

# INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen - Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Marion Pfeiffer

aus Tübingen

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2000



# **Spektroskopische Untersuchung hochionisierten Plasmas**

## **in aktiven galaktischen Kernen**

Gutachter:

Prof. Dr. Immo Appenzeller

Prof. Dr. Burkhard Fuchs



**Zusammenfassung** - Spektroskopische Untersuchung hochionisierten Plasmas in aktiven galaktischen Kernen: Mit dieser Arbeit wurde zum ersten Mal eine systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber durchgeführt. Eine Röntgen-selektierte Stichprobe, deren Objekte in ihren ASCA-Spektren Sauerstoffabsorptionskanten aufweisen, wurde im Optischen beobachtet, um die Eigenschaften der koronalen Linien zu ermitteln. Ein direkter Zusammenhang zwischen der Stärke der koronalen Linien und der optischen Tiefe der Absorptionskanten konnte nicht festgestellt werden. In den Untersuchungen konnte keine Bevorzugung eines großen Photonindex mit dem Auftreten des warmen Absorbers festgestellt werden. Es konnte insbesondere keine Korrelation zwischen dem ROSAT Photonindex und der Stärke der koronalen Linien der Objekte mit einem warmen Absorber nachgewiesen werden, wie es für eine optisch selektierte Stichprobe in früheren Untersuchungen gezeigt wurde. Die für die optisch selektierte Stichprobe gefundene Korrelation ist auf Besonderheiten im weichen Röntgenbereich zurückzuführen, wie z.B. einen weichen Exzeß.

Ein direkter Vergleich der Linienbreiten der FHILs mit den Linienbreiten typischer NLR- und BLR-Linien läßt auf einen Entstehungsort der CLR zwischen der NLR und BLR schließen. Die Vergleiche der Linienprofile der koronalen Linien mit denen typischer BLR- und NLR-Profile zeigt, daß im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe koronale Linien, die eine Breite ähnlich der  $H_{\beta}$ -Linie aufweisen, in der Röntgen-selektierten Stichprobe fast gänzlich fehlen.

Ein anderer Teil der Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung von koronalen Linien im Infrarotbereich, da AGN-Strahlung durch Staubabsorption beeinflusst werden kann. Dazu wurden für eine Beobachtung mit dem ISO-Satelliten Objekte mit besonders starken optischen koronalen Linien ausgewählt. Für die IR-Linien der meisten Objekte konnten nur oberen Grenzen abgeleitet werden, bis auf Ark 564. Für Ark 564 konnte durch Vergleich mit theoretischen Modellen und anderen Infrarot-Beobachtungen der Spektralindex  $\alpha$  auf größer  $-1$  eingeschränkt werden ( $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ ). Vergleiche mit ROSAT- und ASCA-Photonindizes zeigen allerdings deutlich kleinere Werte.

**Summary** - Spectroscopic analysis of highly ionized plasma in active galactic nuclei: This thesis gives for the first time a systematic analysis of the connection between optical coronal lines and the warm absorber. An x-ray selected sample whose objects have oxygen absorption edges in their ASCA spectra was observed in the optical range to measure the properties of the coronal lines. A direct link between the strength of the coronal lines and the optical depth of the absorption edges could not be found. No preference of high photon indices with the existence of the warm absorber could be seen. Especially there was no correlation between the ROSAT photon index and the strength of the coronal lines as it was seen in former investigations with an optically selected sample. The correlation found in the optically selected sample must be due to particularities in the soft x-ray range, e.g. the soft excess.

A direct comparison of the line widths of the FHILs with the line width of typical NLR and BLR lines leads to the conclusion that the location of their origin should be between the NLR and the BLR. The comparison of the line profiles shows that compared to the optically selected sample in the x-ray selected sample there are almost no coronal lines with widths similar to that of the  $H_{\beta}$  line.

Another part of this thesis deals with the analysis of coronal lines in the infrared range, as AGN radiation can be influenced by dust absorption. For this reason object with strong optical lines were selected for observation with the ISO satellite. For most objects only upper limits for the infrared lines could be found. Only for Ark 564 it could be shown, by comparison with theoretical models and other infrared observations, that the spectral index  $\alpha$  is larger than  $-1$  ( $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ ). Comparisons with ROSAT and ASCA photon indices show on the other hand that  $\alpha$  must be smaller.



*Diese Arbeit wurde gefördert von der Friedrich-Naumann-Stiftung mit Mitteln des  
Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie*



*Diese Arbeit wurde gefördert durch die Herbert-Quandt-Stiftung der VARTA AG*



*Für meine Eltern und für Wolfgang und Jorg*



*Funkle, funkle Quasi-Stern  
Größtes Rätsel ach so fern  
Überstrahlt dein Lichterglanz  
Billionen Sonnen ganz!?  
Funkle, funkle Quasi-Stern  
Was Du bist, das weißt ich gern*

nach George Gamov aus J.Silk, "Der Urknall"



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
2.1	Aktive galaktische Kerne . . . . .	3
2.2	Ein Erklärungsversuch - das Standardmodell der AGN . . . . .	6
2.2.1	Die Kontinuumsstrahlung . . . . .	7
2.2.2	Das Energieproblem . . . . .	7
2.2.3	Die Emissionsliniengebiete . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Theorie</b>	<b>15</b>
3.1	Koronale Linien in AGN . . . . .	15
3.1.1	Ionisations- und Anregungsmechanismen . . . . .	17
3.2	Warme Absorber und koronale Linien . . . . .	17
3.3	Röntgenabsorber in AGN . . . . .	19
3.3.1	Spektrale Merkmale im Röntgenbereich . . . . .	19
3.3.2	Röntgenabsorptionsmerkmale . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Röntgendaten</b>	<b>23</b>
4.1	ROSAT-Daten . . . . .	23
4.1.1	Der ROSAT-Satellit . . . . .	23
4.1.2	Das PSPC-Instrument . . . . .	24
4.1.3	Photonindizes . . . . .	24
4.2	ASCA-Daten . . . . .	25
4.2.1	Der ASCA-Satellit . . . . .	25
4.2.2	Das GIS . . . . .	26
4.2.3	Das SIS . . . . .	27
4.2.4	Vergleich zwischen ASCA und ROSAT . . . . .	27
4.3	Parametrisierung des warmen Absorbers . . . . .	27
4.3.1	Güte einer Modellanpassung . . . . .	29
4.3.2	Ergebnisse - Diskussion der Röntgenspektren . . . . .	31
4.3.3	Übersicht über die Röntgeneigenschaften . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Optische Daten</b>	<b>47</b>
5.1	Die Röntgen-selektierte Stichprobe . . . . .	47
5.2	Beobachtungsausführung . . . . .	47
5.3	Datenreduktion . . . . .	49
5.3.1	Bias- und Dunkelstrom-Reduktion . . . . .	50
5.3.2	Flatfieldreduktion . . . . .	51
5.3.3	Wellenlängenkalibration . . . . .	52
5.3.4	Himmelssubtraktion . . . . .	53
5.3.5	Extraktion des Spektrums . . . . .	54
5.3.6	Atmosphärische Extinktion . . . . .	54
5.3.7	Interstellare Extinktion und Interstellare Rötung . . . . .	55
5.3.8	Flußkalibration . . . . .	56
5.3.9	Atmosphärische Absorptionsbanden und Cosmics . . . . .	57
5.3.10	Addition der Einzelspektren . . . . .	57
5.3.11	Einfluß der Muttergalaxie . . . . .	58

5.4	Literaturwerte . . . . .	61
5.5	Linienidentifikation und Messung der Profilparameter . . . . .	63
5.5.1	Rotverschiebungsmessung . . . . .	63
5.5.2	Kontamination der koronalen Linien . . . . .	64
5.5.3	Heliozentrische Korrektur . . . . .	65
5.5.4	Vorgehen bei der Messung der Linienparameter . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>69</b>
6.1	Klassifizierung der Spektren . . . . .	69
6.2	Kinematische Eigenschaften . . . . .	71
6.2.1	Linienbreite . . . . .	71
6.2.2	Geschwindigkeitsfeld . . . . .	71
6.2.3	Vergleich der Linienprofile mit BLR- und NLR-Profilen . . . . .	77
6.2.4	Vergleich der Profile der koronalen Linien untereinander . . . . .	78
6.3	Spektro-photometrische Eigenschaften . . . . .	80
6.3.1	Temperatur und Dichte der koronalen Emissionslinienregion . . . . .	80
6.3.2	Mögliche Ionisationsmechanismen . . . . .	83
<b>7</b>	<b>Interpretation</b>	<b>87</b>
7.1	Die koronale Emissionslinienregion (CLR) . . . . .	87
7.2	Der warme Absorber . . . . .	88
7.2.1	Vergleich mit Röntgen-Daten . . . . .	88
7.2.2	Photonindizes: statistische Betrachtungen . . . . .	94
7.2.3	NLS1-Galaxien . . . . .	97
7.2.4	Röntgenleuchtkräfte . . . . .	100
7.2.5	Vergleich mit anderen Untersuchungen . . . . .	101
<b>8</b>	<b>Infrarot-Daten</b>	<b>103</b>
8.1	Einführung . . . . .	103
8.2	Selektionskriterium und Stichprobe . . . . .	103
8.3	Der ISO-Satellit . . . . .	104
8.3.1	Das ISO SWS . . . . .	105
8.4	Auswertung der ISO-Daten . . . . .	107
8.5	Linienidentifikation . . . . .	115
8.5.1	Linienprofile im beobachteten System . . . . .	115
8.5.2	Transformation in das Ruhesystem . . . . .	119
8.6	Linieigenschaften . . . . .	123
8.7	Diskussion der Infrarot-Daten von Ark 564 . . . . .	125
8.7.1	Vergleich mit theoretischen Modellen . . . . .	125
8.7.2	Vergleich mit Infrarot-Daten . . . . .	126
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>131</b>
<b>A</b>	<b>Optische Daten</b>	<b>139</b>
A.1	Angaben über die Einzelspektren . . . . .	139
A.2	Spektren der Programmgalaxien . . . . .	141
A.3	Linienprofile und -parameter der koronalen Linien . . . . .	151
A.4	Linienprofilvergleich . . . . .	185
A.4.1	Profilvergleich mit NLR-, BLR-Linie . . . . .	185

A.4.2	Profilvergleich der FHILs untereinander . . . . .	199
A.4.3	Linienbreiten . . . . .	208
A.4.4	Linienleuchtkräfte . . . . .	212
A.4.5	Röntgenleuchtkräfte . . . . .	216
<b>B</b>	<b>Röntgenmodelle</b>	<b>223</b>
B.1	Modelle von Reynolds 1997 . . . . .	223
B.2	Modelle von George et al. 1998 . . . . .	226
B.3	Modelle von Leighly 1999 . . . . .	229
B.4	Modelle für NGC 2110 . . . . .	230



