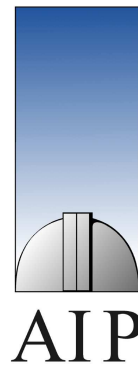


RÖNTGENDURCHMUSTERUNG DES MARANO-FELDES



Diplomarbeit

vorgelegt von Mirko Krumpe
am Fachbereich Physik der
Universität Potsdam

1. Gutachter: PD Dr. Axel Schwoppe
2. Gutachter: Prof. Dr. Matthias Steinmetz

Potsdam, 11. August 2003

Wenn du ein Schiff bauen willst, dann trommle
nicht die Männer zusammen, um Holz zu beschaffen,
Aufgaben zu vergeben und die Arbeit einzuteilen,
sondern lehre die Männer die Sehnsucht nach dem
weiten, endlosen Meer.

Antoine de Saint-Exupéry

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Röntgenastronomie	10
1.1.1	Entwicklung der Röntgenastronomie	11
1.1.2	Das Satellitenzeitalter in der Röntgenastronomie	13
1.1.3	Moderne Röntgensatelliten	16
1.2	Ursachen kosmischer Röntgenstrahlung	20
1.2.1	Schwarzkörperstrahlung	20
1.2.2	Thermische Bremsstrahlung	22
1.2.3	Charakteristische atomare Röntgenstrahlung	22
1.2.4	Rekombinationsstrahlung	23
1.2.5	Synchrotronstrahlung	23
1.2.6	Inverse Comptonstreuung	25
1.2.7	Absorptionsprozesse	25
2	Theoretische Vorbetrachtungen	27
2.1	Astrophysikalische Objekte von Röntgenstrahlung	27
2.1.1	Stellare Röntgenstrahlungsprozesse	27
2.1.2	Sterne als Quellen von Röntgenstrahlung	28
2.1.3	Galaxien	29
2.1.4	Aktive Galaxienkerne	30
2.2	Das Rätsel um die Röntgenhintergrundstrahlung	33
2.3	Das Marano-Feld	34
3	Vorbereitung der Multiobjektspektroskopie	37
3.1	Röntgendatenanalyse	37
3.2	Optische Daten	40
3.2.1	K-Band	41
3.2.2	R-Band	41
3.2.3	pre-Image Aufnahmen	41
3.3	Erstellen der Multiobjektspektroskopiemasken	42
4	Reduktion der MXU-Daten	47
4.1	Langspaltdatenreduktion	48
4.1.1	Grundlagen der Spektroskopie	48
4.1.2	Datenanalyse und Vorreduzierung	49

4.1.3	optimale Extraktion eines unkalibrierten Spektrums	51
4.1.4	Wellenlängenkalibration	54
4.1.5	Flusskalibration des Spektrums	55
4.1.6	Erstellen des Fehlerspektrums	56
4.1.7	Auswertung des Spektrums	58
4.2	Multiobjektspektroskopie-Datenreduktion	59
4.2.1	Implementierung der Auswerteroutinen	60
4.2.2	Anwendung der Auswerteroutinen	64
4.2.3	Verbesserungsmöglichkeiten bei zukünftigen MXU-Reduktionen	68
5	Diskussion der Ergebnisse	71
5.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	71
5.2	Graphische Darstellung der Ergebnisse	82
5.2.1	XMM-Newton Quasarentdeckungscharakteristik im Vergleich zu optisch selektierten Quasaren	82
5.2.2	Überprüfung der röntgenselektierten Quasarprobe	83
5.2.3	Rotverschiebungsverteilung der neu gefundenen Röntgenobjekte	84
5.2.4	Röntgenleuchtkraftverteilung der neuentdeckten Quasare	85
5.2.5	Darstellung des Verhältnisses von Röntgenfluss zu optischem Fluss	86
5.2.6	Härteverhältnis-Untersuchungen	88
5.2.7	Abschließende Bemerkungen	89
A	Suchkarten und Spektren der Röntgenobjekte	95

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wilhelm Konrad Röntgen und die von ihm verwendete Gasentladungsröhre	9
1.2	Absorptions- und Transmissionsverhalten der Erdatmosphäre in Abhängigkeit von der Wellenlänge	10
1.3	Frühe Röntgenastronomieexperimente: Nike-Tomahawk Rakete mit Röntgendetektor (links); Höhenballon mit Röntgen- und Gammastrahlendetektor (rechts)	11
1.4	Vergleich der Röntgenquelle Sco X-1 im Röntgenbereich und im optischen Bereich	12
1.5	UHURU, der erste Röntgensatellit, Dezember 1970 - März 1973	13
1.6	Röntgensatellit HEAO-1 und die von ihm durchgeführte multispektrale Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich	14
1.7	Röntgensatellit CHANDRA	16
1.8	technische Umsetzung der röntgenoptischen Fokussierung	17
1.9	Spiegelmodulbauweise eines XMM-Newton-Teleskopes	18
1.10	Europäischer Röntgensatellit XMM-Newton	19
1.11	Drei mögliche Röntgenspektraltypen	24
2.1	Die Sonne im Röntgenbereich	27
2.2	Röntgendoppelsternsystem (links); Supernovarest (rechts)	30
2.3	Einheitsmodell für aktive Galaxienkerne (links); Illustration eines AGNs (rechts)	31
2.4	ROSAT-Röntgenquellen im Marano-Feld	35
2.5	Marano-Feld im optischen Bereich (oben); Marano-Feld im Röntgenbereich (XMM-Newton-Aufnahme) (unten)	36
3.1	Optische Karte des Marano-Feldes und MOS-I-Detektor-Exposuremap	39
3.2	XMM-Newton-detektierte Röntgenquellen im Marano-Feld	40
3.3	Optische Falschfarbenaufnahme eines Teils des Marano-Feldes mit den XMM-Newton-Röntgenquellen (weiße Kreise)	42
3.4	MXU-Maskenerstellung mit Hilfe der Software <i>fims</i>	44
4.1	Gemittelte Biasaufnahme der Langspaltspektroskopie (links); Gemittelte Pixel-zu-Pixel-Variation aus Flatfeldaufnahmen (rechts)	51
4.2	Unextrahierte Aufnahme eines Objektspektrums	51
4.3	Extrapoliertes Nachthimmelsspektrum	52
4.4	Zweidimensionales Objektspektrum	53

4.5	Eindimensionales unkalibriertes Objektspektrum	53
4.6	Eichlampenspektrum zur Wellenlängeneichung	54
4.7	wellenlängenunkalibriertes und wellenlängenkalibriertes eindimensionales Eichlampenspektrum	54
4.8	Unprozessiertes Spektrum des Standardsterns LTT3218	55
4.9	Wellenlängenkalibriertes Standardsternspektrum LTT3218 (links); Grafi- sche Darstellung der Flusstabelle des Standardsterns LTT3218 (rechts) .	56
4.10	Ausgewertetes fluss- und wellenlängenkalibriertes Spektrum des Objektes 32A (links); Eindimensionales wellenlängenkalibriertes Nachhimmelspek- trum (rechts)	58
4.11	Multiobjektspektroskopieaufnahme möglicher Röntgenobjekte	59
5.1	Darstellung identifizierter Röntgenquellen im Marano-Feld	81
5.2	Vergleich der optisch selektierten Quasare mit den durch XMM-Newton entdeckten Quasaren in Abhängigkeit von der Rotverschiebung	83
5.3	Objektanzahl in Abhängigkeit vom normierten Abstand zwischen Röntgen- position und optischer Position	84
5.4	Quasarverteilung im Marano-Feld in Abhängigkeit von der Rotverschie- bung (mit XMM-Newton neu gefundene Objekte (links); ROSAT-Stichprobe (rechts))	85
5.5	Quasarverteilung in Abhängigkeit von der Röntgenleuchtkraft	86
5.6	Darstellung des Verhältnisses von Röntgenfluss zu optischem Fluss in Ab- hängigkeit vom Härteverhältnis HR1	87
5.7	Verteilung im Härteverhältnis-zu-Härteverhältnis-Diagramm	88

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1895 untersuchte der vielseitige Experimentator Wilhelm Konrad Röntgen Elektronenstrahlen in Gasentladungsröhren, die unter extrem niedrigem Druck standen. Ab einer bestimmten Spannung wurde ein leuchtender Strahl zwischen den Elektroden erzeugt.

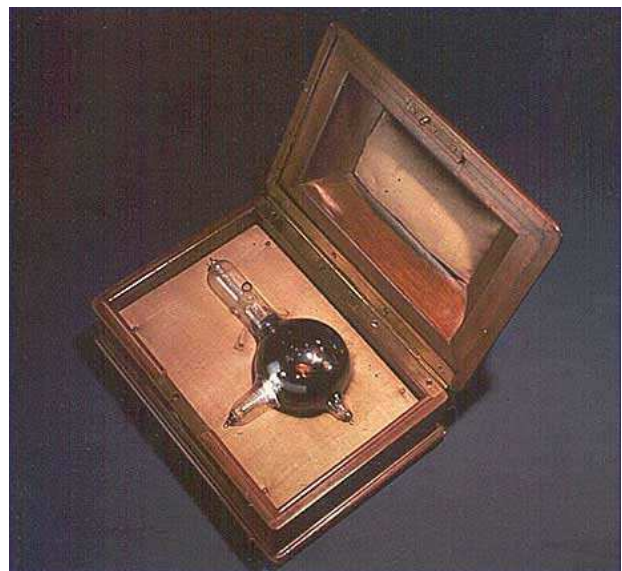


Abbildung 1.1: Wilhelm Konrad Röntgen (1845 - 1923) und die von ihm verwendete Gasentladungsröhre bei der Entdeckung der Röntgenstrahlung im November 1895

Am 8. November 1895 stellte der spätere erste Träger des Nobelpreises der Physik zufällig fest, dass ein beschichtetes Papier neben der Gasentladungsröhre bei eingeschaltetem Kathodenstrahl zu leuchten begann. Röntgen versuchte, die Gasentladungsröhre mit dicker schwarzer Pappe abzuschirmen, der Effekt blieb jedoch.

Für Wochen behielt Wilhelm Konrad Röntgen die Existenz dieser für die Welt unbekanntem und scheinbar alles durchdringenden Strahlen für sich. Ende Dezember 1895 veröffentlichte er seine Forschungsberichte über die geheimnisvolle Strahlung, die er „X-Strahlen“ nannte. Schnell wurden diese Gegenstand zahlreicher Forschungen und neu-

er Anwendungen. Röntgen wandte sich jedoch nach drei Veröffentlichungen über die Röntgenstrahlen wieder seinen früheren Studien über die physikalischen Eigenschaften von Kristallen zu. Am 10. Februar 1923 verstarb Wilhelm Konrad Röntgen in München.

1.1 Röntgenastronomie

Fast 70 Jahre vergingen seit der Entdeckung der Röntgenstrahlen bis die ersten Röntgenobjekte im Universum entdeckt wurden. Dieser enorm lange Entwicklungszeitraum erklärt sich durch zwei Tatsachen.

Kosmische Röntgenstrahlung kann nur aus dem Weltraum beobachtet werden, da sie von der Erdatmosphäre absorbiert wird. Nur für bestimmte Bereiche des elektromagnetischen Spektrums ist die Erdatmosphäre durchlässig (siehe Abb. 1.2). Somit muss man Höhenballons, Raketen oder Erdsatelliten zur Beobachtung einsetzen. Kosmische Röntgen-

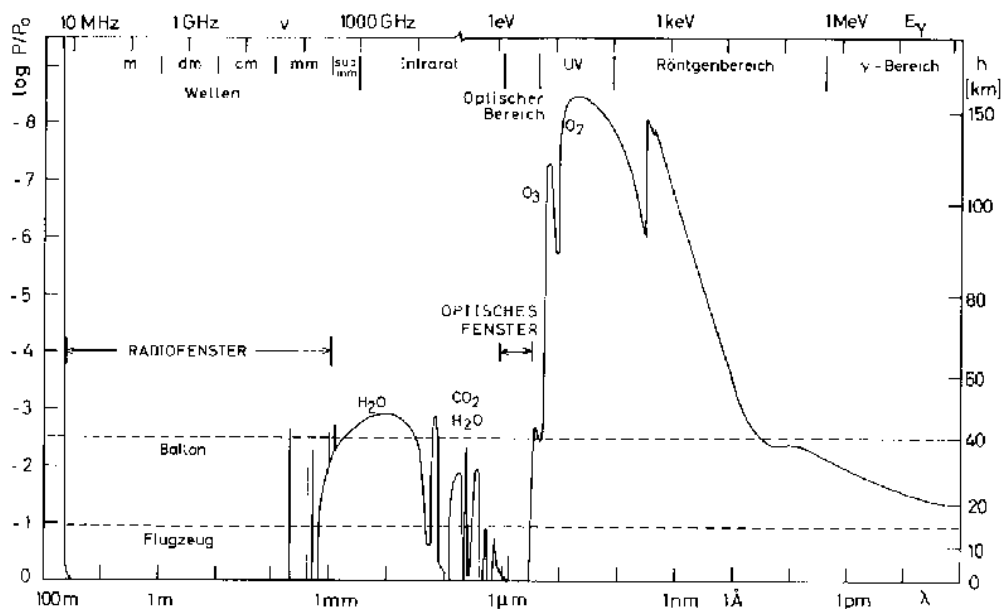


Abbildung 1.2: Absorptions- und Transmissionsverhalten der Erdatmosphäre in Abhängigkeit von der Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung

strahlung tritt hauptsächlich im Energiebereich von 0,5 - 20 keV auf. Eine 3 keV Röntgenstrahlung wird zum Beispiel schon durch 10 cm Luft, bei einem Druck von einer Atmosphäre, fast vollständig absorbiert. Wenn diese Strahlung kosmischen Ursprungs ist, wäre sie nur ab einer Höhe von über 80 km detektierbar. Im Jahre 1938 wurden Ballonexperimente bis in eine Höhe von circa 40 km durchgeführt. Obwohl keine Röntgenstrahlung nachgewiesen werden konnte, war es möglich, eine obere Schwelle für den Energiebereich der eventuell existierenden kosmischen Röntgenstrahlung anzugeben. Erst seit Mitte der vierziger Jahre des letzten Jahrhunderts bestand die Möglichkeit, Höhenbereiche von mehr als 80 km mit Raketen zu erreichen. Es wurde eine umgebaute

V2-Rakete vom Naval Research Laboratory benutzt, um die UV- und Röntgenstrahlung der Sonne zu entdecken.

Der zweite Grund für die lange Zeitspanne der Erkenntnis bezüglich extrasolarer und extragalaktischer Röntgenquellen ergab sich genau aus dieser Entdeckung. Die Sonne konnte nur als Röntgenquelle detektiert werden, da sie der Erde sehr nahe ist. Als man die zu erwartenden Röntgenflüsse der nächstgelegenen Sterne im Vergleich zur Sonne berechnete, erkannte man schnell, dass man für eine erfolgreiche Detektion Instrumente benötigte, die 100 000 mal empfindlicher sein mussten als die verwendeten. Viele Wissenschaftler verloren durch diese Erkenntnisse das Interesse an der Suche nach anderen kosmischen Röntgenquellen, obwohl es sich hier um einen neuen und unerforschten Wellenlängenbereich handelte.

1.1.1 Entwicklung der Röntgenastronomie

Röntgenastronomie bestand in den fünfziger Jahren des 20. Jahrhunderts nur aus immer genaueren Studien und Experimenten über die Röntgenstrahlung der Sonne. Das Problem bei der Entwicklung von immer besseren Detektionsinstrumenten war, dass sie empfindlicher werden sollten und trotzdem immer noch in die Rakete oder den Ballon passen mussten und zusätzlich den harten Startbedingungen standhalten sowie im Vakuum fehlerfrei funktionieren sollten.



Abbildung 1.3: Frühe Röntgenastronomieexperimente: Zweistufige Nike-Tomahawk Rakete, die den Röntgendetektor für einige Minuten außerhalb der Erdatmosphäre brachte (links); Höhenballon für Höhen um 50 km und einer Beobachtungszeit von 10 Stunden mit Röntgen- und Gammastrahlendetektor (Energiebereich: 15 - 120 keV) (rechts)

Um 1960 versuchte eine Gruppe des AS&E (*American Science and Engineering*), unter der Leitung von Riccardo Giacconi, ein Experiment aufzubauen, das Röntgenstrahlung vom Mond nachweist. Das Wissenschaftlerteam ging davon aus, dass Sonnenwindbestandteile mit der Mondoberfläche wechselwirken und das Mondgestein an der Oberfläche

zur Fluoreszenz im Röntgenbereich anregen. Die Ergebnisse aus diesen Studien würden Rückschlüsse auf die Beschaffenheit des Mondgesteins zulassen. Im Angesicht der Aufgabe eine bemannte Mondlandung noch im gleichen Jahrzehnt zu meistern, erhielt das Experiment viel Unterstützung. Außerdem sollte ein Teil des Himmels auf Röntgenquellen untersucht werden, die nicht solaren Ursprungs sind. Im Oktober 1961 fand der Start des Experimentes statt. Die Rakete funktionierte einwandfrei, jedoch öffnete sich die Schutzverkleidung des Detektors nicht.

Der zweite Versuch erfolgte am 18. Juni 1962, wobei von drei Detektoren zwei ohne Probleme arbeiteten. Es konnte aber keine Röntgenstrahlung vom Mond nachgewiesen werden. Dennoch ging dieser Flug in die Geschichte der Röntgenastronomie ein. Es wurde eine extrem starke Röntgenquelle entdeckt, die Sco X-1 genannt wurde¹. Die Röntgenleuchtkraft von Sco X-1 ist 10^{10} mal höher als die der Sonne. Diese Entdeckung erweckte das Interesse an der Röntgenastronomie in der astronomischen Gemeinschaft. Um die Ursache der Röntgenstrahlung von Sco X-1 zu verstehen, erhoffte man sich Aufschlüsse durch die optische Identifizierung, die schließlich im Jahre 1966 gelang.

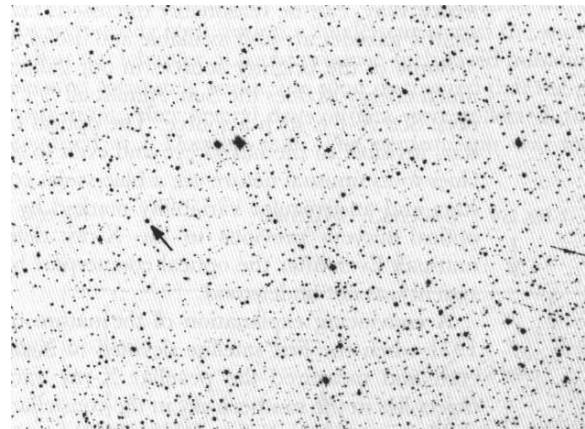
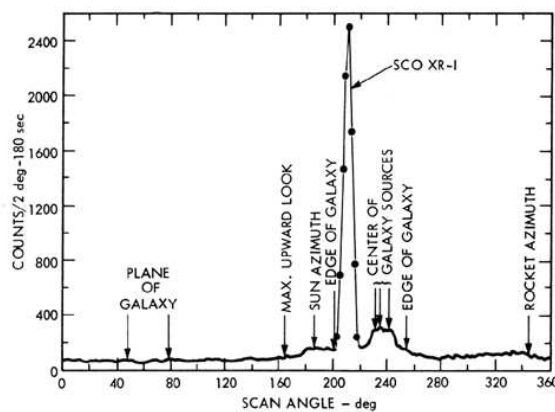


Abbildung 1.4: Vergleich der Röntgenquelle Sco X-1 im Röntgenbereich und im optischen Bereich. Die Röntgendaten stammen von einem Raketenflug aus dem Jahre 1967. Der Detektor hatte ein Bildfeld von $5^\circ \times 30^\circ$. Die Sonne war unterhalb des Horizonts. Das optische Suchbild stammt vom Palomar Sky Survey. Das zu Sco X-1 identifizierte optische Gegenstück wurde durch den Pfeil kenntlich gemacht.

Im Gegensatz zum Erscheinungsbild von Sco X-1 im Röntgenbereich war das optische Gegenstück jedoch völlig unspektakulär. Die zu Sco X-1 gehörende optische Punktquelle

¹ In den ersten Jahren wurden die Röntgenquellen nach den Konstellationen genannt, in denen sie entdeckt wurden. Der Nachtrag X-1 bedeutet, dass es sich um die erste Röntgenquelle im Sternbild Skorpion handelt. Als jedoch immer mehr Röntgenquellen entdeckt wurden, benannte man die Quellen mit einem Buchstaben oder einer Buchstabenkombination und den Koordinaten des Objektes. Die Buchstabenkombination steht dabei für das Instrument/Satellit mit dem die Quelle entdeckt wurde, z.B. XMMU J021808.20-045844.2. Hierbei bezeichnet XMM den europäischen Röntgensatelliten *Xray Multi Mirror-Newton-Satellite*. Der Buchstabe U ist die von der ESA empfehlende Namenskonvention für beobachtbare Prozessierung von XMM-Newton-Daten. J bezeichnet das Äquinoktium 2000. Hiernach folgen die Koordinaten der Röntgenquelle RA 02:18:08.20 DEC -04:58:44.2

war 400 mal (6,5 Größenklassen) schwächer als Sterne, die man mit dem bloßem Auge am Sternenhimmel sehen kann (mehr zur Ursache der Röntgenstrahlung in Kapitel 1.2 und 2.1). Nach den Entdeckungen der ersten Röntgenobjekte wurde deutlich, dass unzählige, unglaublich starke Röntgenobjekte in unserer Galaxie, ja sogar noch weiter entfernt, existierten. Bis zu diesem Zeitpunkt konnte durch Ballon- und Raketenflüge der Himmel nur teilweise im Röntgenbereich erforscht werden. Somit wurde der Ruf nach einer vollständigen Röntgendurchmusterung des Himmels immer lauter. Durch den Fortschritt in der Satellitentechnik wurde es im Dezember 1970 möglich, dieses wichtige Ziel zu erreichen.

1.1.2 Das Satellitenzeitalter in der Röntgenastronomie

UHURU war der erste Satellit, der vollständig als Röntgenmission gestartet und betrieben wurde; er wurde von Kenia aus ins Weltall geschossen. UHURU bedeutet in der Landessprache „Freiheit“, da der Starttag auf den Unabhängigkeitstag Kenias fiel. Das Projekt stand unter der Leitung von Riccardo Giacconi und seiner Röntgengruppe am AS&E. Das Röntgenexperiment an Bord bestand aus zwei fast identischen Teilen.

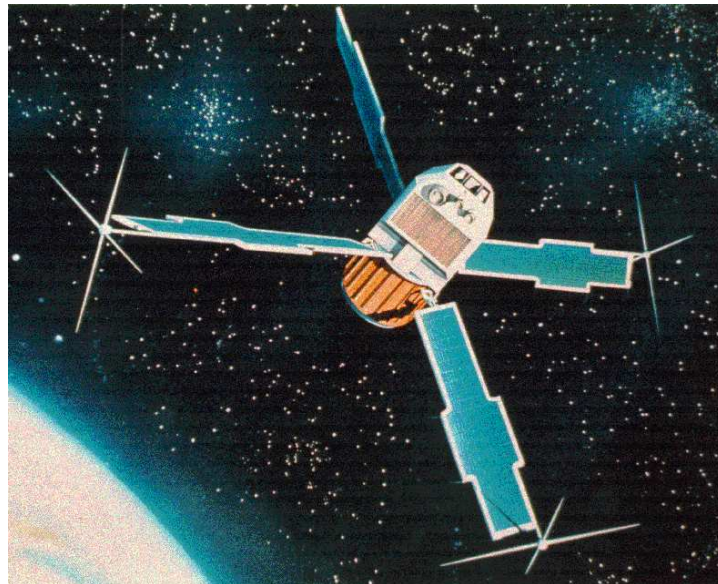


Abbildung 1.5: erster Röntgensatellit UHURU, der die erste vollständige Himmelsdurchmusterung durchführte, 141,5 kg schwer, 116 cm lang mit einem Durchmesser von 56 cm, Missionsdauer: Dezember 1970 - März 1973

Das räumlich hochauflösende Instrument hatte ein Bildfeld von $0,5^\circ \times 5^\circ$ (FWHM) und einen Energiebereich von 1 - 20 keV. Das zweite Experiment bestand aus sechs Proportionalzählern, die den Energiebereich von 1 - 10 keV abdeckten und einen Blickwinkel von $5 \times 5^\circ$ hatten. Die Gesamtkollektorfläche betrug $0,084 \text{ m}^2$. Im März 1973 endete das UHURU Programm mit der ersten vollständigen Röntgenkarte des Himmels. Die Resultate waren bahnbrechend. Es wurden insgesamt 339 Röntgenquellen gefunden. Einige konnten als Neutronensterne in engen Orbits um Sterne oder als große Mengen von

heißem Gas in Galaxienhaufen entschlüsselt werden. Cygnus X-1 zeigte sogar Anzeichen für die Existenz eines Schwarzen Loches. Der UHURU-Röntgenkatalog war in diesem Jahr die meist zitierte wissenschaftliche Arbeit.

Zusätzlich zu den Erkenntnissen für die Röntgenastronomie lernte man, dass die Orbitwahl eines Röntgensatelliten erheblichen Einfluss auf den Erfolg der Mission hat. Zwei Einschränkungen bestimmen die Wahl des Orbits. Für Langzeitmissionen muss der Orbit eine Höhe von mindestens 400 km haben, auch wenn schon bei 150 km das volle Spektrum der Röntgenstrahlung beobachtbar ist. Diese Forderung ergibt sich aus der sonst zu starken Reibung des Satelliten an der Resterdmosphäre, was nach einiger Zeit zum unfreiwilligen Wiedereintritt des Satelliten in die Erdatmosphäre führt. Des Weiteren ist die Erde vom van-Allen-Gürtel umgeben. In ihm werden energiereiche und langlebige geladene Partikel des Sonnenwindes im Magnetfeld der Erde eingefangen. Würde ein Röntgensatellit ausschließlich in diesem Orbit operieren, so wäre die Hintergrundzählrate deutlich höher als die der zu detektierenden Röntgenquellen des Universiums. Außerdem können die Detektoren durch die hochenergetischen Partikel so stark beschädigt werden, dass ihre Funktionsfähigkeit in Frage gestellt wird. Deshalb werden Röntgensatelliten entweder in Orbits unterhalb des van-Allen-Gürtels gebracht oder in einen hochexzentrischen Orbit, der die Aufenthaltszeit im van-Allen-Gürtel minimiert und die kontinuierliche Beobachtungszeit für ein Objekt maximiert. All diese Erkenntnisse dienten dazu, den Erfolg zukünftiger Röntgenmissionen zu sichern.

Die nächste wichtige Röntgensatellitenmission HEAO-1 (*High Energy Astrophysical Observatories*) hatte weltraumpolitisch bereits eine Tortur hinter sich.



Abbildung 1.6: Röntgensatellit HEAO-1, deutlich sind die 400 Watt erzeugenden Solarpanels und die Experimenteneinheit erkennbar (links); HEAO-1's multispektrale Röntgendurchmusterung, die Größe der Punkte bezeichnet die Helligkeit der Quelle (rechts)

Zunächst als vierteilige Mission geplant, von denen jede aus einem ungefähr 12 Tonnen schweren Satelliten so groß wie ein Kleinbus bestand, wurde sie nach den Geldkürzungen, welche Nixon als neuer Präsident beschloss und die auch das Apolloprogramm zu einem abrupten Ende führten, komplett abgesagt, da das Geld für das Gelingen der teuren Marslandemissionen Viking benötigt wurde. Später wurde eine deutlich leichtere Ver-

sion von HEAO wieder in das NASA-Programm aufgenommen. Die Einschnitte gingen vor allem auf Kosten der schweren Gammastrahlungsexperimente. Nichtsdestotrotz erfolgte am 13. August 1977 der Start von HEAO-1. Die Mission vereinte vier kleinere Experimente, die zusammen die Beobachtung im Energiebereich von 0,2 bis 10 000 keV ermöglichten. Im Röntgenbereich wurden, ähnlich wie bei UHURU, 6 Proportionalzähler für die spektrale Untersuchung zusammengeschaltet. Im Gammastrahlenbereich benutzte man 7 Szintillationsdetektoren, um den Energiebereich von 50 - 10 000 keV abzudecken. Nach Beendigung der Mission im Januar 1979 waren bereits 842 Röntgenquellen bekannt.

Doch bereits davor, im November 1978, erfolgte mit dem Start von HEAO-2/Einstein eine Revolution in der Röntgenoptik. HEAO-2/Einstein war mit dem ersten fokussierenden Wolter-I-Röntgenteleskop² ausgestattet, bei dem die Instrumente in die Fokalebene des Teleskops verschoben werden konnten. Der Satellit beobachtete mit seinen verschiedenen Messeinheiten, darunter Proportionalzähler, eine hochauflösende Kamera sowie verschiedene Spektrometer, zwar nur 5 % des Himmels, dies aber durch sein fokussierendes Röntgenteleskop mit einer um das 10-fache empfindlicheren Genauigkeit. Die räumliche Auflösung wurde ebenfalls von früher mehreren Grad auf nun einige Dutzend Bogensekunden verbessert. Vergleicht man die technischen Fortschritte im Röntgenbereich mit denen im Optischen, würde das bedeuten, dass man mit HEAO-2/Einstein von einem 15 cm Spiegelteleskop auf ein 5 m Spiegelteleskop umgestiegen ist. Somit hatte die Röntgenastronomie in einer Zeitspanne von nur 20 Jahren die gleichen Fortschritte erzielt, wie die optische Astronomie in fast 300 Jahren. Die Erfolge dieser Mission waren so beachtlich, dass sich von nun an diese Bauweise bis heute bei allen Röntgensatelliten durchsetzte.

Im Mai 1983 startete die ESA (*European Space Agency*) den ersten europäischen Röntgensatelliten. EXOSAT war mit zwei fokussierenden Röntgenteleskopen für den Energiebereich von 0,05 - 2 keV ausgestattet. Im hochenergetischen Röntgenbereich dienten weiterhin Proportionalzähler und Szintillationszähler ohne fokussierende Optik zur Detektion von Röntgenstrahlung. Somit war die Abdeckung des Energiebereiches von 0,05 - 50 keV möglich. Die räumliche Auflösung betrug 45 Bogenminuten (im 1 - 50 keV-Bereich) und es stand eine effektive Fläche von 0,16 m² zur Verfügung. Mit EXOSAT wurden vor allem zeitlich aufgelöste Röntgenuntersuchungen, wie sie z.B. in Röntgendoppelsternen benötigt werden, ermöglicht.

Am 1. Juni 1990 erfolgte der Start des deutsch-amerikanisch-englischen Satelliten ROSAT. Es sollte die bis dahin erfolgreichste Röntgenmission werden. Allein die technischen Daten verdeutlichen dies. Die Empfindlichkeit der Detektoren wurde nochmals um das 30-fache im Vergleich zur HEAO-2/Einstein Mission heraufgesetzt. Diese Empfindlichkeit ließ die Entdeckung von Röntgenquellen zu, die zehn Millionen mal schwächer waren als Sco X-1. Nach Beendigung der Mission am 12. Februar 1999 waren dank ROSAT

² Röntgenstrahlen können auf Grund ihrer bedeutend kleineren Wellenlänge als optisches Licht nicht mit Hilfe von Linsen fokussiert werden. Eine Fokussierung ist im Röntgenbereich nur durch Totalreflektion unter streifendem Einfall von ungefähr einem Grad möglich. Diese Bedingung stellt jedoch enorme Anforderungen an die Fertigung der Reflektoren. So darf die Oberflächenrauigkeit nicht größer als die Röntgenwellenlänge (wenige Nanometer!) sein. Zur optischen Verdeutlichung dieser Technik siehe Abbildung (1.8).

150 000 Röntgenquellen innerhalb und weit außerhalb unserer Galaxie bekannt. Es gelang sogar Röntgenstrahlung von Kometen nachzuweisen. ROSAT war mit einem Wolter-I-Röntgenteleskop ausgerüstet und konnte Beobachtungen im Energiebereich von 0,1 - 2,5 keV durchführen. Nach sechs Monaten war die vollständige Himmelsdurchmusterung abgeschlossen. Noch nie hatte es eine Röntgenkarte im weichen Bereich mit einer solchen Genauigkeit gegeben. Anschließend wurden einzelne, sehr tiefe Röntgenbeobachtungen mit ROSAT durchgeführt, bis der Satellit aus technischen Gründen, jedoch weit nach der vorgesehenen Missionsdauer, aufgegeben werden musste.

1.1.3 Moderne Röntgensatelliten

Aufgrund der immer größeren Nachfrage nach höherer Empfindlichkeit von Röntgensatelliten sind moderne Röntgensatelliten so konstruiert, dass sie eine möglichst große effektive Fläche zur Fokussierung der Röntgenstrahlung besitzen. Neuartige, verbesserte Teleskope führen zudem zu einer besseren räumlichen Auflösung. Durch die röntgenoptikspezifischen Anforderungen der Geometrie gleichen moderne Röntgensatelliten vom Aussehen her langen optischen Teleskopen. Die heutigen effektiven Flächen von Röntgensatelliten werden durch Ausmaße in Höhe und Breite der Raketenladebucht begrenzt. Des Weiteren sind aus den einst hunderte Kilogramm wiegenden Kleinsatelliten bis zu zehn Tonnen schwere Großsatelliten geworden, die am Rande dessen liegen, was die heutige Raketentechnik ins Weltall transportieren kann. So dienen diese Satelliten nicht nur als wissenschaftliche Experimente, die bahnbrechende Entdeckungen versprechen, sondern zum Teil auch als politische Werbekampagne, um neue Kunden im lukrativen Raketen- und Satellitenmarkt zu binden.

CHANDRA

Am 23. Juli 1999 brachte die NASA mit dem Space Shuttle Columbia die auf zehn Jahre geplante Röntgenmission CHANDRA ins Weltall.

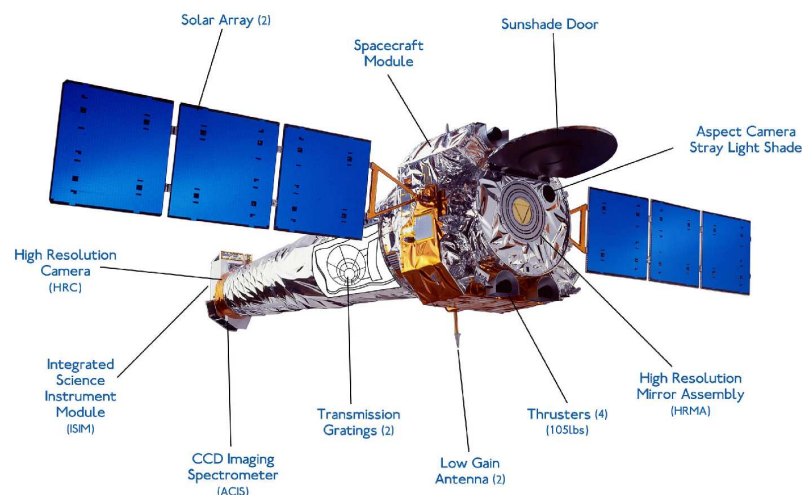


Abbildung 1.7: Röntgensatellit CHANDRA

Der offizielle Name der Mission war AXAF (*Advanced X-ray Astrophysics Facility*). Zu Ehren des berühmten Astrophysikers Chandrasekhar wurde dieser Mission der Name CHANDRA gegeben. Der Satellit ist mit einem iridiumbeschichteten zehn Meter langen Wolter-I-Röntgenteleskop (siehe Abbildung 1.8), zwei Transmissionsgittern (für niedrige und hohe Energiebereiche), einem abbildenden Spektrometer und einer hochauflösenden Kamera ausgestattet.

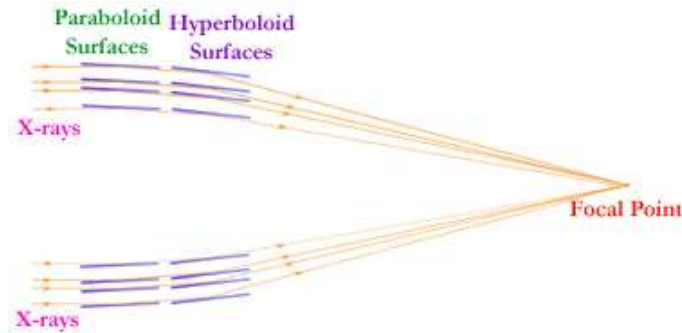


Abbildung 1.8: technische Umsetzung der röntgenoptischen Fokussierung (Wolter-I-Röntgenteleskop, bestehend aus Paraboloiden und konfokalen Hyperboloiden)

Alle vier Instrumente können in die Fokalebene gefahren werden. CHANDRA arbeitet in einem Energiebereich von 0,1 - 10 keV. Die Winkelauflösung beträgt eine Bogensekunde und ermöglicht im Zusammenwirken mit der großen Effektivfläche die Beobachtung und Entdeckung von sehr schwachen Röntgenobjekten mit sehr genauen Positionsdaten. Die Wahl des Energiebereiches bis 10 keV ermöglicht zusätzlich das Studium von absorbierten Röntgenquellen, die mit ROSAT nicht entdeckt werden konnten.

XMM-Newton

An diesem Aspekt, absorbierte Röntgenquellen beobachten zu können, setzt auch der modernste europäische Röntgensatellit XMM-Newton an. Nach mehreren Fehlschlägen mit der neuentwickelten leistungsstärkeren Trägerrakete Ariane 5, versuchte die ESA, mit dem vierten Start dieser Rakete und dem erfolgreichen Aussetzen des *X-ray Multi Mirror-Newton-Satellite* der Welt zu beweisen, dass die Ariane 5 ein zuverlässiger Lastentransporter für Großsatelliten sein kann. Der am 10. Dezember 1999 gestartete vier Tonnen schwere Satellit trägt drei Wolter-I-Röntgenteleskope mit verschiedenen Detektoren an Bord. Der für die Beobachtung bereitstehende Energiebereich beträgt 0,1 - 12 keV. XMM-Newton hat mit 0,43 m² (bei 1,5 keV) die größte effektive Fläche, die jemals in einem Röntgensatellit zum Einsatz kam. Jedes 7,5 Meter lange und im Durchmesser 70 Zentimeter messende Teleskop besteht aus 58 ineinander geschachtelten Spiegelmodulen. Im Gegensatz zum CHANDRA-Satelliten ist die räumliche Auflösung von XMM-Newton mit zehn Bogensekunden deutlich schlechter. Aufgrund seiner höheren Effektivspiegelfläche dient XMM-Newton als ein Röntgenexperiment, das ideal zur Spektroskopie von

extrem schwachen Röntgenobjekten (bis zu einem Röntgenfluss von $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) ist.

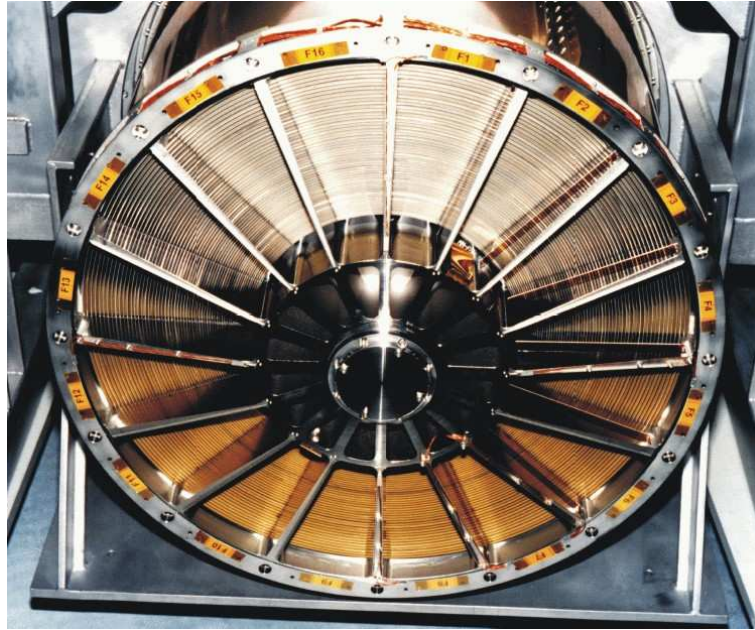


Abbildung 1.9: Spiegelmodulbauweise eines XMM-Teleskopes, die konzentrischen Spiegel haben einen Durchmesser von 30 cm (innen) bis 70 cm (außen) und eine Länge von 60 cm

Die folgenden wissenschaftlichen Instrumente befinden sich an Bord von XMM-Newton:

- EPIC (*European Photon Imaging Cameras*)
 hinter dem Fokus eines jeden Teleskops befindet sich eine CCD-Kamera. Zwei Kameras besitzen einen Metalloxidhalbleiter, weshalb sie auch als EPIC-MOS Kameras bezeichnet werden (*Metal Oxide Semiconductors*). Um die Detektoren vor schädigender hochenergetischer Strahlung zu schützen, sind sie durch ein drei Zentimeter dickes Aluminiumschild abgeschirmt. Die Kameras werden bei einer Temperatur von -100°C betrieben. Jede MOS-Kamera besteht aus sieben Siliziumchips, die ihrerseits 600×600 Pixel besitzen. Die Pixelgröße beträgt $40 \mu\text{m}$ ($1,1''$), die spektrale Auflösung 57 eV . Bei der dritten Kamera handelt es sich um einen pn-Detektor (EPIC-PN Kamera). Sie besteht aus einem einzigen Chip, der dicker als der MOS-Chip ist und 400×400 Pixel besitzt (Pixelgröße $150 \mu\text{m}$ ($4,1''$), spektrale Auflösung 67 eV); er ist dank seiner schnellen Auslesezeiten ideal zum Beobachten von zeitvariablen Ereignissen. Die EPIC-Kameras besitzen ein Sichtfeld von 30×30 Bogenminuten.
- RGS (*Reflection Grating Spectrometer*)
 Ein Gitter an zwei Spiegelmodulen reflektiert die Hälfte der einfallenden Röntgenstrahlung in einen zweiten Fokus, in dem sich das Reflektionsgitterspektrometer befindet. Es dient zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie und ermöglicht eine bessere Auflösung von einzelnen Spektrallinien als das EPIC-Instrument.

- OM (*Optical/UV Monitor*)
Beim OM-Instrument handelt es sich um ein 30 cm optisches und ultraviolettes Teleskop. Es dient zur optischen Beobachtung und Identifizierung der mit den Röntgenteleskopen beobachteten Objekte. Hierdurch ist es möglich, Ereignisse im Röntgenbereich simultan mit den optischen Gegenständen zu vergleichen.
- ERMS (*EPIC Radiation Monitor System*)
Dieser Teilchendetektor misst die Strahlung im van-Allen-Gürtel und von solaren Ausbrüchen, um Störungen der empfindlichen CCD-Detektoren berücksichtigen zu können.

Alle vier Instrumente können gleichzeitig oder unabhängig voneinander betrieben werden, was für eine höhere Redundanz und Variabilität der Mission sorgt.

Die XMM-Newton Mission ist auf eine Lebenszeit von 2 - 10 Jahren konzipiert worden. Sie wird vom europäischen Weltraumoperationszentrum in Darmstadt betrieben. Die ständige Überwachung wird durch Bodenstationen in Perth (Australien), Kourou (Französisch Guayana) und in Santiago (Chile) ermöglicht.



Abbildung 1.10: Europäischer Röntgensatellit XMM-Newton, deutlich sind die drei 7,5 m langen Röntgenteleskope und die Schutzverkleidungen erkennbar

1.2 Ursachen kosmischer Röntgenstrahlung

Noch fast 20 Jahre nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung war nicht bekannt, ob es sich hierbei um Teilchen oder Wellen handelte. Für Wellen war das Durchdringungsvermögen dieser Strahlung scheinbar viel zu groß. Je engere Beugungsgitter man auch zu dieser Zeit herstellte, es konnten keine Interferenzmuster beobachtet werden. Max von Laue hatte 1912 die geniale Idee, dass die Natur vielleicht entsprechende Gitter in Gestalt von Kristallen anbietet. Das Experiment gelang.

Heute ist bekannt, dass es sich bei Röntgenstrahlung um elektromagnetische Wellenstrahlung, analog dem Licht handelt. Sie schließt sich an den Wellenlängenbereich des Ultraviolett an und überlappt sich in diesem Bereich. Auch bei den kurzen Wellenlängen ist keine scharfe Grenze zur Gammastrahlung zu setzen. Röntgenstrahlung liegt in einem Wellenlängenbereich von 80 nm bis 10^{-5} nm vor, was einer Quantenenergie von etwa 15 eV bis 150 MeV entspricht. In diesem Bereich tritt auch die im weiteren Sinne zu den Röntgenstrahlen zählende Gammastrahlung radioaktiver Stoffe auf, die sich bezüglich ihrer Entstehung unterscheidet, aber in Natur und Eigenschaft der Röntgenstrahlung gleicht.

Die Ursache von kosmischer Röntgenstrahlung ist sehr vielfältig. Zunächst soll hier nun diskutiert werden, was die Prozesse der Entstehung von Röntgenstrahlung im Universum sind, bevor konkrete Objekte von Röntgenstrahlung betrachtet werden.

1.2.1 Schwarzkörperstrahlung

Ein absolut schwarzer Körper würde die auf ihn einfallende elektromagnetische Strahlung komplett absorbieren. Jeder Körper kann jedoch nicht nur Strahlung absorbieren, sondern muss auch Strahlung emittieren. Es ist sogar zu beobachten, dass eine Fläche oder ein Körper desto besser strahlt, je besser er absorbiert. Diese Bedingung ergibt sich aus einfachen thermodynamischen Überlegungen, da sich der Körper ansonsten immer mehr im Gegensatz zu seiner Umgebung aufheizen und somit die Konstruktion eines Perpetuum mobile 2. Art ermöglichen würde. Ist zudem die Materie, aus dem der schwarze Körper besteht, in ausreichend hoher Dichte angeordnet, so dass durch Stöße Energiedifferenzen zwischen den Teilchen ausgeglichen werden, spricht man vom thermodynamischen Gleichgewicht. Im thermodynamischen Gleichgewicht liegt die Materie im Zustand maximaler Entropie vor. Unter der Annahme, dass ein idealer schwarzer Körper sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, vereinfachen sich die Strahlungseigenschaften derart, dass sie nur noch von der Temperatur des schwarzen Körpers abhängig sind. Man spricht folglich von der Schwarzkörperstrahlung.

Die Existenz einer Strahlungsfunktion eines schwarzen Körpers erkannte G. Kirchhoff bereits im Jahre 1860. Erst Max Planck gelang es jedoch 1900 diese explizit zu berechnen und zugleich das Rätsel um die UV-Katastrophe der damals jungen Strahlungsphysik zu lösen. Er bemerkte, dass die von einem schwarzen Körper abgegebene Strahlung der

mathematischen Beschreibung

$$B_\nu(T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.1)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1.2)$$

entspricht. h bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur des Schwarzkörpers, ν die Frequenz der Strahlung und λ die Wellenlänge der Strahlung. Mit Hilfe des asymptotischen Verhaltens für niedrige als auch für hohe Frequenzen kann man die Strahlungsfunktion vereinfachen. Für den Grenzfalle der energiereichen Röntgenstrahlen (Wien-Gebiet) ergibt sich aus Gleichung 1.1

$$\frac{h\nu}{kT} \gg 1 \implies e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx e^{\frac{h\nu}{kT}} \implies B_\nu(T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (1.3)$$

Im Bereich energiereicher Photonen fällt die Strahlungsfunktion folglich exponentiell mit ν und T^{-1} ab.

