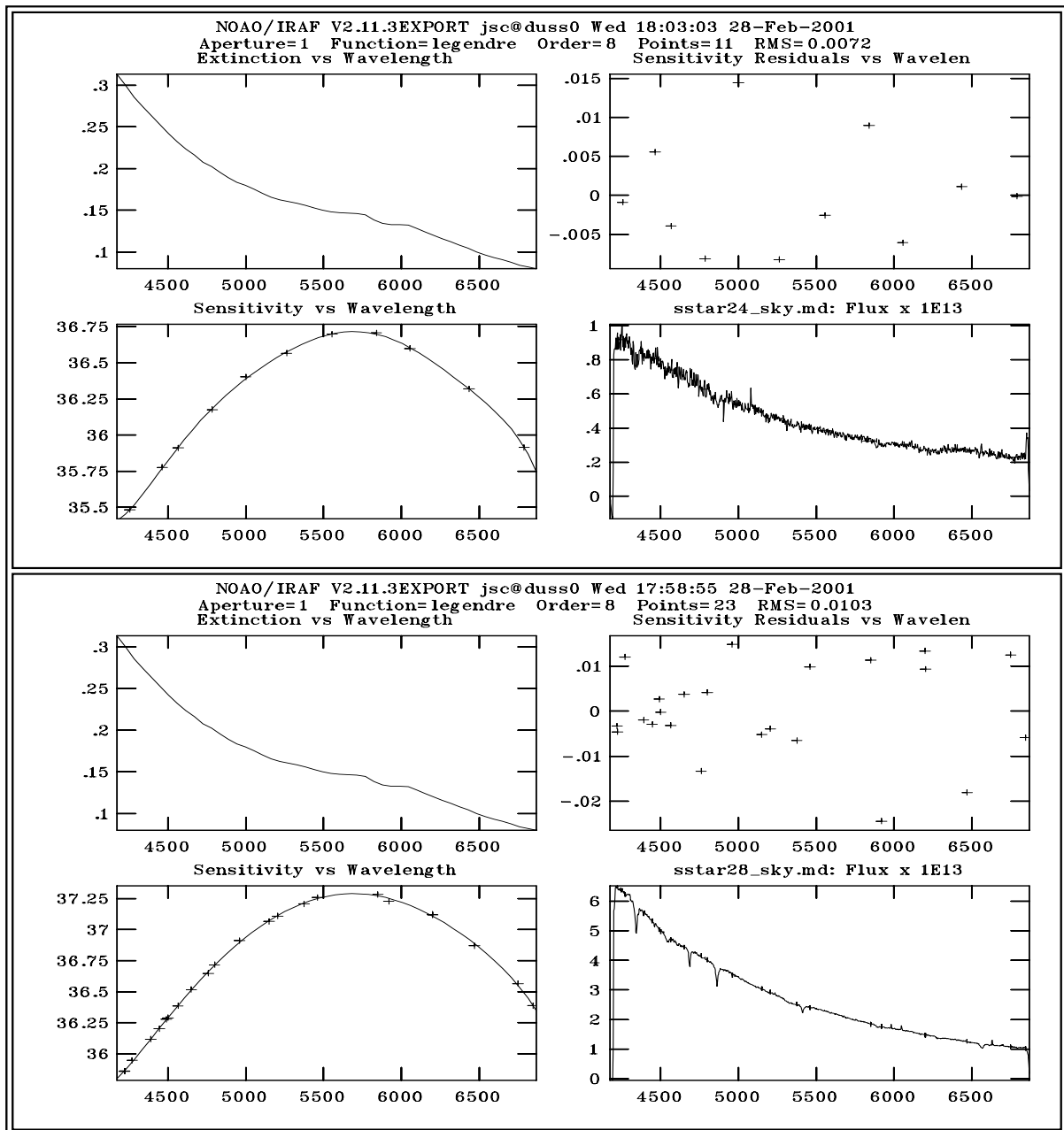


Abbildung 3.18: Empfindlichkeitsfunktion aus beiden Eichsternen: Oben Feige 24, unten BD +28 4211. Effektive Belichtungszeiten waren gleich, Feige 24 ist ca. 2 mag schwächer.

Auffällig ist bei PN 29 der große statistische Fehler, der nicht nur durch die Schwäche der Linienemission bedingt ist. Bei Flußkalibration mit Feige 24 sind die Fehler der Hintergrundsubtraktion in den schwach belichteten Eichsternframes signifikant höher. Der Eichstern wurde in der Morgendämmerung 12 Minuten vor dem ersten Skyflat aufgenommen, weswegen der Fehler durch den Hintergrund dominiert. Deutlich wird dies in Abb. 3.20: Der Fehler in Feige 24 ist um eine Größenordnung höher als der von BD+28. Dieser Fehler wird durch eine fotometrische Bandbreite von 50 Å für die Eichsternmagnituden im Vergleich zu 1 Å für BD+284211 wieder verringert. Auf die Kalibration von PN29 wirkt sich dieser Unterschied nur geringfügig aus. Der relative Linienfehler ändert sich weniger als 1 %, was nur bei den hellsten Linien erkennbar ist.

Objekt	λ [Å]	Linie	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
PN 276	4339.48	H_γ ?	0.43	0.52	4.0	unsicher, λ 3 Å zu groß $m_{5007} = 19.99$ deblended (Dreiergruppe) deblended (Dreiergruppe) deblended (Dreiergruppe) deblended (Zweiergruppe) deblended (Zweiergruppe)
	4858.85	H_β	0.83	1	2.3	
	4956.08	[OIII] ₄₉₅₉	0.98	1.18	2.1	
	5003.81	[OIII] ₅₀₀₇	3.21	3.87	1.9	
	5751.04	[NII] ₅₇₅₅	0.09	0.11	6.2	
	5872.20	HeI ₅₈₇₆	0.10	0.12	5.7	
	6296.84	[OI] ₆₃₀₀	0.79	0.95	2.2	
	6359.62	[OI] ₆₃₆₃	0.27	0.33	3.5	
	6544.00	[NII] ₆₅₄₈	1.29	1.55	2.1	
	6558.77	H_α	3.24	3.90	2.0	
	6579.38	[NII] ₆₅₈₄	4.03	4.86	2.0	
6712.08	[SII] ₆₇₁₆	1.93	2.33	2.1		
6726.57	[SII] ₆₇₃₁	1.95	2.35	2.1		
PN29 (Feige 24)	4335.57	H_γ ?	0.083	1.15	46.0	sehr unsicher deutlicher sichtbar als H_γ $m_{5007} = 20.92$ Balmerdekrement 4.39
	4854.79	H_β	0.072	1	30.7	
	4951.07	[OIII] ₄₉₅₉	0.423	5.88	5.9	
	4999.18	[OIII] ₅₀₀₇	1.37	19.03	2.8	
	6553.59	H_α	0.316	4.39	8.4	
	6576.75	[NII] ₆₅₈₄	0.152	2.11	23.6	
PN29 (BD +284211)	4335.51	H_γ ?	0.055	1.22	45.9	sehr unsicher deutlicher sichtbar als H_γ $m_{5007} = 21.47$ Balmerdekrement 4.11
	4854.75	H_β	0.045	1	30.7	
	4951.07	[OIII] ₄₉₅₉	0.260	5.77	5.8	
	4999.18	[OIII] ₅₀₀₇	0.825	18.33	2.5	
	6553.59	H_α	0.185	4.11	8.3	
	6576.71	[NII] ₆₅₈₄	0.092	2.04	23.6	

Tabelle 3.16: Aus der Flußkalibration erhaltene Linienflüsse für PN29 und PN276 in $F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$ und relativ zu H_β als $F_{\lambda,rel}[F_\lambda(H_\beta)]$.

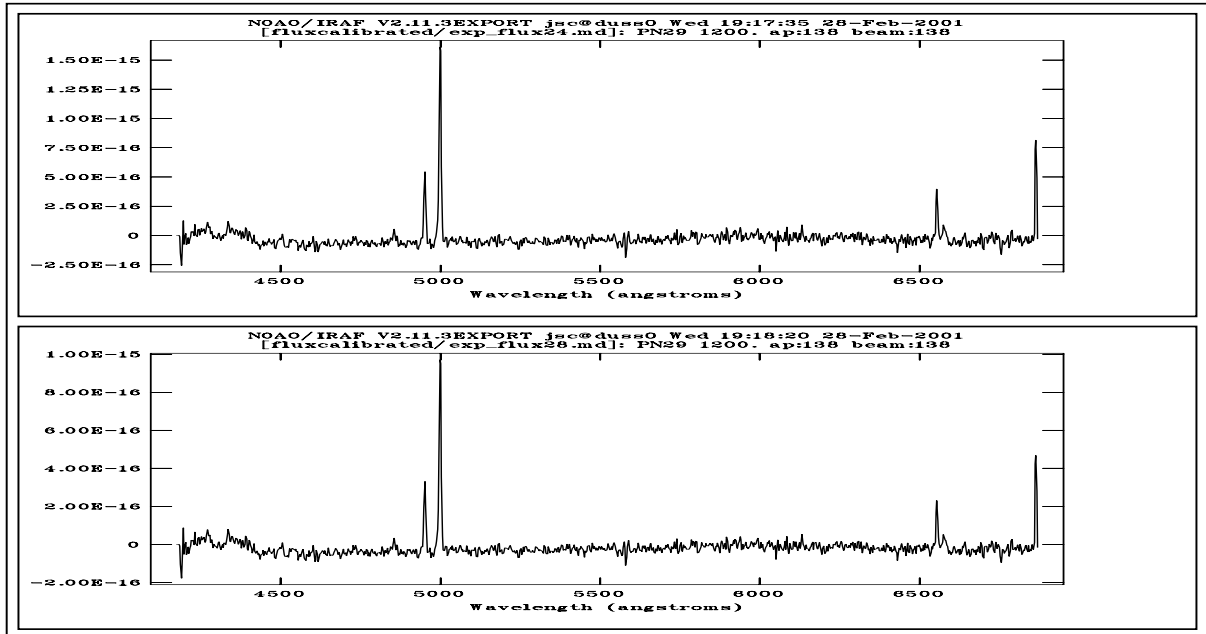


Abbildung 3.19: Summenspektrum von PN 29, oben Eichung mit Feige 24, unten mit BD +28.

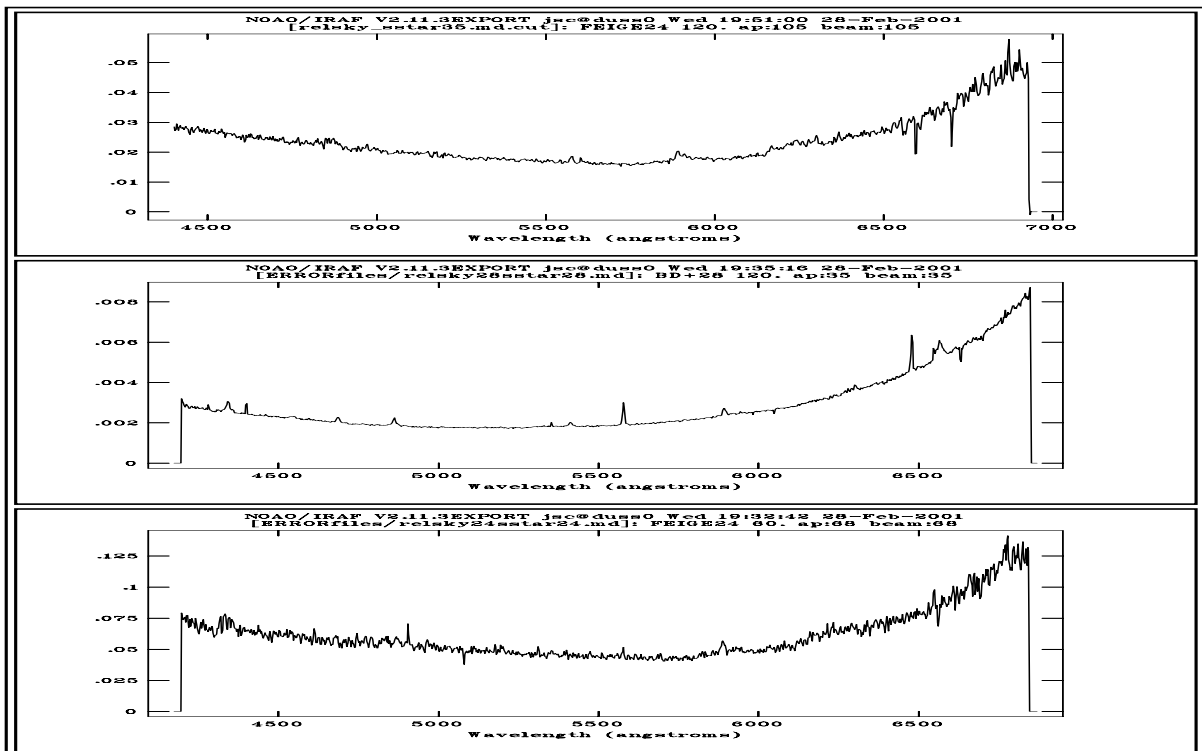


Abbildung 3.20: Relative Fehler der Eichsternspektren: Oben Feige 24 (1998 09 18). Mitte und unten BD +28 und Feige 24 (1998 09 21).

3.5.2.7 Korrektur der interstellaren Extinktion

Wegen der Unsicherheiten in der Bestimmung der Balmerlinienverhältnisse dominiert der Fehler der Extinktionskorrektur das Ergebnis. Als theoretisches Balmerdekrement wurde 2.86 angenommen. In den Spektren von PN29 konnte keine Elektronendichte abgeschätzt werden, da die Schwefellinien bei 6716 Å und 6731 Å nicht meßbar waren.

- PN 276: Das gemessene Balmerdekrement von 3.90 unterscheidet sich deutlich vom Wert der Beobachtungen von 1997 (2.77). $D=3.90$ ist nicht nur aufgrund der besseren Daten (erneuerte Faserkopplung, längere Belichtungen) glaubwürdiger, sondern auch physikalisch verständlicher. Es müssen keine für PN untypisch hohen Elektronentemperaturen in Verbindung mit einer extrem geringen Extinktion angenommen werden. Es ergibt sich nach Gl. 3.6 ein logarithmisches Balmerdekrement von 0.3849, womit die Spektren korrigiert wurden. Aufgrund des statistischen Fehlers der beiden Balmerlinien von lediglich 3 % werden die sehr kleinen Fehler der Linienfüsse nicht stark vergrößert.

Objekt	λ [Å]	Linie	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
PN 276	4339.52	H_γ ?	1.02	0.55	11.3	unsicher, λ ist 3 Å zu groß $m_{5007} = 19.17$ deblended (Dreiergruppe) deblended (Dreiergruppe) deblended (Dreiergruppe) deblended (Zweiergruppe) deblended (Zweiergruppe)
	4858.86	H_β	1.84	1	10.0	
	4956.10	[OIII] ₄₉₅₉	2.12	1.16	9.8	
	5003.81	[OIII] ₅₀₀₇	6.88	4.35	9.7	
	5751.04	[NII] ₅₇₅₅	0.16	0.09	10.5	
	5872.20	HeI ₅₈₇₆	0.19	0.10	10.0	
	6296.84	[OI] ₆₃₀₀	1.42	0.77	7.9	
	6359.62	[OI] ₆₃₆₃	0.49	0.27	8.3	
	6543.96	[NII] ₆₅₄₈	2.24	1.22	7.6	
	6558.78	H_α	5.65	3.07	7.5	
	6579.38	[NII] ₆₅₈₄	7.02	3.82	7.5	
	6712.08	[SII] ₆₇₁₆	3.31	1.80	7.4	
6726.56	[SII] ₆₇₃₁	3.36	1.83	7.4		
PN29 (Feige 24)	4335.36	H_γ ?	0.21	0.95	110.0	sehr unsicher deutlicher sichtbar als H_γ $m_{5007} = 19.76$ Balmerdekrement 3.12
	4854.76	H_β	0.22	1	94.5	
	4951.09	[OIII] ₄₉₅₉	1.30	5.91	87.6	
	4999.17	[OIII] ₅₀₀₇	3.79	18.05	86.5	
	6553.59	H_α	0.67	3.12	55.8	
	6576.75	[NII] ₆₅₈₄	0.34	1.55	59.6	
PN29 (BD+284211)	4335.34	H_γ ?	0.13	1.18	108.5	sehr unsicher deutlicher sichtbar als H_γ $m_{5007} = 20.49$ Balmerdekrement 3.17
	4854.72	H_β	0.11	1	93.1	
	4951.10	[OIII] ₄₉₅₉	0.66	6.00	86.2	
	4999.17	[OIII] ₅₀₀₇	2.03	18.45	85.0	
	6553.59	H_α	0.35	3.17	54.8	
	6576.71	[NII] ₆₅₈₄	0.17	1.54	58.7	

Tabelle 3.17: Entrötete Linienflüsse von PN 276 und PN 29 absolut in $F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$ und relativ zu H_β ($F_{\lambda,rel}[F_\lambda(H_\beta)]$) dargestellt.

- PN 29: Je nach verwendetem Eichstern ergibt sich als Balmerdekrement 4.39 (Feige 24) oder 4.11 (BD +28), woraus logarithmische Balmerdekremente von 0.44993 bzw. 0.53171 folgen. Durch die bereits vor der Entrötung stark fehlerbehafteten Daten und des hohen statistischen Fehlers im Fluß der H_β - Linie sind die Linienfehler im korrigierten Spektrum erheblich (teils über 100 %).

3.5.3 INTEGRAL-Beobachtung 1998

In der Nacht des 26./27. Dezember 1998 wurde Spektren von PN 276 am WHT mit INTEGRAL/WYFFOS gewonnen. Über das Seeing liegen keine quantitativen Angaben vor, es war brauchbar ("fair"), aber über einer Bogensekunde. Es wurde Faserbündel SB2 (219 Fasern, 0".9 / Faser, Feld 12'.3 × 16'.4, Abb. 2.3) eingesetzt. Tabelle 3.18 zeigt die Rohdaten.

Log-Bez. #	Name	Art	t_{start} [UT]	t_{exp} [s]	ZD [°]	λ_c [Å]
WHTA0002	blank02	Skyflat	18:35	120	0	5102
WHTA0004	blank04	Skyflat	18:44	120	0	5100
WHTA0005	blank05	Skyflat	18:51	60	0	5100
WHTA0006	bias06	Bias	20:22	0	1.016	5100
WHTA0007	sstar07	Std.-Stern SP0305+261	21:54	60	1.001	5104
WHTA0008	exp08	PN 276	22:14	1800	1.217	5104
WHTA0009	exp09	PN 276	22:45	1800	1.316	5104
WHTA0010	exp10	PN 276	23:17	1800	1.452	5104
WHTA0013	comp13	CuNeAr-Lampe	00:03	60	1.743	5104
WHTA0015	flat15	Lampenflat	00:15	1	1.853	5104
WHTA0016	sstar16	Std.-Stern G191-B2B	00:30	60	1.102	5104
WHTA0041	blank41	Skyflat	07:24	120	0	5102
WHTA0042	blank42	Skyflat	07:27	120	0	5102
WHTA0043	blank43	Skyflat	07:31	240	0	5102

Tabelle 3.18: Rohbilder der INTEGRAL-Daten von PN 276. λ_c ist die Zentralwellenlänge des durch Gitterdrehung eingestellten Spektralbereichs.

3.5.3.1 Rohbildkorrekturen

Der Biaswert wurde aus dem Mittelwert der Biasaufnahme entnommen, da der Overscanbereich zu klein war. Dieses Detail wurde bei der Rauschfehleranalyse berücksichtigt. Die Aufnahmen wurden bei gleichzeitiger Cosmicentfernung gemittelt (Tab. 3.19).

Addierte Bilder	Resultat	Bemerkungen
blank41, blank42, blank43	blank	Morgenflats
exp08, exp09, exp10	exp	PN 276

Tabelle 3.19: Zusammenfassung gleichartiger Aufnahmen

3.5.3.2 Extraktion, Wellenlängenkalibration, Flatfielding

Die Prozeduren verliefen gleichartig zur Verarbeitung der MPFS-Daten. Beim Auffinden der Aperturen wurde eine tote Faser (Nr. 167) mitextrahiert, ohne das erhaltene Spektrum zu berücksichtigen. Die Parameter wurden bereits in Kap. 3.3.3 beschrieben. Das Flatfielding wurde mit den addierten Skyflats der Morgendämmerung durchgeführt, da die Flataufnahmen zu Beginn der Nacht wegen eines Streulichtproblems verfälscht wurden.

3.5.3.3 Hintergrundsubtraktion

Aufgrund der nicht kartesischen Anordnung der Bildelemente war es schwieriger, Bilder für die Faserauswahl zu erzeugen. Es wurde hierfür eine IDL-Prozedur erstellt, welches nach Markieren der Wellenlängengrenzen ein Bild erzeugt. Aufgrund des großen Unterschiedes innerhalb der Standardsternfaserflüsse war eine logarithmische Intensitätsdarstellung erforderlich, um auch die Randaperturen zu erkennen (siehe Abb. 3.21). Die Aperturwahl zeigt Tabelle 3.20.

Objekt	Zone	Aperturen
PN 276	OBJECT	35-39,51-55,66-73,81-87,92-97, 101-104,107,108; $\Sigma = 37$.
	SKY	21-25,34,39,48-50,56-58,65,74,80,91, 100,106,110,112,117,123,133; $\Sigma = 24$.
SP0305-261 (sstar07)	OBJECT	68-74,79-87,89-97,99-104,106-108, 110,112-114,116-121,123-131; $\Sigma = 61$.
	SKY	34-39,45-50,56-58,60-62,153-160, 162-166,168-170; $\Sigma = 34$.
G191-B2B (sstar16)	OBJECT	34-37,47-54,64-71,79-87,90-97,100-104, 106-108,110,112,116; $\Sigma = 46$.
	SKY	12-14,17-20,21,25,28,33,39,45,56-58, 60-62,153-160,162-166,168-170; $\Sigma = 35$.

Tabelle 3.20: Objekt- und Hintergrundaperturen von PN276 und beider Standardsterne.

3.5.3.4 Flußkalibration

Gemittelte Uhrzeiten und sich daraus ergebende gewichtete Luftmassen zeigt Tabelle 3.21.

Objekt	UT	ST	AIRMASS
PN 276	22:14:00	03:23:18	1.3889
SP0305+261	21:54:00	03:03:14	1.0011
G191-B2B	00:30:18	05:39:52	1.1020

Tabelle 3.21: Zeiten und effektive Luftmassen der Objekt- und Eichsternaufnahmen.

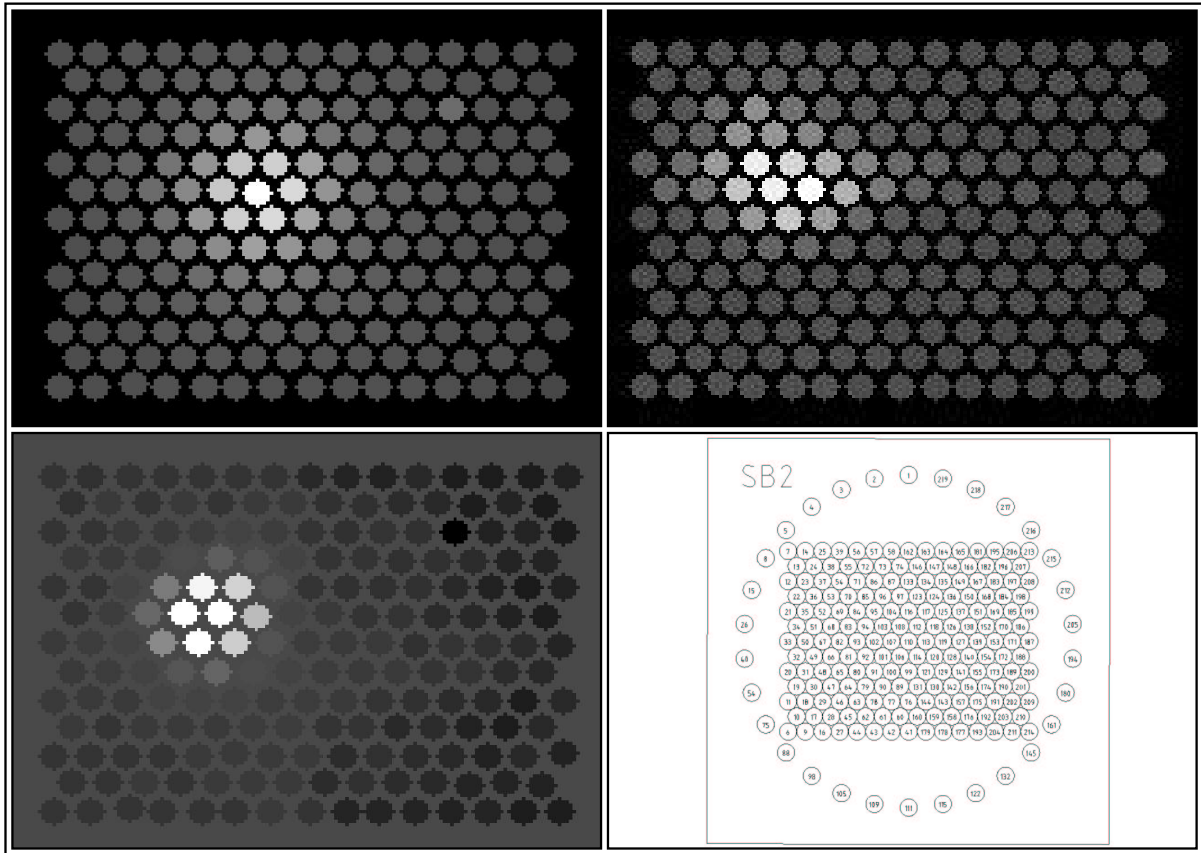


Abbildung 3.21: Objektbilder mit INTEGRAL: Links oben *SP0305+261*, darunter *B191-B2B*. Beide Sterne sind zur besseren Randerkennung logarithmisch dargestellt. Rechts oben PN276, unten Faserzuordnung (Quelle: Manual INTEGRAL, [48]). Maßstab $0''.9$ pro Faserkern.

Nach Kalibration des jeweiligen Eichsterns wurde die Empfindlichkeitsfunktion erstellt (Abb. 3.22). Für beide Eichungen wurde ein Legendrepolynom für den Fit der Empfindlichkeitskurve verwendet. Im Fall von *SP0305+261* (*sstar07*) mußte eine zusätzliche Stützstelle eingesetzt und der Polynomgrad von 12 auf 16 heraufgesetzt werden, um starke Abweichungen des Fits in der Region um 6200 \AA zu vermeiden. Die Residuen sind im Falle dieses Sterns groß: Maximale Abweichungen betragen 0.1 mag (am blauen Rand bis zu 0.2 mag). *G191-B2B* hat bei gleicher Fitfunktion Fehler von maximal 0.04 mag . In der Fehlerbestimmung wurde berücksichtigt, daß die Bingröße der Standardsternfotometrie bei *SP0305+261* 40 \AA und bei *G191-B2B* 1 \AA beträgt. Die Flußwerte für beide Kalibrationen sind in Tab.3.22 verzeichnet. Auffällig ist ein systematisch höherer Fluß bei Verwendung des Standardsterns *SP0305+261*. Abb. 3.22 zeigt, daß die Empfindlichkeitsfunktionen bis auf Randeffekte gleich sind. Der gemittelte Quotient aus den Empfindlichkeitsfunktionen liegt zwischen 4000 \AA und 6600 \AA bei Eins. Der Flußunterschied ist im selben Spektralbereich bei Eichung mit *SP0305+261* durchschnittlich um 12% größer (Quotientenbild in Abb. 3.23).

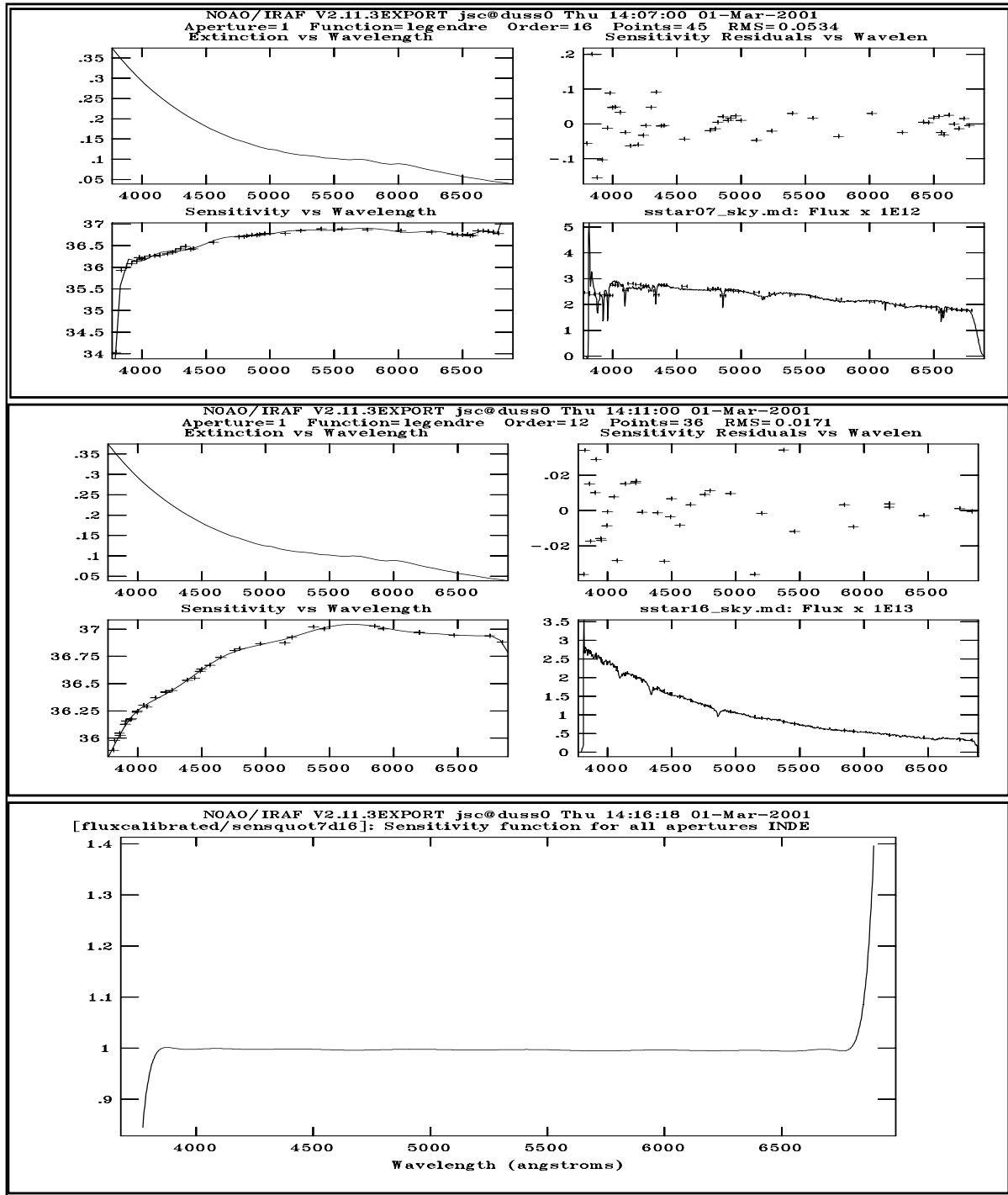


Abbildung 3.22: Empfindlichkeitseichung: Oben Eichstern SP0305+261, in der Mitte G191-B2B. Am blauen Ende der Empfindlichkeitskurve (jeweils unten links) ist bei SP0305+261 ein Ausreißer erkennbar. Im Zentralteil des Spektrums sind die Funktionen auf unter 1 % gleich (Quotientenbild unten).

Eichstern	λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
SP0305+261 (<i>sstar07</i>)	3858.65	[<i>NeIII</i>] ₃₈₆₉ ?	0.568	0.72	3.3	schwach,verrauscht
	3959.84	$H_{\epsilon,3970}$?	0.31	0.39	5.9	schwach,verrauscht
	4334.93	H_γ ?	0.35	0.45	3.7	weniger verrauscht
	4357.49	[<i>OIII</i>] ₄₃₆₃	0.21	0.27	5.1	weniger verrauscht
	4858.24	H_β	0.785	1	2.2	
	4955.95	[<i>OIII</i>] ₄₉₅₉	0.982	1.25	2.1	
	5004.01	[<i>OIII</i>] ₅₀₀₇	3.06	3.90	1.9	$m_{5007} = 20.05$
	5750.62	[<i>NII</i>] ₅₇₅₅	0.093	0.12	7.8	
	5871.66	HeI_{5876}	0.11	0.14	7.7	
	6296.67	[<i>OI</i>] ₆₃₀₀	0.819	1.04	2.3	
	6359.71	[<i>OI</i>] ₆₃₆₃	0.254	0.32	4.0	
	6543.92	[<i>NII</i>] ₆₅₄₈	1.30	1.66	2.0	deblended (Dreiergruppe)
	6558.75	H_α	3.15	4.01	1.9	deblended (Dreiergruppe)
	6579.51	[<i>NII</i>] ₆₅₈₄	3.88	4.94	1.9	deblended (Dreiergruppe)
	6712.67	[<i>SII</i>] ₆₇₁₆	1.87	2.38	1.9	deblended (Zweiergruppe)
6726.17	[<i>SII</i>] ₆₇₃₁	1.83	2.33	1.9	deblended (Zweiergruppe)	
G191-B2B (<i>sstar16</i>)	3858.72	[<i>NeIII</i>] ₃₈₆₉ ?	0.575	0.79	3.4	schwach,verrauscht
	3960.10	$H_{\epsilon,3970}$?	0.157	0.22	5.9	schwach,verrauscht
	4334.95	H_γ ?	0.328	0.45	3.8	weniger verrauscht
	4357.49	[<i>OIII</i>] ₄₃₆₃	0.197	0.27	5.1	weniger verrauscht
	4858.25	H_β	0.729	1	2.4	
	4955.95	[<i>OIII</i>] ₄₉₅₉	0.919	1.26	2.2	
	5004.01	[<i>OIII</i>] ₅₀₀₇	2.83	3.88	2.0	$m_{5007} = 20.13$
	5750.59	[<i>NII</i>] ₅₇₅₅	0.076	0.10	8.8	
	5871.67	HeI_{5876}	0.097	0.13	7.8	
	6296.67	[<i>OI</i>] ₆₃₀₀	0.704	0.97	2.6	
	6359.71	[<i>OI</i>] ₆₃₆₃	0.223	0.31	4.2	
	6543.95	[<i>NII</i>] ₆₅₄₈	1.07	1.47	2.4	deblended (Dreiergruppe)
	6558.77	H_α	2.61	3.58	2.4	deblended (Dreiergruppe)
	6579.50	[<i>NII</i>] ₆₅₈₄	3.27	4.49	2.3	deblended (Dreiergruppe)
	6712.66	[<i>SII</i>] ₆₇₁₆	1.69	2.32	2.3	deblended (Zweiergruppe)
6727.13	[<i>SII</i>] ₆₇₃₁	1.60	2.19	2.3	deblended (Zweiergruppe)	

Tabelle 3.22: Linienflüsse von PN 276 bei Verwendung beider Eichsterne, absolut in $F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$ und relativ in $F_{\lambda,rel} [F_\lambda(H_\beta)]$ angegeben.

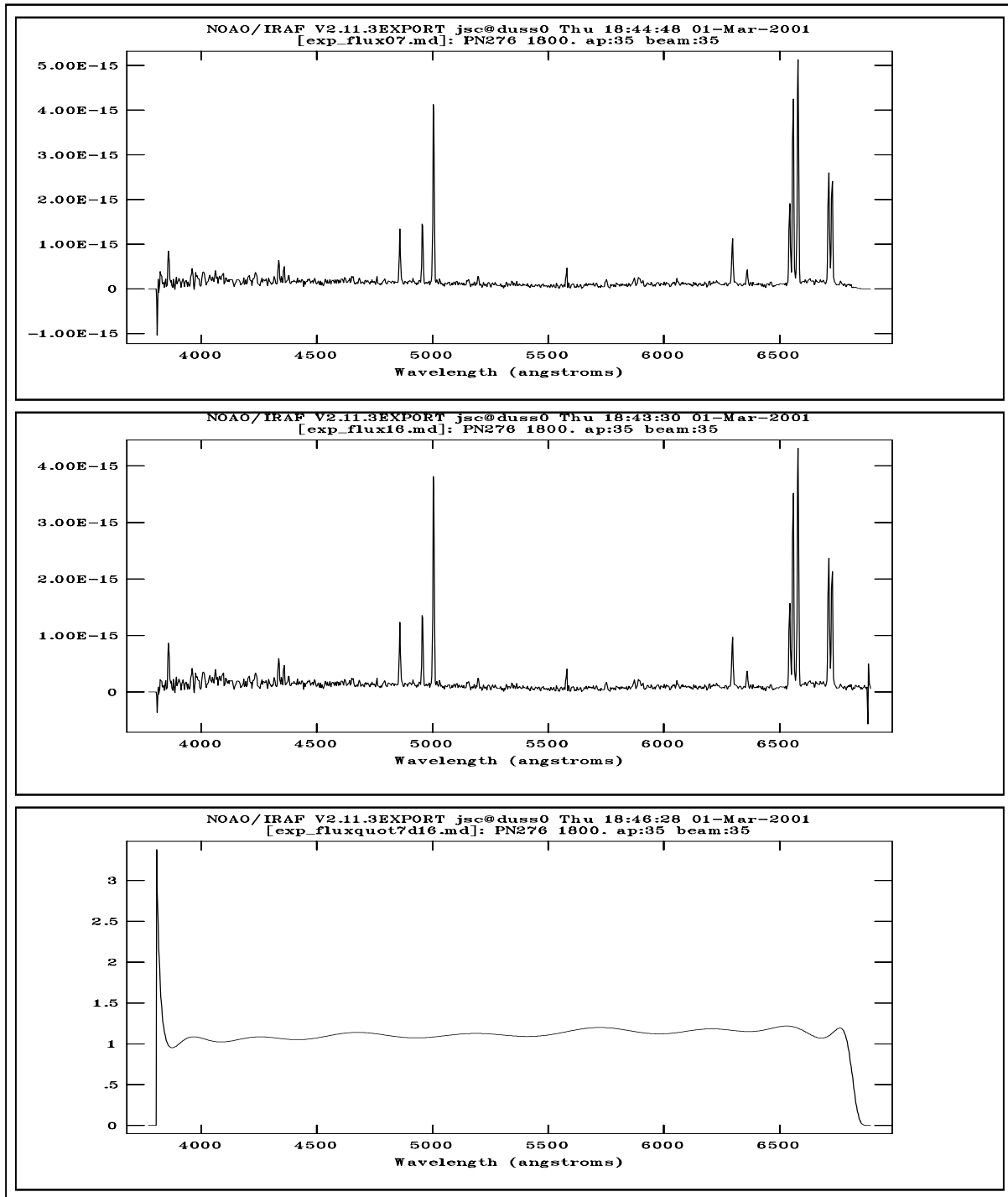


Abbildung 3.23: Summenspektrum von PN 276 nach Kalibration mit SP0305+261 (oben) bzw. G191-B2B (Mitte). Der Quotient beider Spektren zeigt den Intensitätsunterschied (unten).