## 1 Motivation

Die auffälligsten Merkmale im Spektrum eines aktiven galaktischen Kerns sind schmale und breite Emissionslinien. Nach dem Standardmodell der aktiven galaktischen Kerne entstehen diese in zwei räumlich getrennten Gebieten, in der Broad Line Region (BLR) und der Narrow Line Region (NLR). Diese beiden Gebiete sind nicht scharf voneinander getrennt: manche [O III]-Linien zeigen schwache breite Komponenten in ihren Profilen (van Groningen und de Bruyn 1989 [221], Meyers und Peterson 1985 [131]). Verbotene Linien mittlerer Breite (d.h. zwischen Breiten, die typisch für die NLR bzw. BLR sind) deuten ebenfalls auf eine Übergangsregion zwischen diesen beiden Gebieten hin (z.B. Osterbrock 1981 [156], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Giannuzzo et al. 1990 [70]). Bei diesen auch koronalen Linien genannten Emissionslinien handelt es sich um hochionisierte Emissionslinien, die von verbotenen Übergängen stammen. Beispiele für die koronalen Linien sind z.B. [Fe VII], [Fe X] und [Fe XIV]. Sie werden auch FHILs genannt, von Forbidden High Ionization lines. Ihr Ionisationspotential liegt bei  $\geq 90$  eV. Die Existenz von verbotenen Linien zeigt an, daß in dem jeweiligen Gebiet die Elektronendichten niedrig genug sind, damit diese Übergänge durch Stöße nicht unterdrückt werden. Aufgrund des hohen Ionisationspotentials sind die koronalen Linien ein Hinweis auf hochenergetische Prozesse in den Gebieten in denen sie entstehen. Die kritische Dichte der koronalen Linien ( $10^7 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) liegt zwischen den kritischen Dichten typischer NLR- und BLR-Linien (DeRobertis und Osterbrock 1986 [39]). Die Breite der FHILs korreliert mit der Ionisationsenergie und/oder der kritischen Dichte (z.B. De Robertis und Osterbrock 1984, 1986 [38], [39], Osterbrock 1981 [156], Filippenko und Halpern 1984 [59], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Die koronalen Linien zeigen vom Ionisationspotential abhängige Geschwindigkeitsverschiebungen gegenüber niedriger angeregten schmalen Linien (z.B. Grandi 1978 [74], Osterbrock 1981 [157], Penston et al. 1984 [165], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Appenzeller und Wagner 1991 [8], Giannuzzo et al. 1995 [71], Wagner 1997 [228]). Aufgrund dieser Beobachtungen spekuliert man, daß die FHILs in einer Region gebildet werden, die zwischen der klassischen BLR und NLR liegt (z.B. Ferguson et al. 1997 [55]). Bisher gibt es noch keine eindeutigen Vorstellungen, wie die FHILs in den AGN zustande kommen.

In liniendiagnostischen Untersuchungen wurden die Temperatur und die Dichte des FHIL-emittierenden Plasmas ermittelt. Man erhält Temperaturen von  $\approx 10^5$  K und eine Dichte von  $\approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$  (Fosbury und Sansom 1983 [61], Ward und Morris 1984 [230], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Hochionisiertes Gas mit ähnlichen Temperaturen und Dichten wurde in davon unabhängigen Untersuchungen mit dem Röntgensatelliten ASCA beobachtet: in der Kontinuumsstrahlung mancher AGN wurden Absorptionssignaturen hochionisierter Elemente gefunden, dem sogenannten warmen Absorber (z.B. Fabian et al. 1994 [52], Nandra et al. 1996 [148], Reynolds et al. 1995 [182]). Der Hauptteil dieser Absorption läßt sich durch K-Kanten von hochionisiertem Sauerstoff (O VII und O VIII) erklären. Unterstützend für einen möglichen Zusammenhang ist eine von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] gefundene Korrelation: für eine optisch selektierte Stichprobe, deren Objekte starke koronale Linien aufweisen, fanden sie einen Zusammenhang zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375Å-Linie und dem ROSAT-Photonindex  $\Gamma$ . Der ROSAT-Photonindex  $\Gamma$  ist eine indirekte Parametrisierung des warmen Absorbers. Die Korrelation könnte also einen Zusammenhang zwischen den koronalen Linien und dem warmen Absorber widerspiegeln. Die durch den warmen Absorber erzeugten Sauerstoffabsorptionskanten können mit dem ROSAT-PSPC (Position Sensitive Proportional Counter) aufgrund der mangelnden spektralen Auflösung des Instruments allerdings nicht aufgelöst werden. Sind Kanten vorhanden, ergibt die aufgrund der ungenügenden Auflösung auftretende Überlagerung der Merkmale ein steiles Röntgenspektrum innerhalb des ROSAT-Energiebereiches und damit einen großen

Photonindex. Allein mit ROSAT-Daten kann aber nicht zwischen einem intrinsisch flachen Potenzspektrum mit Absorptionskanten und einem intrinsisch steilen Potenzspektrum unterschieden werden. Um zu prüfen, ob die Korrelation zwischen der Stärke der koronalen Linien und dem ROSAT-Photonindex einen Zusammenhang der koronalen Linien mit dem warmen Absorber widerspiegelt, sind daher Instrumente notwendig, die eine genügend hohe Auflösung haben, um Absorptionskanten auflösen zu können. Mit den auf ASCA vorhandenen Instrumenten SIS und GIS ist es möglich, Absorptionskanten durch optische Tiefe, Wasserstoffsäulendichte und Ionisationsparameter zu parametrisieren. Für die optisch selektierte Stichprobe, anhand derer die beschriebene Korrelation gefunden wurde, waren nur für drei Objekte ASCA-Spektren vorhanden. Daher wurde für eine systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber eine Stichprobe von Objekten zusammengestellt, die in ihren ASCA-Spektren O VII- und/oder O VIII-Absorptionskanten aufweisen. Bei einem Zusammenhang zwischen dem warmen Absorber und den koronalen Linien können die FHIL-Linienprofile dazu benutzt werden, die Kinematik und Dynamik des warmen Absorber Plasmas abzuleiten. Aufgrund der relativ niedrigen Auflösung im Röntgenbereich ( $< 100$ ) im Vergleich zu der erreichbaren Auflösung im Optischen kann man so den warmen Absorber detaillierter untersuchen, als das mit Röntgeninstrumenten möglich ist.

Ein weiterer Bestandteil der Arbeit beschäftigt sich mit folgender Fragestellung: Da AGN-Strahlung durch Staubabsorption beeinflusst werden kann, wurde eine Stichprobe von 6 Seyfert-Galaxien zusammengestellt, die in ihren optischen Spektren besonders starke koronale Linien zeigen, um sie im infraroten Wellenlängenbereich zu untersuchen. Diese Objekte stammen aus der optisch selektierten Stichprobe von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]. Da die Staubabsorption in diesem Bereich geringer ist, kann damit überprüft werden, ob die von Erkens, Appenzeller und Wagner gefundenen Korrelationen der Geschwindigkeitsverschiebung bzw. der Linienbreite in Abhängigkeit vom Ionisationspotential durch Staubabsorption beeinflusst worden sind. Erdgebundene Beobachtungen in diesem Bereich sind eingeschränkt aufgrund atmosphärischer Absorption durch  $H_2O$  und  $CO_2$  und sind nur durch einige schmale atmosphärische Fenster möglich. Daher wurde für die Beobachtung dieser Stichprobe der Infrarotsatellit ISO ausgewählt, der mit seinem Kurzwellenspektrometer SWS und einem Linienscanmodus gute Voraussetzungen liefert, um diese Beobachtungen durchzuführen. Da es kaum Beobachtungen koronaler Linien im Infrarotbereich gibt, kann die Untersuchung dieser Infrarotspektren zusätzliche Erkenntnisse über die Kinematik und Dynamik der koronalen Emissionslinienregion ergeben.

## 2 Einführung

### 2.1 Aktive galaktische Kerne

Die ersten aktiven galaktischen Kerne (Active Galactic Nuclei: AGN) wurden durch die Identifikation von Radioquellen im optischen Bereich gefunden. Anfang der 1960er Jahre identifizierten Matthews und Sandage Radioquellen des Cambridger 3C-Kataloges mit sehr kleinen scheinbaren Durchmessern von unter einer Bogensekunde<sup>1</sup> im Optischen mit Galaxien. Die Spektren dieser Objekte zeigten, für Galaxien sehr ungewöhnlich, Emissionslinien. Sternspektren, aus denen ein Galaxienspektrum zusammengesetzt ist, zeigen i.d.R. nur Absorptionslinien (z.B. Struve und Zerbys 1960 [201], Herbig 1960 [86]). Zudem waren die gefundenen Emissionslinien in den roten Bereich des Spektrums verschoben.

Die Identifikation des Quasars 3C 273 ist beispielhaft für die Entdeckung der Natur der aktiven galaktischen Kerne. 1962 konnte die optische Position von 3C 273 bis auf eine Bogensekunde genau bestimmt werden (Hazard, Mackay und Shimmins 1963 [84]) und wurde im optischen Bereich mit einem sternähnlichen Objekt 13. Magnitude identifiziert. Das 1963 von Maarten Schmidt aufgenommene Spektrum von 3C 273 (Schmidt 1963 [190]) zeigte aber Emissionslinien ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  und  $[O\ III] 5007\ \text{\AA}$ ), die um 16% in den roten Spektralbereich verschoben waren. Die Interpretation der Linienverschiebungen von 3C 273 in den roten Spektralbereich als kosmologische Rotverschiebung enthüllte die extragalaktische Natur dieses und anderer Objekte (z.B. Greenstein und Schmidt 1964 [77]) und machte eine Entfernungs- und damit auch eine Leuchtkraftbestimmung möglich.

Die gemessenen Leuchtkräfte der AGN<sup>2</sup> betragen bis zu  $10^{48}$  erg/s, angefangen bei  $10^{42}$  erg/s mit typischen Werten bei  $10^{46}$  erg/s. Die charakteristische Leuchtkraft einer Feldgalaxie liegt bei  $\simeq 10^{44}$  erg/s (z.B. Krolik 1999 [98]). Die großen Energiemengen der aktiven Galaxien stammen im wesentlichen aus dem Kernbereich. Ungefähr 1% der leuchtkräftigen Galaxien sind aktiv. Da es noch kein einheitliches, allgemein akzeptiertes Standardmodell der AGN gibt (ein Standardmodell wird diskutiert in Abschnitt 2.2, S. 6), werden die Mitglieder der AGN-Familie durch die Eigenschaften beschrieben, durch die sie gefunden wurden.

Eine Galaxie gilt als aktiv, wenn sie mindestens eines der vier folgenden Kriterien erfüllt:

- das Kerngebiet ist heller und kompakter als der entsprechende Bereich einer Galaxie gleichen Typs
- die Emissionslinien entstammen nicht-stellaren Anregungsmechanismen
- die Emissionslinien oder das Kontinuum zeigen Variabilität
- aus dem Kernbereich emittiert nicht-thermische Kontinuumsemission

Die zwei größten Unterklassen der AGN sind die Seyfert-Galaxien und die Quasare: *“The two largest subclasses of AGNs are Seyfert Galaxies and quasars, and the distinction between them is to some degree a matter of semantics.”* (Peterson 1997 [168]). Die Aufteilung erfolgt aufgrund der unterschiedlichen Leuchtkraft der Quellen und verschiedenen spektralen Eigenschaften. Eine typische Seyfert-Galaxie emittiert im optischen Bereich ungefähr soviel wie die Gesamtheit der Sterne der Muttergalaxie. Bei einem Quasar ist die Zentralquelle um den Faktor 100 oder mehr heller als

<sup>1</sup>Der typische scheinbare Durchmesser der 471 Quellen der Stichprobe für den 3C-Katalog liegt bei durchschnittlich 30 Bogensekunden. Die meisten Quellen haben Durchmesser, die im Bereich von 5 Bogensekunden bis einige Bogenminuten liegen (Kembhavi und Narlikar 1999 [95]).