Ein weiterer interessierender Parameter ist die Lage des Maximums der Strahlungsfunktion, d.h. bei welcher Wellenlänge oder Frequenz die Strahlungsdichte am größten ist. Aus der Bedingung $\partial B_\lambda / \partial \lambda = 0$ und entsprechendes Umformen der Strahlungsfunktion (1.2) ergibt sich das Wiensche Verschiebungsgesetz, das die Lage des Maximums angibt.

$$\lambda_{max} T = const. = 0,2898 \text{ cm K} \quad (1.4)$$

Setzt man die nun gewonnene Gleichung für die Sonne an, so ist festzustellen, dass das Strahlungsmaximum bei 501 nm ($T = 5780$ K), also im grünen Wellenlängenbereich liegt. Wie bereits beschrieben fällt die Strahlungsfunktion im Wien-Gebiet exponentiell ab, somit dürfte von der Sonne keine Röntgenstrahlung zu erwarten sein. Da diese Behauptung nicht der Beobachtung entspricht, muss die Ursache der solaren Röntgenstrahlung demzufolge anderen Ursprungs sein.

Diese Überlegungen führen zu der Frage, bei welchen Temperaturen ein Schwarzkörper Röntgenstrahlung emittieren kann. O-Sterne sind die heißesten Hauptreihensterne mit Oberflächentemperaturen von 60 000 K. Dementsprechend würde auch hier das Maximum der Strahlung mit 48 nm oder 26 eV nur im Grenzbereich des extrem Ultraviolett und sehr weichen Röntgenbereiches liegen. Erst junge weiße Zwerge besitzen Oberflächentemperaturen, die Röntgenstrahlung auf Grund von Schwarzkörperstrahlung ermöglichen. Um Röntgenstrahlung von einigen keV zu generieren, werden Schwarzkörpertemperaturen von ungefähr zwei Millionen Kelvin benötigt. Diese Aussage bedeutet, dass Röntgenstrahlung, die die Spektralform eines Schwarzkörpers besitzt, durch Materie bei einer Temperatur von etwa zwei Millionen Kelvin erzeugt wird!

Meist stammt die Röntgenstrahlung jedoch aus dem Wien-Gebiet der Strahlungsfunktion eines Schwarzkörpers. Zur Erzeugung der Röntgenstrahlung genügt dabei bereits eine Temperatur von einigen hunderttausend Kelvin.

1.2.2 Thermische Bremsstrahlung

Die thermische Bremsstrahlung ist ein weiterer Prozess, der als Ursache von Röntgenstrahlung in Betracht gezogen werden kann. In der Literatur wird dieser Prozess auch als frei-frei-Emission bezeichnet.

Ein heißes und dünnes Gas, dessen Dichte so gewählt ist, dass es entstehende Strahlung ungehindert passieren lässt, kann eine Quelle von Röntgenstrahlung darstellen. Ab einer Temperatur von 100 000 Kelvin ist das Gas vollständig ionisiert und liegt als Plasma, bestehend aus positiv geladenen Atomionen und negativ geladenen Elektronen, vor. Durch kontinuierliche Stöße wird die Energie unter den Teilchen ausgetauscht, so dass sich das Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die im Plasma vorhandenen Elektronen besitzen eine nach der Maxwell'schen Verteilung festgelegte Geschwindigkeit, die abhängig ist von der Masse der jeweiligen Teilchen und von der Temperatur des Gases. Nähert sich ein Elektron z.B. einem positiv geladenem Atomion, so wird das Elektron auf Grund der starken elektrostatischen Kräfte zu einer Bahnänderung gezwungen. Jede Beschleunigung von geladenen Teilchen führt jedoch zur Emission von elektromagnetischer Strahlung. Diese Strahlung wird Bremsstrahlung genannt. Je höher die Temperatur des Gases, desto schneller bewegen sich die Elektronen, dadurch ist die Energie der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen höher. Das Spektrum der thermischen Bremsstrahlung, das nur durch die Temperatur des Gases bestimmt wird, ist flach und fällt für hohe Energien exponentiell ab. Die Strahlungsfunktion wird beschrieben durch

$$B_\nu(T) = \text{const.} \frac{g n_e n_z Z^2}{(k T)^{1/2}} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}} \quad (1.5)$$

wobei n_e und n_z die Elektronendichte und Atomionendichte des Gases angeben, Z die Ladung der Atomionen und g der Gauntfaktor ist, der sich langsam umgekehrt proportional zur Energie der Photonen verändert.

1.2.3 Charakteristische atomare Röntgenstrahlung

Die charakteristische Röntgenstrahlung besteht ähnlich wie ein Linienspektrum im sichtbaren Wellenlängenbereich aus einzelnen scharfen Linien. Diese Röntgenstrahlung wird durch Elektronenübergänge zu den viel fester gebundenen Elektronen der inneren Schalen der Atome verursacht. Für jedes Element treten dabei charakteristische Linien, die eine eindeutige Identifizierung zulassen, auf. Moseley fand einen sehr einfachen Zusammenhang zwischen der Frequenz der langwelligsten Linie eines Elements (K_α -Linie genannt) und seiner Ordnungszahl Z

$$\nu_{K_\alpha} = \frac{3}{4} R_\infty (Z - 1)^2. \quad (1.6)$$

R_∞ ist die Rydberg-Konstante, die man auch bei optischen Spektren findet. Sie beträgt $3,2899 \cdot 10^{15}$ Hz. Da im Röntgenbereich jedoch eher Energien als Frequenzen betrachtet werden, kann man Gleichung (1.6) in den folgenden Ausdruck umwandeln.

$$E_{K_\alpha} = \frac{3}{4} \mathfrak{R}_\infty (Z - 1)^2 = \frac{3}{4} (Z - 1)^2 13,6 \text{ eV} \quad \text{mit } \mathfrak{R}_\infty = h \cdot R_\infty \quad (1.7)$$

Folglich können nur Elemente mit $Z > 4$ Röntgenstrahlung mit mehr als 0,1 keV erzeugen.

Für die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung bleibt zu klären, welche Mechanismen existieren, um die Atome in angeregte Zustände zu überführen, aus denen sie durch Elektronenübergänge Röntgenstrahlung abgeben können. Es stellt sich demzufolge die Frage, wieviele Atome n_a sich im angeregten Zustand befinden. Diese Besetzungsdichten können mit Hilfe der Boltzmannformel errechnet werden.

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{g_a}{g_0} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \quad (1.8)$$

Die Faktoren g_a , g_0 geben das statistische Gewicht des angeregten Zustandes bzw. des Grundzustandes an. Aus (1.8) wird ersichtlich, dass bei der Emission von Photonen mit immer größerer Photonenenergie ($E = h\nu$) exponentiell immer weniger Atome in angeregten Zuständen existieren, um diese zu erzeugen. Einzig die Temperatur bleibt als freier Parameter, um das Verhältnis zwischen Atomen im angeregten Zustand und Grundzustand zu beeinflussen. Man kann sich leicht davon überzeugen, dass für die gebunden-gebunden-Emission von 0,1 keV Röntgenphotonen Temperaturen von einigen 100 000 K notwendig sind.

Die Anregung von Atomen oder Ionen kann durch die Energieübertragung bei einem Stoß mit einem schnellen Elektron erfolgen. Das Elektron gibt einen Teil seiner Bewegungsenergie ab und das Atom oder Ion wird im angeregten Zustand zurückgelassen. Je nach Übergangswahrscheinlichkeit verweilt das Atom nur kurze Zeit in diesem Zustand und kehrt in den Grundzustand durch die Emission eines Photons zurück.

1.2.4 Rekombinationsstrahlung

Bei der Rekombinationsstrahlung oder gebunden-frei-Emission handelt es sich um den inversen Prozess zur Photoionisation. Ein Ion rekombiniert durch den Einfang eines Elektrons aus dem Kontinuum. Da die rekombinierenden Elektronen keine einheitliche kinetische Energie haben, erscheint die Rekombinationsstrahlung im Spektrum nicht als eine Linie, sondern als Rekombinationskontinuum. Die langwellige Grenze entspricht dabei der Ionisationsenergie. Über diskrete Elektronenübergänge und das Aussenden des charakteristischen Bandenspektrums (gebunden-gebunden-Emission) relaxiert das Atom in den Grundzustand. Das Spektrum nimmt die Form von $B_\nu \sim \nu^{-3}$ an.

1.2.5 Synchrotronstrahlung

Die Synchrotronstrahlung beruht wie die thermische Bremsstrahlung auf dem Prinzip, dass beschleunigte Ladungsträger elektromagnetische Strahlung emittieren. Die Ablenkung und somit Beschleunigung der Ladungsträger wird hier jedoch nicht durch elektrostatische Felder erzeugt, sondern durch magnetische Felder. Die zweite Bedingung zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung ist das Vorhandensein von relativistischen Photonen ($1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \gamma \gg 1$). Ist diese Bedingung nicht erfüllt, handelt es sich um Zyklotronstrahlung, die im niederenergetischen Bereich der elektromagnetischen Strahlung auftritt.

Ein sich schnell bewegendes Elektron wird seine Bewegungsrichtung beim Eintritt in ein magnetisches Feld aufgrund der Lorentzkraft ändern. Hierbei wird das Elektron radial beschleunigt und emittiert elektromagnetische Strahlung. Die Frequenz der Strahlung ist proportional zur kinetischen Energie des Elektrons und zur Magnetfeldstärke \mathfrak{B} . Des Weiteren beeinflusst die vektorielle Ausrichtung des Magnetfeldes relativ zur Geschwindigkeit des Elektrons die Frequenz der Strahlung. Durch das äußere Magnetfeld wird das Elektron zu einer Gyrationbewegung gezwungen. Üblicherweise kann das Magnetfeld eine beliebige Form im Raum annehmen, jedoch ist davon auszugehen, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen isotrop ist. Für diese Annahmen nimmt das Synchrotronpektrum die Form eines Potenzgesetzes über einen großen Energiebereich an. Ist weiterhin das Magnetfeld ausgerichtet, so ist die Synchrotronstrahlung polarisiert.

$$B_\nu = \text{const.} (h\nu)^{-\alpha} \quad (1.9)$$

$$E_{\text{photon}} \sim B_\perp E_{\text{kin}}^2 \quad (1.10)$$

Synchrotronstrahlung wird von astrophysikalischen Objekten wie Radiogalaxien, Quasaren und Neutronensternen abgestrahlt. In Radiogalaxien beträgt die magnetische Feldstärke typischerweise um 7×10^5 Gauss und die Elektronen, die im Radiobereich elektromagnetische Strahlen emittieren, haben eine Bewegungsenergie von etwa 1 GeV. Magnetfelder von weißen Zwergen oder Neutronensternen sind um ein Vielfaches stärker (10 000 Gauss und mehr); dadurch verschiebt sich die Emission der Synchrotronstrahlung in den Röntgenbereich.

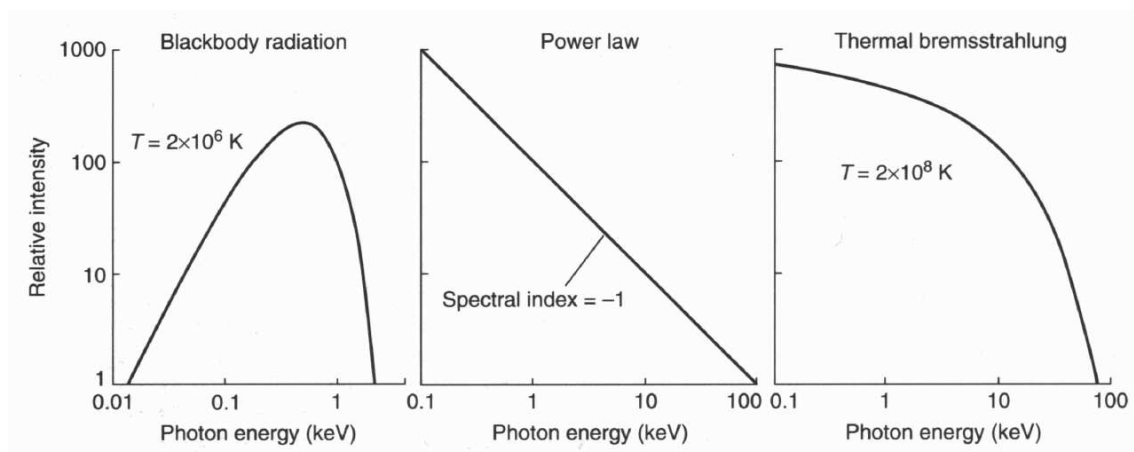


Abbildung 1.11: Drei mögliche Röntgenspektraltypen: Schwarzkörperstrahlung von einem dichten Objekt, der Temperatur 2×10^6 K (links); ein durch Synchrotronstrahlung produziertes Spektrum (Mitte); Bremsstrahlungsspektrum eines dünnen Gases bei einer Temperatur von 2×10^8 K (rechts). Die jeweilige Spektralform lässt eine eindeutige Zuordnung der Ursache der Röntgenstrahlung zu.

1.2.6 Inverse Comptonstreuung

Beim Comptoneffekt wechselwirkt ein Photon mit einem freien Elektron, wobei es zur Energieübertragung zwischen beiden Stoßpartnern kommt. Dieser Prozess führt zur Vergrößerung der Wellenlänge λ des Photons. Die Wellenlängenänderung beträgt

$$\lambda_e - \lambda_0 = \Delta\lambda = \frac{h}{m_{0e} c} (1 - \cos\theta) \quad (1.11)$$

wobei θ der Streuwinkel, d.h. der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung des ein- bzw. auslaufenden Photons, ist.

Bei der Umkehrung dieses Prozesses, dem inversen Comptoneffekt, stoßen hochrelativistische Elektronen ($\gamma \gg 1$) an niederenergetische Photonen. Bei genügend hochrelativistischen Elektronen können dadurch sogar Photonen der 3 K Hintergrundstrahlung in den Röntgenbereich gestreut werden. Der inverse Comptoneffekt kann überall dort auftreten, wo relativ weiche Photonen (optische, UV) und ein heißes Elektronenbad vorliegen. Ein astrophysikalisches Beispiel ist das heiße Plasma von Akkretionsscheiben. Einen anderen interessanten Fall stellen Synchrotron-Jets dar. Hier werden durch die hochenergetischen Elektronen über Synchrotronstrahlung weiche Photonen erzeugt und zusätzlich kann es durch die hohe Elektronendichte zur inversen Comptonstreuung kommen, was die Beobachtung von Röntgenphotonen aus diesem Bereich erklärt. Der inverse Comptoneffekt kann ganze Spektrenformen, wie z.B. ein Schwarzkörperspektrum, zu kürzeren Wellenlängen, also höheren Energien, verschieben. Der Comptonparameter Y (direkt proportional zur Temperatur der Elektronen und zur Elektronendichte) legt dabei fest, wie hoch der Energiegewinn der Photonen ist.

1.2.7 Absorptionsprozesse

Röntgenabsorption stellt keinen Prozess der Ursache von Röntgenstrahlung dar, sie muss jedoch berücksichtigt werden, um Röntgenphänomene zu verstehen.

Beim Durchgang von Röntgenstrahlung durch Materie wird diese, wie Licht, nach dem Lambert-Beer-Gesetz absorbiert

$$I_{obs}(\nu) = I_{em} e^{-\tau} = I_{em} e^{-\mu x} \quad (1.12)$$

wobei I_{obs} bzw. I_{em} die Intensität der Röntgenstrahlung nach bzw. vor dem Passieren der Materie entspricht, τ die optische Tiefe angibt, μ der Absorptionskoeffizient, der durch Anzahldichte und Querschnitt der absorbierenden Teilchen bestimmt wird, ist und x die Weglänge symbolisiert. Zur Absorption und Streuung tragen Elektronen mehr als Atomkerne bei, was mit der klassischen Schwingungstheorie konsistent ist. Die wichtigsten Schwächungsprozesse sind Photoeffekt, elastische und unelastische Streuung und Paarbildung.

So wie ein Atom ein Photon emittieren kann, besteht die Möglichkeit, ein Photon zu absorbieren (gebunden-frei-Absorption). Das Röntgenquant gibt dabei seine gesamte Energie an ein Atomelektron ab. Die Photoabsorption wird besonders stark, wenn die Energie der Röntgenphotonen der Energie von Elektronenschalen entspricht. Bei diesen Prozessen treten im Spektrum Absorptionskanten auf.

Ein Röntgenphoton kann sowohl elastisch als auch unelastisch gestreut werden. Bei der unelastischen Streuung verliert das Quant durch den Stoß mit einem Comptonelektron Energie und wird damit zu einem längerwelligen Photon.

Bei Quantenenergien von einigen MeV setzt die Paarbildung als Mechanismus der Absorption ein. Sobald die Photonenenergie größer als $2m_0c^2$ ist, kann ein Röntgenquant in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Ein möglicher Energieüberschuss wird den Zerfallsprodukten als kinetische Energie mitgegeben. Aufgrund des Impulserhaltungssatzes ist dieser Prozess im Vakuum nur möglich, wenn ein anderes Teilchen zur Verfügung steht, das den Differenzimpuls aufnehmen kann.

Kapitel 2

Theoretische Vorbetrachtungen

2.1 Astrophysikalische Objekte von Röntgenstrahlung

2.1.1 Stellare Röntgenstrahlungsprozesse

Unsere Sonne besitzt eine Oberflächentemperatur von etwa 5780 K und ist aufgrund des daraus folgenden Verlaufs des Schwarzkörperspektrums kein Röntgenstrahler. Im frühen

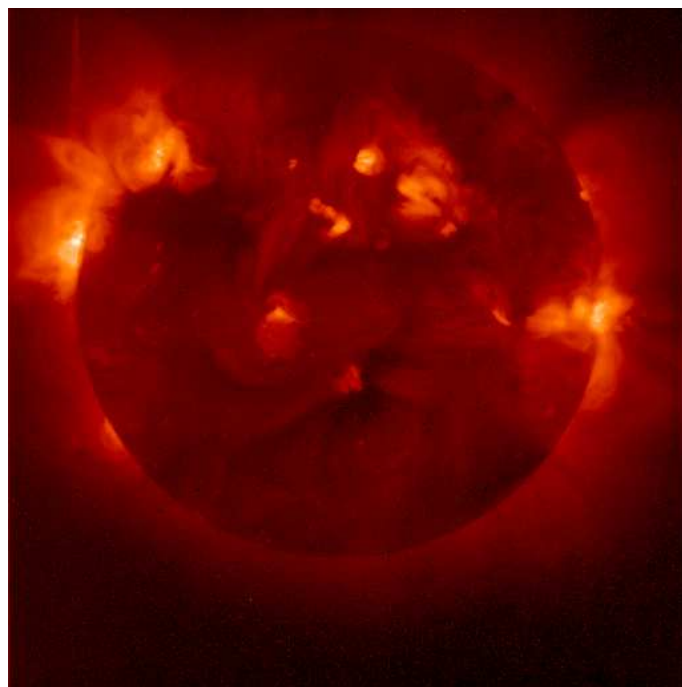


Abbildung 2.1: Die Sonne im Röntgenbereich (0,1 - 2 keV). Große helle Flecken zeigen aktive Regionen. Heißes Gas in magnetischen Feldern verbindet diese Regionen untereinander.

20. Jahrhundert begann man bei totalen Sonnenfinsternissen die Korona, die äußerste Schicht der Sonnenatmosphäre, zu untersuchen. Es wurde eine spektrale Signatur eines bis dahin unbekanntes Elementes gefunden, das man Koronium nannte. Hochaufgelöste

Spektroskopie zeigte extrem breite Emissionslinien in der Korona, die auf das Vorhandensein von extrem heißer Materie hindeuteten. Der Widerspruch ähnelt dem Problem, dass eine Pfanne, die durch eine Herdplatte erwärmt wird, um ein Vielfaches heißer wäre, als die Herdplatte selbst.

Mit der späteren Entdeckung der Röntgenstrahlung war jedoch der Beweis für die Existenz von einer Millionen Grad heißen Materie in der Korona erbracht und das Element Koronium entpuppte sich als Eisen, das bei den herrschenden Temperaturen mehrfach ionisiert vorlag. Die nachwievor ungeklärte Frage war der Mechanismus, der zu dieser hohen Aufheizung der Korona führt.

Die heutige wissenschaftlich akzeptierte Ursache der Koronaaufheizung, die durch nicht-radiativen Energietransport entsteht, sind akustische und magnetohydrodynamische Wellen. Diese sogenannten Alfvenwellen werden in der Konvektionszone der Sonne angeregt. Bei den akustischen Wellen werden die durch Oberflächenschwingungen angeregten Stoßwellen in die Korona abgestrahlt und geben dort ihre Energie in Form von Wärme ab. Die übertragene Wärmemenge ist sehr klein. Aufgrund der geringen Materiedichte in der Korona reicht sie jedoch aus, um eine hohe Temperaturänderung hervorzurufen. Im Fall des magnetohydrodynamischen Mechanismus induzieren starke magnetische Felder (mehrere tausend Gauss), die von den aktiven Regionen der Sonnenoberfläche ausgehen, hohe elektrische Ströme in der Korona, deren Folge eine Aufheizung ist. Die Röntgenstrahlung der Sonne ist demzufolge durch die eine Millionen Grad heiße Korona verursacht, die sich jedoch nicht nach den Gesetzen eines Schwarzkörperstrahlers verhält, da sich aufgrund der geringen Dichte das Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet.

2.1.2 Sterne als Quellen von Röntgenstrahlung

Wie die Sonne emittieren die meisten Sterne koronale Röntgenstrahlung. Mit dem Wissen über die stellare Ursache der Röntgenstrahlung (Kapitel 2.1.1) und den Aufbau der verschiedenen Spektraltypen von Sternen kann abgeleitet werden, ob und warum diese zu den Quellen von Röntgenstrahlung gehören.

Ein Spektraltyp von Sternen, der immer wieder in röntgenselektierten Durchmusterungen als Quelle von Röntgenstrahlung gefunden wird, sind M-Sterne, die nur einen Bruchteil der Sonnenmasse haben. Junge M-Sterne sind schnellrotierende Systeme, in denen aufgrund des Dynamoeffektes starke Magnetfelder erzeugt werden. Durch akustische und magnetohydrodynamische Wechselwirkung von Konvektionszone und Korona wird die Röntgenstrahlung erzeugt. Auch F-, G- und K-Sterne besitzen Röntgenleuchtkräfte vergleichbarer Größenordnung und gleicher Ursache. Dennoch sind diese in Röntgendurchmusterungen bei weitem nicht so präsent. Aufgrund der Masse-Leuchtkraft-Beziehung von Sternen sind M-Sterne eine sehr leuchtkraftschwache Objektklasse. Unter Berücksichtigung der Röntgenleuchtkraft, die anderen Spektraltypen ähnelt, ergeben sich für M-Sterne hohe Verhältnisse zwischen Röntgenleuchtkraft und optischer Leuchtkraft. Aufgrund dieser Tatsache und ihrer Spektraltyphäufigkeit ist ihre hohe Anzahl in Röntgendurchmusterungskatalogen zu erklären.

O- und B-Sterne besitzen einen anderen Mechanismus zur Erzeugung von Röntgenstrahlung. Bei diesen Spektraltypen wird ein Teil der Energie in Form eines heißen Sternwindes abgestrahlt. Ein typischer Masseverlust von $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ bei Windgeschwin-

digkeiten von 3000 km/s kann beobachtet werden. Untersuchungen des thermischen Röntgenspektrums dieser Sterne lassen auf die Existenz eines sehr dünnen und heißen Plasmas schließen. O- und B-Sterne haben jedoch nur eine innere Konvektionszone, wodurch eine koronale Aufheizung aufgrund von akustischen und magnetohydrodynamischen Wechselwirkungen als Röntgenquelle auszuschließen ist.

Stattdessen geht man davon aus, dass Stoßfronten in den Sternwinden zu einer Aufheizung führen und die Ursache der Röntgenstrahlung bilden. Neueste CHANDRA-Beobachtungen von O-Sternen werfen aber Fragen auf, da diese Daten trotz fehlender äußerer Konvektionszone auf eine magnetohydrodynamische Wechselwirkung als Ursache hindeuten.

A-Sterne lassen keine Röntgenstrahlung erwarten. Diese Spektralklasse besitzt keine Konvektionszone und nur einen schwachen Sternwind, so dass beide Mechanismen als Ursache von Röntgenstrahlung ausscheiden.

2.1.3 Galaxien

Röntgenstrahlung von Galaxien lässt sich meist auf Einzelquellen zurückführen. Dabei handelt es sich um Röntgendoppelsterne, kataklysmische Veränderliche oder Supernovaresten.

Röntgendoppelsterne

Ein kompaktes Objekt, das z.B. ein weißer Zwerg, ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch sein kann, akkretiert von einem Begleitstern Masse über einen Materiestrom. Das kompakte Objekt bildet dabei meist eine Akkretionsscheibe aus. Aufgrund des enormen Gravitationspotentials des kompakten Objektes wird die Materie in der Akkretionsscheibe auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt. Da ein einzelnes Teilchen wegen der Drehimpulserhaltung nicht direkt auf das kompakte Objekt fallen kann, ist für die Akkretion die Wechselwirkung mit anderen Teilchen notwendig. Durch Reibungseffekte heizt sich die Materie bei Annäherung an das kompakte Objekt immer mehr auf. In der Kernregion der Akkretionsscheibe entstehen dabei so hohe Temperaturen, dass thermische Röntgenstrahlung erzeugt wird.

Supernovaresten

Supernovae sind die Endstadien von Sternen, bei denen der Stern in einer leuchtstarken Eruption seine äußeren Hüllen abstößt. Man unterscheidet zwei Arten von Supernovaexplosionen. Die Typ I Supernova bezeichnet das Zünden von akkretierter Masse oberhalb der Chandrasekhar Grenze auf einem weißen Zwerg. Der gravitative Kollaps eines Sterns mit mehr als acht Sonnenmassen wird Supernova Typ II genannt.

Beim Abstoßen der Sternhülle wird das Material mit Geschwindigkeiten von tausenden Kilometern pro Stunde in den interstellaren Raum abgegeben. Dieses Gas wechselwirkt mit dem interstellaren Medium, wobei es sich zumeist um den sich mit langsamer Geschwindigkeit ausbreitenden Sternwind des explodierten Sterns handelt. Dabei treten Stoßfronten auf, die zur Aufheizung des interstellaren Mediums führen.

Röntgenstrahlung von Galaxien muss sich jedoch nicht immer in Punktquellen auflösen



Abbildung 2.2: Röntgendoppelsternsystem mit Akkretionsscheibe um das kompakte Objekt (links); Supernovarest (Krebs-Nebel) (rechts)

lassen, sondern kann auch eine diffuse Komponente enthalten. Zahlreiche Supernovaexplosionen in einer Galaxie sorgen für die Verteilung von heißem Gas über einen großen Bereich der Galaxie. Eine solche Galaxie stellt eine schwache aber ausgedehnte Röntgenquelle dar.

2.1.4 Aktive Galaxienkerne

Als aktive Galaxienkerne (*Active Galactic Nuclei*) bezeichnet man die Zentralregionen von Galaxien, von denen hohe Kernleuchtkräfte, starke optische Emissionslinien, Radioemissionen oder Variabilitäten der emittierten Strahlung ausgehen. Das Standardmodell der aktiven Galaxienkerne (AGNs) beinhaltet die Akkretion von Materie auf ein supermassives schwarzes Loch von $10^7 - 10^9 M_{\odot}$. Nur ein schwarzes Loch kann die Beobachtung einer hohen Leuchtkraft aus einem kompakten Emissionsgebiet erklären. Aktive Galaxienkerne bestehen aus verschiedenen Klassen von Objekten, deren Bezeichnung historisch bedingt erfolgte.

Seyfert-Galaxien

Seyfert-Galaxien besitzen eine erhöhte Kernleuchtkraft und Emissionslinien im optischen Spektrum. Mit Hilfe der Spektren wird in Seyfert-1- und Seyfert-2-Galaxien unterschieden. Seyfert-1-Galaxien zeigen sehr breite, schmale erlaubte und schmale verbotene Emissionslinien und Variabilitäten innerhalb weniger Tage. Ein Großteil der Energie wird von Seyfert-1-Galaxien im Röntgenbereich abgegeben. Seyfert-2-Galaxien besitzen nur schmale erlaubte und schmale verbotene Linien, die aus erlaubten und verbotenen Übergängen resultieren.

Quasare

Das Wort „Quasar“ wird vom englischen Begriff *quasistellar radio source* abgeleitet, da diese Objekte erstmals im Radiobereich beobachtet wurden. Im optischen Bereich werden punktförmige Quellen mit stark rotverschobenen Emissionslinien identifiziert. Die leuchtkräftigen radioleisen QSOs (*Quasistellar Objects*) gleichen in ihren optischen Ei-

genschaften den radiolauten Quasaren, weshalb heute der Begriff Quasar sowohl für radioleise QSOs als auch für radiolaute Quasare benutzt wird.

BL-Lacertae-Objekte

Diese Unterklasse von AGNs war fälschlicher Weise über 50 Jahre als ein variabler Stern klassifiziert worden. Erst als bei Aufnahmen ein diffuses Objekt ausgemacht wurde, realisierte man, dass es sich um eine Galaxie handelte. BL-Lac-Objekte ähneln in ihren Eigenschaften radiolauten Quasaren. Die optischen Spektren zeigen jedoch keine oder nur sehr schwache Emissionslinien.

Vergleicht man die Untergruppen von AGNs, so gibt es deutliche Anzeichen, dass sich die verschiedenen AGN Phänomene vereinheitlichen lassen. So liegt der Hauptunterschied zwischen Seyfert-Galaxien, kurz Seyferts, und Quasaren nur in der Leuchtkraft der Zentralquelle begründet. In Abbildung 2.3 ist die Erklärung von AGN-Unterklassen aus einem Modell dargestellt.

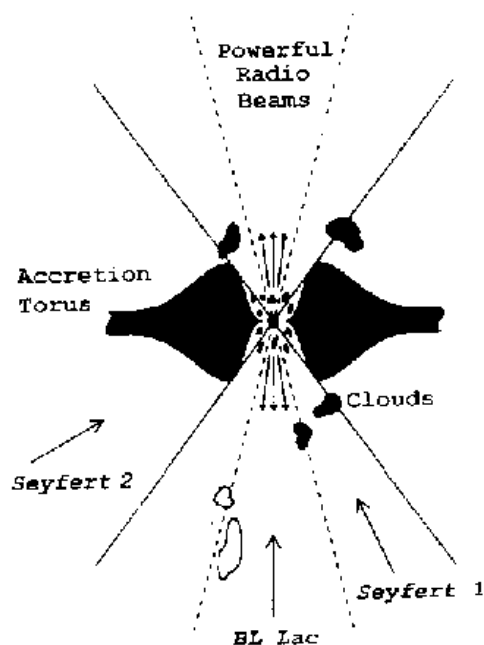


Abbildung 2.3: Einheitsmodell für aktive Galaxienkerne. Die Einteilung in die verschiedenen Unterklassen erfolgt in Abhängigkeit vom Blickwinkel, unter dem das Objekt beobachtet wird (links); Illustration eines aktiven Galaxienkerns (rechts).

Im Rahmen dieses Einheitsmodells ergeben sich die Untergruppen von AGNs aus einem unterschiedlichen Blickwinkel auf das supermassive schwarze Loch. Dabei tragen die einzelnen Komponenten wie folgt zu der spektralen Energieverteilung vom infraroten Bereich bis zum Röntgenbereich von AGNs bei:

Akkretionsscheibe

Die Teilchen der Akkretionsscheibe bewegen sich zunächst auf Keplerbahnen. Durch viskose Wechselwirkung geben sie ihren Drehimpuls ab und gelangen somit auf immer

engere Orbits um das supermassive schwarze Loch. Die gewonnene Gravitationsenergie wird durch diese Wechselwirkung als thermische Emission abgestrahlt. Aus den innersten Bereichen der Akkretionsscheibe können thermisch UV- und weiche Röntgenphotonen emittiert werden. Die thermische Emission hat ihr Maximum im harten UV-Bereich und macht sich durch einen Anstieg im Spektrum im UV- und Röntgenbereich bemerkbar (soft excess). Die Erzeugung der harten Röntgenstrahlung geschieht in der heißen Korona über der Akkretionsscheibe. Die bis zu 30 keV harte Strahlung wird durch Comptonisierung der UV- und weichen Röntgenphotonen in der Korona erzeugt.

Jets

Oberhalb der Akkretionsscheibe werden durch starke Magnetfelder Plasmen abgelenkt. Diese werden beschleunigt und zu Jets gebündelt. Die in ihnen vorkommenden relativistischen Elektronen emittieren nichtthermische Strahlung über weite Frequenzbereiche. In niedrigen Frequenzbereichen (radio, optisch) dominiert dabei Synchrotronstrahlung. Auch in Jets können Photonen zu höherenergetischen Photonen comptonisiert werden. Bedingt durch das relativistische Beaming emittieren Jets bevorzugt in Vorwärtsrichtung. Aufgrund des nichtthermischen Spektrums von BL-Lac-Objekten nimmt man an, dass die Sichtlinie innerhalb eines kleinen Winkels zur Jetachse liegt.

Broad Line Region

Gaswolken nahe der zentralen Quelle besitzen hohe Geschwindigkeiten. In ihnen entstehen die breiten Emissionslinien, die im Spektrum von Seyfert-I-Galaxien und Quasaren beobachtbar sind. Die Gaswolken besitzen relativ hohe Dichten, wodurch nur Linien erlaubter Übergänge emittiert werden. Der Staubtorus verdeckt bei kleinen Inklinationswinkeln (Seyfert-2-Galaxien) sowohl die Broad-Line-Region als auch das Zentrum des AGNs. Im Laufe dieser Arbeit werden Objekte mit breiten Emissionslinien Broad-Line-Emission-Objekte genannt.

Narrow Line Region

Gaswolken in größerer Entfernung vom Zentrum bewegen sich langsamer und sind weniger dicht. Die von ihnen emittierten Linien sind daher schmaler und können verbotene Linien enthalten. Diese Regionen sind weiträumig ausgedehnt. Objekte mit schmalen und verbotenen Linien werden in dieser Arbeit Narrow-Emission-Line-Objekte genannt.

Staub

Ein Teil der vom Zentrum ausgehenden Strahlung wird durch Staub in der Umgebung des AGN absorbiert und als thermische Komponente im fernen Infrarot reemittiert.

2.2 Das Rätsel um die Röntgenhintergrundstrahlung

Seit seiner Entdeckung 1962 ist der Röntgenhintergrund ein Hauptthema der Röntgenastronomie. Die sich gleichmäßig über den gesamten Himmel verteilende Strahlung wirft die Frage auf, ob es sich um eine kosmische Hintergrundstrahlung ähnlich der drei Kelvin Mikrowellenhintergrundstrahlung handelt oder um eine Vielzahl einzelner nicht auflösender Röntgenquellen.

Frühere Untersuchungen lassen einen Ursprung in diffusem, heißem Gas zu. Durch immer empfindlichere Instrumente in der Röntgenastronomie und tiefe Röntgendurchmusterungen kann aber gezeigt werden, dass es sich bei der Röntgenhintergrundstrahlung um eine Superposition der Emission vieler schwacher Objekte intergriert über die Zeit handelt. Die Charakterisierung der Objekte zeigt, dass aktive Galaxienkerne und somit die Akkretionen auf supermassive schwarze Löcher zum größten Teil den Röntgenhintergrund ausmachen. Diese Vermutung konnte durch ROSAT-Beobachtungen gestützt werden, mit denen es gelang, rund 80 % des Hintergrundes unterhalb von 2 keV in Einzelquellen aufzulösen (Hasinger et al., 1998). Hauptsächlich werden gering absorbierte AGNs vom Seyfert-1-Typ gefunden. Die Röntgenstrahlung aus diesen Objekten kann aber nicht den spektralen Verlauf des Röntgenhintergrundes erklären, der bei 20 - 30 keV sein Maximum annimmt. Auch nach Berücksichtigung der Verschiebung des Maximums in den Bereich um 10 keV aufgrund der Absorption von Röntgenstrahlung (Fabian, 2003), lässt sich auf eine bis dahin unbekannte große Gruppe von Objekten mit einem harten Röntgenspektrum schließen.

Die modernen CHANDRA- und XMM-Newton-Satelliten haben mehr als 80 % des 0,1 - 10 keV Röntgenhintergrundes in diskrete Objekte aufgelöst. Mit Hilfe der optischen Identifizierung der einzelnen Röntgenquellen kann nachgewiesen werden, dass AGNs vom Typ Seyfert-2 Objekte harter Röntgenstrahlung darstellen. Anders als vermutet sind diese Objekte nicht extrem röntgenleuchtkräftig und sehr weit entfernt, sondern bei Rotverschiebungen von $z < 1$ zu finden.

Die Röntgenstrahlung wird in diesen Objekten so stark absorbiert, dass zumeist nur das harte Röntgenspektrum beobachtbar ist. Nach dem heutigen Verständnis wird der weiche Bereich der Röntgenhintergrundstrahlung durch nahezu unabsorbierte AGNs vom Seyfert-1-Typ verursacht. Diese Objekte treten bei hohen Rotverschiebungen auf und nehmen ein Häufungsmaximum in optischen Durchmusterungen bei $z \sim 2$ an. Seyfert-2-Galaxien produzieren das harte Spektrum des Röntgenhintergrundes. Bei ihnen handelt es sich scheinbar um eine röntgenleuchtkraftarme relativ nahestehende Objektklasse. Jedoch ist die Statistik dieser Objekte für hohe Rotverschiebungen noch zu schlecht, um endgültige Aussagen über die Eigenschaften der Objekte zu treffen und ihren Beitrag zum Röntgenhintergrund festzulegen.

Das Verständnis des Röntgenhintergrundes ist unter kosmologischer Betrachtungsweise sehr wichtig. Vor einigen Jahren dachte man z.B., dass die Reionisation des Universums aufgrund der Strahlung von AGNs verursacht wurde. Heute ist bekannt, dass die AGN-Strahlung nicht zur Reionisation ausreicht. Untersuchungen ergaben den Zeitraum der Ionisation zwischen $15 < z < 6$, weswegen heute von Population-III-Sternen als Ursache der Reionisation ausgegangen wird. Des Weiteren ist die Evolution von AGNs noch immer

nicht in allen Einzelheiten geklärt. Die diskreten Quellen der Röntgenhintergrundstrahlung bieten die Möglichkeit, die Eigenschaften und Evolution von AGNs genauestens zu studieren.

2.3 Das Marano-Feld

Auf der Südhalbkugel befindet sich im Sternbild Pendeluhr unter den Koordinaten $\alpha=03^{\text{h}} 15^{\text{min}}$ und $\delta=-55^{\circ} 15^{\text{min}}$ der zentrale Bereich des Marano-Feldes. Dieser Name ist die inoffizielle Bezeichnung eines Quasardurchmusterungsfeldes, das das erste Mal von Marano, Zamorani und Zitelli (1988) untersucht wurde.

Die optische Quasardurchmusterung wurde mit einer Grenzmagnitude von $m_J = 22,0$ auf einem Feld von $0,69 \text{ deg}^2$ durchgeführt. Man versuchte anhand verschiedener Selektionsverfahren, Quasarkandidaten zu finden und spektroskopierte diese. Aus den Spektren konnte man ableiten, ob es sich wirklich um Quasare handelte und wie wirkungsvoll das jeweilige Selektionsverfahren war.

Von November 1981 - November 1984 wurden am ESO-3,6 m-Teleskop in diesem Bereich Photoplaten im J-, U- und F-Band sowie Grismaufnahmen gemacht. Die Photoplaten wurden digitalisiert und ausgewertet. Zur Selektion von Quasarkandidaten kamen drei Methoden zum Einsatz: Farb-Farb-Diagramme (U-J gegen J-F), Emissionslinienstärke oder/und Objekte mit einem blauen Kontinuum und Variabilitätsuntersuchungen. Marano et al. entdeckten 30 neue Quasare (Broad-Emission-Line-Objekte) und bewiesen, dass der simultane Einsatz aller drei Methoden sehr effizient ist, um in einem Durchmusterungsfeld alle enthaltenen Quasare bis zu einer bestimmten Grenzmagnitude nahezu vollständig zu entdecken.

Im Laufe der ROSAT-Mission (1990-1999) wurde das Marano-Feld einer 56 000 Sekunden tiefen Röntgenbeobachtung unterzogen. Dabei wurden im zentralen Bereich (Durchmesser 30 Bogenminuten) 50 Röntgenquellen mit einem Fluss von $f_X \geq 4 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in diesem Bereich entdeckt. Mit Hilfe von CCD-Farbaufnahmen in verschiedenen Wellenlängenbereichen konnten 42 Objekte (84 % aller Röntgenquellen) identifiziert werden. Davon waren 33 AGNs, 2 Galaxien, 3 Galaxienhaufen und 4 Sterne. Es konnte gezeigt werden, dass AGNs die dominierende Klasse von Objekten sind, die sowohl röntgenflussstarke als auch -schwache Quellen ausmachen. Vergleicht man die Vollständigkeit der röntgenselektierten Probe mit der optisch selektierten, so wurden im Röntgenbereich 65 % der optisch gefundenen Quasare detektiert. Auf der anderen Seite konnte mit ROSAT eine nicht vernachlässigbare Zahl von Quasaren entdeckt werden, die optisch schwächer als das Detektionslimit der optischen Quasardurchmusterung sind.

Mit dem ATCA (Australia Telescope Compact Array) wurden von Gruppioni et al. (1997) tiefe Radiodurchmusterungen im Marano-Feld durchgeführt. Dabei wurden 63 Quellen mit einem Grenzfluss von $\sim 0,2 \text{ mJy}$ bei 1,4 GHz und 48 Quellen bei 2,7 GHz gefunden.

Die ROSAT-Studien lieferten auch Hinweise, dass mindestens 20 % der Röntgenquellen harte Spektren besitzen und es sich somit um absorbierte Röntgenquellen handelt. Aufgrund des eingeschränkten Röntgenbereiches von 0,1 - 2,5 keV konnte ROSAT stark absorbierte Röntgenquellen nicht detektieren. Nach den theoretischen Vorstellungen han-

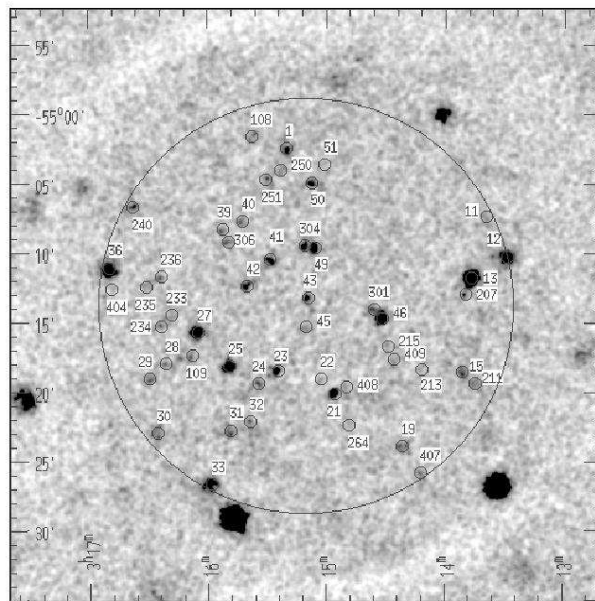


Abbildung 2.4: 50 Röntgenquellen (kleine nummerierte Kreise), die mit ROSAT in einem 30 Bogensekunden großen Teil (großer Kreis) des Marano-Feldes gefunden wurden.

delt es sich bei solchen Objekten um Quasare vom Typ II, die sehr schmale Emissionslinien besitzen (Narrow-Emission-Line-Objekte). XMM-Newton bot sich aufgrund des Energiebereiches von 0,1 - 12 keV ideal für die Durchmusterung nach stark absorbierten Röntgenquellen an. Außerdem wiesen die ersten Ergebnisse von XMM-Newton- und CHANDRA-Durchmusterungen auf die Existenz einer hohen Anzahl von sehr stark absorbierten Röntgenspektren hin, die Seyfert-2-Galaxien mit geringen Rotverschiebungen ($z < 1$) zu sein scheinen.

Die Studien in dieser Arbeit sollten diese Aussage mit Hilfe einer weiteren sehr tiefen Röntgendurchmusterungsprobe überprüfen. Des Weiteren sind Untersuchungen tiefer Felder wichtig für das Verständnis der Entwicklung röntgenselektierter AGNs und für das Verständnis des Röntgenhintergrundes. Das Marano-Feld ist eines der tiefsten Felder, in denen mit optischen Methoden nach Quasaren gesucht worden ist.



Abbildung 2.5: Marano-Feld im optischen Bereich. Diese 60 x 40 Bogenminuten messende Aufnahme wurde im B-Band erstellt. Deutlich ist der Kugelsternhaufen NGC 1261 in der Mitte der rechten Seite zu erkennen (oben).

Falschfarbenbild des Marano-Feldes im Röntgenbereich (XMM-Newton-Aufnahme). Für die Erzeugung der Falschfarbaufnahmen wurden verschiedene Röntgenenergiebereiche benutzt (0,2 - 0,5 keV rot; 0,5 - 2 keV grün; 2 - 4,5 keV blau). Der Helligkeitsabfall zum Rand des Feldes entsteht aufgrund der nicht vollständigen Abdeckung des Marano-Feldes durch den Röntgensatelliten XMM-Newton (unten).

Kapitel 3

Vorbereitung der Multiobjektspektroskopie

Die Aufgabenstellung der hier vorliegenden Diplomarbeit ist es, Röntgenquellen im Marano-Feld anhand von optischer Spektroskopie zu identifizieren. Weiterführend soll eine Klassifizierung der Röntgenobjekte vorgenommen werden, um somit ihren Beitrag zur Röntgenhintergrundstrahlung untersuchen zu können.