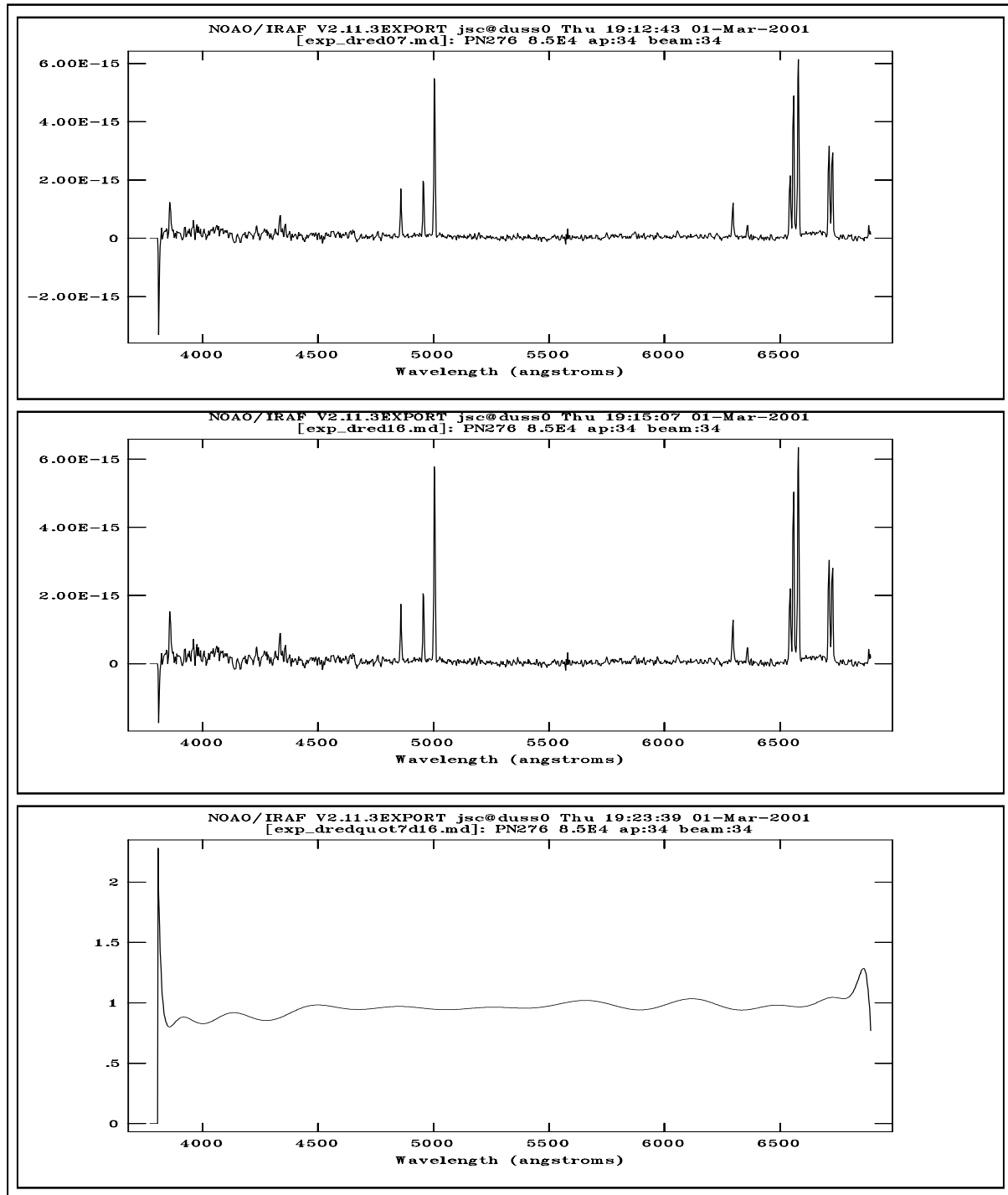


Abbildung 3.24: Extinktionskorrigiertes Summenspektrum von PN276. Oben Kalibration mit SP0305+261, Mitte mit G191-B2B. Unten Quotient beider Spektren: Die Intensitäten weichen zwischen 4400 Å und 6600 Å um etwa 50 % voneinander ab.

Auffällig ist die Inkonsistenz im Absolutfluß: Der Quotientenplot aus Abb. 3.24 liegt zwischen 3900 Å und 6700 Å gemittelt bei 1.47. Die korrigierten Flüsse in Tab. 3.23 weichen je nach Eichstern um rund 50 % voneinander ab. Für diese Abweichung gibt es lediglich Vermutungen:

- Die Belichtungszeit eines Standardsterns kann falsch protokolliert worden sein. Jedoch entsprechen die Protokollwerte den automatisch erzeugten Werten der Bild-Headerdateien.
- Eine unbemerkte, starke Schwankung der atmosphärischen Transparenz (Wolkendurchzug) während einer Eichsternaufnahme kann die Eichsternflußdaten verfälscht haben.

3.5.4 Vergleichende Deutung der Ergebnisse

Objekt	Datum	Instrument	Linien	Eichstern	m_{5007}	$F_{\lambda}(H_{\alpha})/F_{\lambda}(H_{\beta})$
PN 276	1997 11 06/07	MPFS	9	Hiltner 600	$19.43^{+0.04}_{-0.05}$	2.77 ± 0.35 (12.5 %)
PN 276	1998 09 18/19	MPFS	13	Feige 24	$19.99^{+0.02}_{-0.02}$	3.90 ± 0.12 (3.0 %)
PN 276	1998 12 26/27	INTEGRAL	16	SP0305+261	$20.05^{+0.02}_{-0.02}$	4.01 ± 0.12 (2.9 %)
				G191-B2B	$20.13^{+0.02}_{-0.02}$	3.58 ± 0.12 (3.4 %)
PN 29	1997 11 06/07	MPFS	3	Hiltner 600	$20.91^{+0.04}_{-0.05}$	-
PN 29	1998 09 21/22	MPFS	6	Feige 24	$20.92^{+0.03}_{-0.03}$	4.39 ± 1.40 (31.9 %)
				BD+284211	$21.47^{+0.03}_{-0.03}$	4.11 ± 1.31 (31.8 %)

Tabelle 3.24: Helligkeiten und Balmerdekremente im Vergleich, m_{5007} nicht extinktionskorrigiert.

3.5.4.1 Neubestimmung der Balmerdekremente und endgültige Spektren

Jedes aufsummierte Objektspektrum wurde extinktionskorrigiert, sofern das Balmerdekrement meßbar war. Nach der Korrektur sollte das erneut gemessene Balmerdekrement im Rahmen der Meßfehler dem Theoriewert D_{th} entsprechen. In der Praxis wurde ein Trend zu höheren Dekrementen sichtbar. Diese Abweichung ist nicht mit dem statistischen Fehler erklärbar, der für die extinktionskorrigierten Balmerdekremente angenommen wurde. Ähnliches wurde von Jacoby 1999 [56] beobachtet, welcher Abweichungen von bis zu 4 Prozent mit Hinweis auf den gleichgroßen Rauschfehler nicht korrigiert.

Objekt	Datum	Detektor	D_{flux}	$\Delta \frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}}$	$D_{dereddened}$	Abw.[%]
PN 276	1997 11 06/07	MPFS	2.77 ± 0.35	12.5 %	2.79 ± 0.35	- 1.1
PN 276	1998 09 18/19	MPFS	3.90 ± 0.12	3.0 %	3.07 ± 0.09	+ 7.3
PN 276	1997 11 06/07	INTEGRAL(SP0305)	4.01 ± 0.12	2.9 %	3.10 ± 0.09	+ 8.4
PN 276	1997 11 06/07	INTEGRAL(G191)	3.58 ± 0.12	3.4 %	3.02 ± 0.10	+ 5.6
PN 276	1998 09 21/22	MPFS(Feige24)	4.39 ± 1.40	31.9 %	3.12 ± 0.99	+ 9.1
PN 276	1998 09 21/22	MPFS(BD+28)	4.11 ± 1.31	31.9 %	3.17 ± 0.96	+ 10.8

Tabelle 3.25: Abweichungen der extinktionskorrigierten Balmerdekremente vom Theoriewert (MPFS-Messungen von 1997 $D_{th} = 2.74$, sonst $D_{th}=2.86$.)

Die Annahme von $D_{th} = 2.74$ für die MPFS-Daten von 1997 ist nicht mit den anderen Datensätzen konsistent. Die systematische Abweichung kann an der geringeren Qualität der Rohdaten oder an komplett anderen atmosphärischen Bedingungen zum Aufnahmezeitpunkt liegen. Bei allen anderen Spektren zeigt ein systematisch zu hohes Balmerdekrement eine zu schwache Extinktionskorrektur an. Diese wurde durch Bildung des logarithmischen Balmerdekrements erhalten, woraus sich nach Gl. 3.7 die Rötung $A(V)$ ergibt. Die Gleichung beruht auf einem empirischen Zusammenhang, welcher aus einer Stichprobe von acht galaktischen PNs erhalten wurde (Kaler, Lutz 1985 [59]). Gleichung 3.7 ist eine Interpolation zwischen diesen Datenpunkten. Das entrötete Balmerdekrement entspricht nicht exakt dem Theoriewert. Um eine Auswirkung auf diagnostische Linienverhältnisse (Meatheringham 1991, [75]) zu vermeiden, wurde die Extinktionskorrektur der Spektren mit einem modifizierten D_L wiederholt. Hierzu wurde zunächst durch Intervallschachtelung das neue logarithmische Balmerdekrement aus den aufsummierten Objektspektren gewonnen. War durch Variation ein D_L gefunden, mit dem sich ein extinktionskorrigiertes Balmerdekrement von 2.86 ergab, wurde dieser Wert für die Extinktionskorrektur aller Einzelspektren verwendet. Nach erneuter Addition der Objektaperturen wurden die Linien neu vermessen. Die erneute Extinktionskorrektur führte zu den Werten der Tabelle 3.26.

Objekt	Datum	$\frac{H_\alpha}{H_\beta}$	$D_{L,alt}$	$\frac{H_\alpha}{H_\beta}(D_{L,alt})$	$D_{L,neu}$	$\frac{H_\alpha}{H_\beta}(D_{L,neu})$
PN 276	1998 09 18	3.90	0.38485	3.07	0.45	2.83
PN 276	1998 12 26	4.01/3.58	0.41937/0.27862	3.10/3.02	0.52/0.35	2.91/2.86
PN 29	1998 09 21	4.39/4.11	0.44993/0.53171	3.12/3.17	0.65/0.6	3.06/3.13

Tabelle 3.26: Neue Extinktionskorrektur nach Vergleich des ersten Durchlaufs mit Theoriewerten.

Hierbei beziehen sich die beiden Angaben bei PN 276 (1998 12 26) auf die Verwendung der Eichsterne *SP0305+261 / G191-B2B* und bei PN 29 auf die Eichsterne *Feige24 / BD+284211*. Trotz Revision der Extinktionskorrektur wurden bei der Neuvermessung der Linien insbesondere bei PN29 von 2.86 bis zu 9 % abweichende Balmerdekremente gefunden. Dies ist ein Hinweis auf die Unsicherheit bei der Messung des schwachen Flusses der H_β -Linie. In den PN 276 - Spektren führte die Angleichung des neugewonnenen Balmerdekrements an den theoretischen Wert von 2.86 zu leicht geänderten Flußwerten. Die endgültigen Flüsse für die verschiedenen Datensätze zeigen die Tabellen 3.27 bis 3.31. Hierbei sind die Flüsse absolut als $F_\lambda [10^{-14} \frac{erg}{cm^2 s}]$ und relativ zu H_β als $F_{\lambda,rel}[F_\lambda(H_\beta)]$ aufgeführt.

- PN276, MPFS 1998 09 18/19:

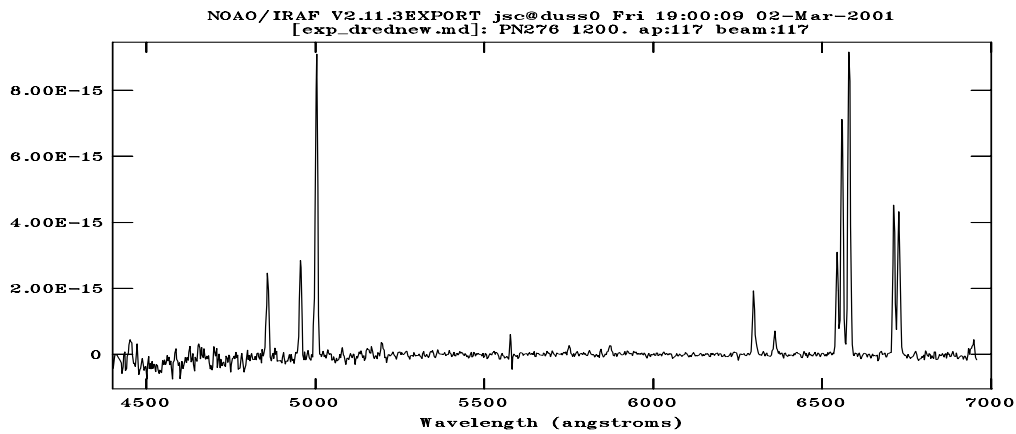


Abbildung 3.25: Spektrum von PN276 nach modifizierter Extinktionskorrektur.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
4339.60	H_γ ?	0.996	0.45	11.3	
4858.89	H_β	2.19	1	10.0	
4956.08	[OIII] ₄₉₅₉	2.45	1.12	9.8	
5003.81	[OIII] ₅₀₀₇	7.80	3.56	9.7	$m_{5007} = 19.03$
5750.75	[NII] ₅₇₅₅	0.188	0.09	10.5	
5871.90	HeI_{5876}	0.232	0.11	10.0	
6296.83	[OI] ₆₃₀₀	1.60	0.73	7.9	
6359.54	[OI] ₆₃₆₃	0.568	0.26	8.3	
6543.98	[NII] ₆₅₄₈	2.45	1.12	7.6	deblended (Dreiergruppe)
6558.77	H_α	6.20	2.83	7.5	deblended (Dreiergruppe)
6579.38	[NII] ₆₅₈₄	7.69	3.51	7.5	deblended (Dreiergruppe)
6712.08	[SII] ₆₇₁₆	3.63	1.66	7.4	deblended (Zweiergruppe)
6726.57	[SII] ₆₇₃₁	3.69	1.68	7.4	deblended (Zweiergruppe)

Tabelle 3.27: Extinktionskorrigierte Flüsse für PN 276, MPFS-Messungen vom 18.09.1998.

- PN276, INTEGRAL 1998 12 26/27, Eichstern SP0305+261:

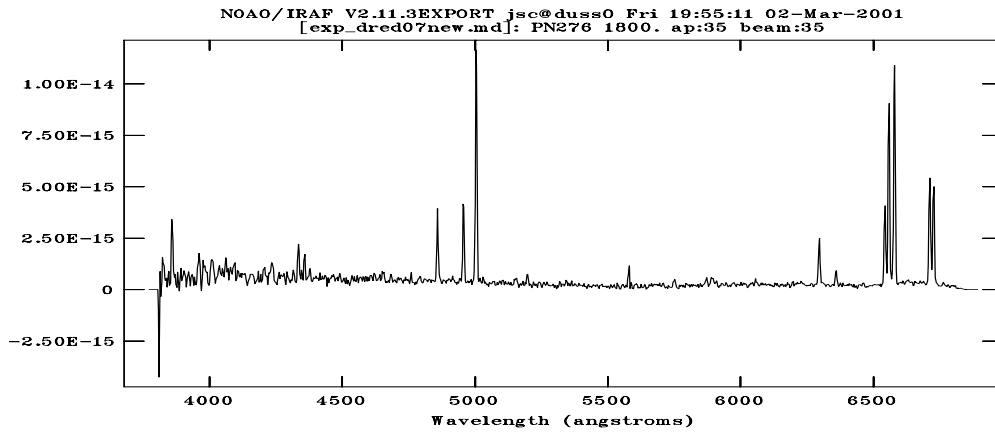


Abbildung 3.26: PN276 nach modifizierter Extinktionskorrektur, Standardstern SP0305+261.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
3858.65	[NeIII] ₃₈₆₉ ?	2.10	0.91	11.8	
3959.87	H_ϵ ?	0.988	0.43	12.6	
4334.96	H_γ ?	1.21	0.52	11.2	
4357.54	[OIII] ₄₃₆₃	0.704	0.30	11.7	
4858.25	H_β	2.31	1	10.0	
4955.94	[OIII] ₄₉₅₉	2.81	1.22	9.9	
5004.01	[OIII] ₅₀₀₇	8.61	3.73	9.8	$m_{5007} = 18.92$
5750.58	[NII] ₅₇₅₅	0.229	0.10	12.4	
5871.64	HeI ₅₈₇₆	0.264	0.11	11.4	
6296.67	[OI] ₆₃₀₀	1.81	0.78	8.1	
6359.69	[OI] ₆₃₆₃	0.558	0.24	8.7	
6543.94	[NII] ₆₅₄₈	2.77	1.20	7.8	deblended (Dreiergruppe)
6558.76	H_α	6.72	2.91	7.2	deblended (Dreiergruppe)
6579.49	[NII] ₆₅₈₄	8.25	3.57	7.7	deblended (Dreiergruppe)
6712.67	[SII] ₆₇₁₆	3.88	1.70	7.6	deblended (Zweiergruppe)
6726.16	[SII] ₆₇₃₁	3.79	1.64	7.5	deblended (Zweiergruppe)

Tabelle 3.28: Extinktionskorrigierte Flüsse für PN 276, INTEGRAL-Messungen vom 26.12.1998.

- PN276, INTEGRAL 1998 12 26/27, Eichstern G191-B2B:

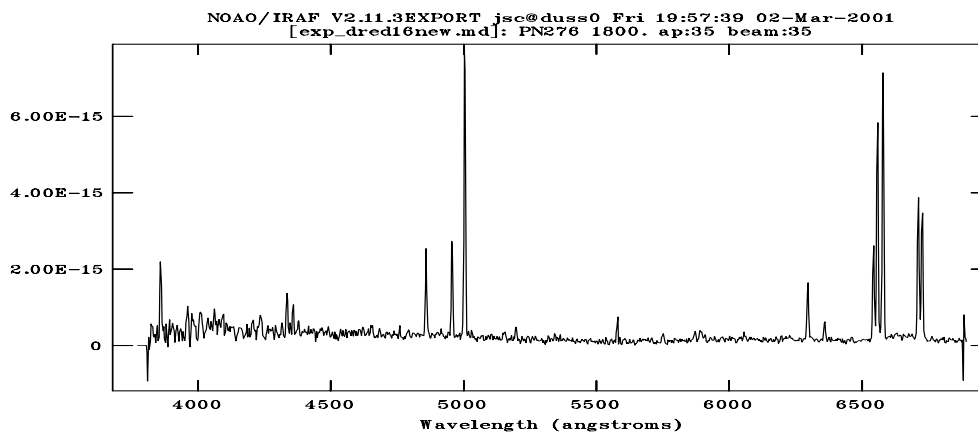


Abbildung 3.27: PN276 nach modifizierter Extinktionskorrektur, Standardstern G191-B2B.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
3858.74	[NeIII] ₃₈₆₉ ?	1.30	0.86	12.1	
3960.07	H_ϵ ?	0.411	0.27	12.9	
4334.98	H_γ ?	0.748	0.50	11.4	
4357.49	[OIII] ₄₃₆₃	0.495	0.33	11.9	
4858.26	H_β	1.51	1	10.0	
4955.95	[OIII] ₄₉₅₉	1.85	1.23	9.8	
5004.01	[OIII] ₅₀₀₇	5.65	3.74	9.7	$m_{5007} = 19.38$
5750.52	[NII] ₅₇₅₅	0.142	0.09	12.4	
5871.74	HeI ₅₈₇₆	0.175	0.12	11.1	
6296.68	[OI] ₆₃₀₀	1.20	0.79	7.6	
6359.71	[OI] ₆₃₆₃	0.383	0.25	8.2	
6543.98	[NII] ₆₅₄₈	1.77	1.17	7.1	deblended (Dreiergruppe)
6558.76	H_α	4.32	2.86	7.1	deblended (Dreiergruppe)
6579.50	[NII] ₆₅₈₄	5.40	3.58	7.0	deblended (Dreiergruppe)
6712.66	[SII] ₆₇₁₆	2.75	1.82	6.8	deblended (Zweiergruppe)
6727.12	[SII] ₆₇₃₁	2.60	1.72	6.8	deblended (Zweiergruppe)

Tabelle 3.29: Extinktionskorrigierte Flüsse für PN 276, INTEGRAL-Messungen vom 26.12.1998.

- PN29, MPFS 1998 09 21/22, Eichstern Feige 24:

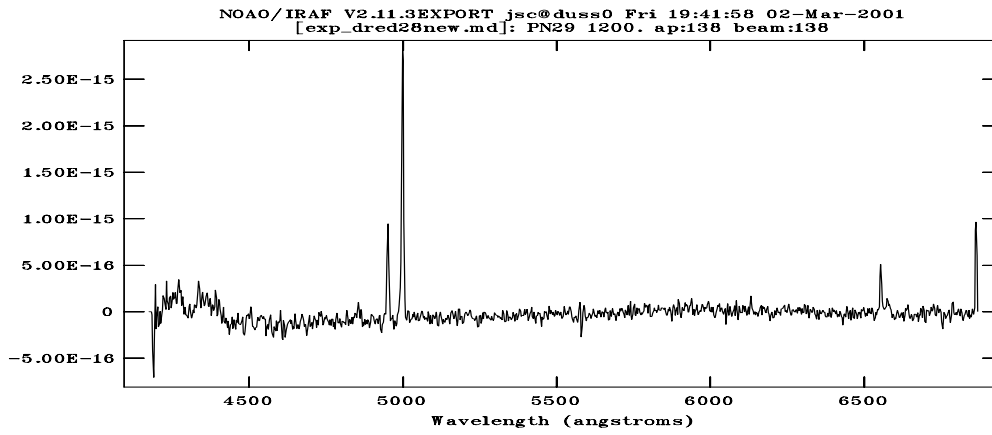


Abbildung 3.28: Spektrum von PN29 nach modifizierter Extinktionskorrektur, Eichstern Feige24.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
4335.37	H_γ ?	0.306	1.35	110.0	
4854.93	H_β	0.226	1	94.5	
4951.05	[OIII] ₄₉₅₉	1.37	6.06	87.6	
4999.12	[OIII] ₅₀₀₇	4.37	19.34	86.5	$m_{5007} = 19.66$
6553.67	H_α	0.691	3.06	55.8	
6576.00	[NII] ₆₅₈₄	0.224	0.99	59.6	

Tabelle 3.30: Extinktionskorrigierte Flüsse für PN 276, MPFS-Messungen vom 21.09.1998.

- PN29, MPFS 1998 09 21/22, Eichstern BD +28 4211:

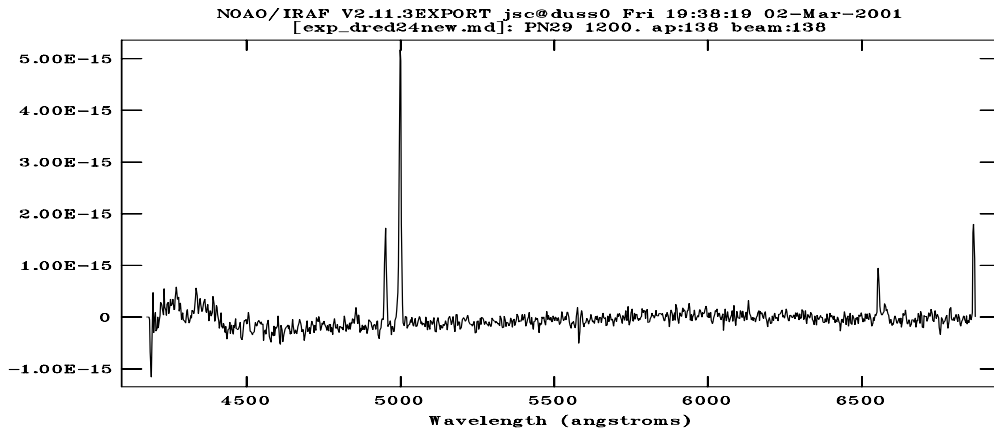


Abbildung 3.29: PN29 nach modifizierter Extinktionskorrektur, Eichstern BD +28 4211.

λ [Å]	Identifikation	F_λ	$F_{\lambda,rel}$	ΔF_λ [%]	Bemerkungen
4335.48	H_γ ?	0.201	1.68	108.5	
4854.82	H_β	0.12	1	93.1	
4951.05	$[OIII]_{4959}$	0.72	6.00	86.2	
4999.12	$[OIII]_{5007}$	2.33	19.42	85.0	$m_{5007} = 20.34$
6553.68	H_α	0.376	3.13	54.8	
6576.02	$[NII]_{6584}$	0.123	1.03	58.7	

Tabelle 3.31: Extinktionskorrigierte Flüsse für PN 276, MPFS-Messungen vom 21.09.1998.

3.5.5 Interpretation der Spektren

Aufgrund der geringen Anzahl meßbarer Linien wurde eine Nebelanalyse im Rahmen einer numerischen Simulation (z.B. im Rahmen des Fotoionisationscodes CLOUDY) nicht vorgenommen. Stattdessen wurden diagnostische Linienvverhältnisse zur Interpretation herangezogen. Aus den vorliegenden Spektren konnten Aussagen über folgende Größen gewonnen werden:

- **Helligkeit** m_{5007} : Berechnung aus dem Fluß F_λ über $m_{5007} = -2.5 \log F_\lambda - 13.74$ (Ciardullo 1989 [23]). Literaturangaben der Magnituden in [23] beziehen sich auf nicht extinktionskorrigierte Spektren. Der Fehler ergibt sich aus den Minima und Maxima der Flüsse, eingesetzt in obige Gleichung.
- **Ausdehnung**: Mit den IRAF-Routinen unter *imexaminew* wurde in den monochromatischen MPFS-Bildern eine PSF-Analyse durchgeführt¹². Konturplots der MPFS-Bilder zeigt Abb. 3.30. Bei den

¹²IRAF erlaubt keine Bildauswertung für die Bildelementanordnung der INTEGRAL-Daten.

MPFS-Bildern von 1997 ist trotz einiger durch tote Pixel bedingte Artefakte der scheinbare Durchmesser von PN 276 eindeutig größer als der von PN 29 oder dem Eichstern. In der Nacht vom 18. 09. 1998 ist der Vergleich aufgrund des instrumentellen Fehlers bei Belichtung des Eichsterns zu undeutlich, während sich PN 29 drei Nächte später als Punktquelle darstellt. Numerisch unterlegt wurden diese Befunde mit zweidimensionalen Gaußfits (Tabelle 3.32), wobei die Pixelwerte auf Bogensekunden umgerechnet wurden. Die Halbwertsbreite von PN 276 ist etwa 2". Bei einer Entfernung von 725 kpc ergibt sich dadurch ein linearer Durchmesser von etwa 10 Parsek. Daß es sich um ein Vordergrundobjekt handelt, kann durch das beobachtete Balmerdekrement ausgeschlossen werden.

Nacht	Objekt	FWHM ["]	Kommentare
1997 11 06/07	PN 276	2.0	
	PN 29	0.8	
	Hiltner 600	0.5	
1998 09 18/19	PN 276	1.8	
	Feige 24	2.0	Fehler bei Belichtung
1998 09 21/22	PN 29	0.75	
	Feige 24	1.30	
	BD +28 4211	0.9	

Tabelle 3.32: Profilbreiten der monochromatischen Bilder der Objekte und Standardsterne.

- **Elektronendichte:** Aus dem Schwefellinienverhältnis $[\text{SII}]_{6716} / [\text{SII}]_{6731}$ erhaltener Wert, (Abschnitt 3.3.8). Der Wert aus dem Linienverhältnis wurde im Diagramm 3.1 abgelesen. Für PN werden Elektronendichten um $N_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ erwartet.
- **Elektronentemperatur:** Es gibt zwei auf extragalaktische PN anwendbare (da auf helle Linien basierende) Methoden zur Bestimmung von T_e (Gurzadyan 1997, [40], S.124):

1. [OIII]-Methode:

$$\frac{F_{4959} + F_{5007}}{F_{4363}} = 0.0753 \frac{1 + 2.67 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}/N_e e^{-\frac{33000}{T_e}}}{1 + 2.3 \cdot 10^3 \sqrt{T_e}/N_e} \quad (3.27)$$

Näherung für kleine Elektronendichten ($N_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$):

$$T_e = \frac{33000 \text{ K}}{\ln\left(\frac{F_{4959} + F_{5007}}{8.74 F_{4363}}\right)} \quad (3.28)$$

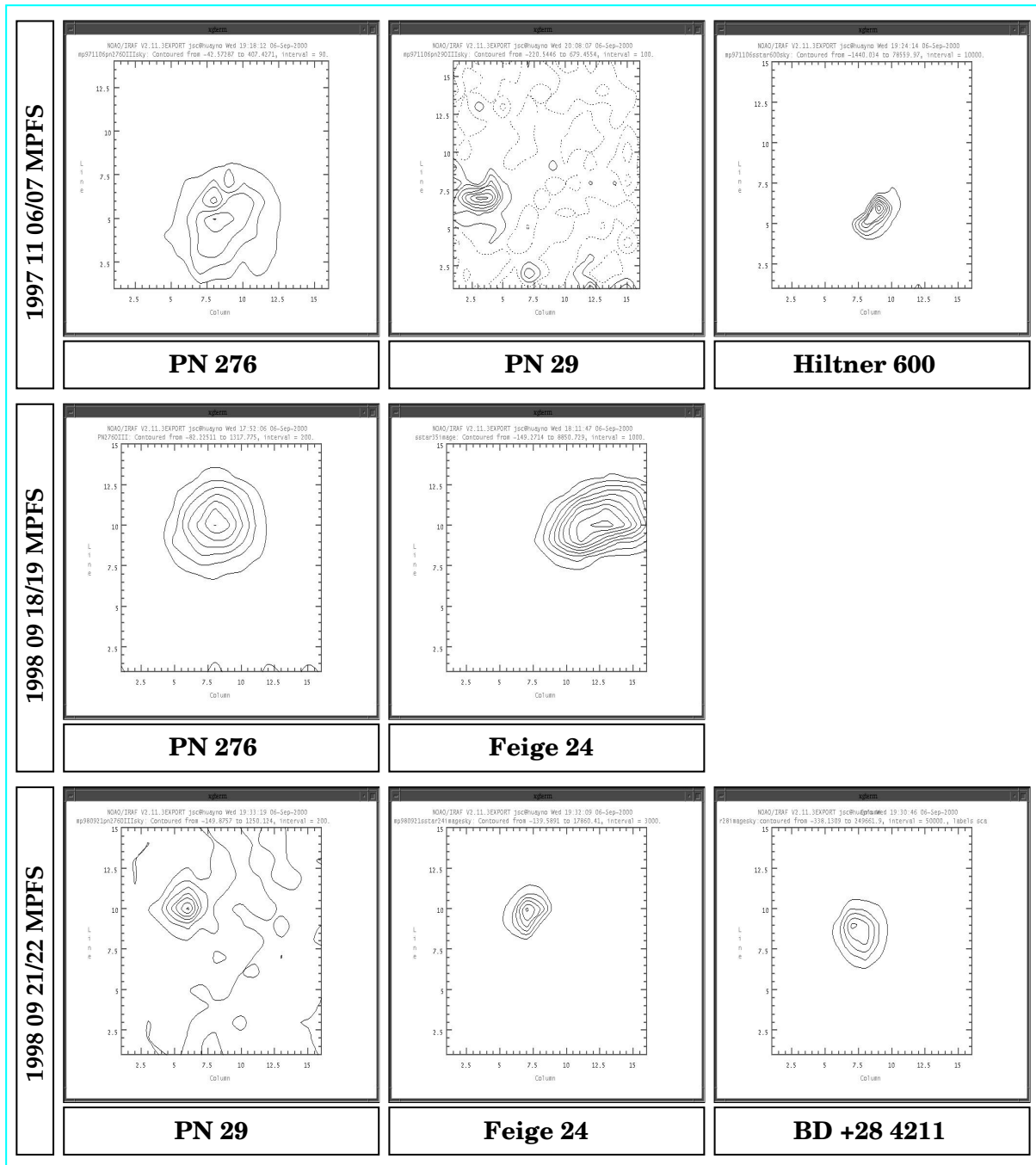


Abbildung 3.30: Konturplots der Objekte und Eichsterne. Die Ausdehnung von PN 276 im Vergleich zu PN 29 und der Aufnahmefehler bei Feige 24 (1998 09 18/19) sind erkennbar.

2. **[NII]-Methode:** Analog gilt für [NII]

$$\frac{F_{6548} + F_{4584}}{F_{5755}} = 0.01625 \frac{1 + 1.94 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}/N_e}{1.03 + 3.2 \cdot 10^2 \sqrt{T_e}/N_e} e^{\frac{25000}{T_e}} \quad (3.29)$$

mit der Näherung für $N_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$:

$$T_e = \frac{25000 K}{\ln\left(\frac{F_{6548} + F_{6584}}{9.85 F_{5755}}\right)} \quad (3.30)$$

Beide Methoden wurden mit ihrer Fehlerbestimmung in IDL implementiert.

- **Anregungsklasse p:** Für geringe Anregungsklassen gilt (Gurzadyan 1997, [40]):

$$\frac{F_{4959} + F_{5007}}{F_{H\beta,4868}} = \begin{pmatrix} 0.. < 5 \Rightarrow p = 1 \\ 5.. < 10 \Rightarrow p = 2 \\ 10.. < 15 \Rightarrow p = 3 \\ 15.. < 20 \Rightarrow p = 4 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Zur Bestimmung höherer Anregungsklassen wird der Fluß von HeII (4686) benötigt, welcher im vorliegenden Datenmaterial nicht meßbar war. Die Bestimmung von p für PN276 bestätigt, daß diese HeII-Linie nicht sichtbar sein kann, da sie bereits für $p = 5$ verschwindet (Gurzadyan 1997, [40]). Wäre sie meßbar, wäre auch die Zentralsterntemperatur zu bestimmen.

3.5.5.1 PN29

Aufgrund der wenigen meßbaren Linien und ihrer geringen, fehlerbehafteten Flüsse sind die liniendiagnostischen Möglichkeiten beschränkt.

Meßgröße	1997 11 06	1998 09 21 (Feige 24)	1998 09 21 (BD +28)
$m_{5007, \text{flußkalibriert}}$	$20.91^{+0.07}_{-0.07}$	$20.96^{+0.04}_{-0.04}$	$21.47^{+0.03}_{-0.03}$
$m_{5007, \text{dereddened}}$	—	$19.66^{+2.17}_{-0.68}$	$20.34^{+2.06}_{-0.67}$
$\frac{F_{5007} + F_{4959}}{F_{H\beta}}$	—	25.4 ± 7.9	25.4 ± 8.5
Anregungsklasse	—	≥ 4	≥ 4

Tabelle 3.33: Liniendiagnostik für PN 29. Daten von 1998 nach Eichsternen aufgeschlüsselt.

Diese Angaben zusammen mit dem Erscheinungsbild einer Punktquelle passen zu einem planetarischer Nebel mittlerer Anregung. Selbst bei den lang belichteten Daten von 1998 sind die Linienflüsse so gering und verrauscht, daß sich einerseits über das Flußverhältnis der [OIII]-Linien bei 4959 Å und 5007 Å zur H_{β} -Linie eine Anregungsklasse von minimal vier ergibt, andererseits die HeII (4686) - Linie nicht meßbar ist. Deshalb ist eine genaue Bestimmung der Anregungsklasse nicht möglich. Der Literaturwert $m_{5007} = 21.01$ aus Ciardullo 1989 [23] wird durch die MPFS-Beobachtungen beider Jahre bei Eichung mit Feige 24 marginal verfehlt, während bei Verwendung des Eichsterns BD+284211 das Meßergebnis systematisch um fast eine halbe Magnitude abweicht. Der Grund für diese Abweichung kann

bei Ausschluß wetterbedingter Instabilitäten nur instrumentell sein. Die von Jacoby 1999 [56] vermutete Variabilität des Nebels konnte nicht bestätigt werden. Auch das Linienverhältnis $\frac{F_{6716}}{F_{6731}}$ konnte hier nicht gemessen werden, so daß ein Vergleich mit den kontroversen Daten von Jacoby (Verhältnis 1.76 und damit eine physikalisch sinnlose Dichte) nicht möglich ist.

3.5.5.2 PN276

Im Vergleich zu PN29 sind hier wesentlich mehr und intensivere Linien vermessen worden, was eine weitergehende Liniendiagnostik ermöglicht. Hauptmotivation ist hierbei die Fragestellung, welcher Objektklasse der in M31-Entfernung ausgedehnt erscheinende Nebel angehört.