<sup>2</sup>Die angegebene Bandbreite der Leuchtkräfte kann eine Fortsetzung nach größeren und kleineren Werten haben. AGN, die eine kleinere Leuchtkraft als die Muttergalaxie aufweisen, sind schwer zu finden. Es gibt Hinweise, daß der Kernbereich in vielen aktiven Galaxien durch Staub erheblich extinguiert wird. Der Effekt des relativistischen Beamens läßt den beobachteten Fluß einer Quelle schwächer oder stärker erscheinen, abhängig von der Richtung in der die Quelle beobachtet wird.

die Gesamtheit der Sterne. Eine andere mögliche, grundsätzliche Aufteilung erfolgt aufgrund der Radioeigenschaften der AGN: ungefähr 10% aller AGN sind radiolaut, der Rest radioleise (z.B. Katgert et al. 1973 [94], Fanti et al. 1977 [54], Smith und Wright 1980 [198], Sramek und Weedman 1980 [199]). Bei den radiolauten AGN ist das Verhältnis des Radioflusses bei 5 GHz zu dem optischen Fluß im B-Band  $\geq 10$  (Kellermann et al. 1989 [99]).

Seyfert-Galaxien lassen sich in Seyfert 1- und Seyfert 2-Galaxien einteilen. Der Unterschied zwischen diesen Klassen wurde von Khachikian und Weedman 1974 [96] zum ersten Mal beschrieben.

**Seyfert 1-Galaxien** haben breite erlaubte (FWHM von einigen tausend km/s) und etwas schmalere verbotene (FWHM von einigen hundert km/s) Emissionslinien. Es fehlen breite Emissionslinien verbotener Übergänge.

**Seyfert 2-Galaxien** haben nur schmale Linien, erlaubte und verbotene, deren Dopplerbreite Geschwindigkeiten von einigen hundert km/s entspricht (z.B. Osterbrock und Matthews 1986 [159]).

**Variabilität der Leuchtkraft** Viele AGN zeigen eine zeitliche Variabilität der Leuchtkraft. Die Kontinuumsvariabilität von Quasaren im optischen Bereich wurde bereits Anfang der 1960er Jahre entdeckt (z.B. Matthews und Sandage 1963 [127], Smith und Hoffleit 1963 [197]). Variabilitätsuntersuchungen über einen weiten Wellenlängenbereich (z.B. Kataoka et al. 1999, [93], Brinkmann et al. 1998 [23], Wehrle et al. 1998, [233], von Montigny et al. 1997 [134]) geben Aufschluß über die Größe des emittierenden Gebietes und die Strahlungsmechanismen. Aus der Zeitskala der Variabilität kann der Radius des emittierenden Kerns abgeschätzt werden (Wagner und Witzel 1995 [227]). Beobachtet man eine Zeitskala der Variabilität von  $\Delta t_{var}$  im Bezugssystem der Quelle, gilt für den Radius des emittierenden Gebietes:

$$R \leq \frac{c \Delta t_{var}}{\gamma} \quad (1)$$

$\gamma$  ist der Lorentzfaktor und ist gegeben durch  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  und berücksichtigt, daß sich die Quelle mit der Geschwindigkeit  $v$  vom Beobachter wegbewegt, d.h. bei rotverschobenen Quellen ist die Verschiebung der quellintrinsic Variabilitätszeitskala gegenüber der beobachteten Zeitskala zu beachten.

Ist das Gebiet größer als der durch Gleichung (1) gegebene Radius, können die verschiedenen Gebiete nicht mehr kausal verknüpft sein, d.h. sie können nicht in Phase variieren, die Amplitude würde dadurch stark reduziert. Die beobachteten Variabilitätszeitskalen liegen zwischen Jahren bis hinunter zu Stunden vom Radio- bis in den Röntgenbereich (z.B. Impey und Neugebauer 1988 [90], Dietrich et al. 1998 [43], Peterson et al. 1994 [167]). Der daraus abgeleitete Radius ist kleiner als ein Parsec, teilweise im Bereich von nur einer Lichtstunde (z.B. Mattox et al. 1997 [128], Heidt und Wagner 1998 [85]).

**Das Kontinuumspektrum** der AGN wird über einen weiten Energiebereich beobachtet, vom Radio- bis in den Röntgenbereich, manchmal bis in den Gammabereich hinein. Das Kontinuumspektrum wird in erster Näherung durch ein Potenzspektrum parametrisiert:

$$L_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (2)$$

Dabei ist  $L_\nu$  die Leuchtkraft bei der Frequenz  $\nu$ , der Parameter  $\alpha$  ist der sogenannte Spektralindex. Er liegt typischerweise zwischen 0.5 und 2 und wächst mit ansteigender Frequenz. In den

Abbildungen 1 und 2 sind zum Vergleich die Kontinuumsverteilungen über einen weiten Wellenlängenbereich einer "normalen" Spiralgalaxie und eines AGN abgebildet. Das Spektrum einer normalen Spiralgalaxie wird durch optische und Infrarotstrahlung dominiert.

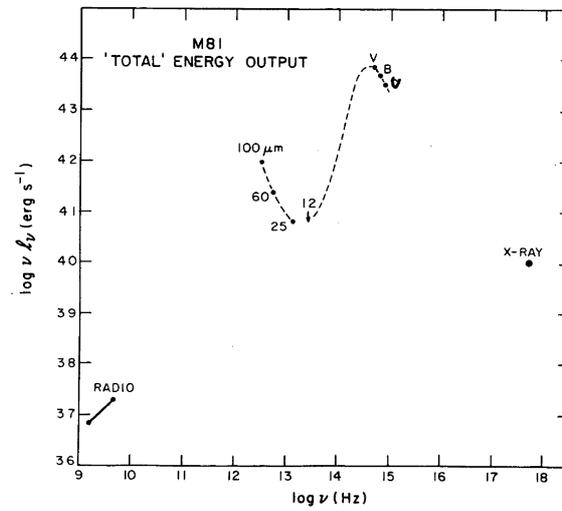


Abbildung 1: Kontinuumspektrum der Spiralgalaxie M81, Abbildung aus Fabbiano 1988 [51]

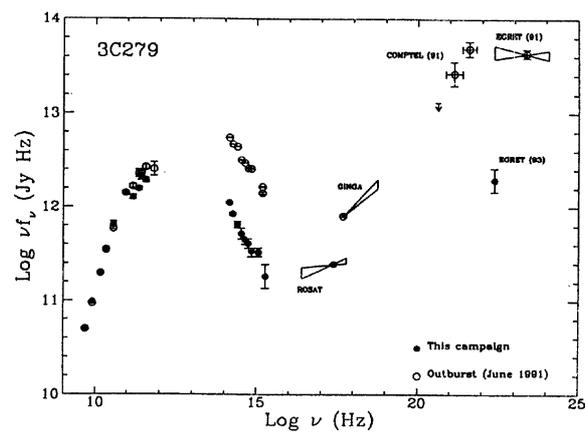


Abbildung 2: Kontinuumspektrum des AGN 3C 279, Abbildung aus Maraschi et al. 1994 [120]

## 2.2 Ein Erklärungsversuch - das Standardmodell der AGN

Im vorangehenden Abschnitt wurden Beobachtungsmerkmale der aktiven galaktischen Kerne beschrieben. Wie können die Emissionslinien, die hohe Leuchtkraft, die in einem sehr kleinen Raumbereich erzeugt wird, und das Kontinuumspektrum eines AGN erklärt werden? Sind die verschiedenen AGN-Klassen Ausdruck unterschiedlicher Phänomene oder kann diese Vielfalt mit einem einheitlichen physikalischen Mechanismus erklärt werden? Die heutigen Arbeitsmodelle gehen von einer axialen Geometrie der aktiven galaktischen Kerne aus, wie in Abbildung 3 dargestellt. Die "zentrale Maschine" besteht aus dem Schwarzen Loch und einer differentiell rotierenden Ak-

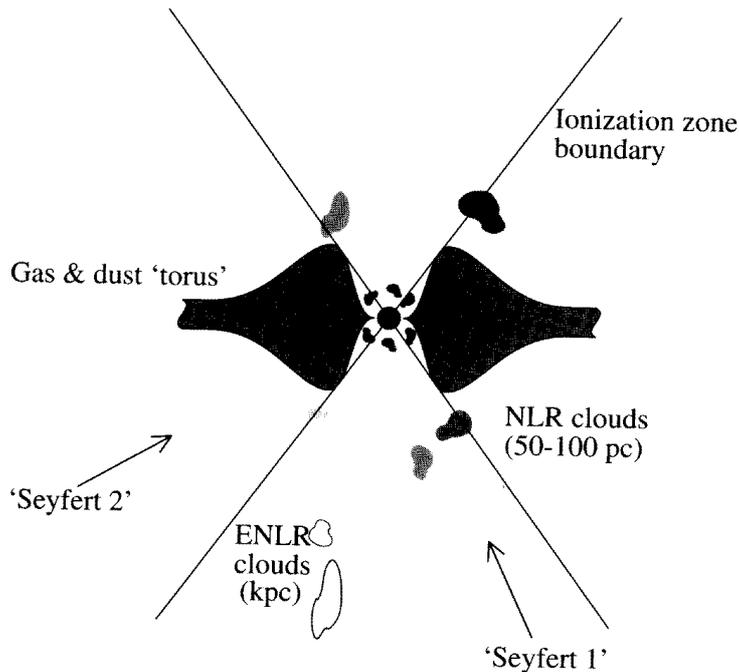


Abbildung 3: Axialsymmetrisches Modell eines AGN, Abbildung aus Peterson 1997 [168]

krektionsscheibe, die thermische Photonen im UV- und Röntgenbereich emittiert. Die Emissionsliniengebiete, die Broad Line Region (BLR), Narrow Line Region (NLR) und die Extended Narrow Line Region (ENLR) befinden sich in einigem Abstand davon (abhängig von der zentralen Masse, siehe Abschnitt 2.2.3). Der Gastorus schließlich könnte für die beobachteten Unterschiede zwischen den Seyfert-Galaxien Typs 1 und 2 verantwortlich sein. Bei Seyfert 1-Galaxien hat man einen ungehinderten Blick auf die inneren Regionen eines AGN, bei Seyfert 2-Galaxien versperrt der Gastorus zum Teil oder vollständig die Sicht auf die zentrale Kontinuumsquelle. Damit kann auch erklärt werden, wieso breite Linien in den Spektren von Seyfert 2-Galaxien nicht beobachtet werden: die BLR kann aufgrund des Torus nicht beobachtet werden. In diesem Szenario sind die beobachteten unterschiedlichen Erscheinungen der AGN nicht auf verschiedene physikalische Mechanismen zurückzuführen, sondern auf die unterschiedlichen Inklinationswinkel zwischen der Sichtlinie des Beobachters und der Symmetrieachse des aktiven Kerns (z.B. Antonucci 1993 [6]). So können Blazare, Radioquasare, Radiogalaxien und weitere Mitglieder der AGN-Klasse durch ein einheitliches Modell erklärt werden ("Unification"), wie in Abbildung 4 dargestellt. Andere Autoren sehen die unterschiedlichen Aktivitäten als Ausdruck unterschiedlicher absoluter Leuchtkräfte der zentralen Quelle an, und nicht aufgrund zufälliger Sichtwinkel.

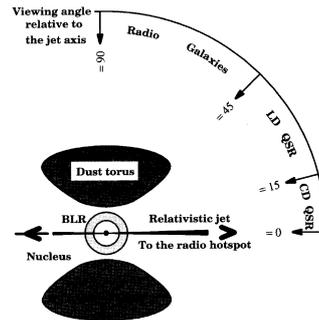


Abbildung 4: Vereinheitlichtes Modell der AGN-Familie. CD- bzw. LD QSR: core dominated bzw. lobe dominated Quasars. Abbildung aus Kembhavi und Narlikar 1999 [95]

### 2.2.1 Die Kontinuumsstrahlung

Die Kontinuumsstrahlung der AGN kann von thermischer oder nicht-thermischer Strahlung dominiert sein.