3.1 Röntgendatenanalyse

Am 07.07.2000 wurde der europäische Röntgensatellit XMM-Newton um 15:54 Uhr auf das Marano-Feld ausgerichtet, um dieses im Röntgenbereich zu untersuchen. Die Beobachtung war durch garantierte Beobachtungszeit der Universität Tübingen möglich. Alle Institute, die am Aufbau und dem Betrieb von XMM-Newton mitarbeiten, erhalten ein festes Kontingent an Beobachtungszeit mit XMM-Newton. In Tübingen wurde die EPIC-Kamera von XMM-Newton mitentwickelt. Auch das Astrophysikalische Institut Potsdam besitzt aufgrund der Mitarbeit im Survey Science Center¹ Garantiezeit für XMM-Newton-Beobachtungen. Dadurch waren weitere Röntgenbeobachtungen des Marano-Feldes möglich. Um das Marano-Feld zu beobachten, wurde es aufgrund der Sichtfeldbeschränkung von XMM-Newton in ein 4 x 4 Beobachtungsraster aufgeteilt. Das Raster ist dabei so gewählt worden, dass die Gesamtbeobachtungszeit im Zentrum des Marano-Feldes $\sim 100\,000$ Sekunden betragen sollte. Dadurch waren Empfindlichkeiten von einigen 10^{-15} erg cm⁻² s⁻¹ (Röntgenfluss) in einem Energiebereich von 0,2 - 12 keV zu erwarten. Nach Hasinger et al. (1998) und Schmidt et al. (1998) liegt die damit zu

¹ Das XMM-Newton Survey Science Center Konsortium (SSC) besteht aus zehn Instituten und sieben wissenschaftlichen Partnern in Großbritannien, Frankreich und Deutschland. Die Aufgabe des SSC ist es, Software zur wissenschaftlichen Analyse von XMM-Newton-Daten zu erstellen (SAS, *Science Analysis Software*), Prozessierung der XMM-Newton-Daten sowie Röntgenquellenidentifikationsprogramme (XID) bereitzustellen. Das Astrophysikalische Institut Potsdam ist Mitglied des SSC und insbesondere federführend bei der SAS und XID Programmierung. Beide Programme dienen der genauen Bestimmung von Positionen, Flüssen und anderen Röntgeneigenschaften der Quellen. Seit dem Jahr 2001 engagiert sich das Institut sehr stark bei der Entdeckung und Identifikation von Galaxienhaufen in XMM-Newton-Feldern.

erwartende Quellzahl für den Zentralbereich bei $\sim 1000/\text{deg}^2$. In der folgenden Tabelle sind die XMM-Newton-Beobachtungen zusammengefasst.

XMM-Orbit	Beobachtungsbeginn	RA (hh:mm:ss)	DEC (\pm dd:mm:ss)	Dauer (s)
<i>Universität Tübingen</i>				
0106	07.07.2000, 15:54:12	03:15:27	-55:06:13	10251
0107	10.07.2000, 00:08:55	03:16:03	-55:21:41	10346
0107	10.07.2000, 04:29:54	03:15:27	-55:11:22	10641
0107	10.07.2000, 08:56:34	03:15:27	-55:16:32	10451
0107	10.07.2000, 13:59:52	03:15:27	-55:21:41	7767
0129	22.08.2000, 03:20:47	03:16:03	-55:11:22	6147
0129	22.08.2000, 09:53:50	03:16:03	-55:16:32	10625
0129	22.08.2000, 14:06:57	03:16:03	-55:06:13	10649
0256	03.05.2001, 14:09:09	03:16:03	-55:11:22	10566
<i>Astrophysikalisches Institut Potsdam</i>				
0130	24.08.2000, 03:13:23	03:13:09	-55:03:54	10945
0130	24.08.2000, 07:36:44	03:14:15	-55:11:22	9149
0130	24.08.2000, 11:00:05	03:14:15	-55:16:32	9148
0130	24.08.2000, 14:23:26	03:14:15	-55:21:41	9148
0131	26.08.2000, 13:30:44	03:14:51	-55:06:13	9148
0131	26.08.2000, 18:19:21	03:14:51	-55:11:22	9948
0133	30.08.2000, 08:05:39	03:14:51	-55:16:32	9947
0133	30.08.2000, 11:47:20	03:14:51	-55:21:41	8813

In der Zentralregion überlappen sich 15 der 16 XMM-Newton-Pointings. Addiert man die Messzeiten auf, so ergibt sich eine Gesamtbeobachtungszeit von rund 162 000 Sekunden (45 Stunden). Nach Abzug der durch erhöhten Teilchenhintergrund in ihrer Effektivität herabgesetzten Messintervalle der EPIC-MOS-Detektoren verblieben effektiv rund 120 000 Sekunden Beobachtungszeit. Die geometrische Anordnung der Wolter-I-Spiegelelemente führt zu weiteren Effekten, die zu berücksichtigen sind. Ist ein Objekt nicht im Zentrum des Beobachtungsfeldes eines Röntgenteleskopes, so wird ein nicht mehr völlig parallel zur optischen Achse einfallender Röntgenstrahl unter einem anderen Winkel als ein parallel einfallender totalreflektiert. Die Totalreflektion ist bei der Röntgenphotonablenkung nur in einem sehr kleinen Winkelbereich effektiv. Des Weiteren führt die Verschachtelung der Wolter-I-Spiegel dazu, dass Randobjekte durch benachbarte Spiegelelemente verdeckt werden und somit ein Abfall der Helligkeit eines Bildes zum Bildrand entsteht. Durch diesen Vignettierungseffekt beträgt die korrigierte und effektive Integrationszeit für den Zentralbereich des Marano-Feldes rund 80 000 Sekunden (ca. 22 Stunden). Als Folge dieser Effekte sind Randobjekte im Gegensatz zu gleich hellen Röntgenobjekten in der Zentralregion eines Pointings stets unempfindlicher und schlechter detektiert. Zusätzlich werden sie verzerrt abgebildet.

Aus den 16 Einzelbildern, die jeweils aus fünf verschiedenen Energiebandbildern der drei Detektoren bestehen, wurde am Astrophysikalischen Institut Potsdam (AIP) ein Gesamtbild erstellt. Dazu wurden die Photonenergebnisse der einzelnen Bilder in eine alle

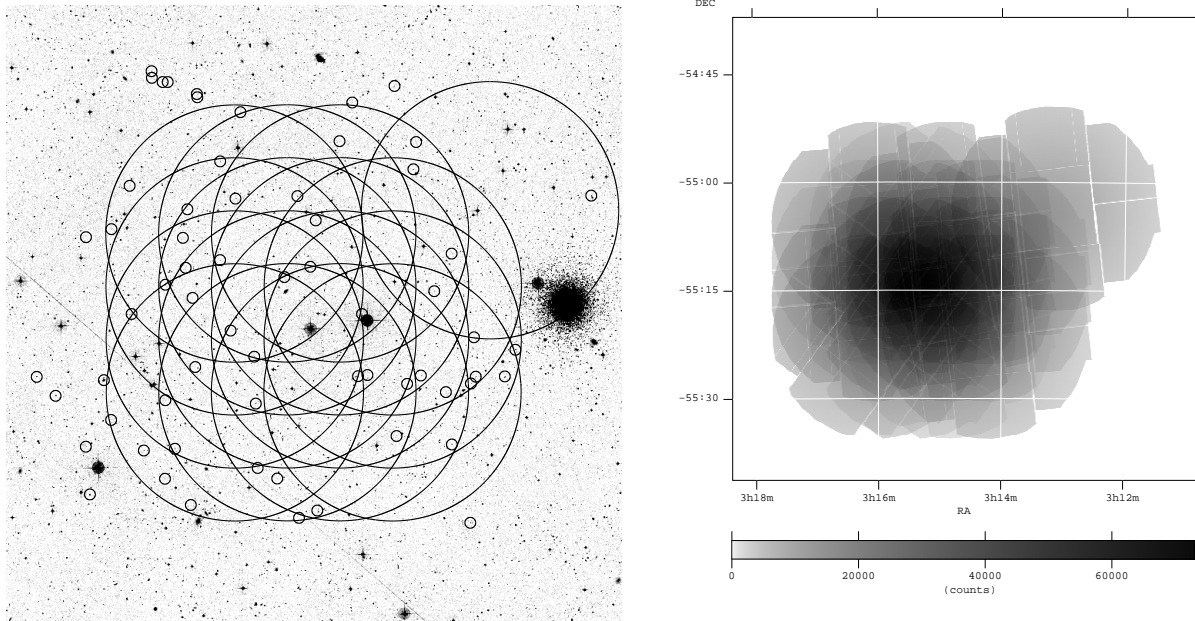


Abbildung 3.1: Optische Karte des Marano-Feldes. Die Objekte in den kleinen Kreisen entsprechen Quasaren, die aufgrund von photometrischen Methoden vorselektiert und als Quasare identifiziert wurden (Marano, 1988). Die großen Kreise zeigen die sechzehn XMM-Newton-Pointings und deren Beobachtungsbereiche an (links).

MOS-I-Detektor-Exposuremap des Marano-Feldes. Dargestellt ist die endgültige effektive Röntgenintegrationszeit über das gesamte Feld mit Vignettierungskorrektur (rechts).

Bilder umfassende Tabelle übertragen. Für die Exposuremaps errechnete man aus der Tabelle Gesamtbilder in verschiedenen Energiebändern (siehe Abbildung 3.1), bei denen der Vignettierungseffekt berücksichtigt wurde. Mit Hilfe der am AIP entwickelten Quelldetektionssoftware erfolgte die Suche nach Röntgenquellen in allen Energiebändern. Dabei läuft eine 3×3 Pixel große Suchbox simultan Pixel für Pixel über alle Bilder. Die Routine ermittelt aus einem statistischen Vergleich aus Hintergrundzählrate und Boxzählrate eine Wahrscheinlichkeit. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch den Parameter Likelihood² bestimmt. Der Parameter legt fest, wie wahrscheinlich es ist, dass es sich um eine Röntgenquelle handelt und nicht um eine zufällige Anhäufung von Hintergrundphotonen. Um die Likelihood einer Quelle zu ermitteln, kann man die einzelnen Werte aus den verschiedenen Energiebändern in erster Näherung addieren. Aus allen Quellen entsteht somit eine vorläufige Röntgenobjektliste. Eine weitere Prozedur passt die Punktbildfunktion an all diese Quellen an, um somit eine genaue Bestimmung der Objektparameter zu ermöglichen. Ist die dabei bestimmte Likelihood $ml \geq 6$, wird das Objekt als Röntgenquelle in die endgültige Röntgenobjektliste eingetragen.

² Die Likelihood ml wird als Ergebnis der Suchroutine für jedes einzelne Objekt ermittelt. Über den Zusammenhang $ml = -\ln P$ bestimmt die Likelihood eine Wahrscheinlichkeit P , mit der man eine Fehldetektion ausschließen kann. Diese Aussage bedeutet auch, dass in jeder Detektionsbox eine falsche Quelle mit der Wahrscheinlichkeit von 1:400 entdeckt wird.

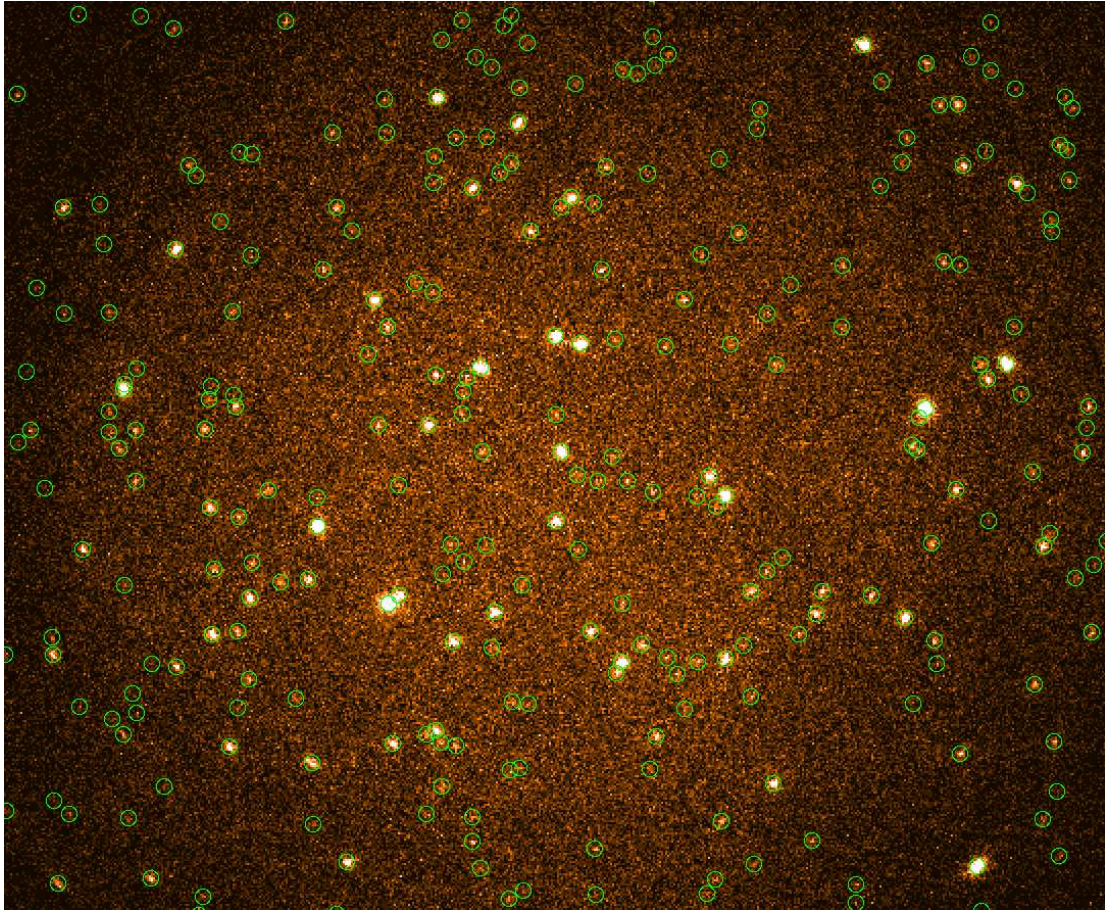


Abbildung 3.2: XMM-Newton-detektierte Röntgenquellen im Marano-Feld. Die grünen Kreise auf der Röntgenkarte (0.2-4.5 keV) zeigen Quellen an, die von der Quelldetektionssoftware mit einer Likelihood von $ml \geq 6$ identifiziert wurden.

Durch die Bearbeitung des Gesamtbildes mit Hilfe der Quelldetektionssoftware konnten 692 Röntgenquellen im Marano-Feld ermittelt werden (Abbildung 3.2). Dadurch ist diese Beobachtung die tiefste XMM-Newton- und CHANDRA-Durchmusterung in Hinblick auf die detektierte Quellanzahl. Es ergänzt tiefere Durchmusterungen in einem kleineren Bereich wie z.B. die CHANDRA-„Deep Field South“-Durchmusterung.

3.2 Optische Daten

Zur Bestimmung der zu den Röntgenquellen gehörenden optischen Gegenstücke wurden optische Daten in verschiedenen Bändern aufgenommen. Eine kurze Erläuterung zu den optischen Daten erfolgt in diesem Kapitel.

3.2.1 K-Band

Im November 2001 wurden mit dem ESO 3,58 Meter New Technology Telescope (NTT) von Georg Lamer in drei Beobachtungsnächten nah-infrarot Aufnahmen im K-Band angefertigt. Die K-Band-Magnituden wurden im Rahmen des Nachbeobachtungsprogrammes des von XMM-Newton aufgenommenen Marano-Feldes mit der SOFI-Kamera (*Son OF ISAAC*, Anlehnung an *ISAAC Infrared Spectrometer And Array Camera*) erstellt. Der K-Band-Filter ermöglicht die Detektion von Photonen im Wellenlängenbereich von 2,0 - 2,3 μm . Die Grenzmagnitude der mit einem Sichtfeld von circa 4 x 4 Bogenminuten ausgestatteten Kamera betrug $m_K \simeq 21$.

3.2.2 R-Band

Im R-Bereich diente der Wide-Field-Imager (WFI) zur Bestimmung der R-Band-Magnituden. Die Wide-Field-Imager Kamera ist permanent in der Fokalebene des 2,2 m Teleskopes auf dem La Silla Observatorium montiert. Sie ist mit insgesamt acht je 2048 x 4096 Pixel großen CCD-Chips ausgestattet, wodurch ein Sichtfeld von 34 x 33 Bogenminuten ermöglicht wird. Die Pixelgröße beträgt 0,24 Bogensekunden. Der verwendete R-Filter hat eine Zentralwellenlänge von 651,7 nm. Die Grenzmagnitude betrug $m_R \simeq 24,5$. Der von uns verwendete R-Band-Katalog des Wide-Field-Imager, der den Bereich des Marano-Feldes abdeckt, wurde von Mignoli und Zamorani im November 2000 aufgenommen und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

3.2.3 pre-Image Aufnahmen

Am 8. Oktober 2002 erfolgte am VLT (*Very Large Telescope*) der ESO (*European Southern Observatory*) im 2600 Meter hoch gelegenen Cerro Paranal in Chile die Aufnahme von sechs der zwölf sogenannten pre-Images am 8,2 Meter Teleskop.

Die Aufnahmen erfolgten mit dem Instrument FORS2 (*FOcal Reducer and Spectrograph*). Dasselbe Instrument sollte für die Multiobjektspektroskopie verwendet werden. Die Kamera besteht aus zwei 2k x 4k MIT CCDs (15 μm Pixels). Die Belichtungszeit betrug 240 Sekunden und wurde im BESSEL-R Filter durchgeführt (ca. 570 - 800 nm). Auf den Aufnahmen sind Objekte bis zu einer Magnitude von $m_R = 25$ zu erkennen. Die Größe des betrachteten Bereiches in Abbildung 3.3 entspricht 7,2 x 7,5 Bogenminuten.

Nachstehend wurden die bei der weiteren Auswertung verwendeten Beobachtungsdaten zusammengefasst.

Daten	Instrument	Zeitpunkt	Filter	Messbereich	Empfindlichkeit
Röntgen	XMM-Newton	Juli 2000 - Mai 2001	-	0,2 - 12 keV	$f_X \simeq 1..2 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
K-Band	SOFI	November 2001	K	2,0 - 2,3 μm	$m_K \simeq 21,0$
R-Band	WFI	November 2000	R	570 - 730 nm	$m_R \simeq 24,5$
pre-Image	FORS2	Oktober 2002	Bessel-R	570 - 800 nm	$m_R \simeq 25,0$

3.3 Erstellen der Multiobjektspektroskopiemasken

Im Rahmen dieser Diplomarbeit galt es zunächst, die Röntgenobjektpositionen von XMM-Newton mit optischen Quellen zu identifizieren und die Masken für die Multiobjektspektroskopie zu erstellen. Durch die spektroskopische Untersuchung der optischen Objekte lässt sich verifizieren, ob es sich um die Quelle der Röntgenstrahlung handelt.

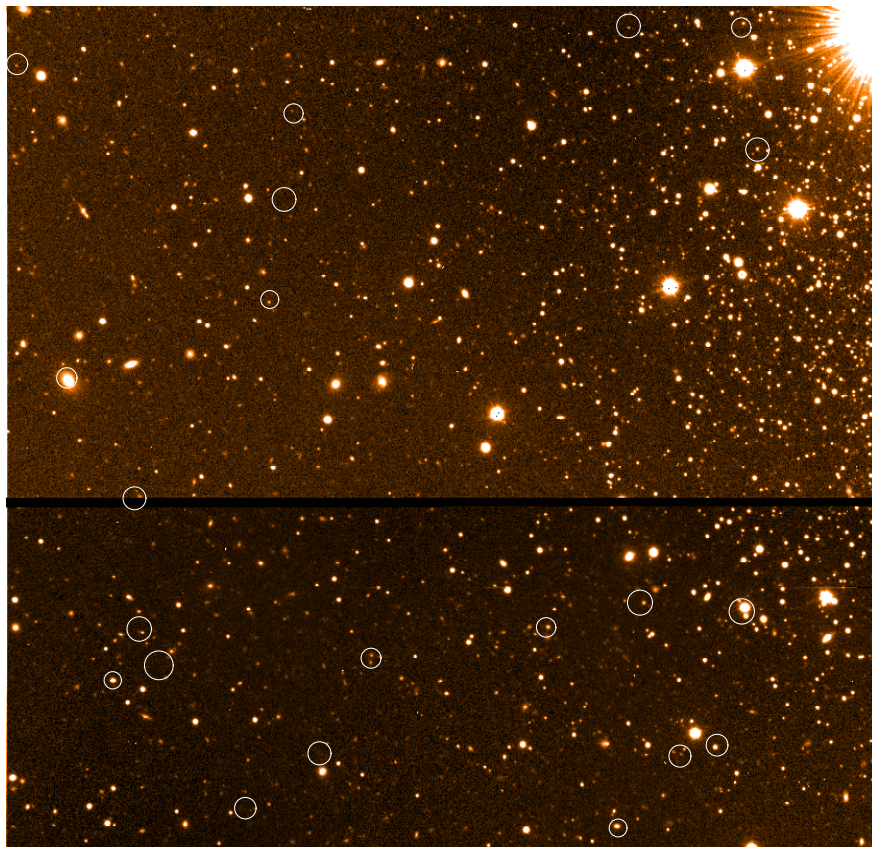


Abbildung 3.3: Optische Falschfarbenaufnahme eines $7,2 \times 7,5$ Bogenminuten großen Teils des Marano-Feldes. Das Bild ist eine Komposition aus zwei CCD-Chips. Im gesamten rechten oberen Teil ist der Kugelsternhaufen NGC 1261 zu erkennen. Die weißen Kreise zeigen durch den XMM-Newton-Satelliten detektierte Röntgenquellen in einer $1\text{-}\sigma$ -Röntgenfehlerumgebung an. Somit charakterisiert die Größe der Kreise die räumliche Unsicherheit der Röntgenquellen. Objekte innerhalb der Kreise können die möglichen Quellen der Röntgenstrahlung sein. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit können auch Objekte außerhalb der Kreise mögliche Quellen darstellen.

Das FORS2-Instrument am VLT ermöglicht den Einsatz einer Mask Exchange Unit (MXU). Dabei werden mit einem Laser in Aluminiumbleche Bohrungen und Spalte gebrannt. Die Spalte, welche verschiedene Längen haben können, werden so positioniert, dass sie mit den zu untersuchenden Objekten zusammenfallen. Die Bohrungen dienen später zur Ausrichtung der Maske anhand von Punktquellen, die sich ebenfalls im Sichtfeld befinden, in dem die Maske eingesetzt werden soll. Mit dieser Methode ist es möglich,

bis zu 80 Objekte auf einmal zu spektroskopieren³. Bis zu zehn Masken können in das MXU-Instrument eingelegt werden. Während der Nacht können diese dann nacheinander ohne Aus- und Einbau in die Fokalebene eingefahren werden, um somit zeitoptimierte Beobachtungen durchzuführen.

Für den Entwurf der MXU-Masken wurde die ESO-Software *fims* verwendet. Sie ermöglicht das Einlesen der pre-Images in der Weise, dass die zwei Bilder der einzelnen Chips als eine Gesamtheit dargestellt und bei der weiteren Bearbeitung betrachtet werden. Über das pre-Image wurde der mit Hilfe der Quelldetektionssoftware erstellte Röntgenkatalog gelegt. Die Größe der dabei gewählten Kreise entspricht einem $1\text{-}\sigma$ -Röntgenpositionsfehler. Um das Risiko der Untersuchung einer Fehldetektion zu vermindern, wurden nur Röntgenquellen mit einer Likelihood von $ml > 10$ dargestellt (siehe Abbildung 3.3).

Ein Unterprogramm von *fims* ermöglicht es, in den MXU-Modus zu wechseln. Die Lage der zu spektroskopierenden Objekte untereinander und auf der Maske spielt für die Spektroskopie fast keine Rolle, da die Maske beliebig gedreht und verschoben werden kann. Nur Objekte, die zu nahe an der Randregion der Chips liegen, zwischen den Chips oder zu dicht benachbarte Objekte können auch mit MXU nicht mit einer einzigen Beobachtung spektroskopiert werden.

In Abbildung 3.4 lässt sich das Erstellen der MXU-Masken nachvollziehen. Im Setup werden zunächst die Spaltparameter festgelegt. Die Breite wurde mit einer Bogensekunde und die Länge mit standardmäßig zehn Bogensekunden gewählt. Zusätzlich erfolgt die Auswahl, welches optische System zur Spektroskopie verwendet werden soll. Um die wissenschaftliche Aufgabenstellung zu erreichen, sollte das Grism 150I verwendet werden. Ein Grism stellt ein Gitterprisma dar, dessen Vorteil es ist, dass es viel Fluss des beobachteten Lichtes in die 1. Ordnung abbildet und nicht wie einfache Gitter in die 0. Ordnung. Dadurch können mehr Photonen in der gleichen Zeit detektiert werden, wodurch bessere Signal-zu-Rausch-Verhältnisse resultieren. Zusätzlich ist der Strahlengang bei Verwendung eines Grisms nicht geknickt, wodurch Bildaufnahme und Spektroskopie mit einem Instrument möglich ist.

Das Grism 150I wurde aufgrund der geringsten spektralen Auflösung ($225 \text{ \AA}/\text{mm}$) verwendet. Dadurch war es möglich, einen großen Wellenlängenbereich auf den CCD-Chip selbst bei Randlagen der Spalte abzubilden.

Durch die Angabe des Grism errechnet die Software, wie dicht ein Objekt am Rand liegen darf, damit das Spektrum noch wissenschaftlich verwertbar ist, d.h. ein ausreichend spektroskopierter Wellenlängenbereich vorliegt. Dem Programmanwender wird das durch die auf beiden Seiten vertikal verlaufenden breiten blauen Linien angezeigt (siehe Abbildung 3.4). Mögliche optische Gegenstücke der Röntgenquellen, die innerhalb oder im engen Bereich der weißen Röntgendetektionskreise liegen, müssen sich für eine spektroskopische

³ Früher konnte man mit der Langspaltspektroskopie meist nur ein Objekt mit jeder Aufnahme spektroskopieren, was einen hohen zeitlichen Aufwand bei der Untersuchung von mehreren Objekten bedeutete. Später kamen Multiobjektspektroskopieinstrumente wie das MOS-Instrument am VLT zum Einsatz. Dabei wurde eine gewisse Anzahl von gleichlangen, äquidistanten (in vertikaler Richtung) Spalte eingesetzt. Diese konnten dann horizontal mit Hilfe von Präzisionsschraubgewinden verschoben werden, um sie mit dem zu untersuchenden Objekt abzugleichen. Der Nachteil bei dieser Methode ist, dass wegen der äquidistanten Abstände der Spalte nur eine Untergruppe von Objekten spektroskopiert werden kann.

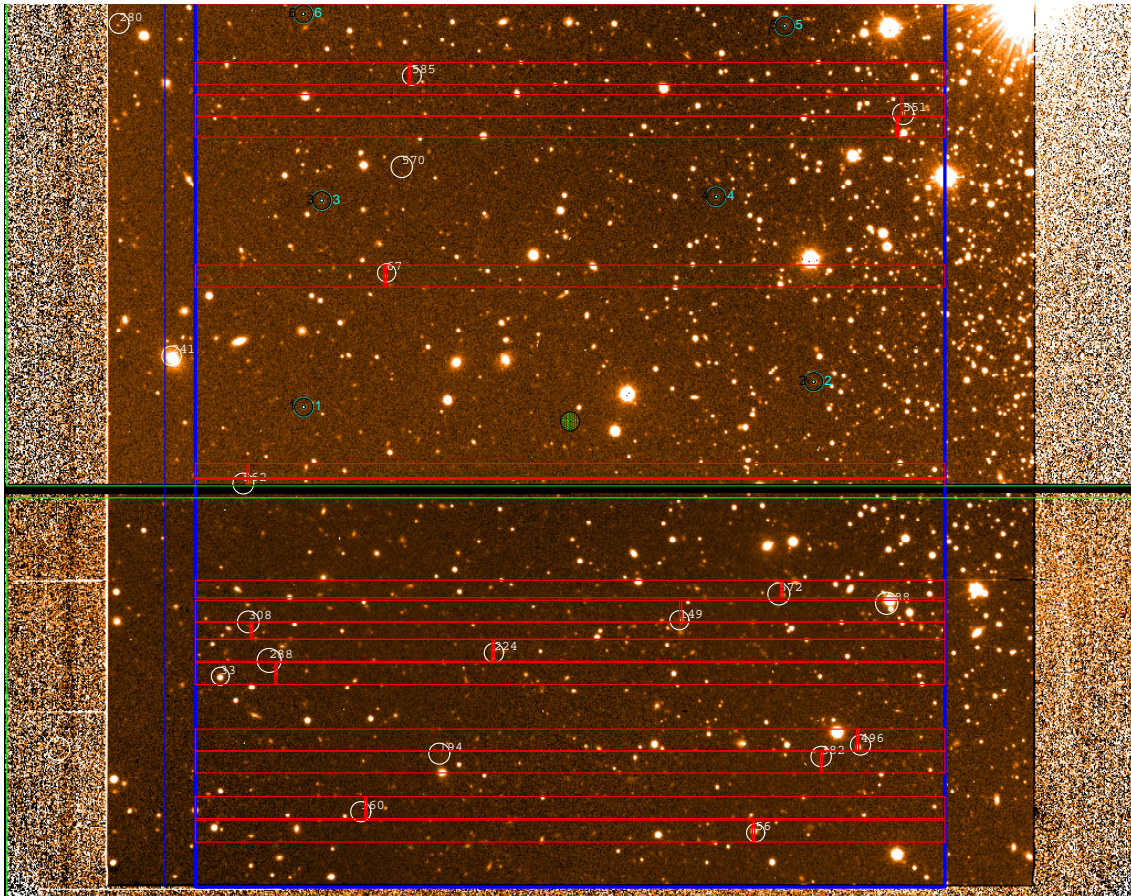


Abbildung 3.4: MXU-Maskenerstellung mit Hilfe der Software *fms*

Untersuchung in diesem Bereich befinden. Auch die unteren und oberen Grenzen für Spalte werden durch blaue Linien gekennzeichnet.

Der grün schraffierte Kreis in der Mitte des Bildes ermöglicht es, die Maske zu verschieben und um diesen Punkt zu rotieren, damit die Maske so ausgerichtet werden kann, dass die gewünschten Objekte mit Spalte abgedeckt werden können.

Zwei horizontale grüne Linien kennzeichnen den Bereich zwischen den beiden CCD-Chips, der für die Spektroskopie nicht zur Verfügung steht. Befinden sich dennoch genau dort Quellen kann die Maske durch Rotieren so ausgerichtet werden, dass eine Spektroskopie dieser Objekte möglich ist. Fehlende optische Gegenstücke für diese Röntgenquellen können durch die Darstellung der Objekte aus dem R-Band Katalog ermittelt werden.

Das Festlegen der Spaltlage konnte auf zwei verschiedenen Wegen erfolgen. War das Objekt hell genug und kein weiteres Objekt innerhalb von zehn Bogensekunden Abstand vorhanden, konnte man mit der Software einen Gaußfit am Objekt vornehmen lassen. Das Intensitätsmaximum wurde als Zentrum der Spaltposition gewählt.

Handelte es sich jedoch um sehr schwache oder diffuse Objekte, versagte diese Methode und die Auswahl der Spaltposition musste per Hand erfolgen. Auch hier konnte mit Hilfe des WFI R-Band-Kataloges die ungefähre Position des Intensitätsmaximums des zu untersuchenden Objektes ermittelt werden. Die Lage des später aufgenommenen Spektrums

wurde durch horizontale rote Linien am oberen und unteren Ende des Spaltes dargestellt. In diesem Bereich war es nicht möglich, ein weiteres Objekt für die Spektroskopie auszuwählen.

Lagen zwei mögliche Gegenstücke zu Röntgenquellen in einem Abstand von weniger als zehn Bogensekunden, musste die Spaltlänge für die betreffenden Objekte reduziert werden. Um eine Überlappung der Spalte zu vermeiden, wurden die Objekte dann nicht mehr in das Zentrum des Spaltes gelegt, sondern in den Randbereich. Außerdem wurde auf eine Mindestspaltlänge von fünf Bogensekunden geachtet. Dieses Vorgehen war notwendig, um für die noch anstehende Datenreduktion genug und unkontaminiertes Nachthimmelspektrum zu erhalten. Bei sehr ausgedehnten Objekten war es aus diesem Grund auch notwendig, die Spaltlänge auf 15 oder 20 Bogensekunden auszudehnen.

Nach der Auswahl sämtlicher Spaltpositionen für die Spektroskopie mussten für die spätere Ausrichtung des Teleskops noch Referenzsterne gewählt werden. So kann gewährleistet werden, dass die Spalte auf den Intensitätsmaxima der zu untersuchenden Objekte liegen. Für eine genaue Kalibration waren mindestens sechs isolierte, punktförmige und nicht zu helle Objekte zu bestimmen. Aus geometrischen Überlegungen werden die Ausrichtungsfehler um so kleiner, je größer der Abstand der Objekte voneinander ist.

Kapitel 4

Reduktion der MXU-Daten

Im Zeitraum vom 27.11.2002 bis zum 30.11.2002 erfolgte durch Georg Lamer die Aufnahme der Multiobjektspektroskopie am VLT in Paranal, Chile. Während der ersten Nacht wurden sechs weitere pre-Images aufgenommen, aus denen Georg Lamer vor Ort weitere Masken erstellte. Aufgrund von technischem und wetterbedingtem Beobachtungsausfall musste das eigentliche Beobachtungsvorhaben, jede Maske dreimal 1800 Sekunden zu belichten, um somit eventuelle Cosmics später im Prozess der Datenreduktion eliminieren zu können, geringfügig abgewandelt werden.

Maske	mögliche spektroskopierte Röntgenquellen	Aufnahmen (je 1800 Sekunden)
Maske 1	21	3
Maske 2	17	3
Maske 3	13	3
Maske 4	18	3
Maske 5	11	3
Maske 6	23	3
Maske 7	14	3
Maske 8	11	3
Maske 9	9	2
Maske 10	11	3
Maske 11	4	1
Maske 12	7	2
insgesamt	159	32

Insgesamt lagen 233 XMM-Newton-detektierte Röntgenquellen im Bereich der Masken. Diese Anzahl beinhaltet sowohl schon bekannte und charakterisierte Röntgenquellen als auch unbekannt Röntgenquellen. Einige Röntgenquellen lagen in den Randbereichen der CCD-Chips in denen keine Spektroskopie möglich war. In etlichen Fällen war aufgrund der Grenzmagnitude von $m_R = 25$ kein mögliches optisches Gegenstück zu erkennen. Somit konnten insgesamt 159 optische Gegenstücke, die als mögliche Röntgenquellen in Frage kommen, spektroskopiert werden. Mehrfach trat der Fall auf, dass zu einer Röntgenquelle zwei optische Gegenstücke spektroskopisch untersucht wurden.

Die Röntgenquelle Nr. 32A (XMMU J031547.2-551755) wurde im Langspaltmodus aufgenommen. Dabei wurde der gleiche optische Aufbau verwendet. Die Beobachtungszeit betrug ebenfalls 30 Minuten.

4.1 Langspaltdatenreduktion

In diesem Kapitel wird beschrieben wie man aus einem zweidimensionalen Rohspektrum ein eindimensionales Spektrum erhält, das die folgenden Eigenschaften erfüllt:

- wellenlängenkalibriert
- flusskalibriert

Anhand der Röntgenquelle Nr. 32A sollte zunächst das theoretische und praktische Wissen über die Reduktion von Spektren erarbeitet werden. Zur Datenaufnahme wurde bei der Langspaltaufnahme nur Chip 1 verwendet. Somit diente die Langspaltdatenreduktion als Vorstufe zur MXU-Datenreduktion. Dieser Schritt war nützlich, um bei der späteren Aufgabenstellung einer simultanen Auswertung von mehreren Spektren auf insgesamt zwei unterschiedlichen Chips eine klare Vorgehensweise und Programmstruktur zu erreichen.

4.1.1 Grundlagen der Spektroskopie

Spektroskopie ist die genaue Messung des von einer astronomischen Quelle emittierten Flusses als Funktion der Wellenlänge. Dabei kann der unverfälschte, von der Quelle emittierte Fluss nicht direkt gemessen werden, da das Licht durch viele Faktoren während seiner Ausbreitung im Weltall, beim Passieren der Erdatmosphäre und durch das Teleskop und die Messinstrumente beeinflusst wird. Der gemessene Fluss F in einem Wellenlängenbereich $d\lambda$ setzt sich aus

$$F_{d\lambda} = \int I(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot D(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

zusammen, wobei $I(\lambda)$ das Spektrum der Quelle oberhalb der Erdatmosphäre darstellt, das eine Modifikation des eigentlichen Quellspektrums mit der Absorption des interstellaren Medium ist, $E(\lambda)$ die wellenlängenabhängige Extinktion der Erdatmosphäre beschreibt, $T(\lambda)$ die Teleskopoptik-Funktion bezeichnet, $S(\lambda)$ das Verhalten des Spektrographen angibt und $D(\lambda)$ die Charakteristik des CCD-Detektors widerspiegelt. Das Ziel von Beobachtung und Datenreduktion ist es, $I(\lambda)$ so genau wie möglich zu bestimmen. Um diese Aufgabe zu meistern, wird Gleichung 4.1 meist zu

$$F_{d\lambda} = \int I(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot Q(\lambda) d\lambda \quad (4.2)$$

vereinfacht. Hierbei beschreibt $Q(\lambda)$ die Quanteneffizienz des Gesamtsystems als Funktion der Wellenlänge. Zur Bestimmung von $I(\lambda)$ muss demzufolge $E(\lambda)$ und $Q(\lambda)$ ermittelt werden.

atmosphärische Extinktion $E(\lambda)$

Die atmosphärische Extinktion hat drei Ursachen: Rayleigh-Streuung, Ozonabsorption und Aerosol Extinktion. Die Rayleigh-Streuung ist dabei die am besten verstandene Ursache. Sie ist proportional zur betrachteten Luftmasse und zu λ^{-4} . Im ultraviolettem Bereich dominieren Ozon und Wasserdampf die Extinktion durch Molekülabsorption. Die Ozonextinktion kann innerhalb von Stunden stark variieren. Aerosolextinktion stammt von Schwebeteilchen in der Erdatmosphäre und unterliegt gewöhnlicher Weise einem Potenzgesetz, $\lambda^{-\alpha}$, wobei α größenordnungsmäßig zwischen 0,8 - 0,9 liegt. Die Aerosolextinktion kann sich durch Brände, Luftverschmutzungen und vulkanischen Staub hoch in der Atmosphäre rasch und stark verändern. Für eine exakte Spektroskopie ist es deshalb wichtig, die Extinktion als Funktion der Wellenlänge ständig genau zu ermitteln.

Gesamtsystemquanteneffizienz $Q(\lambda)$

Für die Ermittlung der Gesamtsystemquanteneffizienz ist es erforderlich, ein Spektrum zu messen, dessen Verlauf man genau kennt. Vergleicht man dann dieses Spektrum mit dem Messergebnis, kann man dadurch $Q(\lambda)$ ermitteln. In der Praxis dienen dazu Sternspektren, bei denen angenommen wird, dass $I(\lambda)$ bekannt ist. Diese Sterne werden Standardsterne genannt. Spektroskopiert man einen Standardstern, so ergibt sich $Q(\lambda)$ als Verhältnis von extinktionskorrigiertem beobachtetem Spektrum des Standardsterns zu seinem eigentlichen Spektrum.

4.1.2 Datenanalyse und Vorreduzierung

Zunächst galt es sich einen Überblick über die vorliegenden Daten und deren Eigenschaften durch das Auslesen des Bildheaders zu erarbeiten. Dabei wurde eine Vorsortierung in Bias-, Flat-, Eichlampen- und Spektrenbilder vorgenommen. Die nachfolgende Datenreduktion wurde ausschließlich in MIDAS (*Munich Image Data Analysis System*) durchgeführt.

Bildgrößenreduktion

Alle aufgenommenen Bilder enthielten an den Rändern Bereiche, in denen keine wissenschaftlichen Daten vorlagen (Overscanbereich). Des Weiteren erstreckt sich das zu reduzierende Spektrum über einen relativ kleinen Bildbereich. Aus diesem Grund wurden zur Datenreduktion und der damit schnelleren Prozessierung der Daten Bildausschnitte erstellt, die nur noch die wissenschaftlich relevanten Daten enthielten.

Bearbeitung der Biasaufnahmen

Durch die Ausleseelektronik eines CCD-Chips werden Beobachtungsaufnahmen beim Prozess des Auslesens um die Addition eines bestimmten Wertes verfälscht. Um diesen Effekt

(Bias) aus den Bildern wieder zu korrigieren, werden Beobachtungen mit einer Verschlusszeit von Null Sekunden aufgenommen. Diese Aufnahmen enthalten die Information, um welchen Wert das Signal jedes Pixels durch den Bias und das Ausleserauschen geändert wurde.

Zunächst gilt es, die Biasaufnahmen der einzelnen Nächte zu untersuchen und somit mögliche zeitliche Änderungen zu studieren. Die Aufnahmen zeigten über die Beobachtungsnächte eine zeitliche Veränderung um drei Counts pro Pixel. Bei einem mittleren Biaswert von 199,2 Counts pro Pixel und Biasaufnahme, konnte dieser Effekt jedoch vernachlässigt werden. Des Weiteren muss bei Biasaufnahmen untersucht werden, ob eine räumliche Struktur des Bias erkennbar ist. Auch hierbei waren die Abweichungen vernachlässigbar gering.

Aus den Biasaufnahmen der verschiedenen Nächte wurde ein gemittelttes Bias errechnet (siehe Abbildung 4.1). Statistische Auswertungen dieser Aufnahmen ergaben dann den bereits erwähnten mittleren Biaswert von 199,2 Counts pro Pixel. Der von der statistischen Verteilung der Biaswerte ermittelte σ -Wert von 3,94 für Chip 1 charakterisiert gleichzeitig die Standardabweichung des Ausleserauschen in ADUs (*Analog Digital Units*).

Zur Biasreduktion der Daten wurden im nächsten Arbeitsschritt von allen verbliebenen Bildern der Biaswert von 199,2 Counts abgezogen.

Flatfieldkorrektur

Um die Pixel-zu-Pixel-Variation des CCD-Ansprechverhaltens zu messen, wurden Bilder angefertigt, bei denen eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche aufgenommen wurde. Dazu werden Lampen verwendet, die ein möglichst breites Lichtspektrum emittieren. Diese Flatfieldaufnahmen gleichen einer Empfindlichkeitsmatrix des CCD-Chips. Jeder CCD-Chip enthält Zeilen oder Pixel, die nicht so empfindlich sind wie benachbarte Zeilen bzw. Pixel. Würde man diese Aufnahmen unkorrigiert belassen, würde dies das zu reduzierende Spektrum verfälschen.

Zur Bestimmung der Pixel-zu-Pixel-Variation wurde die globale Flatfield-Struktur und die Form des gemessenen Lampenspektrums längs der Dispersionsrichtung (Horizontale) nach einer Mittelung von je drei CCD-Zeilen mit einem Polynom angepasst. Diese Interpolation stellt einen geglätteten Verlauf der Flatfieldstruktur dar. Die Pixel-zu-Pixel-Variation errechnet sich aus dem Verhältnis, das jedes einzelne Pixel zu diesem geglätteten Verlauf besitzt. Die Abweichung liegt für ein genügend ausgeleuchtetes Flatfield im einstelligen Prozentbereich. Bei der Interpolation der Flatfieldstruktur ist es von entscheidender Bedeutung, den Glättungsparameter sorgfältig zu bestimmen. Wird dieser zu gering gewählt, entspricht der angepasste Flatfieldverlauf sehr stark der Pixel-zu-Pixel-Variation, die somit als zu gering bewertet wird. Wählt man dagegen den Glättungsparameter zu groß, wird die berechnete Pixel-zu-Pixel-Variation zu hoch im Vergleich zur Tatsächlichen angesetzt. Zur Beseitigung statistischer Effekte wurden die einzeln ausgewerteten geglätteten Flatfieldbilder zu einem gemittelten Flatfieldbild zusammengefasst (siehe Abbildung 4.1).

Dividiert man alle auszuwertenden Bilder durch dieses gemittelte Pixel-zu-Pixel-Variationsbild, so werden die Zählraten von Pixeln, die weniger empfindlich sind, erhöht, während

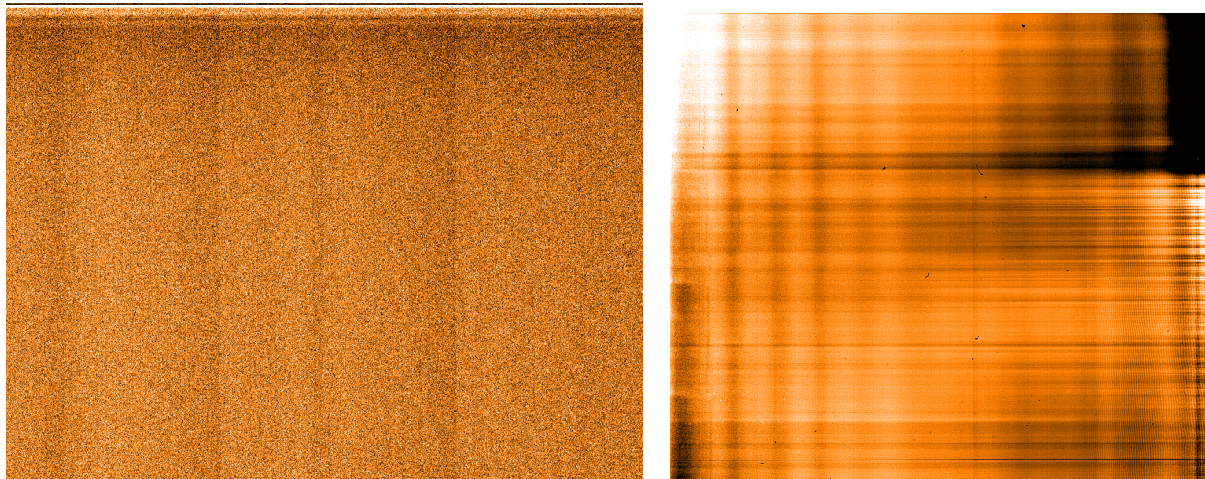


Abbildung 4.1: Gemittelte Biasaufnahme der Langspaltspektroskopie. Darstellung im Bereich von 194 (schwarz) - 200 (weiß) Counts pro Pixel (links).

Gemittelte Pixel-zu-Pixel-Variation aus Flatfieldaufnahmen. Es wurden zur geglätteten Flatfieldstrukturabweichung zwischen 90 % (schwarz) und 110 % (weiß) dargestellt. Deutlich sind fehlerhafte CCD-Zeilen und Flatfieldmuster zu erkennen (rechts).

Zählraten von sehr empfindlichen Pixeln vermindert werden. Dadurch erzeugt man Bilder, bei denen alle Pixel auf das gleiche Empfindlichkeitsmaß gerechnet wurden und somit eine korrekte Intensitätsverteilung vorliegt.

4.1.3 optimale Extraktion eines unkalibrierten Spektrums

Das Problem der Spektrenextraktion ist, dass sich am Ort des gesuchten Spektrums nicht nur das gesuchte Spektrum, sondern auch das Nachthimmelsspektrum der Erdatmosphäre befindet, das vor allem durch die in ihr enthaltenen Sauerstoff- und Wassermoleküle erzeugt wird. Das Nachthimmelsspektrum dominiert zumeist das addierte Gesamtspektrum, so dass nicht selten das Objektspektrum einen Beitrag von nur wenigen Prozent ausmacht. Daher gilt es, äußerst genau den Nachthimmel am Orte des gesuchten Spektrums zu kennen und zu subtrahieren.