Meßgröße	1997 11 06	1998 09 18	1998 12 26 (SP0305)	1998 12 26 (G191)
$m_{5007, \text{flußkalibriert}}$	$19.43^{+0.07}_{-0.07}$	$19.99^{+0.03}_{-0.02}$	$20.05^{+0.10}_{-0.10}$	$20.13^{+0.05}_{-0.05}$
$m_{5007, \text{dereddened}}$	$19.41^{+0.41}_{-0.30}$	$19.03^{+0.11}_{-0.10}$	$18.92^{+0.15}_{-0.14}$	$19.38^{+0.12}_{-0.11}$
$\frac{F_{5007} + F_{4959}}{F_{H\beta}}$	—	4.68 ± 0.13	4.94 ± 0.11	4.97 ± 0.15
Anregungsklasse	—	≤ 2	≤ 2	≤ 2
$N_e [cm^{-3}]$	$(4.5^{+3.5}_{-3.0}) \cdot 10^2$	$(6 \pm 1.0) \cdot 10^2$	$(5 \pm 1.0) \cdot 10^2$	$(4.5 \pm 1.0) \cdot 10^2$
$T_e [K]$ ([OIII]-Methode)	—	—	53300 ± 6300	60000 ± 11200
$T_e [K]$ ([NII]-Methode)	—	14700 ± 2900	15800 ± 3400	15300 ± 5800

Tabelle 3.34: Liniendiagnostisch verwertbare Ergebnisse von PN 276, für INTEGRAL nach Eichsternen aufgeschlüsselt.

Es fällt eine systematische Abweichung der gemessenen Magnituden im Vergleich zur Ciardullo 1989 ([23]) auf: Anstelle von $20.^m48$ liegen die Werte hier zwischen $19.^m43$ und $20.^m13$. Quellen dieser Abweichung können sein:

Instabilitäten im Spektrografen: Durchbiegungen im Spektrografen zwischen Eichstern- und Objektaufnahme können die Extraktion von weniger Standardsternfluß zur Folge haben, als tatsächlich vorhanden ist. Hierdurch wird der Objektfluß nach oben verfälscht.

Ausdehnung des Objekts: Ciardullo bestimmte die Helligkeit aus CCD-Aufnahmen über Aperturfotometrie in einem $1.''72$ großen Radius, der Hintergrund wurde aus einem Ring in $10''$ Abstand um den Stern herum abgezogen. Bei ausgedehnten Objekten können hierbei Fehler entstehen, sofern die Flügel des durch Seeing verbreiterten Bildes einen Durchmesser von $3.''5$ überschreiten.

Variabilität des Objekts: Über den Zeitraum der Beobachtungen ist ein Abfall der Helligkeit erkennbar, welcher nicht mit der Jacoby-Beobachtung von 1989 vereinbar ist (Abb. 3.31). Ob hier ein Trend besteht, müssen Folgebeobachtungen klären. Der Datenpunkt von 1997 ist aufgrund der geringeren Qualität des Datenmaterials unsicher und die auf vier Meßergebnisse basierende Statistik wenig aussagekräftig.

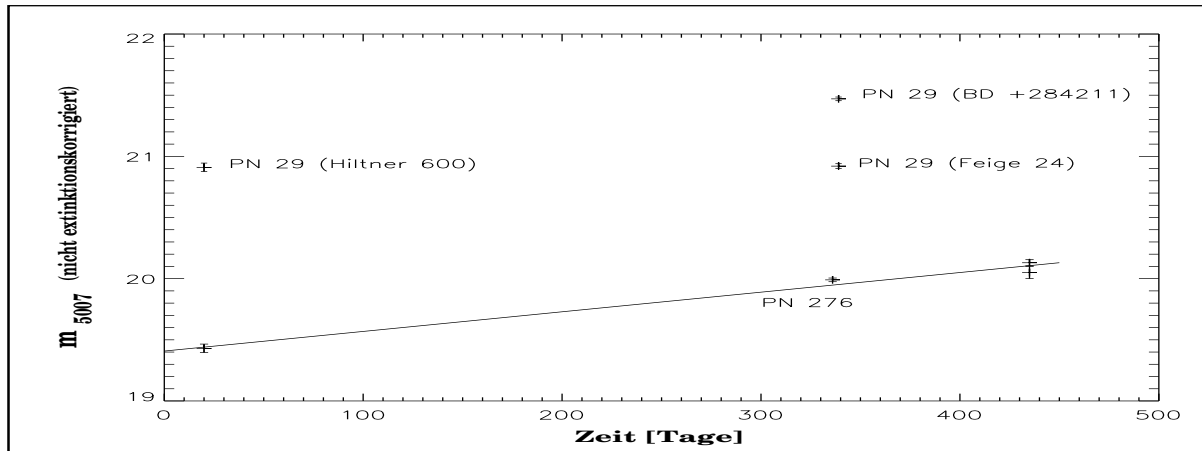


Abbildung 3.31: Nicht extinktionskorrigierte Helligkeiten beider Objekte über die Zeit. Bei PN276 wurde ein Gerade angefitet.

Bei PN276 handelt es sich nach Auswertung des Verhältnisses $\frac{[OIII]_{5007} + [OIII]_{4959}}{H\beta}$ um ein Objekt der Anregungsklasse 1 bis 2. Der Nebel hat nach Messungen der Schwefellinien eine Elektronendichte um $2,5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$, wodurch die T_e -Bestimmung nach Gurzadyan 1997 [40] möglich ist. In Tabelle 3.34 ist eine gute Konsistenz der [NII]-Methode zwischen beiden Instrumenten sichtbar, T_e beträgt demnach um 15000 K. Allerdings ergibt die auf die INTEGRAL-Daten anwendbare [OIII]-Methode drei- bis vierfach höhere Werte. Mögliche Ursachen sind:

- Das flatkorrigierte Objektframe zeigt eine schwache Skylinie bei $\lambda = 4363 \text{ \AA}$. Bei der Hintergrundsubtraktion können durch dieses Signal größere Fehler entstehen als durch das reine Poissonrauschen erwartet.
- Nach Osterbrock 1989 ([79]) ist eine schwache $[OIII]_{4363}$ - Linie ein Indiz für Supernovaüberreste, in denen die Anregung durch Schockwellen dominiert.
- Ebenfalls erwähnt Osterbrock [79], daß eine T_e -Abhängigkeit von der Bestimmungsmethode auf unterschiedliche Emissionsgebiete innerhalb des Objekts hinweist. Da die Anregungsenergie von [OIII] größer ist als die von [NII], werden [OIII]-Linien dichter am anregenden Stern erzeugt (Stratifikation). Es wurde versucht, eine Stratifikation nachzuweisen. Hierbei wurde ein aufsummiertes Spektrum der inneren mit dem Spektrum der äußeren Bildelemente verglichen. Im Rahmen der Genauigkeit (Signalschwäche der äußeren Bildelemente) wurde keine Ionisationsstruktur gefunden.

Objektklassenzugehörigkeit von PN 276 In Osterbrock 1989 ([79]) werden spektrale Signaturen verschiedener Gasnebelarten diskutiert. Die PN276-Spektren ordnen sich wie folgt ein:

Planetarischer Nebel: Hierfür sprechen die Linienflüsse in [OIII] und den Balmerlinien. Die Stärke der [NII]-Linien ist untypisch, auch die Schwefellinien sind bei PN276 stärker. T_e liegt bei PN im Bereich zwischen 8000 und ca. 14000 Kelvin - nach der [NII]-Methode liegt PN276 damit

knapp über der Obergrenze. Die Elektronentemperatur bei Verwendung der [OIII]-Methode ist viel zu hoch. Die Elektronendichte ist mit $N_e = 5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$ wesentlich geringer als bei PN (dort typischerweise 10^4 cm^{-3}). Die Ausdehnung schließt ein kompaktes Objekt wie einen PN in M31-Distanz aus.

Vordergrundobjekt: PN 276 könnte ein galaktischer PN sein, der sich zufällig auf dem Sehstrahl befindet. Dies würde die Ausdehnung erklären und wäre auch ein Hinweis darauf, warum PN 276 zu den hellsten Objekten des Samples zählt. Allerdings beträgt das logarithmische Balmerdekrement von PN276 je nach Messung 0.35 bis 0.52 entsprechend einem A_V von 0.68 bis 1.00. Demgegenüber steht der in Abschnitt 3.3.8 beschriebene Wert von 0.2406 ± 0.0818 für die rein galaktische Absorption. Also muß ein wesentlicher Beitrag der Extinktion in M31 erfolgen. Außerdem sprechen die bereits oben genannten spektralen Erscheinungsbilder der PN gegen diese Hypothese.

HII-Region: HII-Regionen haben typische Elektronendichten von $N_e = 10^{2..3} \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, was mit dem ermittelten Wert um $5 \cdot 10^2$ übereinstimmt. Die erwartete Elektronentemperatur ist mit 7000 - 13000 Kelvin viel geringer als bei PN276 gemessen. Auch die im Vergleich zu H_{β} starken Schwefellinien sind untypisch für HII-Regionen.

Nova-Shell: Dies sind lichtschwache Höfe direkt um eruptive Sterne, was sich bei der Helligkeit von PN 276 bereits ausschließt. Die Intensität von $[NII]_{6584}$ ist bei Nova-Shells geringer als die von H_{α} , die Nebuliumlinien $[OIII]_{4959}$ und $[OIII]_{5007}$ fehlen völlig, da die Anregungsenergie zu gering ist. PN 276 ist definitiv keine Nova-Shell.

Supernovaüberrest (SNR): PN 276 ist höchstwahrscheinlich ein SNR:

- N_e liegt im passenden Bereich: Z.B. 300 cm^{-3} in NGC 6992 (Cirrusnebel), bei kompakten Objekten wie NGC 1952 (Crabnebel) auch auf 10^3 cm^{-3} ansteigend.
- T_e beträgt nach der [NII]-Methode ca. 15000 K, nach der [OIII]-Methode dagegen 50000 bis 60000 K. Diese Abweichung ist signifikant für SNRs, die durch Schockwellen ionisiert werden. So betragen die Werte für NGC 6992 10000 K bzw. 30000 K. Für die Schockanregung wird eine starke Energiequelle benötigt, wie sie eine Supernova darstellt.
- Die z.B. in HII-Regionen fehlenden [OI]- und [SII]-Linien entstehen durch Stoßionisation und treten durch Schockanregung im SNR deutlich hervor.

Abb. 3.32 zeigt die schematisierten Linienflüsse relativ zu H_{β} für PN 276 im Vergleich zu NGC 1952 und NGC 6992. Das MPFS-Spektrum von PN276 zeigt dabei aus Effizienzgründen weniger Linien am kurzwelligen Ende. Die Linienverhältnisse von PN 276 ähneln denen im heliumarmen Gebiet des Krebsnebels.

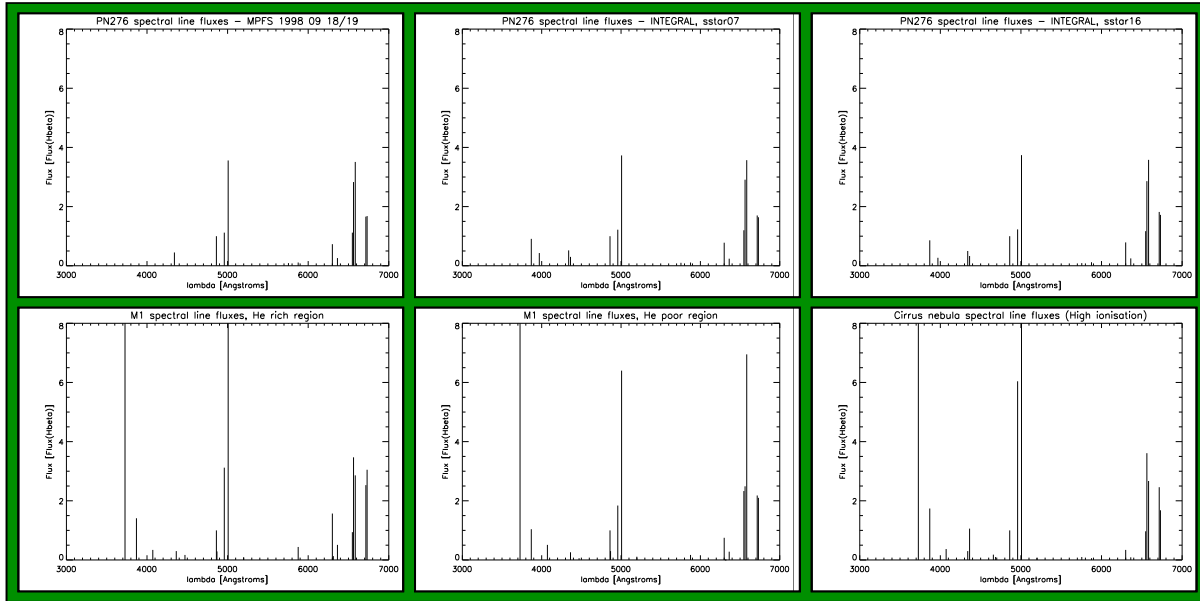


Abbildung 3.32: Linienflüsse relativ zu H_{β} für PN276 (obere Reihe, links MPFS, Mitte und rechts INTEGRAL mit verschiedenen Eichsternen). Vergleich zum Crabnebel NGC 1951 (unten, links heliumreiche, Mitte heliumarme Region) sowie zum Cirrusnebel NGC 6992 (unten rechts).

Positionsvergleich mit Röntgenquellen: Durch Synchrotronstrahlung entsteht im Spektrum eines SNRs ein im Röntgenlicht beobachtbares Kontinuum. Dadurch sind SNRs mit Röntgenteleskopen detektierbar. Während der ROSAT-Mission wurde M31 nach Röntgenquellen durchsucht (Supper et al, 1997 [105]). Mit dem PSPC-Detektor wurden 396 Quellen gefunden, deren Position mit einer Genauigkeit von $5''$ bestimmt wurde. Durch grobe spektrale Informationen konnten die Objekte klassifiziert werden. Die Liste der Objekte wurde mit der Liste der in der PN-Durchmusterung von Ciardullo 1989 [23] gefundenen Objekte verglichen. Der astrometrische Positionsfehler der PN-Durchmusterung beträgt $1''$, so daß der Gesamtpositionsfehler beim Vergleich beider Listen mit $6''$ angenommen wurde. Tab. 3.35 zeigt die im Rahmen des Positionsfehlers aufeinanderfallenden Objekte, unter ihnen PN 276.

PN-ID	ROSAT-ID	Distanz ["]	m_{5007} (Ciardullo 1989,[23])	Quellenart (Supper 1997,[105])
182	163	3.81	21.73	keine Angaben
44	176	3.02	21.99	Bulge-Quelle
433	181	4.73	22.53	Bulge-Quelle
6	193	4.84	22.41	Bulge-Quelle
492	222	2.77	22.99	Kugelsternhaufen
276	249	2.97	20.48	SNR
527	263	5.33	22.93	Vordergrundstern
557	279	3.04	21.27	keine Angaben

Tabelle 3.35: Positionsübereinstimmungen der Liste von Ciardullo [23] mit Röntgenquellen aus dem Rosat-Survey (Supper 1997 [105]) innerhalb eines Fehlerkreises mit $6''$ Radius.

Damit handelt es sich bei PN 276 mit großer Wahrscheinlichkeit um einen Supernovaüberrest. Offenbar existieren trotz sorgfältiger Auslese der Bilddaten bei Ciardullo 1997 [23] Fehlidentifikationen. Insbesondere am hellen Ende der Leuchtkraftfunktion (PNLF) sind diese bedeutend, weil sie eine Entfernungsbestimmung entscheidend verfälschen können. In der Leuchtkraftfunktion, die von Ciardullo aufgestellt wurde, kommt PN 276 wegen seiner Nähe zur Scheibe nicht vor. Dennoch wirft der Befund die Frage auf, ob unter den ausgewählten PNs weitere Fremdobjekte sind. Die Integral-Field-Methode ist wegen der derzeitigen Gesichtsfelder zu aufwendig. Engbandige CCD-Aufnahmen mit einer höheren Auflösung als bei Ciardullo [23] verwendet können ausgedehnte Objekte erkennen, die durch spektroskopische Nachbeobachtungen kontrolliert werden können. Diese Überlegungen führten im November 1998 zu einer kleinen M31-Durchmusterung am 2.2m Teleskop des Calar-Alto-Observatoriums ¹³. Der Fokalreduktor CAFOS ermöglicht eine Ortsauflösung von $0''.5$. Obwohl die Daten nicht endgültig ausgewertet sind, läßt ein erster Überblick den Schluß zu, daß die allermeisten Objekte aus Ciardullo 1989 [23] tatsächlich Punktquellen sind. Es wurde bisher außer dem klar als ausgedehnt erkennbaren PN2 276 (vgl. Abb. 3.33) kein anderes ähnlich ausgedehntes Objekt identifiziert.

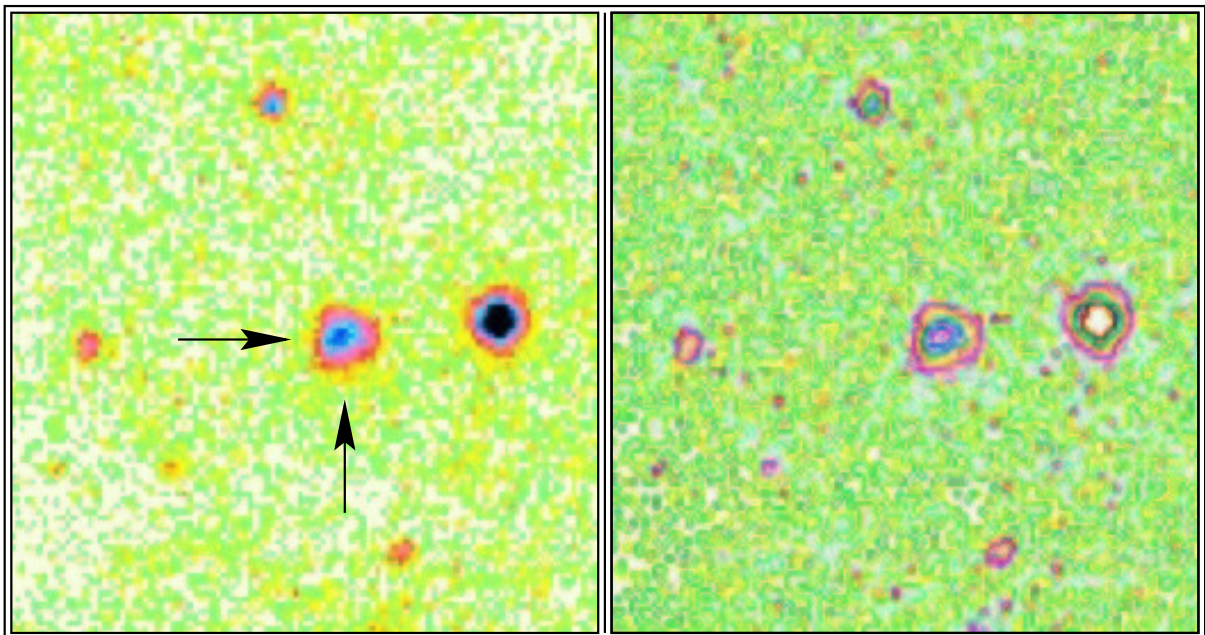


Abbildung 3.33: Ausschnitt aus CAFOS-Bild mit PN 276. Linke Negativabbildung, rechts Verstärkung der Objektränder. Die Ausdehnung ist beim Vergleich mit schwachen Feldsternen erkennbar. Das Bild wurde mit einem [OIII]₅₀₀₇-Filter aufgenommen. Der helle Feldstern neben PN276 wirkt ausgedehnt, da die Flügel seiner Punktbildfunktion mit abgebildet werden.

¹³Betrieben durch das Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg

Kapitel 4

Instrumentelle Diskussion

In drei Beobachtungsperioden wurde mit teils mehrstündigen Integrationen spektrale Informationen über einzelne PNs in M31 erhalten. Gemessen am Aufwand erscheint die Anzahl gewonnener Informationen gering. Während bei PN276 eine Objektklassifikation vorgenommen werden konnte, ist bei PN29 lediglich eine niedrige Anregungsklasse auszuschließen gewesen. Die statistischen Fehler in den Linienflüssen von PN29 sind bis auf wenige, helle Linien in der gleichen Größenordnung wie die Linienflüsse selbst. Da mit der geringen Anzahl gemessener Linienflüsse kaum eine eindeutige Fotoionisationsrechnung (z.B. mit CLOUDY) durchführbar ist, kann z.B. die Frage nach Elementhäufigkeiten nicht beantwortet werden. Angesichts der deutlich sichtbaren Qualitätsmängel des Datenmaterials ist die geringe Objektivität allein nicht ausschlaggebend für die wenig aussagekräftigen Ergebnisse. Inwieweit technische Mängel das Ergebnis beeinflussen und was bei der Konstruktion des neuen Integral-Field-Instrumentes PMAS optimiert werden kann, ist Gegenstand dieses Kapitels. Bei der technischen Bewertung stehen drei Merkmale im Vordergrund:

1. **Effizienz:** Die Quantenausbeute des Systems von Teleskop bis CCD ist bei den verwendeten Instrumenten gering.
2. **Detektorqualität:** Starke Faser-Faser-Variation bis hin zu Ausfällen oder auch Defekte im Spektrografen (Streulicht, CCD-Fehler) beeinträchtigen die Datenqualität.
3. **Stabilität:** Variationen des instrumentellen Transmissionsverhaltens infolge von Durchbiegung oder Faserinstabilität führen zu statistischen und systematischen Fehlern.

4.1 Vergleich von MPFS und INTEGRAL

Bei der vergleichenden Untersuchung der Ausbeute und Qualität der beiden Instrumente werden je nach Bautyp verschiedene Fehlerquellen erwartet. Ferner gibt es Unterschiede in der Qualität der Einzelkomponenten, die sich verschieden stark auf die Daten auswirken.

4.1.1 INTEGRAL

INTEGRAL ist ein ortsfester Faserspektrograf auf der Nasmythplattform des WHT. Durchbiegungen des Spektrografen werden abgesehen von möglichen Temperaturdrifts nicht erwartet. Problematisch ist

dagegen das bewegte Faserbündel während der Nachführung und beim Schwenks z.B. zwischen Objekt und Standardstern:

- Mechanischer Druck ändert die Faserverluste, so daß die Transmission jeder einzelnen Faser in unvorhersehbarer Weise beeinflusst wird.
- Durch Änderung des Faseraustrittsprofils ändert sich die Ausleuchtung der Spektrografenoptik und damit die Punktbildfunktion. Dies erschwert die Extraktion der Spektren. Durch die Zentralabschattung wird die Gesamthelligkeit eines Objektes moduliert, da unterschiedliche relative Anteile des Flusses abgeschattet werden.
- Um den Faseraustritt an den f/8.2-Kollimator anzupassen, besteht der Faserspalt aus einem Mikrolinsenraster, welches eine Zwischenabbildung der Pupille erzeugt. Durch statistische Positionierfehler der Fasern wird eine Intensitätsvariation von Spektrum zu Spektrum erzeugt. Die Größe der Zwischenabbildung am Pseudospalt ist abhängig von der Öffnungszahldegradation (Allington-Smith, Content 1998 [2] sowie Abschnitt 4.3.1.3), die Linsen führen ferner durch Streuung und Absorption Verluste in das System ein.

Durch die unvollständige räumliche Abdeckung der dicht gepackten Faserenden wird die Systemempfindlichkeit um 35 % herabgesetzt (Füllfaktor 0.65 nach Arribas 1998, [5]). Es geht keine Ortsauflösung verloren, da das Seeingscheibchen einer Punktquelle größer ist als zwei Bildelemente. Der WYFFOS-Spektrograf ist ein modularer Aufbau auf einer optischen Bank, die mit einer lichtdichten Abdeckung versehen ist. Die Strahlengänge im Innern sind nicht einzeln abgedeckt. Eine Leuchtdiode des CCD-Controllers im Innern dieser Abdeckung, welche im Vorfeld der Beobachtungen massive Störungen verursachte, verdeutlicht die Anfälligkeit von WYFFOS gegen internes Streulicht.

4.1.2 MPFS

MPFS ist im Primärfokus aufgehängt und folgt jeder Teleskopbewegung. Hierdurch werden mechanische Durchbiegungen erwartet, die zur Bildortverschiebung auf dem Detektor führen. Durch die erkennbar ineffiziente Faserkopplung werden besonders bei den Daten von 1997 Verluste erwartet. Eine Zeitabhängigkeit der Fasereigenschaften schließt das unbewegte Fasermodul dagegen aus. Da einige Glasluftflächen (Linsenraster, Korrekturplatte des Off-Axis-Maksutovs) keine reflexmindernden Schichten besitzen, wird die Effizienz reduziert und die Streulichtanfälligkeit durch Reflexe erhöht.

4.1.3 Effizienzvergleich

Die Aufnahmen der fotometrischen Standardsterne ermöglichen eine Effizienzanalyse der Instrumente über den detektierten Strahlungsstrom:

$$I_{CCD}[ADU] = \frac{F_\lambda}{\kappa W_\lambda} \cdot \Delta\lambda \cdot \eta_{atm} \cdot A_{tel} \cdot \eta_{QE} \cdot \eta_{instr} \cdot \Delta t \quad (4.1)$$

mit der den Füllfaktor einschließenden Effizienz:

$$\eta_{instr} = \frac{W_\lambda \kappa I_{CCD}[ADU]}{F_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot \eta_{atm} \cdot A_{tel} \cdot \eta_{QE} \cdot \Delta t} \quad (4.2)$$

Hierbei ist F_λ der Standardstern-Strahlungsstrom außerhalb der Atmosphäre, $\Delta\lambda$ die Lineardispersion ($\text{\AA}/\text{Pixel}$), A_{tel} die effektive Teleskopfläche (Abschattung und Reflexionsverluste eingeschlossen), η_{QE} die Quantenausbeute des verwendeten CCD-Systems und ΔT die Belichtungszeit. Die atmosphärische Transmission η_{atm} errechnet sich aus der atmosphärischen Extinktion $E(\lambda)$ (0.18 für MPFS und 0.1244 für La Palma, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$), und der Luftmasse A , über $10^{-0.4 \cdot AE}$. Als lichtsammelnde Fläche wurden in beiden Fällen 8/9 der Hauptspiegelfläche angenommen, um eine Zentralabschattung durch Fangspiegel bzw. Primärfokuskabine von 1/3 des Hauptspiegeldurchmessers zu berücksichtigen¹. Ferner wurde für jede Spiegelfläche (eine am SAO-Primärfokus, drei am WHT-Nasmythfokus) ein Reflexionsgrad von 85 % angenommen². Die Quanteneffizienz η_{QE} wurde aus der ING³-Homepage [85] für den am WHT verwendeten Chip entnommen und auf den MPFS-Chip übertragen. Beide Chips kommen vom gleichen Hersteller (Tektronix $1k \times 1k$, gedünnt) und für MPFS liegen keine anderen Angaben vor. Der Fluß F_λ ergibt sich aus den Eichtabellen der Standardsterne. Die gesamte Analyse wurde für $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ durchgeführt, was mittig im beobachteten Spektralbereich sowie in unmittelbarer Nähe zu den hellen [OIII]-Linien liegt. Der tatsächlich beobachtete Fluß F_{5000} wurde aus den registrierten ADU-Werten auf dem CCD I_{CCD} über den Konversionsfaktor und der Energie eines Einzelphotons (W_λ , hier $W_{5000} = 3.98 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$) ermittelt. Es ergeben sich für die einzelnen Standardsternbeobachtungen die in Tab. 4.1 tabellierten Werte.

Instrument	MPFS	MPFS	MPFS	MPFS	INTEGRAL	INTEGRAL
Datum	1997 11 06	1998 09 18	1998 09 21	1998 09 21	1998 12 26	1998 12 26
Eichstern	Hiltner 600	Feige 24	Feige 24	BD+284211	SP0305+261	G191-B2B
m_{5000}	10.456	12.293	12.293	10.29	8.118	11.55
$F_{5000} \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s \AA}} \right]$	$2.90 \cdot 10^{-13}$	$5.34 \cdot 10^{-14}$	$5.34 \cdot 10^{-14}$	$3.38 \cdot 10^{-13}$	$2.50 \cdot 10^{-12}$	$1.06 \cdot 10^{-13}$
$\frac{F_{5000}}{W_{5000}}$	0.073	0.013	0.013	0.085	0.628	0.027
η_{atm}	0.80	0.789	0.770	0.820	0.929	0.881
A_{tel}	213628 cm^2	213628 cm^2	213628 cm^2	213628 cm^2	123151 cm^2	123151 cm^2
η_{QE}	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
$\kappa [e^- / \text{ADU}]$	1.9	1.2	1.2	1.2	1.7	1.7
$\Delta t [\text{s}]$	60	120	60	120	60	60
$I_{CCD} [\text{ADU}]$	7362	8902	2341	51939	206971	9331
$\eta_{instr} [\%]$	3.1 ± 0.5	6.6 ± 0.9	3.5 ± 0.5	5.7 ± 0.8	13.6 ± 1.3	14.6 ± 1.4

Tabelle 4.1: Effizienzen von MPFS und INTEGRAL während verschiedener Beobachtungen.

Der Gesamtfehler bestimmt sich aus den Abweichungen in I_{CCD} , η_{atm} und F_λ (Abs. 3.4.7). Für η_{QE} wurde ein Fehler von 5 % angenommen, für A_{tel} bei MPFS 5 % (Reflektivität der Aluminisierung), bei INTEGRAL wegen der Annahme von 1/3 Obstruktion 7 %. Die numerische Genauigkeit von κ ist $0.05 \frac{e^-}{\text{ADU}}$. Die Abweichungen von Δt , $\Delta\lambda$ sowie W_λ wurden vernachlässigt.

MPFS ist trotz Lensletankopplung (Füllfaktor 1) 2-3 mal unempfindlicher als INTEGRAL. Die Erneuerung des MPFS-Fasermoduls ist erkennbar: Die Effizienz von MPFS ist 1998 etwa doppelt so groß wie ein Jahr zuvor. Das 3.5%-Ergebnis an Feige 24 (1998 09 21) läßt zusammen mit den diskrepanten Flußwerten des mit diesem Eichstern kalibrierten PN 29 (siehe Abb. 3.31) vermuten, daß entweder die Trans-

¹Am 6 m - Spiegel ist die Abschattung 1/3, für das WHT wurde dieser Wert angenommen.

²Die Reflektivität eines aluminisierten Spiegels beträgt im sichtbaren Licht 88 % und nimmt mit der Zeit ab.

³Isaak Newton - Group, Betreiber der britischen Teleskope auf La Palma.

missionsbedingungen bei der Aufnahme dieses Sterns verfälscht waren (z.B. Wolkendurchzug) oder die Belichtungszeit kürzer war als in Beobachtungsmitschrift und Datenheader verzeichnet. Die Effizienz des verbesserten MPFS liegt bei etwa 6 %, die von INTEGRAL/WYFFOS dagegen trotz des 65% - Füllfaktors bei ca. 14 %.

4.1.4 Vergleich von Rauschen und Stabilität

Hierbei wurden die Skyflataufnahmen betrachtet. Die Variation des Flusses von Faser zu Faser wird bei einem idealen System theoretisch durch das Poissonrauschen dominiert. Die gemessenen Abweichungen sind signifikant größer. Die Auswirkungen hieraus entstehender Kalibrationsfehler sind gravierend, weil hierdurch die Reichweite in Bezug auf hintergrundlimitierte Objekte einschneidend verringert wird (Roth et al. 2000, [92]). Während in die Fehlerrechnung der Fluß in jedem Pixel individuell und damit z.B. Streulicht berücksichtigt wird, entstehen durch Fehler der Flatkorrektur Abweichungen. Diese nicht numerisch berücksichtigten Fehlerquellen der flatkorrigierten Frames sind:

- Variationen des Gitterwinkels (Durchbiegungseffekte und mangelnde Reproduzierbarkeit bei Gitterverstellung)
- Vignettierungseffekte der Spektrografenoptik → Langskalige Variation über das Gesichtsfeld
- Mechanische Einkoppeltoleranz der Fasern am Linsenraster
- Statistische Schwankungen des Einkoppelwinkels in die Fasern
- Systematische Änderung von Koppelwinkel- und Versatz durch Abweichung der Feldoptik von der Telezentrie
- Schwankungen der Fasertransmission durch Unterschiede der Ein- und Austrittsflächen (Qualität der Politur, Sauberkeit)
- Schwankungen der Transmission durch unterschiedliche mechanische Belastung der Einzelfasern

Der letzte Effekt ist aufgrund der besonderen Lichtausbreitung in Fasern zu beachten: Bei mitgeschwenkten, langen Faserbündeln (hier INTEGRAL) wird eine zeitliche Variation erwartet. Hierbei geht Licht verloren (Verluste in der Faser oder Streulicht, das den Kollimator verfehlt) und das Profil des austretenden Lichtbündels variiert. Folgen sind fotometrische Schwankungen sowie zeitabhängige Formabweichung der Punktbildfunktion auf dem Detektor. Wie stark die genannten Effekte gegenüber dem Poissonrauschen dominieren, zeigt eine Analyse der Flataufnahmen beider Instrumente.

4.1.4.1 Rauschanalyse der Flatfeldaufnahmen

Das statistische Poissonrauschen wurde mit den realen Variationen zwischen den Aperturen verglichen. Grundlage war eine Skyflataufnahme des jeweiligen Instruments. Es wurde an 10 äquidistanten Stellen im Spektrum die prozentuale Standardabweichung über alle Aperturen ermittelt. Der Mittelwert dieser zehn Messungen wurde mit dem aufgrund des Poissonrauschens erwarteten Fehlers verglichen (Spalte "Faservariation" in Tab. 4.2). Das Poissonrauschen spielt gegenüber den realen Variationen eine untergeordnete Rolle.

Nacht	Instrument	Variation (gemessen)	Variation (Poisson)
1997 11 06	MPFS	36.81%	1.71%
1998 09 18	MPFS	34.25%	0.07%
1998 09 21	MPFS	28.69%	0.14%
19981226	INTEGRAL	17.87%	0.19%

Tabelle 4.2: Faser-Faser-Variation im Vergleich zu aus der Poissonstatistik erwarteten Werten.

Die Faservariation der Daten des verbesserten MPFS-Systems von 1998 ist nur marginal geringer als zuvor. Hier liegt ein Auswahlereffekt vor, da die zahlreichen Totfasern des alten Systems nicht mitextrahiert wurden und damit in die Analyse nicht eingehen. Ein deutlicher Sprung ist zu den INTEGRAL-Daten zu verzeichnen, bei denen die Faservariation nur noch etwa halb so groß sind verglichen mit MPFS. Die Variationen sind bei beiden Instrumenten signifikant höher als der Poissonfehler. INTEGRAL hat bauartbedingt eine um 35 % geringere Empfindlichkeit. Dennoch ist MPFS trotz Lensletkopplung nur halb so effizient wie INTEGRAL/WYFFOS. Die Faservariation verdeutlicht die Rolle der Faserkoppleffizienz bei der Betrachtung der Gesamtempfindlichkeit. Eine präzise Verarbeitung einer problemangepassten Faseroptik stellt einen bedeutenden Faktor für die Gesamtleistung eines Integral-Field-Instruments dar.

4.1.5 Technische Schlußfolgerungen

Trotz der Vorzüge der Integral-Field-Methode bleiben Kritikpunkte an der Technologie, welche bei der Konstruktion eines neuen Instruments berücksichtigt werden sollten:

- **Effizienz:** Die rein optischen Effizienzen sind hier mit 3 bis 15 Prozent gering.
- **Stabilität:** Die Daten sind deutlich verrauschter als durch Poissonstatistik erklärbar.
- **Streulicht:** Auf den reduzierten Frames sind Streulichtresiduen erkennbar, siehe Abb. 3.15 in Abschnitt 3.5.2.5. Teils variiert dieses Licht abhängig von der Quelle (Lampen- oder Skyflat).
- **Qualität der Spektrografioptik:** Die Abbildung der Faserenden auf dem Detektor wird durch Defokus (mechanische Ursache) und optische Bildfehler verbreitert. Hierdurch laufen benachbarte Spektren ineinander, vgl. Abb. 3.3, Abschnitt 3.5.1. Das Optikdesign bestimmt die Effizienz durch die Auswahl der Materialien und der Anzahl der (besonders verlustbehafteten) Reflexionen.
- **Detektorfläche:** Die Detektorfläche ist, gemessen an der Breite der einzelnen Spektren, in beiden Instrumenten gering. Abb. 3.3 in Kap. 3.5.1 zeigt dies am Beispiel von MPFS: Benachbarte Spektren überlappen sich, wodurch das Tracing erschwert und die fotometrische Genauigkeit verringert wird. Eine zuverlässige Extraktion mußte interaktiv erfolgen, die automatischen IRAF-Prozeduren versagten wegen der Konfusion durch die Nachbarspektren. Eine größere Detektorfläche verhindert eine zu dichte Ansammlung der Spektren und entspannt die Situation.
- **Software:** Die Auswertung der Daten ist kompliziert und zeitaufwendig. Eine bessere Qualität insbesondere der Eichaufnahmen ist notwendig. Eine automatisierte, problemangepasste Auswertesoftware ist notwendig, um einen Routinebetrieb von Integral-Field-Instrumenten zu gewährleisten.

Bei der Planung des neuen Integral-Field-Instrument PMAS wurden obige Punkte berücksichtigt. Neben dem Projekt selbst werden im folgenden Abschnitt Labormessungen zur Faseroptik beschrieben. Ziel dieser Messungen war, die Faseroptik so effizient wie möglich zu gestalten. Dies hat auch Konsequenzen für die Spektrografenoptik (Immersionsankopplung).