Thermisch dominierte Objekte sind i.d.R. radio-leise. Wenn Radioemission detektiert wird, hat diese ein steiles Spektrum. Das deutet auf optisch dünne Synchrotronemission hin. Die Extrapolation des Radiospektrums in den Infrarotbereich liegt unterhalb der tatsächlich beobachteten Werte, d.h. daß hier andere physikalische Prozesse dominieren als im Radiobereich. Im Infrarotbereich liegt der sogenannte Infrared Bump, der typischerweise ein Drittel der gesamten bolometrischen Leuchtkraft der Quelle enthält (z.B. Bregman 1990 [20]).

Bei kürzeren Wellenlängen, im optischen und UV-Bereich, erfolgt ein Anstieg des Spektrums bis zu einem Scheitelpunkt, dem Big Blue Bump oder UV-Exzeß (bei  $\approx 10^{15} - 10^{16}$  Hz). Im EUV-Bereich können Beobachtungen aufgrund der hohen galaktischen Opazität nur sehr beschränkt vorgenommen werden. Ob die Leuchtkraft in diesem Bereich noch mehr ansteigt, kann anhand von Extrapolationen des Röntgenverlaufs vorgenommen werden. Für den Ursprung des Big Blue Bump werden i.W. zwei Modelle diskutiert. Die einen sehen eine geometrisch dünne, optisch dicke Akkretionsscheibe als Verursacher dieses Merkmals (Shields 1978 [194]). Andere Modelle gehen von frei-frei-Strahlung aus (Barvainis 1993 [11]).

Auch für die Entstehung des Infrarot-Kontinuums werden zwei Modelle vorgeschlagen. Daß das IR-Kontinuum thermischen Ursprungs sein könnte, wurde bereits 1969 von Rees et al. [179] vorgeschlagen. Die Idee ist, daß Staubkörner von der optischen und UV-Emission aufgeheizt werden und diese Infrarotstrahlung emittieren. Für einen nicht-thermischen Ursprung sprechen die beobachtete Kontinuität zwischen Infrarot- und Radiobereich und die beobachtete Potenzgesetzform im fernen Infrarotbereich (z.B. Edelson, Malkan, Rieke 1987 [44]).

Die bei Blazaren (Quasaren, BL Lacs) vom Radio- bis in den UV-Bereich hinein beobachtete nicht-thermische Kontinuumsstrahlung wird vermutlich durch optisch dünne Synchrotronstrahlung erzeugt. Im hochenergetischen Bereich wird inverse Compton-Streuung und Paarproduktion wichtig. Thermische Merkmale wie Big Blue Bump und Infrared Bump fehlen in diesen Kontinuumspektren.

### 2.2.2 Das Energieproblem

Das dringlichste Problem bei der Entdeckung der Quasare war es, die enormen Leuchtkräfte zu erklären, die in den Zentren der Galaxien entstehen. Daß es sich dabei nicht um ein kurzlebiges Phänomen handelt, kann wie folgt abgeschätzt werden.

**Aktive Phase** Anhand des Vorkommens der Seyfert-Galaxien, der am häufigsten vorkommenden Untergruppe der AGN, kann eine Abschätzung der aktiven Phase erfolgen (Peterson 1997 [168]): ungefähr 1% aller Spiralgalaxien sind Seyfert-Galaxien. Seyfert-Galaxien könnten sich immer in einem aktiven Zustand befinden, d.h. ihre Lebenszeit ist gleich dem Weltalter von ungefähr  $10^{10}$  Jahren. Ist die aktive Seyfert-Phase nur ein Durchgangsstadium in der Entwicklung von Galaxien, sollte diese Phase ungefähr  $10^{10} \times 0.01 = 10^8$  Jahre andauern, da 1% aller Galaxien Seyferts sind.

Die zentrale Energiequelle muß über diesen Zeitraum hohe Energien liefern können. Welcher Energieerzeugungsmechanismus kommt dafür in Frage?

**Stellare Kernfusionsprozesse** haben eine Effizienz von unter 1%. Die Effizienz des p-p-Prozesses beträgt 0.7 % und kann aus der Massendifferenz  $\Delta m$  zwischen Ausgangs- und Endzustand der Nettoreaktion  $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$  abgeschätzt werden (Shu 1981 [195]). Die dabei frei werdende Energie entspricht  $\Delta E = \Delta m c^2$ . Die Masse des Wasserstoffkerns ist eine Protonenmasse, die Masse des Heliumkerns entspricht 3.97 Protonenmassen. Die Massendifferenz beträgt 0.03 Protonenmassen, die einer Energie  $E = mc^2 = 0.03 m_p c^2$  entsprechen.  $0.03 m_p$  sind 0.7 % der ursprünglichen Masse von 4 Protonenmassen. Die Effizienz des Wasserstoffbrennens beträgt damit 0.7%.

Einer typischen AGN-Leuchtkraft von  $10^{46}$  erg/s entsprechen  $10^{22}$  kg/s. Da der Wirkungsgrad nur knapp 1% beträgt, müssen  $10^{24}$  kg/s umgesetzt werden. Allerdings können nur ungefähr 10% des Wasserstoffvorrates eines Sterns in Helium umgesetzt werden<sup>3</sup>, d.h. es müssen  $3 \times 10^{41}$  kg in  $10^8$  Jahren bereitgestellt werden, das entspricht  $3 \times 10^{41}$  kg /  $2 \times 10^{30}$  kg =  $1.5 \times 10^{11}$  Sonnenmassen. Will man damit Leuchtkräfte bis  $10^{48}$  erg/s erklären, muß die zentrale Quelle sogar  $1.5 \times 10^{13}$  Sonnenmassen enthalten. Das entspricht einem jährlichen Verbrauch von 1500 Sonnenmassen für  $10^{46}$  erg/s und sogar 150000 Sonnenmassen für  $10^{48}$  erg/s. Zum Vergleich: die Masse des Milchstraßensystems beträgt  $\approx 2 \times 10^{11}$  Sonnenmassen.

Das viel größere Problem ist jedoch, wie man diese riesigen Massen in Volumina unterbringen kann, die deutlich kleiner als ein Kubikparsec sind, wenn man die Energieerzeugung mit stellaren Quellen erklären möchte.

**Gravitationsenergie** Die Idee, daß der zugrundeliegende Mechanismus gravitativer Natur sein könnte, äußerten Hoyle und Fowler bereits 1963 [88]: ein unter seinen eigenen Gravitationskräften kollabiertes, sehr massives Objekt wurde als Quelle für die hohen Leuchtkräfte der aktiven Galaxien vorgeschlagen. Der fundamentale Energieerzeugungsprozeß ist dabei die Umwandlung von potentieller Gravitationsbindungsenergie in Strahlung und wird Akkretion genannt. Das heutige Arbeitsmodell der AGN geht von einer "zentralen Maschine" aus, die aus einem supermassiven Schwarzen Loch besteht, das von einer heißen Akkretionsscheibe umgeben ist. Der Begriff "Schwarzes Loch" wurde 1969 von John Wheeler geprägt. Einen Abriß über die verschiedenen Möglichkeiten der Bildung eines Schwarzen Lochs gibt Rees 1984 [180] in seinem bekannten Flußdiagramm. Er stellt eine Reihe von Szenarien vor, angefangen bei Gaswolken und Sternhaufen, die über eine Vielzahl von Schritten schließlich alle in der Bildung eines Schwarzen Lochs enden können. Die Erwartung ist, daß bei den betrachteten massiven Systemen die Gravitation schließlich die Oberhand gewinnt und das System kollabiert. Bei einem Newtonschen Gravitationskollaps wächst die Anziehungskraft, wenn sich das System zu niedrigeren Energiezuständen bewegt, und kollabiert innerhalb endlicher Zeit zu einem Punkt, d.h. zu einem Zustand unendlich großer Energie. Der allgemein relativistische Fall ist komplexer. Das Schwarze

<sup>3</sup>Ein Stern auf der Hauptreihe kann etwa 12% seines Wasserstoffvorrates zu Helium umwandeln.

Loch ist durch einen Ereignishorizont begrenzt und ist durch Masse, Drehimpuls und elektrische Ladung vollständig beschrieben ("No Hair-Theorem"). Da die Trennung elektrischer Ladung vermutlich nicht aufrecht erhalten bleibt, erwartet man, daß Schwarze Löcher keine elektrische Ladung aufweisen. Ein Schwarzes Loch ohne Drehimpuls nennt man Schwarzschild-Schwarzes Loch (sphärisch-symmetrische Lösung), eines mit Drehimpuls nennt man Kerr-Schwarzes Loch (axial-symmetrische Lösung).

Energiequellen gravitativer Natur sind effizienter als Nuklearreaktionen. Um die Effizienz des Akkretionsprozesses berechnen zu können, ist eine Betrachtung der möglichen Teilchenbahnen und des effektiven Potentials des Schwarzen Loches nötig. Das effektive Potential im klassischen Newtonschen Fall unterscheidet sich dabei von dem allgemein relativistischen Fall. Während das klassische effektive Potential lediglich ein Minimum aufweist, hat das relativistische effektive Potential ein Minimum und ein Maximum<sup>4</sup>, wodurch stabile und instabile kreisförmige Teilchenbahnen im relativistischen Fall resultieren. Die klassischen Teilchenbahnen sind geschlossen, die relativistischen nicht, was zu der erstmals bei Merkur beobachteten Präzession der Bahn führt.

In einem sphärisch-symmetrischen Potential sind die Bahnen minimaler Energie für einen gegebenen Drehimpuls kreisförmig. Daher vermutet man, daß das betrachtete Gas sich auf immer kleiner werdenden Kreisbahnen auf das Schwarze Loch zu bewegt: die Teilchen verlieren Energie und damit auch Drehimpuls. Das Material sammelt sich in einer Ebene, da Gas, das sich in zueinander geneigten Bahnen bewegt, miteinander kollidiert. Durch die Stöße findet eine Vermischung der Drehimpulse der verschiedenen Gasströme statt, so daß schließlich jedem Radius ein dazugehöriger Drehimpuls zugeordnet ist, das Gas bewegt sich in einer Ebene. Ungefähr 10% der Ruhemassenenergie können durch Akkretion freigesetzt werden, gegenüber 0.7% bei nuklearer Fusion.

**Eddington-Leuchtkraft** Die maximale Leuchtkraft, die durch sphärische Akkretion auf eine Zentralquelle der Masse  $M$  erzeugt wird, kann mit Hilfe der Eddington-Leuchtkraft abgeschätzt werden. Bei der Eddington-Leuchtkraft halten sich Strahlungsdruck und die Schwerkraft der Zentralmasse das Gleichgewicht. Die physikalischen Konzepte gehen zurück auf Zel'dovich und Novikov 1964 und Salpeter 1964 [188]. Die Eddington-Leuchtkraft  $L_{Ed}$  ist eine obere Grenze für die Leuchtkraft  $L$  eines sphärisch-symmetrischen Objektes, das sich im Gleichgewicht befindet, d.h.  $L < L_{Ed}$ . Ist das Gas vollständig ionisiert, ist die Opazität unterhalb einer Photonenenergie von  $\approx 100$  keV durch die Thomson-Opazität beschrieben (Krolik 1999 [98]). Unter der Annahme von Thomson-Opazität gilt dann:

$$L_{Ed} \leq \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_e} M \quad (3)$$

Oberhalb dieser kritischen Leuchtkraft überwiegt der Strahlungsdruck die Gravitation. Daraus ergibt sich eine untere Grenze für die Masse:

$$M \geq \frac{L \sigma_e}{4\pi G c m_p} \quad (4)$$

Dabei ist  $m_p$  die Protonenmasse und  $\sigma_e$  ist der Thomson-Querschnitt<sup>5</sup>. Für eine Massenabschätzung der Zentralquelle soll von einer typischen Leuchtkraft von  $10^{46}$  erg/s ausgegangen werden.