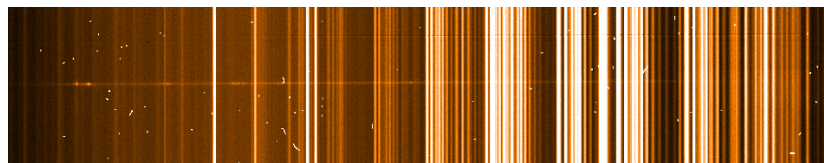


Abbildung 4.2: Unextrahierte Aufnahme eines Objektspektrums. Im mittleren Bildbereich ist das Objektspektrum (horizontaler Verlauf) deutlich zu erkennen. Ebenfalls ersichtlich ist, dass das Nachthimmelsspektrum sich mit dem Objektspektrum addiert und dieses in einem großen Gebiet (vorallem im roten Bereich (rechte Bildhälfte)) dominiert. Weiß entspricht der höchsten Intensität mit ≥ 2000 Counts.

Um das Spektrum aus einem CCD-Bild zu extrahieren, muss in der Aufnahme zunächst die Lage des Spektrums und des Nachthimmels definiert werden. Die Positionen werden in den Deskriptoren des Bildes gespeichert. Bei der Wahl des Nachthimmelsbereichs ist darauf zu achten, dass auf beiden Seiten des Spektrums ein möglichst großer, von Objektspektren freier Bereich gewählt wird. Zusätzlich sollte sich der Bereich des Spektrums vom gesuchten Objekt nicht sofort an den des Nachthimmels anschließen. Im Langspaltmodus wurde der Nachthimmel auf beiden Seiten mit einer Breite von je 40 Pixeln gewählt. Die Wichtigkeit der großzügigen Wahl des Nachthimmels zeigt sich im nächsten Schritt zur Erzeugung des unkalibrierten Spektrums.

Dabei wird an beiden Nachthimmelsbereichen neben dem Objektspektrum Spalte für Spalte in vertikaler Richtung eine Polynomanpassung vorgenommen. Je größer der Nachthimmelsbereich gewählt wurde, desto besser entspricht der Polynomverlauf dem Nachthimmel. Mit Hilfe dieses Polynoms, dessen Grad gewählt werden kann, lässt sich der Nachthimmel am Ort des Spektrums extrapolieren. Es wird dadurch ein Nachthimmelsspektrum über den gesamten Bildbereich erstellt.

Wurde der Polynomgrad zu groß gewählt und zusätzlich der Nachthimmelsbereich sehr nahe am Objektspektrum definiert, so passt sich das Polynom auch an das Objektspektrum an, wodurch im weiteren Verlauf der Spektrumextraktion ein fehlerhaftes Ergebnis zu erwarten ist. Ein zu geringer Polynomgrad führt zur fehlerhaften Subtraktion des Nachthimmels, dessen Folge ein Spektrum ist, in dem immer noch Nachthimmelslinienartefakte zu erkennen sind.

Durch die Wahl eines weiteren Parameters lassen sich mit der Software die sogenannten Cosmics (Erklärung in Abbildung 4.11) aus dem Nachthimmelsspektrum beseitigen. Das sich aus all diesen Routinen ergebende Nachthimmelsspektrum ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Subtrahiert man das extrapolierte Nachthimmelsspektrum, das durch Poly-



Abbildung 4.3: Extrapoliertes Nachthimmelsspektrum, das durch die Prozessierung aus Abbildung 4.2 gewonnen wurde. Weiß entspricht der höchsten Intensität mit ≥ 2000 Counts.

nomanpassung gewonnen wurde, von dem Ausgangsbild, in dem sich das gesuchte Objektspektrum mit dem Nachthimmelsspektrum überlagert, so erhält man das gesuchte Objektspektrum.

Das somit erhaltene zweidimensionale Objektspektrum muss nun weiter zu einem eindimensionalen Objektspektrum reduziert werden. Das Spektrum wird bei der Aufnahme auf mehrere CCD-Zeilen mit verschiedener Intensität abgebildet. Die Software sollte die Intensitätsverteilung der verschiedenen Zeilen zu einer Gesamtintensität einer Zeile zusammenrechnen und daraus das eindimensionale Objektspektrum erstellen. Dabei wurde der Algorithmus von Horne (1986) verwendet. In ihm wird das Profil der Intensitätsverteilung Spalte für Spalte erstellt. Die Veränderung des Profils in der Dispersionsrichtung wird durch eine zeilenweise Polynomanpassung modelliert. Der Algorithmus

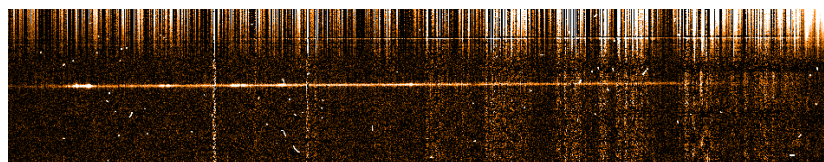


Abbildung 4.4: Zweidimensionales Objektspektrum, das durch Subtraktion von Abbildung 4.2 mit Abbildung 4.3 entstand. Weiß entspricht der höchsten Intensität mit ≥ 200 Counts.

ermöglicht eine intensitätsabhängige Addition des zweidimensionalen Spektrums. Der Grund für diese Vorgehensweise ist, dass man nicht nur so viel Signal wie möglich addieren möchte, sondern ebenfalls bestrebt ist, den Signalfehler zu minimieren. CCD-Zeilen mit geringer Intensität sind mit einem großem relativen Signalfehler behaftet. Demzufolge gibt man solchen Zeilen bei der Signaladdition ein geringeres Gewicht (optimale Extraktion).

Bei diesem Arbeitsschritt müssen Cosmics, die im Spektrum vorkommen, entfernt werden. Zur Steuerung dient, wie bei der Nachthimmelsextraktion, ein Parameter, der angibt, wie stark sich die Zählrate zwischen Pixeln ändern darf. Wird dieser Zählratenanstieg einige Pixel überschritten, so erkennt das Programm ein Cosmic. Die alte Zählrate der betroffenen Pixel wird durch den Mittelwert benachbarter unkontaminierter Pixel ersetzt. Auch diese Parameterwahl gestaltet sich als kritisch, da ein zu geringer Parameterwert die Software veranlasst, real existierende starke und schmale Emissionslinien aus dem Spektrum herauszurechnen.

Bei der Aufnahme des Spektrums ist nicht auszuschließen, dass dieses nicht absolut paral-

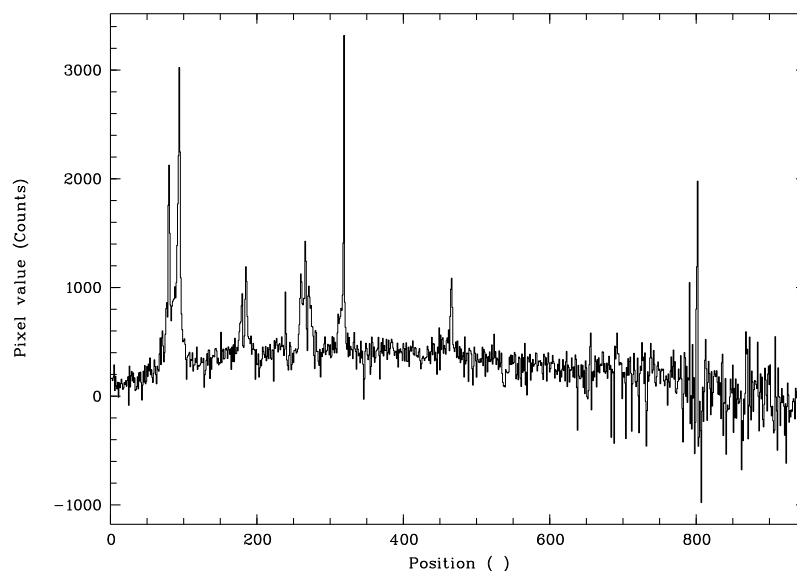


Abbildung 4.5: Eindimensionales unkalibriertes Objektspektrum, das aus Abbildung 4.4 erzeugt wurde. Die x-Achse gibt die Pixelkoordinate an. Negative Intensitäten beruhen auf Fehler in der Nachthimmelssubtraktion.

lel zu den CCD-Zeilen verläuft. Diese Neigung wird jedoch durch die oben beschriebende Polynomanpassung berücksichtigt. Das Ergebnis des gesamten Arbeitsschrittes ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

4.1.4 Wellenlängenkalibration

Mit Hilfe der Eichlampenaufnahmen muss die x-Achse des eindimensionalen Objektspektrums wellenlängenkalibriert werden. Es wird eine Lampe mit Spektrallinien bestimmter Elemente in den Strahlengang gebracht. Mit dem gleichen optischen Aufbau, der für die Spektren Verwendung findet, wird das Eichlampenspektrum aufgenommen. Demzufolge ist eine Zuordnung von Pixelkoordinaten in Wellenlänge möglich.

Aus den Deskriptoren des Eichlampenbildes erhält man die Information, welche Eichlam-

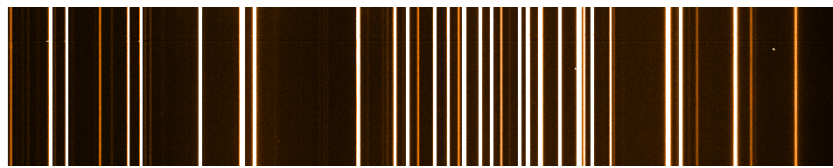


Abbildung 4.6: Eichlampenspektrum zur Wellenlängeneichung. Die Aufnahme erfolgte mit demselben optischen Aufbau, mit dem das gesuchte Spektrum detektiert wurde.

pe bei der Aufnahme verwendet wurde. Die ESO hält auf ihren Internetseiten die Spektren der am Paranal-Observatorium eingesetzten Eichlampen bereit. Aus dem zweidimensionalen Eichlampenbild (Abbildung 4.6) wurde durch Zeilenaddition ein eindimensionales wellenlängenunkalibriertes Eichlampenbild erzeugt (Abbildung 4.7). In diesem eindimensionalen Eichlampenbild musste die Linienidentifikation anhand des ESO-Spektrums erfolgen. Mit Hilfe eines Programms wählt man bestimmte Linien aus und charakterisiert die dazugehörige Wellenlänge. Eine geringe Anzahl von ausgewählten Linien reicht bereits aus, um die Polynomanpassung über den gesamten Pixelbereich vorzunehmen. Dabei ist es möglich einzelne Linien zu ignorieren, die mit der Polynomanpassung nicht

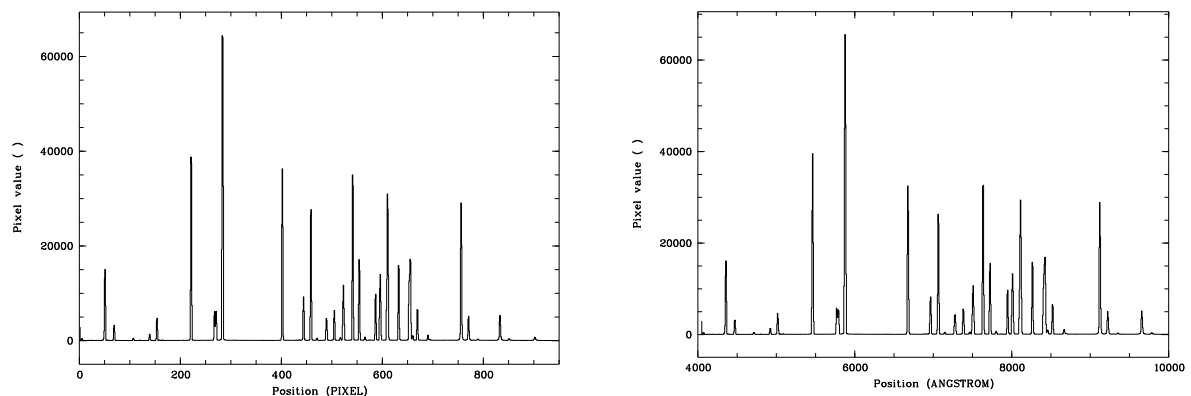


Abbildung 4.7: wellenlängenunkalibriertes und wellenlängenkalibriertes eindimensionales Eichlampenspektrum

verträglich sind. Aus dem Polynom wird die Ausgleichsfunktion berechnet, die die Umrechnung von Pixelkoordinaten in Wellenlänge angibt. Ebenfalls ergibt sich daraus die mittlere Schrittweite von 6,7 Angstrom pro Pixel.

Mit Hilfe der bestimmten Ausgleichsfunktion (Dispersionsfunktion) ist es möglich, alle Spektren von Pixelkoordinaten in Wellenlänge umzurechnen. Zur Überprüfung dieses Arbeitsschrittes bietet es sich an, das unkalibrierte Eichlampenbild wellenlängenkalibriert auszugeben (Abbildung 4.7) und die Lage der Linien mit den ESO-Spektren auf Übereinstimmung zu untersuchen.

Misst man in diesem Spektrum die Breite der Eichlampenlinien aus, so ergibt sich das Auflösungsvermögen des verwendeten optischen Aufbaus aus der mittleren FWHM-Breite der Spektrallinien mit 16 Å. Dieser Wert bedeutet, dass zwei Linien, die wesentlich enger als 16 Å liegen, als eine Linie detektiert werden. Die Aussage impliziert nicht, dass die Lage einer Spektrallinie mit einer Genauigkeit von nur 16 Å gemessen werden kann.

4.1.5 Flusskalibration des Spektrums

Das wellenlängenkalibrierte eindimensionale Spektrum muss nun auch entlang der y-Achse umkalibriert werden. Für wissenschaftliche Forschungen bietet es sich nicht an Zählraten anzugeben, die vom optischen Aufbau abhängen. Stattdessen werden die Flüsse der Objekte dargestellt, d.h. wieviel Energie pro Zeit-, Flächen- und Wellenlängeneinheit ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$) beobachtet werden kann. Zur Flusskalibration eines gesuchten Spektrums werden Standardsternspektren verwendet, von denen man annimmt, dass ihr Fluss bekannt ist. Die Flussdaten des verwendeten Standardsterns LTT3218 können wiederum auf den Internetseiten der ESO eingesehen werden.

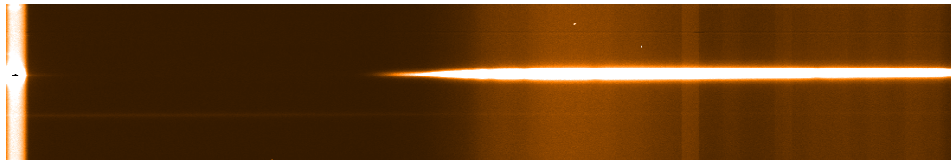


Abbildung 4.8: Unprozessiertes Spektrum des Standardsterns LTT3218, das bei der Flusskalibration des Objektspektrums verwendet wird. Weiß entspricht der höchsten Intensität mit ≥ 2000 Counts.

Zunächst wird das unbearbeitete zweidimensionale Standardsternspektrum (Abbildung 4.8) zu einem eindimensionalen wellenlängenunkalibrierten Spektrum reduziert. Dabei werden die gleichen Arbeitsschritte wie bei der Erzeugung des wellenlängenunkalibrierten Objektspektrums durchlaufen. Ebenfalls erfolgt eine Wellenlängenkalibration des so erhaltenen eindimensionalen Standardspektrums mit Hilfe der Dispersionsfunktion aus dem Eichlampenbild.

An das wellenlängenkalibrierte eindimensionale Spektrum (Abbildung 4.9) wird zunächst ein Polynom angepasst, das den geglätteten Verlauf des Standardsternspektrums wiedergibt. Danach werden die interpolierten Werte der Anpassung durch die Werte der Flusstabelle dividiert. Man erhält somit eine Effizienzkurve (Response-Funktion). Als Ausgleichsfunktion wurde ein Polynom gewählt, dessen Grad vom Programmbenutzer

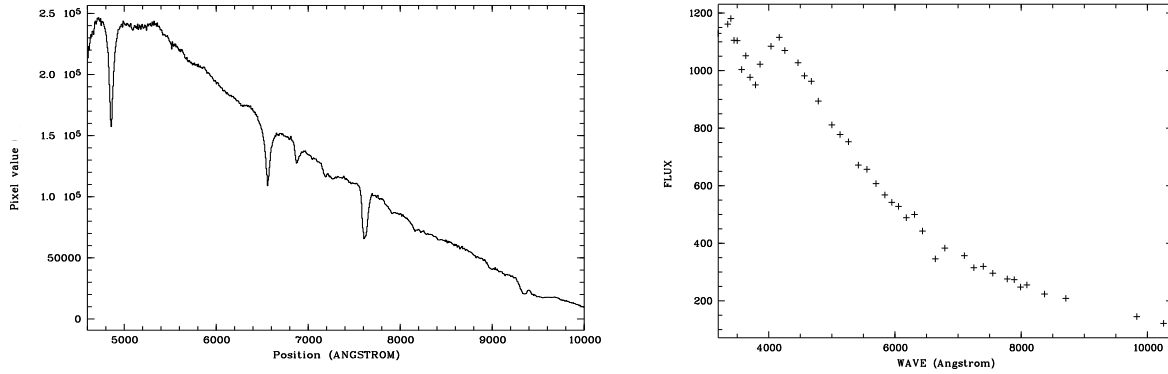


Abbildung 4.9: Wellenlängenkalibriertes Standardsternspektrum LTT3218 (links); Grafische Darstellung der Flussstabelle des Standardsterns LTT3218, Fluss in $10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ (rechts)

bestimmt werden kann. Mit Hilfe dieser Effizienzfunktion kann jedes Spektrum von Zählraten in Flussdichten umgerechnet werden.

Als letzter Schritt zur Flusskalibration der y-Achse war die Luftmassenkorrektur durchzuführen. Dabei wird berücksichtigt, dass von einem Objekt unterschiedliche spektrale Verläufe detektiert werden, wenn sich der Beobachtungswinkel zwischen Objekt und Himmelszenit ändert. Die Erklärung dieses Phänomens ergibt sich aus dem längeren Lichtlaufweg durch die Erdatmosphäre für Objekte, die nahe des Horizonts spektroskopiert werden. Dieser Effekt wird durch den Parameter der Luftmasse bei der Aufnahme der Beobachtung festgehalten. Die Luftmasse ist vom Wert eins, wenn das Objekt genau im Zenit gemessen wurde, und wird zunehmend größer als eins, wenn sich die Objektposition immer näher im Bereich des Horizonts befindet. Das gesuchte Objektspektrum wurde bei einer Luftmasse von 1,203 aufgenommen. Die Ausgleichsfunktion der Flusskalibration wird mit Hilfe dieses Wertes auf eine Effizienzfunktion mit der Luftmasse 1,000 umgerechnet. Nach der Anwendung der Effizienzkurve auf das wellenlängenkalibrierte Objektspektrum aus Abbildung 4.5 erhält man das entgültige fluss- und wellenlängenkalibrierte Objektspektrum (siehe Abbildung 4.10).

4.1.6 Erstellen des Fehlerspektrums

Wie jede Messgröße ist auch das Objektspektrum mit einem Fehler behaftet. In diesem Auswertungsschritt gilt es, diesen Fehler in Abhängigkeit von der Wellenlänge anzugeben. Man erhält ein sogenanntes Fehlerspektrum, das Aussagen über die Unsicherheit des gemessenen Spektrums und den darin vorhandenen Linien zulässt.

Führt man zur Bestimmung eines Wertes eine unendlich große Anzahl von Messungen durch, so nähert sich die Verteilung der Messwerte der Gaußschen Normalverteilung

$$\omega(x) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} . \quad (4.3)$$

Dabei stellt μ das Maximum und σ einen Qualitätsparameter der Verteilungsfunktion dar. Das Maximum μ kann als Mittelwert der Messung interpretiert werden. σ gibt an

wie die Messwerte um diesen Mittelwert verteilt sind (Standardabweichung). So liegen in einem $1\text{-}\sigma$ Intervall ($\mu - \sigma$ bis $\mu + \sigma$) circa 68 % aller Messwerte.

Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung ergibt die Standardabweichung für eine Messgröße f , die sich aus $f(x \pm \sigma_x, y \pm \sigma_y, z \pm \sigma_z, \dots)$ bestimmt, mit

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \cdot \sigma_x\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \cdot \sigma_y\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \cdot \sigma_z\right)^2 + \dots} \quad (4.4)$$

Um die Berechnung des Fehlerspektrums durchzuführen, ist an dieser Stelle nochmals zu überlegen, aus welchen Daten das Objektspektrum erzeugt wurde. Dazu wurde von der zweidimensionalen Objekt- und Nachthimmelsspektromaufnahme (Abbildung 4.2) das extrapolierte Nachthimmelsspektrum (Abbildung 4.3) subtrahiert. Diese Aufnahme wurde zu einem eindimensionalen Diagramm umgewandelt, das im weiteren Verlauf wellenlängen- und flusskalibriert wurde.

Die Ausgangsdaten zur Fehlerberechnung sind demzufolge das zweidimensionale Objekt- und Nachthimmelsspektrum und die extrapolierte zweidimensionale Nachthimmelsspektromaufnahme. Dabei werden bei unverändertem Nachthimmels- und Objektbereich ein eindimensionales Objekt- und Nachthimmelsspektrum sowie ein eindimensionales extrapoliertes Nachthimmelsspektrum erzeugt und wellenlängenkalibriert.

Das Fehlerspektrum bestimmt sich nach Gleichung 4.4 aus

$$\sigma_{\text{Fehlerspektrum}} = \sqrt{(\sigma_{\text{Spektrum+Himmel}})^2 + (\sigma_{\text{Himmel}})^2 + (\sigma_{\text{Ausleserauschen}})^2} \quad (4.5)$$

Das Ausleserauschen ist mit einem $\sigma_{\text{Ausleserauschen}}$ von circa 4 gegenüber den anderen Fehlern aus den Spektrenaufnahmen vernachlässigbar klein und wird im weiteren Verlauf nicht beachtet.

Die Bestimmung von $\sigma_{\text{Spektrum+Himmel}}$ und σ_{Himmel} bleibt zu diskutieren. Die Zählraten der Pixel werden in ADUs angegeben. Rechnet man ADU mit Hilfe des Gainfaktors G (für Chip 1 1,43 Elektronen/ADU) um, so ergibt sich die Aussage, wieviele Elektronen pro Pixel detektiert wurden. Elektronen wiederum erfüllen die Poissonverteilung, die für große Werte bei Elektronenzählraten von Pixeln eine Normalverteilung annimmt. Diese hat eine Standardabweichung von $\sigma = \sqrt{N_{e^-}} = \sqrt{ADU \cdot G}$. Demzufolge ergibt sich das Fehlerspektrum aus

$$\sigma_{\text{Fehlerspektrum}} = \frac{1}{G} \sqrt{ADU_{\text{Spektrum+Himmel}} \cdot G + ADU_{\text{Himmel}} \cdot G} \quad (4.6)$$

Man beachte, dass $\sigma_{\text{Fehlerspektrum}}$ wieder in ADU's vorliegt, da man im weiteren Verlauf das Fehlerspektrum flusskalibrieren muss, um eine vergleichbare Darstellung zum Objektspektrum zu erhalten.

Analysiert man das Fehlerspektrum in Abbildung 4.10, so ist deutlich zu erkennen, dass der Fehler bei den Wellenlängen besonders hoch ist, bei denen die Nachthimmelsintensität groß war. Außerdem nimmt der relative Fehler zum blauen Wellenlängenbereich zu, da in diesem Bereich der CCD-Chip am unempfindlichsten ist und somit die Zählraten in diesem Bereich sehr klein sind.

4.1.7 Auswertung des Spektrums

Mit dem nun vorliegenden Objekt- und Fehlerspektrum kann die wissenschaftliche Auswertung erfolgen. Beide wurden gemeinsam in einem Diagramm dargestellt (Objektspektrum in schwarz, Fehlerspektrum in grün). Anhand der Lage der Linien zueinander, den

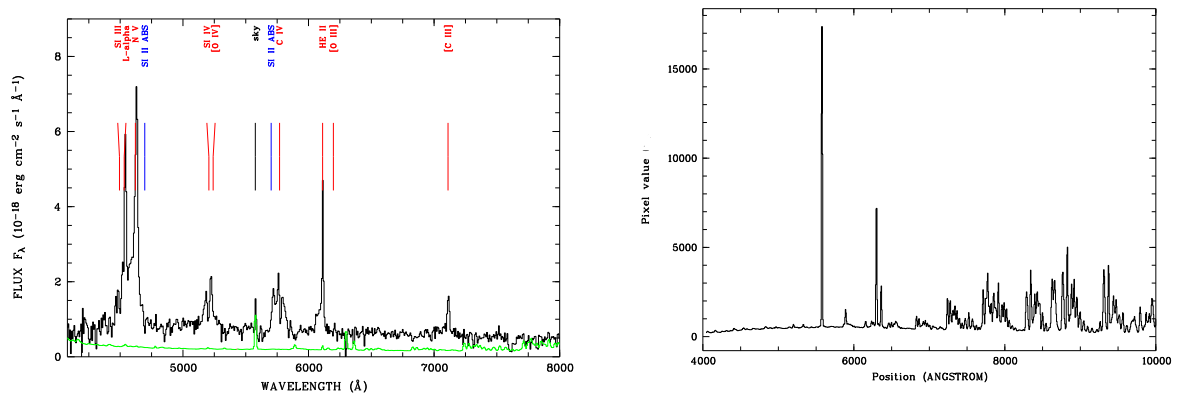


Abbildung 4.10: Ausgewertetes fluss- und wellenlängenkalibriertes Spektrum des Objektes 32A (links); Eindimensionales wellenlängenkalibriertes Nachthimmelsspektrum (rechts)

Linienverhältnissen und der Linienbreiten konnte die Identifizierung mit Spektrallinien bestimmter Elemente erfolgen. Aus dem Verhältnis von beobachteter Wellenlänge zur Laborwellenlänge war die Bestimmung der Rotverschiebung des Objektes mit $z=2,727$ möglich (siehe Gleichung 5.2). Aus dieser Aussage und den breiten Emissionslinien konnte das Objekt 32A als eine Seyfert-1-Galaxie (*Broad-Emission-Line-Objekt*) charakterisiert werden. Nach der derzeitiger anerkannter Theorie solcher Objekte sind sie Emittierer von Röntgenstrahlung. Somit konnte für die Röntgenquelle 32A das optische Gegenstück bestimmt werden.

In der graphischen Darstellung (Abbildung 4.10) wurde zusätzlich die Information der vorhandenen Emissions- (rot) und Absorptionslinien (blau) dargestellt. Die mit „sky“ gekennzeichnete Linie bezeichnet eine Eigenschaft des Spektrums, die durch unsaubere Nachthimmelssubtraktion entstanden ist. Dieses Artefakt im Objektspektrum wurde durch die sehr hohe Nachthimmelintensität bei $5577,6 \text{ \AA}$ und dem nicht absolut vertikalen Verlauf der Nachthimmelintensität über den CCD-Chip erzeugt.

4.2 Multiobjektspektroskopie-Datenreduktion

Das bei der Auswertung des Langspaltspektrums (Kapitel 4.1) erworbene Wissen soll nun für die Auswertung der Multiobjektspektroskopiedaten verwendet werden. Statt ein Spektrum auszuwerten, musste eine Software bereitgestellt werden, die simultan die Spektrenreduktion auf zwei CCD-Chips überwacht und durchführt. Da sich die Multiobjekt-

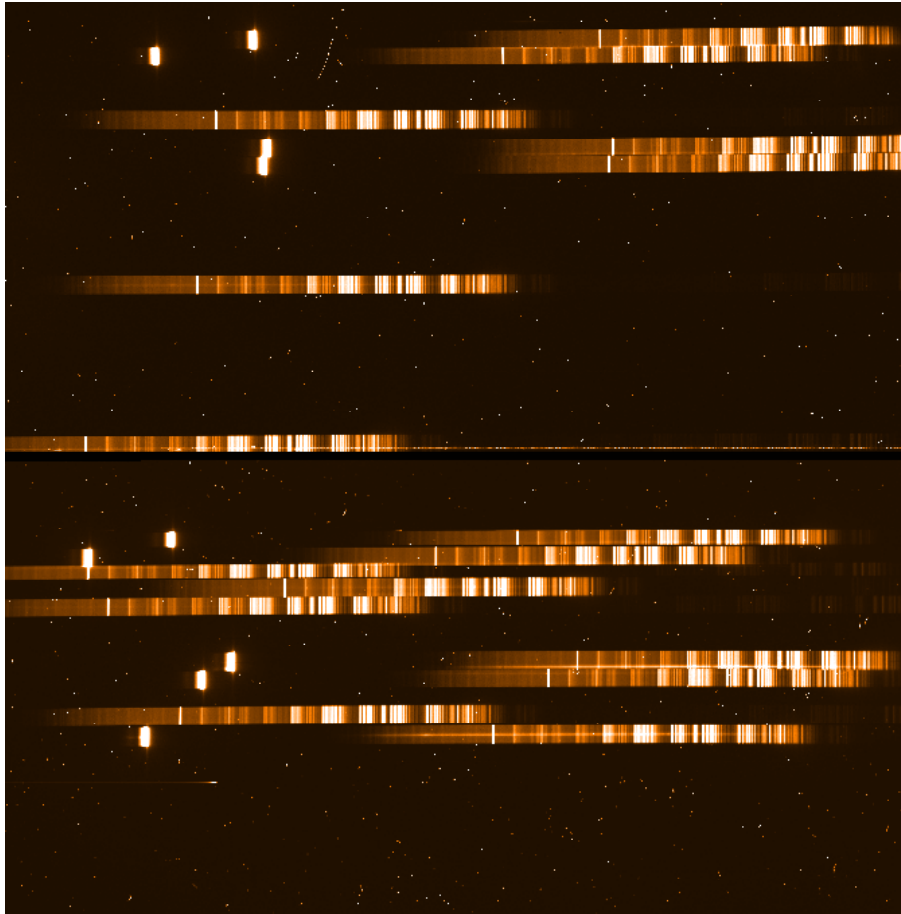


Abbildung 4.11: Multiobjektspektroskopieaufnahme möglicher Röntgenobjekte aus Abbildung 3.4. Die Dispersion erfolgt in horizontaler Richtung. Die hellen vertikalen Linien sind Spektrallinien der Erdatmosphäre, die auch nachts als Hintergrund zum Objektspektrum detektiert werden. Sie entstehen durch die Emission von Sauerstoff, Wasser und anderen Atomen und Molekülen. Die horizontalen Linien sind die gesuchten Spektren der zu bestimmenden Objekte. Bei den sehr kleinen Punkten, die über das gesamte Bild verteilt sind, handelt es sich um sogenannte Cosmics, d.h. hochenergetische Strahlung/Teilchen aus dem Kosmos oder terrestrischen Ursprungs, die während der Aufnahme die CCD-Chips getroffen haben.

spektroskopieaufnahmen (Abbildung 4.11) nicht mehr nur auf CCD-Chip 1 begrenzen, mussten zunächst die Biasstudien zu CCD-Chip 2 erfolgen. Es wurde ein mittlerer Biaswert von 220,7 Counts pro Pixel und ein σ von 4,61 ermittelt. Demzufolge ist die durch das Ausleserauschen bedingte Standardabweichung für Chip 2 größer als für Chip 1. Beide Chips besitzen das gleiche Elektronen-zu-ADU Verhältnis (Gain) von $1,43 e^-/ADU$.

4.2.1 Implementierung der Auswerteroutinen

Bei der Programmierung wurden aufgrund der verschiedenen Eigenschaften von CCD-Chip 1 und CCD-Chip 2 verschiedene CCD-Setup-Dateien erstellt. In ihnen sind die CCD-Parameter gespeichert. Zur schnelleren Erstellung der Programme wurde darauf verzichtet, die Unterprogramme je nach Lage der Spektren auf die unterschiedlichen CCD-Parameter zugreifen zu lassen. Demzufolge musste zur Auswertung einer Maske zweimal das Hauptprogramm gestartet werden, da eine strikte Trennung in Chip 1 und Chip 2 vorgenommen wurde.

Zu beiden Chips sind die Biasuntersuchungen außerhalb des Programmes durchzuführen, da dem Hauptprogramm der Mittelwert des Bias und die Standardabweichung des Ausleserausens mitzuteilen ist.

Daten gleichen Typs wie z.B. die drei MXU-Aufnahmen oder Flataufnahmen einer Maske wurden zur besseren Überwachung der Datenreduktion zu Katalogen zusammengefasst. Außerdem wird die Bereitstellung des am AIP verwendeten Contexts *faspec* für die Unterprogramme vorausgesetzt.

Biasreduktion

Die Biasreduktion wurde wie bei der Langspaltspektroskopie durchgeführt. Es wurde von allen Pixelwerten der dem jeweiligen Chip entsprechende Mittelwert subtrahiert.

Definition der Spaltpositionen

Mit Hilfe der Spalt-Akquisitionsaufnahmen (Aufnahme des Feldes mit eingesetzter Maske) wird für jeden Chip die Lage der auf ihm vorhandenen Spalte ermittelt. Hierzu wird das Bild dargestellt und der Beobachter wählt per Mausklick die ungefähre Position eines jeden Spaltes aus. Im weiteren Verlauf legt der Benutzer die Spalllänge fest, während die Lage des Spaltes in horizontaler Richtung vom Programm ermittelt wird. Dies geschieht durch eine Filterroutine, die zunächst die Cosmics aus der Aufnahme entfernt und anschließend an den horizontalen Verlauf eine Gaußanpassung vornimmt, deren Maximum die Lage des Spaltes wiedergibt. Die Spaltkoordinaten eines Chips werden in der Tabelle *mos.tbl* gespeichert.

Flatfieldnormalisierung

Die unter dem Flataufnahmenkatalog zusammengefassten Bilder werden in diesem Schritt der Flatfieldnormalisierung unterzogen, um somit die Pixel-zu-Pixel-Variation (genaue Beschreibung siehe 4.1.2) zu bestimmen. Dabei werden aus den in Tabelle *mos.tbl* ermittelten Spaltpositionen Unterbilder erzeugt, die nur den durch den Spalt beobachtbaren Bereich berücksichtigen. Für jede Flatfieldaufnahme und für jeden einzelnen Spalt wird die Flatfieldnormalisierung einzeln durchgeführt. Am Ende der Routine wird ein gemittelt normiertes Flatfield dargestellt. Der Benutzer kann bei Nichtgefallen die voreingestellten Normalisierungsparameter ändern. Im Anschluss werden die Spektralaufnahmen durch das gemittelte normierte Flatfield geteilt und zusätzlich wird in ihnen eine Vorreduktion der Cosmics vorgenommen, um bei der anstehenden Wellenlängenkalibration

keine Fehlidentifikationen zu erhalten.

Wellenlängenkalibration

In ausgedehnten Testreihen wurde versucht, die in MIDAS vorhandenen Routinen für eine zweidimensionale Wellenlängenkalibration zu benutzen. Diese würde einen eventuellen Versatz der Linien in vertikaler Richtung mitberücksichtigen. Dadurch kann die spätere Nachthimmelssubtraktion so durchgeführt werden, dass an starken Nachthimmelslinien keine Artefakte in den Objektspektren entstehen. Keine der Routinen lieferte ein zufriedenstellendes Ergebnis. Deshalb wurde auf eine eindimensionale Wellenlängenkalibration zurückgegriffen.

Um die Linienidentifikation zu erleichtern, wurden zunächst Cosmics mit der MIDAS-Routine `filter/cosmic` entfernt. Da für alle Masken die gleiche Eichlampe verwendet wurde, konnte die Identifizierung der Linien aufgrund der gleichbleibenden Linienabstände und -intensitäten automatisch erfolgen. Dazu extrahierte ein Unterprogramm wiederum nur die Bereiche, die später Spektren enthalten, und weiterhin suchte es nach der hellsten Linie im Eichlampenbild. Diese Linie liegt bei 5875,62 Å. Zwei benachbarte Linien wurden ebenfalls gesucht (6678,20 Å und 6965,43 Å) und dienten als Startwerte für die Anpassung der Dispersionsfunktion. Dabei wurde die speziell angepasste Tabelle `hearcdhg.tbl` zur Identifikation der restlichen Eichlampenlinien verwendet. Mit einem vorgegebenen Parametersatz, der vom Benutzer geändert werden kann, wurde die Ausgleichsfunktion für jeden Spalt bestimmt. Sind die Ergebnisse zu schlecht, kann eine Identifikation der Linien per Hand erfolgen. Am Ende dieses Arbeitsschrittes wurden die Spalteinzelbilder zu einem Gesamtbild zusammengesetzt, das in x-Richtung wellenlängenkalibriert ist.

Ein weiteres Problem der Wellenlängenkalibration war die Überlappung einzelner Spalte. Dadurch waren in den CCD-Zeilen, die sich in den spaltüberschneidenden Bereichen befanden, zwei Eichlampenspektren an verschiedenen Orten vorhanden. Dieser Effekt führte zum Absturz der Dispersionsanpassung oder produzierte extrem fehlerhafte Ausgleichsfunktionen. Aus zeitlichen Gründen musste auch hier darauf verzichtet werden, das Problem genauer zu untersuchen. Deshalb musste zur Überlappungsvermeidung eine Spaltbreitenreduzierung von drei Pixel pro Seite durchgeführt werden. Folglich verkürzt sich der Spaltbereich, was bei Objektspektren, die sehr nahe am Spaltrand liegen, zu großen Problemen in der späteren Extraktion der Spektren führte. Es konnte jedoch verhindert werden, dass zu starke Spaltüberlappungen auftreten.

Objekt- und Nachthimmelsbestimmung

In diesem Unterprogramm werden dem Benutzer verschiedene Darstellungen der Spektren gezeigt (Histogramme, zweidimensionales Bild), damit die Bereiche von Objekt- und Nachthimmelsspektrum gewählt werden können. Die durch Mausklicks definierten Objekt- und Nachthimmelsbereiche werden für die weitere Prozessierung der Daten in die Tabelle `obj_sky.tbl` geschrieben.

Extraktion der Objektspektren

Bei der Implementierung der optimalen Extraktion (siehe Kapitel 4.1.3) wurden verschiedene Ansätze verfolgt. Der Ansatz, der die besten Ergebnisse versprach, wurde umgesetzt. Die unter dem Objektspektrenkatalog zusammengefassten Bilder werden einzeln zur Verarbeitung bereitgestellt. In einer Schleife wird dann für das erste Bild dieses Katalogs die interaktive Auswertung durchgeführt. Dazu wird aus der *obj_sky.tbl*-Tabelle die Lage des Spektrums und des Nachthimmels in Bilddeskriptoren geschrieben. Dem Benutzer wird das Ergebnis der Extraktion dargestellt. Aufgrund des gleichen Aufnahmeverfahrens für alle Aufnahmen konnte die Anzahl der Parameter, die vom Benutzer gesteuert werden müssen, auf einen Parameter reduziert werden. Für die Parameter „Grad des Objektpolynoms“, „Cosmiskorrektur des Himmels“, „Cosmiskorrektur des Objektes“ konnten in zahlreichen Untersuchungen die optimalen Parameter bestimmt werden, die für alle Masken eingesetzt werden können. Wählt der Beobachter den nun noch freien Parameter des Grades des Polynoms, das den Nachthimmel extrapoliert, so erfolgt die Extraktion. Parallel dazu wird das gleiche Spektrum in den anderen Bildern derselben Maske mit den identischen Parametern extrahiert. Die so erhaltenen Spektren werden einzeln abgespeichert. Für die Auswertung des nächsten Spaltes wird der Deskriptor mit den Parametern der Lage des Objektspektrums und Nachthimmels des nun zu prozessierenden Spektrums überschrieben. Der Benutzer wählt nun wiederum den Polynomgrad für den Nachthimmel, der bei der Extraktion Anwendung findet. In dieser Weise werden die Spektren der einzelnen Spalte extrahiert.

Innerhalb dieser Routine wurde gleichzeitig das Fehlerspektrum für jedes Spektrum erstellt und gespeichert.

Addition der Einzelspektren

Für die Addition der Einzelspektren zu einem Gesamtspektrum werden zunächst statistische Untersuchungen angefertigt, die die Spektren einer Aufnahme zusammenfassen. Es wird untersucht, welche Intensität die Spektren in den verschiedenen Aufnahmen haben. Diese können mit den Beobachtungsbedingungen variieren. Die Intensitäten der Aufnahmen werden auf die Aufnahme mit der höchsten Intensität normiert. Das heißt, dass alle Spektren der gleichen Aufnahme um einen bestimmten Faktor multipliziert werden. Selbstverständlich multipliziert sich das Fehlerspektrum auch um diesen Faktor. Es liegen nun Spektren mit gleichen Intensitäten und unterschiedlichen Fehlern vor.

Die Aufnahmen eines Spektrums werden danach fehlergewichtet zu einem Gesamtspektrum addiert. Ist ein Spektrum demzufolge mit einem großen Fehler belastet, wird ihm bei der Addition ein geringeres Gewicht gegeben. Mathematisch wird das gewichtete Mittel mit

$$a = \frac{\omega_1 a_1 + \omega_2 a_2 + \cdots + \omega_n a_n}{\omega_1 + \omega_2 + \cdots + \omega_n} \quad (4.7)$$

beschrieben. Dabei ist a der mit Hilfe des gewichteten Mittels bestimmte wahrscheinlichste Wert, a_i bezeichnen die einzelnen Messergebnisse und ω_i die Gewichte, die zu den entsprechenden mittleren quadratischen Fehlern (Standardabweichung) die umgekehrt proportionalen Größen sind. Demzufolge ergibt sich das Gesamtspektrum aus drei

einzelnen Spektren (Bronstein und Semendjajew, 1977) mit

$$a = \frac{\frac{1}{\sigma_1} a_1 + \frac{1}{\sigma_2} a_2 + \frac{1}{\sigma_3} a_3}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} + \frac{1}{\sigma_3}}, \quad (4.8)$$

wobei σ_i das Fehlerspektrum zu dem a_i -ten Spektrum ist.

Der Fehler des gewichteten Gesamtspektrums ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 4.8 und errechnet sich aus

$$\sigma_a = \sqrt{\left(\frac{\partial a}{\partial a_1} \sigma_1\right)^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial a_2} \sigma_2\right)^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial a_3} \sigma_3\right)^2} \quad (4.9)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{\frac{1}{\sigma_1}}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} + \frac{1}{\sigma_3}} \sigma_1\right)^2 + \left(\frac{\frac{1}{\sigma_2}}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} + \frac{1}{\sigma_3}} \sigma_2\right)^2 + \left(\frac{\frac{1}{\sigma_3}}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} + \frac{1}{\sigma_3}} \sigma_3\right)^2} \quad (4.10)$$

$$= \sqrt{3 \left(\frac{1}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} + \frac{1}{\sigma_3}}\right)^2}. \quad (4.11)$$

Nach dieser Gleichung wird in diesem Unterprogramm das Fehlerspektrum berechnet.

Flusskalibration

Für die Flusskalibration wurde wie bei der Langspaltspektroskopie der Standardstern LTT3218 benutzt. Für alle Masken, außer Maske 6, fand dieselbe Ausgleichsfunktion der Flusskurve Verwendung.

Bei der Aufnahme von Maske 6 befand sich der Filter GG375 im optischen Aufbau. Dieser sollte mögliche Überlagerungen der 2. Ordnung mit der 1. Ordnung verhindern. Es stellte sich jedoch heraus, dass dies nicht notwendig war. Demzufolge wurde für die Aufnahme der weiteren Masken auf diesen Filter verzichtet. Der mit dem Filter GG375 aufgenommene Standardstern trägt die Bezeichnung G158-100. Er wurde, wie in der Langspaltspektroskopie (Kapitel 4.1.5) beschrieben, für eine Flusskalibrierung von Maske 6 ausgewertet.

Zusätzlich fand für alle Masken die Luftmassenkorrektur mit dem Wert der jeweiligen mittleren Maskenaufnahme statt. Auf diesem Wege entstanden flusskalibrierte Objektspektren und die zugehörigen flusskalibrierten Fehlerspektren, die getrennt abgespeichert wurden.

Auswertung der Spektren

Im Anschluss fand mit jedem Spektrum die in der Langspaltspektroskopie (Kapitel 4.1.7) beschriebene Auswertung nach Rotverschiebung, Objekttyp und die Abschätzung, ob es sich um das optische Gegenstück zur Röntgenquelle handelt, mit diversen Auswerteprogrammen statt.

Zusätzlich wurden in IRAF Suchkarten für alle Objekte angefertigt.

4.2.2 Anwendung der Auswerteroutinen

Die Programmierung der Auswerteroutinen fand unter ESO-MIDAS Version 03FEBpl1.0 (Linux-Version) statt. Die Programme greifen auf den Context *faspec* zu, in dem der MIDAS-Context *long* verwendet wird. Der Context *faspec* besteht aus Prozeduren, die von PD Dr. Axel Schwobe programmiert wurden. Zusätzlich ist das am AIP verwendete Programm *mospex.exe* erforderlich. Die Bereitstellung der beschriebenen Programme ist von elementarer Bedeutung für die Datenreduktionsprogramme.

Das Hauptprogramm muss mit den in ihm verwendeten Unterprogrammen in einem Verzeichnis bereitgestellt werden. Ausgehend von diesem Hauptverzeichnis sind für jede Maske Verzeichnisstrukturen der Form:

`\Maskenname\Chipname` anzugeben.

Da sich eine Maske aus zwei Chipaufnahmen zusammensetzt, besteht das Verzeichnis *Maskenname* aus den Unterverzeichnissen *Chip1* und *Chip2*. Zur Verwendung der Auswerteroutinen sind folgende Vorbereitungen für jedes Verzeichnis `\Maskenname\Chipname` zu treffen:

- die entsprechende Spalt-Akquisitionsaufnahme für den Chip ist unter dem Namen *slits.fits* zu speichern,
- die Flatfeldaufnahmen sind in das MIDAS-bdf-Format zu konvertieren und im Katalog *flat.cat* zusammenzufassen (Man sollte bei der Bezeichnung der Bilder und Kataloge darauf achten, dass keine Zeichen, wie „-“ oder „:“ Verwendung finden, da diese in MIDAS als Rechenoperationen gedeutet werden),
- das Eichlampenbild muss in das MIDAS-bdf-Format umgewandelt werden und als Eintrag im Katalog *eich.cat* existent sein,
- die Objektspektrenbilder sind in das MIDAS-bdf-Format zu konvertieren und im Katalog *science.cat* zusammenzufassen,
- der Standardstern ist mit den Programmen des Context *faspec* auszuwerten und das daraus ermittelte *response.bdf* in die einzelnen Chipnamenverzeichnisse zu kopieren,
- die für die MXU-Datenreduktion angepasste Eichlampentabelle *hearcdhg.tbl* sowie die zur Extinktionskorrektur benötigte *atmoexan.tbl*-Tabelle ist in das Verzeichnis zu kopieren.

Bevor das Hauptprogramm zur Datenreduktion gestartet werden kann, sind die Biasauswertungen durchzuführen und chipcharakteristische Werte in die Dateien *setfors_ch1.prg* (für Chip1) und *setfors_ch2.prg* (für Chip2) einzutragen.

- In Zeile 11 muss der Gainfaktor (das Elektronen-zu-ADU-Verhältnis), sowie die Standardabweichung des Ausleserausgangs des jeweiligen Chips angegeben werden.
- In Zeile 14 ist der mittlere Biaswert anzugeben (die danachfolgende Zahl wird vom Hauptprogramm nicht verwendet).
- In Zeile 42 und 43 sind die Longitude und Latitude des Observatoriums für die Extinktionskorrektur zu bestimmen.