4.2 PMAS - Das Potsdamer Multiapertur-Spektrophotometer

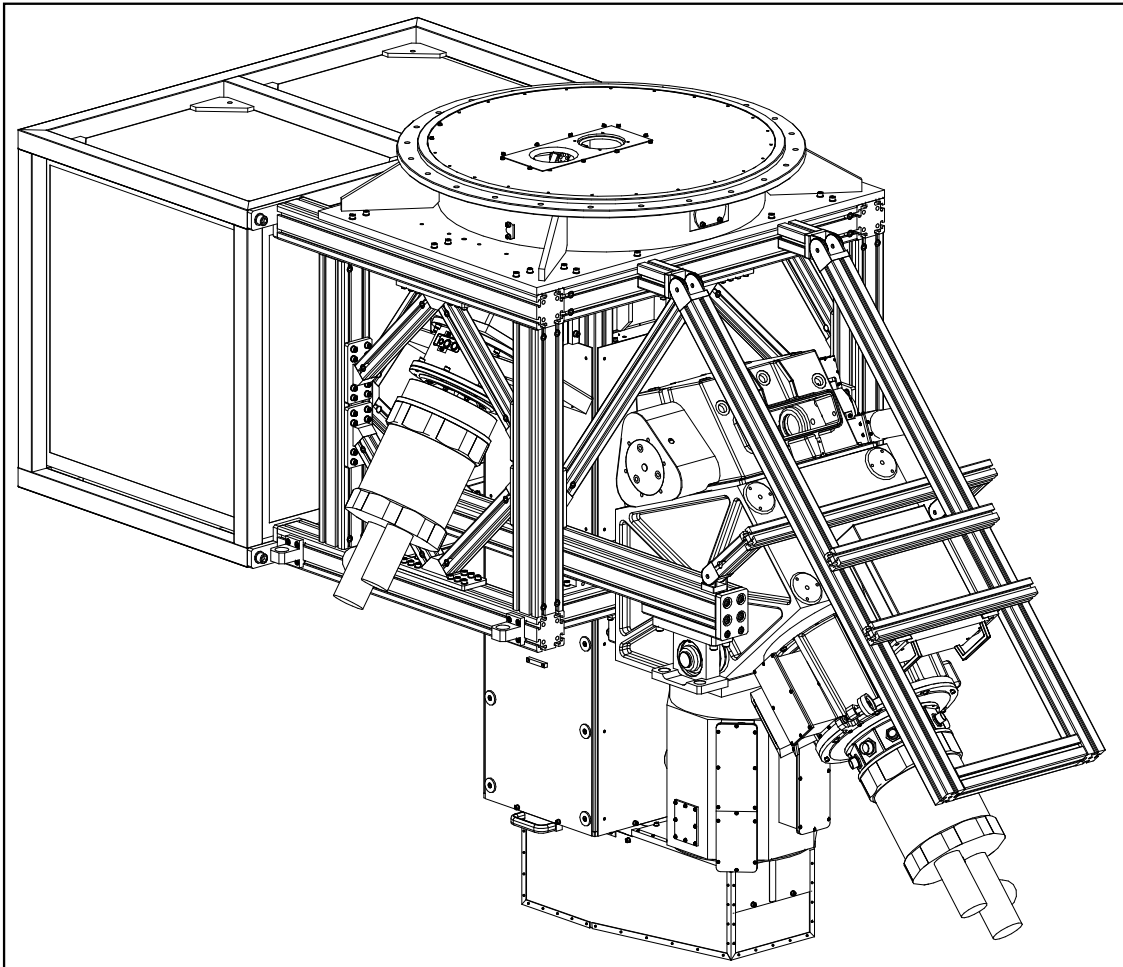


Abbildung 4.1: Gesamtansicht des PMAS-Instruments

PMAS wird derzeit am Astrophysikalischen Institut Potsdam (AIP) entwickelt (Roth et al 1997 [94]; Roth, Laux 1998 [93]; Roth et al 2000 [95]; Roth, Becker, Schmoll 2000 [91]). Ziel des PMAS-Projektes ist ein Integral-Field-Instrument, dessen Effizienz und Stabilität bisherige Instrumente übertrifft. Im Unterschied zu anderen Projekten wie z.B. VLT-VIRMOS (Prieto 1998, [84], Le Fevre et al 2000, [70]) mit 6400 Bildelementen (80×80) wird das PMAS-Konzept zunächst eine moderate Feldgröße von 16×16 Elementen beinhalten, die erweiterungsfähig ist. Anstelle der Anzahl der Bildelemente liegt die Priorität auf der spektrofotometrischen Genauigkeit. PMAS wird zunächst am 3.5m-Teleskop des Deutsch-Spanischen Zentrums auf dem Calar Alto (betrieben vom MPI für Astronomie, Heidelberg) eingesetzt werden. Durch Modifikationen der Feldoptik ist PMAS für jedes moderne Großteleskop wie z.B. das Large Binocular Telescope (LBT) geeignet und für die Verwendung an Teleskopen der 8-10 m - Klasse ausgelegt.

Hauptmerkmale von PMAS sind:

- Pupillenabbildung auf die Fasern durch quadratisches Linsenraster mit 16×16 Elementen
- Verschiedene Abbildungsmaßstäbe je nach Seeing und wissenschaftlicher Erfordernis
- Dioptrische Spektrografenoptik → keine zentrale Obstruktion
- Kollimatorbrennweite 450 mm, $f/3$, Feld 10°
- Kamerabrennweite 270 mm, $f/1.5$, Feld 12°
- Korrigiert im Bereich von 350 bis 900 nm
- Kompakte Mehrlinser mit Ölfügung der Einzellinsen → Wenige Glas-Luftflächen
- Beidseitige Faserkopplung durch Ölimmersion (Abschnitt 4.3.1.3)
- Austauschbarkeit von Faserkomponenten zur Vermeidung toter oder ineffizienter Fasern
- Spektrografengehäuse auf minimale Durchbiegungseffekte optimiert
- Detektor gedünnter CCD, 2048×4096 Pixel, Pixelgröße $15 \mu\text{m}$

4.2.1 Die Feldoptik

Der Ritchey-Cretien-Fokus des 3.5m Teleskops hat eine Brennweite von 35 m ($f/10$). Um seeingbegrenzt arbeiten zu können, muß das am Calar Alto zu 1" Durchmesser angenommene Seeingscheibchen auf mindestens zwei Lenslets fallen, wodurch ein Bildelement $0''.5$ am Himmel entspricht. Da jedes Linsenelement $1 \times 1\text{mm}^2$ groß ist, ist hierzu eine Brennweite von 412.5 m ($f/118$) erforderlich. Die Brennweitenanpassung wird durch eine Feldoptik (Abb. 4.2) gewährleistet. Diese muß wegen der Faserpositionierung für jedes Linsenelement telezentrisch erfolgen: Die Achse des konvergierenden Strahlenbündels muß auf jeder Mikrolinse senkrecht stehen. Weil nur ein kleiner Feldbereich des RC-Fokus genutzt wird, wird das zu spektroskopierende, nahe an der optischen Achse des Teleskops liegende Licht durch die Bohrung eines im Fokus montierten Planspiegels geleitet. Die Objektumgebung wird vom Spiegel reflektiert und durch eine separate Optik auf einen zweiten CCD-Chip (Gedünnter $1k \times 1k$ -Chip) abgebildet. Diese Felddquisitionskamera ermöglicht die Aufsuche des Objekts sowie die Bestimmung der Punktbildfunktion eines Sterns. Da das Objektbild mit der Punktbildfunktion gefaltet wird, kann durch Dekonvolution die Ortsauflösung erhöht werden. Nach Passage der Planspiegelbohrung wird das Licht mit dem auswechselbaren Kollimator (FOCOLL in Abb.4.2) kollimiert, verschiedene Objektpunkte werden zu in verschiedenen Winkeln geneigten, parallelen Bündeln. Diese Bündel gehen alle durch eine Einschnürung, in der ein verkleinertes Abbild der Teleskoppupille (die sog. Zwischenpupille) entsteht. An dieser Stelle befinden sich eine Streulichtblende (PUPSTOP) und ein Verschluß (FOSHUT), der wegen des kleinen Bündelquerschnitts klein sein kann. Ferner können an dieser Stelle Ordnungstrennungsfiler eingesetzt werden. Oberhalb der Pupillenblende läßt sich der im Bild separat eingezeichnete Strahlengang einfahren. Eichaufnahmen mit Fremdlichtquellen (Instrumentenflats und spektrale Kalibrationsaufnahmen) werden dort durch eine homogen abstrahlende Ulbrichtkugel ermöglicht. Nachdem sich die geneigten Bündel auf den Linsenrasterdurchmesser aufgeweitet haben, werden sie zueinander

kollimiert, wobei die Einzelbündel wieder konvergieren. Im Brennpunkt des FOCAM-Objektivs entsteht ein telezentrisches, scharfes Bild des Objekts. Wird das Linsenraster (LARR) an diesen Ort gebracht, entsteht im Fokus jeder Mikrolinse ein Bild des durch den Sekundärspiegel abgeschatteten Hauptspiegels. Der Durchmesser dieser Mikropupille muß deutlich kleiner als der Durchmesser des Faserkerns sein, um Abweichungen optischer und mechanischer Art zu erlauben.

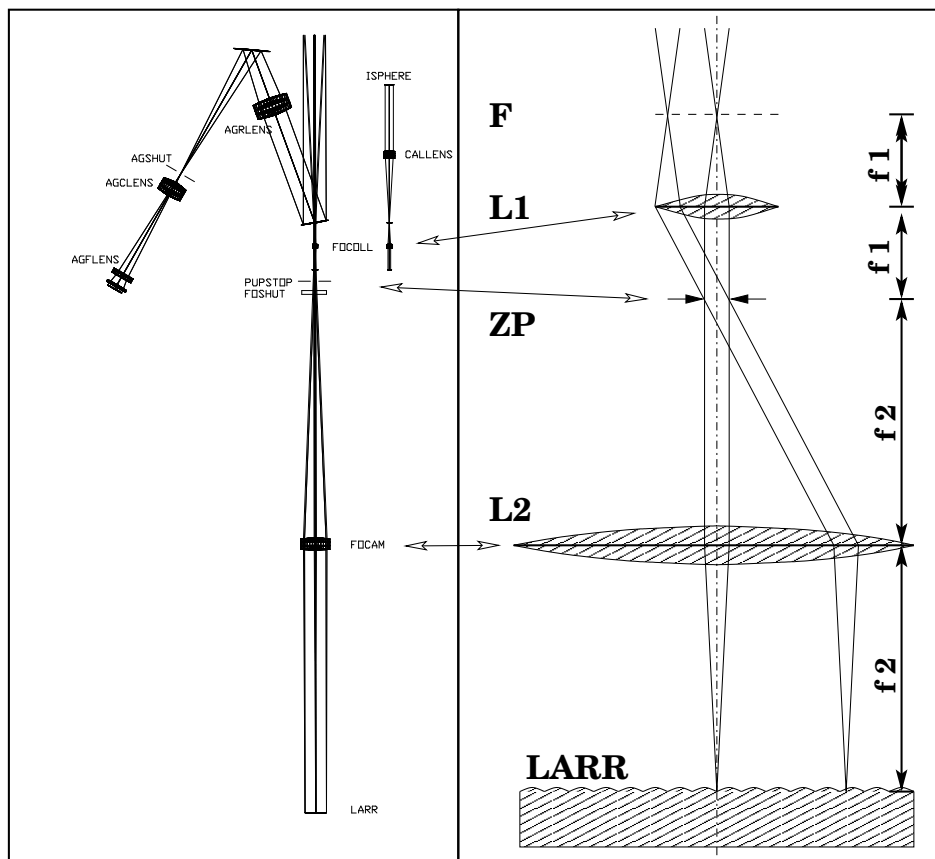


Abbildung 4.2: Die PMAS-Feldoptik: Links maßstäbliche Darstellung von Vergrößerungs- und Feldabbildungsstrahlengang (Laux 2000, [68]). Ein einfahrbarer Kalibrationsteil ist ebenfalls dargestellt. Rechts Prinzip der telezentrischen Feldoptik.

Durch die Mikropupillenabbildung (vgl. Abb. 4.3) auf die Faser wird die fotometrische Stabilität erhöht. Variationen des Feldwinkels durch Nachführ- und Seingeffekte führen nicht zu einer Verschiebung der Ausleuchtungszone über die Glasfasereintrittsfläche. Da die Fasereigenschaften bei Variation der Einkopplung über die Eintrittsfläche nicht konstant bleiben (Defekte auf Koppelfläche, der Lichtausbreitung in Fasern), würde eine derartige Verschiebung das Signal modulieren und die zeitliche Stabilität herabsetzen. Die Pupillenabbildung entspricht der Fabrylinse aus lichtelektrischen Fotometern.

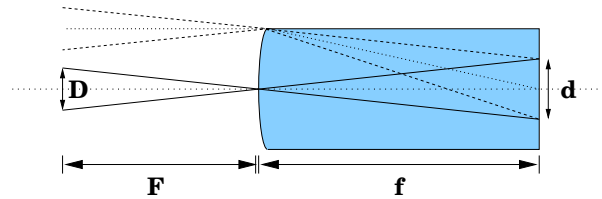


Abbildung 4.3: Die Objektabbildung auf das Linsenraster erzeugt die Pupillenabbildung auf der Fasereintrittsfläche. D und F entsprechen Teleskopöffnung und effektiver Brennweite. Durch Beugung wird der Mikropupillendurchmesser d etwas vergrößert.

Zur Vermeidung von Lichtverlusten muß das Mikropupillenabbild kleiner als die Faserendfläche und gut auf dieser zentriert sein. Für die maximale Mikropupillengröße ergibt sich die Bedingung

$$d_{\mu} = \frac{f}{N} + d_{dif} + d_{tol} \leq d_{fib} \quad (4.3)$$

mit der effektiven (d.h. einschließlich Feldoptik) Öffnungszahl des Teleskops N und der Mikrolinsenbrennweite f . Der erste Summand folgt geometrisch aus Abb. 4.3, der zweite (d_{dif}) folgt aus der Beugung (PMAS maximal, d.h. bei $\lambda = 900$ nm, rund $6 \mu\text{m}$). Die Justiertoleranz d_{tol} ist das Doppelte des Abstandes des justierten Faserkerns von der optischen Achse. Der Faserkerndurchmesser d_{fib} beträgt bei PMAS $100 \mu\text{m}$.

4.2.2 Das Linsenraster

Das Linsenraster (Hersteller $A\mu S$, Saarbrücken) besteht aus Quarzglas und ist monolytisch aus einem einzigen Quarzglasstück herausgearbeitet. Im Unterschied zu gekreuzten Zylinderlinsen wie z.B. bei VIRMOS (Prieto 1998, [84]) erzeugen diese Linsen theoretisch beugungsbegrenzte Abbildungen. In der Praxis verbleibt zwischen den Linsen ein Totbereich, da die Unstetigkeit der Oberfläche beim Übergang von einem Linsenelement zum nächsten mit dem monolithischen Verfahren nur angenähert werden kann. Die Folge ist ein Abbild einer Punktquelle mit vier im 90° -Winkel zueinander stehenden Strahlen. Hierdurch entsteht ein Lichtverlust: Bei der Kantenlänge d einer Linsenkante und der Breite Δ des Totbereichs ergibt sich der Verlust an optisch wirksamer Fläche zu $V = \frac{\Delta(2d-\Delta)}{d^2}$. Für Linsen mit 1 mm Kantenlänge und einem $20 \mu\text{m}$ breiten Grenzbereich beträgt der Lichtverlust 4 %.

4.2.3 Spektrografenoptik

Durch die reine Linsenoptik kommt es zu keiner zentralen Abschattung durch Faserspalt, Hilfsspiegel oder CCD-Chip. Während ein Spiegel im breitbandigen Mittel etwa 10 % Licht absorbiert, erzeugt eine Glasluftfläche maximal 4 % Verluste. Beim verwendeten AR-Coating fällt dieser Verlust im gesamten Spektralbereich auf unter 1 % pro Glasluftübergang. Da die Linsen zu wenigen Gruppen gekittet bzw. immersionsgefügt sind, werden die Verluste weiter verringert und Streulicht vermieden. Abb. 4.4 zeigt das optische Layout. Das optische Material hat im gesamten nutzbaren Spektralbereich eine hohe Transmission.

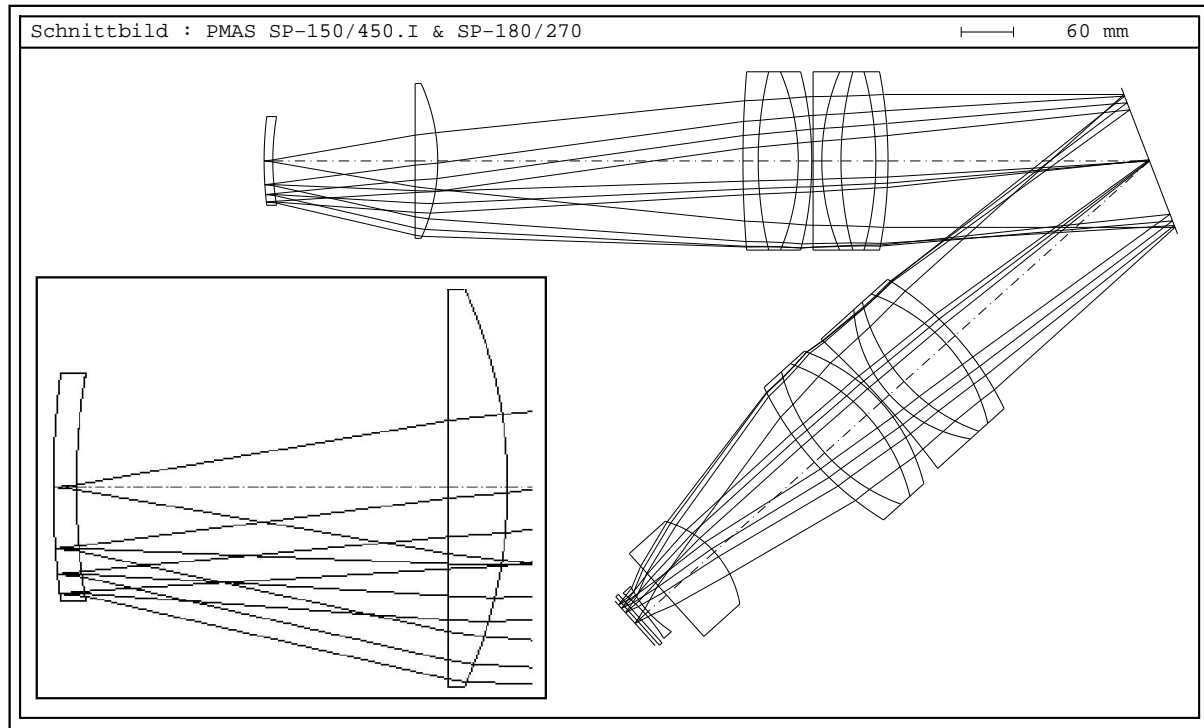


Abbildung 4.4: PMAS-Spektrografenoptik: Oben links Faserspalt, zur Verdeutlichung der Feldgröße um 90° um die optische Achse gedreht gezeichnet. Vergrößert dargestellt: Ankopplung der Fasern an die Kollimator-Meniskuslinse. Laux 1997, [67] und Roth, Laux 1998 [93].

Der theoretische Effizienz liegt bei 58 % am blauen Ende (350 nm) des nutzbaren Spektralbereichs. Sie steigt zwischen 550 bis 900 nm auf bis zu 80 %. Durch die Brennweitendifferenzen von Kollimator und Kameraoptik (450 und 270 mm) wird das Abbild jeder $100 \mu\text{m}$ -Faserendfläche auf etwa $60 \mu\text{m}$ verkleinert, was in der Detektorebene vier Pixeln entspricht. Der theoretische Spotdurchmesser beträgt bei allen verwendeten Feldwinkeln und Wellenlängen maximal $30 \mu\text{m}$. Mindestens 80 % der Intensität fallen dabei auf die zentralen $20 \mu\text{m}$.

4.2.4 CCDs, Elektronik und Software

Die gesamte Steuerelektronik befindet sich in einem mitbewegten Elektronik-Rack (Abb. 4.1 links), welches zum 360 kg schweren Spektrografen ein Gegengewicht bildet. Das Auslesen der CCD-Analogsignale muß wegen möglicher Störeinstrahlung durch ein möglichst kurzes Kabel erfolgen und findet außerhalb des Racks statt, eine Kontrollbox befindet sich unmittelbar am CCD-Dewar. Es wird ein hoher Automatisierungsgrad angestrebt, so daß manuelles Eingreifen am Gerät während der Nacht auf ein Minimum (z.B. Stickstofffüllung) reduziert wird.

4.2.5 Datenauswertung für PMAS

Neben der Steuersoftware bekommt die Datenauswertung eine hohe Priorität. Das derzeit entwickelte, unter IDL laufende Programmpaket wertet die Daten weitgehend automatisch aus. Erwünscht ist auch die Möglichkeit einer groben Schnellreduktion am Teleskop, z.B. die korrekte Objektpositionierung zu verifizieren. Erste Ansätze u.a. zur optimalen Extraktion sowie eine kritische Analyse der MPFS- und INTEGRAL-Daten finden sich bei Becker,Roth,Schmoll 2000, [13]. Inzwischen ersetzt das Programm zwei Tage interaktiver Auswertung durch einen etwa eine Stunde dauernden Durchlauf bei erhöhter Genauigkeit durch optimale Extraktion.

4.2.6 Mechanik

Feldoptik, Faserkanal und Spektrografenoptik sind für Transport und Wartung leicht voneinander zu trennen. Die Feldoptik befindet sich als optische Bank auf die optische Teleskopachse justierbar unter dem Flansch. Ein Gestänge aus Industrieprofilen bildet das Tragwerk für den Spektrografen und das Elektronik-Rack. Ein geringfügig flexibler Faserkanal verbindet die Feldoptik mit dem Spektrografenkollimator. Während Durchbiegungen zwischen den einzelnen Komponenten toleriert werden, sind die optischen Gehäuse entkoppelt und in sich auf höchste Steifigkeit optimiert. Das Spektrografengehäuse nach dem Studium vieler verschiedener Varianten mit Hilfe der Finite-Elementen-Methode numerisch modelliert (Dionies 1998, [31]). Die durchbiegungsbedingte Bildortverschiebung bleibt in der Theorie bei weniger als $2 \mu\text{m}$ beim Schwenk von Horizont zu Zenit. Erste Schwenktests des aus Aluminiumguß gefertigten Gehäuses am Teleskopsimulator zeigten keine davon abweichenden Resultate.

4.2.7 Faseroptik

Die Lichtleitung durch Glasfasern zur Umordnung der Bildelemente in den Pseudospalt ist ein kritischer Abschnitt des optischen Layouts. Einerseits können durch Dejustage und Effekte der Glasfaserleitung erhebliche Lichtverluste entstehen, andererseits besteht bei jeder zeitlichen Variation die Gefahr von Signalschwankungen mit der Folge ungenauer Fotometrie. Bei MPFS und INTEGRAL sind Verluste und Fehler aufgrund von Mängeln der Faseroptik deutlich erkennbar. Im Rahmen des PMAS-Projekts wurde ein Meßaufbau in der fotometrischen Testbank des AIP entwickelt, mit dem präzise und reproduzierbare Fasermessungen möglich sind. Neben den Auswirkungen konkreter technischer Lösungen wurden Experimente zur modalen Ausbreitung des Lichts in Fasern unternommen. Die Umsetzung der erhaltenen Ergebnisse hatte Auswirkungen auf das Design der Spektrografenoptik, der Lichtdurchsatz des Gesamtsystems wird signifikant erhöht. Der Hauptaugenmerk der Untersuchungen, die im folgenden Kapitel beschrieben werden, gilt der sog. Öffnungszahldegradation, die die Gesamteffizienz eines Faserspektrografen entscheidend beeinflusst.

4.3 Faseruntersuchung und -optimierung für PMAS

4.3.1 Grundlagen der Lichtwellenleitung in Glasfasern

Die beim Übergang eines Lichtstrahls in ein Medium geringerer Brechzahl bei Überschreitung eines Grenzwinkels auftretende Totalreflexion wird in der optischen Faser zur Leitung des Lichts ausgenutzt. Licht kann flexibel an einen gewünschten Punkt gebracht werden. Im Unterschied zu Spiegelschichten

erfolgt die Reflexion in der Theorie verlustfrei. Auch nach mehreren tausend Reflexionen treten keine signifikanten Intensitätsabnahmen auf. Die Absorption des verwendeten Materials spielt eine größere Rolle.

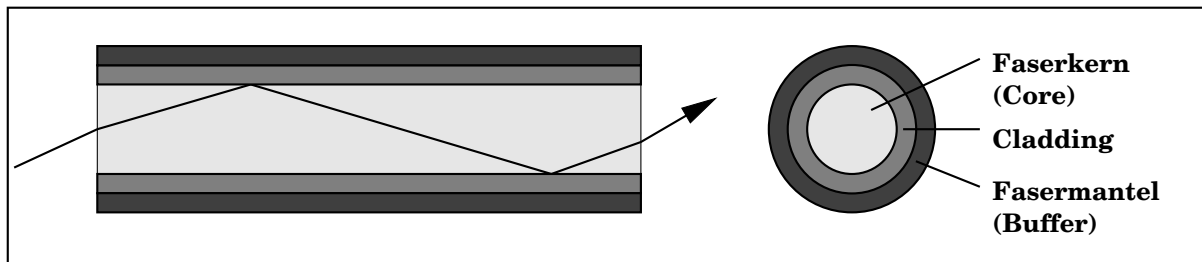


Abbildung 4.5: Links: 2-dimensionaler Schichtwellenleiter: Das Kernmaterial wird von Flächen kleinerer Brechzahl begrenzt, es kommt zur Totalreflexion. Rechts zylindrische Stufenindexfaser.

Das Zickzackmodell (Karthe, Müller 1991, [61]) verdeutlicht das Prinzip der Lichtwellenleitung im zweidimensionalen Schichtwellenleiter (Abb. 4.5). Da die verwendeten Glasfasern zylindersymmetrisch sind und aufgrund der kleinen Dimensionen der Wellencharakter des Lichts berücksichtigt werden muß, erfolgt die exakte Beschreibung über die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen in Zylinderkoordinaten (Karthe, Müller 1991, [61]).

4.3.1.1 Optische Fasern

In den hier verwendeten, sog. Stufenindexfasern wird ein Faserkern (Core) von einer Ummantelung (Cladding) umhüllt, welche ebenfalls aus optisch durchlässigem Material besteht, aber eine geringfügig kleinere Brechzahl besitzt. Der Sinn dieser Hülle ist die Verhinderung von Strahlungsausstritt an der Außenfläche des Kerns, wie sie einerseits aus der Maxwelltheorie erfolgt (evaneszente Welle, als Faustregel sollte deswegen das Cladding mindestens zehnmals dicker sein als die Wellenlänge) und andererseits durch Verschmutzungen oder Halterungen entstehen kann. Kern und Cladding werden durch eine optisch unwirksame Hülle umgeben, die die Faser vor Bruch schützt. Stufenindexfasern werden mit 3 Zahlen spezifiziert: Coredurchmesser/Claddingdurchmesser/Bufferdurchmesser. Neben den Stufenindexfasern gibt es Fasern, deren Brechzahl mit dem Radius stetig abnimmt. Sie finden hauptsächlich in der Kommunikationstechnik Verwendung, da ein scharfer Signalpuls nicht aufgeweitet wird (Modendispersion). Aufgrund ihres ungünstigen Öffnungszahldegradationsverhaltens (Abschnitt 4.3.1.3) werden sie in der Astronomie nicht eingesetzt.

4.3.1.2 Verwendung in der Astronomie

Erste Verwendungen von Faseroptiken in der Astronomie gehen auf die siebziger Jahre zurück (Hill et al 1980 [64]). Nutzungsmöglichkeiten sind (Guerin, Felenbok 1988, [39]):

Ankopplung ortsfester Spektrografen: Im Unterschied zur Verwendung eines Coudefokus mit mehreren Reflexionen geht bei Faserkopplung weniger Licht verloren. Bei bestehenden Systemen sind keine baulichen Veränderungen notwendig. Hochauflösende, schwere Spektrografen müssen nicht

mit dem Teleskop mitbewegt werden. Erste Anwendung war die Ankopplung eines Radialgeschwindigkeitsspektrografen (Serkowski et al 1979, [100]).

Multiobjektspektroskopie: Mehrere Fasern werden in der Fokalebene auf individuelle Objekte positioniert und einem gemeinsamen Spektrografen zugeführt. Vorteil ist die gesteigerte Effizienz des Beobachtungsbetriebs: Statt einer einzigen oder einiger weniger (bei Vielspaltspektroskopie) Galaxien eines Haufens können bis zu mehrere hundert (z.B. 840 bei VIMOS, Le Fevre 1998 [69]) Objekte simultan beobachtet werden.

Image-Slicer: Durch Luftunruhe und Positionierungsfehler entstehen insbesondere bei hoher spektraler Auflösung bei der Analyse von Punktquellen Spaltverluste. Diese lassen sich durch Abbildung des Seeingscheibchens auf ein Faserbündel und Umordnung in einen Faserspalt verringern.

Integral-Field-Spektroskopie: Die in Abs. 1.2.1.2 dargestellte Methode ist relativ neu und ähnelt dem Image-Slicer. Erste Instrumente wurden in den späten achtziger Jahren eingesetzt. Der faserlose TIGER-Spektrograf (Bacon 1995, [10]) war einer der ersten Vertreter mit Linsenraster, während DENSEPAK (Barden 1988, [11]) das Objekt direkt auf ein Faserbündel abbildete. Wie bereits in Abs. 1.2.1.2 beschrieben, lassen sich Linsenraster und Faserkopplung kombinieren, um die Vorteile beider Techniken zu vereinen.

4.3.1.3 Fasereigenschaften

Für astronomische Zwecke geeignet sind Stufenindexfasern, die wegen der geringen Absorption aus Quarzglas bestehen. Neben der Größendimensionierung von Core, Cladding und Buffer entscheiden andere Fasereigenschaften über die Eignung für konkrete Projekte. Diese sind nicht immer vom Hersteller spezifiziert und müssen unter Umständen im Labor gemessen werden. Zu diesen Merkmalen gehören:

Numerische Apertur: Die numerische Apertur (NA) bezeichnet die maximale Öffnung eines Lichtkegels, der noch vollständig durch die Faser aufgenommen wird. Für größere Einfallswinkel ist die Reflexionsbedingung nicht mehr erfüllt, das Licht tritt seitlich aus der Faser aus. Mit der Brechzahlen des Faserkerns n_{core} und des Claddings n_{clad} , ergibt sich

$$NA := n_0 \sin \Theta_{max} = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2} \quad . \quad (4.4)$$

Hierbei ist n_0 die Brechzahl der Umgebung und Θ_{max} der halbe Öffnungswinkel des Lichtbündels. Die NA korrespondiert mit der maximalen Öffnungszahl N_{max} gemäß $N_{max} = \frac{1}{2 \cdot NA}$. Folglich darf ein in die Faser eingespeistes Lichtbündel nicht stumpfer sein, da die Faser sonst das Licht aus dem Kegelmantel nicht aufnimmt. Auch bei geneigter Einspeisung (z.B. Winkelfehler in der Einkopplung) ist die numerische Apertur zu beachten. Andererseits überschreitet das aus der Faser austretende Lichtbündel diesen Wert unabhängig von der Einkopplung nicht, sofern keine Oberflächendefekte zu auskoppelseitigen Streuungen führen. Die im folgenden untersuchten Fasern haben $NA = 0.22$ entsprechend $f/2.3$.

Modale Ausbreitung: Aufgrund der geringen Größe der verwendeten Lichtleiter ist wegen der Wellennatur des Lichtes das einfache Zickzackmodell nicht exakt ⁴. Nur in diskreten Koppelwinkeln ist eine Faserleitung möglich, ohne daß die beteiligten Wellen sich in der Faser gegenseitig auslöschen. Im einfachen Fall des Schichtwellenleiters (Lichtleitung in einer Planfläche, die beidseitig vom Medium geringerer Brechzahl begrenzt wird) entspricht die Modenzahl der Anzahl der stehenden Wellen, die sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ausbilden und durch die Grenzschicht gebunden sind. Im Cladding kommt es zu einer exponentiell abnehmenden, sog. evaneszenten Welle, durch die prinzipiell Energie aus der Faser tunneln kann, wenn die Schicht zu dünn ist. Um dies zu vermeiden, muß das Cladding dicker als etwa 10λ sein (Lu 1998,[71]). Im zylindrischen Lichtwellenleiter entspricht die Modenzahl der Anzahl der Nullstellen der Besselfunktion nullter Ordnung (Pedrotti 1996, [80]). Die Modenzahl N gibt an, wie viele Moden eine Faser mit Durchmesser d maximal leiten kann (Pedrotti 1996, [80]):

$$N = \frac{4}{\pi^2} V^2 \quad \text{mit} \quad V = \frac{\pi d}{\lambda} \text{NA} \quad . \quad (4.5)$$

V wird auch als V -Parameter bezeichnet. Bei PMAS existieren demnach mindestens (λ maximal 900 nm, $d = 100 \mu\text{m}$, $\text{NA} = 0.22 \rightarrow V = 76.8$) ca. 2400 Leitungsmoden. *Niedrige* Moden entsprechen im Zickzackmodell Strahlen nahe an der optischen Achse (kleine Koppel- und Reflexionswinkel), während *höhere* Moden steilere Winkel und im Mittel von der optischen Achse entferntere Lichtleitung bedeuten. Ein scharfes Einkoppelbündel (z.B. $f/10$) regt bei zentrischer Einkopplung hauptsächlich die niedrigen Moden an, während bei Dezentrierung im Koppelwinkel oder durch Versatz die höheren Moden dominieren. Hierdurch zeigen sich z.B. bei exzentrischer Einkoppeljustage im Fernfeld der Auskopplung Ringe. In Abb. 4.6 rechts sind verschiedene Fallbeispiele gegeben (Hill 1984, [65]). Die Modenzahl von 2400 gilt nur bei kompletter Ausfüllung der numerischen Apertur. Bei PMAS ist sie kleiner: Da mit etwa $f/4$ ⁵ eingekoppelt wird, entstehen ungefähr 770 Leitungsmoden für 900 nm Wellenlänge sowie 3900 Moden für 400 nm. Durch Defekte oder mechanische Faserbelastung (z.B. Krümmung) werden in der Faser höhere Moden angeregt: Das Auskoppelbündel verbreitert sich (Öffnungszahldegradation). Neben Leitungsmoden treten Verlustmoden auf, für die die Totalreflexion nicht mehr gegeben ist.

⁴Allerdings führt eine Interferenzbetrachtung im Rahmen des Zickzackmodells für den Schichtwellenleiter zum gleichen Ergebnis wie die exakte Behandlung mit der Maxwelltheorie (Karthe, Müller 1991, [61]).

⁵Näherung für quadratische Einkopplung mit $f/5$ bzgl. Linsenkantenlänge und $f/3.5$ bzgl. ihrer Diagonalen.

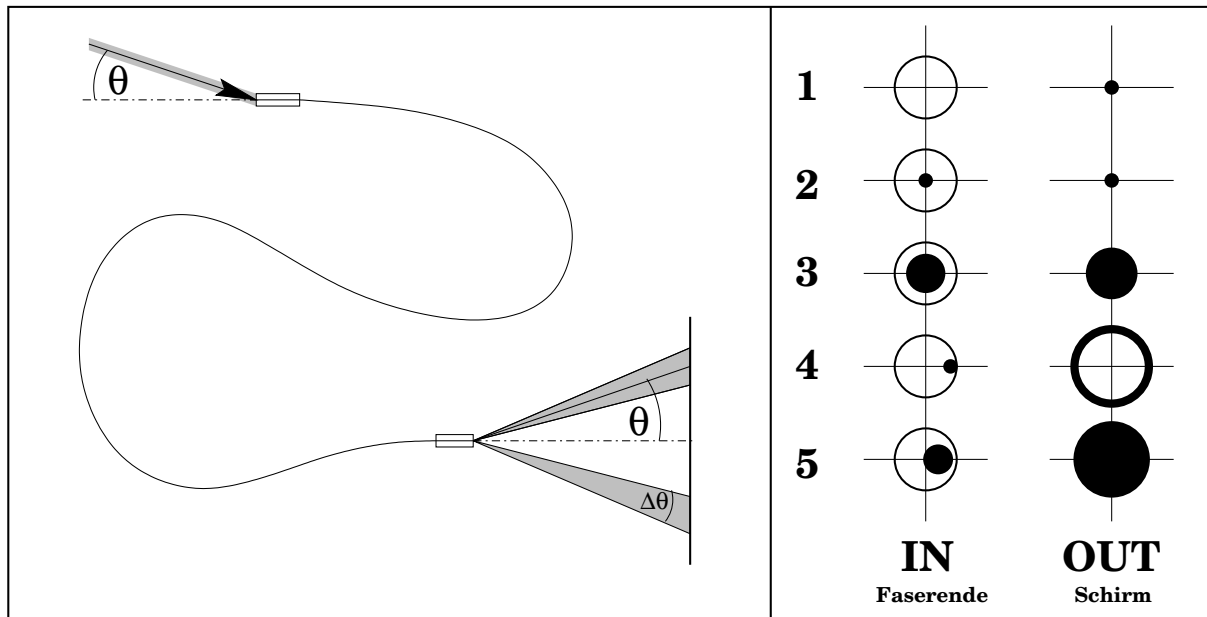


Abbildung 4.6: Modenanregung durch Einstrahlung im Winkel Θ . Wegen Öffnungszahldegradation entsteht im Fernfeld des Austritts eine Ringzone der Breite $\Delta\Theta$ (Ramsey 1988, [86]). Rechts Auswirkungen verschiedener Einkopplungen auf das Fernfeld am Austritt (Hill 1984, [65]).

Modenrauschen: Durch zeitliche Variation der Einkopplung, d.h. Winkelverstellung oder Translation, werden zeitabhängig verschiedene Moden angeregt. Da sich hierdurch das Intensitätsprofil des Auskoppelprofils ändert, besteht die Gefahr von fotometrischer Variationen durch verschiedene Wege innerhalb der Kollimator- und Spektrografenoptik. Besonders stark kann dieser Effekt bei zentralen Abschattungen zutage treten: Wird eine achsnahe Verteilung zugunsten höherer Moden verändert (wie es bei bewegten Fasern aufgrund der Teleskopbewegung passiert), so gelangt mehr Licht an der Abschattung vorbei in den Detektor. Entsteht diese Variation bei einem Schwenk vom Standardstern zum Objekt, erfolgt ein fotometrischer Eichfehler. Auch durch Seeing bedingte Einkoppelschwankungen führen zu instabilen Ausleuchtungsverhältnissen mit Auswirkungen auf präzise Radialgeschwindigkeitsbestimmung im m/s-Bereich (Ramsey 1988, [86]). Bei langsamsten Teleskopbewegungen wurden solche Effekte an hochauflösenden Echellespektrografen wie z.B. FOCES beobachtet (Pfeiffer 1997, [81]), der Effekt verschwand nach Abschalten der Nachführung. Obwohl bei PMAS aufgrund der geringen spektralen Auflösung in Verbindung mit großen Faserkernen (und damit hoher Modenzahl) unwahrscheinlich, wurde das Modenrauschen im Labor untersucht.