Dann gilt für die Masse:

<sup>4</sup>Das Potential mit Minimum und Maximum gilt für Teilchen mit von Null verschiedener Ruhemasse und Drehimpuls (Krolik 1999 [98]).

<sup>5</sup> $\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$

$$M \geq \frac{10^{46} \text{ erg/s} \times 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2}{4\pi \times 6.672 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ kg}^{-2} \times 299792458 \text{ ms}^{-1} \times 1.6726110^{-27} \text{ kg}}$$

$$= \frac{10^{39} \text{ J/s} \times 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2}{4\pi \times 6.672 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ kg}^{-2} \times 299792458 \text{ ms}^{-1} \times 1.67261 \times 10^{-27} \text{ kg}} \simeq 10^8 M_{\odot}$$

Unterstützt wird diese Massenabschätzung von  $10^8 M_{\odot}$  mit der Gleichung für den Schwarzschildradius  $R = \frac{2GM}{c^2}$ . Gelte für die aus Variabilitätsuntersuchungen gefundene Zeitskala  $\Delta t = 1$  Stunde und für den Lorentzfaktor  $\gamma = 1$ , so folgt  $R \approx 1.1 \times 10^{12} \text{ m}$ .

Damit gilt für die Masse:

$$M = \frac{Rc^2}{2G} = \frac{1.1 \times 10^{12} \text{ m} (299792458 \text{ ms}^{-1})^2}{2 \times 6.672 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ kg}^{-2}} = 7.4 \times 10^{38} \text{ kg} = 3.7 \times 10^8 M_{\odot},$$

in Übereinstimmung mit der obigen Abschätzung von  $10^8 M_{\odot}$ .

Die Zentralmasse  $M$  bestimmt Längen-, Zeit- und Leuchtkraftskalen des AGN. Die von der Masse  $M$  mit der Akkretionseffizienz  $\epsilon$  erhältliche Energie  $E$  ist  $E = \epsilon M c^2$ . Die von dem Kern emittierte Leuchtkraft  $L = dE/dt$  gibt die Rate an, mit der dem Kern durch Akkretion Energie zugeführt werden muß (unter der Annahme eines zeitlich konstanten Zustandes):

$$L = \epsilon \dot{M} c^2 \quad (5)$$

mit  $\dot{M} = dM/dt$  der Massenakkretionsrate. Die Akkretionseffizienz liegt im Bereich von 10% (s.o.).

### 2.2.3 Die Emissionsliniengebiete

Die prominentesten Merkmale in einem AGN-Spektrum sind breite und schmale Emissionslinien. Die Entstehungsorte dieser Linien werden aufgrund der unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten räumlich getrennten Gebieten zugeschrieben. Die Gasgeschwindigkeiten werden aus den Linienbreiten abgeleitet, die der Doppler-Verbreiterung zugewiesen werden. Die Gebiete bestehen aus Gaswolken und -filamenten, die durch die Kontinuumsquelle zur Linienemission angeregt werden. Die Abmessungen dieser Gebiete werden durch die Masse des Schwarzen Lochs bestimmt. Die breiten Emissionslinien entstehen in der Broad Line Region (BLR), die sich bei Seyfert 1-Galaxien ungefähr bis zu 0.1 pc von der Zentralquelle ausdehnt (Osterbrock und Matthews 1986 [159]). Da die BLR sich nahe an der zentralen Maschine eines AGN befindet, ist sie ein wichtiges Diagnosemittel, um das Schwarze Loch zu untersuchen. Die BLR reprozesiert die von der zentralen Maschine bei UV-Energien emittierte nicht direkt beobachtbare Kontinuumsstrahlung. Für die Broad Line Region erhält man durch Vergleich der relativen Linienintensitäten mit anderen ionisierten Gasen eine Gastemperatur von ungefähr  $10^4$  K. Die Geschwindigkeitsdispersion für ein Gas dieser Temperatur beträgt  $v \approx (\frac{kT}{m_p})^{1/2} \approx 10$  km/s. Die gemessenen Linienbreiten betragen aber einige tausend km/s, d.h. die Linienbreiten können nicht nur durch thermische Bewegung entstanden sein, dies würde eine Temperatur von  $\approx 10^9$  K erfordern. Eine Verbreiterung durch die Doppler-Verschiebung wird daher als bestimmender Mechanismus angesehen. Da die BLR-Elektronendichten genügend hoch sind, um praktisch alle verbotenen Linien durch Stöße zu unterdrücken, gibt es keine einfachen Temperatur-Dichte-Diagnosedigramme. Linien wie [O III]  $\lambda\lambda$  4363, 4949, 5007 sind in der BLR unterdrückt. Eine untere Grenze für die Elektronendichte erhält man aus der kritischen Dichte für die Stoßabregung des  $^1S_0$ -Übergangs in  $O^{++}$ , das ist das obere Niveau für den Übergang von [O III]  $\lambda$  4363. Die kritische Dichte ist  $\approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Eine obere Grenze ergibt sich aus der einzigen starken nicht erlaubten Linie in UV-/optischen Spektren der BLR: es ist die Interkombinationslinie C III]  $\lambda$  1909. Die kritische Dichte für die Abregung des  $^3S_1$ -Übergangs in  $C^{++}$ , das Niveau von dem aus diese Linie entsteht, ist  $\approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Allerdings

hat sich durch Reverberation Mapping herausgestellt, daß ein Großteil dieser Emission aus einem anderen Teil der BLR stammt als die Lyman $\alpha$ - oder CIV-Emission, die typische BLR-Linien sind. Diese Linien werden vermutlich in einem Gebiet erzeugt, das Dichten von  $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  aufweist. Die Dichte der BLR beträgt  $10^8$  bis  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (z.B. Peterson 1997 [168], Ferland et al. 1992 [57]). Mit der Temperatur, der Elektronendichte, dem Radius und dem Füllfaktor der BLR kann die Masse der BLR abgeleitet werden. Die räumliche Größe der BLR erhält man aus Variabilitätsbeobachtungen der breiten Linien (Rodriguez-Pascual 1997 [185]). Der Füllfaktor gibt an, wieviel Prozent des emittierenden Volumens mit Material ausgefüllt ist. Dieser ist sehr klein, d.h. die BLR besteht aus sehr vielen kleinen Wolken. Die aus diesen Faktoren abgeleitete Masse beträgt nur ungefähr 10 - 100 Sonnenmassen, was sehr klein gegenüber der Gesamtmasse eines AGN ist. Die Linienflüsse der BLR-Emissionslinien variieren zeitlich korreliert mit Änderungen im Kontinuumsfluß, dies ist ein Hinweis darauf, daß die Emissionslinien durch Photoionisation durch die zentrale Quelle entstehen (z.B. Baldwin, Wampler und Gaskell 1985 [10], Joly 1987 [92]). Die Rekombinationsemission erfolgt zum großen Teil in Wolken, die im ionisierenden Kontinuum optisch dick sind. Wieviel der Kontinuumsmission von der BLR absorbiert wird, ist abhängig vom Bedeckungsfaktor. Dieser gibt an, welcher Anteil des Himmels aus der Sicht der zentralen Quelle von BLR-Wolken bedeckt wird. Im Fall von optisch dicken Wolken gibt der Bedeckungsfaktor gleichzeitig den von der BLR absorbierten Anteil an der Kontinuumsmission an. Er liegt ungefähr bei 0.1. Die Broad Line Region hat hoch und niedrig ionisierte Linien, die High Ionization Lines (HIL) bzw. Low Ionization Lines (LIL) (z.B. Collin-Souffrin und Lasota 1988 [30]). Sie werden von verschiedenen Gebieten emittiert: die HILs von wenig dichten, optisch dünnen Wolken innerhalb der BLR, die von einer recht weichen Kontinuumsmission illuminiert werden. Die LILs werden von einem dichten, optisch dicken Medium produziert, das vor allem von harten Röntgenstrahlen bestrahlt wird, vielleicht die äußeren Regionen der Akkretionsscheibe (bei Radien von einigen  $10^{16} \text{ cm}$ ). Jedoch ist die BLR nicht bei allen AGN zu sehen: Staub entlang der Sichtlinie verhindert die Detektion dieser Region bei manchen Objekten (Antonucci und Miller 1985 [5]). Die Narrow Line-Wolken bewegen sich langsamer und erzeugen Emissionslinien mit geringerer Breite, im Bereich von einigen hundert km/s (FWHM). Die Narrow Line Region kann durch Beobachtungen mit dem Hubble Space Telescope bei nahen AGN direkt räumlich aufgelöst werden. Man erhält Abstände vom Schwarzen Loch von  $\approx 10 - 100 \text{ pc}$  (in Abhängigkeit von der Masse des Schwarzen Loches). Das ist in Übereinstimmung damit, daß im Gegensatz zu den breiten Linien bei den schmalen Linien keine Variabilität beobachtet wurde, was auf eine weite Ausdehnung der NLR hindeutet. Die NLR-Dynamik könnte Auskunft darüber geben, wie weiteres Material an das Schwarze Loch herangeführt wird. Eine Schwierigkeit bei der Diagnostik der NLR stellt Staub dar, da sich die NLR außerhalb des Sublimationsradius von Staub befindet. Die Dichten in der NLR sind so niedrig, daß viele verbotene Übergänge nicht durch Stöße unterdrückt werden. Die Linienverhältnisse verschiedener Paare dieser verbotenen Linien können benutzt werden, um Elektronendichten und Temperaturen abzuleiten. Die Elektronendichten werden mit dem Linienintensitätsverhältnis zweier Linien eines Ions abgeleitet. Dabei werden Übergänge berücksichtigt, die von oberen Zuständen stammen, die eng zusammen liegen und auf einen gemeinsamen unteren Zustand zurückfallen. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, daß Unsicherheiten aufgrund der chemischen Zusammensetzung oder des Ionisationszustandes vermieden werden. Benutzt werden z.B. die Übergänge [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  ( $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$  und  $^4S_{3/2} - ^2D_{3/2}$ ). Das [S II]-Dublett ist empfindlich für den Bereich von  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Die mit Hilfe des [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ -Dubletts gemessenen Elektronendichten der Narrow Line Region reichen von  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  (z.B. Peterson 1997 [168]). Als eine typische Dichte der NLR gibt Koski 1978 [107] einen Wert von  $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  an. Die Elektronentemperaturen werden wiederum an einem Ion einer Spezies ausgemessen, um Unsicherheiten durch chemische Häufigkeiten und Ionisierungs-