- Die Zeilen 48-52 müssen wie folgt aussehen:
 WRIT/KEY MASKIMAG/C/1/60 NONE
 WRIT/KEY NORMFLAT/C/1/60 mean_corr_flat
 WRIT/KEY DISPTAB/C/1/60 lamp_dispersion_coef
 WRIT/KEY coerbr disptab.tbl
 WRIT/KEY RESPONSE response

Mit diesen Einstellungen kann nun der Start des Hauptprogrammes unter MIDAS vorgenommen werden. Als Beispiel dient in diesem Fall der Chip2 der Maske 5. Dabei ist jedoch zu beachten, wieviele Objektspektrenbilder im Katalog *science.cat* zusammengefasst wurden.

Start des Hauptprogramms

drei Objektspektrenbilder \Rightarrow @@ main_mos.prg mask5 chip2 setfors_ch2
 zwei Objektspektrenbilder \Rightarrow @@ main_mos_2.prg mask5 chip2 setfors_ch2
 ein Objektspektrenbild \Rightarrow @@ main_mos_1.prg mask5 chip2 setfors_ch2

Zu Beginn des Hauptprogramms wird der Context *faspec* gesetzt und auf das Verzeichnis *mask5/chip2* gewechselt. Anschließend erfolgt die Biaskorrektur der Aufnahmen. Die prozessierten Kataloge heißen dann *science_wth_b.cat*, *flat_wth_b.cat* und *eich_wth_b.cat*. Im nächsten Arbeitsschritt muss der Benutzer die Spaltpositionen definieren.

Benutzergesteuerte Definition der Spaltpositionen

Das Programm stoppt zunächst mit der Bildschirmanzeige der Spalt-Akquisitionsaufnahme und der Bereitschaft zum Einlesen von Koordinaten. Der Benutzer wählt durch das Betätigen der linken Maustaste die ungefähren Positionen der Spalte (jeweils ein Mausklick für einen Spalt). Die Reihenfolge der Spaltwahl spielt dabei keine Rolle.

Danach wird eine vergrößerte zentrierte Aufnahme jedes Spaltes angezeigt. Hierbei sind vom Benutzer die obere und untere Spaltbegrenzung durch einen linken Mausklick festzulegen (Reihenfolge spielt keine Rolle). Der Übergang zum nächsten Spalt geschieht mit der rechten Maustaste. Liegen Spalte sehr nahe beieinander oder an den Rändern des Chips, werden weiße horizontale Hilfslinien dargestellt, innerhalb derer man die Spaltdefinition vornehmen sollte.

Sind alle Spalte definiert, berechnet das Programm die Spaltpositionen und trägt die Ergebnisse in einer Tabelle auf. Dabei sollten sich die y-Positionen der verschiedenen Spalte nicht überschneiden. Ist man mit den Ergebnissen nicht zufrieden, wählt man *n* und die Definition der Spaltpositionen erfolgt erneut. Ansonsten bestätigt man die Tabelle mit *ENTER*.

Flatfieldnormierung

Sofort nach der Bestätigung beginnt das Hauptprogramm mit der voreingestellten Flatfieldnormierung. Dabei sind die Parameter so gewählt, dass für die Medianbestimmung drei Pixel gemittelt werden und der Glättungsparameter auf 4 gesetzt wurde. Im grafischen

Fenster kann man den Verlauf der Glättungsfunktion für alle Spalte auf den unterschiedlichen Flatfieldaufnahmen verfolgen. Die Bildschirmausgabe zeigt die normierten Einzelbilder an. Wurden alle Einzelbilder prozessiert, schließt sich das grafische Fenster und das gemittelte, normierte Flatfieldbild, das die Pixel-zu-Pixel-Variation charakterisiert, wird angegeben. Die Darstellungsgrenzen liegen zwischen 0,95 und 1,05. Auch hier erfolgt die Abfrage, ob der Benutzer mit dem Ergebnis zufrieden ist. Er kann bei der Beantwortung mit n für nein selbst die Parameter für die Medianbestimmung und die Glättungsfunktion bestimmen. Die Flatfieldnormierung wird mit diesen gewählten Parametern neu gestartet. Ansonsten wählt man *ENTER*, um zum nächsten Datenreduktionsschritt zu gelangen.

Wellenlängenkalibration

Nach der Flatfieldnormierung aller Einzelaufnahmen werden die Cosmics aus den Objektspektren entfernt und die automatische Linienidentifikation im Eichlampenbild im Textfenster kommentiert. Das Programm stoppt mit der Anzeige des wellenlängenkalibrierten Eichlampenbildes.

Die Linienpositionen aller Spalte sollte nun identisch sein. Da dieser Arbeitsschritt sehr anfällig ist, wurden verschiedene Tests in die Auswerteprogramme eingebaut. Bei Ablehnung der Frage, bezüglich der Zufriedenheit mit der Wellenlängenkalibration, kann man als erste Option wählen, ob man eine Wellenlängenkalibration eines einzelnen Spaltes genauer betrachten möchte. Entscheidet man sich für diese Option, muss man die Nummer des Spaltes angeben (Nummerierung von unten nach oben, unterster Spalt trägt die Nummer 1). In einem grafischen Fenster wird das Eichlampenspektrum dieses Spaltes angegeben und die *Center/Gauss* Funktion zur Bestimmung der Linienpositionen zur Verfügung gestellt. Mit Betätigung der rechten Maustaste wird dieser Programmteil verlassen.

Stimmt die Wellenlängenkalibration nur für einige Spalte nicht, so gelangt man nach zweimaliger Wahl von n zum Programmteil, in dem nach den fehlerhaft kalibrierten Spalte gefragt wird. Mehrere Spalte können durch ein Komma getrennt angegeben werden. Bei der Frage, ob man die alten Anpassungsparameter wählen möchte, kann man bei der Beantwortung mit nein den Polynomgrad entlang der Dispersionsrichtung wählen (voreingestellter Wert ist 6) sowie den Polynomgrad entlang der y -Achse, der jedoch nur bei erfolgreicher Umsetzung einer zweidimensionalen Wellenlängenkalibration von Bedeutung gewesen wäre. Als zusätzlicher Parameter kann vom Benutzer definiert werden, wieviele CCD-Zeilen eines Spaltes für die Wellenlängenkalibration zusammengefasst werden (voreingestellter Wert ist 0, was bedeutet, dass jede CCD-Zeile für sich wellenlängenkalibriert wird). Anschließend wird die interaktive Linienidentifikation gestartet, bei der man Linien im grafischen Fenster auswählen und die dazugehörige Wellenlänge angeben muss. Die so ausgewählten Linien dienen als neue Startwerte für die Anpassung der Dispersionsfunktion.

Benutzergesteuerte Objekt- und Nachthimmelsbestimmung

Um dem Benutzer die Definition der Lage des Objektspektrums und des Nachthimmels so leicht wie möglich zu gestalten, wurden verschiedene grafische Darstellungsweisen um-

gesetzt. Im oberen Teil des Bildschirms wird ein grafisches Fenster gestartet, in dem das Profil des Spaltes entlang der y -Achse aufgetragen wird. Dazu werden alle Zählraten in x -Richtung addiert. Der rote Graph zeigt den unbearbeiteten Verlauf der Zählraten über den Spalt an. Die schwarze Linie beschreibt den Verlauf nachdem die Cosmics reduziert wurden. Mit Hilfe dieser beiden Darstellungen und der bildlichen Darstellung des betreffenden zweidimensionalen Ausschnittes sollte es dem Benutzer möglich sein, den Objektbereich und die Nachthimmelsbereiche zu bestimmen.

Durch Mausklicks wird zunächst die Lage des Spektrums ausgewählt. Sind die Grenzen auf beiden Seiten markiert, verlässt man diesen Modus durch Betätigung der rechten Maustaste. In gleicher Weise werden der linke und der rechte Nachthimmelsbereich gewählt. Mögliche Überlappungen werden vom Programm herausgerechnet, indem automatisch mindestens ein Abstand von einem Pixel zwischen Objektbereich und Nachthimmelsbereich eingeführt wird. Das Ergebnis wird dem Benutzer im Bildschirmfenster durch rote Begrenzungslinien für die Lage des Objektspektrums und blaue Linien für die Lagen der Nachthimmelsbereiche angegeben. Bei Nichtgefallen kann man mit n die Positionen nochmals neu definieren und/oder die Darstellungsweise des Bildes (Kontrast) ändern. Liegt ein Objekt auf dem Rand und kann demzufolge eine Nachthimmelsseite nicht definiert werden, wird nur die rechte Maustaste betätigt. Werden bei der Definition der Nachthimmelsbereiche beide Bereiche undefiniert belassen, interpretiert das Programm diesen Spalt als objektlos, der im weiteren Verlauf nicht mehr berücksichtigt werden soll.

Sind für alle Spalte die Positionen definiert, wird abschließend eine die Ergebnisse zusammenfassende Tabelle angezeigt. Bei Wahl von n wird die gesamte Prozedur neu aufgerufen.

Benutzergesteuerte Extraktion der Objektspektren

Automatisch startet danach der letzte Arbeitsschritt, bei dem eine benutzergesteuerte Auswertung notwendig ist. Bei der Extraktion wird ein Spektrum mit einem Nachthimmelspolynom des Grades 1 erstellt. Dieses wird links in einem grafischen Fenster dargestellt. Dabei ist der rote Verlauf mit dem standardextrahierten Spektrum (einfaches Aufsummieren der CCD-Zeilen, die für die Spektrenposition definiert wurden) und der schwarze Graph mit dem optimal extrahierten Spektrum gleichzusetzen. Auf der rechten Seite wird in einem Bildschirmfenster die Lage des Objektspektrums im Spalt mit horizontal verlaufenden roten Linien angegeben. Der Benutzer hat die Wahl, das Polynom der Nachthimmelsextrapolation zu ändern. Aus Erfahrung ist zu sagen, dass bei Objekten, die zwei Nachthimmelsbereiche enthalten, der Polynomgrad 1 zu empfehlen ist, während bei Objekten, die auf dem Spaltrand liegen und somit nur einen Nachthimmelsbereich besitzen, der Polynomgrad auf 0 gesetzt werden sollte. Bei nur einem Nachthimmelsbereich kann das Polynom nicht sinnvoll über den Objektspektrumsbereich extrapoliert werden, deshalb wird bei der Polynomgradwahl 0 ein konstanter Wert für den Nachthimmel abgezogen. Die Verwendung von Polynomgraden > 1 erweist sich als nicht sinnvoll. Sind alle Spektren ausgewertet, werden die gemittelten und flusskalibrierten Spektren mit ihren Fehlerspektren dargestellt.

Ausgewertete Daten

Die ausgewerteten Daten werden im Verzeichnis $\backslash\text{Maskenname}\backslash\text{Chipname}$ gespeichert. Die Spektren sind unter den Namen $FINAL_SPEC_xxxx.bdf$ zu finden, wobei $xxxx$ die laufende Spaltennummer angibt. Die Fehlerspektren wurden mit $FINAL_ERROR_xxxx.bdf$ bezeichnet.

Die Daten der einzelnen Reduktionsschritte bleiben im Verzeichnis gespeichert; so enthält z.B. das Bild $skxxxx.bdf$ das zweidimensionale nachthimmelssubtrahierte Objektspektrum des $xxxx$ -ten Spaltes.

4.2.3 Verbesserungsmöglichkeiten bei zukünftigen MXU-Reduktionen

Nach der vollständigen Auswertung von 12 Masken mit Hilfe der Auswerteprogramme konnten Aussagen zur Benutzerfreundlichkeit getroffen werden. Wie bereits erwähnt, musste auf die Umsetzung von einigen Programmzielen aus zeitlichen Gründen verzichtet werden. Nichtsdestotrotz konnten einige Verbesserungsmöglichkeiten für zukünftige Auswertungen erarbeitet werden, die im Folgenden aufgeführt sind:

- ein Hauptprogramm, das beide Chips simultan auswertet und keine Unterteilung der Masken in Chip 1 und Chip 2 erfordert,
- ein Hauptprogramm, das ermittelt, wieviele Bilder im Katalog *science.cat* existieren und danach automatisch eine korrekte Bearbeitung bei der Addition der Spektren und Fehlerberechnung durchführt. Somit wird vermieden, dass verschiedene Programme zur Auswertung von drei, zwei oder einer Maskenaufnahme existieren,
- ein Hauptprogramm, das entweder die benötigten Routinen enthält oder eine einfachere Subroutinenstruktur besitzt. Im Moment gestaltet sich die Schaffung einer lauffähigen Programmversion auf einem anderen Rechner als sehr schwierig, da etliche Routinen unter verschiedenen Verzeichnisstrukturen benötigt werden,
- ein Unterprogramm, das eine zweidimensionale Wellenlängenkalibration ermöglicht und somit die Qualität der ausgewerteten Spektren nochmals steigern würde,
- eine Wellenlängeneichung, die auf eine Spaltbreitenreduzierung um drei Pixel auf jeder Seite verzichten kann,
- eine Objekt- und Nachthimmelsbereichroutine, die es ermöglicht, zwei Spektren in einem Spalt simultan auszuwerten,
- eine Programmierung, die es ermöglicht, auch weniger als drei Spektren während eines Programmdurchlaufes zu extrahieren. Die aktuelle Version stürzt bei der Mittelung der Spektren ab, wenn weniger als drei Spalte pro Chip zur Prozessierung ausgewählt werden,

- eine Extraktionsroutine, die das gemittelte Spektrum für den Nachthimmelspolynomgrad 1 und 0 darstellt und dann dem Benutzer die Auswahl der besseren Auswertungsvariante überlässt,
- Versuch der Implementierung einer vollständig automatisch arbeitenden Spaltdefinitionsroutine.

Für die Aufnahmen der Spektren ist generell der Hinweis zu geben, dringend darauf zu achten, keine Spaltüberlappung oder sehr nahe liegende Spalte zu haben, da dies eine gute Auswertung sehr stark erschwert.

Trotz dieser Kritikpunkte bleibt zu betonen, dass die Auswerterroutinen einen zuverlässigen und variablen Einsatz ermöglichen. Nach geringen Modifikationen konnten aufgrund der modularen Programmierung auch Aufgabenstellungen erfüllt werden, die in der ursprünglichen Planung nicht berücksichtigt wurden.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit den Auswerteprogrammen wurden die Spektren reduziert und versucht, eine Charakterisierung der vorliegenden Objekte durchzuführen. Bei einigen Objekten war das Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedoch so schlecht, dass weder der Objekttyp noch die Rotverschiebung bestimmt werden konnte. Eine geringe Anzahl von Spektren erstreckte sich über fehlerhafte CCD-Zeilen, was zum Teil die Auswertung erschwerte oder völlig unmöglich machte. Demzufolge ergab sich folgendes Ergebnis der Auswertung:

aufgenommene Spektren		159
	Röntgenquellen	141
	d.h., Quellen mit zwei spektrosk. Objekten	18
auswertbare Spektren¹		113
	Röntgenquellen	99
	d.h., Quellen mit zwei spektrosk. Objekten	14

Mit Hilfe der reduzierten Spektren und den möglichen Röntgenobjekten (Kapitel 2.1) wurden den Röntgenquellen optische Gegenstücke zugeordnet. Dabei erwiesen sich 20 Objekte als schwache Sterne und Galaxien, die durch ihre große Klassenhäufigkeit und Positionsdifferenzen nicht immer als zuverlässige Identifikationen angesehen werden. Galaxien könnten auch Mitglieder eines Galaxienhaufens sein. Da es sich bei den hier betrachteten Röntgenquellen um keine ausgedehnten handelt, sind Galaxienhaufen als Ursache der Röntgenstrahlung auszuschließen.

Das Spektrum von Objekt 632A ähnelt dem eines BL-Lac-Objektes, da das relativ blaue Kontinuum keine Absorptions- oder Emissionslinien aufweist. BL-Lac-Objekte emittieren auch im Radiobereich. Für Quelle 632A konnte kein Gegenstück im Radiobereich gefunden werden. Daher ist es fraglich, ob es sich wirklich um ein BL-Lac-Objekt handelt.

Traten zwei mögliche optische Objekte für eine Röntgenquelle auf, wurde aufgrund des räumlichen Abstandes zur Röntgenposition entschieden, welches die wahrscheinlichere Röntgenquelle ist. Diese wurden in Fettdruck von Klasse und Rotverschiebung z in

¹ enthält auch bereits bekannte und charakterisierte Objekte

Tabelle 5.1 dargestellt. Für eine genaue Bestimmung des optischen Gegenstückes zur Röntgenquelle sind die Röntgenkonturen der einzelnen Quellen zu untersuchen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde aus zeitlichen Gründen darauf verzichtet.

Röntgenquellen mit opt. Gegenstücken		99	100,0 %
	Broad-Emission-Line-Objekte (BEL)	46	46,5 %
	Narrow-Emission-Line-Objekte (NEL)	36	36,5 %
	BL-Lac-Objekte (BLL)	1	1,0 %
	Galaxien (GAL)	6	6,0 %
	Sterne	3	3,0 %
	unsichere Identifikationen	7	7,0 %

Die Ergebnisse können im Einzelnen der nachstehenden Röntgenobjektkatalogtabelle 5.1 entnommen werden.

Tabelle 5.1: Röntgenobjektkatalog

(1) Nr.	(2) XMMU J...	(3) Fehl	(4) Zählrate	(5) Like	(6) HR1	(7) f_X	(8) RA	(9) DEC	(10) Dist	(11) MagK	(12) MagR	(13) Typ	(14) z	(15) L_X	(16) Bem
4A	031334.1-552642	2.0	0.23266±0.00631	4202.8	-0.032±0.040	37.5628	03 13 34.0	-55 26 43	1.36	0.00	17.05	BEL	0.987	18.7610	X
9A	031510.1-551313	2.0	0.02130±0.00090	1151.4	0.572±0.054	3.4384	03 15 09.9	-55 13 13	1.37	0.00	22.63	NEL	1.427	3.7385	X
10A	031328.3-551019	2.0	0.06033±0.00218	1627.3	0.576±0.050	9.7404	03 13 28.4	-55 10 18	0.97	16.98	20.24	BEL	1.384	9.9277	X
11A	031511.3-550927	2.0	0.02468±0.00101	1123.8	0.212±0.059	3.9843	03 15 11.3	-55 09 27	0.41	0.00	21.02	BEL	1.201	3.0101	X
20A	031621.5-551759	2.1	0.01708±0.00125	380.8	0.584±0.114	2.7581	03 16 21.4	-55 17 59	1.22	17.33	23.00	NEL	2.209:	7.5450	X
23A	031432.3-551959	2.1	0.01548±0.00096	400.6	0.314±0.085	2.4985	03 14 32.1	-55 19 59	1.14	18.32	21.01	BEL	1.271	2.1274	X
32A	031547.2-551755	2.1	0.01250±0.00089	279.1	0.920±0.085	2.0180	03 15 47.0	-55 17 55	1.42	17.75	22.96	BEL	2.727	8.6036	
39A	031339.6-550151	2.1	0.01983±0.00154	249.8	0.751±0.119	3.2009	03 13 39.7	-55 01 51	1.07	0.00	23.41	NEL	0.864	1.2081	
41A	031608.0-551723	2.1	0.00873±0.00085	151.6	0.206±0.122	1.4096	03 16 07.8	-55 17 24	2.02	18.54	22.36	BEL	0.982:	0.6965	X
43A	031332.4-551050	2.1	0.01222±0.00099	179.3	0.534±0.095	1.9725	03 13 32.5	-55 10 49	1.27	0.00	23.40	BEL	2.015	4.4448	
44A	031346.7-550031	2.2	0.01411±0.00143	119.6	0.387±0.133	2.2788	03 13 46.8	-55 00 31	1.21	0.00	21.40	BEL	0.785	0.7031	
46A	031607.4-552322	2.2	0.01320±0.00120	183.7	0.047±0.147	2.1315	03 16 07.0	-55 23 24	4.46	0.00	21.98	BEL	1.306	1.9220	
47A	031538.7-551043	2.2	0.00453±0.00052	82.4	0.921±0.125	0.7310	03 15 38.7	-55 10 44	1.29	19.06	23.94	NEL	0.901	0.3013	
49A	031638.4-552013	2.1	0.01346±0.00125	167.9	1.000±0.050	2.1724	03 16 38.4	-55 20 14	1.24	16.01	20.26	GAL	0.454	0.2134	
50A	031410.1-551746	2.2	0.00764±0.00069	112.2	0.952±0.094	1.2330	03 14 09.9	-55 17 46	1.41	0.00	23.66	NEL	0.986	0.6145	
56A	031250.8-551728	2.2	0.02823±0.00258	208.6	0.187±0.171	4.5585	03 12 50.9	-55 17 26	2.06	0.00	20.11	BEL	0.644	0.9286	X
58A	031301.7-552224	2.2	0.02099±0.00212	103.4	0.220±0.123	3.3889	03 13 01.7	-55 22 23	0.70	0.00	21.10	BEL	0.591	0.5768	
59A	031339.5-551426	2.2	0.01085±0.00090	138.7	0.151±0.111	1.7525	03 13 39.4	-55 14 26	0.90	0.00	21.83	BEL	0.978	0.8586	
60A	031426.3-551746	2.2	0.00645±0.00063	97.6	0.237±0.146	1.0421	03 14 26.3	-55 17 48	1.34	17.62	21.77	BEL	0.959	0.4899	X
64A	031334.0-551021	2.4	0.00730±0.00092	45.0	0.215±0.179	1.1791	03 13 33.7	-55 10 21	2.32	17.21	21.51	BEL	1.165	0.8354	
66A	031500.8-550718	2.2	0.00404±0.00060	51.3	0.687±0.182	0.6517	03 15 00.8	-55 07 18	0.36	18.40	21.41	NEL	0.982:	0.3220	
67A	031310.5-551312	2.2	0.01205±0.00115	109.4	0.211±0.128	1.9453	03 13 10.6	-55 13 13	1.33	0.00	21.69	BEL	0.866	0.7378	
68A	031338.2-552303	2.2	0.01210±0.00120	107.2	0.075±0.146	1.9543	03 13 37.9	-55 23 03	2.10	18.28	21.80	BEL	0.840	0.6952	X
69A	031415.3-551910	2.4	0.00310±0.00057	19.3	0.626±0.286	0.5003	03 14 15.3	-55 19 10	0.53	0.00	24.63	BEL	2.553	1.8567	
70A	031620.8-550648	2.6	0.00287±0.00099	13.4	-0.229±0.690	0.4636	03 16 21.0	-55 06 48	2.55	19.82	23.37	BEL	1.111:	0.2971	
70B							03 16 20.9	-55 06 45	3.38	18.96	22.15	NEL	0.845	0.1670	
73A	031321.2-552046	2.2	0.01292±0.00147	87.6	0.400±0.145	2.0863	03 13 21.2	-55 20 47	0.40	18.31	20.10	BEL	2.695	8.6767	X
75A	031601.3-550516	2.3	0.00563±0.00072	56.6	0.410±0.181	0.9089	03 16 01.2	-55 05 16	0.53	0.00	22.86	BEL	2.456	3.1088	
76A	031549.7-550908	2.3	0.00494±0.00062	67.6	0.498±0.169	0.7976	03 15 49.7	-55 09 08	0.48	19.06	23.21	BEL	1.060	0.4630	X
84A	031621.8-552038	2.3	0.00578±0.00113	42.0	0.956±0.158	0.9337	03 16 21.6	-55 20 37	1.45	18.63	23.47	BEL	2.092	2.2773	
84B							03 16 22.0	-55 20 41	3.59	18.73	23.42	M4	0.000	0.0000	
88A	031316.3-550311	2.3	0.01036±0.00123	67.0	0.192±0.166	1.6719	03 13 16.6	-55 03 10	3.83	0.00	20.85	BEL	0.739	0.4544	
116A	031620.9-551651	2.3	0.00537±0.00087	47.8	1.000±0.675	0.8669	03 16 20.8	-55 16 52	0.92	16.99	22.39	GAL	0.582	0.1429	
132A	031614.4-551728	2.4	0.00425±0.00086	27.7	0.644±0.319	0.6862	03 16 14.4	-55 17 29	1.64	17.65	21.79	NEL	1.145:	0.4687	
133A	031426.3-552113	2.6	0.00266±0.00059	11.4	-0.349±0.363	0.4289	03 14 26.2	-55 21 13	1.10	0.00	23.54	NEL	2.323	1.3047	
135A	031315.2-552623	2.5	0.01279±0.00246	31.0	0.123±0.211	2.0646	03 13 14.7	-55 26 19	5.96	0.00	21.95	BEL	2.027	4.7108	
137A	031612.8-550846	2.8	0.00176±0.00060	2.7	-0.133±0.810	0.2847	03 16 12.8	-55 08 47	1.05	17.55	19.54	BEL	1.724	0.4616	X
145A	031537.1-551713	2.5	0.00132±0.00033	13.7	-1.000±2.000	0.2133	03 15 37.1	-55 17 14	1.22	16.39	19.77	NEL	0.496	0.0252	
149A	031254.9-551551	2.3	0.01331±0.00181	60.0	0.218±0.176	2.1483	03 12 54.9	-55 15 50	1.06	0.00	21.34	NEL	0.642	0.4348	
157A	031627.9-550541	3.1	0.00229±0.00072	8.6	-1.000±1.128	0.3693	03 16 28.0	-55 05 38	3.27	16.41	19.76	GAL	0.625	0.0707	
160A	031644.2-552242	3.0	0.00141±0.00076	3.1	1.000±1.449	0.2284	03 16 44.3	-55 22 43	1.53	0.00	21.96	NEL	1.020:	0.1222	
171A	031351.2-550257	2.3	0.00584±0.00085	46.7	1.000±0.121	0.9424	03 13 51.5	-55 02 57	3.04	0.00	22.17	NEL	0.800	0.3025	
189A	031326.4-550121	2.8	0.00263±0.00086	8.8	-0.690±0.445	0.4250	03 13 25.4	-55 01 18	10.22	0.00	20.47	NEL	0.078	0.0011	

Tabelle 5.1: Röntgenobjektkatalog (Fortsetzung)

(1) Nr.	(2) XMMU J...	(3) Fehl	(4) Zählrate	(5) Like	(6) HR1	(7) f_X	(8) RA	(9) DEC	(10) Dist	(11) MagK	(12) MagR	(13) Typ	(14) z	(15) L_X	(16) Bem
197A	031428.2-551933	2.5	0.00251±0.00051	16.2	1.000±0.541	0.4057	03 14 28.0	-55 19 34	2.10	17.94	23.98	NEL	1.021:	0.2176	
204A	031424.7-550204	2.7	0.00345±0.00080	12.1	0.487±0.523	0.5577	03 14 24.6	-55 02 03	1.67	0.00	21.16	NEL	0.859:	0.2079	
205A	031319.1-552511	2.5	0.01188±0.00196	43.2	0.321±0.261	1.9187	03 13 18.9	-55 25 12	2.17	0.00	24.35	B3	0.000	0.0000	
205B							03 13 18.8	-55 25 07	4.46	0.00	23.59	K4	0.000	0.0000	
209A	031602.3-550248	2.4	0.00468±0.00083	23.0	0.305±0.250	0.7562	03 16 02.2	-55 02 48	0.96	0.00	20.63	BEL	2.739	3.2537	X
217A	031419.3-551641	2.9	0.00177±0.00047	5.6	1.000±0.230	0.2857	03 14 19.6	-55 16 43	4.11	0.00	22.07	NEL	0.816	0.0956	
217B							03 14 19.1	-55 16 38	4.01	0.00	21.32	NEL	0.645	0.0584	
222A	031644.1-552006	2.8	0.00312±0.00095	7.9	-0.538±0.699	0.5044	03 16 43.2	-55 20 06	8.98	0.00	24.78	NEL	0.805:	0.1641	
224A	031304.8-551606	2.4	0.00894±0.00123	55.4	0.739±1.617	1.4427	03 13 04.8	-55 16 04	1.70	0.00	21.51	NEL	0.690	0.3396	
225A	031332.1-550044	2.5	0.00767±0.00123	29.5	1.000±0.079	1.2387	03 13 31.7	-55 00 46	4.15	0.00	21.41	GAL	0.420	0.1035	
225B							03 13 32.1	-55 00 45	0.92	0.00	17.99	G8	0.000	0.0000	
232A	031441.9-550816	2.2	0.00468±0.00064	53.3	0.502±0.208	0.7556	03 14 41.8	-55 08 18	2.17	0.00	24.16	BEL	2.509	2.7034	
241A	031322.0-551350	2.5	0.00578±0.00092	30.9	0.640±0.206	0.9334	03 13 22.0	-55 13 50	0.71	15.81	17.56	GAL	0.165	0.0114	
242A	031604.3-550716	2.4	0.00414±0.00066	36.6	0.406±0.260	0.6680	03 16 04.2	-55 07 16	0.90	0.00	22.57	BEL	1.140	0.4521	
246A	031356.9-550108	3.1	0.00439±0.00097	13.2	1.000±0.133	0.7084	03 13 56.5	-55 01 08	3.88	18.50	21.91	GAL	1.047:	0.4007	X
253A	031438.1-550648	2.5	0.00258±0.00053	16.6	1.000±2.000	0.4171	03 14 38.0	-55 06 50	2.73	0.00	21.84	NEL	0.517	0.0537	
253B							03 14 38.1	-55 06 45	3.13	0.00	23.86	NEL	0.519	0.0541	
265A	031336.5-550018	2.7	0.00354±0.00101	8.7	1.000±0.592	0.5719	03 13 36.7	-55 00 18	1.09	0.00	22.65	BEL	1.280	0.4942	
265B							03 13 37.0	-55 00 20	4.61	0.00	21.81	K5	0.000	0.0000	
267A	031422.8-551708	2.5	0.00293±0.00051	18.9	0.583±0.328	0.4738	03 14 22.5	-55 17 09	3.59	0.00	22.46	BEL	1.500	0.5724	
280A	031324.8-551118	2.5	0.00398±0.00084	12.5	0.796±0.476	0.6424	03 13 24.8	-55 11 19	0.68	0.00	22.95	BEL	1.936	1.3303	
288A	031316.8-551609	3.5	0.00278±0.00091	2.4	0.293±0.812	0.4487	03 13 16.4	-55 16 15	6.73	0.00	23.05	NEL	0.830	0.1556	
289A	031647.9-551013	2.8	0.00242±0.00079	4.1	1.000±0.464	0.3900	03 16 47.7	-55 10 10	4.38	0.00	23.01	NEL	0.628:	0.0754	
315A	031346.1-550450	3.0	0.00156±0.00062	2.6	1.000±2.000	0.2518	03 13 45.5	-55 04 48	7.38	0.00	20.09	M4	0.000	0.0000	
315B							03 13 46.0	-55 04 46	4.35	0.00	23.06	NEL	0.837	0.0889	
331A	031636.4-550929	2.8	0.00194±0.00069	3.6	1.000±0.965	0.3126	03 16 36.2	-55 09 31	2.83	19.73	22.13	BEL	1.880	0.6084	X
335A	031357.2-550432	2.7	0.00257±0.00067	7.7	1.000±0.437	0.4152	03 13 57.3	-55 04 32	1.03	15.96	17.97	NEL	0.257	0.0126	
345A	031316.6-552239	2.3	0.01334±0.00173	63.6	0.055±0.156	2.1535	03 13 16.6	-55 22 38	0.91	0.00	21.61	BEL	2.166	5.6517	X
360A	031311.9-551718	2.6	0.00545±0.00126	15.6	1.000±1.087	0.8806	03 13 11.6	-55 17 19	3.29	0.00	23.83	NEL	2.170	2.3201	
361A	031314.6-550320	2.7	0.00547±0.00112	12.3	0.331±0.391	0.8824	03 13 14.6	-55 03 18	2.05	0.00	20.03	BEL	1.658	2.5377	X
371A	031620.5-550330	2.7	0.00348±0.00093	13.1	-1.000±2.000	0.5612	03 16 20.5	-55 03 33	3.16	0.00	21.25	NEL	0.802	0.1811	
373A	031502.6-550508	2.7	0.00231±0.00058	6.5	-0.258±0.384	0.3727	03 15 02.3	-55 05 08	3.03	0.00	23.69	NEL	0.573	0.0595	
373B							03 15 02.4	-55 05 02	6.01	0.00	21.87	BEL	0.952	0.1725	
382A	031247.3-551653	2.7	0.00895±0.00181	28.2	1.000±0.369	1.4447	03 12 47.3	-55 16 51	1.46	0.00	20.63	BEL	1.906	2.8949	
422A	031531.6-551049	2.6	0.00230±0.00043	14.5	0.455±0.389	0.3706	03 15 31.6	-55 10 45	4.79	0.00	21.04	NEL	0.476	0.0402	
442A	031341.0-550038	3.1	0.00321±0.00097	2.4	0.634±0.488	0.5184	03 13 41.4	-55 00 33	6.26	0.00	22.16	NEL	0.459	0.0521	
473A	031532.5-551116	3.8	0.00134±0.00039	5.3	1.000±0.446	0.2163	03 15 32.2	-55 11 22	6.59	0.00	21.64	G0	0.000	0.0000	
475A	031352.2-550347	2.8	0.00363±0.00079	10.9	0.228±0.306	0.5861	03 13 52.4	-55 03 46	1.96	0.00	23.97	BEL	1.722	0.9477	
480A	031653.5-551234	3.0	0.00481±0.00121	11.1	0.692±0.360	0.7773	03 16 53.2	-55 12 32	2.79	0.00	22.47	NEL	0.921:	0.3356	
485A	031527.3-551618	2.7	0.00142±0.00040	5.6	-0.180±1.129	0.2288	03 15 27.1	-55 16 14	4.82	0.00	22.85	NEL	1.263:	0.1923	
486A	031327.5-550150	3.1	0.00359±0.00101	4.1	1.000±0.284	0.5795	03 13 27.3	-55 01 59	9.80	0.00	18.38	GAL	0.256	0.0174	
496A	031245.2-551648	2.6	0.01022±0.00211	21.8	0.207±0.248	1.6494	03 12 45.4	-55 16 48	1.61	0.00	19.74	BEL	1.907	3.3087	
511A	031528.1-551313	2.5	0.00185±0.00038	11.0	0.153±0.269	0.2986	03 15 28.0	-55 13 14	0.93	0.00	22.58	BEL	2.635	1.1843	

Tabelle 5.1: Röntgenobjektkatalog (Fortsetzung)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
Nr.	XMMU J...	Fehl	Zählrate	Like	HR1	f_X	RA	DEC	Dist	MagK	MagR	Typ	z	L_X	Bem
512A	031348.3-551309	2.5	0.00520±0.00072	38.6	0.566±0.213	0.8389	03 13 48.3	-55 13 06	3.14	0.00	19.34	NEL	0.466	0.0870	X
524A	031314.0-550419	2.3	0.00757±0.00105	50.6	0.693±0.280	1.2218	03 13 14.1	-55 04 16	3.59	0.00	20.46	F5	0.000	0.0000	
531A	031338.2-550352	2.1	0.02009±0.00178	241.8	0.168±0.128	3.2439	03 13 38.2	-55 03 51	1.04	0.00	21.67	BEL	0.926	1.4165	
536A	031450.3-550410	3.0	0.00138±0.00053	6.9	-0.108±0.731	0.2230	03 14 50.6	-55 04 10	3.76	0.00	22.41	NEL	0.331	0.0114	
543A	031250.3-551100	2.9	0.00342±0.00136	6.4	1.000±2.000	0.5523	03 12 50.3	-55 11 00	0.84	0.00	22.73	BEL	2.511	1.9794	
551A	031243.0-551159	2.8	0.00647±0.00149	11.0	0.451±0.336	1.0439	03 12 43.3	-55 12 01	3.92	0.00	21.83	K5	0.000	0.0000	
551B							03 12 43.0	-55 11 59	1.29	0.00	23.30	NEL	0.786	0.3229	
572A	031249.6-551539	3.0	0.00444±0.00124	7.8	-0.984±0.358	0.7176	03 12 49.4	-55 15 38	1.67	0.00	20.88	GAL	0.581	0.1179	
582A	031630.6-551130	2.6	0.00476±0.00091	18.3	0.199±0.203	0.7683	03 16 30.5	-55 11 30	1.26	17.23	21.32	M4	0.000	0.0000	
585A	031309.2-551142	2.3	0.01040±0.00132	74.1	0.521±0.156	1.6795	03 13 09.3	-55 11 40	1.88	0.00	23.82	BEL	1.380	1.7014	
593A	031511.3-551202	2.6	0.00203±0.00039	12.5	0.603±0.211	0.3275	03 15 11.2	-55 12 02	1.29	0.00	22.12	BEL	0.954	0.1523	
607A	031651.2-551306	2.4	0.00773±0.00125	39.8	-0.179±0.215	1.2483	03 16 51.2	-55 13 06	0.25	0.00	19.83	BEL	0.407	0.5134	
608A	031349.7-551259	2.3	0.00428±0.00067	28.4	0.389±0.253	0.6906	03 13 49.7	-55 12 59	0.67	0.00	22.46	NEL	1.020	0.3697	X
610A	031551.9-551222	2.3	0.00362±0.00057	39.7	0.428±0.419	0.5845	03 15 51.8	-55 12 22	1.37	17.64	21.12	NEL	0.699	0.1414	
612A	031606.8-550423	3.0	0.00215±0.00064	4.2	-0.247±0.696	0.3469	03 16 06.9	-55 04 26	3.52	0.00	23.74	NEL	0.411	0.0277	
615A	031459.7-550356	2.3	0.00552±0.00074	52.1	0.048±0.215	0.8914	03 14 59.5	-55 03 57	2.46	0.00	22.77	BEL	1.359	0.8742	
615B							03 15 00.2	-55 03 53	5.34	17.08	19.23	NEL	0.097	0.0037	X
623A	031642.3-551707	3.2	0.00268±0.00082	4.1	1.000±0.275	0.4333	03 16 42.5	-55 17 07	2.90	0.00	20.18	GAL	0.073	0.0010	
632A	031624.5-552135	2.9	0.00120±0.00056	5.4	-0.216±1.162	0.1932	03 16 24.6	-55 21 33	2.43	18.97	23.29	BLL?	?	0.0000	
632B							03 16 24.7	-55 21 44	9.03	19.04	22.93	NEL	0.987	0.0965	
656A	031326.1-550427	2.1	0.03527±0.00310	320.8	1.000±0.066	5.6952	03 13 26.1	-55 04 25	1.40	0.00	18.37	NEL	0.165	0.0696	
664A	031611.1-552117	2.9	0.00275±0.00073	6.2	0.282±0.318	0.4439	03 16 10.0	-55 21 19	10.61	18.31	22.60	BEL	0.527:	0.0595	
664B							03 16 11.1	-55 21 22	5.00	0.00	23.38	BEL	2.083:	1.0730	
677A	031641.1-551934	3.8	0.00145±0.00065	3.6	-	0.2338	03 16 40.3	-55 19 32	8.15	19.58	21.76	NEL	0.131	0.0018	
677B							03 16 41.6	-55 19 36	5.06	0.00	23.25	NEL	1.354:	0.2275	
686A	031346.7-551148	2.0	0.09401±0.00218	4192.0	0.294±0.033	15.1777	03 13 46.6	-55 11 49	0.74	0.00	19.11	BEL	1.664	22.8302	X
687A	031302.4-552604	2.7	0.01626±0.00306	26.4	0.189±0.241	2.6256	03 13 02.6	-55 26 07	3.98	0.00	18.83	K5	0.000	0.0000	

Bemerkungen zu einzelnen Objekten

Nr.	Bemerkung
4A	bereits identifiziert als [MZZ88] ¹ 09770
9A	bereits identifiziert als [ZMH99] ² X043-12, jedoch statt $z = 2,800$ ist die hier bestimmte Rotverschiebung $z = 1,427$
10A	bereits identifiziert als [ZMH99] X012-02
11A	bereits identifiziert als [MZZ88] 05250
20A	bereits untersucht in [ZMH99] X028-33 -03.1-00.0, aber ohne Rotverschiebung und Charakterisierung
23A	bereits identifiziert als [MZZ88] 07430
41A	bereits untersucht in [ZMH99] X109-46 -01.9-00.2, aber ohne Rotverschiebung und Charakterisierung
56A	bereits identifiziert als [MZZ88] 08104
60A	Radioquelle [GZd97] ³ 1,4GHz; RA (J2000): 03 14 26.4; DEC (J2000): -55 17 47.6
68A	Radioquelle [GZd97] 1,4 GHz; RA (J2000): 03 13 37.8; DEC (J2000): -55 23 06.0
73A	bereits identifiziert als [MZZ88] 09854
76A	bereits identifiziert als [ZMH99] X306-42
137A	bereits identifiziert als [MZZ88] 05177
209A	bereits identifiziert als [MZZ88] 02994
246A	vermutlich Radioquelle [GZd97] 1,4 GHz; RA (J2000): 03 13 54.9; DEC (J2000): -55 01 13.1
331A	bereits identifiziert als [MZZ88] 04935
345A	bereits untersucht als [MZZ88] 09898, aber ohne Rotverschiebung und Charakterisierung
361A	bereits untersucht als [MZZ88] 03777, aber ohne Rotverschiebung und Charakterisierung
512A	bereits identifiziert als [ZMH99] X207-31 -17.3-06.3, jedoch statt $z = 0,584$ scheint die wahrscheinlichere Rotverschiebung $z = 0,466$ zu sein
608A	bereits untersucht in [ZMH99] X207-31 -05.7-00.7, aber ohne Rotverschiebung und Charakterisierung
615B	bereits identifiziert als [ZMH99] X051-43 -12.2-14.5;
686A	bereits identifiziert als [MZZ88] 05571

Wenn nicht anders vermerkt, sind die in dieser Arbeit ermittelten Rotverschiebungen und charakterisierten Eigenschaften der Objekte mit denen der Literaturangabe identisch.

¹ Marano, Zamorani, Zitelli 1988 ² Zamorani, Mignoli, Hasinger et al. 1999 ³ Gruppioni, Zamorani 1997

Die Tabelle 5.1 stellt auf der linken Seite die Röntgeneigenschaften der Objekte dar. Auf der rechten Seite wurden die optischen Daten zusammengefasst. Dabei beschreiben die Spalten im Einzelnen nachfolgende astrophysikalische Eigenschaften:

Röntgeneigenschaften

(1) Nr. Einheit: Keine

Zur Bezeichnung der Röntgenobjekte wurden die Identifikationsnummern aus der Quelldetektionssoftware benutzt. Zusätzlich wurden diese mit dem Buchstaben A bzw. B versehen. Der Nachsatz A und B gibt an, um welchen optischen Kandidaten zu einer Röntgenquelle es sich handelt. Diese Bezeichnung wurde auch in den Suchkarten (Anhang A) verwendet.

(2) XMMU J ... Einheit: Keine

Mit dieser Katalogbezeichnung werden die durch beobachtereigene Prozessierung von XMM-Newton-Daten ermittelten Koordinaten der Röntgenquellen für das Äquinoktium 2000 angegeben. Dabei entspricht z.B. die Bezeichnung 031428.2-551933 den Koordinaten: Rektaszension 03h 14min 28.2s, Deklination -55° 19min 33s.

(3) Fehl Einheit: Bogensekunden

Die durch die Quelldetektionssoftware bestimmten Positionen der Röntgenquellen sind mit Fehlern behaftet. In dieser Spalte ist der Fehler der einzelnen Röntgenpositionen aufgetragen. Er berechnet sich aus $\sigma_{Pos.} = \sqrt{\sigma_{syst.}^2 + \sigma_{stat.}^2}$. Der statistische Positionsfehler $\sigma_{stat.}$ wird in der Quelldetektionssoftware ermittelt, während der systematische Fehler der XMM-Newton-Röntgenposition $\sigma_{syst.}$ sich erfahrungsgemäß mit $\sigma_{syst.} = 2''$ ergibt.

(4) ZR Einheit: s^{-1}

Die Zählrate ist die in den Kameras detektierte Anzahl an Röntgenphotonen pro Sekunde. Es wird in dieser Spalte die Gesamtzählrate aus den Energiebändern von 0.2 - 12 keV angegeben. Diese Spalte enthält ebenfalls den Fehler der Röntgenzählrate, der aus den Auswerteprogrammen entnommen wird.

(5) Like Einheit: Keine

Die Likelihood gibt wie in Kapitel 3.1 beschrieben an, wie wahrscheinlich es ist, dass es sich um eine Röntgenquelle handelt und nicht um eine zufällige Anhäufung von Hintergrundphotonen. An dieser Stelle sei ein wichtiger Nachtrag einzubringen. Im Laufe der hier vorliegenden Diplomarbeit stellte sich heraus, dass die Quelldetektionssoftware die Likelihood fehlerhaft berechnete. Grob gerechnet sind die tatsächlichen Werte für Likelihood $ml_{alt} > 20$ um den Faktor 2 zu groß, für kleinere Werte etwa um den Faktor 3 bis 4. Dieser Fehler wurde korrigiert. Deshalb enthalten die in der Tabelle auftretenden Likelihoodwerte nicht die untere Schranke von $ml = 10$ wie in Kapitel 3.3 erwähnt, sondern von $ml = 2, 4$.

(6) HR1 Einheit: Keine

Das Hardness-Ratio (zu deutsch: Härteverhältnis) beschreibt den Verlauf des Spektrums im Röntgenbereich. Misst ein Detektor die ihn erreichende Röntgenstrahlung in mindestens zwei unterschiedlichen Energiebändern, kann ein Härteverhältnis des Spektrums angegeben werden. HR1 bezeichnet das Härteverhältnis der XMM-Newton-Detektoren in den zwei weichesten Energiebändern mit A) 0,2 - 0,5 keV und B) 0,5 - 2 keV. Das Härteverhältnis HR1 definiert sich aus $HR1 = \frac{ZR_B - ZR_A}{ZR_B + ZR_A}$, wobei ZR_A und ZR_B die Zählraten der Energiebänder A und B sind. Die Berechnung des Härteverhältnisfehlers ergibt sich somit aus der Fehlerfortpflanzung mit Hilfe

der den Zählraten zugrundeliegenden Fehlern.

(7) f_x Einheit: $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

Der in dieser Spalte aufgeführte Wert gibt den Röntgenfluss des Objektes im Energiebereich von 0,2 - 10 keV an. Zur Ermittlung dieses Wertes aus der Zählrate müssen Simulationsrechnungen durchgeführt werden. Dazu wurde ein Photonenspektrum mit dem Photonenindex $\Gamma = 1,8$ angenommen. Dabei geht man davon aus, dass das Röntgenspektrum dem nachfolgenden mathematischen Verlauf unterliegt

$$\frac{dN_{phot}}{dE} = N_0 \cdot E^{-\Gamma} . \quad (5.1)$$

Durch das zusätzliche Wissen aus Radiobeobachtung der 21 cm Wasserstofflinienintensität kann die galaktische Absorption für das Marano-Feld mit einer Säulendichte von $N_H = 2,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ abgeschätzt werden. Mit Hilfe der Software *XSPEC* kann man aus diesen Angaben über den Verlauf des Spektrums und die Säulendichte Zählraten der einzelnen Detektoren (MOS1, MOS2 und PN) errechnen. Die Simulationen berücksichtigen dabei die Empfindlichkeit und Energieauflösung der einzelnen Detektoren. Das Ergebnis ist ein Energiekonversionsfaktor, der angibt wie sich Zählraten in einen Röntgenfluss umrechnen. Für die in Spalte (4) angegebene Gesamtzählrate der 5 Energiebänder ergibt sich der Energiekonversionsfaktor für den Energiebereich von 0,2 - 10 keV mit $1,61452 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}$.

optische Eigenschaften

(8) RA Format: h min ss.s

Rektaszensionskoordinate des möglichen optischen Gegenstücks.