Verluste: Die Verluste teilen sich in Koppelverluste und intrinsische Verluste auf. Koppelverluste sind durch eine geeignete Oberflächenbehandlung, präzise Zentrierung und Sauberkeit (keine Verschmutzungen auf Faserenden) beeinflussbar. Intrinsische Verluste sind herstellungsbedingt und materialabhängig. Sie entstehen durch Absorption und Streuung (Nelson 1988, [77]). Für astronomische Zwecke sind Quarzglasfasern, die zwischen der atmosphärischen Transmissionsgrenze bei ca 350 nm und dem nahen Infrarot um 1000 nm geringe Verluste haben, geeignet. Unterschieden wird zwischen Low-OH-Fasern

(geringe Dotierung mit OH-Molekülen) und High-OH-Fasern (stärker dotiert). Während die Low-OH-Fasern durch Streuverluste im UV-Teil ineffizient sind, haben High-OH-Fasern einen breiten Absorptionsspektrum im nahen Infrarot bei ca. 950 nm (siehe Abb. 4.7). Für etwa 2 Meter lange High-OH-Fasern ist selbst bei 350 nm Wellenlänge die Dämpfung nach dem Beer'schen Gesetz gering (4.7 %). Da PMAS hauptsächlich für den nahen UV- und visuellen Bereich optimiert wird, wurde die High-OH-Faser trotz der Absorption im IR ausgewählt.

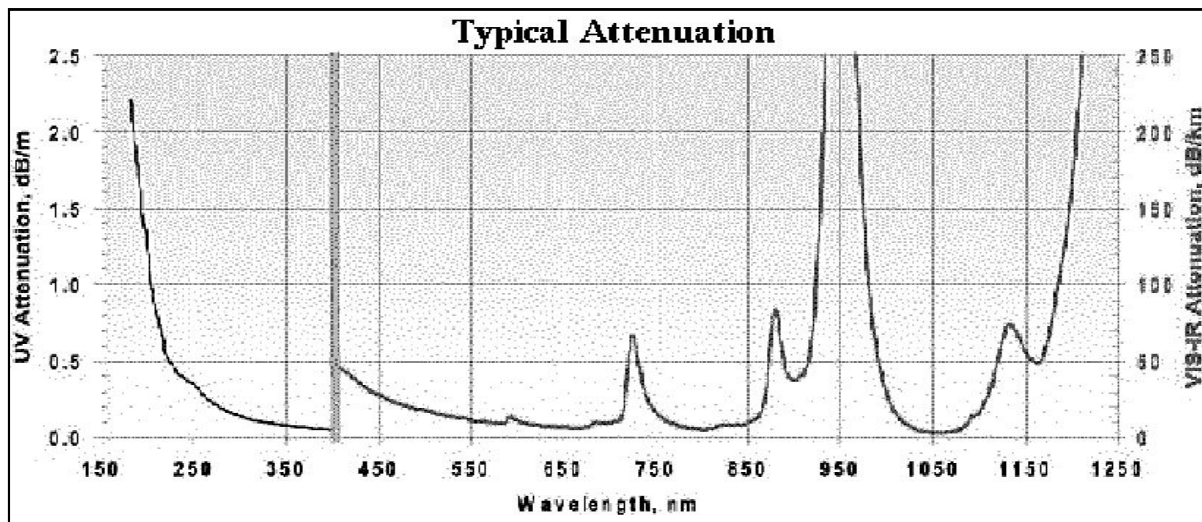


Abbildung 4.7: Dämpfung der Faser FVP 100/120/140, High OH. Links UV-Absorption in $[\frac{dB}{m}]$, Maximalverlust bei 350 nm. Rechts visueller und NIR- Bereich: Die Dämpfung in $\frac{dB}{km}$ ist für Fasern mit 2 m Länge bis $\lambda \approx 900$ nm vernachlässigbar. Quelle POLYMICRO-Homepage [82].

Öffnungszahldegradation (FRD): Wird ein konvergierendes Lichtbündel mit dem Öffnungswinkel Θ innerhalb der numerischen Apertur eingekoppelt, so ist das die Faser verlassende Bündel nicht scharf begrenzt und auf einen Winkel $\Theta + \delta$ aufgeweitet (Abb. 4.8). Dieser Effekt wird als FRD (Focal Ratio Degradation, Öffnungszahldegradation) bezeichnet. Für alle Belange der astronomischen Faserspektroskopie ist die FRD ein Verlust (Ramsey 1988, [86]):

- In Spektrografensystemen mit optionalem Fasereinsatz ist die Kollimatoröffnungszahl meistens gleich zur Teleskopöffnungszahl, so daß durch die FRD ein Lichtverlust entsteht. Das Licht wird im Instrument gestreut und erschwert die Hintergrundsubtraktion.
- Wird der Kollimator dem durch FRD verbreitertem Austrittskonus angepaßt, muß die gesamte Spektrografenoptik einschließlich der dispergierenden Elemente bei gleicher Spaltlänge größer ausgelegt werden. Die Anforderungen an die Korrektur des Kollimators steigen. Die Kameraoptik des Spektrografen muß wegen der Anpassung der Spektren an den Detektor eine noch kleinere Öffnungszahl aufweisen.

Ursachen für FRD sind

- **Störungen im Material:** Brechzahlhomogenitäten (Lund 1984, [72]), herstellungsbedingte Rauigkeit der Grenzfläche zwischen Kern und Cladding (Angel et al 1977, [3]) sowie Variationen des Faserkerndurchmessers (Fall 1 in Abb. 4.8) führen zum Übergang niedriger zu hohen Leitungsmoden (Ramsey 1988, [86]). Diese Eigenschaften werden von den Herstellern nicht spezifiziert und müssen vor Verwendung des Fasertyps im Labor sichergestellt werden.
- **Beugung:** Für 100 μm -Fasern ist diese vernachlässigbar. Der Austrittswinkel bei Wellenlängen kleiner als 1 μm wird um weniger als 1 $^\circ$ vergrößert (Angel et al 1977, [3]).
- **Mechanische Belastung:** Starke Krümmung (Fall 2 in Abb. 4.8), Druck- und Zugkräfte. Für die Aufweitung des durch eine Mode erzeugten Kreisrings (Abb. 4.6) im Fernfeld des Faseraustritts gilt bei einer Faser mit minimalem Krümmungsradius R nach Heacock 1986 [42] die Proportionalität

$$\frac{\Delta\Theta}{\Theta} \sim \frac{d_{fib}}{R} \quad (4.6)$$

Hierbei ist d_{fib} der Faserkerndurchmesser. Wird die Faser zwischen rauhen Oberflächen eingeklemmt (Halterungen) oder liegt sie auf einer Kante, tritt Microbending auf: Es entstehen extrem kleine Krümmungsradien mit starker FRD, begleitet von Verlusten an den Krümmungsstellen. Nach Ramsey 1988 [86] ist Microbending die Hauptursache für FRD.

- **Dejustage:** Durch Verkippung und transversaler Versatz der Einkopplung werden höhere Moden angeregt und damit das Austrittsprofil verbreitert. Während eine Winkelverkippung die effektive Einkoppelöffnungszahl (und damit auch die der Auskopplung) verringert, ändert sich bei transversalem Versatz der Mikropupille relativ zur Faserkernmitte das Austrittsprofil. Im Extremfall wird dieses ringförmig (Abb. 4.6, Fälle 4 und 5).
- **Grenzflächen:** Politurfehler und Verschmutzungen der Endflächen (Abb. 4.8, Fall 3) führen durch Brechung und Beugung zu einer Profilverbreiterung (Lund 1983, [72]). Befinden sich diese Effekte auf der Austrittsseite, wird der Austrittskonus unsymmetrisch ausgeleuchtet und erscheint bei Projektion auf einen Schirm nicht kreissymmetrisch.

Durch die FRD kann die Situation aus Abb. 4.8 eintreten. Teile des austretenden Lichtes verfehlen den Kollimator. Das hierdurch verlorene Licht breitet sich im Spektrografen als Streulicht aus. Durch eine höhere Einkoppelöffnungszahl wird zwar die Auskopplungszahl vergrößert, der relative Anteil der FRD am resultierenden Austrittsbündel nimmt jedoch zu. Um die von vielen Störfaktoren verursachte FRD zu verringern, wird deshalb mit einer möglichst kleinen Öffnungszahl eingekoppelt. Nach Hill und Angel 1984 [65] ist bei einer Einkopplung mit $f/3$ bis $f/2.5$ die FRD relativ gering.

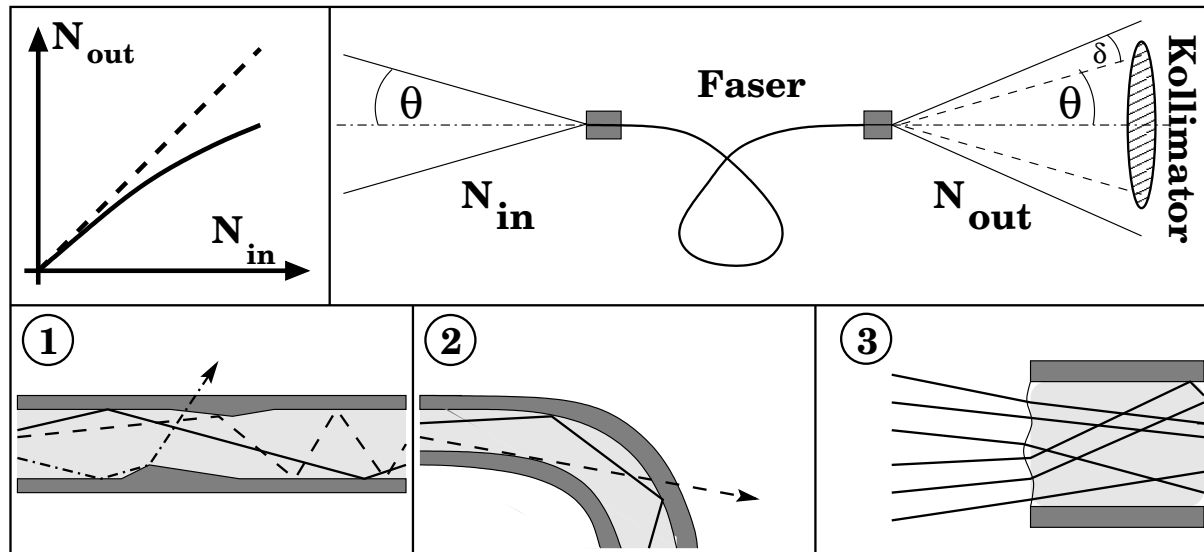


Abbildung 4.8: Oben Auswirkungen ($N_{out} < N_{in}$, Licht verfehlt Kollimator), unten Ursachen der Öffnungszahldegradation: (1) Fertigungstoleranzen, (2) mechanische Belastung (hier Krümmung), (3) Beschaffenheit der Koppelflächen.

Lund und Enard 1983 [72] maßen bei einer $f/8$ Einkopplung einen absoluten Lichtanteil von 22 % im $f/8$ -Austrittskegel. Dieser Anteil vergrößerte sich beim Übergang von $f/8$ nach $f/3$ auf beiden Seiten zu 84 % (95 % bei Korrektur der zentralen Abschattung der Kameraoptik). Problematisch ist die mangelnde Reproduzierbarkeit von FRD-Messungen im Labor (Avila 1998, [6]). Da die FRD von vielen Faktoren abhängt, variiert sie von Faser zu Faser. Durch verschiedene Maßnahmen kann die FRD verkleinert werden:

- **Minimierung durch Einkoppelöffnungszahl:** Der relative Anteil der FRD am Austrittswinkel sinkt mit der Einkoppelöffnungszahl. Einkopplung nahe der numerischen Apertur minimiert die FRD-Auswirkung (Felenbok 1998, [34]). Durch einen lichtstarken Kollimator oder Mikrolinsen (z.B. bei INTEGRAL) wird das Austrittslichtbündel an die Spektrografenoptik angepasst. Mikrolinsen in der Auskopplung erhöhen das Faser-Faser-Rauschen durch Dezentrierfehler.
- **Unterdrückung der FRD-Ursachen:** Wahl einer geeigneten Faser (Entscheidung durch Labormessungen), Realisierung bestmöglicher Koppelbedingungen (Oberflächengüte, Halterungen) und entspannte Lagerung der Faser (Vermeidung kleiner Krümmungsradien, kein Microbending).

Die Einkoppelöffnungszahl ist vom Abbildungsmaßstab der Feldoptik abhängig und deswegen nicht frei wählbar. Für PMAS ist diese Einschränkung durch den in Gleichung 4.3 beschriebenen Zusammenhang zwischen Mikropupille und effektiver Teleskopbrennweite gegeben. Während bei sehr gut polierten Fasern im Labor die FRD-Meßergebnisse den theoretischen Erwartungen hinreichend entsprechen (siehe Carrasco/Parry 1994, [22]), führen in der Praxis Einkoppeldejustage und Oberflächendefekte eine signifikante Verstärkung der FRD ein.

Mechanische Beschaffenheit: Fasern haben eine hohe Zugfestigkeit, können aber bei Knicklast schnell brechen. Sie behalten bei Einwirkung mechanischer Kräfte nicht ihre optischen Eigenschaften, da durch Auswirkungen auf die Grenzfläche zwischen Kern und Cladding Übergänge von Leitungs- in Verlustmoden erfolgen. Besonders stark geschieht dies beim Microbending aufgrund vieler Krümmungen kleiner Radien. Die Verluste betragen über 90 %, nur die niedrigsten Leitungsmoden bleiben übrig (*mode scrambling*). Für die technische Realisierung eines Faserspektrografen ist eine genaue Kenntnis darüber, wieviel Kraft welcher Art die Faser ohne optische Einbußen aufnehmen kann, entscheidend. Kritisch sind hierbei die Koppelstellen, an denen die Faser in Halterungen geklemmt oder geklebt wird.

4.3.1.4 Faserbearbeitung:

Nach dem Zuschnitt einer Faser auf die gewünschte Länge müssen ihre Grenzflächen bearbeitet werden. Hierzu gibt es zwei Möglichkeiten:

Cleaving: Präzises Brechen der Faser. Durch Anreissen der Faser mit einer Diamantklinge wird erreicht, daß sie unter Zugbelastung gezielt bricht. Die Bruchkante kann eine brauchbare optische Qualität erreichen.

Politur: Die Faseroberfläche wird ähnlich zur Fertigung herkömmlicher optischer Bauteile poliert. Der Naßschliff erfolgt hierbei mit losem oder festem Korn und kann maschinell oder von Hand erfolgen.

Nach Craig et al 1988 [30] sind die FRD-Ergebnisse einer gut gecleaveden Faser von einem Exemplar mit polierten Endflächen nicht unterscheidbar. Allerdings ist die Politurmethode zuverlässiger [32]. Erste Messungen gecleaveder Fasern zeigten eine schlechte Reproduzierbarkeit. Unter dem Mikroskop zeigten sich Abkantungen und Muschelbrüche an der Schnittfläche, offenbar war das Werkzeug unzuverlässig. Deswegen wurde zum Politurverfahren gewechselt. Hierbei wird ein Teller mit eingespannter Faser über eine Kunststoffolie bewegt, die das Schleifkorn enthält. Mit vier verschiedenen Korngrößen (63, 9, 1 und $0.3 \mu\text{m}$) wird je etwa eine Minute lang poliert. Unter dem Mikroskop ist die deutliche Verbesserung gegenüber dem Cleavingverfahren erkennbar: Die Oberfläche ist bis zum Rand frei von Unebenheiten und Brüchen. Die Auswirkungen der in den Polierstadien erreichten Oberflächengüte auf die FRD-Eigenschaften der Fasern werden in Abschnitt 4.3.2.2 untersucht.

4.3.1.5 Fasertyp

Die Faserauswahl beschränkte sich auf Quarzglas-Stufenindexfasern mit $100 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser. Verglichen wurden Exemplare der Hersteller CERAM OPTEC (Optran UV 100/140/170) und POLYMICRO (FHP 100/140/170 sowie FVP 100/120/140). Die FHP-Faser von POLYMICRO hat eine geringe intrinsische FRD (Craig et al [30] 1988). Im Vergleich mit der Optran UV - Faser war die FRD geringfügig kleiner. Da die FHP-Serie inzwischen durch die FVP-Serie (leicht erhöhte UV-Transmission) ersetzt wurde, wurden alle abschließenden Messungen an der Polymicro FVP 100/120/140 gewonnen. Diese Faser wird für PMAS verwendet. Die im folgenden dargestellten Messungen wurden ausschließlich mit dieser Faser durchgeführt.

4.3.2 Laboruntersuchungen der Glasfasern

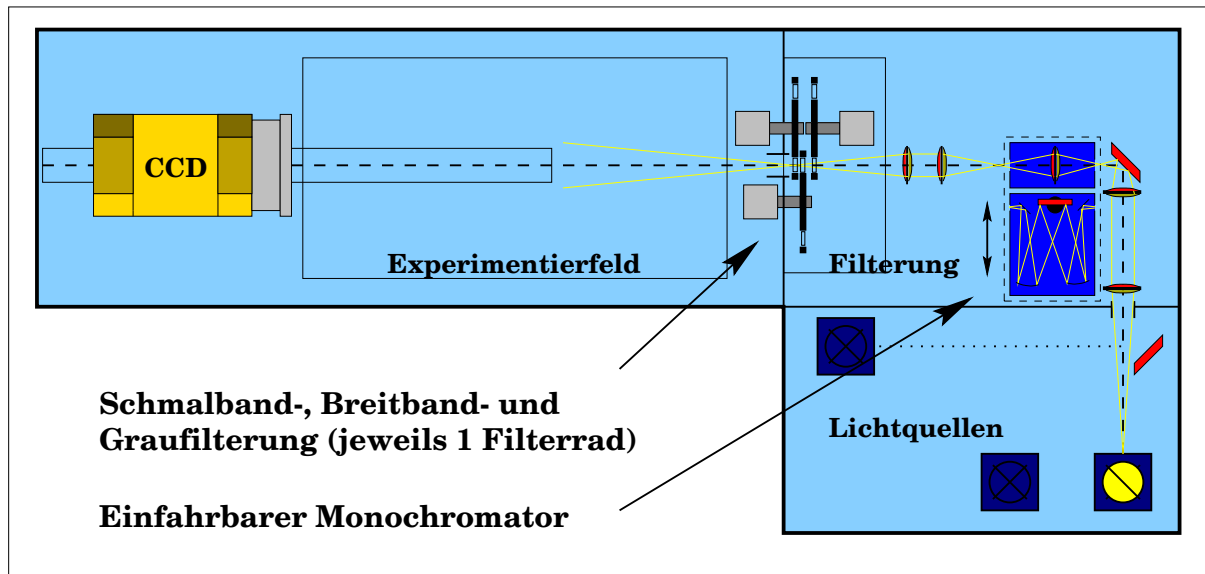


Abbildung 4.9: Photometrische Testbank (PhTB) des Astrophysikalischen Instituts Potsdam.

Die Labormessungen wurden in der Photometrischen Testbank (PhTB) des AIP gewonnen (Roth 1998, [90]). Diese besteht aus drei in Abb. 4.9 skizzieren Komponenten:

Lichtquellenteil: Verschiedene Linien- und Kontinuums Lampen. Für die Fasermessungen wurde eine Halogenlampe (12 V, 100 W) eingesetzt, die mit einer stabilisierten Stromquelle versorgt wird.

Filterungsteil: Das Licht gelangt über mehrere Quarzlinen und einen Umlenkspiegel in die Filtersektion. Optional läßt sich ein Monochromator einfahren, mit dem spektrale Auflösungen bis zu 0.1 nm erreichbar sind. Für die hier vorgestellten Messungen kamen über Filterräder einfahrbare Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 10 nm zum Einsatz. Außer bei der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit wurde bei 550 nm Wellenlänge gemessen. An der Austrittsseite des Filterradgehäuses befindet sich ein Verschuß, mit dem die Belichtungen gesteuert werden. Zur Anpassung der Bildhelligkeit an die Möglichkeiten des CCD-Systems wurden Graufilter verwendet.

Experimentierfeld: Das Licht tritt divergent ins Experimentierfeld aus. Durch ein achromatisches Objektiv wird es auf die Eintrittsmattscheibe des FRD-Meßaufbaus (Abb. 4.11) fokussiert.

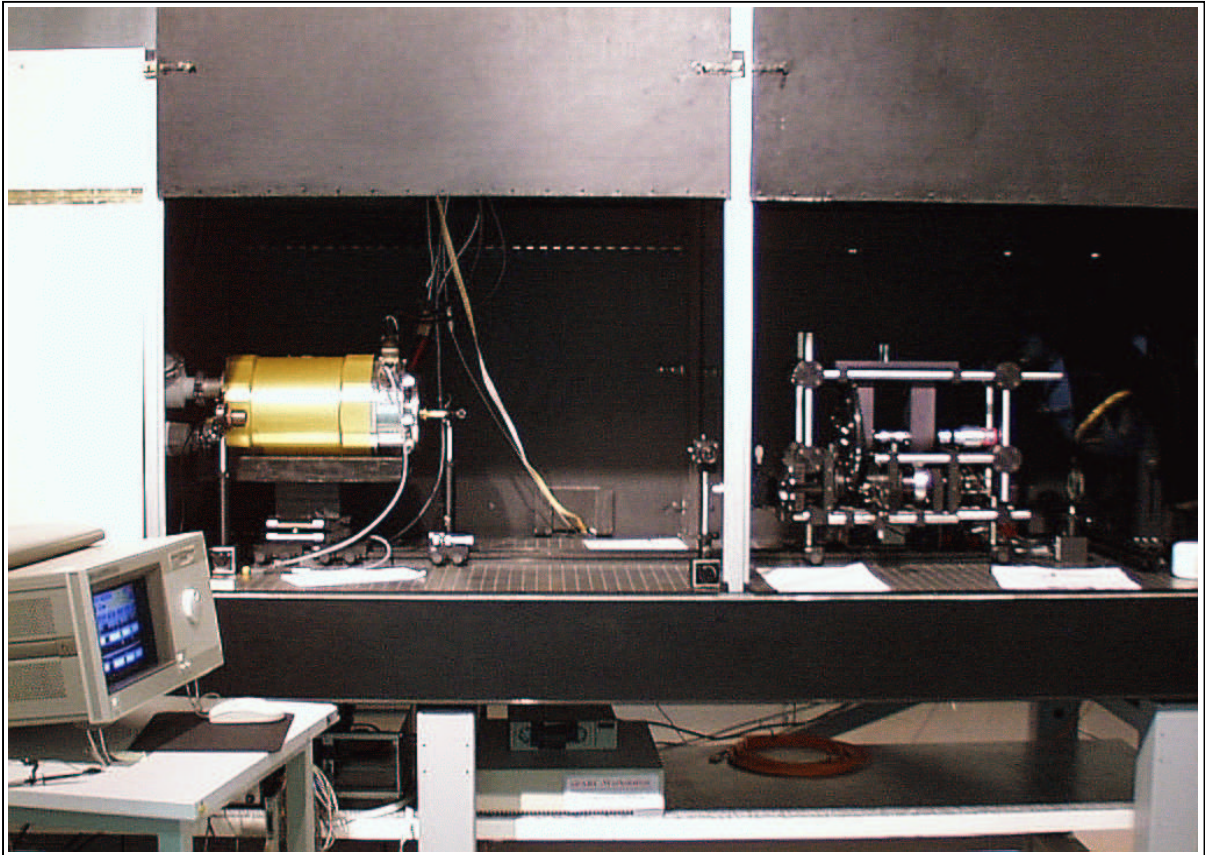


Abbildung 4.10: Experimentierfeld der PhTB mit eingesetztem FRD-Meßaufbau.

4.3.2.1 Der Fasermessaufbau

Motivation dieses Aufbaus war die Messung von FRD-Effekten der Fasern, weswegen er im folgenden als FRD-Aufbau bezeichnet wird. Er ist auch für Modenrauschuntersuchungen verwendbar. Begrenzt durch Einkoppelreproduzierbarkeit und Lichtquellenstabilität sind fotometrische Ergebnisse möglich. Einzelkomponenten sind (vgl. Abb. 4.11 und 4.12):

- Achromat zur Lichtbündelung auf eine Mattscheibe, hinter der sich eine $100\ \mu\text{m}$ große Lochblende (Pinhole) befindet.
- Kollimator (Projektionsobjektiv, $f=154\ \text{mm}$).
- Blendenrad für Öffnungszahlen $N_{in} = 2, 2.5^6, 3, 3.5, 4, 5, 6, 8, 10, 12$.
- Einkoppelobjektiv (Projektionsobjektiv, $f=109\ \text{mm}$). Geometrischer Durchmesser des Pinhole-Abbilds $71\ \mu\text{m}$, gemessen $80\ \mu\text{m}$ (Beugung und Aberrationen der Optiken).

⁶Später wurde die $f/2.5$ -Blende durch eine quadratische Blende ersetzt, die der Situation der Einkopplung durch ein quadratisches PMAS-Linsenelement entspricht: $N_{in} = 3.5 \times 5$.

- In x,y,z und Drehung feinjustierbare Halterung (Abb. 4.12, unten links). Die Faser wird mit einem sog. Chuck (Abb. 4.14) fixiert.
- Laserkontrolle der Einkopplungsverkippung über einsetzbares Pentaprisma.
- Auskopplung der Faser am Dewarfenster des als Schirm dienenden CCD-Chips.
- CCD-Kamera: 1024×1024 Pixel, gedünnter Chip, stickstoffgekühlt.

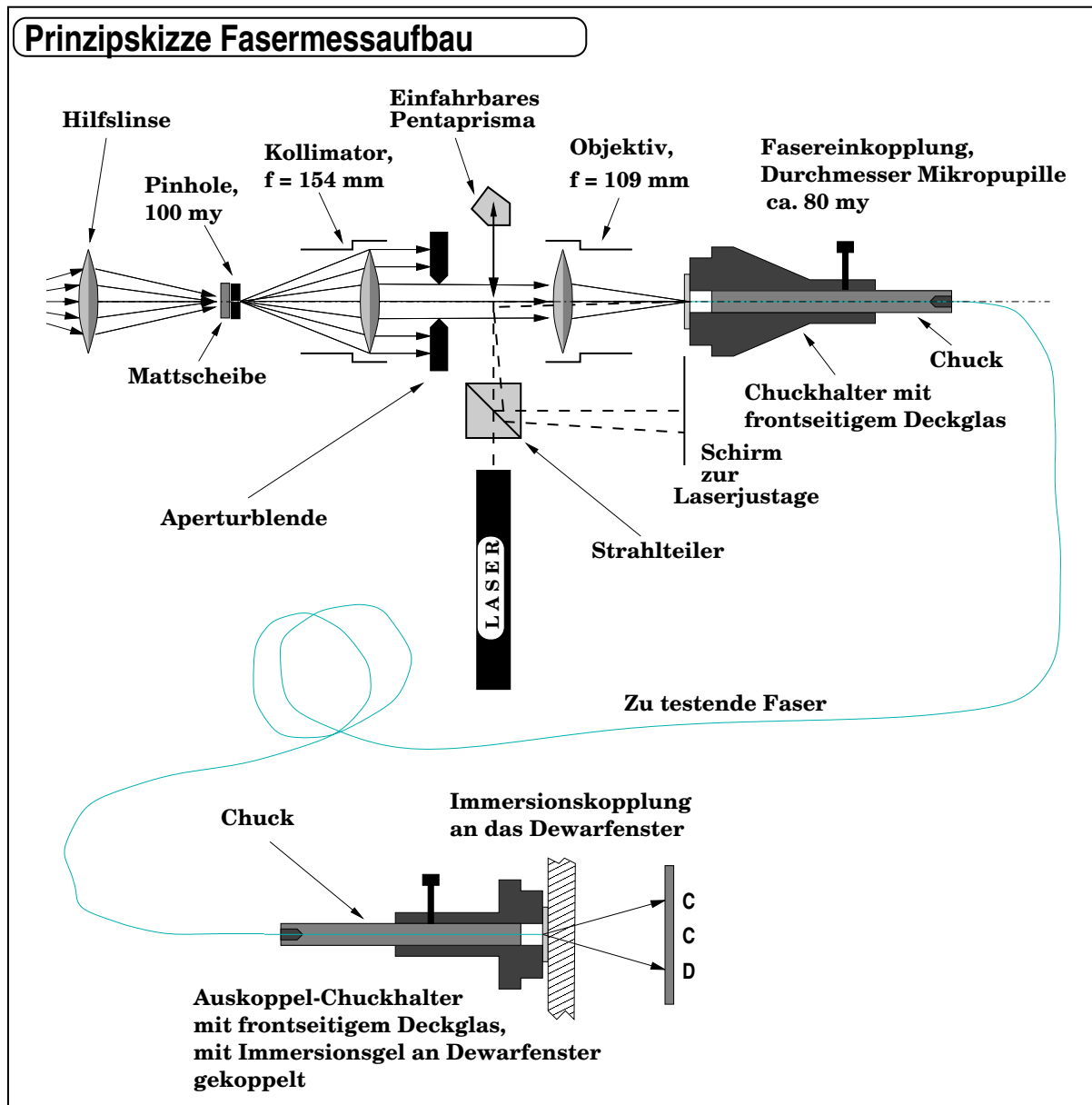


Abbildung 4.11: Prinzip des FRD-Meßaufbaus, Komponenten nicht maßstäblich dargestellt.

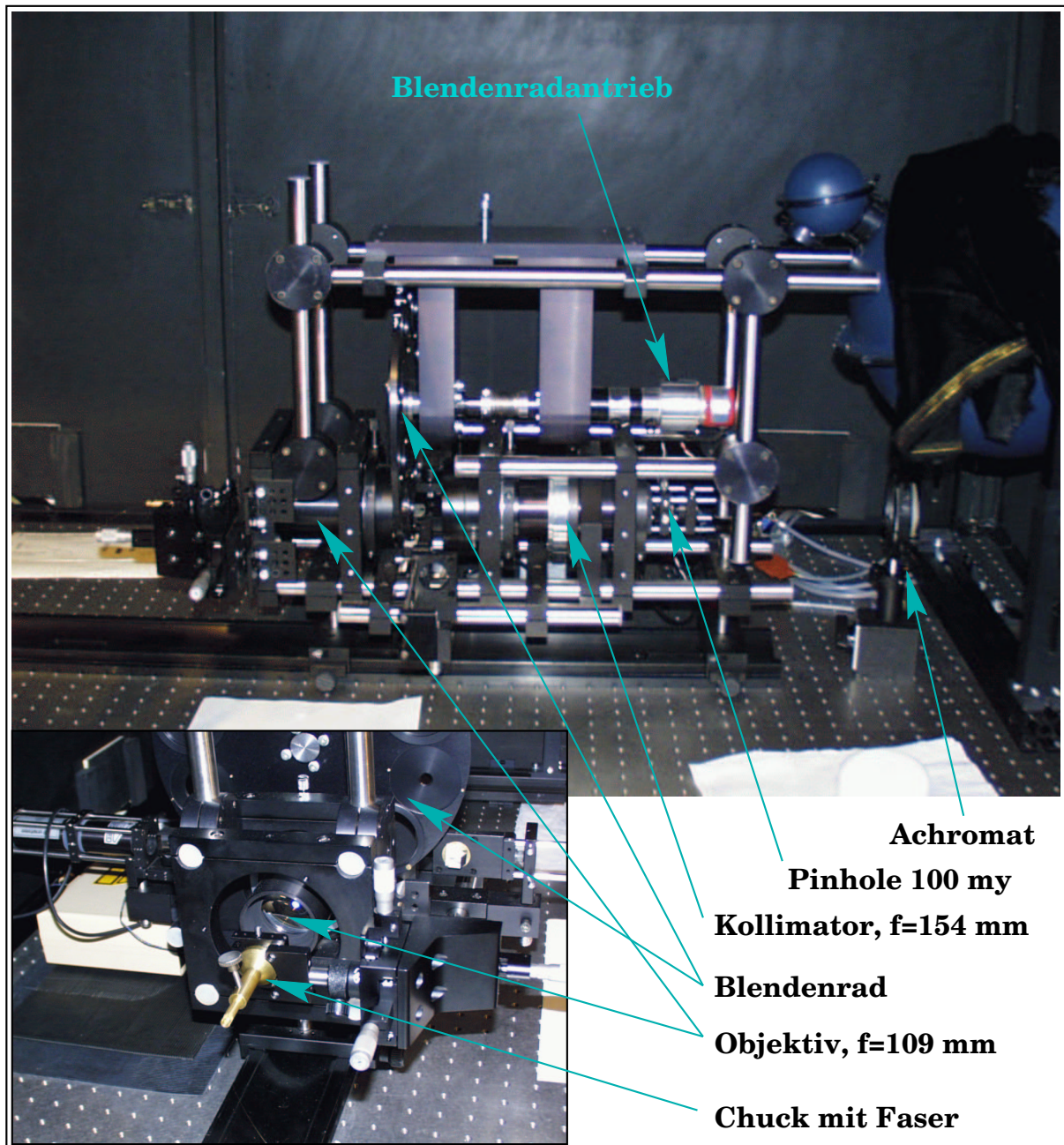


Abbildung 4.12: FRD-Meßaufbau: Lichteintritt von rechts. Unten links Ansicht der Fasereinkopplenseite. Die rechts oben erkennbare Ulbrichtkugel gehört zur PhTB und dient anderen Zwecken.

Das optische Layout ist mit kleinen Variationen ähnlich zu Meßaufbauten anderer Autoren (Ramsey 1988 [86], Guerin und Felenbok 1988 [39], Carrasco und Parry 1994 [22]). Der Detektor ist für Labormessungen sehr groß (1024×1024 Pixel). Er ist besonders blauempfindlich und hochwertig (*science grade*). Es handelt sich um den Detektor der Feldaquisitionskamera von PMAS. Damit ist der verwendete

Detektor hochauflösender und rauschärmer als bisher verwendete Systeme. Andere Aufbauten arbeiten mit kleinen peltiergekühlten Kameras, teilweise mit Zwischenabbildungen. Bei Carrasco und Parry 1994 [22] werden die Bilder mit einem Framegrabber abkopiert. Belichtung und Filterauswahl werden über ein lokales Netzwerk gesteuert. Alle Befehle sind auf einer UNIX-Plattform implementierbar. Ein IDL-Programm steuert vollautomatisch die Datengewinnung mit anschließender Auswertung. Hierdurch sind umfangreiche Meßreihen möglich. Neueinsetzen und Justage einer Faser erfolgen manuell.

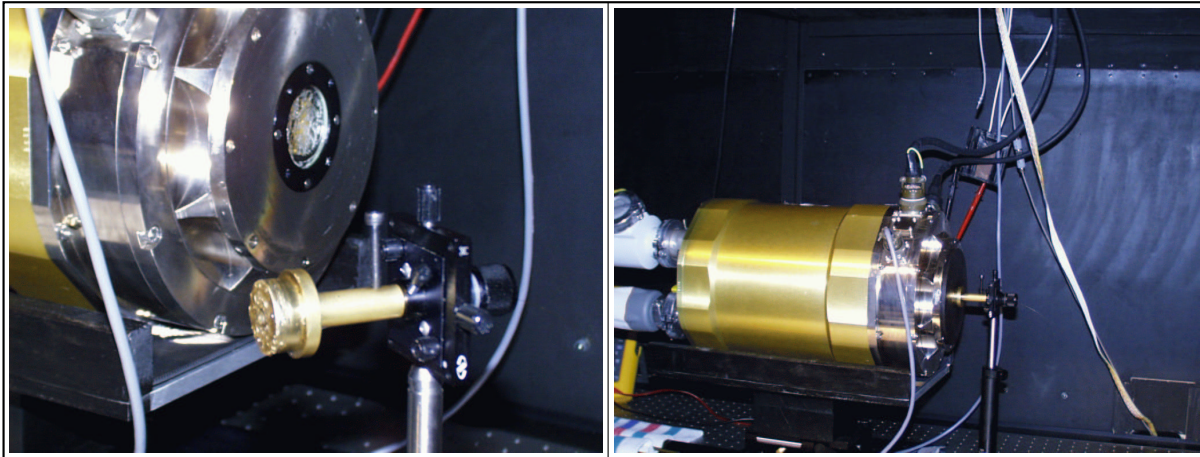


Abbildung 4.13: Auskopplung des Lichts aus der Faser: Links Faserchuck und Dewarfenster mit Immersionsgel benetzt. Rechts nach Ankopplung mit einer zusätzlichen Streulichtabschirmung.

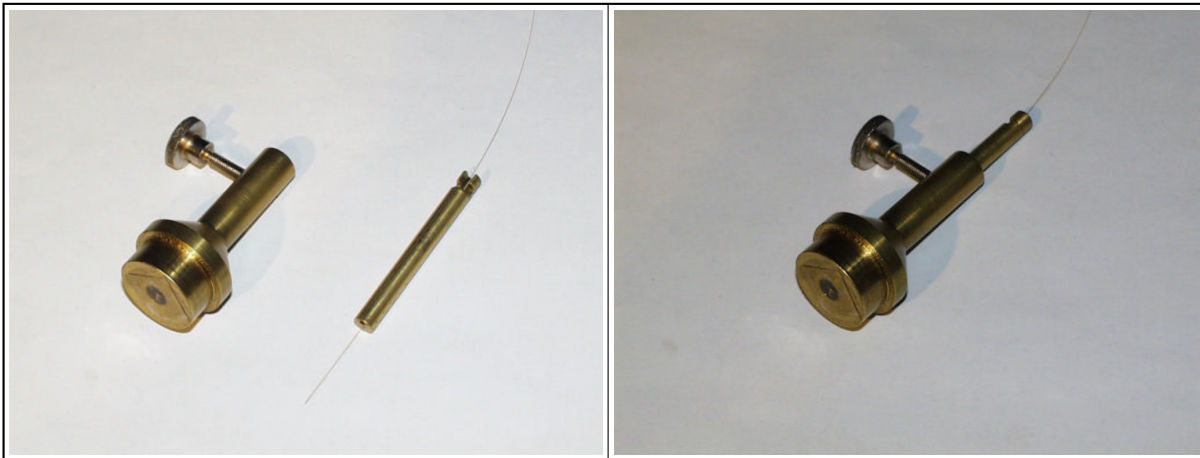


Abbildung 4.14: Links Faser im geschlitzten Halter (sog. Chuck) neben Außenteil. Rechts nach Zusammenfügen und Immersion der Faser an das frontseitige Glasplättchen des Außenteils.