anteile zu vermeiden. Diesmal werden Linien benutzt, die sehr verschiedene Ionisationspotentiale haben, so daß die Rate, mit der die verschiedenen Zustände durch Stöße bevölkert werden, temperaturabhängig ist. Dazu werden die [O III]  $\lambda\lambda$  4363, 4959, 5007-Übergänge benutzt, da das  $F(\lambda 4959 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ -Verhältnis empfindlich ist gegenüber den relativen Anregungsraten der  $^1S_0$ - und  $^1D_2$ -Niveaus (Osterbrock 1989). Die Temperaturen, die damit gemessen werden können, liegen bei 10000 - 25000 K, mit einem "typischen" Wert bei  $\approx 16000$  K (Koski 1978 [107]). Allerdings ist zu beachten, daß die NLR durch einen großen Bereich an Dichten charakterisiert ist. Die relativen Linienstärken sind abhängig von der Dichte und der Temperatur, so daß eine Ableitung der Temperatur mit Hilfe der [O III]-Linien nicht unbedingt die Temperatur der [S II]-emittierenden Wolken darstellt. Zudem besteht eine weitere Beschränkung dieser Temperatur- und Dichtebestimmung darin, daß sie mit Hilfe verschiedener Ionisationszustände bestimmt wurde. Die so bestimmten Werte können aber durchaus verschieden sein für Gebiete in denen vor allem  $O^{++}$  emittiert wird zu denen in welchen  $O^+$  dominiert. Da in vielen AGN die NLR zumindest teilweise räumlich aufgelöst werden kann, ist es möglich, aus den damit gewonnenen Größen den Füllfaktor abzuschätzen. Der liegt in der Größenordnung von  $10^{-2}$ , die NLR ist, wie auch die BLR, klumpig. Mit dem Füllfaktor und der Größe kann die Gesamtmasse abgeschätzt werden. Die Masse der NLR liegt einige Größenordnungen über der BLR-Masse, obwohl die Linienemission der beiden Gebiete vergleichbar ist. Der Grund dafür ist die quadratisch in die Emissivität von Rekombinationslinien eingehende Dichte. Die BLR ist damit ein viel effizienterer Emittierer als die NLR.

Die BLR und NLR sind nicht scharf getrennt: manche [O III]-Linien zeigen schwache breite Komponenten in ihren Profilen, es wurden Breiten der Linienbasen bis zu 2000 km/s gemessen (van Groningen und de Bruyn 1989 [221], Meyers und Peterson 1985 [131]). Verbotene Linien mittlerer Breite, d.h. zwischen Breiten, die typisch für die NLR bzw. BLR sind, deuten ebenfalls auf eine Übergangsregion zwischen diesen beiden Gebieten hin (z.B. Osterbrock 1981 [156], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Giannuzzo et al. 1990 [70]). Diese Linien stammen von verbotenen Übergängen ionisierter Ionen (Forbidden High Ionization Lines, FHILs) und sind ein geeignetes Werkzeug, um diese Übergangszone zu analysieren. Aus der Beobachtung dieser Linien lassen sich physikalische Parameter ableiten, die diese Emissionslinienregion beschreiben und diese mit bereits vorhandenen Vorstellungen kombinieren. Man kommt so zu einem besseren Verständnis des innersten Gebietes eines aktiven galaktischen Kerns. Die Dichte und Temperatur liegen mit  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $10^5 \text{ K}$  (Fosbury und Sansom 1983 [61], Ward und Morris 1984 [230], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]) zwischen den Werten für die BLR und NLR. In dieser Übergangsregion sind große Massen vorhanden. Die räumliche Struktur, die kinematischen Eigenschaften und die Anregungsmechanismen können damit untersucht werden. Bisher gibt es noch keine eindeutigen Vorstellungen, wie die FHILs in den AGN zustande kommen (Appenzeller und Wagner 1991 [8]).

Die verbotenen hochionisierten Linien bilden den Schwerpunkt dieser Arbeit: in Abschnitt 3.1 wird näher auf koronale Linien in AGN eingegangen. Auf eine mögliche Verbindung der FHILs mit den warmen Absorbern im Röntgenbereich wird in Kapitel 3.2 eingegangen.

Die viel weiter außen gelegene Extended Narrow Line Region (ENLR) erstreckt sich bis zu 20 kpc, wie mit Beobachtungen des Hubble Space Telescopes festgestellt wurde (z.B. Robson 1996 [184]). Dabei ist sie ein eigenes Gebiet und keine Ausdehnung der NLR. Die Linien, die in diesem Gebiet emittiert werden, sind sehr schmal ( $< 50 \text{ km/s}$ ), d.h. das ENLR-Gas rotiert mit dem anderen Gas in der Muttergalaxie. Das ENLR-Gas ist hoch angeregt (z.B. Villar-Martin et al. 1997 [225]) und hat eine nicht isotrope Verteilung. Diese asymmetrische Emission erscheint sehr lang gezogen, die hauptsächliche Ausrichtung erscheint in der Richtung der zentralen Radioemission (Robson 1996 [184]). Man nimmt an, daß die UV-Strahlung des ionisierenden Kontinuums in

die Galaxie anisotrop abgestrahlt wird, vermutlich aufgrund von Absorption durch Staub, der die zentrale Maschine umgibt.



## 3 Theorie

### 3.1 Koronale Linien in AGN

Bei den koronalen Linien handelt es sich um hochionisierte Emissionslinien, die von verbotenen Übergängen stammen. Ihr Ionisationspotential liegt bei  $\geq 90$  eV. Die Übergänge verletzen die quantenmechanischen Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge und stammen von magnetischer Dipolstrahlung und elektrischer Quadrupolstrahlung. Sie haben daher eine geringere Übergangswahrscheinlichkeit als erlaubte Übergänge:  $\leq 1 \text{ s}^{-1}$  gegen  $10^8 \text{ s}^{-1}$ . Verbotene Übergänge werden durch das Zeichen “[ ]” um ein Elementsymbol gekennzeichnet, z.B. [Fe X]  $\lambda$  6375 Å. Die koronalen Linien werden nicht nur in AGN-Spektren beobachtet, man findet sie auch im Spektrum der Sonnenkorona (von der sich der Name der koronalen Linien ableitete), in den von Planetarischen Nebeln und in den von Supernova-Überresten. Die 21 cm-Wasserstofflinie ist z.B. eine verbotene Linie.

Die Existenz von verbotenen Linien zeigt an, daß in dem jeweiligen Gebiet die Elektronendichten niedrig genug sind, damit diese Übergänge durch Stöße nicht unterdrückt werden. Aufgrund des hohen Ionisationspotentials sind die koronalen Linien ein Hinweis auf hochenergetische Prozesse in den Gebieten in denen sie entstehen. In dieser Arbeit wurden koronale Linien im optischen und im infraroten Bereich untersucht. In Tabelle 1 sind die in dieser Arbeit untersuchten koronalen Linien zusammengestellt. Das untere Ionisationspotential gibt die erforderliche Energie an, um das entsprechende Ion zu erzeugen. Das obere Ionisationspotential ist die Energie, die benötigt wird, um in die nächste Ionisationsstufe zu gelangen. Ab der kritischen Dichte wird der angeregte Übergang durch Elektronenstöße abgeregt und kehrt nicht mehr durch spontane Emission in seinen Ausgangszustand zurück.

Die Identifikation der koronalen Linien wird durch das relativ niedrige Linien-Kontinuums-Verhältnis ( $< 10\%$ ) und durch die Kontamination durch andere Linien erschwert. Auf diese Problematik wird ausführlich bei der Beschreibung der Auswertung der optischen und Infrarot-Linien eingegangen.

Die Linienprofile der koronalen Linien unterscheiden sich von denen niedriger ionisierter verbotener Linien, wie [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959 Å: die FHIL-Profile erscheinen symmetrischer und näher an einer Gaußform als die [O III]-Linien (Appenzeller und Östreicher 1988 [7]). Die optischen koronalen Linien sind breiter als die niedriger ionisierten verbotenen Linien, wie z.B. [O III]  $\lambda$  5007 und i.d.R. schmaler als die BLR-Linien (De Robertis und Osterbrock 1984 [38], De Robertis und Osterbrock 1986 [39], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Appenzeller und Wagner 1991 [8], Veilleux 1991 [223]). Allerdings können die FHILs auch breiter sein als die BLR-Linien. Die kritische Dichte der koronalen Linien ( $10^7 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) liegt zwischen den kritischen Dichten typischer NLR- und BLR-Linien (DeRobertis und Osterbrock 1986 [39]). Die Breite der FHILs korreliert mit der Ionisationsenergie und/oder der kritischen Dichte (z.B. De Robertis und Osterbrock 1984, 1986 [38], [39], Osterbrock 1981 [156], Filippenko und Halpern 1984 [59], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Zudem sind die FHILs meistens noch blauverschoben relativ zu den niedriger angeregten schmalen Linien in Abhängigkeit vom Ionisationspotential (z.B. Grandi 1978 [74], Osterbrock 1981 [157], Penston et al. 1984 [165], Appenzeller und Östreicher 1988 [7], Appenzeller und Wagner 1991 [8], Giannuzzo et al. 1995 [71], Wagner 1997 [228]). Aufgrund dieser Beobachtungen spekuliert man, daß die FHILs in einer Region gebildet werden, die zwischen der klassischen BLR und NLR liegt (z.B. Ferguson et al. 1997 [55]). Es werden aber auch Orte nahe der Akkretionsscheibe oder in der BLR diskutiert.

Die untersuchten koronalen Linien im optischen Bereich:				
Linie	Wellenlänge (Å)	Ionisationspotential (eV)		$\log_{krit.Dichte}$ $\log(g/cm^3)$
		unteres	oberes	
[Fe VII]	5159.0	99.00	125.00	6.5
[Fe XIV]	5303.0	361.00	392.20	
[Fe VII]	5721.1	99.00	125.00	7.6
[Fe VII]	6086.8	99.00	125.00	7.6
[Fe X]	6374.6	235.04	262.10	9.7
[Fe XI]	7891.9	262.10	290.40	

Die untersuchten koronalen Linien im Infrarot-Bereich:			
Linie	Wellenlänge ( $\mu m$ )	Ionisationspotential (eV)	
		unteres	oberes
[Mg VIII]	3.028	224.95	265.96
[Si IX]	3.935	303.17	351.10
[Ne VI]	7.642	126.21	157.93
[Ne V]	24.300	97.12	126.21
[O IV]	25.913	54.93	77.41
[Si II]	34.814	8.15	16.35
Fe II	25.988	7.90	16.19

Tabelle 1: Eigenschaften der untersuchten hochionisierten verbotenen Linien im optischen und Infrarotbereich

### 3.1.1 Ionisations- und Anregungsmechanismen

Wie entstehen die hochionisierten Ionen, die schließlich die koronalen Linien emittieren? Mögliche Ionisationsmechanismen sind Photoionisation und Stoßionisation. Je nach Ionisationsmechanismus ist die Temperatur des FHIL-emittierenden Gases unterschiedlich: ist Stoßionisation der dominante Mechanismus, dann ist dieses Gas um die  $10^6$  K heiß (z.B. Oke und Sargent 1968 [152], Nussbaumer und Osterbrock 1970 [151], Dopita und Sutherland 1995 [41], Morse et al. 1996 [138]). Ist aber Photoionisation, die als dominanter Ionisationsmechanismus angesehen wird die Ursache, so ist das Gas nur einige zehntausende Grad heiß:  $T \approx 10^4$  K (z.B. Osterbrock 1969 [155], Nussbaumer und Osterbrock 1970 [151], Grandi 1978 [74], Ferguson et al. 1997 [55]).