(9) DEC Format: \pm deg min ss

Deklinationskoordinate des möglichen optischen Gegenstücks.

(10) Dist Einheit: Bogensekunden

In dieser Spalte ist der Abstand der Position des möglichen optischen Gegenstücks zur Röntgenposition aus den Spalten (2), (8) und (9) berechnet worden. Ein Vergleich mit Spalte (3) lässt Aussagen zu, wie groß der Abstand im Vergleich zu einem $1\text{-}\sigma$ -Röntgenpositionsfehler ist.

(11) MagK Einheit: Magnituden

K-Band Magnituden der Objekte (siehe Kapitel 3.2.1)

Viele Objekte, die für die pre-Images mit dem 8,2 Meter-Teleskop in Paranal, Chile, aufgenommen wurden, waren nicht mit SOFI detektiert worden. Die K-Magnitude dieser Objekte wurde in der Tabelle 5.1 auf 0.00 gesetzt.

(12) MagR Einheit: Magnituden

R-Magnitude der Objekte (siehe Kapitel 3.2.2)

(13) Typ Einheit: Keine

Aus dem Verlauf der reduzierten Spektren konnte auf die astrophysikalische Klasse des vorliegenden Objektes geschlossen werden. Ist der Typ fettgedruckt, so ist dieses Objekt als Quelle der Röntgenstrahlung anzusehen. Die in dieser Spalte auftretenden Abkürzungen symbolisieren:

BEL - Broad-Emission-Line-Objekte (Seyfert-1),

NEL - Narrow-Emission-Line-Objekte (Seyfert-2),
 BLL - BL-Lac-Objekte,
 GAL - Galaxien sowie
 B3, F5, G0, G8, K4, K5, M4 - stellarer Spektraltyp

(14) z Einheit: Keine

Aus den Emissions- oder Absorptionslinien der reduzierten Spektren konnten die Rotverschiebungen der einzelnen Objekte bestimmt werden. Der der Rotverschiebung z zu Grunde liegende mathematische Zusammenhang ist

$$z = \frac{\lambda_{beob.} - \lambda_{Labor}}{\lambda_{Labor}} = \frac{\lambda_{beob.}}{\lambda_{Labor}} - 1 . \quad (5.2)$$

Ein Doppelpunkt als Nachtrag bedeutet, dass diese Rotverschiebung sehr unsicher ist, da entweder nur sehr wenige Linien identifiziert werden können, an denen sich die Rotverschiebung bestimmen lässt, oder das Signal-zu-Rausch Verhältnis keine eindeutigen Aussagen über die Existenz der Linien, die zur Rotverschiebungsbestimmung benutzt werden, zulässt.

(15) L_X Einheit: $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$

Obwohl diese Spalte die Röntgenleuchtkraft charakterisiert, befindet sich dieser Eintrag unter den optischen Eigenschaften, da er sich über die Rotverschiebung des Objektes und nicht direkt aus den Röntgenzählraten berechnet. Die Röntgenleuchtkraft wurde über die in der Literatur zu findene Standardmethode unter der Annahme von kosmologischen Parametern berechnet, die den heutigen kosmologischen Vorstellungen über das Universum nicht mehr entsprechen, aber immer noch Einsatz finden, da dadurch die Leuchtkräfte mit früheren Arbeiten vergleichbar sind. Die Röntgenleuchtkraft berechnet sich nach

$$L_X = \frac{4\pi d_L^2}{k_{korr}} f_x . \quad (5.3)$$

Somit bleiben die Leuchtkraftdistanz d_L und die k-Korrektur k_{korr} herzuleiten. Es werden die Annahmen eines Einstein-de-Sitter-Universums betrachtet

$$\Omega_\Lambda = 0 \quad (5.4)$$

$$q_0 = \frac{\Omega_M}{2} = 0,5 \quad (5.5)$$

$$H_0 = 50 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}} \quad (5.6)$$

Die Leuchtkraftdistanz ergibt sich aus

$$d_L = a_0 d_P (1 + z). \quad (5.7)$$

Die Eigendistanz d_P wird aus dem Linienelement der Robertson-Walker-Metrik, das für ein Photon Null ist $ds^2 = 0 = c^2 dt^2 - \frac{a^2}{1-kr^2} dr^2$, dem Skalenfaktor-Rotverschiebung-Zusammenhang $a = \frac{1}{1+z}$, der Definition der Hubblekonstante $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$, sowie der abgewandelten Friedmanngleichung

$$H^2(t) = H_0^2 E^2(z) = H_0^2 (\Omega_M(0) a^{-3} + \Omega_R(0) a^{-4} + \Omega_\Lambda(0) + \Omega_K(0) a^{-2}) \quad (5.8)$$

mit

$$d_P = \int_0^{r'} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0}^{t_r} a^{-1} c dt = \int_{a'}^1 \frac{da}{\dot{a} a} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z'} \frac{dz}{E(z)} \quad (5.9)$$

berechnet. Für ein Einstein-de-Sitter-Universum wird $E(z) = (a^{-3})^{1/2} = (1+z)^{-3/2}$. Somit folgt aus Gleichung (5.9)

$$d_P = \frac{c}{H_0} \int_0^{z'} \frac{dz}{E(z)} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z'} (1+z)^{-3/2} dz = \frac{2c}{H_0} [1 - (1+z')^{-1/2}]. \quad (5.10)$$

Aus den Gleichungen (5.7) und (5.10) ergibt sich schließlich die Leuchtkraftdistanz mit

$$d_L = a_0 d_P (1+z) = \frac{2c}{H_0} [1 + z - \sqrt{1+z}]. \quad (5.11)$$

Die k-Korrektur berücksichtigt, dass die in einem bestimmten Energiebereich gemessene Energiemenge aufgrund der Rotverschiebung einst in einem höheren Energiebereich vom Objekt emittiert wurde.

Dabei treten zwei Effekte auf. Ein Spektrum, das einem Potenzgesetz mit dem Exponenten α entspricht, wird von einem Energiebereich, in dem es wenige Photonen gibt, durch die Rotverschiebung in einen Bereich verschoben, in dem eigentlich mehr Photonen emittiert werden. Dieser Effekt wird durch den Faktor $(1+z)^\alpha$ mit $\alpha < 0$ so korrigiert, dass scheinbar mehr Photonen detektiert wurden.

Zusätzlich wurde durch die Rotverschiebung ein höherer Energiebereich in einen niedrigeren und engeren Energiebereich komprimiert. Dieser Effekt verursacht, dass in einem bestimmten Energiebereich zu viele Photonen gemessen werden. Die Korrektur der Komprimierung des Wellenlängenbereiches hat die Form $(1+z)$. Für die k-Korrektur ergibt sich

$$k_{korr} = (1+z)^{\alpha+1}. \quad (5.12)$$

Zur Berechnung der Leuchtkraft wurde für die k-Korrektur $\alpha = -0,8$ benutzt. Aufgrund der abgeleiteten Zusammenhänge bestimmt sich die Leuchtkraft aus

$$L_X = \frac{4\pi \left(\frac{2c}{H_0} [1 + z - \sqrt{1+z}]\right)^2}{(1+z)^{0,2}} f_x. \quad (5.13)$$

(16) Bem Einheit: Keine

Objekte, die in dieser Spalte mit einem X versehen wurden, sind astrophysikalische Quellen von Röntgenstrahlung, die entweder bereits bekannt waren oder zu denen zusätzliche Informationen existieren. Die Informationen wurden der NED-Datenbank entnommen (NASA/IPAC Extragalactic Database) und in der der Tabelle 5.1 folgenden Übersicht dargestellt.

Stellt man alle die in Tabelle 5.1 aufgeführten Röntgenquellen im Marano-Feld dar, ergibt sich Abbildung 5.1. Die Spektren der Objekte und deren Suchkarten sind in Anhang A

Wellenlänge. Bei Ionen, die von einer eckigen Klammer umgeben sind, handelt es sich um halbverbotene Übergänge, bei denen die Materiedichten zur Erzeugung dieser Linie höher als bei den verbotenen Linien sein können.

Für Quelle 171A existiert keine Suchkarte, da dieses Objekt genau zwischen den CCD-Chips lag.

5.2 Graphische Darstellung der Ergebnisse

Für den nun folgenden Teil der Auswertung wurden nur die Röntgenobjekte verwendet, die in dieser Arbeit neu identifiziert wurden und als sehr wahrscheinliches optisches Gegenstück zur Röntgenquelle anzusehen sind. Es entfallen somit alle Objekte, die laut Bemerkungen zu Tabelle 5.1 bereits mit Rotverschiebung bekannt sind.

Röntgenquellen mit opt. Gegenstücken		99	
neue sichere Röntgenquellen mit opt. Gegenstücken		75	100,0 %
	Broad-Emission-Line-Objekte (BEL)	32	42,7 %
	Narrow-Emission-Line-Objekte (NEL)	33	44,0 %
	BL-Lac-Objekte (BLL)	1	1,3 %
	Galaxien (GAL)	6	8,0 %
	Sterne	3	4,0 %

5.2.1 XMM-Newton Quasarentdeckungscharakteristik im Vergleich zu optisch selektierten Quasaren

Die obenstehende Tabelle zeigt deutlich, dass die neu identifizierten Objekte zu etwa 87 % AGNs darstellen. Für weiterführende Aussagen gilt es, die Eigenschaften der durch XMM-Newton röntgenselektierten AGNs zu untersuchen.

In Abbildung 5.2 werden als gestrichelte Linie die XMM-Newton röntgenselektierten Quasare in Abhängigkeit von der Rotverschiebung dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt die von Marano, Zamorani, Zitelli (1988) optisch selektierten Quasare an. Der Vergleich beider Selektionsmethoden zeigt, dass die Entdeckungswahrscheinlichkeit für Quasare mit XMM-Newton über die Rotverschiebung konstant ist. Unentdeckte Quasare resultieren größten Teils aus der Tatsache, dass nicht das gesamte Marano-Feld im Sichtfeld von XMM-Newton liegt und somit Beobachtungslücken auftreten. Eine weitere Ursache für die geringere Anzahl an entdeckten röntgenselektierten Quasaren im Gegensatz zu den optisch Selektierten ist in der Tatsache zu suchen, dass in einigen Bereichen des Marano-Feldes nur kurze XMM-Newton-Beobachtungszeiten durchgeführt wurden und deshalb röntgenfluss-schwache Objekte dieser Regionen nicht detektiert werden können.

Da das Verhältnis zwischen optisch selektierten Quasaren zu XMM-Newton selektierten Quasaren relativ konstant über die Rotverschiebung bleibt, werden typischerweise auch

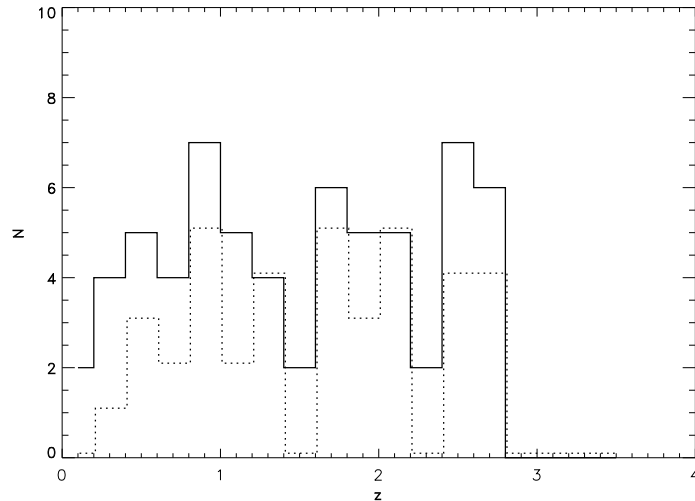


Abbildung 5.2: Vergleich der Anzahl N optisch selektierten Quasare (durchgezogene Linie) mit den XMM-Newton röntgenselektierten Quasaren (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z

entfernte Objekte mit XMM-Newton detektiert. Durch die Empfindlichkeit von XMM-Newton ist kein Selektionseffekt von Quasaren in Abhängigkeit von der Rotverschiebung festzustellen.

5.2.2 Überprüfung der röntgenselektierten Quasarprobe

Zunächst wird untersucht, welche Positionskorrelation die optischen Quellen mit den Röntgenquellen besitzen. Es muss überprüft werden, ob bei den optischen Gegenständen wirklich die Identifizierung der Röntgenquellen gelingt.

Trägt man die Objektanzahl der durch optische Gegenstände bestimmten Röntgenquellen in Abhängigkeit von der auf einen $1\text{-}\sigma$ -Röntgenpositionsfehler normierten Abstand zwischen Röntgenposition und optischer Position auf, so erwartet man, dass 68 % aller Objekte im normierten Abstand zwischen 0 und 1 liegen. Den zu erwartenden Verlauf kann man durch eine theoretische Verteilungskurve angeben und mit den Messergebnissen vergleichen (siehe Abbildung 5.3). Es wird deutlich, dass die ermittelten optischen Gegenstände stark mit den Röntgenquellen korrelieren. Nur für sehr wenige Objekte scheinen die optischen Objekte nicht den Röntgenquellen zu entsprechen. Aus dem Verlauf der theoretischen Verteilungskurve in Abbildung 5.3 ist auch abzuleiten, dass der systematische Fehler überschätzt wird, beziehungsweise es Quellen gibt, die mit einem kleineren systematischen Fehler behaftet sind.

Insgesamt ist zu sagen, dass es sich bei den charakterisierten Quellen mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit um die Röntgenquellen handelt und folglich die nachfolgenden Untersuchungen die Eigenschaften einer mit XMM-Newton röntgenselektierten Quasarprobe

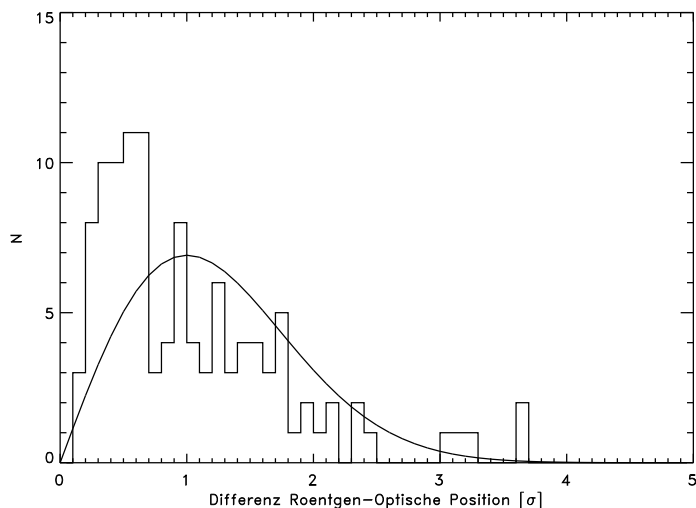


Abbildung 5.3: Objektanzahl in Abhängigkeit vom normierten Abstand zwischen Röntgenposition und optischer Position. Die Normierung wurde auf den 1- σ -Röntgenpositionsfehlern vorgenommen. Die theoretische Verteilungsfunktion ergibt sich aus mathematischen Überlegungen aus der Gaußverteilung zu $f(r_{norm}) = N_{gesamt} \cdot r_{norm} e^{-\frac{1}{2}r_{norm}^2}$ mit $r_{norm} = \frac{r_{Xpos} - r_{Optpos}}{\sigma_{Xpos}}$.

angeben.

Für die folgenden Diagramme wurden nur Broad-Emission-Line-Objekte (BEL) und Narrow-Emission-Line-Objekte (NEL) verwendet.

5.2.3 Rotverschiebungsverteilung der neu gefundenen Röntgenobjekte

In Abbildung 5.4 ist die Quasaranzahl in Abhängigkeit von der Rotverschiebung dargestellt. Dabei werden die Rotverschiebungen zu den neu gefundenen XMM-Newton-Objekten mit den ROSAT-Objekten aus Zamorani et al. (1999) verglichen. Es ist zu betonen, dass sich bei einzelner Betrachtung dieses Diagramms keine verallgemeinerbaren Rückschlüsse auf die Verteilung und Eigenschaften von Broad-Emission-Line-Objekte (BEL) und Narrow-Emission-Line-Objekte (NEL) direkt ziehen lassen. Es handelt sich vielmehr um Aussagen, wie deren Verteilung für den Bereich des Marano-Feldes ist, da in kleinen Durchmusterungsbereichen großräumige Strukturen die Ergebnisse beeinflussen können.

Es ist deutlich zu erkennen, dass NEL durchschnittlich näher liegen als BEL. Die Narrow-Emission-Line-Objekte nehmen ein Häufungsmaximum um etwa $z = 1$ ein, wobei ihre Häufigkeit zu größeren Rotverschiebungen schnell abnimmt. Neu gefundene Broad-

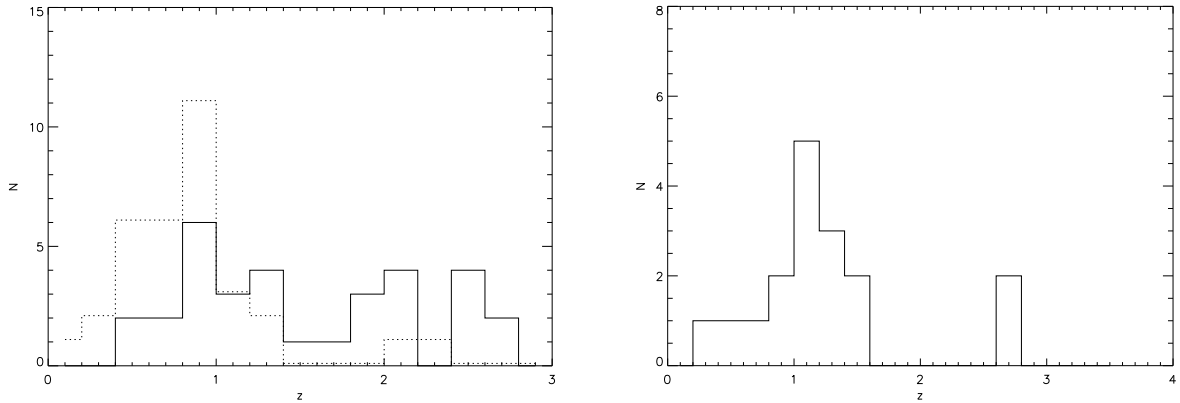


Abbildung 5.4: Quasarverteilung im Marano-Feld in Abhängigkeit von der Rotverschiebung. Broad-Emission-Line-Objekte wurden mit einer durchgezogenen Linie dargestellt, Narrow-Emission-Line-Objekte mit einer gestrichelten (mit XMM-Newton neu gefundene Objekte (links); ROSAT-Stichprobe, die aufgrund der harten Spektren von Narrow-Emission-Line-Objekten und des weichen ROSAT-Energiebereiches keine Narrow-Emission-Line-Objekte enthält (rechts)).

Emission-Line-Objekte nehmen auch ein Häufungsmaximum bei $z = 1$ ein, sind aber auch bei höheren Rotverschiebungen zu finden.

Quasare aus optisch tiefen selektierten Proben, die zumeist Broad-Emission-Line-Objekte darstellen, sind am häufigsten bei $z \sim 2$ zu finden.

Da sowohl in der ROSAT-Stichprobe als auch in der XMM-Stichprobe eine Häufung von Quasaren bei $z = 1$ auftritt, lässt sich die Vermutung ableiten, dass im Marano-Feld eine großräumige Struktur bei $z \sim 1$ vorliegt. Der relativ kleine untersuchte Himmelsbereich lässt deshalb keine repräsentativen Aussagen über die allgemeine Quasarverteilung in Abhängigkeit von der Rotverschiebung zu.

Obwohl die XMM-Newton-Beobachtungen empfindlich genug sind, die optisch selektierten Quasare bei allen Rotverschiebungen zu detektieren (Abbildung 5.2), hat die röntgenselektierte Probe eine niedrigere Rotverschiebung. Eine mögliche Ursache ist bei der Entwicklung der Objekte zu suchen. Quasare könnten durch ein sich änderndes Verhältnis von Röntgenfluss zu optischem Fluss bei höheren Rotverschiebungen leichter mit optischen Selektionsmethoden zu finden sein, während sie bei kleineren Rotverschiebungen eher in röntgenselektierten Proben vertreten sind. Um diese Vermutung zu stützen, müsste man zunächst untersuchen, ob Quasare bei höherer Rotverschiebung nicht einfach unterhalb des Flusslimits der Röntgenbeobachtung liegen.

Außerdem können Evolutionstheorien nur mit einer größeren Anzahl von Quasaren aus verschiedenen Feldern aufgestellt und überprüft werden.

5.2.4 Röntgenleuchtkraftverteilung der neuentdeckten Quasare

Die Abbildung 5.5 zeigt, dass es sich bei fast allen Narrow-Emission-Line-Objekten um sehr röntgenleuchtkraftschwache Objekte handelt. Es konnten kaum NEL mit einer

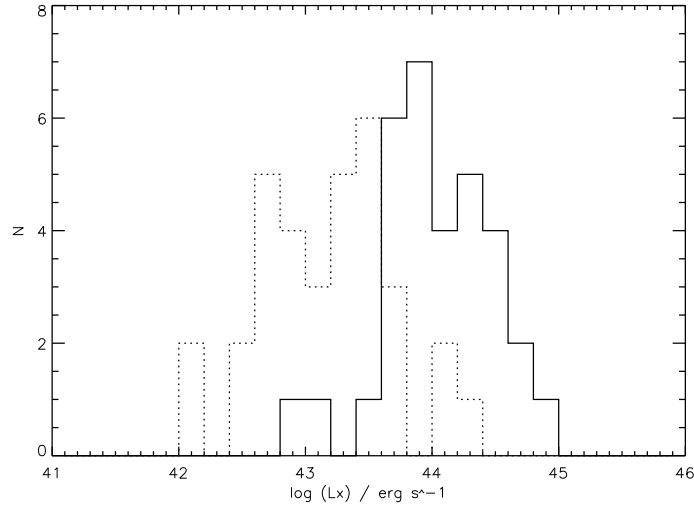


Abbildung 5.5: Quasarverteilung in Abhängigkeit von der Röntgenleuchtkraft. Neuentdeckte Broad-Emission-Line-Objekte wurden mit einer durchgezogenen Linie dargestellt, Narrow-Emission-Line-Objekte mit einer gestrichelten.

Röntgenleuchtkraft von $L_x > 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ gefunden werden. Broad-Emission-Line-Objekte sind dagegen in größerer Anzahl bei höheren Röntgenleuchtkräften zu finden. In Abbildung 5.5 ist deutlich eine Zweiteilung in leuchtkraftschwache NELs und leuchtkraftstarke BELs zu erkennen.

5.2.5 Darstellung des Verhältnisses von Röntgenfluss zu optischem Fluss

Die Darstellung beliebiger Objekte in einem Diagramm, das das Verhältnis von Röntgenfluss zu optischem Fluss in Abhängigkeit vom Härteverhältnis angibt, ermöglicht die Einteilung der Objekte in verschiedene Objektklassen. Mit Hilfe von Abbildung 5.6 soll überprüft werden, ob sich in einem solchen Diagramm BEL von NEL unterscheiden lassen bzw. welche Lagen im Diagramm die Objektklassen einnehmen.

Zur Berechnung der optischen Flüsse wurden die R-Band-Helligkeiten benutzt. Nach der Standardmethode (Zombeck, 1990) wurde der optische Fluss bei 7000 \AA mit

$$f_{opt} = 10^{-0,4 \cdot M_R - 4,759} \quad (5.14)$$

berechnet. Nimmt man ein konstantes Spektrum an, so kann man den optischen Fluss in Einheiten von $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ angeben, wodurch ein Vergleich mit dem Röntgenfluss möglich ist. Dazu betrachtet man einen Wellenlängenbereich von 1000 \AA um die zentrale Wellenlänge von 7000 \AA . Aus der Annahme eines konstanten Spektrums ergibt sich

$$f_{opt_{6500-7500}} = f_{opt_{7000}} \cdot 1000 \text{ \AA} . \quad (5.15)$$

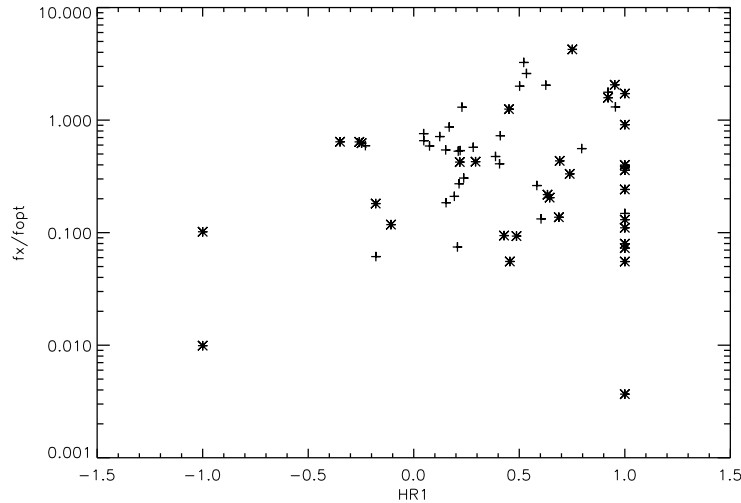


Abbildung 5.6: Darstellung des Verhältnisses von Röntgenfluss zu optischem Fluss in Abhängigkeit vom Härteverhältnis $HR1$. Dabei charakterisieren die Symbole $+$ BEL und $*$ NEL.

Die in Abbildung 5.6 dargestellten Objekte haben $HR1$ -Fehler von kleiner $\pm 0,3$. Im rechten Teil des Diagrammes befinden sich Objekte mit harten Röntgenspektren aufgrund von starker Absorption. Links ordnen sich Objekte mit weichen Röntgenspektren ein.

Auffällig ist, dass sich die Mehrheit der NEL-Objekte im Bereich der sehr harten Spektren wiederfinden lässt. Zu schwächeren f_x/f_{opt} -Verhältnissen können die meisten NELs in einem Bereich von $0,4 < HR1 < 1,0$ detektiert werden. Zusätzlich ist zu erkennen, dass nicht alle NEL harte und somit stark absorbierte Röntgenspektren besitzen, was die Vermutung stützt, dass NEL keine homogene Objektklasse darstellen. Eine mögliche Erklärung ist darin begründet, dass nicht alle Objekte mit schmalen Emissionslinien Narrow-Emission-Line-Objekte ausmachen, sondern es sich auch um Starburstgalaxien (Galaxien, in denen eine erhöhte Sternentstehung zu beobachten ist) handeln könnte. Eine Unterscheidung zwischen beiden Objektklassen kann aufgrund der Linienverhältnisse in den Spektren vorgenommen werden. Diese Untersuchung kann im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, da zur sicheren Bestimmung Spektren höherer Qualität benötigt werden, um alle zur Klassifizierung relevanten Linien zu detektieren.

Broad-Emission-Line-Objekte haben im Mittel höhere f_x/f_{opt} -Verhältnisse und sind zum überwiegenden Teil Objekte mit geringer Absorption ($0 < HR1 < 0,5$).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass sich die in Abbildung 5.6 gewählte Darstellung zur Einteilung von Quasaren in BEL und NEL eignet, wenn auch nur begrenzt. Der Vorteil der gewählten Darstellung besteht darin, dass keine Spektren benötigt werden, um die Einteilung vorzunehmen.

5.2.6 Härteverhältnis-Untersuchungen

Untersucht man die Härteverhältnisse von Objekten, so können daraus Rückschlüsse auf die Absorption der Objekte gezogen werden. Für Abbildung 5.7 wird das Härteverhältnis

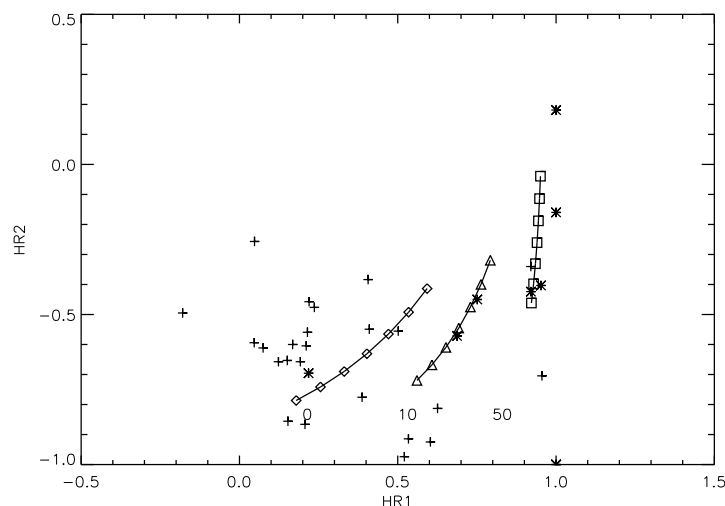


Abbildung 5.7: Verteilung im Härteverhältnis-zu-Härteverhältnis-Diagramm. Dabei charakterisieren die Symbole + BEL und * NEL. Die Linien geben Spektren mit einem Photonenindexexponenten von $\Gamma = 2,4$ bis $\Gamma = 1,2$ bei einer Absorption mit einer Wasserstoffsäulendichte von $0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \diamond), $10 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \triangle) und $50 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \square). Es wurden nur Objekte mit einem Härteverhältnisfehler von kleiner $\pm 0,3$ dargestellt. Intrinsische Absorption (galaktische Wasserstoffsäulendichte) beträgt $2,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

HR2 als Funktion zu HR1 dargestellt. Das Härteverhältnis HR1 ergibt sich aus den Zählraten der Energiebänder A) 0,2 - 0,5 keV und B) 0,5 - 2 keV. Das Härteverhältnis HR2 wird aus den Zählraten der Energiebänder A) 0,5 - 2 keV und B) 2 - 4,5 keV ermittelt. Zusätzlich werden in Abbildung 5.7 Kurven dargestellt, die einer Absorption mit einer Wasserstoffsäulendichte von $0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \diamond), $10 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \triangle) und $50 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Symbol: \square) entsprechen. Die durchgezogenen Linien dieser Absorptiondichten charakterisieren Spektren mit Photonenindex von $\Gamma = 2,4$ bis $\Gamma = 1,2$.

Es ist zu bemerken, dass die dargestellten Absorptionsspektren bei einer Rotverschiebung von $z = 0$ entsprechen. Da jedoch durch die Rotverschiebung die Spektren höherer Energie zu niedrigerer Energie verschoben werden, scheint ein Objekt bei hoher Rotverschiebung in Abbildung 5.7 weniger stark absorbiert zu sein. Demzufolge ist bei großen Rotverschiebungen eine höhere Absorptionssäulendichte notwendig, um das gleiche Härteverhältnis vorzufinden, das Objekte mit geringen Rotverschiebungen besitzen. Die Absorptionskurven in Abbildung 5.7 verschieben sich aufgrund des beschriebenen Effektes für Objekte mit immer höherer Rotverschiebung weiter nach links oben.

Um sichere Aussagen treffen zu können, wurden in Abbildung 5.7 nur Objekte dargestellt, die Härteverhältnisfehler von weniger als $\sigma_{HR1} = \sigma_{HR2} = \pm 0,3$ besitzen. Es ist deutlich erkennbar, dass es kaum absorbierte BEL gibt. Die meisten Narrow-Emission-Line-

Objekte sind bei Absorptionen von mehr als einer Wasserstoffsäulendichte von $10 \cdot 10^{21} \text{ cm}^2$ zu finden. Objekte, die links oberhalb der $0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^2$ Absorptionssäulendichte liegen, besitzen vermutlich Spektren mit einer zusätzlichen weichen Komponente (*soft excess*).

5.2.7 Abschließende Bemerkungen

Im Rahmen dieser Arbeit konnten die Ergebnisse aus Kapitel 2.2 bestätigt werden. Danach sind ein Großteil der Narrow-Emission-Line-Objekte als stark absorbierte Röntgenquellen anzusehen, die einen erheblichen Beitrag an der harten kosmischen Röntgenhintergrundstrahlung haben. Ihr Beitrag an den 75 neu identifizierten Röntgenquellen macht nahezu 50 % aus. Es konnte auch bestätigt werden, dass es sich dabei nicht um weit entfernte Objekte, sondern um relativ nahestehende Objekte mit $z < 1$ handelt. Durch die Durchmusterung mit hoher Empfindlichkeit konnten keine noch entfernteren Objekte (im Vergleich zu ROSAT und der optischen Durchmusterung) gefunden werden, sondern eine Population von leuchtschwachen nahestehenden Narrow-Emission-Line-Objekten.

Des Weiteren zeigen die mit XMM-Newton detektierten Röntgenquellen, dass die Röntgenhintergrundstrahlung in einzelne immer röntgenfluss-schwächere Objekte aufzulösen und somit im eigentlichen Sinne nicht als Hintergrundstrahlung anzusehen ist. Bei Röntgenquellen, bei denen kein optisches Gegenstück ausgemacht werden kann ($m_R > 24, 0$), liegt die Vermutung nahe, dass diese im optischen Bereich zu leuchtschwach sind, um sie darin zu detektieren.

Um diese Aussagen zu stützen, vor allem jedoch die Natur und Evolution von AGNs, insbesondere von Narrow-Emission-Line-Objekten, zu erkunden, müssen weitere Durchmusterungen für eine höhere statistische Sicherheit einbezogen werden. Erst dann lassen sich fundierte Aussagen machen.

Diese Arbeit soll als ein Beitrag zur Erhöhung der statistischen Sicherheit und zur Überprüfung der heute bekannten Eigenschaften von Röntgenobjekten und Röntgenhintergrundstrahlung mit einer sehr tiefen Beobachtung verstanden werden.

Literaturverzeichnis

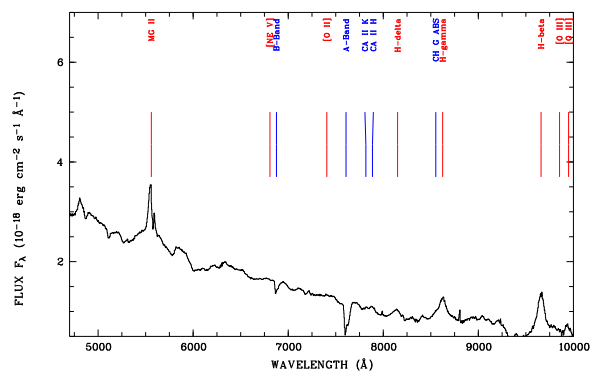
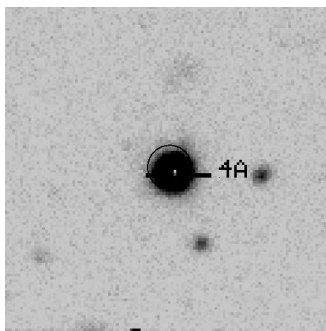
- [1] D.M. Alexander, W.N. Brandt, A.E. Hornschemeier, G.P. Garmire, D.P. Scheider, F.E. Bauer, and R.E. Griffiths. *The CHANDRA deep field north survey. VI. The nature of the optically faint X-ray source population.* *Astronomical Journal*, 122:2156-2176, 2001.
- [2] A.J. Barger, L.L. Cowie, W.N. Brandt, P. Capak, G.P. Garmire, A.E. Hornschemeier, A.T. Steffen, and E.H. Wehner. *X-ray, optical, and infrared imaging and spectral properties of the 1 MS CHANDRA deep field north sources.* *Astronomical Journal*, 2002.
- [3] A.J. Barger, L.L. Cowie, P. Capak, D.M. Alexander, F.E. Bauer, E. Fernandez, W.N. Brandt, G.P. Garmire, and A.E. Hornschemeier. *Optical and infrared properties of the 2 MS CHANDRA deep field-north X-ray sources.* *Astronomical Journal*, in press, 2003.
- [4] I.N. Bronstein and K.A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik.* BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 17 edition, 1977.
- [5] P.A. Charles and D.S. Frederick. *Exploring The X-ray Universe.* Cambridge University Press, 1 edition, 1995.
- [6] L.L. Cowie, A.J. Barger, M.W. Bautz, W.N. Brandt, and G.P. Garmire. *The redshift evolution of the 2 - 8 keV X-ray Luminosity Function.* *Astrophysical Journal Letters*, in press, 2003.
- [7] A.C. Fabian. *What can be learnt from extragalactic X-ray surveys.* *Astronomische Nachrichten* 324, No. 1-2, 4-7, 2003.
- [8] P.J. Francis, P.C. Hewett, C.B. Foltz, F.H. Chaffee, R.J. Weymann, and S.L. Morris. *A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum.* *The Astrophysical Journal*, 373:465-470, 1991.
- [9] W.R. Hamann. *Einführung in die Astronomie und Astrophysik I und II.* Vorlesungsskript an der Universität Potsdam, 1999.
- [10] G. Hasinger. *Aktive Galaxien und die kosmische Röntgenhintergrundstrahlung.* Habilitationsschrift an der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 1993.
- [11] G. Hasinger. *The sources of the X-ray background.* 2003.

- [12] G. Hasinger, B. Altieri, et al. *XMM-Newton observation of the Lockman hole. I. The X-ray data*. Astronomy and Astrophysics 365, L45-L50, 2001.
- [13] G. Hasinger, R. Burg, R. Giacconi, M. Schmidt, J. Trümper, and G. Zamorani. *The ROSAT deep survey. I. X-ray sources in the Lockman Field*. Astronomy and Astrophysics, 1998.
- [14] G. Hasinger and A.D. Schwobe. *Röntgenastronomie I und II*. Vorlesungsskript an der Universität Potsdam, 1999.
- [15] K. Horne. *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*. Astronomical Society of the Pacific, 1986.
- [16] <http://aanda.u-strasbg.fr:2002/articles/aa/full/2003/11/aa3369/node2.html>.
- [17] <http://chandra.harvard.edu>.
- [18] <http://historywired.si.edu>.
- [19] http://sci.esa.int/science_e/www/area/index.cfm?fareaid=23.
- [20] <http://www.deutschlandchronik.de/roentgen.htm>.
- [21] <http://www.eso.org/instruments/fors1/grisms.html>.
- [22] http://www.uni-magdeburg.de/exph/mathe_gl/fehlerrechnung.pdf.
- [23] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, and K.J. Donner. *Fundamental Astronomy*. Springer-Verlag, 2 edition, 1996.
- [24] G. Lamer. *Die Röntgenspektren der BL Lacertae - Objekte*. Dissertation an der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen, 1996.
- [25] G. Lamer et al. *Spectroscopic identification of XMM sources in the Marano deep survey field*. Application for observing time, 2002.
- [26] G. Lamer, S. Wagner, G. Zamorani, M. Mignoli, G. Hasinger, K. Giedke, and R. Staubert. *Optical identifications in the Marano field XMM-Newton survey*. Astronomische Nachrichten 324, No. 1-2, 16-19, 2003.
- [27] R.K. Lang. *Astrophysical Formulae. Volume I - Radiation, Gas Processes and High Energy Astrophysics*. Springer-Verlag, 3 edition, 1999.
- [28] I. Lehmann, G. Hasinger, M. Schmidt, R. Giacconi, J. Trümper, G. Zamorani, J.E. Gunn, L. Pozzetti, D.P. Schneider, Stanke T., G. Szokoly, D. Thompson, and G. Wilson. *The ROSAT deep survey. VI. X-ray sources and optical identifications of the ultra deep survey*. Astronomy and Astrophysics 371, 833-857, 2001.
- [29] R. Lenk. *Physik Band 1 und Band 2*. VEB F.A. Brockhaus, 2 edition, 1989.

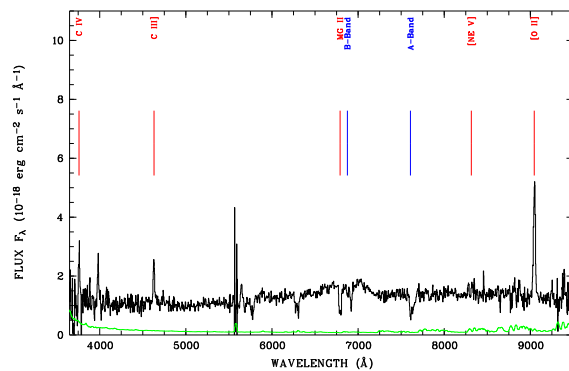
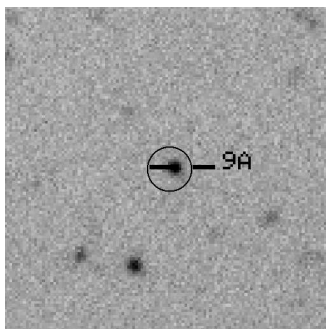
- [30] P. Madau. *Galaxy Evolution and Formation*. Vorlesungsskript an der University of California, Santa Cruz, 2002.
- [31] B. Marano, G. Zamorani, and V. Zitelli. *A new sample of quasars to $B=22.0$* . Mon. Not. R. astr. Soc. (1988) 232, 11-129, 1988.
- [32] M. Schmidt, G. Hasinger, J. Gunn, D. Schneider, R. Burg, R. Giacconi, I. Lehmann, J. MacKenty, J. Trümper, and G. Zamorani. *The ROSAT deep survey. II. Optical identification, photometry and spectra of X-ray sources in the Lockman field*. Astronomy and Astrophysics, 1998.
- [33] A.D. Schwobe, G. Hasinger, R. Lehmann, I. Schwarz, H. Brunner, et al. *The ROSAT Bright Survey: II Catalogue of all high-galactic latitude RASS sources*. Astronomische Nachrichten, 321/1, 1, 2000.
- [34] R. Staubert. *Untersuchung des Marano-Feldes mit XMM-Newton*. Beobachtungsantrag, 2000.
- [35] M. Steinmetz. *Kosmologie und frühes Universum*. Vorlesungsskript an der Universität Potsdam, 2003.
- [36] A. Unsöld and B. Baschek. *Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Springer-Verlag, 6 edition, 1999.
- [37] T. Urrutia. *Charakterisierung des Quellgehaltes von Röntgenbeobachtungen mit XMM-Newton*. Diplomarbeit an der Universität Potsdam, 2002.
- [38] H. Vogel. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag, 19 edition, 1997.
- [39] M.R. Wagner. *Point source spectroscopy*. ASP Conference Series, Vol 23, 1992.
- [40] J. Wambsganss. *Quasare und aktive Galaxien*. Vorlesungsskript an der Universität Potsdam, 1999.
- [41] G. Zamorani, M. Mignoli, G. Hasinger, R. Burg, R. Giacconi, M. Schmidt, J. Trümper, P. Ciliegi, C. Gruppioni, and B. Marano. *The ROSAT deep survey*. Astronomy and Astrophysics, 346, 731-752, 1999.
- [42] V. Zitelli, M. Mignoli, G. Zamorani, B. Marano, and B.J. Boyle. MNRAS, 256, 349, 1992.
- [43] M.V. Zombeck. *Handbook of Astronomy*. Cambridge University Press, 2 edition, 1990.