Modifikationen des Aufbaus: Der beschriebene Aufbau stellt die endgültige Version dar, die einige Veränderungen enthält. Frühere Messungen wurden ohne diese Optimierungen durchgeführt. Gegebenenfalls wird darauf hingewiesen. Die Modifikationen waren im Einzelnen:

Faserpolitur: Anfangs wurden die Fasern beidseitig geceleaved statt poliert, eine höhere Exemplarstreuung war die Folge.

Blendenrad: Ersatz der vorherigen manuell verstellbaren Irisblende durch das Blendenrad (Automatisierung)

Laserjustage: Einsatz einer Laserjustage zur Sicherstellung exakt orthogonaler Einkopplung (siehe Skizze 4.11): Der Laserstrahl wird durch das einschiebbare Pentaprisma auf die optische Achse des Aufbaus gebracht. Er wird an der Planglasscheibe der Einkopplung reflektiert und fällt bei exakter Orthogonalität in sich zurück. Nach Auskopplung des Strahls durch einen Teilerwürfel wird dies auf einem Schirm sichtbar. Die Einkopplung erfolgt dadurch auf 0.5° genau senkrecht.

Überwachte Einkopplung: Beide Grenzflächen werden jeweils bei Beleuchtung der anderen Seite mikroskopisch überwacht eingekoppelt. So kann überprüft werden, ob die Faserendfläche exakt anliegt und Polierfehler oder Verunreinigungen enthält.

Die mechanischen Belastbarkeitsmessungen sowie wie der erste Test der Immersionskopplung wurden ohne die Verbesserungen unternommen. Alle anderen Messdaten erfolgten mit der vollständigen Version.

Die quantitative Auswertung: Datenerfassung und Reduktion erfolgen automatisiert mit einem unter IDL erstellten Programmpaket. Die Auswertung der aufgenommenen Spots geschieht durch Aperturblendenfotometrie. Nach Subtraktion des Hintergrundes (Mittelung aus drei randnahen Bildzonen ähnlich Carrasco, Parry 1993 [22]) wird der Bildschwerpunkt bestimmt. Um diesen wird eine Aperturblende des Radius r_i gelegt und der Quotient η_i aus der Summe der Zählwerte $I_{ADU}(r_i)$ (ADUs für Analog-Digital-Units) innerhalb der Blende und dem totalen ADU-Wert I_{CCD} des Gesamtchips berechnet:

$$\eta_i = \frac{I_{ADU}(r_i)}{I_{CCD}} \quad , \quad i = 1, \dots, 40 \quad . \quad (4.7)$$

Dies geschieht für 40 Radien. Hieraus wird eine Wachstumskurve interpoliert, die für wachsenden Radius gegen Eins konvergiert (vgl. Abb. 4.15, Algorithmus Huebner 1998 [46]). Mit einer Radieneichung (Projektion des Einkoppelbündels anstelle der Faser direkt auf das Dewarfenster, Bestimmung des Spotdurchmesser in Abhängigkeit von der Öffnungszahl) wird jeder Öffnungszahl ein Radius zugeordnet. Durch Interpolation wird der prozentuale Anteil des vom Chip registrierten Gesamtsignals bestimmt, welches die Auskoppelöffnungszahl $N_{out} = 3$ (PMAS - Kollimator) nicht überschreitet. Hiermit wird die **relative f/3-Koppeleffizienz** definiert (Lund, Enard 1984 [72]):

$$\eta_{f/3} [\%] = \frac{I_{ADU \text{ in } f/3}}{I_{ADU, \text{ Gesamtchip}}} \cdot 100 \quad (4.8)$$

Lichtverluste der Einkopplung oder Faserleitung gehen darin nicht ein, 100 % beziehen sich auf das aus der Faser austretende Gesamtlicht. Der Chip ist groß genug, um dieses Licht komplett zu detektieren. Das Endergebnis ist der Anteil des aus der Faser austretenden Lichts, welcher in die Spektrografenoptik

gelangt. Da sich alle Messergebnisse auf den $f/3$ -Austritt beziehen, wird $\eta_{f/3}$ im folgenden pauschal als **Koppeffizienz** bezeichnet.

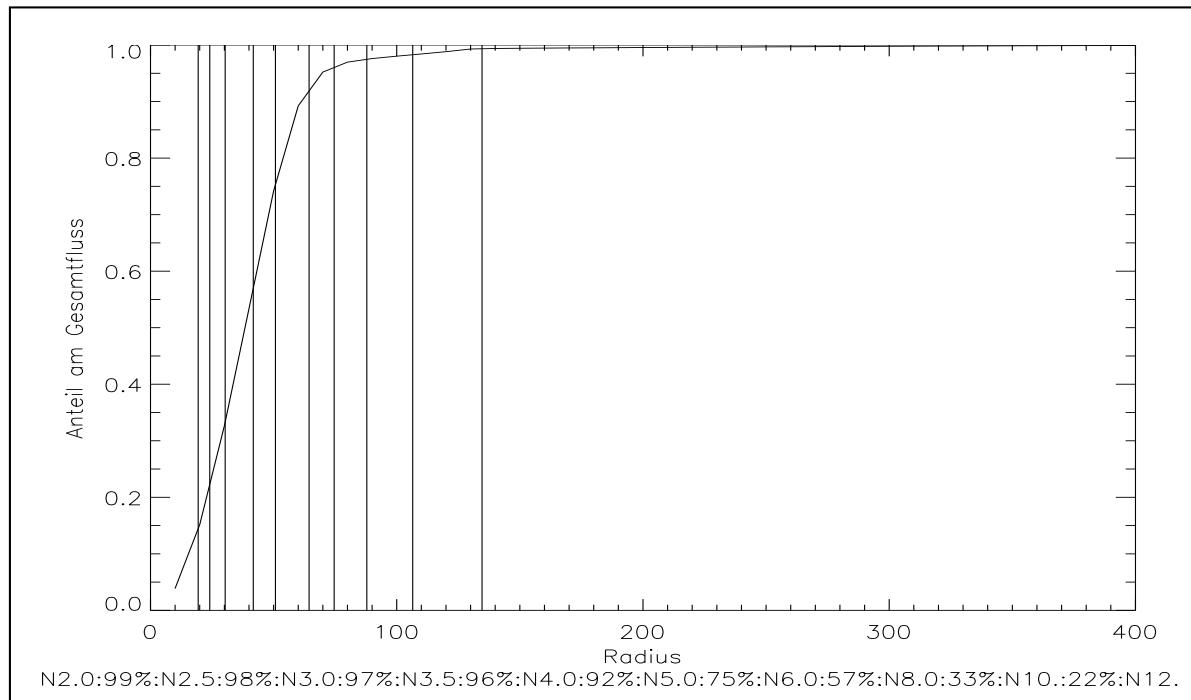


Abbildung 4.15: Wachstumskurve des Faseraustrittsprofils, quadratische Einkopplung mit $N=3.5 \times 5$. 97 % des registrierten Signals gelangt in eine $f/3$ - Auskopplung (vergleichbar Watson,Terry 1995 [111]). Vertikale Linien markieren Auskoppelöffnungen von $N=12$ bis $N=2$.

4.3.2.2 FRD-Abhängigkeit von der Koppelmethode

Resultate der ersten Messungen ⁷ zeigten, daß bei einer Einkopplungsöffnungszahl von $N_{in}=4$ die Koppeffizienz mit 65% bis 90% gering ausfiel. Die Ergebnisstreuung war bei den fünf vermessenen Fasern hoch: Bei einem Durchschnitt von 78 % beträgt die Standardabweichung 11 % (Abb. 4.16 links). Da die gecleaveden Fasern im Mikroskop unterschiedlich erschienen, wurde die Endflächenbeschaffenheit als Ursache der geringen und stark streuenden Koppeffizienz vermutet. Um dies zu verifizieren und eine Problemlösung zu testen, wurde als Glas-Luft-Übergang anstelle der Faserendfläche die Oberfläche des Dewarfensters (bzw. einkoppelseitig eines Deckglasfensters) benutzt. Die Fasern wurden durch Immersion mit Zedernholzöl (Brechzahl $n=1.505$) an die Glasflächen gekoppelt. Hierdurch wird die Oberflächenform der Faserendflächen optisch unwirksam und durch den Glas/Luft-Übergang an der wesentlich präziseren Oberfläche des Dewarfensters bzw. des Deckglases ersetzt. Diese Technik wurde bereits zur Verringerung von Fresnelverluste eingesetzt, da sich auf Glasplättchen reflexmindernde Schichten aufdampfen lassen (Heacox 1988 [43]). Ergebnisse der erneuten Vermessung derselben Fasern zeigt

⁷Ohne die Verbesserungen aus dem Abschnitt 4.3.2.1. Die Fasern wurden gecleaved.

der rechte Teil in Abb. 4.16. Neben einer deutlichen Verbesserung der Koppeffizienz zeigt sich eine geringere Exemplarstreuung. Der Durchschnitt der $f/3$ - Koppeffizienz für $N_{in} = 4$ ist 95 % mit 3 % Standardabweichung. Die FRD wird durch die Immersionskopplung günstig beeinflusst, da Störstellen auf den Faserendflächen optisch unwirksam gemacht werden. Zusätzlich fallen Glasluftflächen fort, weswegen eine höhere Transmission der Kopplungen erwartet wird. Dies wurde in der Relativmessung nicht erfaßt ⁸.

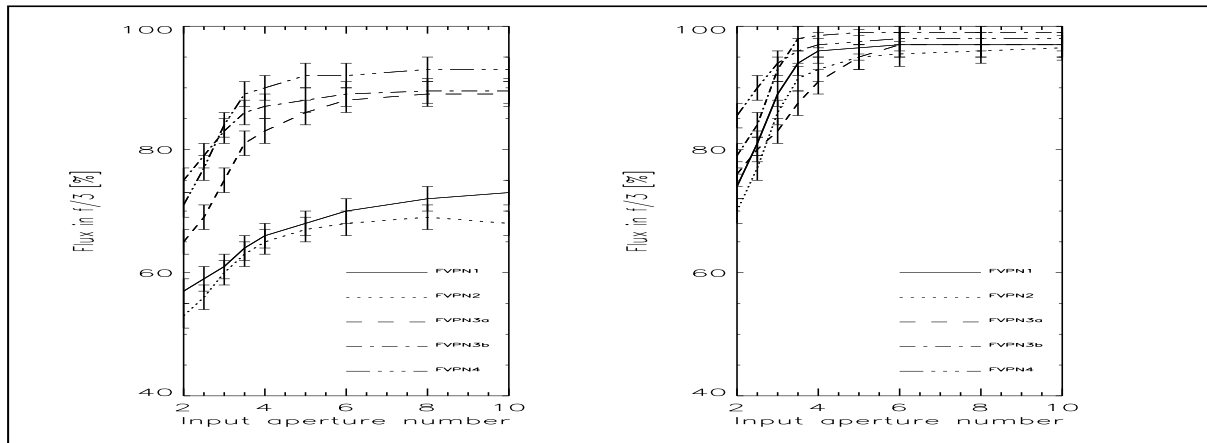


Abbildung 4.16: FRD-Vermessung von je 5 geclaveden Fasern. Links ohne, rechts mit Immersionskopplung. Wegen des frühen Stadiums des Meßaufbaus sind die Meßfehler groß. Schmoll et al 1998, [98].

Die Konsequenz dieses wichtigen Ergebnisses war die Modifikation der PMAS-Spektrografenoptik. Die erste Feldlinse im Design nimmt nun die Fasern des Spalts durch Immersionskopplung auf (Abb. 4.4). Es gibt zwischen Lichteintritt in das Linsenraster und Austritt aus der ersten Feldlinse des Spektrografen keinen Glasluftübergang. Als Immersionsöl wird ein von der auf Fügemedien spezialisierten Firma Cargille vertriebenes Immersionsgel (Typ 6307) verwendet. Die Brechzahl von $n=1.459$ bei 20°C entspricht der Brechzahl von Quarzglas ($n=1.45886$). Für alle weiteren Faseruntersuchungen wurde, um FRD-Effekte der Grenzflächen auszuschließen, das Immersionsverfahren angewendet. Nach den in Abschnitt 4.3.2.1 beschriebenen Verbesserungen wurde die Untersuchung der Zuverlässigkeit der Labormessungen notwendig. Hierzu wurde eine größere Anzahl von Fasern untersucht, um das Resultat auf einer breiteren statistische Grundlage zu stellen. Ferner fand eine Reproduzierbarkeitsanalyse statt, bei der Fasern mehrmals vermessen wurden. Hierdurch konnte der Meßfehler abgeschätzt werden. Die Ergebnisse dieser Meßreihen (Schmoll 2000,[99]) werden im Folgenden vorgestellt.

⁸In späteren Messungen findet auch eine fotometrische Wichtung statt, siehe Abschnitt 4.3.2.2.

Vermessung einer großen Stichprobe: Meßergebnisse verschiedener Labors variieren stark [32]. Um die Zuverlässigkeit der Messungen zu testen, wurden 65 beidseitig polierte, 2 Meter lange Fasern bei Einkoppelöffnungszahlen von $N_{in} = 5, 4$ und 3.5 ⁹ vermessen. Die erhaltenen f/3-Koppeleffizienzen wurden in Histogramme (Abb. 4.17) eingetragen.

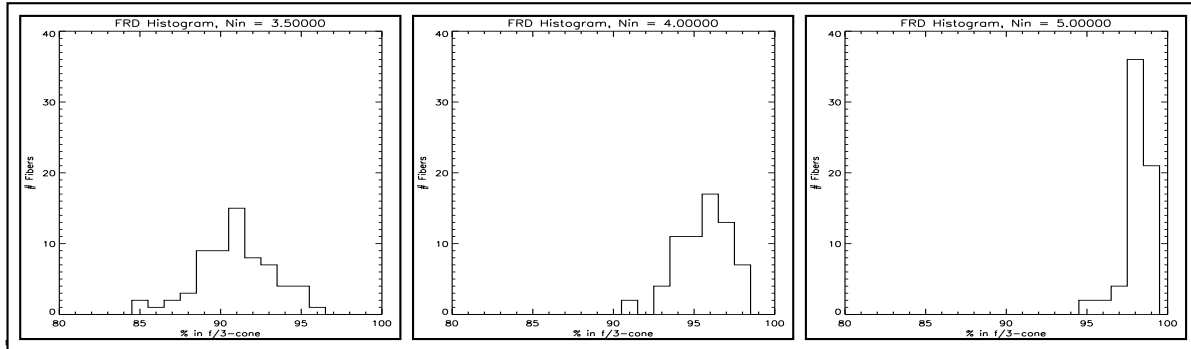


Abbildung 4.17: Histogramme der f/3-Koppeleffizienzen bei Einkopplung mit f/3.5 (links, Lensletdiagonale), f/4 (Mitte) und f/5 (rechts, Lensletkante). Plotbereich beginnt bei 80 %.

Tabelle 4.3 enthält die numerischen Resultate. W_{100} ist die Gesamtbreite der Verteilung. W_{85} ist die Verteilungsbreite, in der die innersten 85 % der Gesamtheit (55 Fasern) liegen: Die fünf niedrigsten und die fünf höchsten Prozentwerte wurden fortgelassen. W_{85} ist somit von statistischen Ausreißern bereinigt. Diese Verteilungsbreiten sind aussagekräftiger als die Standardabweichung, da die nach oben begrenzte Verteilung keiner Normalverteilung entspricht.

N_{in}	MEAN $\eta_{f/3}$ [%]	MEDIAN $\eta_{f/3}$ [%]	W_{100} [%]	W_{85} [%]
3.5	90.91	91	11	7
4	95.57	96	8	6
5	98.11	98	5	3

Tabelle 4.3: Statistik der f/3-Koppeleffizienzen der 65 Fasern.

Hiermit lässt sich die Vergleichbarkeit verschiedener Fasermessungen abschätzen, die statistische Meßschwankung liegt deutlich unter 10 %. Die Meßwerte sind mit Literaturangaben vergleichbar: Sowohl Craig et al 1988 [30] als auch Guerin und Felenbok 1988 [39] berichten für die POLYMICRO FHP 100/120/140 von einer f/3-Koppeleffizienz von 95 % bei $N_{in} = 4$. Gelegentlich kommen Fasern vor, die auch bei scharfer Einkopplung (f/10) trotz unauffälliger Enflächen und mehrerer Versuche Koppeleffizienzen von $\eta_3 \approx 60\%$ besitzen. Da bei solchen Fasern auch der Fluss des Gesamtbildes reduziert ist, ist von einem Bruch oder einer Störstelle im Faserkernbereich auszugehen. Durch individuelle Vermessung jeder Faser von PMAS lassen sich solche Fasern ausselektieren. Im vorhandenen Sample kam ein solcher Ausreisser vor. Er wurde in der Statistik nicht berücksichtigt, da die Bestimmung des Meßfehlers

⁹Für PMAS entscheidende Einkoppelöffnungszahlen: f/5 entspricht der Lensletkante, f/3.5 der Diagonalen.

im Vordergrund stand. Abschließend bleibt die Frage, ob obige Verteilungsbreiten auf Qualitätsstreuung der Fasern oder auf die Messung zurückzuführen sind. Dazu wurde eine Reproduzierbarkeitsanalyse durchgeführt.

Reproduzierbarkeit: Aus den 65 vermessenen Fasern wurden drei Exemplare mit extremen Werten ausgewählt. Jeweils eine Faser mit hohen, durchschnittlichen und geringen Koppelleffizienzen (Tab. 4.4) wurden mehrfach vermessen¹⁰.

Fasername	$\eta_{f/3}$ für $N_{in}=5/4/3.5$	Bewertung $\eta_{f/3}$
A15	96 / 91 / 85	gering
A14/A16	98 / 96 / 91	durchschnittlich
A35	99 / 97 / 93	hoch

Tabelle 4.4: Aus der großen Stichprobe ausgewählte Fasern mit extremen Koppelleffizienzen.

Nach dem ersten Zyklus wurde erkennbar, daß sich im Rahmen der Schwankungsbreite der Vielfaservermessung andere Ergebnisse einstellten. Die Faser mit geringer Koppelleffizienz hatte nun die höchste, die anderen beiden Faserneffizienzen waren leicht unterdurchschnittlich. Es wurde nach der Ursache für dieses Verhalten gesucht. Die Faser A15 wurde dazu nach ihrer Vermessung umgelagert und erneut vermessen. Hierbei zeigte sich keine Änderung. Die Fasern wurden zyklisch vertauscht und unter veränderten Rahmenbedingungen erneut vermessen. Die Meßreihe ergibt das in Tabelle 4.5 protokollierte und in Abb. 4.18 als Histogramm dargestellte Bild. Durch die vielfache Vermessung weniger Fasern ergibt sich eine Verteilung, welche derjenigen der Massenvermessung ähnelt. Die Verteilungsbreite ist nicht faserspezifisch, sondern meßtechnisch bedingt. Im folgenden werden verschiedene Fehlerquellen untersucht.

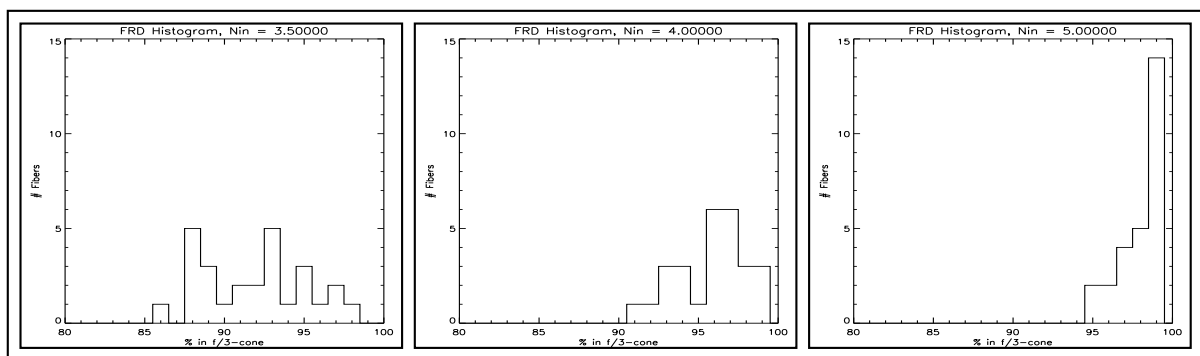


Abbildung 4.18: Reproduzierbarkeitsmessung: Histogramme für $N_{in} = 3.5, 4, 5$ (v.l.n.r.)

¹⁰Faser A14 wurde wegen Bruch im Verlauf der Messreihe durch Faser A16 ersetzt.

Zyklus	Manipulation	Faser	$\eta_{f/3}$ [%] für $N_{in} = 5/4/3.5$	Wertung
1	Neujustage	A15	98/96/92	leicht über Durchschnitt
	Neujustage	A14	96/93/88	unter Durchschnitt
	Neujustage	A35	96/93/88	unter Durchschnitt
2	Neujustage	A15	99/97/93	hoch
3	Umlagerung	A15	99/97/93	hoch
4	Umlagerung	A15	99/97/93	hoch
5	gelöste Einkoppelklemmung	A15	99/97/93	hoch
	Neujustage	A14	99/97/93	hoch
	Neujustage	A35	97/94/88	unter Durchschnitt
6	Neujustage Auskopplung	A35	98/96/91	Durchschnitt
	Neujustage	A15	99/96/91	leicht über Durchschnitt
	Neujustage, dabei Bruch	A14	-/-/-	Nachfolger A16(98/96/91)
7	Festere Auskoppelklemmung	A16	98/94/89	unter Durchschnitt
	Neujustage	A35	95/92/88	gering
	Neujustage	A15	95/91/86	gering
8	Neujustage	A16	97/93/88	gering
	Neujustage	A35	97/93/87	gering
9	Neue, lockere Chucks	A15	99/97/92	hoch
	Neujustage	A16	99/99/97	sehr hoch
	Neujustage	A35	99/99/98	sehr hoch
10	Neujustage	A15	97/97/95	Durchschnitt
	Neue Auskoppelimmersion	A15	98/98/96	hoch
	Neujustage	A16	99/98/94	hoch
	Neujustage	A35	98/97/93	hoch
11	Neuer, fester Einkoppelchuck	A35	97/94/89	unter Durchschnitt
	Neujustage	A15	99/98/95	sehr hoch
	Neujustage	A16	99/96/90	Durchschnitt
12	IN- & OUT-Chuck vertauscht	A16	99/99/97	sehr hoch
	Neujustage	A35	99/96/89	leicht unter Durchschnitt
	Neujustage	A15	99/98/95	sehr hoch

Tabelle 4.5: Mehrfaches Vermessen ausgewählter Fasern unter verschiedenen Manipulationen

Unterschiedliche Faserlage: Durch ständiges Neueinsetzen der Fasern wurden diese stets neu verlegt. Schwankungen des Austrittsprofils durch unterschiedliche Krümmung der Faser wird von der Theorie her nicht erwartet (Gl. 4.6, der Krümmungsradius war größer als ca. 100 mm. Die Meßzyklen 2, 3 und 4 sollten dies prüfen. Die Justage blieb hierbei unberührt, die Faserlage wurde vor jeder Einzelmessung verändert. Da die Meßergebnisse auf ein Prozent genau gleich blieben, scheidet diese Fehlerquelle aus.

Verrutschen der Faser im Chuck: Der Auskoppelchuck war so locker, daß die Faser in ihr verrutschen konnte. Es wurde vermutet, daß die Faser nach der mikroskopischen Überwachung des Koppelvorganges ihre Lage veränderte. Hierzu wurde der Chuck im Zyklus 7 durch ein anderes Exemplar ersetzt, welches die Faser fester hielt. Statt einer vermuteten Vergrößerung der Koppeffizienz verringerte sie sich bei allen drei Fasern um einige Prozent. Vermutet wurde Microbending im festeren Auskoppelchuck.

Microbending durch die Chucks: Die Chucks (Abb. 4.14), welche die Fasern spannungsfrei halten sollen, verursachen durch Microbending FRD-Verluste. Die Faser wird durch eine Blattfeder in der Rille des Haltebolzens fixiert. Durch Verunreinigungen oder Grate in dieser Rille kann Microbending entstehen. Im Zyklus 9 wurden für die drei Messungen extrem lockere Chucks verwendet. Es wurde besonders vorsichtig justiert, um ein Herausrutschen der bereits immersionsgekoppelten Faserenden zu vermeiden. Die hiermit erreichten Koppeffizienzen waren signifikant höher: $N_{in}=3.5$ ergab ein $\eta_{f/3}$ von deutlich über 90 %, bei A35 sogar 98 %. Im 11. Zyklus wurde ein bisher unbenutzter, neuer Einkoppelchuck verwendet. Dieser Chuck klemmte die Faser wieder fest, $\eta_{f/3}$ verringerte sich (Tab. 4.5). Produktionstoleranzen der Chucks beeinflussen im Unterschied zu Verunreinigung oder Verschleiß das Endresultat. Dieses Resultat ist insofern überraschend, weil für FRD-Messungen Fasern normalerweise bewußt in mechanische Halter geklemmt werden, anstatt Klebungen zu verwenden (Avila 1988, [7]).

Die Verteilungen der obigen Messung sind mit denen der großen Stichprobe vergleichbar:

Messung	Anzahl	N_{in}	MEAN $\eta_{f/3}$ [%]	MEDIAN $\eta_{f/3}$ [%]	W_{100} [%]	W_{85} [%]
Große Stichprobe	65	3.5	90.91	91	11	7
Große Stichprobe	65	4	95.57	96	8	6
Große Stichprobe	65	5	98.11	98	5	3
Reproduzierbarkeit	27	3.5	91.89	92	13	10
Reproduzierbarkeit	27	4	95.85	96	9	7
Reproduzierbarkeit	27	5	98.00	99	5	4

Tabelle 4.6: Reproduzierbarkeitsmessung (27 Messungen, 4 Fasern) verglichen mit der großen Stichprobe (65 Messungen, 65 Fasern). Verteilungsbreiten für 100 % und 85 % der Gesamtheit.

Die Streuung ist bei der Reproduzierbarkeitsanalyse etwas größer, da dort Manipulationen (z.B. Chuckwechsel) stattfanden, während die 65 Fasern unter gleichen Bedingungen vermessen wurden. Die Streuung in den Meßergebnissen zum Großteil durch die Microbendingwirkung der Chucks erzeugt. Nach Ramsey 1988 [86] war das zu erwarten. Der Effekt ist unabhängig vom altersbedingten Zustand der Chucks. Chuck-Feder-Kombinationen, deren Produktionstoleranz die Verschiebung der Faser trotz Festklemmung im äußeren Halter erlaubt, führen zu geringeren FRD. Spannungsfreie Faserkopplung führt zur hoher Koppeffizienz bei geringer Ergebnisstreuung. Dies muß bei der Realisierung der PMAS-Faserkopplung beachtet werden. Für die Einkopplung am Linsenraster werden Stahlröhrchen (sog. Ferrulen) benutzt, in die die Fasern spannungsfrei eingeklebt werden müssen. Auskoppelseitig werden die Fasern in Rillen geklebt, die in ein Plättchen eingebracht sind. Die Sauberkeitsanforderungen sind hoch:

Weder dürfen die Rillen unsauber sein, noch darf der Kleber die Faser verspannen. In einer separaten Meßreihe wurde die Wirkung von Faserklebungen auf die FRD untersucht.

FRD-Verhalten in Ferrulen eingeklebter Fasern: 20 Fasern wurden in Edelstahl ferrulen (Länge 20mm, Innendurchmesser 170 μm , Außendurchmesser 350 μm) eingeklebt. Hierzu wurde zunächst der Zweikomponentenkleber EPTEK verwendet. Dieser wird bei ca. 100 ° C ausgehärtet und gleicht trotz seiner hohen Festigkeit Materialspannungen aus [32]. Problematisch war die krümelige Beschaffenheit des Klebemittels beim Einführen der Faser in die Ferrule. Die Faser verkantete in der Ferrule, blieb stecken und brach ab. Nur zwei von fünf Klebungen waren erfolgreich. Offenbar war die verfügbare Charge verunreinigt, für PMAS wurde später eine neue Packung verwendet. Für die Messungen wurde ersatzweise ein Haushaltskleber (UHU Kraft) verwendet. Dieser Kleber gleicht laut Packungsangabe Materialspannungen aus. Während nach dem Härten elastisch bleibende Kleber wegen mangelnder Stabilität für Klebungen ganzer Blocks ungeeignet sind (Craig 1988, [30]), erscheint dieses Problem beim Einkleben in enge Ferrulen nicht. Die Klebevorgänge waren unproblematisch, weswegen die verbleibenden 18 der 20 Fasern mit UHU Kraft eingeklebt wurden. Spezielle Faserchucks wurden gefertigt, in die sich anstelle der Faser die Ferrule mit der eingeklebten Faser einklemmen lassen. Auskoppelseitig kam ein leichtgängiger Chuck zum Einsatz, um das Ergebnis nicht durch auskoppelseitiges Microbending zu beeinflussen. Einkoppelöffnungszahlen waren $N_{in}=10, 5, 4, 3.5, 3.5 \times 5$ ¹¹ und 2. Die folgende Diskussion beschränkt sich auf die für PMAS relevanten Einkoppelzahlen von $N_{in}=5, 4, 3.5$ sowie 3.5×5 . Die Koppeffizienzen sind in Tabelle 4.8 zusammengefaßt. Aus den Daten folgen die Histogramme der Abb. 4.19. Als Mittelwerte und Verteilungsbreiten ergeben sich:

N_{in}	MEAN $\eta_{f/3}$ [%] (vgl.Repro)	MEDIAN $\eta_{f/3}$ [%] (vgl.Repro)	W_{100} (vgl.Repro)	W_{85} (vgl.Repro)
3.5	94.00 (91.89)	94 (92)	9 (13)	9 (10)
4	97.95 (95.85)	98 (96)	4 (9)	4 (7)
5	98.95 (98.00)	99 (99)	3 (5)	1 (4)
3.5×5	98.30 (–)	98 (–)	3 (–)	3 (–)

Tabelle 4.7: f/3-Koppeffizienzen: Statistik der 20 in Ferrulen geklebten Fasern.

Die eingeklammerten Werte der Tabelle 4.7 sind zum Vergleich die Koppeffizienzen, welche für die 27 ferrulenlosen Messungen des Reproduzierbarkeitstests erhalten wurden¹². Der Vergleich zu den Messungen ohne Ferrulen zeigt eine Steigerung der Koppeffizienz bei deutlicher Verringerung der Streuung für alle Einkoppelaperturen. Die Fasern werden nach Einkleben in Ferrulen weniger durch Microbending beeinflusst als durch das Einspannen in die Chucks.

¹¹Nach Einsetzen der in Abschnitt 4.3.2.1 erwähnten Quadratblende in die f/2.5-Bohrung des Blendenrades.

¹²Diese Analyse erfolgte nicht mit der Quadratapertur ($N_{in} = 3.5 \times 5$).

Faser-ID	$\eta_{f/3}$ [%] $N_{in}=5$	$\eta_{f/3}$ [%] $N_{in}=4$	$\eta_{f/3}$ [%] $N_{in}=3.5$	$\eta_{f/3}$ [%] $N_{in}=3.5 \times 5$	Bemerkungen (EK:Einkopplung,AK:Auskopplung)
A21	99	99	97	99	EK leicht verschmutzt, AK verkratzt
A22	98	97	94	98	
A23	99	99	96	99	
A24	99	98	93	98	
A25	99	98	93	98	Klebung EPOTEK
A26	99	96	90	97	
A27	99	97	92	98	Klebung EPOTEK, locker
A28	99	99	95	99	
A29	99	99	97	99	
A30	99	99	98	99	
A31	99	98	93	98	
A32	99	97	91	97	
A34	99	97	90	98	
A35	99	99	96	99	
A36	99	96	90	97	
A38	99	98	92	98	
A39	98	96	92	98	EK verkratzt und verschmutzt
A40	99	99	96	99	
A42	99	99	97	99	Länge 1.3m, EK Immersion neu
A44	100	99	98	99	

Tabelle 4.8: Kopeeffizienzen der 20 einkoppelseitig in Ferrulen eingeklebten Fasern.

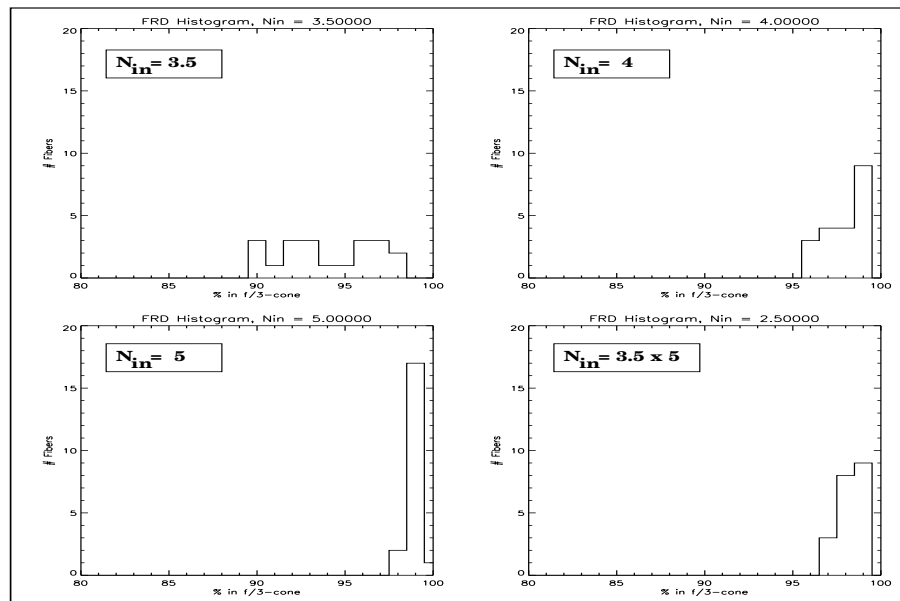


Abbildung 4.19: $\eta_{f/3}$ - Histogramme der 21 in Ferrulen geklebten Fasern.

Neuer Test ohne Immersionskopplung: Die Vergleichsmessung des Abschnitts 4.3.2.2 zwischen Fasern mit und ohne Immersionskopplung wurde ohne die meßtechnischen Verbesserungen (Abs. 4.3.2.1) durchgeführt. Die Fasern waren lediglich gecleaved. Nach den Erkenntnissen über die Rolle der Faserhalterungen wurde eine Neuuntersuchung dieses Zusammenhanges erforderlich, um zu testen, ob sich der konstruktive Mehraufwand einer Faserkopplung durch Immersion lohnt. 18 der einkoppelseitig in Ferrulen geklebten Fasern wurden einer Vergleichsmessung unterworfen. Für die immersionslosen Messungen wurden beide gereinigten Faserenden an die jeweiligen trockenen Glasplättchen angestoßen. Die Dewarseite des Auskoppelglasplättchens wurde auch hier mit Öl an das Dewarfenster kontaktiert, da Fehler aus dem Übergang zwischen Dewarfenster und Auskoppelfenster nichts mit der Effizienz der Faserkopplung zu tun haben. Nach den 18 Vermessungen der luftgekoppelten Fasern wurden die immersionsgefügteten Messungen mit derselben Stichprobe wiederholt. Die Fasern ohne Ölkopplung ergeben durch ihre Politur und den optimierten Rahmenbedingungen der Messung höhere Koppelleffizienzen (Abb. 4.20) als in der alten Messung (Abb. 4.16). Auch die Exemplarstreuung ist geringer. Jedoch bleibt die Koppelleffizienz der ölgefügteten Fasern signifikant höher. Abb. 4.20 zeigt, daß FRD-Verluste und Exemplarstreuung bei Immersion abnehmen, während der den Chip erreichende Gesamtfluß zunimmt. Für die quadratische Einkopplung bei PMAS ergibt sich beim Vergleich beider Koppelvarianten das Ergebnis in Tabelle 4.9.

Kopffall	$\eta_{f/3}$ [%] (W_{100}/W_{85})	I [10^8 ADU] (σ_{n-1})	I_{rel} [10^8 ADU] (ΔI)
OHNE Immersion	95.6 (9 / 6)	3.36 ± 0.09	3.21 ± 0.10
MIT Immersion	98.5 (3 / 2)	3.98 ± 0.02	3.92 ± 0.03

Tabelle 4.9: Vergleich der Koppelvarianten für die quadratische Einkoppelapertur ($N_{in} = 3.5 \times 5$).

Neben der relativen Koppelleffizienz nimmt durch den Fortfall von insgesamt vier Glas-Luft-Flächen an den Koppelstellen die Transmission der Faserkopplung zu. Um die Steigerung der totalen Effizienz abzuschätzen, wurde die Koppelleffizienz mit dem vom CCD detektierten Gesamtfluß gewichtet:

$$\eta_{f/3,rel}^{N_{in}} = \frac{I_{CCD}^{N_{in}}}{I_{CCD,ref}^{N_{in}}} \cdot \eta_{f/3}^{N_{in}} [\%] \quad (4.9)$$

Dabei ist für die Einkoppelöffnungszahl N_{in} $I_{CCD,ref}^{N_{in}}$ der Mittelwert der CCD-Gesamtflüsse aus der Immersionsmessung (Abb. 4.20 unten rechts) und $I_{CCD}^{N_{in}}$ der Mittelwert aus der jeweiligen Meßreihe. Folglich ist der Quotient in obiger Gleichung für die Immersionskopplung 1 und für die Luftkopplung kleiner als 1. Folglich ist $\eta_{f/3,rel}^{N_{in}}$ eine Gütezahl für die Lichtmenge, die der f/3-Kegel aufnimmt. In beiden Fällen wurden Ausreißer nicht berücksichtigt. Eine Fehlerabschätzung erfolgte aus den Standardabweichungen der Prozentsätze und Intensitäten. Immersionsgekoppelt ergibt sich ein Strahlungsgewinn von $22 \pm 4\%$. Darin sind der Zugewinn durch verringerte FRD sowie die fortfallenden Fresnelverluste enthalten. Danach wird PMAS durch die Immersionskopplung der Fasern um 22 % effizienter.