Bei der Photoionisation trifft ein genügend energetisches Photon auf ein Atom und löst ein Elektron aus dem Atomverband heraus. Die zentrale Kontinuumsquelle produziert die hochenergetischen Photonen u.a. aufgrund viskoser Vorgänge in der Akkretionsscheibe. Stoßionisation bedeutet, daß ein schnelles Elektron ein Elektron aus dem Atomverband heraus schlagen kann.

Auch Kombinationen aus Photoionisation und Stoßionisation in Schocks werden als möglicher Mechanismus diskutiert (z.B. Viegas-Aldrovandi und Contini 1989 [224]), Contini und Viegas 1992 [31]).

Die hochionisierten Ionen können durch zwei Mechanismen in ein höheres Niveau angeregt werden, wobei sie hauptsächlich durch Elektronenstöße angeregt werden. Beim Übergang in den ionisierten Ausgangszustand werden die koronalen Linien erzeugt. Bei der Stoßanregung durch thermische Elektronen muß die Emissionsregion eine hohe Temperatur haben ( $T \approx 10^6$  K), die Elektronen gehen unter Kaskadenübergängen wieder ins Grundniveau über. Bei nicht ganz so hohen Temperaturen werden die Elektronen nur in das direkt darüberliegende Niveau gehoben und gehen unter Emission eines Linienphotons ins Grundniveau über (Korista und Ferland 1989 [106]). Angeregt werden können die Ionen auch durch Photonen aus dem extremen UV-Bereich ( $\lambda$  bei  $\approx 300$  Å) mittels Elektronendipolübergängen ("erlaubte Übergänge"). Bei der Rückkehr der Elektronen in die unteren Niveaus ("Kaskadenübergänge") werden Photonen abgestrahlt. Die FHILs bilden den jeweils letzten Übergang, das Ion befindet sich wieder im ionisierten Ausgangszustand (Korista und Ferland 1989 [106]). Da bei dem [Fe VII] 6087 Å-Übergang ein verbotener Spinwechsel stattfindet, kann er nicht durch Photonen aus dem UV-Bereich mittels Elektronendipolübergängen angeregt werden, sondern wird durch Stöße angeregt. Die Linienstärken der verbotenen Linien sind im optisch dünnen Fall weitgehend unabhängig von der Übergangswahrscheinlichkeit, und proportional der Elektronendichte mal der Summe der Atome im Grundzustand und der angeregten Atome. Da die Stärke proportional zur Elektronendichte ist, sind die FHILs gute Indikatoren für die Dichte und die Temperatur des Emissionsgebietes.

## 3.2 Warme Absorber und koronale Linien

Die aus den Flußverhältnissen von [Fe VII]-Linien abgeleitete Temperaturen und Dichten des FHIL-emittierenden Plasmas von  $10^5$  K und  $10^6$  cm<sup>-3</sup> (Fosbury und Sansom 1983 [61], Ward und Morris 1984 [230], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]) sind sehr ähnlich den mit Hilfe von Photoionisationsmodellen abgeleiteten Bedingungen des teilweise ionisierten Gas, das im Röntgenbereich O VII- und O VIII-Absorptionskanten erzeugt. Dieser sogenannte warme Absorber (z.B. Netzer 1996, Otani et al. 1996, Komossa 1997) ist in  $\approx 50\%$  aller Seyfert 1-Galaxien vorhanden (Reynolds 1997 [183]). Ein weiterer Hinweis auf eine mögliche Verbindung zwischen diesen beiden spektralen Merkmalen, ist die von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] gefundene Korrelation zwischen dem ROSAT PSPC-Photonindex, der ein indirektes Maß für den warmen Absorber darstellt (siehe Abschnitt 3.3.2) und der Stärke der FHILs, in Abbildung 5

dargestellt: es zeigt sich die Tendenz, daß je stärker die koronale Linien sind, umso größer ist der ROSAT-Photonindex. Die bei vielen koronalen Linien beobachtete Blauverschiebung kann als Ausfluß des emittierenden Gases gedeutet werden. Auch bei dem warmen Absorbergas wurden Blauverschiebungen detektiert: Mihara et al. 1994 [132] haben in den ASCA-Spektren von NGC 4151 eine Blauverschiebung der Sauerstoff-Absorptionskanten O VIII und O VII um  $\approx 3\%$  beobachtet. Allerdings ist zu beachten, daß die Energiekalibration von ASCA SIS und GIS in dem fraglichen Bereich der Sauerstoff-Absorptionskanten, d.h. um die 1 keV ungenau ist (siehe [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/cal\\_probs.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/cal_probs.html)). Die Eigenschaften des warmen Absorbers sind also sehr ähnlich denen des FHIL emittierenden Plasmas. Deshalb hat man vorgeschlagen, daß zumindest ein Teil der FHILs im selben Plasma erzeugt werden, daß die Röntgenabsorptionskanten erzeugt.

Eine theoretische Behandlung des möglichen Zusammenhangs zwischen dem warmen Absorber

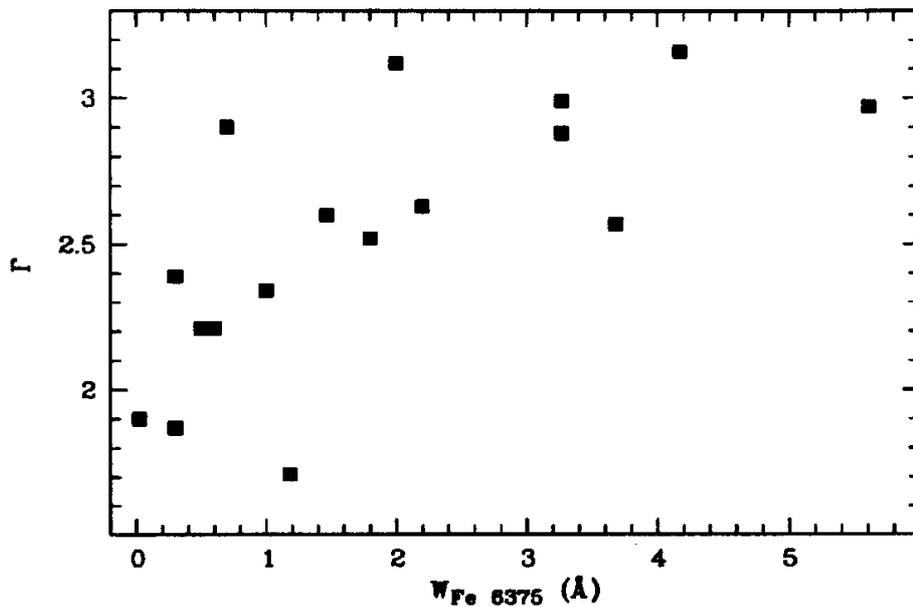


Abbildung 5: Optisch selektierte Stichprobe: Zusammenhang zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie und dem ROSAT PSPC-Photonindex, Abbildung aus Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]

und den koronalen Linien zeigen Porquet et al. 1999 [172] mit dem Photoionisationscode IRIS. Mit ihrem Modell wird gezeigt daß die koronalen Linien in einem Medium sehr hoher Dichte ( $n_H \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) innerhalb der BLR entstehen können. Werden geringere Dichten angenommen, produziert das Modell koronale Linien deren Breiten viel größer sind, als die beobachteten. In Abschnitt 7.2.5, S. 101 folgt der Vergleich der Ergebnisse der in dieser Arbeit untersuchten Objekte mit den Resultaten von Porquet et al.

Bei einem Zusammenhang zwischen dem warmen Absorber und den koronalen Linien können die FHIL-Linienprofile dazu benutzt werden, die Kinematik und Dynamik des warmen Absorber Plasmas abzuleiten. Aufgrund der relativ niedrigen Auflösung im Röntgenbereich ( $< 100$ ) im Vergleich zu der erreichbaren Auflösung im Optischen kann man so den warmen Absorber detaillierter untersuchen, als das mit Röntgeninstrumenten möglich ist. Im nächsten Abschnitt wird genauer auf Röntgenabsorber in AGN eingegangen.

### 3.3 Röntgenabsorber in AGN

#### 3.3.1 Spektrale Merkmale im Röntgenbereich

Röntgenstrahlung von AGN stammt vor allem aus dem nicht aufgelösten Zentralbereich. Bei manchen Seyfert-Galaxien wurden aber auch ausgedehnte Strukturen außerhalb des Kernbereichs im weichen Röntgenbereich (0.1 - 2 keV) beobachtet, deren Ursprung unbekannt ist (z.B. Elvis et al. 1990 [47], Wilson et al. 1992 [236]). Als mögliche Mechanismen für den Ursprung der Röntgenstrahlung aus dem Kernbereich werden vor allem Bremsstrahlung und inverse Compton-Streuung diskutiert (z.B. Rybicki und Lightman 1979 [187], Blumenthal und Gould 1970 [13]). Die Röntgenleuchtkraft kann auf Zeitskalen von Tagen bis Stunden variieren. Diese kurzen Variationszeitskalen deuten darauf hin, daß die Röntgenemission sehr nahe am Zentralbereich des aktiven galaktischen Kerns entsteht. Mit dieser hochenergetischen Strahlung ist eine Untersuchung der innersten Bereiche eines AGN möglich (z.B. Mushotzky, Done und Pounds 1993 [140]).

Die spektrale Auflösung von Röntgendetektoren ( $< 100$ ) ist gegenüber den im optischen Bereich erreichbaren Auflösungen sehr gering. Im optischen, UV- und IR-Bereich werden spektrale Merkmale, d.h. Emissions- und Absorptionssignaturen direkt detektiert. Im Röntgenbereich ist die direkte Detektion spektraler Merkmale aufgrund der geringen Sammelfläche der Teleskope und der sehr geringen Photonenstatistik nicht möglich. Die Form des Kontinuums, Absorptionskanten und Emissionslinien werden detektiert, indem die wellenlängenabhängige instrumentelle Response eines Detektors mit einem theoretischen Modell gefaltet wird und an die beobachteten Daten angepasst wird. Die Güte des Modells wird durch einen statistischen Test ermittelt, meistens durch einen  $\chi^2$ -Test. Das theoretische Modell wird solange variiert bis eine gute Anpassung an die beobachteten Daten gefunden wird.

In Abbildung 6 ist eine schematische Darstellung häufig gefundener spektraler Merkmale im Rönt-

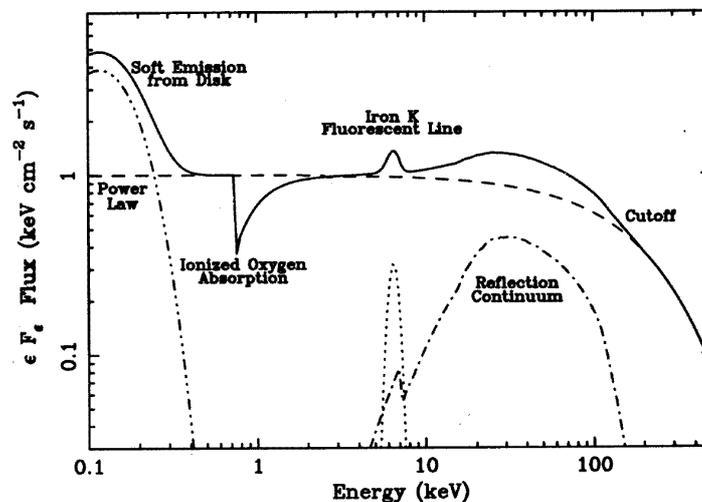


Abbildung 6: Schematische Darstellung spektraler Merkmale im Röntgenbereich. Abbildung aus einem Vortrag von Th. Boller über spektrale Röntgenmerkmale, nach A.C. Fabian

genbereich abgebildet. Das Kontinuum im Röntgenbereich wird nicht nur durch den in den vorhergehenden Abschnitten eingeführten Spektralindex  $\alpha$  parametrisiert, sondern auch durch den Photonindex  $\Gamma$ . Im Röntgenbereich werden die Potenzgesetzanpassungen üblicherweise in Einheiten von Photonen pro keV, und nicht, wie z.B. im optischen Bereich üblich in Energie pro

Frequenzbereich angegeben. Es gilt:

$$P_E(\text{Photonen}/s/\text{keV}) \propto E^{-\Gamma} \propto \nu^{-\Gamma} \quad (6)$$

$$F_\nu \propto \nu^{-\Gamma+1} \propto \nu^{-\alpha} \quad (7)$$

$$\text{d.h. es gilt } \Gamma = \alpha + 1 \quad (8)$$

Im Bereich von 2 - 10 keV kann das Kontinuum durch ein Potenzgesetz mit dem Spektralindex  $\alpha \approx 0.7 \pm 0.2$  (z.B. Mushotzky et al. 1980 [142], Nandra und Pounds 1994 [147]) parametrisiert werden. Oberhalb von 10 keV wird oft ein Anstieg des Spektrums beobachtet (z.B. Matt, Perola und Piro 1991 [126]). Das Kontinuumspektrum, erzeugt durch frei-frei-Übergänge, wird durch Absorptions-, Linienemissions- und Reflexionsprozesse modifiziert.