Anhang A

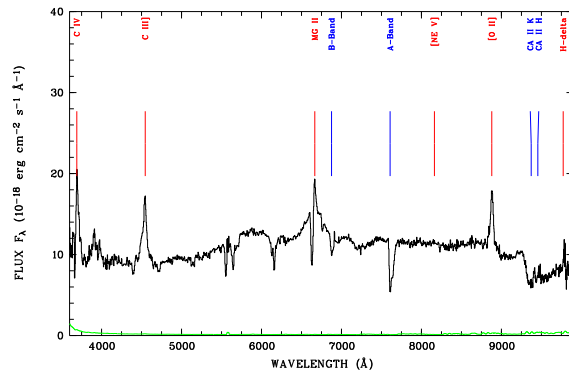
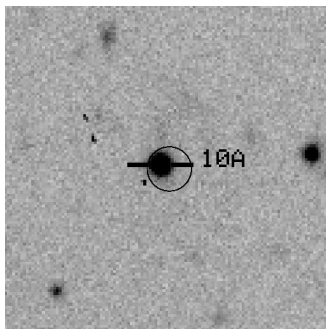
Suchkarten und Spektren der Röntgenobjekte



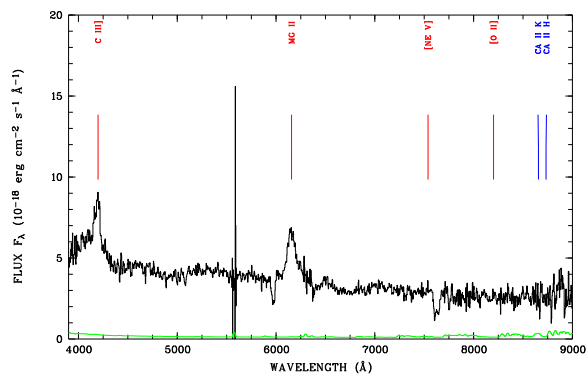
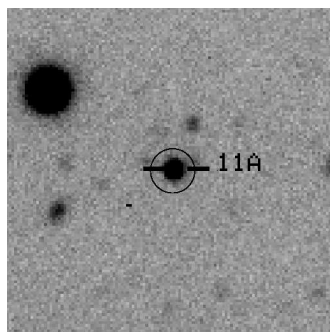
Quelle 4A



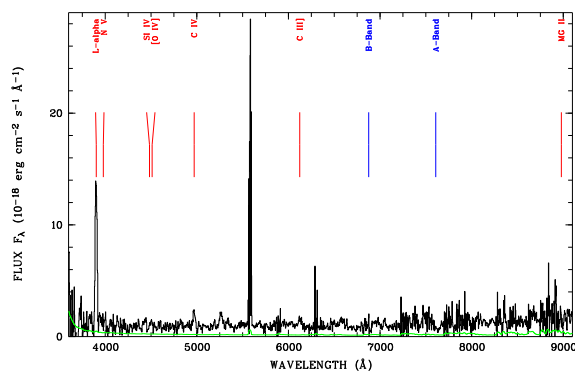
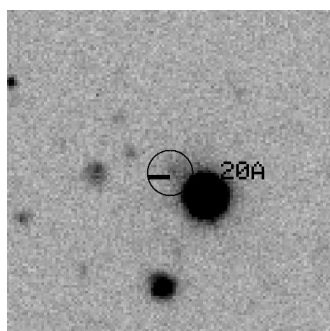
Quelle 9A



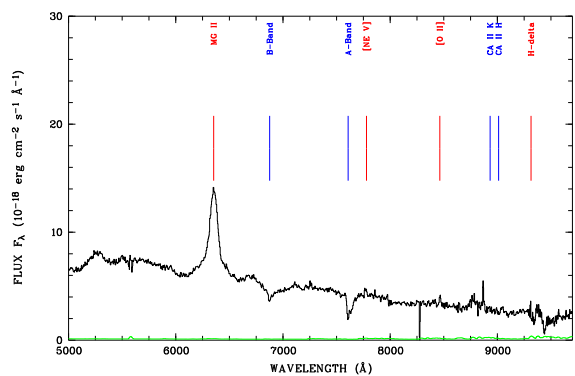
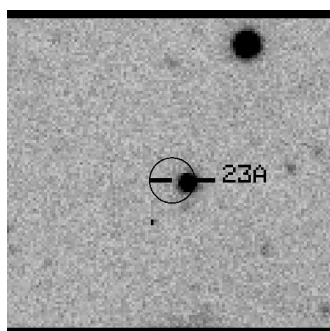
Quelle 10A



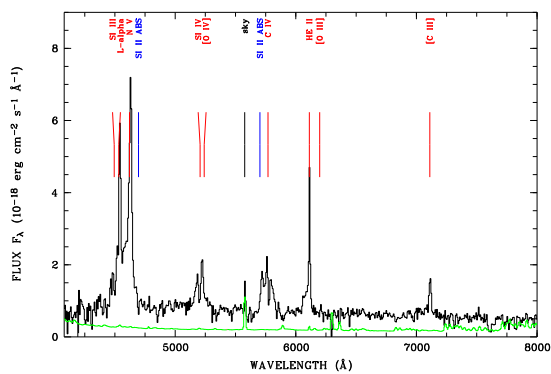
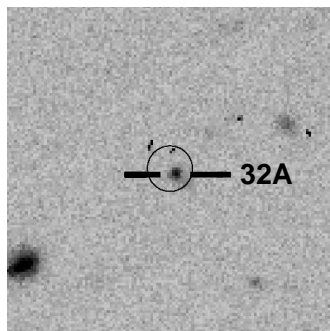
Quelle 11A



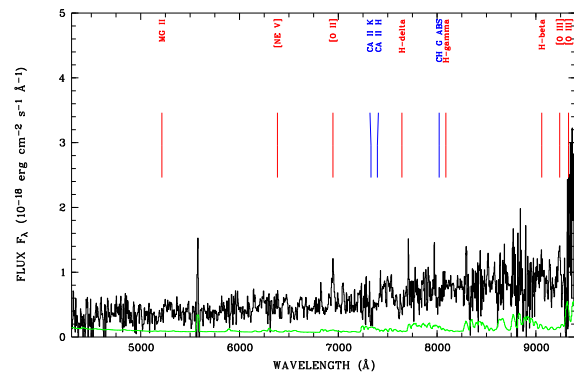
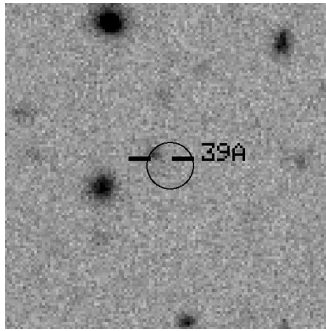
Quelle 20A



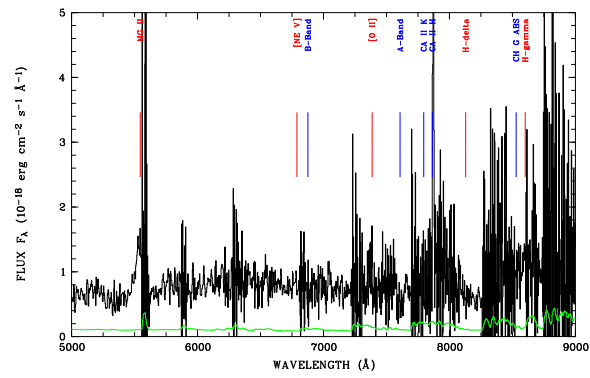
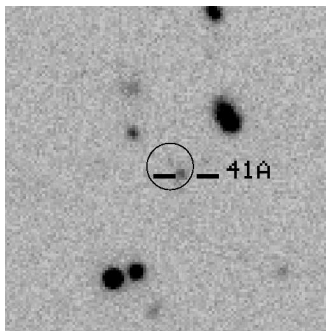
Quelle 23A



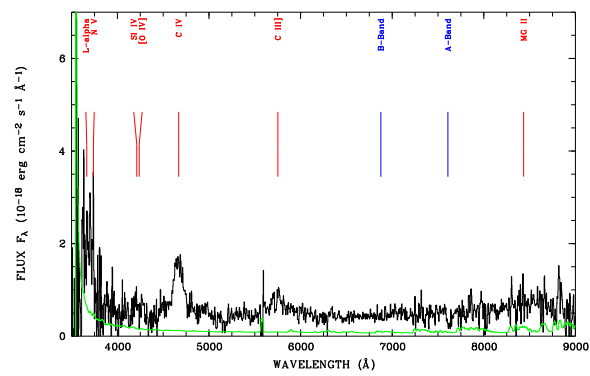
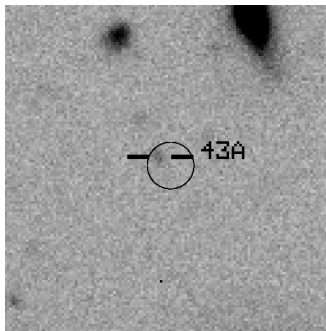
Quelle 32A



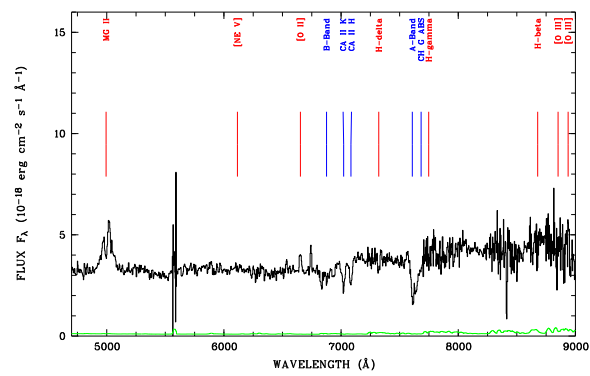
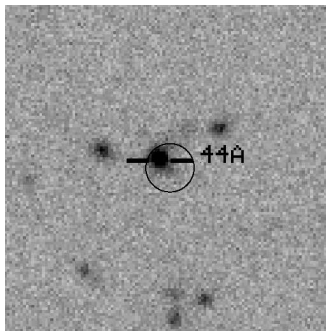
Quelle 39A



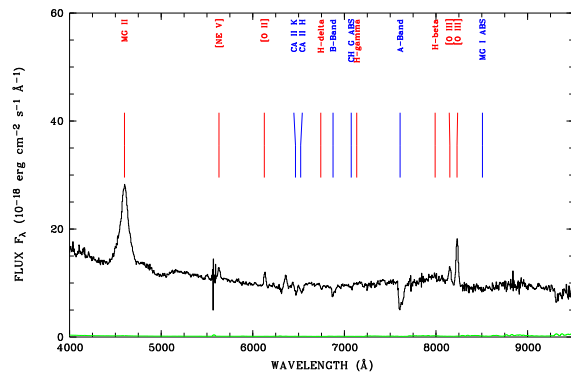
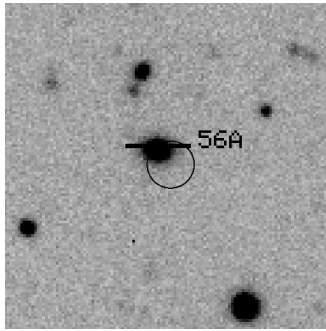
Quelle 41A



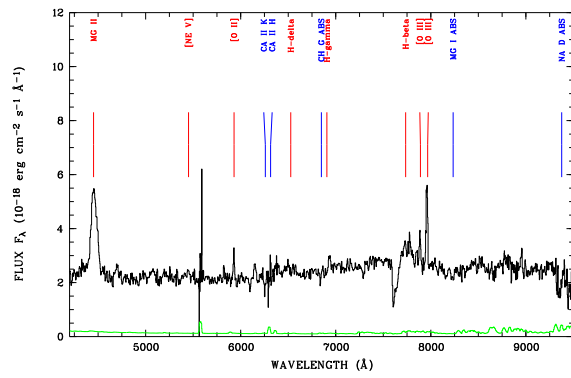
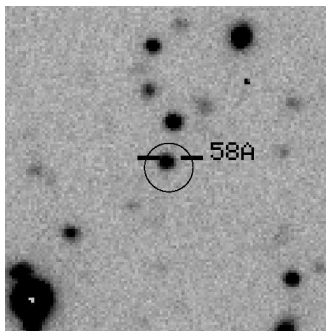
Quelle 43A



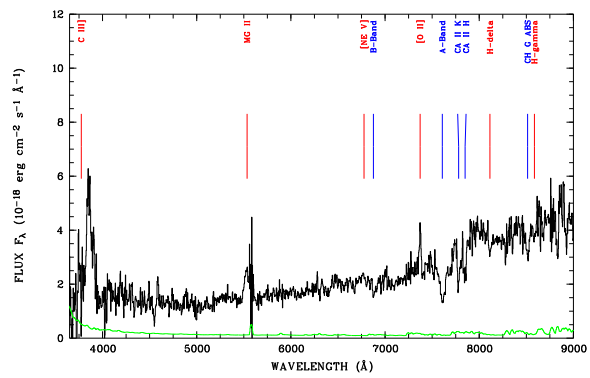
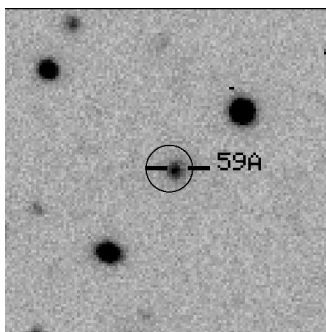
Quelle 44A



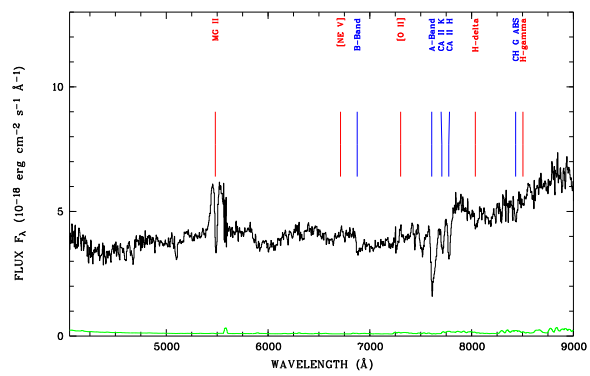
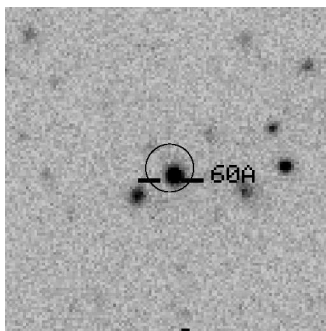
Quelle 56A



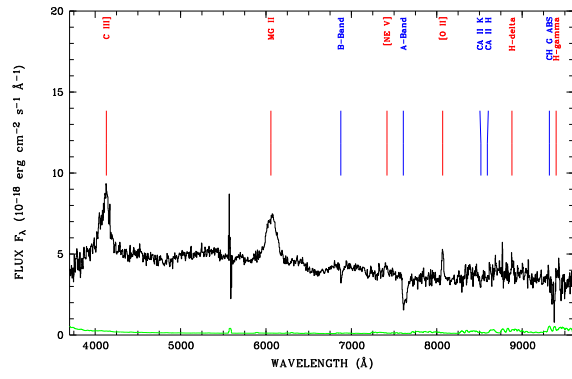
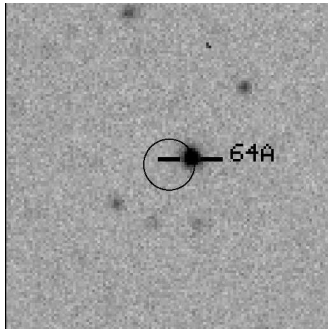
Quelle 58A



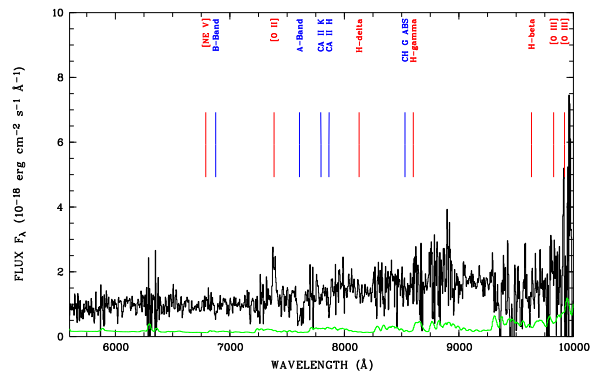
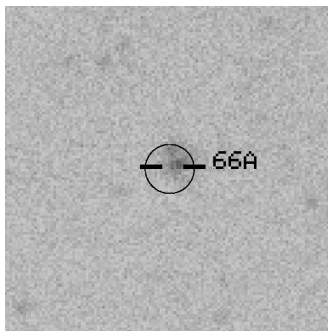
Quelle 59A



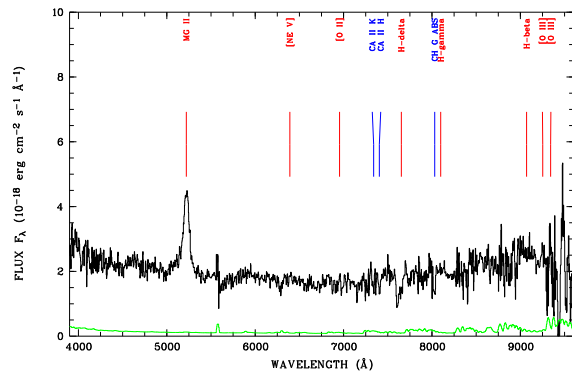
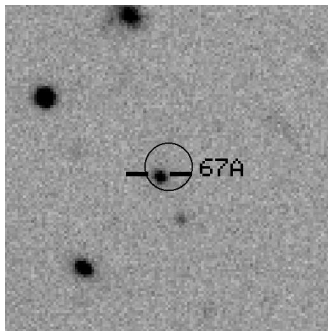
Quelle 60A



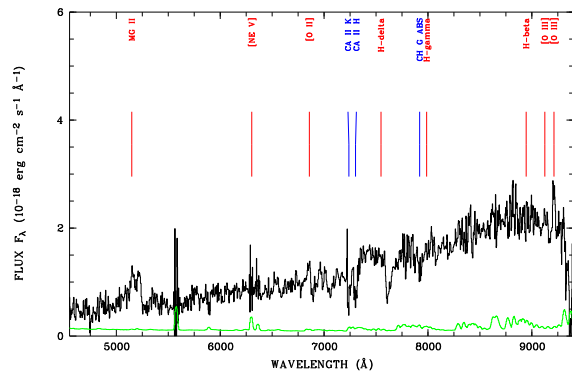
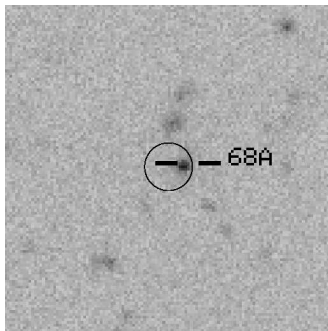
Quelle 64A



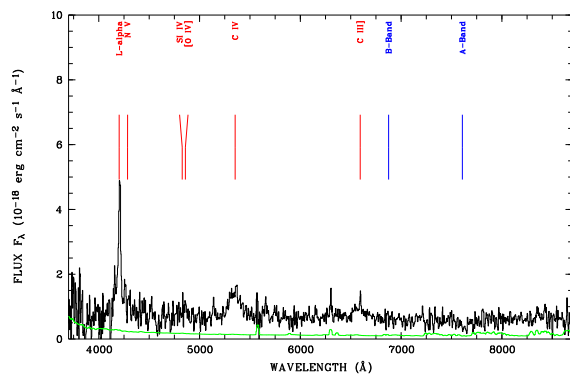
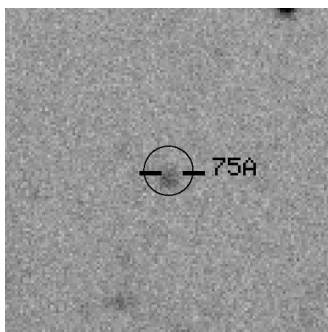
Quelle 66A



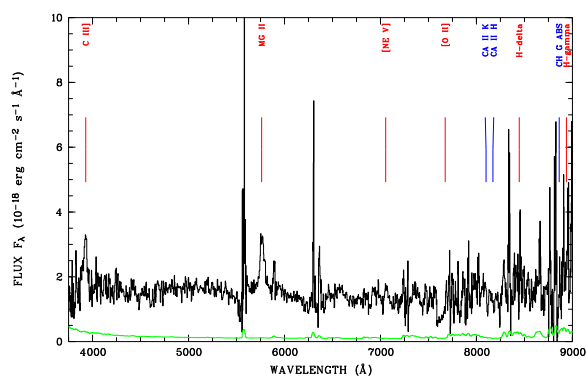
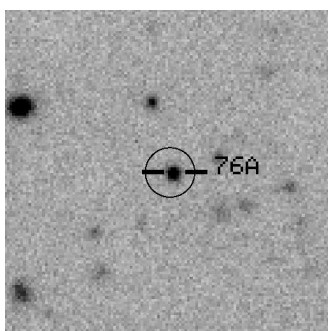
Quelle 67A



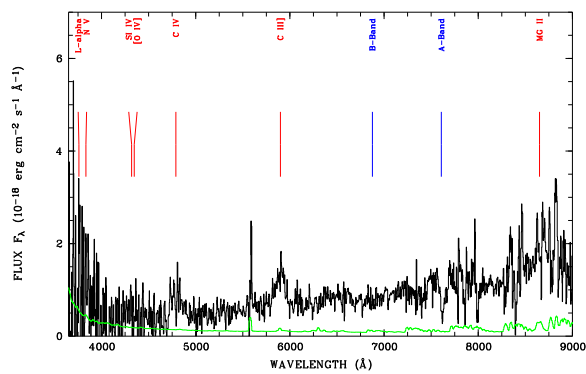
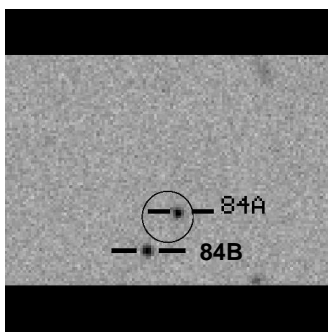
Quelle 68A



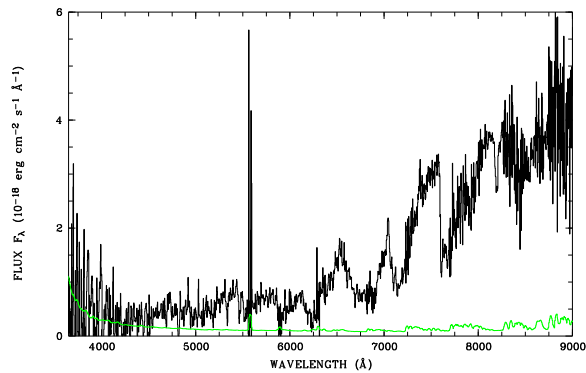
Quelle 75A



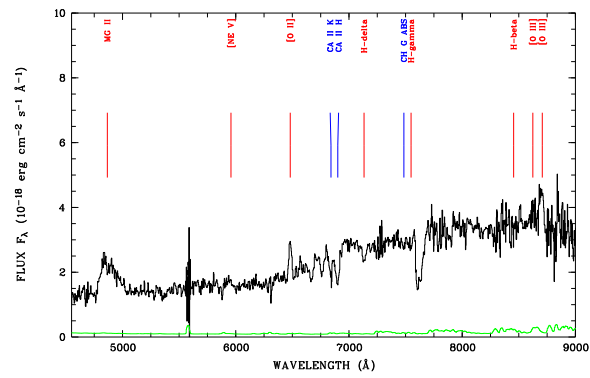
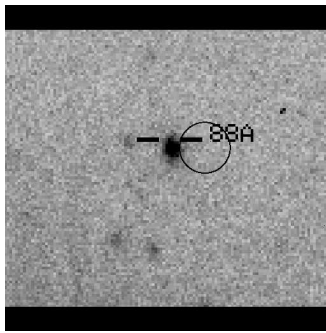
Quelle 76A



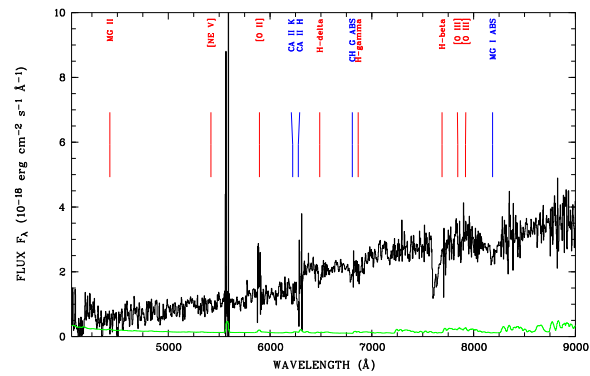
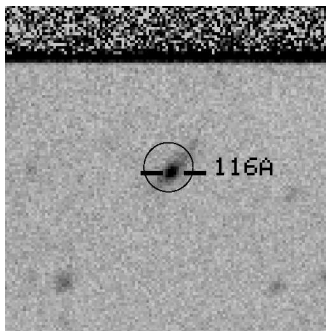
Quelle 84A



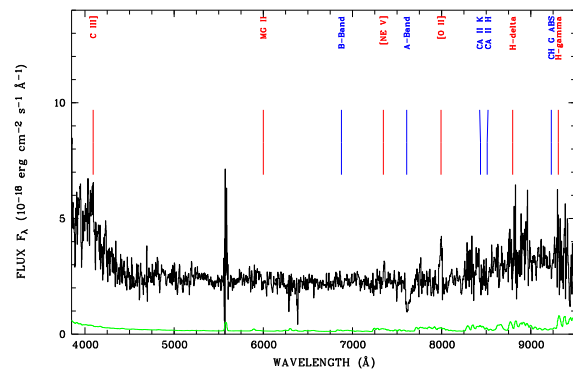
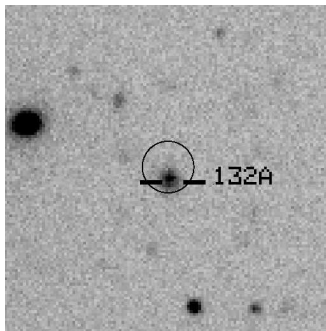
Quelle 84B



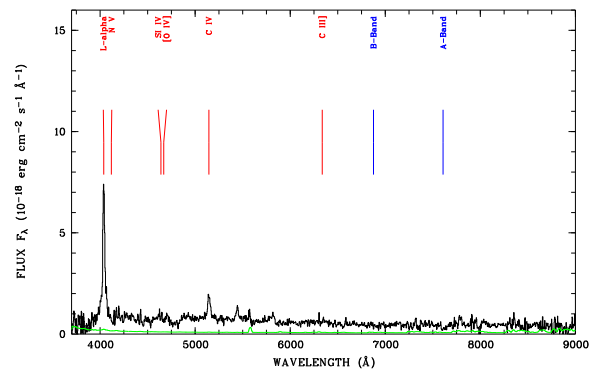
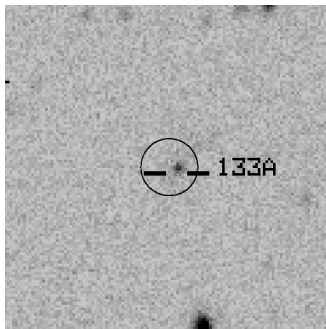
Quelle 88A



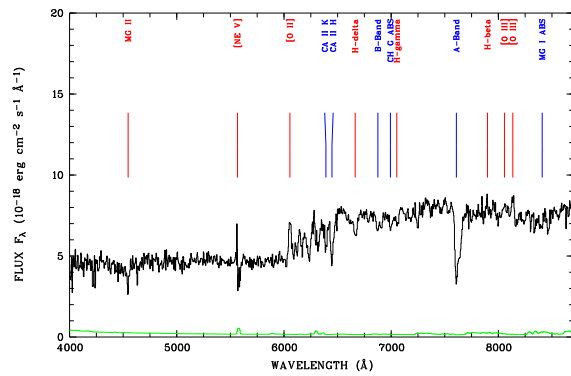
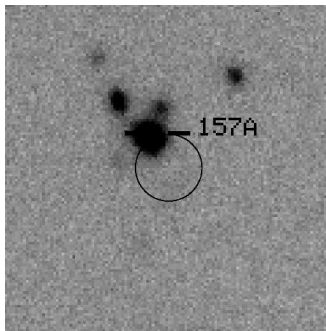
Quelle 116A



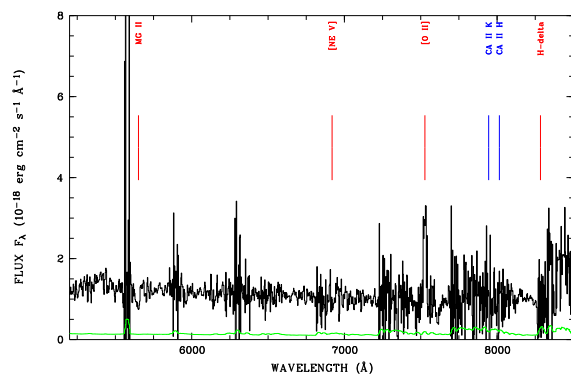
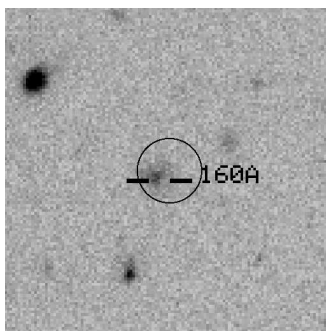
Quelle 132A



Quelle 133A

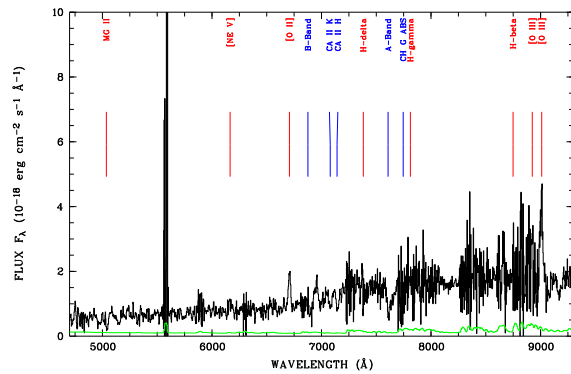


Quelle 157A

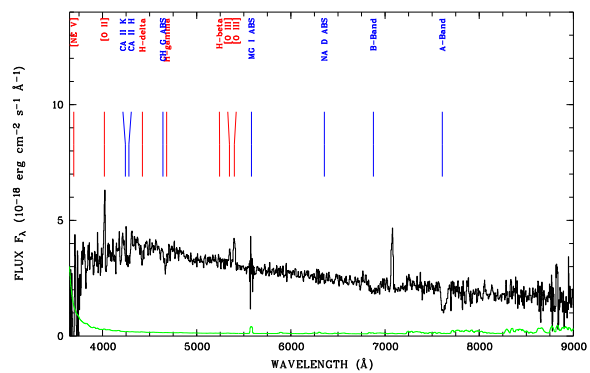
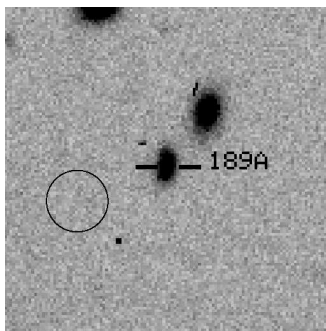


Quelle 160A

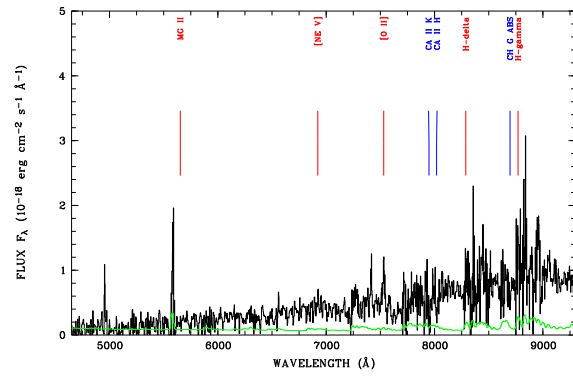
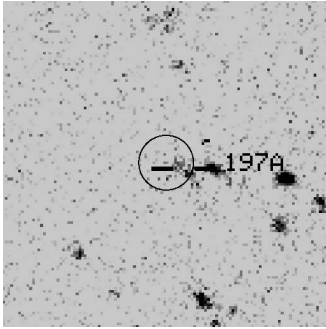
No picture available



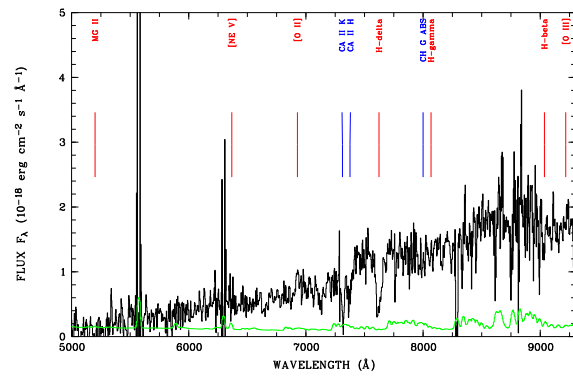
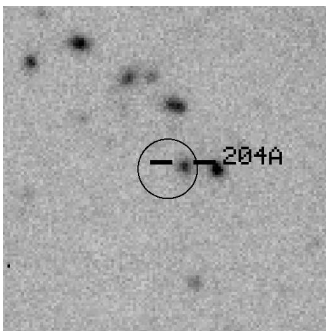
Quelle 171A



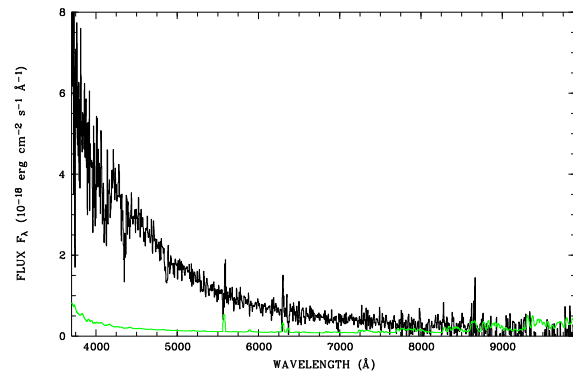
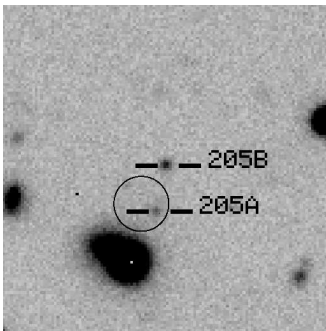
Quelle 189A



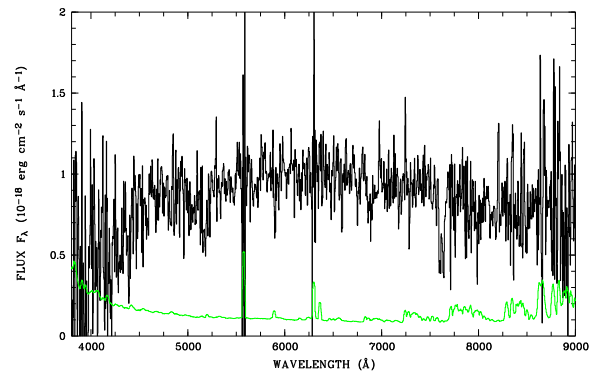
Quelle 197A



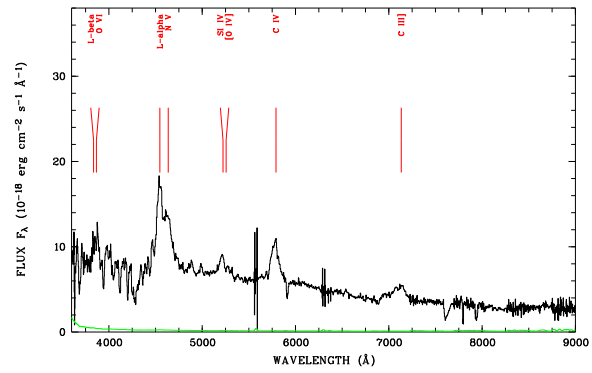
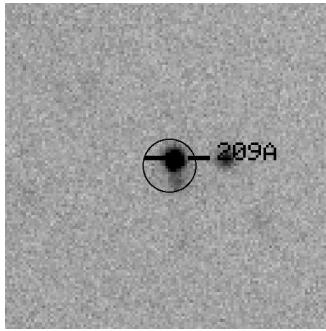
Quelle 204A



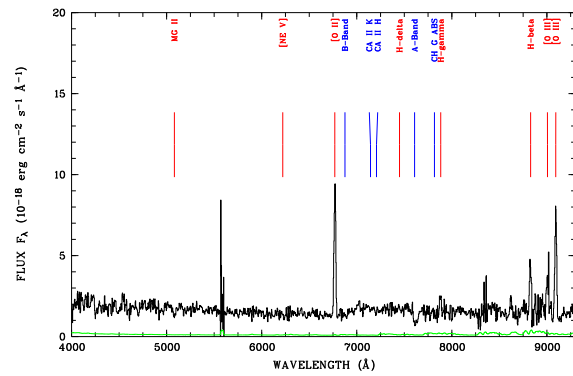
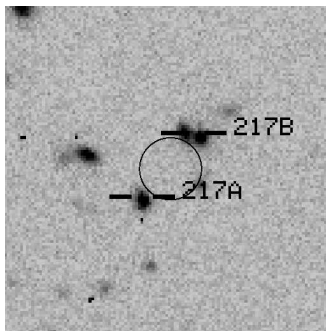
Quelle 205A



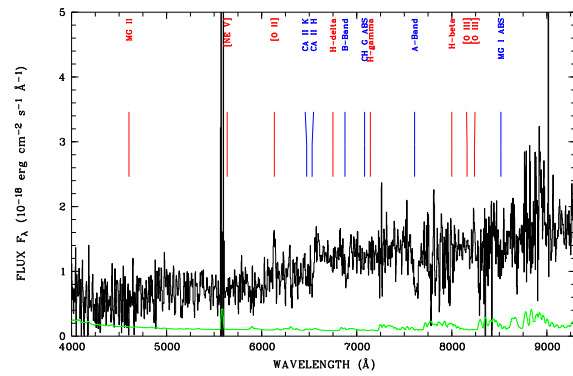
Quelle 205B



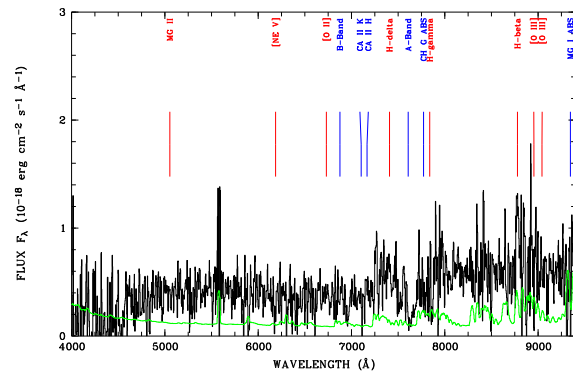
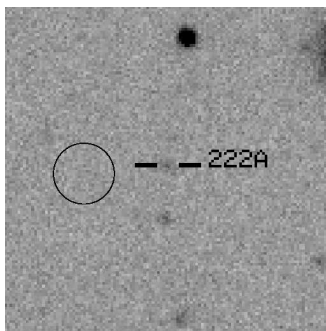
Quelle 209A



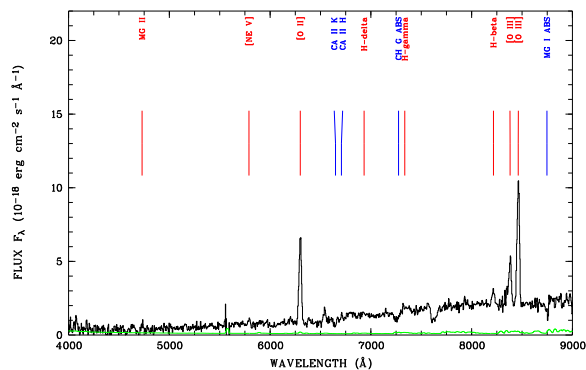
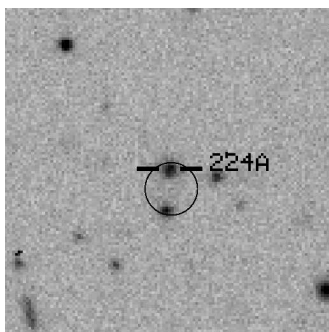
Quelle 217A



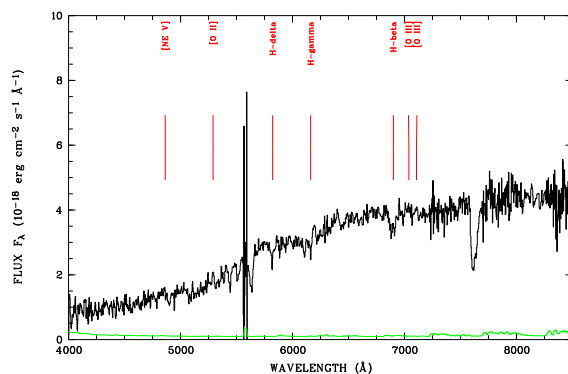
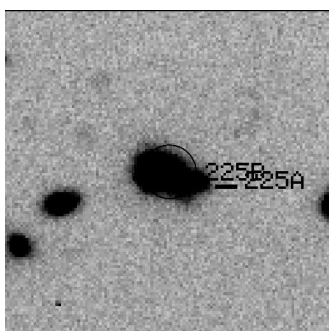
Quelle 217B



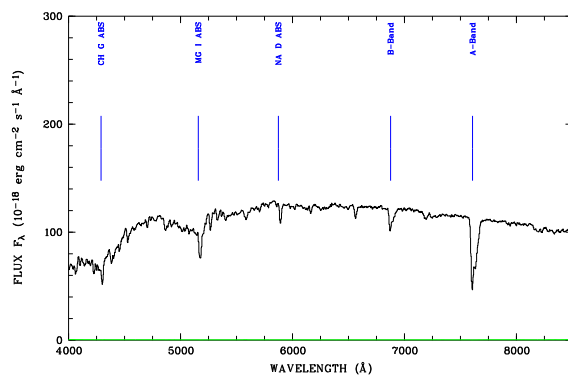
Quelle 222A



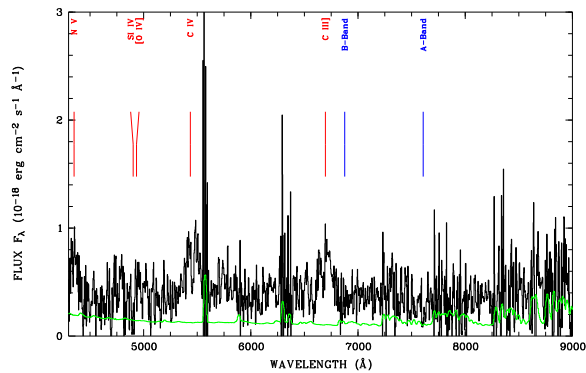
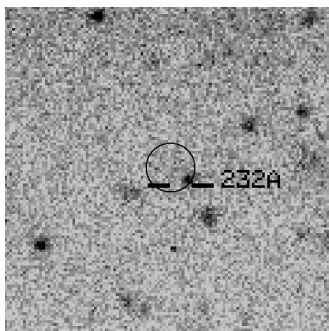
Quelle 224A



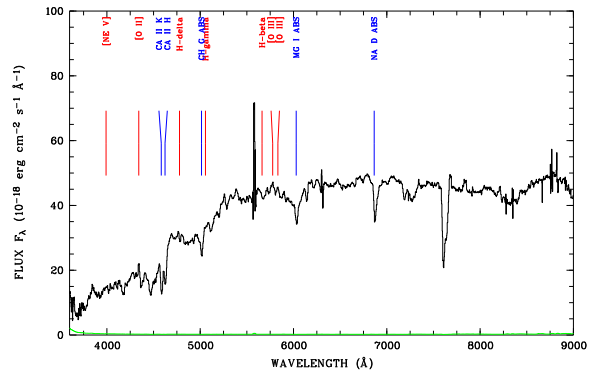
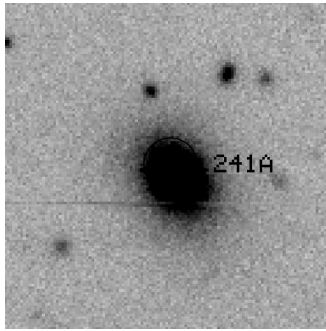
Quelle 225A



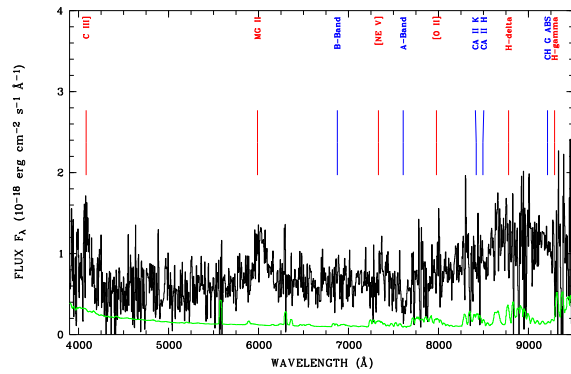
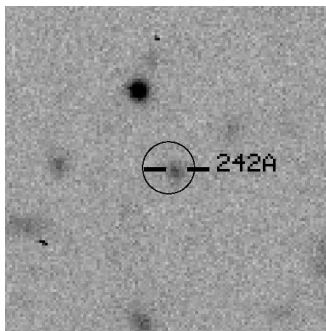
Quelle 225B



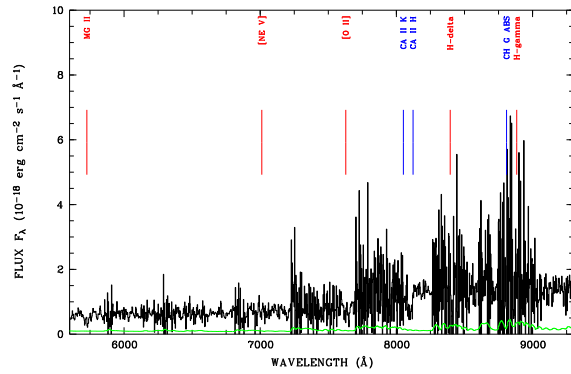
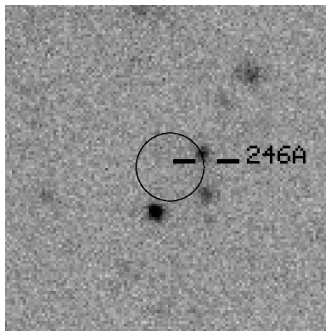
Quelle 232A



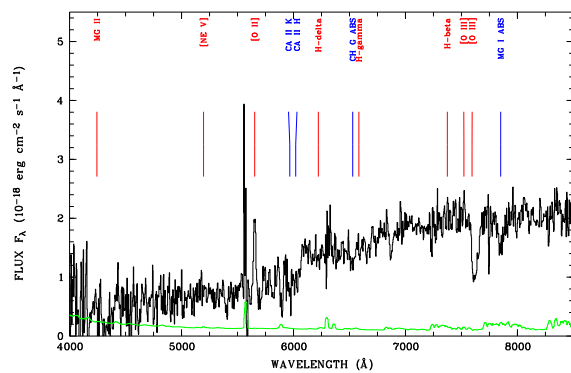
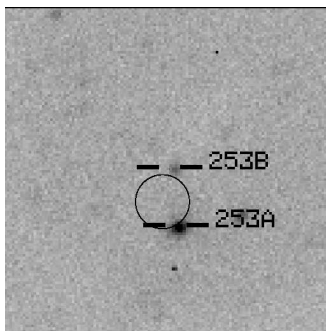
Quelle 241A



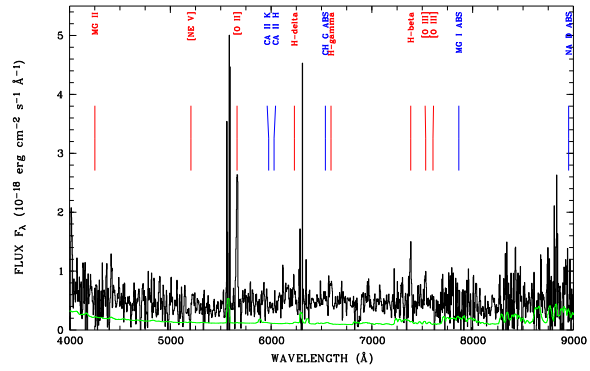
Quelle 242A



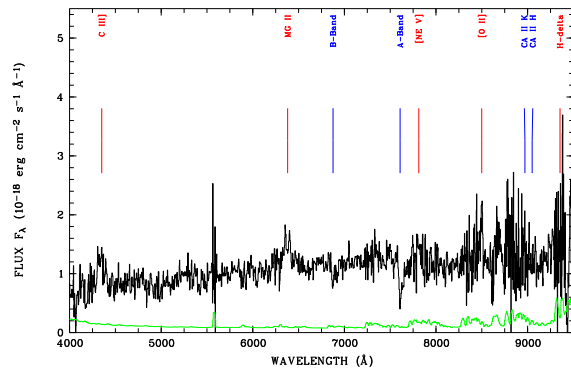
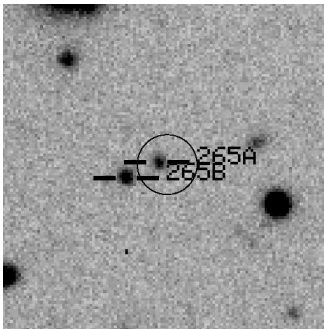
Quelle 246A



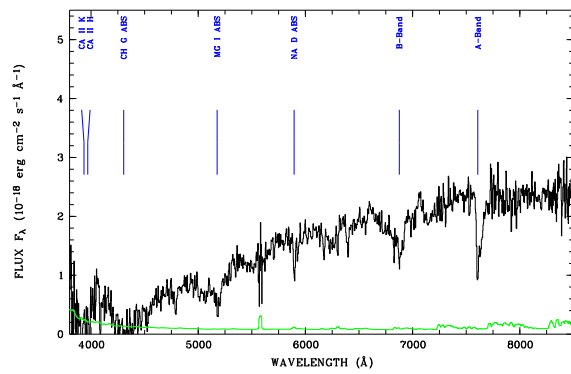
Quelle 253A



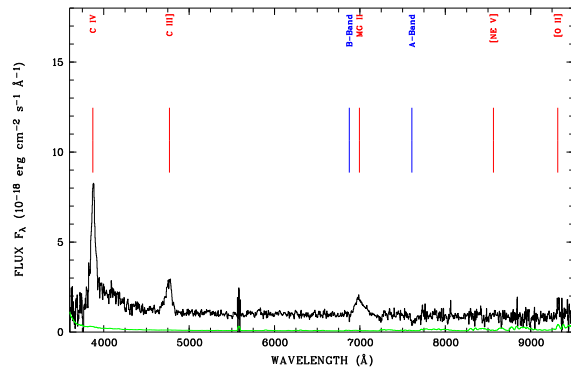
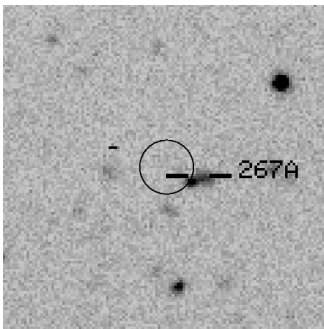
Quelle 253B