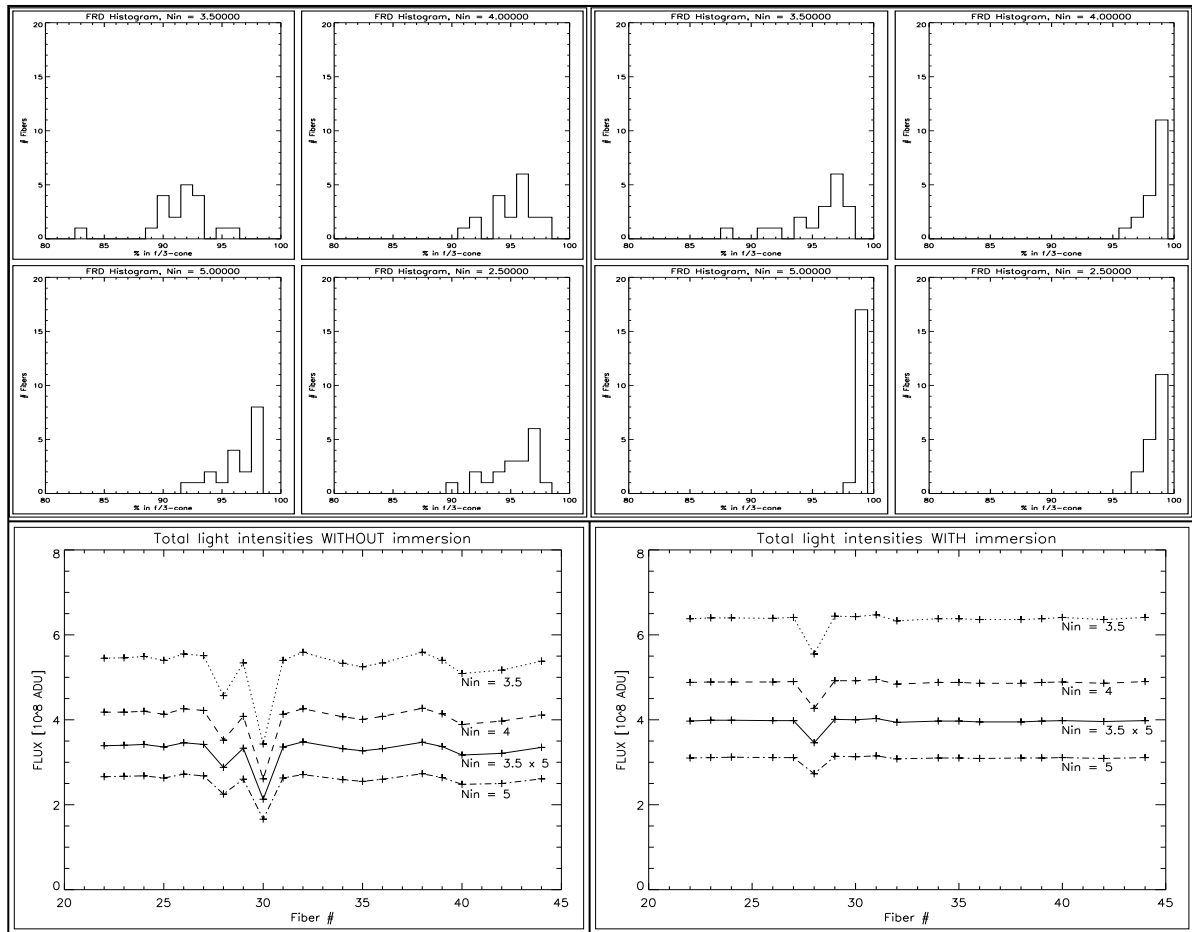


Abbildung 4.20: Histogramme und Gesamtflüsse für $N_{in} = 3.5, 4, 5$ und 3.5×5 . Links ohne, rechts mit Immersionskopplung. Im Gesamtfluß hat Faser 28 intrinsische Verluste, Faser 30 Verluste an der Oberfläche (Kompensiert bei Immersionskopplung).

Oberflächendefekte: Polierte Fasern zeigen gegenüber den gecleaveden eine bessere Koppeffizienz bei verringerter Exemplarstreuung. Nun wurde untersucht, ob kleine Oberflächendefekte die Fasereigenschaften meßbar beeinflussen. Die Faserpolitur erfolgt normalerweise in vier Stadien mit Korngrößen von $63, 9, 1$ und $0.3 \mu\text{m}$. Nun wurden 10 Fasern lediglich mit dem größten Korn ($63 \mu\text{m}$) poliert. 5 weitere Fasern wurden bis herab zu $9 \mu\text{m}$ bearbeitet, weitere 5 Fasern bis zu $1 \mu\text{m}$. Die Histogramme der Abb. 4.21 zeigen die $f/3$ -Koppeffizienzen der insgesamt 20 Fasern. Die FRD-Verluste und Streuungen nehmen erwartungsgemäß mit feinerer Politur ab (Tab.4.10). Insbesondere der Übergang von $9 \mu\text{m}$ auf $1 \mu\text{m}$ Endpolitur verbessert die FRD-Eigenschaften der Faser. Die Ergebnisse der $1 \mu\text{m}$ -Politur sind im Rahmen der kleinen Statistik nicht von den bis zu $0.3 \mu\text{m}$ polierten Fasern unterscheidbar. Fehler dieser Größenordnung werden von der Immersionskopplung korrigiert.

Poliergrad [μm]	$N_i n$	MEAN $\eta_{f/3}$ [%]	MEDIAN $\eta_{f/3}$ [%]	W_{100}
63	3.5	92.40	93	20
	4	96.40	98	13
	5	98.10	98	4
	3.5×5	96.90	98	9
9	3.5	94.4	95	11
	4	97.8	98	5
	5	99.00	99	1
	3.5×5	98.20	98	3
1	3.5	95.40	96	4
	4	98.40	99	3
	5	99.20	99	2
	3.5×5	98.80	99	2

Tabelle 4.10: $\eta_{f/3}$ -Mittelwerte und Streuungen von Stichproben verschiedener Polierstadien. Wegen der kleinen Anzahlen wurde auf die Ermittlung der Verteilungsbreite W_{80} verzichtet.

4.3.2.3 Mechanische Belastbarkeit der Fasern

Für die technische Realisierung eines Faserspektrografen ist entscheidend, die Grenzen der Faser in Bezug auf ihre Übertragungseigenschaften bei Biegung, Zug- und Druckbelastung zu kennen. Hierfür wurden bereits im frühen Stadium der Fasermeßeinrichtung Tests durchgeführt, bei denen Fasern definiert druckbelastet, gekrümmt oder zugbelastet wurden (Schmoll 1998 [98]). Obwohl die Meßfehler dieser frühen Untersuchungen vergleichsweise groß waren, ließen sich Abschätzungen für die Konstruktion der Fasereinheit gewinnen:

- Bei 20 mm Radius treten erste FRD-Effekte auf, wobei die Verluste an Koppeleffizienz bis zu 5 % betragen. Als Abschätzung nach oben wurden Krümmungsradien unter 30 mm in der Konstruktion vermieden. Powell 1984 [83] erhält eine durch FRD bedingte Effizienzeinbuße von ca. 10 % bei einem Biegeradius von 18 mm. Bei den Messungen tritt wie bei Powell der Effekt auf, daß die krümmungsbedingte FRD sich bei kleineren Einkopplungsöffnungszahlen stärker bemerkbar macht.
- Maximale Zugbelastung 2 Newton. Dieses Problem ist für PMAS unkritisch, da die Faser hier nicht zugbelastet wird. Zugkräfte können z.B. bei der Verwendung langer Fasern (Verbindung Teleskop - ortsfester Spektrograf) entstehen.
- Druckbelastung: Mit Gewichten wurde ein Faserabschnitt zwischen polierten Metallflächen mit bis zu 5 Newton belastet, ohne daß meßbare FRD-Einflüsse beobachtet wurden. Dies entspricht dem Befund von Craig et al 1988 [30]. Bei rauen Andruckflächen entstehen durch Microbending schon bei schwachem Druck starke Variationen, weshalb die Klemmflächen am Faserspalt sehr glatt und sauber sein müssen. Der beobachtete Einfluss der Faserhalter auf das Messergebnis bestätigt dies.

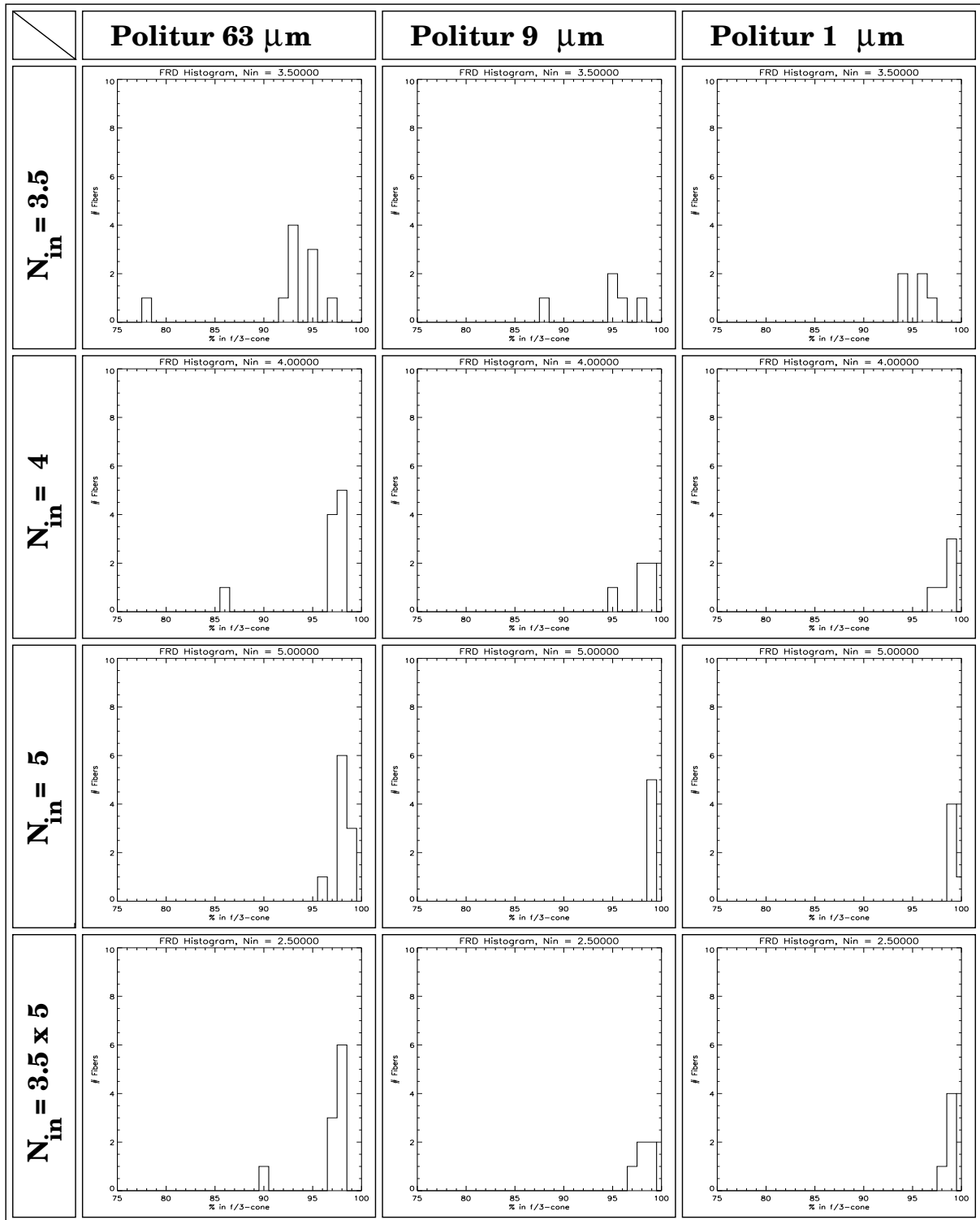


Abbildung 4.21: Polierstadien: $\eta f/3$ - Histogramme bei verschiedenen Einkoppelöffnungszahlen.

4.3.2.4 Verluste durch Dejustage

Der Faserkerndurchmesser ist etwas größer als die Mikropupille, so daß bei der polychromatischen Pupillenabbildung und Berücksichtigung der Beugung etwa $\pm 10 \mu\text{m}$ Justiertoleranz verbleiben, um Positionsfehler zu kompensieren. Dieser Toleranzring verringert sich bei Defokussierung (Dickenfehler des Linsenrastersubstrats). Auch eine Verkippung der Faserenden relativ zur optischen Achse ist möglich. Die Auswirkungen von Translation, Defokus und Verkippung des Faserendes wurden im Labor simuliert.

- Translation:** Die Einkopplung erfolgte mit $N_{in} = 3.5$. Das Einkoppelende wurde in $10 \mu\text{m}$ -Schritten senkrecht zur optischen Achse verschoben. Anfangs, in der Mitte und am Ende der Messung wurde die Faser als Referenz direkt auf der Achse vermessen. Abb. 4.22 zeigt die relative Intensität (Gesamtlichtintensität multipliziert mit der f/3-Koppeffizienz) in Abhängigkeit von der Verschiebung. Die Faser war nicht exakt auf der optischen Achse zentriert: Das Maximum der Kurve liegt zwischen null und $50 \mu\text{m}$. Die Fasereinkopplung wird über die Intensität justiert, was innerhalb des Toleranzringes unempfindlich ist. Der starke Abfall der Kurve zeigt, daß bereits kleine Dejustagen die Effizienz einer Faser stark verringern. Dies kann eine Erklärung der beobachteten Faservariationen von MPFS sein. Der FRD-Anteil am Endergebnis ist gering: Die Koppeffizienz in f/3 betrug auf der Achse 95 % und nahm bis auf 90 % ab. Der Lichtverlust durch geometrische Abschattung des Pupillenbildes durch den Faserrand dominiert das Endergebnis. Abb. 4.22 zeigt links die mit der Koppeffizienz gewichtete, den Chip erreichende Lichtintensität. Rechts wurde die geometrische Abschattung mit der Annahme von $80 \mu\text{m}$ für den Mikropupillendurchmesser simuliert. Die Messung stimmt mit der Charakteristik der rein geometrischen Abschattung gut überein.

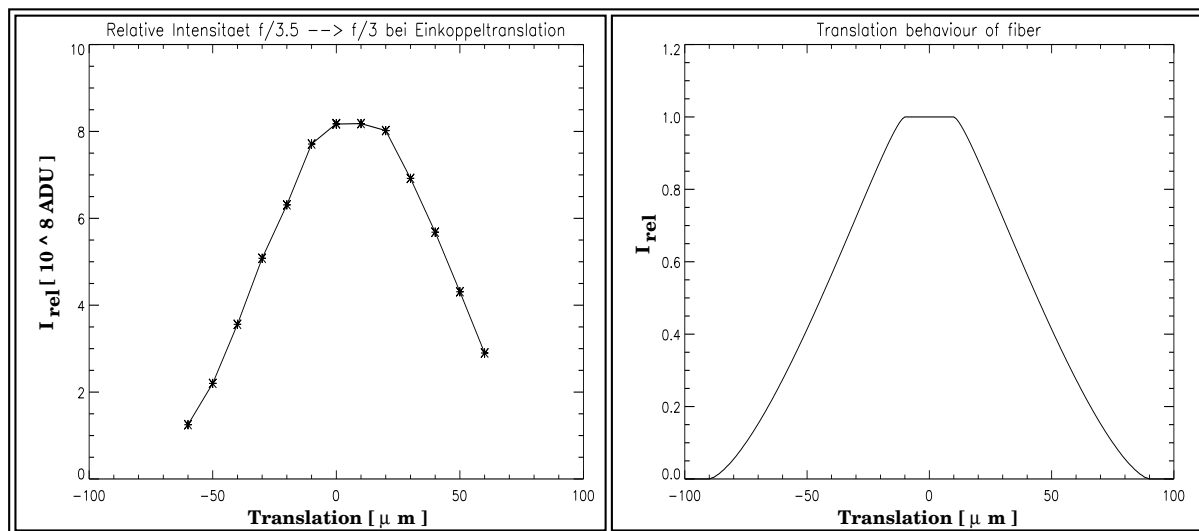


Abbildung 4.22: Relative Intensitäten gegen Translation der f/3.5-Einkopplung senkrecht zur optischen Achse. Links gemessener Fluß in f/3, rechts geometrische Simulation.

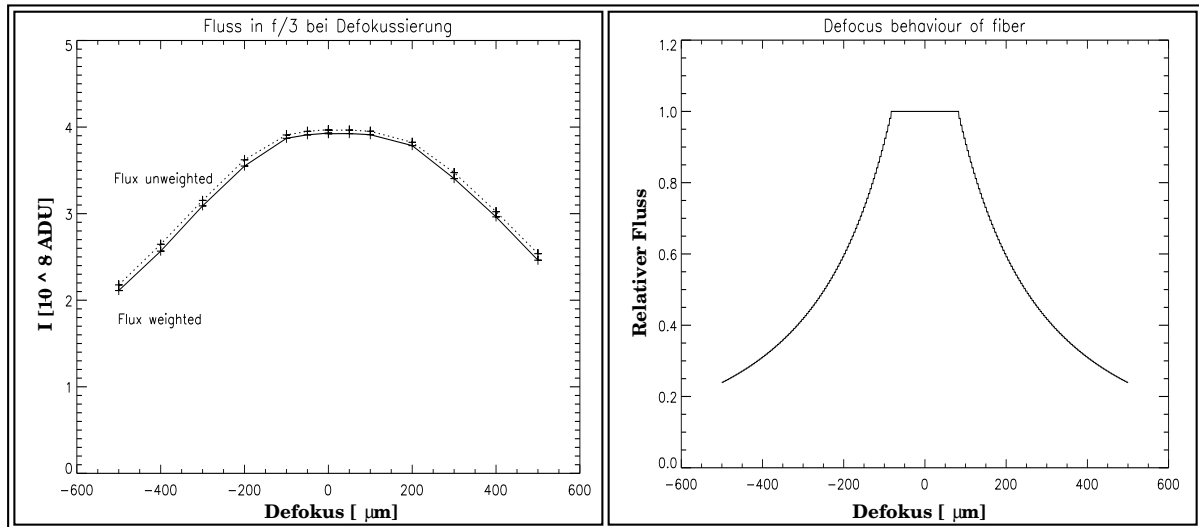


Abbildung 4.23: Intensitäten bei Defokussierung, $N_{in} = 3.5 \times 5$. Links: Obere Kurve gemessener Gesamtfluß, untere Kurve Fluß in f/3. Rechts Vergleich mit Theorie (runde f/4-Apertur).

- Defokussierung:** Die Einkopplung erfolgte mit der quadratischen Aperturblende ($N_{in} = 3.5 \times 5$). Sie wurde entlang der optischen Achse in Inkrementen von $50 \mu\text{m}$ verschoben. Die Schrittweite war größer, da Auswirkungen der Defokussierung im Vergleich zur denen der Translation um den Faktor der Öffnungszahl kleiner sind. Abb. 4.23 zeigt die Helligkeitsabnahme für $N_{in} = 3.5 \times 5$ am Gesamtfluß sowie multipliziert mit der f/3 - Koppeleffizienz. Da die FRD durch Defokussierung nicht signifikant zunimmt (von 99 % in f/3 nach 98 % bei $500 \mu\text{m}$ Defokus), unterscheiden sich beide Kurven nur geringfügig im Verlauf. Der geometrische Lichtverlust dominiert auch hier gegenüber der FRD. Erklärung hierfür ist, daß sich zwar die Ausleuchtung verstärkt auf die Randbereiche des Faserkerns verteilt, aber die Bündelneigung gleich bleibt. Hierbei findet nur eine schwache Umverteilung in höhere Moden statt. Der Vergleich zwischen der Messung und der geometrischen Simulation des Helligkeitsabfalls (Abb. 4.23) ergibt Abweichungen, die mit der quadratischen Einkopplung im Zusammenhang stehen: Die runde Abbildung des Pinholes geht bei Defokussierung zunehmend in die quadratische Blendenform über.
- Winkelfehler:** Die Faser wurde wie bei jeder Messung durch die Laserjustage parallel zur optischen Einkopplung ausgerichtet. Auf Drehung der Fasereinkopplung wurde verzichtet, weil der Drehpunkt hierbei mit dem Zentrum der einkoppelseitigen Faserendfläche zusammenfallen muß. Eine präzise und reproduzierbare Winkelverstellung ermöglichte das Blendenrad. Die Faser wurde bei $N_{in} = 2$ einjustiert und das Blendenrad während der Messung um kleine Beträge gedreht. Der Einkoppelwinkel entspricht einer Translation der Blende im kollimierten Strahlengang. Diese Translation kann durch Drehung des Blendenrades erzeugt werden. Die Auflösung der Blendenradrotation ist 0.09° , was einer Diskretisierung des Einkoppelwinkels von 0.084° entspricht. In der Messung waren die Inkremente minimal 0.5° . Für $N_{in} > 2$ treten übereinstimmend mit Taylor, Gray 1993 [107] FRD-Effekte bei mehr als 2 Grad Neigung auf (Abb. 4.24). Der Gesamtfluß zeigt eine Asymmetrie (Abb. 4.25). Aufgrund der Aufnahmesequenz (nach Koppelwinkelverstel-

lung erfolgten Aufnahmen mit allen vier Einkoppelöffnungszahlen) ist eine zeitliche Variation der Lichtquelle unwahrscheinlich. Vermutlich war das Einkoppelende leicht defokussiert, so daß bei Winkeländerung die Position der Mikropille auf der Faseroberfläche variierte.

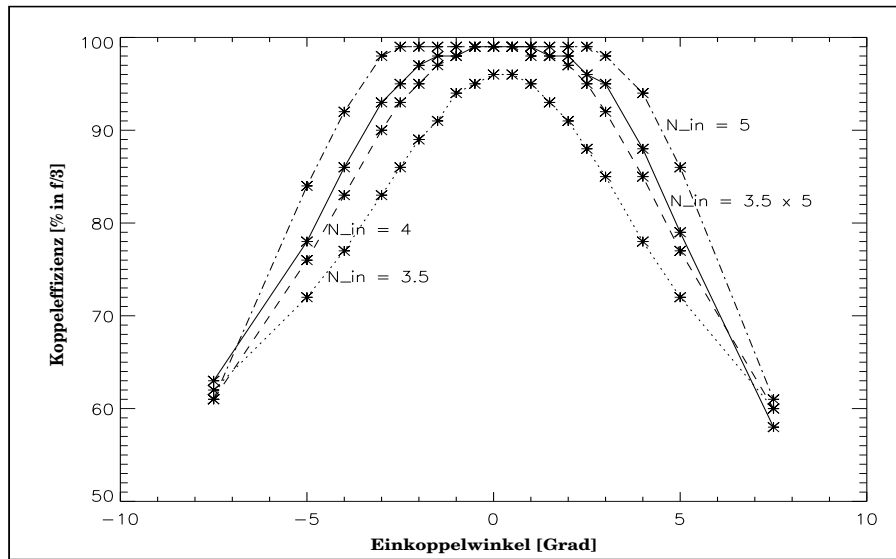


Abbildung 4.24: Abhängigkeit von $\eta_{f/3}$ vom Einkoppelwinkel für $N_{in} = 3.5 \times 5, 3.5, 4$ und 5 .

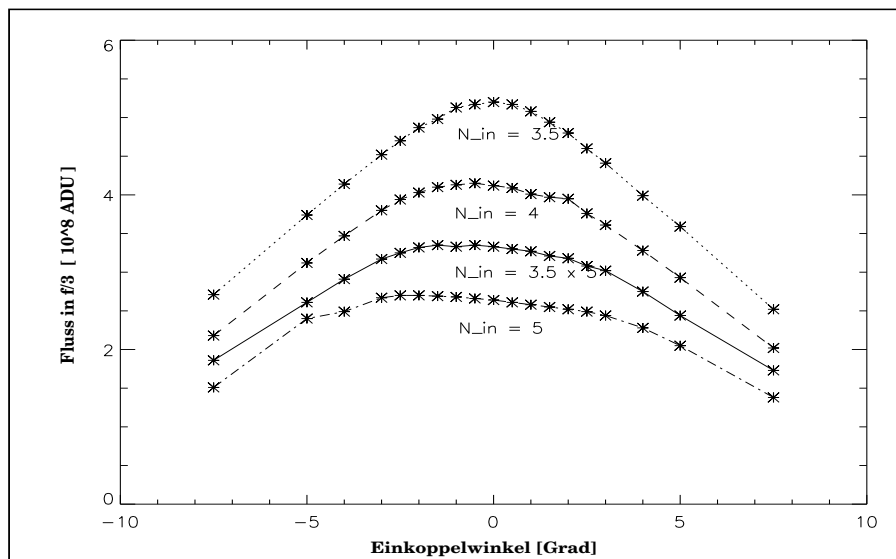


Abbildung 4.25: Mit $\eta_{f/3}$ gewichteter Gesamtfluß gegen den Koppelwinkel für $N_{in} = 3.5 \times 5, 3.5, 4$ und 5 .

4.3.2.5 Wellenlängenabhängigkeit von FRD-Effekten

Die bisherigen FRD-Messungen entstanden mit 550 nm Wellenlänge bei einer Bandbreite von 10 nm. Es wurde untersucht, ob sich die gemessenen FRD-Eigenschaften der Faser auf andere Wellenlängen des Arbeitsbereichs von PMAS (350 nm bis 900 nm) übertragen lassen. Durch die chromatische Aberration der verwendeten Linsensystemen mußte die Wellenlängenabhängigkeit des Fokus bestimmt werden. Hierzu wurde die Faser in 100 nm - Schritten mit einer ausgangsseitigen Fotodiode auf maximale Intensität justiert. Tab. 4.11 zeigt die notwendigen Korrekturen relativ zum Fokus bei 550 nm.

λ [nm]	Fokaloffset [μ m]	Peak @ $t_{exp}=1$ s [ADU]	t_{exp} [s]
400	670	1200	40
500	0	25000	1
600	100	35000	1
700	360	40000	1
800	640	40000	1
900	950	30000	1

Tabelle 4.11: Wellenlängenabhängigkeit von Fokus und Belichtungszeit.

Mit den obigen Einstellungen wurden die Auswirkungen der Wellenlänge auf die FRD für Einkopplungsöffnungszahlen von $N_{in} = 3.5 \times 5, 2, 3.5, 4, 5$ und 10 untersucht. Das Ergebnis beschränkt sich auf die prozentuale Koppeffizienz $\eta_{f/3}$, da sich die Strahlungsflüsse der unterschiedlichen Wellenlängen nicht miteinander vergleichen lassen. Die Koppeffizienz zeigt zwischen 400 und 800 nm keinen eindeutigen Trend, während sie für 900 nm Wellenlänge deutlich abnimmt (Abb. 4.26). Für die PMAS-Einkopplung mit $f/3.5 \times 5$ (Tabelle 4.12) nimmt $\eta_{f/3}$ von 98 % auf 90 % ab. Eine starke Abhängigkeit der FRD von der Wellenlänge wird nicht erwartet (Lund, Enard 1984, [72]). Der plötzliche Abfall von $\eta_{f/3}$ bei 900 nm ist möglicherweise ein Artefakt:

- Die Fokuskorrektur war für 900 nm Wellenlänge mit 950 μ m am größten, so daß sich eine mögliche Winkelabweichung zwischen wahrer optischer Achse und mechanischem Verschiebungsweg maximal bemerkbar macht. Folge ist eine Translation der Einkopplung. Allerdings hat diese keinen starken FRD-Einfluß, wie oben gezeigt wurde.
- Die Objektive sind für sichtbares Licht korrigiert, Abweichungen ihrer Abbildungsgüte im nahen Infrarotbereich möglich. Ein sprunghafter Anstieg der Punktbildfunktion im nahen Infrarot kann eine Ursache sein.

Um Effekte der Punktbildfunktion und Längsaberration auszuschließen, müßte der Test mit einer breitbandig korrigierten Optik (Apochromat oder Spiegeloptik) wiederholt werden. Das für Wellenlängen größer als 800 nm erreichte Resultat ist deshalb von geringer Konfidenz. Zwischen 400 und 800 nm entspricht die Messung den Erwartungen von Lund, Enard 1984 [72].

λ [nm]	$\eta_{f/3}$ Faser 1	$\eta_{f/3}$ Faser 2	λ [nm]	$\eta_{f/3}$ Faser 1	$\eta_{f/3}$ Faser 2	λ [nm]	$\eta_{f/3}$ Faser 1	$\eta_{f/3}$ Faser 2
400	97 %	98 %	600	97 %	98 %	800	94 %	96 %
700	97 %	98 %	800	94 %	96 %	900	86 %	90 %

Tabelle 4.12: Wellenlängenabhängigkeit von $\eta_{f/3}$, $N_{in} = 3.5 \times 5$, Messung an 2 Fasern.

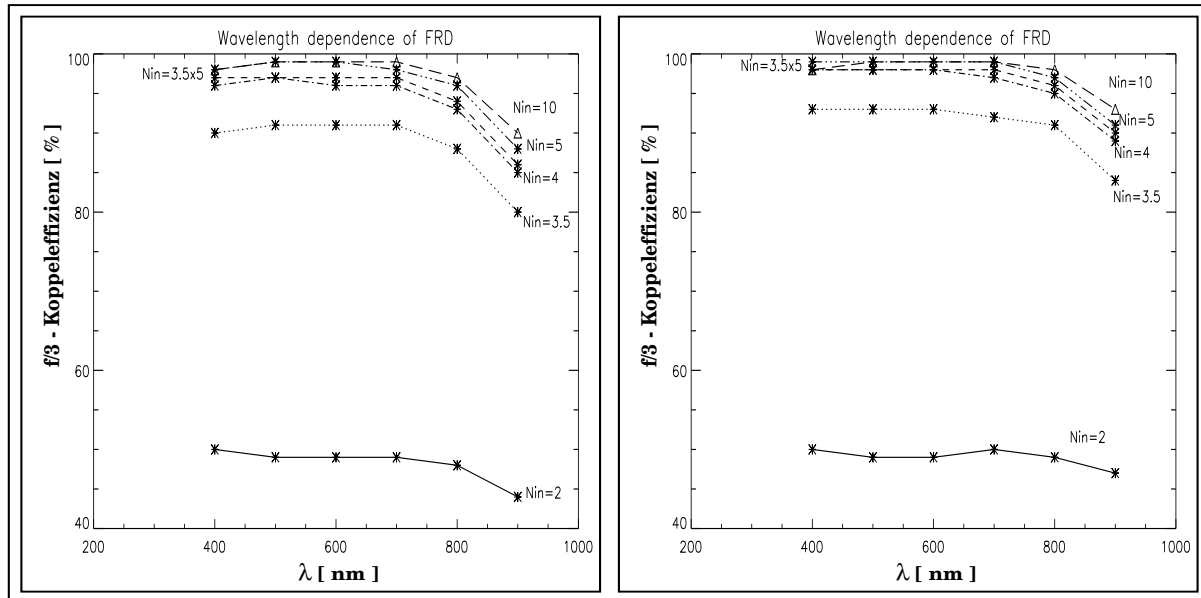


Abbildung 4.26: f/3-Koppeffizienzen zweier Fasern für $N_{in} = 2, 3.5, 4, 5, 10$ (Dreiecke) und 3.5×5 (Kurzgestrichelte Linie).

4.3.2.6 Modenrauschen:

Eine Verlagerung der modalen Strahlungsverteilung verändert das Faseraustrittsprofil (Abs. 4.3.1.3). Dadurch ändert sich die Beleuchtungssituation der Spektrografenoptik. Dies hat zwei Konsequenzen:

- Unterschiedliche Verluste führen zu fotometrischen Schwankungen, die z.B. bei Faservariation zwischen Eichstern- und Objektaufnahme zu systematischen Fehlern der Objektphotometrie führen.
- Da unterschiedliche Zonen der Optik eine unterschiedliche Abbildungsgüte aufweisen, ändert sich die Form der Punktbildfunktion. Bei höherer Dichte achsferner Strahlen werden die Flügel der Punktbildfunktion stärker gewichtet. Für Abbildungen außerhalb der optischen Achse wird bei Asymmetrie der Punktbildfunktion der Bildschwerpunkt verändert. Dies führt bei der Extraktion der Spektren zu Fehlern.

Durch Manipulation einer Faser wurden Effekte modaler Umverteilung im Austrittsprofil erzeugt. Die Variationen wurden quantitativ vermessen. Schließlich wurden die Konsequenzen der variablen Kollimatorausleuchtung unter Verwendung von Raytracing-Daten der PMAS-Spektrografentoptik simuliert.

Vorexperiment - Qualitative Erzeugung von Modaleffekten: Um Umverteilungen im Faseraustrittsprofil zu provozieren, wurde eine 20 Meter lange Faser für Manipulationen während der Belichtung aus der Testbank herausgeführt. Die FRD-Eigenschaften dieser Faser unterschieden sich nicht von den 2 m langen Exemplaren: Nach Powell 1984 [83] ist die FRD nicht abhängig von der Faserlänge, was bestätigt werden konnte. Nach einem unmanipulierten Zyklus wurde die Faser zwischen Daumen und Zeigefinger eingeklemmt und gedrückt. Hierdurch entsteht Microbending (Abs. 4.3.1.3), der Energietransport niedriger Moden wird zugunsten hoher Moden verringert. Durch Microbending wird die FRD stark vergrößert (Avila 1988 [7] berichtet vom Abfall der Koppeffizienz von 78 % auf 40 % durch manuelles Drücken der Faser). Eine zweite Manipulation war, die Faser während der Belichtung rasch zu bewegen. Hiermit sollten Modenumverteilungen gefunden werden, die durch die Bewegung selbst entstanden. Um die Umverteilungen sichtbar zu machen, wurden die Faserbilder durch mit der unbelasteten Faser gewonnenes Referenzbild dividiert. In Abb. 4.27 sind die Effekte der modalen Umverteilung als Ringstruktur erkennbar. Das Microbending hat einen wesentlich größeren Einfluß auf das Faseraustrittsprofil als die Bewegung.

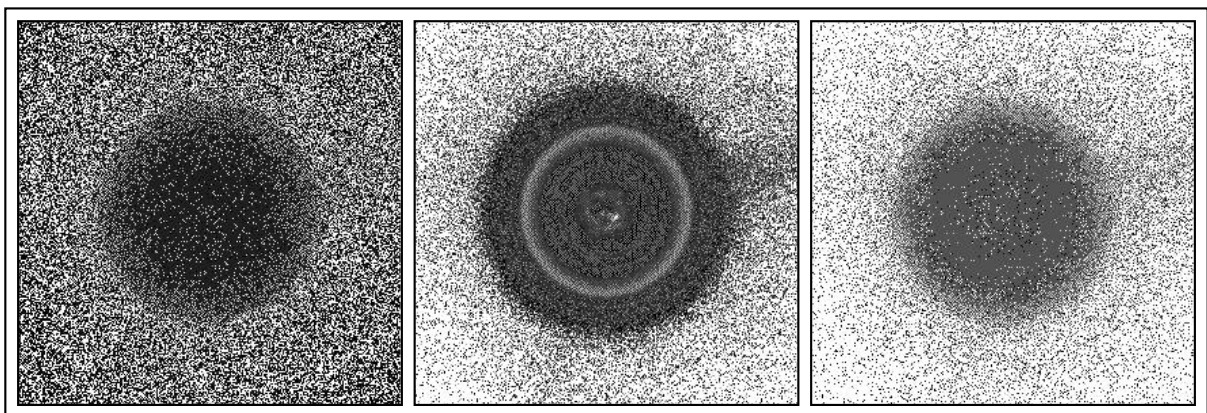


Abbildung 4.27: Manuelle Fasermanipulation. Links Quotient aus Referenzbild und Bild der unbeeinflussten Faser. Durch höhere Photonenzahlen ist das Rauschen am Ort des Spots geringer. Mitte: Fingerdruck führt im Quotientenbild zur Ringstruktur. Rechts: Rasche Bewegungen der locker gehaltenen Faser beeinflussen das Faserprofil kaum.

Modenrauschen unter realitätsnahen Bedingungen: Um die Situation der am Teleskop mitbewegten Glasfaser nachzustellen, wurde die Faser durch einen Mechanismus langsam bewegt. Die 20 Meter lange Faser wurde auf dem Lichtschutzgehäuse der Testbank verlegt und an der Gegengewichtsachse einer kleinen Fernrohrmontierung befestigt. Durch die Motornachführung der Montierung wurde eine langsame und kontinuierliche Faserverlagerung erzeugt, wie sie bei einer mehrstündigen Belichtung am Teleskop entsteht. Bei der Auswertung der im halbstündigen Abstand gewonnenen Aufnahmen fand sich

nur ein einziges Bild mit Ringzonen. Vermutlich hatte sich eine mechanische Spannung in der Faser vor dieser Aufnahme durch Verlagerung abgebaut.

Quantitative Auswertung: Die Auswertung erfolgte mit einer IDL-Routine. Aus Referenz- und aktuellem Faserbild werden die mittleren radialen Profile erstellt. Es wird vorausgesetzt, daß nur ringförmige Moden auftreten. Bei zylindersymmetrischen Stufenindexfasern geht jede azimutale Information verloren (Heacock 1986, [42]). Auch bei nur 30 cm langen Fasern wurde in den Austrittsprofilen keine Abweichung von der Rotationssymmetrie gefunden. Zur Kontrolle wurde die azimutale Variation mit untersucht (Abb. 4.28 rechts), es zeigen sich keine Umverteilungen. In den Radialprofile wurden die Differenzen zwischen den Schnittpunkten von manipuliertem und Referenzprofil vermessen. Abb. 4.28 zeigt die Profile des langsamen Faserschwenktests. Die Betrachtung der azimutalen Sektoren (es wurden jeweils fünf Winkelgrad zusammengefaßt) zeigt lediglich Diskretisierungsartefakte und eine gleichförmige Abnahme der Lichtmenge. Im Radialplot ergeben sich Intensitätsabnahmen in einer inneren und einer äußeren Zone, getrennt durch eine konstante Zone zwischen $r=60$ und $r=75$ Pixeln. Beiden Kurven ist eine weitere radiale, durch den Schwenk unveränderte Ringcharakteristik aufgeprägt. Die Differenzen in den einzelnen Zonen ergeben ein quantitatives Maß für die Umverteilung des Lichts: In der inneren Zone (Radius 0 bis 65 Pixel) beträgt die Abnahme relativ zum Gesamtfluß 1.4 %, weiter außen (65 bis 135 Pixel) 2.9 %. Damit beträgt der Gesamtverlust 4.3 %, was durch die Flußdifferenz bestätigt wird. Sämtliche Intensitätsabnahmen sind Umverteilungen in Verlustmoden. Es ist dabei nicht auszuschließen, daß die Verluste der mittleren Zone durch Umverteilung von innen in diese Zone kompensiert worden sind. Zwei Argumente relativieren die Meßergebnisse bezüglich ihrer Auswirkungen in der Praxis:

- Der Effekt wurde nur in einer einzigen Momentaufnahme während eines mehrstündigen Schwenks beobachtet.
- Der Effekt ist vermutlich meßtechnisch bedingt. Die Faser wurde mit einem Klebstreifen befestigt. Nach Ersetzen durch eine spannungsfreie Papierhalterung wurden in einem zweiten Durchlauf keine Variationen gemessen.

Dennoch handelt es sich um eine realitätsnahe Belastung, wie sie bei mitbewegten Faserbündeln infolge des Eigengewichts vorkommen kann. Im PMAS-Faserkanal sind die Fasern deshalb in ihrer Lage fixiert, aber spannungsfrei verlegt. Zeitabhängige Belastungen, beispielsweise durch die Faserspaltklemmungen unter Temperatureinfluß, sind zu vermeiden. Die Aussage dieses Ergebnisses wird dadurch eingeschränkt, daß bei der Meßbandbreite von 10 nm (was einer spektralen Auflösung von 55 entspricht) und dem 100 μm großen Faserkern mit über 2000 möglichen Leitungsmoden kein starker Modenrauschefekt erwartet wird. Beobachtet wird dieser Effekt nur an hochauflösenden Spektrografen ($R \gg 1000$) (Pfeiffer 1997 [81], Ramsey 1988 [86]).

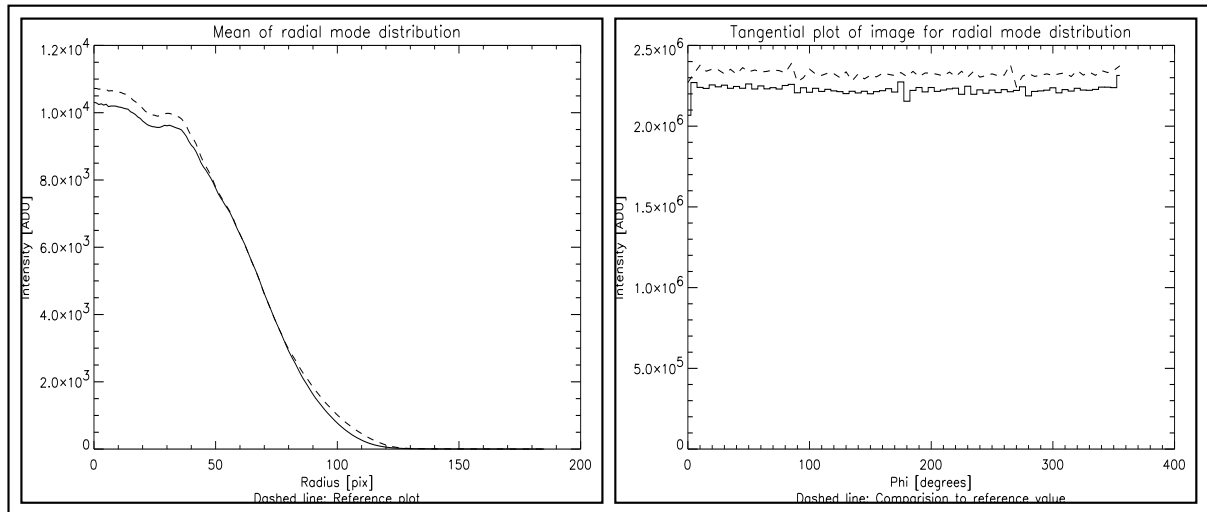


Abbildung 4.28: Messung der Strahlungsumverteilung: Im Unterschied zur Referenzaufnahme (gestrichelt) ist das durchgezogene Profil beim langsamen Faserschwenk entstanden. Links Radialplot mit Ringstruktur, rechts azimutale Abhängigkeit (nur Intensitätsabnahme).

Simulation der PSF-Variation: Mit PMAS-Designdaten wurde untersucht, welche Auswirkungen die gemessene radiale Umverteilung auf die Punktbildfunktion des Spektrografen hat. Für die PMAS-Spektrografenoptik (Roth, Laux 1998 [93], Roth et al 1997 [94]) wurde ein Raytracingmodell mit der optischen Designsoftware **ZEMAX** für fünf Wellenlängen und 9 Feldpunkte ($\rightarrow 45$ Spots) erstellt. Dieses liefert die Zuordnung der für das Raytracing verwendeten, gleichmäßig über die Eintrittspupille verteilten Strahlen zu den Punkten der Spotdiagramme in der Fokalebene. Durch Wichtung der Strahldichte in der Eintrittspupille wurde der Ausleuchtung die Fasercharakteristik aufgeprägt. Die Konsequenzen auf die Punktbildfunktion an verschiedenen Feldpunkten konnten simuliert werden. Arbeitsschritte waren

- Berechnung eines gemittelten Radialprofils aus dem Faserbild.
- Kollimator-Pupillenwichtung aus Radialprofil \rightarrow Wichtungsvektor für 100 äquidistante Pupillerradien.
- Anwendung der Wichtung auf die Raytracing-Daten. Jeder Einzelspot wurde in ein aus 100 Punkten bestehendes, $60 \mu\text{m}$ großes Scheibchen verwandelt (Faserabbild in Fokalebene).

Die als Punkte mit Fokalebenekoordinaten vorliegenden Spots wurden in ein simuliertes CCD-Bild mit $15 \mu\text{m}$ großen Pixeln konvertiert. Der Algorithmus wurde auf die Profilvariation des Faserschwenks angewendet (Abb. 4.28). Das Referenzbild wurde mit dem Bild der sprunghaften Variation verglichen, indem die Bildschwerpunkte der 46 Spots voneinander subtrahiert wurden. Das Resultat ist 1000-fach überhöht in Abb. 4.29 dargestellt¹³. Neben dem obstruktionsfreien Fall der PMAS-Optik wurde der Fall einer Zentralabschattung von 25 % (INTEGRAL/WYFFOS) simuliert.

¹³Der Einzelspot nahe der Bildmitte in Abb. 4.29 ist aus numerischen Gründen erforderlich und bedeutungslos.

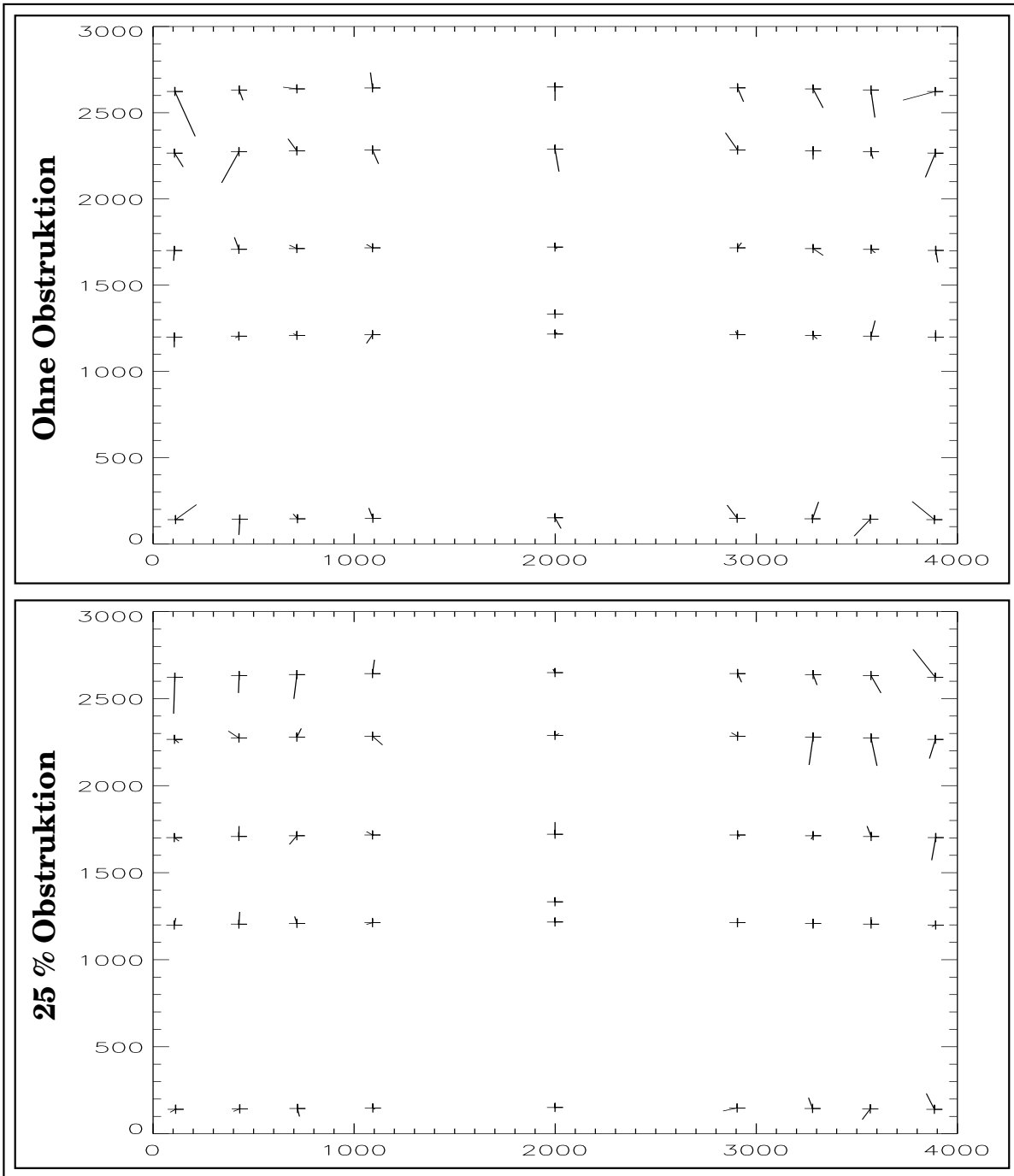


Abbildung 4.29: Bildschwerpunktverschiebung auf simuliertem Chip durch gemessene Strahlungsumverteilung beim Faserschwenk. Oben obstruktionsfrei, unten 25 % Zentralabschattung. Die Balken geben Richtung und Betrag der Verschiebung an. Sie sind 1000-fach überhöht, die kleinste Teilung der Randskalierung entspricht 0.1 Pixeln.

Verschiebung	Ohne Obstruktion	25 % Obstruktion
Minimum [Pixel]	0.014	0.000
Maximum [Pixel]	0.279	0.210
Median [Pixel]	0.071	0.055
Mittelwert [Pixel]	0.082	0.064
Standardabweichung [Pixel]	0.054	0.050

Tabelle 4.13: Statistik der simulierten Spotverschiebungen aus Abb. 4.29.

Mit und ohne Obstruktion resultieren aus dem 4.3 % großen Umverteilungseffekt Bildschwerpunktverlagerungen von bis zu 0.3 Pixeln. Gleichzeitig gibt es Feldpunkte ohne erkennbare Verschiebung, weil sie kleiner ist als ein Pixel.

Ohne Abschattung: Abweichungen bis zu ca. 0.3 Pixeln ohne erkennbaren Trend.

Mit 25 % Abschattung: Verschiebungen hier geringfügig kleiner. Möglicherweise eine Konsequenz der Abschattung: Das sich durch den Faserschwenk stark ändernde Profilverteilung wird ausgeblendet. Die Obstruktion erzeugt allerdings einen fotometrischen Fehler: Während die geometrische Flächenabschattung 6.25 % beträgt, ist der Lichtverlust aufgrund der nicht isotropen Abstrahlcharakteristik der Faser 11.1 ± 0.1 %.

Durch eine geringe Lichtumverteilung im Faseraustrittsprofil werden Bildschwerpunktverschiebungen von 0.3 Pixeln möglich. Bei dicht beieinanderliegenden Spektren wie z.B. bei MPFS ist eine Profilverschiebung von 0.3 Pixeln im Vergleich zu einem gegenseitigen Abstand von drei Pixeln nicht vernachlässigbar. Da ein Flatfield als Grundlage für die Extraktion dient, erzeugt ein Auswandern des tatsächlichen Spektralprofils aufgrund der PSF-Variation einen fotometrischen Fehler. Hinzu kommt gegebenenfalls eine Modulation durch zentrale Abschattung. Wird im Fall dichtliegender Spektren optimale Extraktion durch Profiling angewendet (Becker et al 2000 [13]), erzeugt die Variation der Form des Instrumentenprofils neben der Bildschwerpunktverschiebung weitere Fehler:

- Fotometrische Fehler durch Profilvariation zwischen Eichstern- und Objektaufnahme.
- Reduzierung der Ortsauflösung durch Flußverteilung in benachbarte Bildelemente (Allinton-Smith, Content 1998 [2]).

PMAS besitzt keine Zentralabschattung, so daß fotometrische Modulationen weitgehend auszuschließen sind. Die Mitführung des Spektrografen am Teleskop erlaubt einen starren Faserkanal. Hierdurch fallen Effekte der Fasermitbewegung fort. Sowohl die Bildortwanderung als auch die Variation des Instrumentenprofils aufgrund von zeitlichen Instabilitäten im Faseraustrittsprofil werden weitestgehend unterdrückt.

4.4 Theoretische Effizienz von PMAS

Die maximalen Effizienzen der Optik (von Feldoptik bis zum CCD, Wellenlänge 5000 Å) betragen bei MPFS 7% und bei INTEGRAL/WYFFOS 15%. Der Vergleich mit Designdaten und Modellannahmen von PMAS ergibt folgendes Bild:

Komponente	Effizienz [%]	Bemerkungen
Feldoptik, Reflexionsverluste	92	Abschätzung Glas-Luft-Flächen (vergütet)
Linsenarray	90	Reale Punktbildfunktion
Faser, Transmission	99	Abschätzung nach unten
Faser, FRD	97	gemessen
Spektrograf, Transmission	90	Designdaten
Spektrograf, Reflexionsverluste	0.88	Abschätzung Glas-Luft-Flächen (vergütet)
Gitter	0.85	Annahme
GESAMT	53 %	

Tabelle 4.14: Abschätzung der PMAS-Effizienz.

Am Teleskop (2 Spiegel mit je 85 %, Atmosphäre 85 %, CCD mit 80 %) ergibt sich die Gesamteffizienz zu 26 %. Im Vergleich mit den Messungen an den existierenden Instrumenten ist die Effizienz der PMAS-Optik (von Feldoptik bis zum Spektrografen) um Faktoren von 3.5 (INTEGRAL/WYFFOS) bis 7 (MPFS) höher. Hierbei handelt es sich um Idealwerte: Die angenommene, maximale Gittereffizienz wird nur für die Blaze-Wellenlänge erreicht. Dies war bei den erfolgten Beobachtungen nicht der Fall.

Kapitel 5

Danksagung

An dieser Stelle sei den vielen Helfenden im Rahmen der vorliegenden Diskussion gedankt. An erster Stelle stehen hierbei meine Betreuer Prof. Dr. G. Hasinger und Dr. Martin M. Roth für zahlreiche Ideen, Inputs und Hilfestellungen. Desweiteren gebührt dem gesamten PMAS-Team meine Anerkennung für reibungslos verlaufende Zusammenarbeit: Von der Mechanik (S.M.Bauer, V.Plank, J.Paschke, S. Pankratow und Auszubildende) über die Elektroniker (D. H. Wolter, F. C. Kretzschmer, G. Kanthack und natürlich ihr Chef, Dr. G. Möstl) und die Software (T.Hahn, T.Fechner) bis hin zur Optik (Dr. A.Kelz) mußte bei der Entwicklung von PMAS alles wie ein Orchester zusammenspielen. Und dann der unverzichtbare Mann mit dem größten Arbeitszimmer: Emil Popow, unter dessen Obhut PMAS zusammenwächst. Besonders erwähnen möchte ich Thomas Becker (Fachmann für die PMAS-Reduktionssoftware), mit dem ich unvergessliche Stunden Datenreduktion erlebt habe und Frank Dionies (Konstruktion) für fruchtbare Diskussionen über PMAS und andere Projekte. Letzterer machte sich außerdem die Mühe, meine ganze Arbeit korrekturzulesen. Ohne die unermüdliche Supportleistung von Frau U. Tripphahn, die für uns tapfer den Beschaffungs-Papierkrieg ausfechtet, wären wir halb so effizient. Die *Ehemaligen* möchte ich nicht vergessen: M. Seydack (Doktorand), K. Huebner (Diplomand), U. Nickel (Konstrukteur), M. Bischoff (Mechanik) und J. Breuning (Support). Auch der Blick aus dem PMAS-Team hinaus läßt hilfreiche Geister erkennen: Uwe Laux aus Weimar verdanke ich die Designdaten für meine Modenrauschsimulation. Dr. Stefano Ciroi brachte mir die Reduktion meiner Daten unter IRAF bei. Die wissenschaftliche Zusammenarbeit mit dem Ausland verlief fruchtbar: Dr. V. Afanasiev, Dr. S. Dodonov, Dr. S. Fabrika und E. Guerassimenko sei für die Ermöglichung von Beobachtungszeit und weitergehende Zusammenarbeit (Datenreduktion, Fasermessungen im Labor) ebenso gedankt wie der spanischen Seite (Dr. S.Arribas, Dr. E.Mediavilla) für die Ermöglichung der INTEGRAL/WYFFOS-Beobachtungen und der Reduktion. Fruchtbare Anregungen betreffs der Möglichkeiten, meine Spektren wissenschaftlich zu deuten, bekam ich aus unserem Hause von Prof. Dr. D. Schönberner und Dr. M. Steffen. Privat gilt mein Dank meinen Eltern und meinem Bruder Peter. Desweiteren seien an dieser Stelle (Stern-)Freunde erwähnt, die meine Doktorandenzeit angenehmer machten: Ernst Moll, Georg Neumann, Antje Stage mit Sophia und Elias, Carola Volkwein, Birgit Kremer, Andrea von Weyhrother mit Maximilian, Klaus Kretzschmar, Ulrich Löring, Ralf Ricken, Thomas Kroeger und Andre "Klarinetto" Resem.

Literaturverzeichnis

- [1] V.Afanasiev, V. Vlasiuk, S.Dododov, O. Silchenko 1990, *Academ. Nauk. USSR*, preprint 54
- [2] J.R. Allington-Smith, R. Content 1998: *Sampling and Background Subtraction in Fiber-Lenslet Integral Field Spectrographs*, *PASP* 110: 1216-1234
- [3] J.R.P.Angel, M.T.Adams, T.A.Boroson, R.L.Moore 1977: *A very large Optical Telescope Array linked with fused Silica Fibers*, *ApJ* 218, 776-782
- [4] F. Arenou, M. Grenon, A. Gomez 1992: *A tridimensional model of the galactic interstellar extinction*, *A&A* 258, 104-111
- [5] Arribas et al 1998: *INTEGRAL: An Optical Fiber System for 2D Spectroscopy at the 4.2 m William Herschel Telescope*, *ASP Conf Series Vol. 152*, 149-154
- [6] G. Avila 1998: *Results on Fiber Characterization at ESO*, *ASP Conf Series*, Vol. 152, 44-49
- [7] G. Avila 1988: *Tests of optical Fibers for astronomical Instruments at ESO*, *ASP Conf Series* 3, 63-73
- [8] Baade, W. 1944: *The Resolution of Messier 32, NGC 205 and the Central Region of the Andromeda Nebula*, *ApJ* 100, 137
- [9] Baade, W. 1955: *Planetary Nebulae in M31*, *Astronomical Journal* 60, 151
- [10] R. Bacon et al 1995: *3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realisation of the integral field spectrograph TIGER*, *A&A Supp. Series*. 113, 347-357
- [11] S.C. Barden, R.A. Wade 1998: *DENSEPAK and spectral imaging with fiber optics*, *ASP Conf Series*, 113-124
- [12] S.C. Barden, R.A. Wade 1988: *DensePak and spectral imaging with fiber optics*, *RAS Conf Series* 3, 113
- [13] T. Becker, M.M. Roth, J. Schmoll 2000: *3-D Spectroscopy with Fibers: Extraction Methods and their Limitations*, *ASP Conf Series Vol. 195*, 544-547
- [14] T. Blöcker 1995: *Stellar evolution of low and intermediate-mass stars I. Mass loss on the AGB and its consequences for stellar evolution*, *A&A Vol. 297*, 727

- [15] T. Blöcker 1995: *Stellar evolution of low and intermediate-mass stars II. Post-AGB evolution*, A&A Vol. 299, 755
- [16] T.A. Boroson, J. Liebert 1989: *Spectrophotometry of Jacoby's complete sample of planetary nebulae in the magellanic clouds*, ApJ 339, 844-858
- [17] F.Bresolin, R.P.Kudritzki, R.H.Mendez, N.Przybilla 2001: *Stellar Spectroscopy far beyond the Local Group*, ApJ 548, 159-163
- [18] T. Bridges 1998: *The WYFFOS/AUTOFIB-2 Multi-Fiber Spectrograph on the WHT: Description and Science Results*, ASP Conf Series Vol. 152, 104-110
- [19] M. Brocklehurst 1971: *Calculations of the level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae*, MNRAS 153, 471-490
- [20] J.A. Cardelli, G.C. Clayton, J.S. Mathis 1989: *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ 345, 245-256
- [21] N. Cardiel, J. Gorgas, J. Cenarro, J.J.Gonzalez 1998: *Reliable random error estimation in the measurement of line-strength indices*, A&A Suppl. Series 127, 597-605
- [22] E. Carrasco, I.R. Parry 1994: *A method for determining the focal ratio degradation of optical fibers for astronomy*, MNRAS, 1-12
- [23] R. Ciardullo, G.H. Jacoby, H.C.Ford, J.D. Neill 1989: *Planetary Nebulae as Standard Candles II. The Calibration in M31 and its Companions*, ApJ 339, 53-69
- [24] R. Ciardullo, G.H. Jacoby, H.C. Ford 1989: *Planetary nebulae as standard candles. IV - A Test in the Leo I Group*, ApJ 344, 715-725
- [25] R. Ciardullo, G.H. Jacoby, W.E. Harris 1991: *Planetary nebulae as standard candles. VII - A Test versus Hubble Type in the NGC 1023 group*, ApJ 383, 487-497
- [26] R. Ciardullo, G.H. Jacoby 1992: *Planetary nebulae as standard candles. VIII - Evidence for a change in the luminosity function cutoff at low metallicity*, ApJ 388, 268-271
- [27] R. Ciardullo, G.H. Jacoby, J.L. Tonry 1993: *A Comparison of the Planetary Nebula Luminosity Function and Surface Brightness Fluctuation Distance Scales*, ApJ 419, 479-484
- [28] S. Ciroi 2000: *Integral Field Spectroscopy of Seyfert Galaxies*, Dissertation, Universität Potsdam
- [29] G. Courtes et al 1988, in *Instrumentation for ground-based optical telescopes*, proceed IX Santa Cruz workshop, Robinson ed., Springer publish., 266
- [30] W.W.Craig, C.J.Hailey, J.P.Brodie 1988: *Measurements of Fibers to be used in Fiber fed Spectroscopy*, ASP Conf Series 3, 40-51
- [31] F. Dionies 1998: *Entwurfsoptimierung eines Gehäuses mit Hilfe der FEM*, Diplomarbeit im Fach Maschinenbau, Fachhochschule Brandenburg

- [32] *Highlights of the informal discussion session regarding fiber optic properties*, conference Fiber Optics in Astronomy, 1988, ASP Conf Series 3, 74-75
- [33] J.J. Feldmeier, G.H. Jacoby, R. Ciardullo 1997: *Planetary nebulae as standard candles. XI. Application to Spiral Galaxies*, ApJ 479, 231
- [34] P. Felenbok 1998: Conference Overview, ASP Conf Series Vol. 152, 349-352
- [35] L. Ferrarese et al 2000: *The HST Key Project on the Extragalactic Distance Scale XXVI - The Calibration of Population II Secondary Distance Indicators and the Value of the Hubble Constant*, ApJ 529, 745
- [36] H.C. Ford, G.H. Jacoby 1978: *Planetary Nebulae in Local Group Galaxies. V. The Andromeda Galaxy*, ApJ 219, 437-444
- [37] H.C. Ford, G.H. Jacoby 1978: *Planetary Nebulae in Local Group Galaxies. VIII. A Catalog of Planetary Nebulae in the Andromeda Galaxy*, ApJ Suppl. Series 38, 351-356
- [38] G.G. Gilmore, R.G. Wyse 1992: *Sky Subtraction with Fibres*, MNRAS 257, 1-10
- [39] J.Guerin, P.Felenbok 1988: *Optical Fibres for Astronomical Applications*, ASP Conf Series 3, 52-62
- [40] G.A. Gurzadyan 1997: *The physics and dynamics of planetary nebulae*, Springer A & A library
- [41] M. Hamuy et al 1992: *Southern Spectrophotometric Standards. I*, PASP 104, 533-552
- [42] W.D.Heacox 1986: *On the Application of Optical-Fiber Image Scramblers to Astronomical Spectroscopy*, AJ 92, 219-229
- [43] W.D.Heacox 1988: *Highlights of the informal discussion session regarding fiber optic properties*, Conference Fiber Optics in Astronomy, ASP Conf Series 3, S. 74-75
- [44] S. Holland 1998: *The distance to the M31 Globular Cluster System*, AJ 115, 1916-1920
- [45] Hubble, E.P. 1929: *A spiral nebula as a stellar system, Messier 31*; ApJ 69, 103-158
- [46] K. Huebner 1998, *Spektralphotometrische Untersuchungen Planetarischer Nebel*, Diplomarbeit Technische Universität Berlin
- [47] http://andromeda.roque.ing.iac.es/~bgarcia/integral/html/integral_home.html (Homepage) sowie http://www.ing.iac.es/~manuals/man_wht.html (Manual).
- [48] S. Arribas et. al. 1998: *INTEGRAL users manual, Version 1.1*, IAC-RGO-ING
- [49] G.H. Jacoby 1989: *Planetary nebulae as standard candles. I - Evolutionary models*, ApJ 339, 39-52
- [50] G.H. Jacoby et al 1989: *Planetary nebulae as standard candles. III - The distance to M 81*, ApJ 344, 704-714
- [51] G.H. Jacoby, R. Ciardullo, H.C. Ford 1990: *Planetary nebulae as standard candles. V - evolutionary models*, ApJ 356, 332-349

- [52] G.H. Jacoby, R. Ciardullo, A.R. Walker 1990: *Planetary nebulae as standard candles. VI - a Test in the Magellanic Clouds*, ApJ 365, 471-477
- [53] G.H. Jacoby, R. Ciardullo, W.E. Harris 1996: *Planetary nebulae as standard candles. X. Tests in the Coma I Region*, ApJ 462, 1-13
- [54] G.H. Jacoby, M.P. Lesser 1981: *Distances to nearby galaxies derived from planetary nebulae*, ApJ 86, Vol. 2, 185-192
- [55] G.H. Jacoby, R. Ciardullo, J.J. Feldmeier 1998 in *Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-Hipparcos Era*, eds. D.Egret & A.Heck, 175, ASPC 167
- [56] G.H. Jacoby, R. Ciardullo 1999: *Chemical abundances of planetary nebulae in the bulge and disk of M31*, ApJ 515, 169-190
- [57] G.H. Jacoby, J.B. Kaler 1993: *Improved Observations of Faint Planetary Nebulae in the Magellanic Clouds*, ApJ 417, 209-219
- [58] Jha, S. et al 1998: *The Type I Supernova 1998bu in M96 and the Hubble Constant*, AAS Meeting # 193, # 106.04
- [59] J.B. Kaler, J.H. Lutz 1985: *Dust-distances to planetary nebulae*, PASP Vol. 97, 700-706
- [60] Kampany 1958, in *Concepts of Classical Optics*, J. Strong ed., Freeman publish, San Francisco
- [61] W. Karthe, R. Müller 1991: *Integrierte Optik*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig
- [62] D.L. King, S.P. Worswick 1998: *Recent Advances with WYFFOS*, in *Optical Astronomical Instrumentation*, Sandro D'Odorico, Editor, Proceedings of SPIE Vol. 3355, 918-925
- [63] R.P. Kudritzki 1998, Proceedings of the 8th Canary Winter School "Stellar Astrophysics for the Local Group. A first step to the Universe", Eds. Aparicio, Herrero, Sanchez
- [64] J.M.Hill, J.R.P.Angel, J.S.Scott, D.Lindley, P. Hintzen 1980: *Multiple object spectroscopy - The Medusa spectrograph*, ApJ 242, L69-L72
- [65] J.M.Hill, J.R.P.Angel 1984: *Optical matching for fiber optic spectroscopy*, SPIE 445, 85-92
- [66] R.B. Larson 1992: *The Origin of the Hubble Sequence*, Proceedings of 11th Santa Cruz Workshop "The globular cluster galaxy connection", Santa Cruz, California, July 1992
- [67] U. Laux 1997, AIP Technical Documentation (*PMAS Fiber Spectrograph Optical Design, Rev.1.1, 7 Nov 1997*)
- [68] U. Laux 2000: *PMAS Teleskopmodul - Optical Design*, AIP-Internes Dokument, Version K1.1
- [69] O. Le Fevre et al 1998: *VIRMOS: Visible and InfraRed Multi-Object Spectrographs for the VLT*, SPIE Vol. 3355, 8-19

- [70] O. Le Fevre et al 2000: *The VIMOS and NIRMOS multi-object spectrographs for the VLT*, SPIE Vol. 4008
- [71] G. Lu, G.F. Schötz, J. Vydra, D. Fabricant 1998: *Optical Fiber for UV-IR Broadband Spectroscopy*, SPIE Vol. 3355, 884-891
- [72] G.Lund, D.Enard 1984: *Fiber optic instrumentation for spectroscopy at the European Southern Observatory*, SPIE 455, 65-76
- [73] P. Massey, C.B. Foltz 2000: *The Spectrum of the Night Sky Over Mount Hopkins and Kitt Peak: Changes After a Decade*, PASP Vol. 112, Issue 770, 566-573
- [74] R. McMillan, R. Ciardullo, G.H. Jacoby 1993: *Planetary nebulae as standard candles. IX - The Distance to the Fornax Cluster*, ApJ 416, 62-73
- [75] S.J. Meatheringham, M.A. Dopita 1991: *Optical spectroscopy of Magellanic Cloud planetary nebulae. I.*, ApJ Suppl. Ser., 75, 407-424
- [76] M.I.Monteverde, A.Herrero, D.J.Lennon 2000: *Differential O and Si Abundances in M33 early B Supergiants*, ApJ 545, 813-826
- [77] G.W.Nelson 1988: *Fiber Optics*, ASP Conf Series 3, 2-22
- [78] J.B. Oke 1990: *Faint spectrophotometric standard stars*, AJ Vol.99, No.5, 1621-1631
- [79] D.E. Osterbrock 1989: *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books
- [80] Pedrotti, Pedrotti, Bausch, Schmidt 1996: *Optik - eine Einführung*, Prentice Hall München
- [81] M. Pfeiffer 1997, Private Mitteilung, ASP-Konferenz *Fiber Optics in Astronomy III* , Teneriffa, 02.-04. Dez. 1997
- [82] Homepage Polymicro Technologies: [http : //www.polymicro.com/fvatten.htm](http://www.polymicro.com/fvatten.htm)
- [83] J.R.Powell 1984, *Application of Optical Fibres to Astronomical Instrumentation*, SPIE 455, 77-84
- [84] E. Prieto, O. Le Fevre, M. Saisse, C. Voet 1998: *A Wide-Field Integral-Spectroscopy Unit for the VLT-VIRMOS*, ASP Conf Series Vol. 152, 229-234
- [85] Homepage Isaac-Newton-Group: http://www.ing.iac.es/Engineering/detectors/ccd_1ek6.htm
- [86] L.W.Ramsey 1984: *Focal Ratio Degradation in Optical Fibers of Astronomical Interest*, ASP Conf Series 3, 26-39
- [87] J.L. Rasilla et al 1990: *Two-dimensional spectroscopy by optical fibers at the WHT telescope*, Astrophys. Sp. Sc., 171, 301
- [88] T.R. Redding, A.A. Zijlstra 1994: *Angular diameters of compact planetary nebulae*, A&A 283, 955-962

- [89] M.G. Richer, G. Stasinska, M.L. McCall 1999: *Planetary Nebulae in M32 and the bulge of M31: Line intensities and oxygen abundances*, A&AS, Volume 135, 203-219
- [90] M.M. Roth 1998: *The AIP Photometric Testbench*, ESO CCD Workshop *Optical Detectors in Astronomy*, Proceedings Kluwer Academic Publishers, Boston, Mass., Vol. 228, 153
- [91] M.M. Roth et al 2000: *PMAS - An Integral Field Spectrophotometer for the Calar Alto Observatory 3.5 m Telescope*, ASP Conf Series Vol. 195, 581-584
- [92] M.M. Roth, T. Becker, J. Schmoll 2000: *Faint Object 2-D Spectroscopy: Promise and Limitations*, ASP Conf Series Vol. 195, 122-127
- [93] M.M. Roth, U. Laux 1998: *The PMAS Fiber Spectrograph*, ASP Conf Series Vol. 152, 168-173
- [94] M.M. Roth, M. Seydack, S.M. Bauer, U. Laux 1997: *Design Study for the Potsdam Multiaperture Spectrophotometer (PMAS)*, Proc.SPIE Vol.2871, 1235-1245
- [95] M.M. Roth et al 1998: *PMAS - the Potsdam multiaperture spectrophotometer: a progress report*, in *Optical Astronomical Instrumentation*, Sandro D'Odorico, Editor, SPIE Proc. Vol.3355, 789-809
- [96] Homepage des Special Astrophysical Observatory: <http://www.sao.ru>
- [97] B.D. Savage, J.S. Mathis 1979: *Observed Properties of Interstellar Dust*, Ann. Rev. Astro. Astrophys. 17, 73-111
- [98] J. Schmoll, E. Popow, M.M. Roth 1998: *Focal-Ratio Degradation Optimization for PMAS*, ASP Conf Series Vol. 152, S.64-67
- [99] J. Schmoll 1999: *Zusammenfassung der Fasermessungen 1999*, AIP-internes technisches Dokument
- [100] Serkowski, K., Frecker, J.D., Heacock, W.D., Roland, E.H. 1979: *Fabry-Perot Radial Velocity Spectrometer*, SPIE 172, 130
- [101] T. Soffner, R.H. Mendez, G.H. Jacoby, R. Ciardullo, M.M. Roth, R.P. Kudritzki 1996: *Planetary nebulae and HII regions in NGC 300*, A&A 306, 9-22
- [102] K.Z.Stanek, P.M.Garnavich 1998: *Distance to M31 with the Hubble Space Telescope and Hipparcos Red Clump Stars*, AJ 503, L131-L134
- [103] G. Stasinska, R. Tylanda, A. Acker, B. Stenholm 1992: *Comparison of two methods for determining the interstellar extinction of planetary nebulae*, A&A 266, 486-500
- [104] Online-Presseveröffentlichung SUBARU first light:
http://www.naoj.org/Science/press_release/9901/M31gr_300.jpg
- [105] R. Supper, G. Hasinger, W. Pietsch, J. Trümper, A. Jain, E.A. Magnier, W.H.G. Lewin, J.v. Paradijs 1997: *ROSAT PSPC survey of M31*, A&A 317, 328-349

- [106] G.A. Tammann 1993: *Why are Planetary Nebulae poor Distance Indicators ?*, IAU Symposium No. 155, 515-522
- [107] K.Taylor, P. Gray 1993: *System modelling of the 2dF*, ASP Conf Series Vol. 37, 379-391
- [108] C. Vanderriest, J.P. Lemonnier 1988, in *Instruments for ground based optical telescopes* , proceedings of IX. Santa Cruz workshop, Robinson edt., Springer publish, 304
- [109] K.A.Venn et al 2001: *First stellar Abundances in NGC 6822 from VLT-UVES and KECK-HIRES Spectroscopy*, ApJ 547, 765-776
- [110] J.R. Walsh, N.A. Walton, G.H. Jacoby, R.F. Peletier 1999: *Spectra of planetary nebulae in NGC 5128 (Centaurus-A)*, A&A 346, 753-763
- [111] F.G. Watson, P. Terry 1995: *Fiber Characterisation at Fast Focal Ratios*, SPIE Vol.2476, 10-19
- [112] A.E. Whitford 1958, *The Law of Interstellar Reddening*, AJ 63, 201
- [113] P.R. Wood, M.S. Bessell, M.A. Dopita 1986: *Angular diameters of Magellanic Cloud planetary nebulae I. Speckle Interferometry*, ApJ 311, 632-636
- [114] G. Worthey 1996: *Elliptical Galaxies: Abundance Ratio Trends and Implications*, ASP Conf. Series Vol. 98, 467