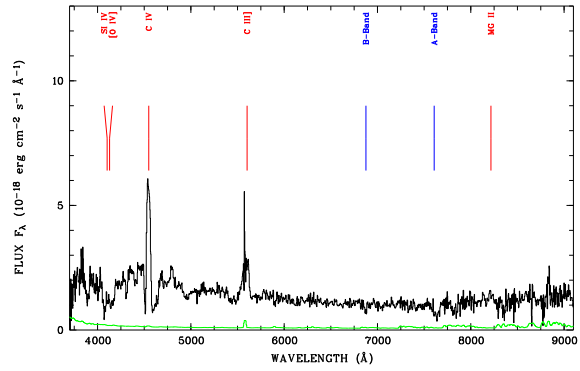
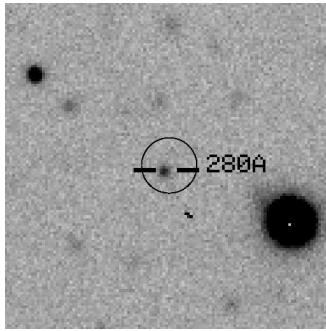
Quelle 265A



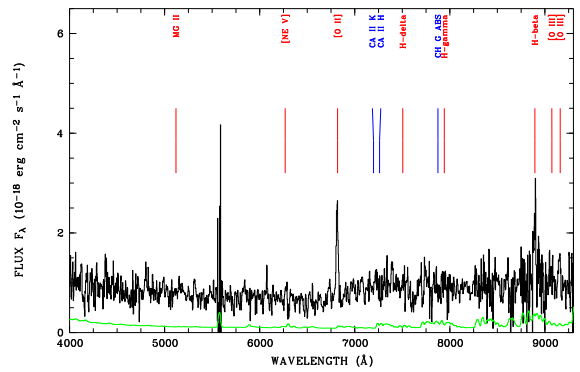
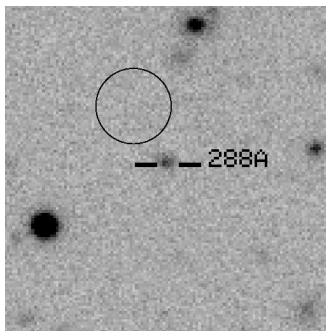
Quelle 265B



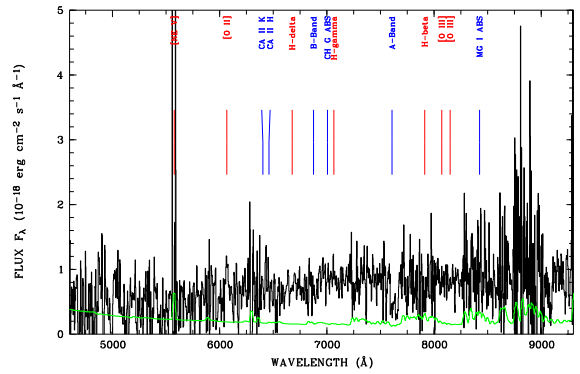
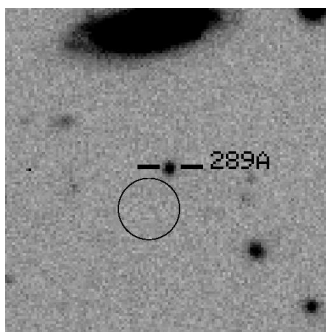
Quelle 267A



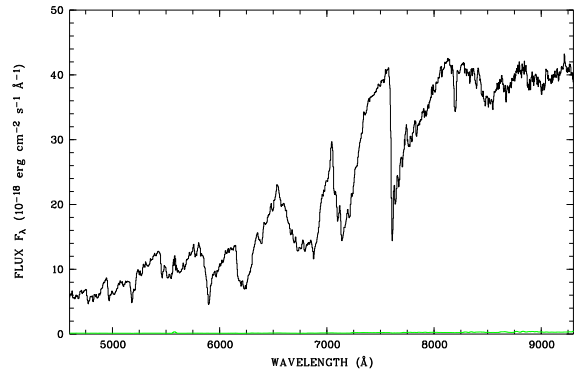
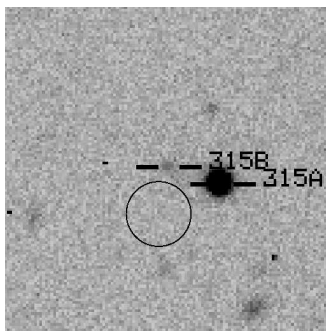
Quelle 280A



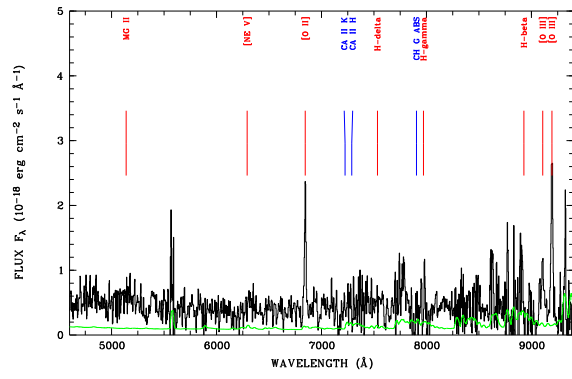
Quelle 288A



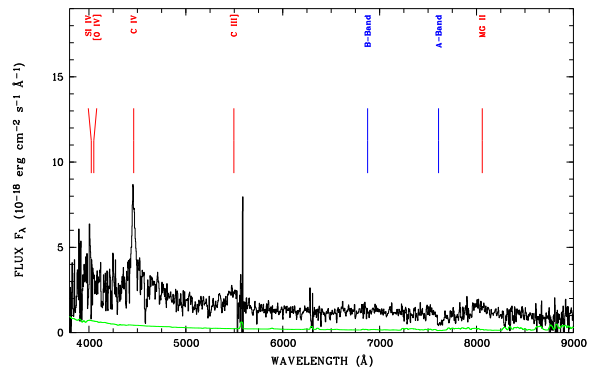
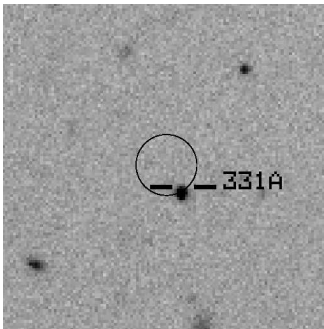
Quelle 289A



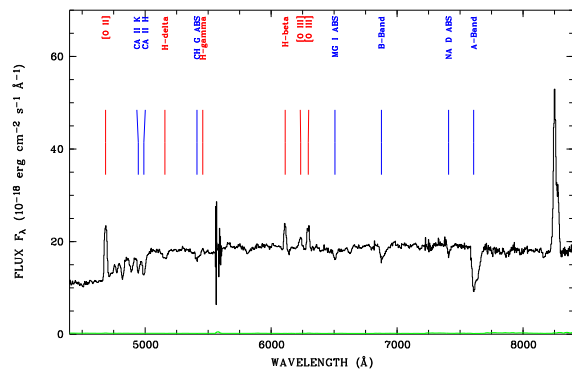
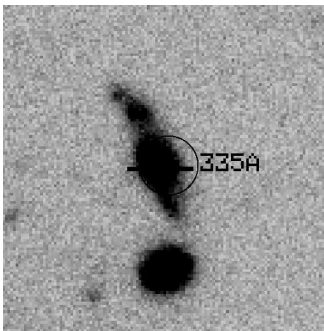
Quelle 315A



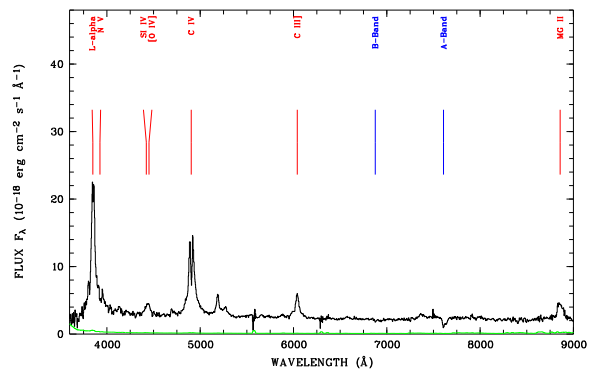
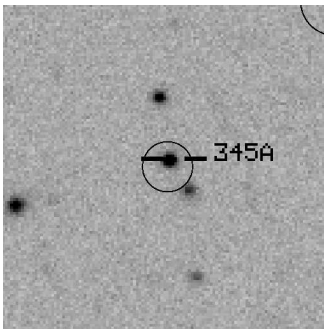
Quelle 315B



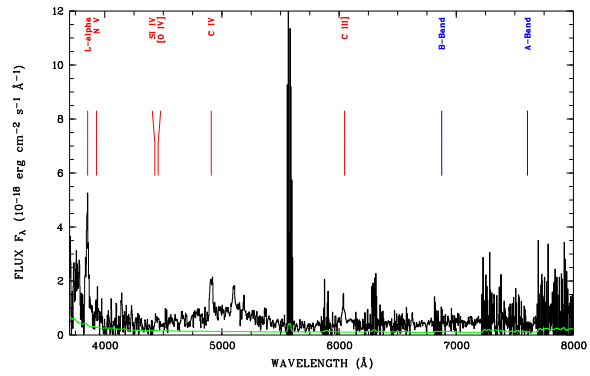
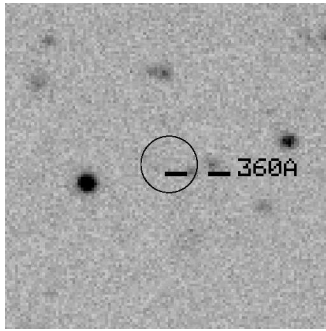
Quelle 331A



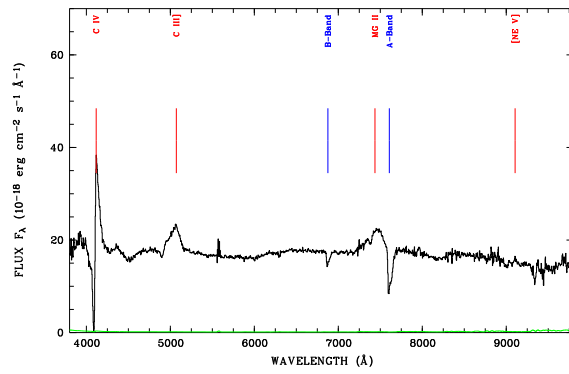
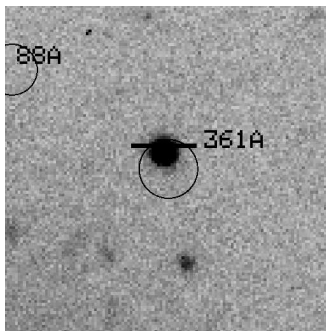
Quelle 335A



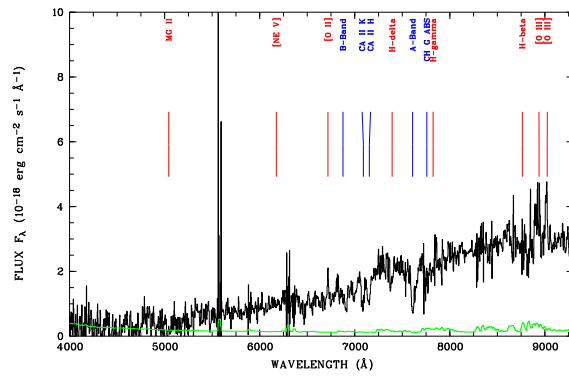
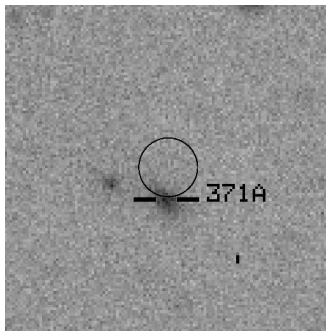
Quelle 345A



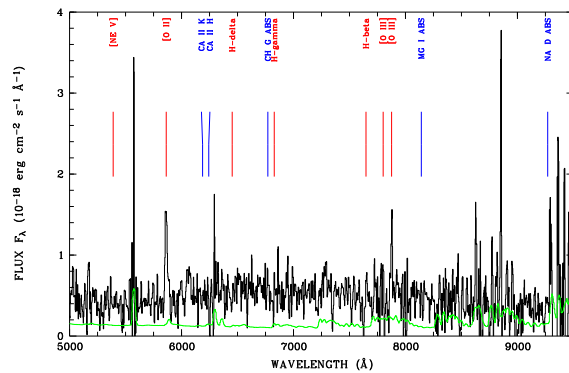
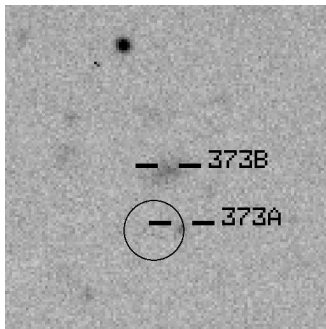
Quelle 360A



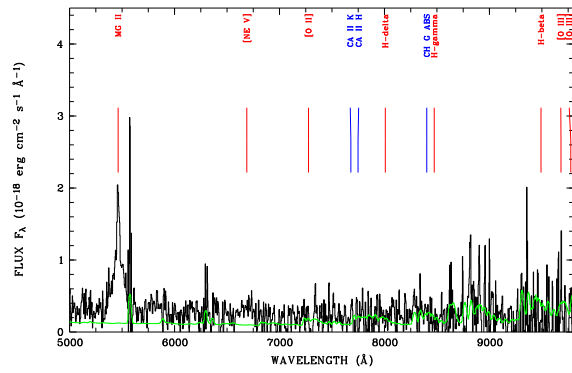
Quelle 361A



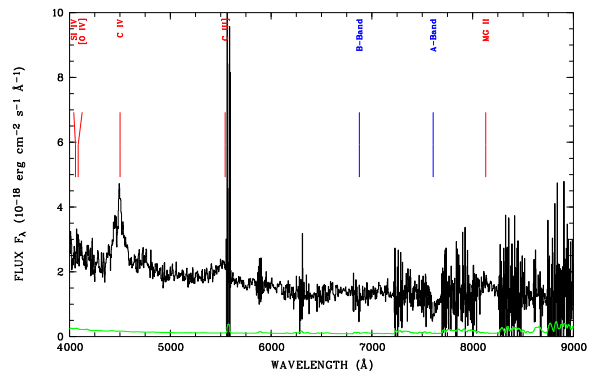
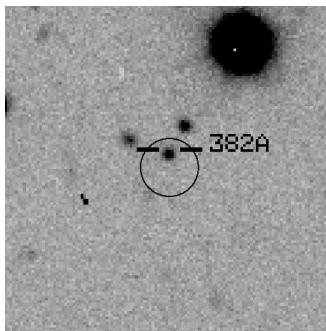
Quelle 371A



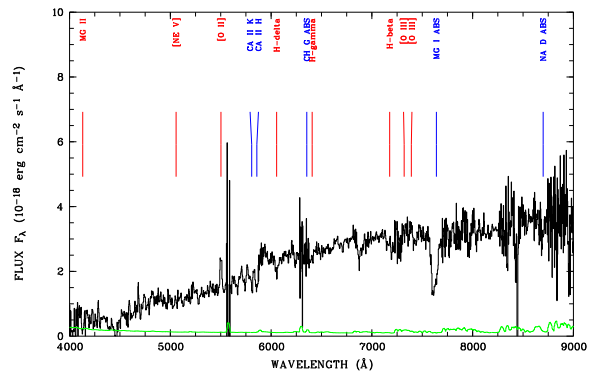
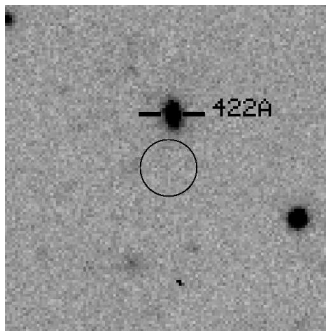
Quelle 373A



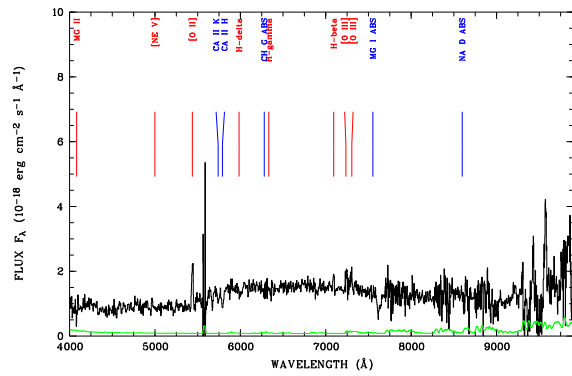
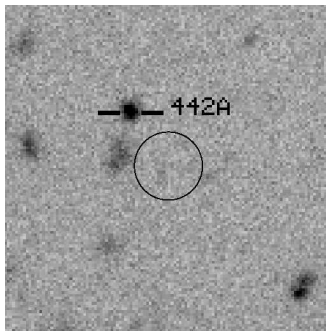
Quelle 373B



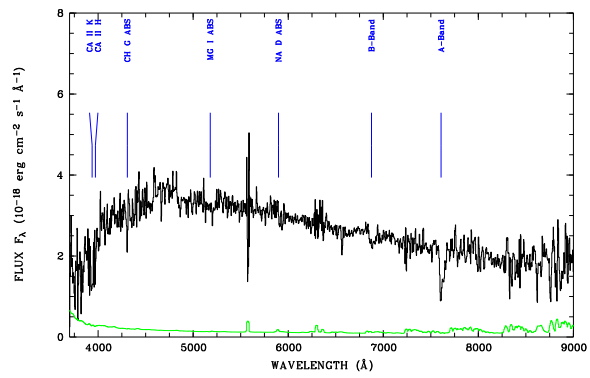
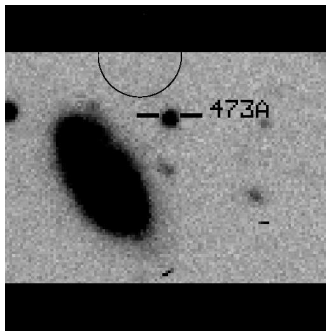
Quelle 382A



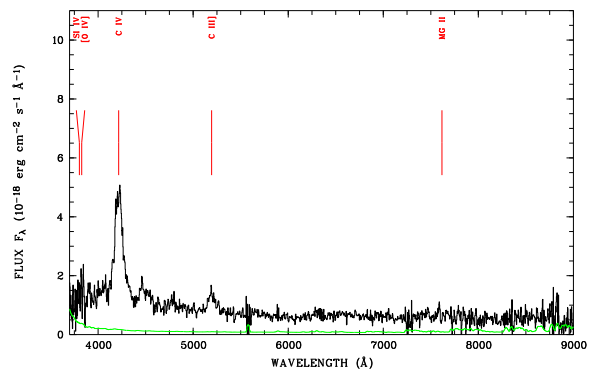
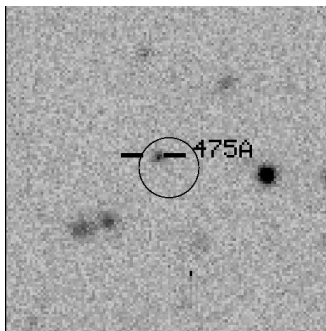
Quelle 422A



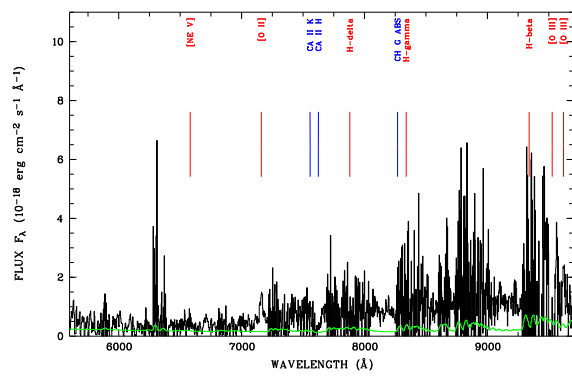
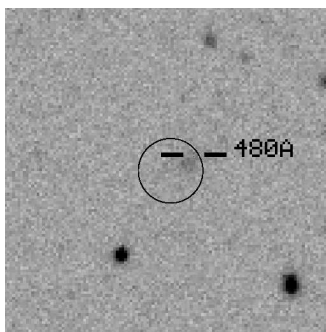
Quelle 442A



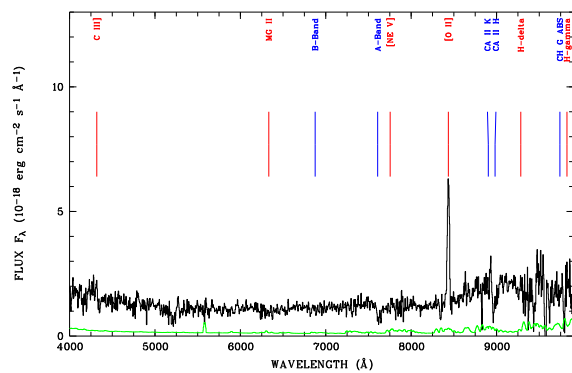
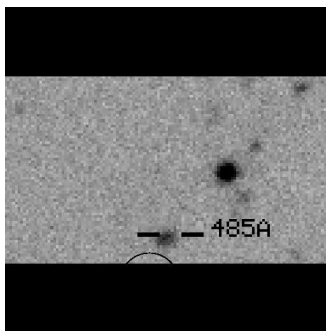
Quelle 473A



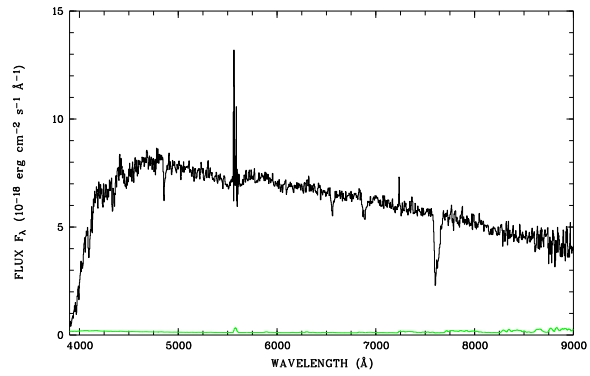
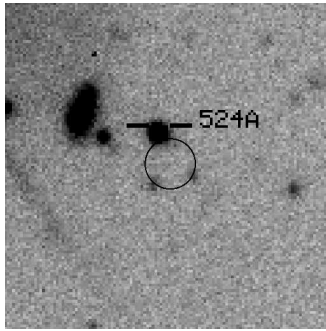
Quelle 475A



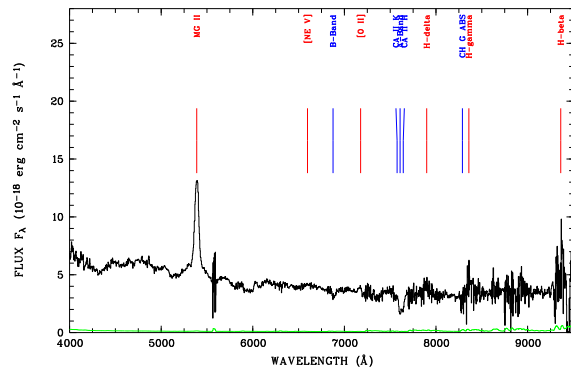
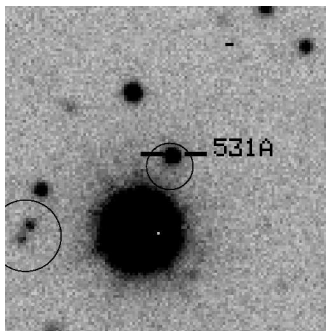
Quelle 480A



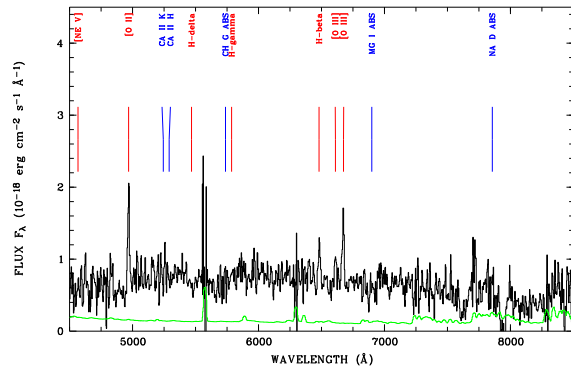
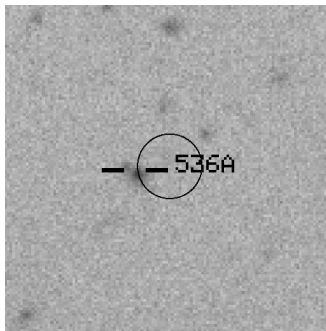
Quelle 485A



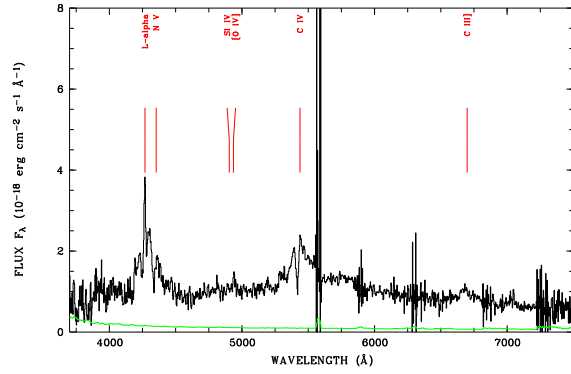
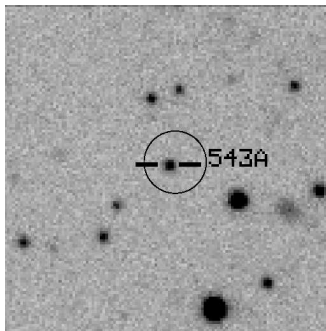
Quelle 524A



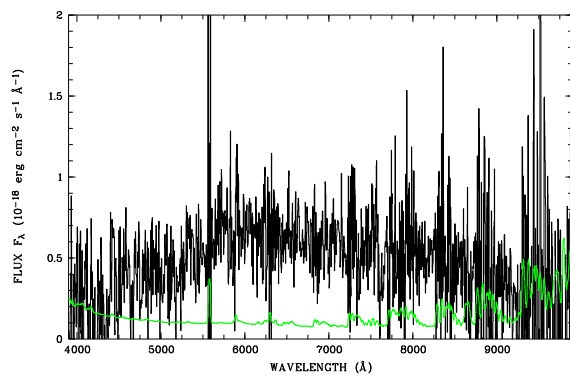
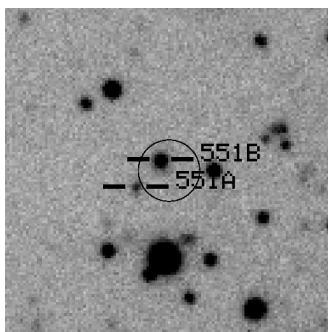
Quelle 531A



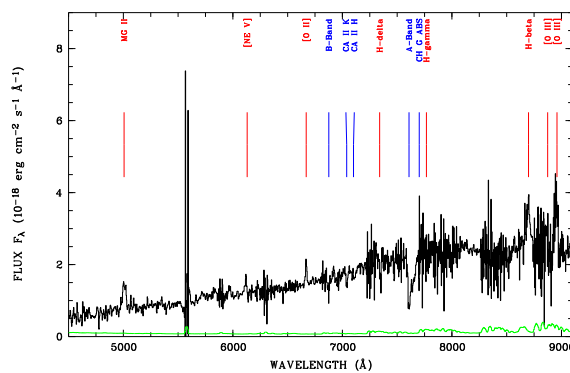
Quelle 536A



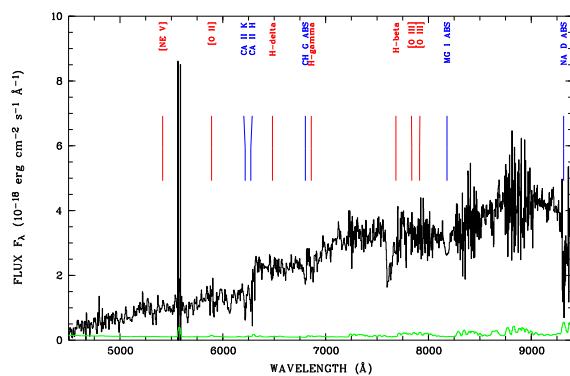
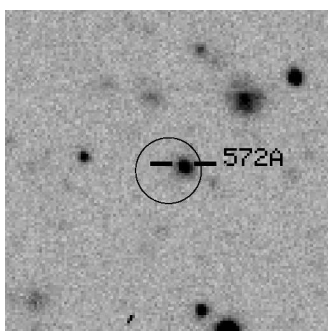
Quelle 543A



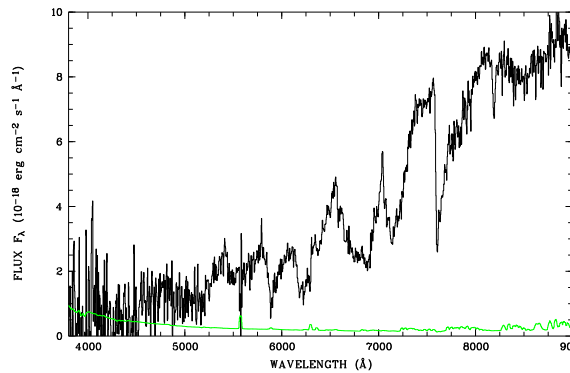
Quelle 551A



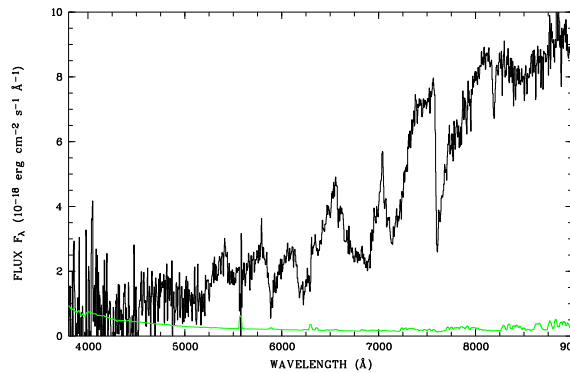
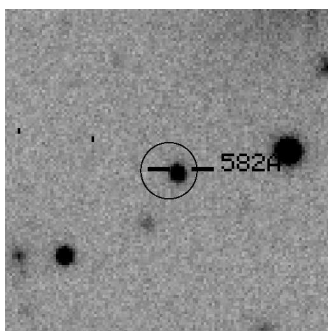
Quelle 551B

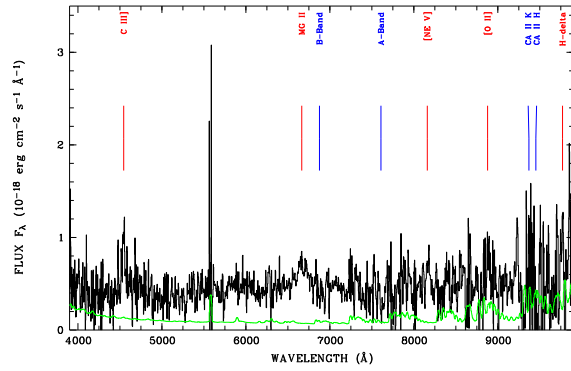
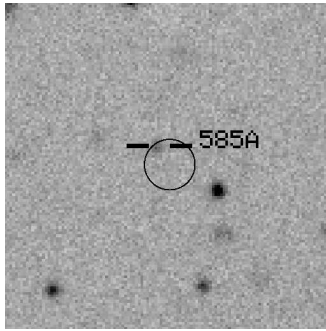


Quelle 572A

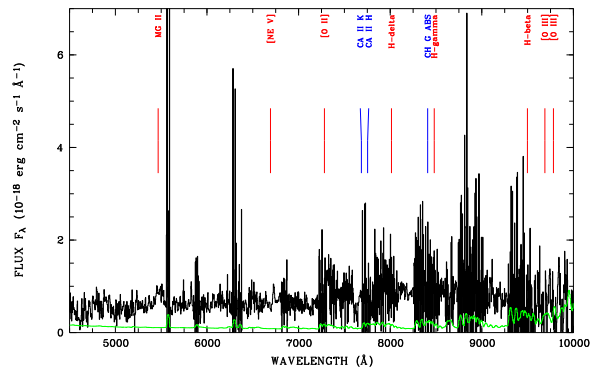
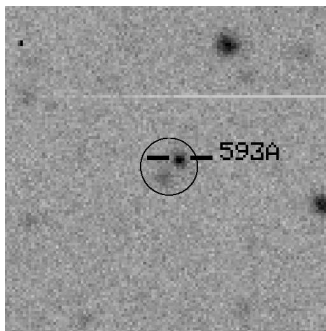


Quelle 582A

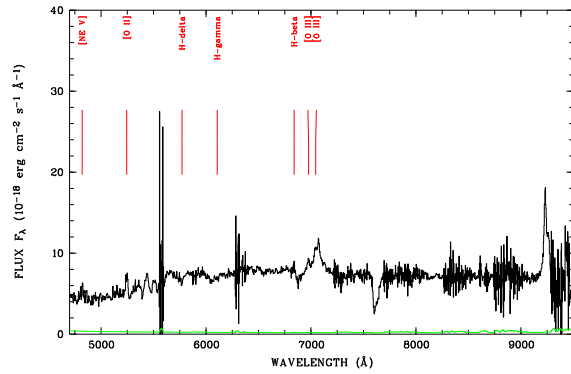
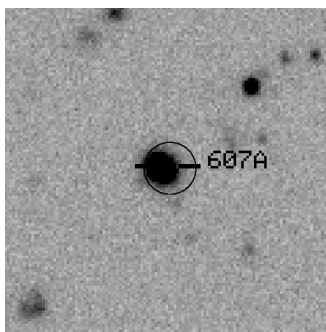




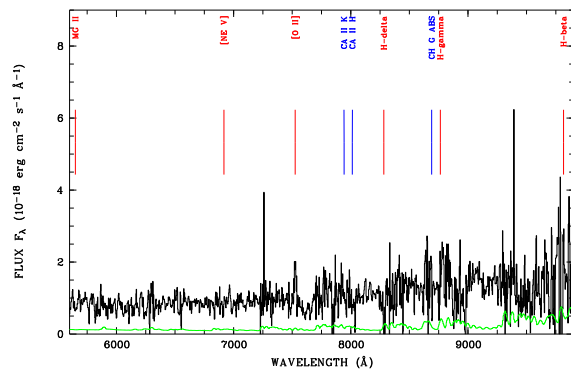
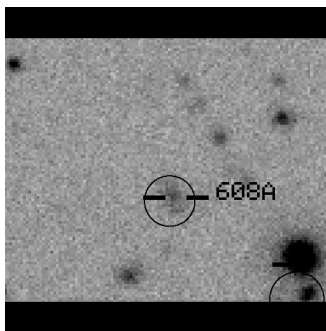
Quelle 585A



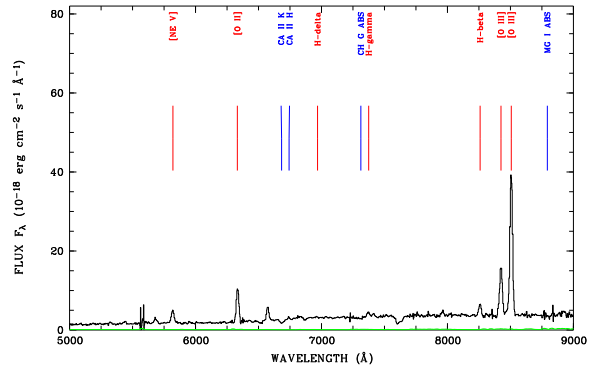
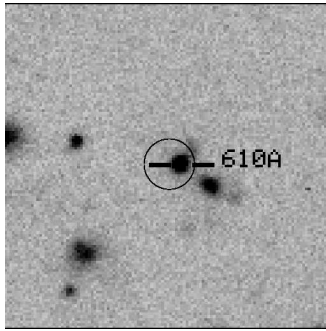
Quelle 593A



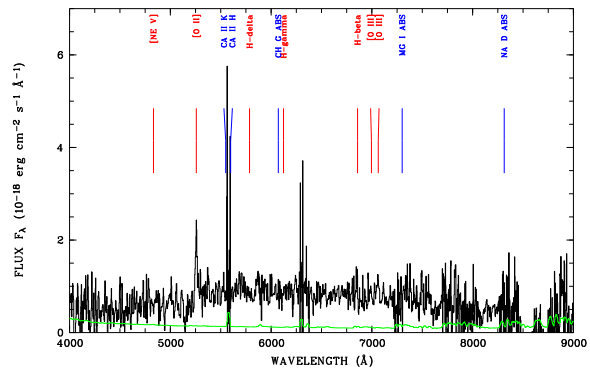
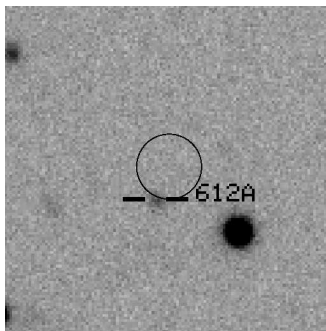
Quelle 607A



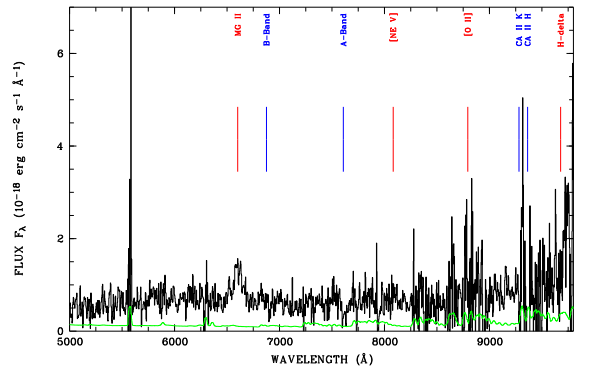
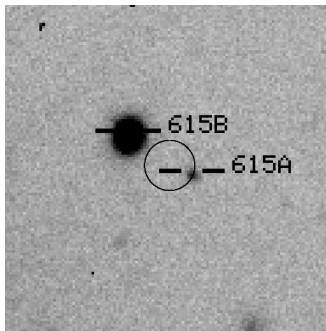
Quelle 608A



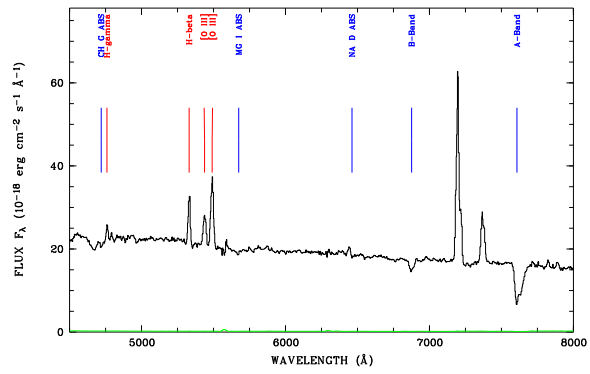
Quelle 610A



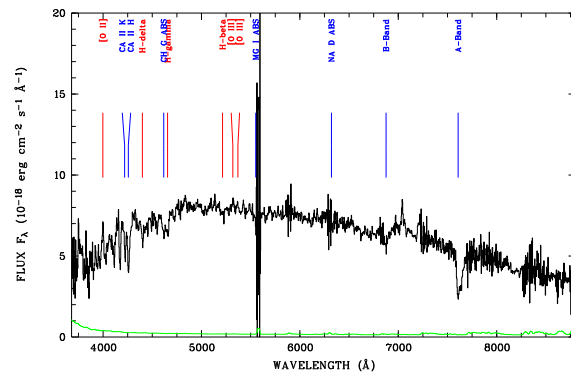
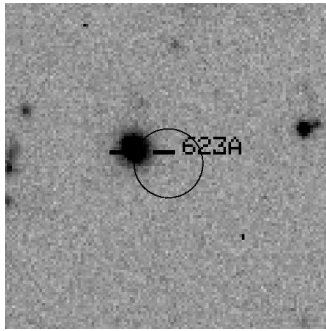
Quelle 612A



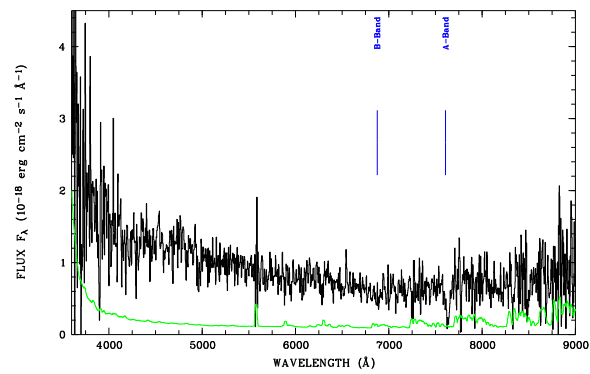
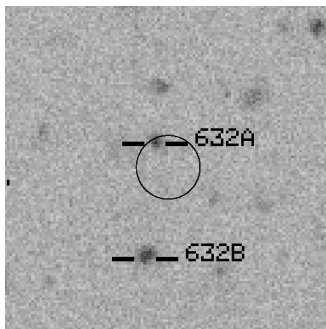
Quelle 615A



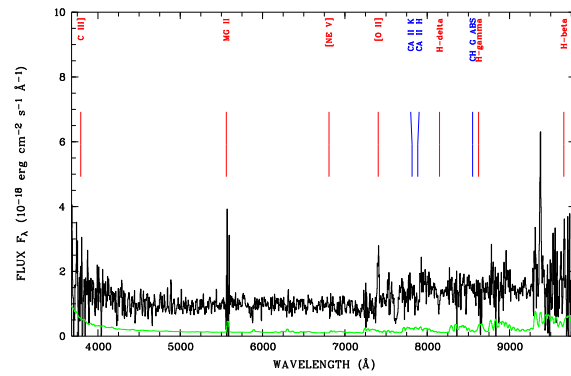
Quelle 615B



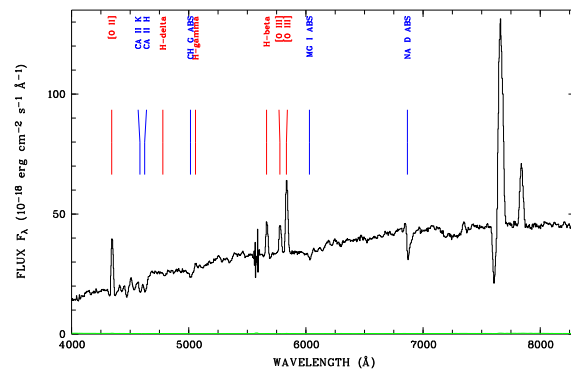
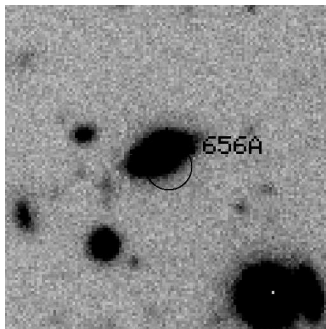
Quelle 623A



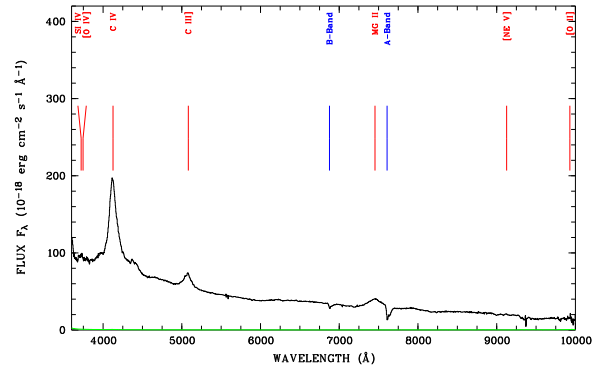
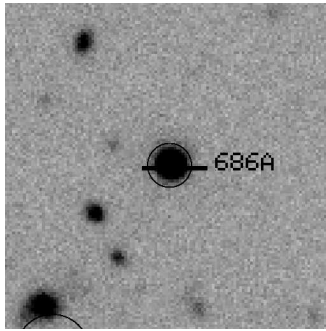
Quelle 632A



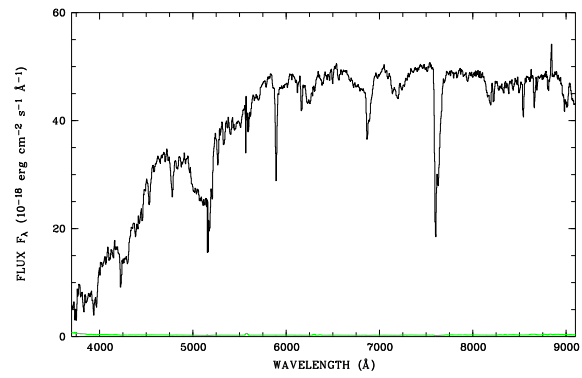
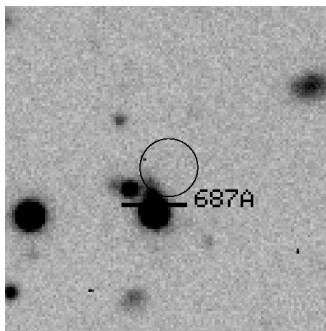
Quelle 632B



Quelle 656A



Quelle 686A



Quelle 687A

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mirko Krumpe

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt PD Dr. Axel Schwope und Dr. Georg Lamer für die intensive und freundliche Betreuung während meiner Diplomarbeitszeit. Beide standen stets für meine zahlreichen Fragen helfend zur Verfügung und gaben mir wichtige Hinweise und Ratschläge bei der Durchführung der Arbeit. Georg Lamer danke ich ganz herzlich für die unzähligen Stunden, in denen er mir in geduldiger Weise die Grundlagen in IDL beibrachte und bei der Anfertigung dieser Arbeit half.

Ferner danke ich beiden und den Mitarbeitern des AIP, besonders Silke Huferath, Michael Schulze, Justus Vogel, Nicolas Lodieu, Stefan Schmeja, Ingo Josopait, Andreas Staude, Dr. Valeri Hambaryan und Prof. Dr. Matthias Steinmetz für die freundliche und hilfsbereite Arbeitsatmosphäre.

Ganz besonders und herzlich möchte ich mich an dieser Stelle bei meiner Familie, vorallem meinen Eltern bedanken, die mich immer in all meinen Entscheidung während des Studiums mit den ihnen zur Verfügung stehenden Mitteln unterstützt haben, mir stets den Rückhalt für die Meisterung dieser Aufgabe gaben und immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Zuletzt danke ich meinen Freunden, die mich in der stressigen Zeit der Diplomarbeit unterstützt haben und mir verständnisvoll zur Seite standen, besonders aber Robert Nikutta und Ákos Vértes für ihre aufopferungsbereite Rechtschreibkorrektur und Latexhilfe.