Im weichen Röntgenbereich vieler AGN wurde ein steiler Anstieg unterhalb 1 keV beobachtet (Arnaud et al. 1985 [9], Turner und Pounds 1989 [213]): der Ursprung dieses sogenannten weichen Exzeß ist unbekannt. Es werden Modelle diskutiert, die den weichen Exzeß als Kontinuumsmerkmal sehen, d.h. als hochenergetisches Ende der thermischen Emission, die in den inneren Gebieten der Akkretionsscheibe entsteht (z.B. Czerny und Elvis 1987 [37], Gondhalekar et al. 1994 [72]), andere als Summe nicht aufgelöster Emissionslinien (Turner et al. 1991 [214]).

Absorptionsmerkmale wurden ebenfalls detektiert. Die auffälligsten sind die K-Absorptionskanten von hochionisiertem Sauerstoff O VII und O VIII bei 0.74 keV bzw. 0.87 keV Ruheenergie. Auf Röntgenabsorptionsmerkmale wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

Bei  $\approx 6.4$  keV wurde eine Emissionslinie detektiert, die auf Fe  $K_\alpha$  zurückzuführen ist (Nandra und Pounds 1992 [145]). Es wurden Äquivalentbreiten von 50 - 300 keV (Mushotzky, Done und Pounds 1993 [140]) und Linienbreiten von mehreren zehntausend km/s gemessen (Mushotzky et al. 1995 [141]). Sind diese Breiten auf Doppler-Verbreiterung zurückzuführen, sind relativistische Gasgeschwindigkeiten erforderlich. Damit sind Linien dieser Breite ein Hinweis auf die Existenz Schwarzer Löcher in den Zentren von AGN und sind ein wertvolles Diagnosemittel, um die Dynamik der Akkretionsscheiben zu untersuchen. Die Entstehung der Fe  $K_\alpha$ -Emission und anderer Linien kann durch Reflexion erklärt werden, die als Streuprozess beiträgt (George und Fabian 1991 [66]).

### 3.3.2 Röntgenabsorptionsmerkmale

In ungefähr 50% der hellen Seyfert 1-Galaxien wurden Anzeichen für intrinsische Absorption gefunden, verursacht durch Gas, daß entweder "kalt", d.h. neutral bzw. niedrig ionisiert oder "warm", d.h. hoch ionisiert sein kann (Nandra, Pounds 1994 [147]), Mushotzky et al. 1995 [141], Reynolds 1997 [183]). Diese Absorption macht sich spektral bemerkbar durch photoelektrische Absorptionskanten vor allem aufgrund von Sauerstoff. Erste Hinweise für Absorption im Röntgenbereich durch einen warmen Absorber gab es durch Beobachtungen von QSO MR 2251 - 178 mit dem Röntgensatelliten Einstein (Halpern 1984 [80]). Die beobachteten Variationen des Röntgenflusses um einen Faktor 2 innerhalb eines Jahres mit dem Einstein MPC im 2 - 10 keV-Bereich und die gleichzeitige Beobachtung eines Exzeß mit dem Einstein HRI konnten mit einem warmen Absorber-Modell erklärt werden, indem Gas durch hochenergetische UV- und Röntgenphotonen der zentralen Kontinuumsquelle teilweise ionisiert wird. Diese Beobachtungen wurden mit den Röntgensatelliten Ginga und Exosat bestätigt (Mineo und Stewart 1993 [133]).

An Bord der Satelliten ROSAT und ASCA standen schließlich Röntgendetektoren (ROSAT PSPC, ASCA SIS und GIS) höherer spektraler Energieauflösung als mit den Vorgängermissionen Ginga, Einstein, Exosat u.a. zur Verfügung. Die durch den warmen Absorber erzeugten Absorptionskan-

ten können mit dem ROSAT-PSPC aufgrund der mangelnden spektralen Auflösung des Instruments allerdings nicht direkt aufgelöst werden. Einen indirekten Hinweis auf die Sauerstoffabsorptionskanten, die innerhalb des ROSAT-Energiebereiches von 0.1 - 2.4 keV liegen, ergibt sich durch die Messung des ROSAT PSPC-Photonindex. Sind Kanten vorhanden, ergibt die aufgrund der ungenügenden Auflösung auftretende Überlagerung der Merkmale ein steiles Röntgenspektrum innerhalb des ROSAT-Energiebereiches und damit einen großen Photonindex. Ein weicher Exzeß kann jedoch den Photonindex eines intrinsisch flachen Potenzspektrums vergrößern, wie in Abbildung 7 gezeigt. Das Potenzspektrum wird steiler. Mit ROSAT-Beobachtungen allein kann

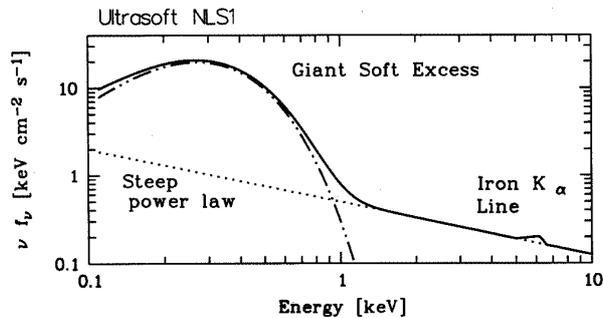


Abbildung 7: Potenzspektrum, das durch einen weichen Exzeß steiler ausfällt. Abbildung aus einem Vortrag von Th. Boller über spektrale Röntgenmerkmale, nach A.C. Fabian

damit nicht entschieden werden, ob die Steilheit eines Spektrums von der Überlagerung eines intrinsisch flachen Potenzspektrums und Absorptionskanten herrührt oder eben nur auf ein intrinsisch steiles Potenzspektrum zurückzuführen ist.

Die SIS- und GIS-Instrumente auf dem Röntgensatelliten ASCA (Beschreibung in Abschnitt 4.2.1, S. 25) haben eine genügend hohe Energieauflösung, um die Absorptionskanten direkt zu detektieren (Nandra und Pounds 1992 [145], Fabian et al. 1994 [52], Reynolds und Fabian 1995 [181]). Die stärksten Absorptionsmerkmale, die mit den ASCA-Instrumenten detektiert werden, sind die Absorptionskanten der am häufigsten vorkommenden Elemente wie Sauerstoff, Kohlenstoff und Stickstoff, z.B. OVII, OVIII, CV. Diese Merkmale werden nicht alle gleich stark detektiert: Sauerstoff ist am stärksten, schwächer sind Stickstoff und Kohlenstoff. Stickstoff hat eine geringere kosmische Häufigkeit als Sauerstoff und Kohlenstoff. Kohlenstoff-Merkmale treten am unteren Ende des ASCA-Bandes auf, wo die effektive Sammelfläche geringer ist, d.h. die Effektivität von ASCA geht zurück, außerdem ist die Energieauflösung des Instrumentes in diesem Bereich geringer.

Die Röntgenabsorptionskanten, d.h. ein sprunghaftes Anwachsen des Absorptionskoeffizienten, entstehen durch Entfernen von Elektronen aus inneren Schalen. Bei Atomen mit einer Kernladungszahl  $Z$  ab ungefähr 10 werden Ionisationsenergien im Röntgenbereich benötigt, um Elektronen aus inneren Schalen zu entfernen, Ionisation in inneren Schalen wird in astrophysikalischen Situationen vor allem durch folgende Prozesse realisiert: Stöße mit elektrisch geladenen Teilchen, Absorption von Photonen, Compton-Streuung mit einem Photon so hoher Energie, daß der Compton-Rückstoß die Ionisationsenergie übertrifft. Im Gegensatz zu optischen Absorptionsspektren, die durch Sprünge der Leuchtelektronen zustandekommen, können die Röntgen-Emissionslinien nicht auch in Absorption auftreten. Die Elektronen können nicht von einer inneren auf eine weiter außen liegende Schale angeregt werden, da diese schon besetzt ist. Röntgen-Absorptionsspektren bestehen deshalb nur aus den überlagerten Seriengrenzkontinua der verschiedenen Schalen.

Die Stärke der Absorptionsmerkmale ist u.a. abhängig vom unbeobachtbaren UV-Kontinuum, das die meiste ionisierende Strahlung produziert. Das absorbierende Gas reduziert die Intensität der durchgehenden Strahlung der Zentralquelle. Das absorbierende Material wird dadurch abhängig von der Opazität erwärmt oder, wenn die Sekundärphotonen (aus thermischer Reemission, das ist Linienemission oder erhöhte Kontinuumsemission) dem Medium entfliehen können, gekühlt. Die Opazität zwischen 13.6 eV und 10 keV ist ungefähr proportional  $E^{-3}$ . Die Opazität sinkt mit wachsender Photonenenergie, da die Ionen nach und nach von ihren Elektronenhüllen befreit werden und irgendwann nur noch der nackte Kern vorhanden ist, es kann dann keine Absorption mehr stattfinden. Dieser Trend wird von den Absorptionskanten überlagert: bei den Energien der Kanten kann die Opazität um eine Faktor zwei oder mehr sprunghaft ansteigen. Die markanteste Kante ist auf Sauerstoff zurückzuführen (Krolik und Kallman 1984 [97]). Daher sind die Sauerstoffabsorptionskanten am deutlichsten zu sehen. Die Opazität des Gases für Röntgenstrahlung ist vom Ionisationszustand des Gases abhängig. Der neutrale Absorber ist optisch dick für weiche Röntgenstrahlung, der warme Absorber dagegen ist optisch dünn für weiche Röntgenstrahlung. Beide Absorber sind optisch dick für harte Röntgenstrahlung. Harte Röntgenstrahlung kann die inneren Rumpfelektronen eines warmen Absorbers in höhere Schalen anregen, wie auch natürlich innere und äußere Elektronen eines neutralen Absorbers. Weiche Röntgenstrahlung hat nicht genügend Energie, um bei einem warmen Absorber die inneren Rumpfelektronen anzuregen, ist aber energetisch genug, um die äußeren Elektronen eines neutralen Absorbers anzuregen. Im weichen Röntgenbereich unterscheiden sich daher warmer und neutraler Absorber, im harten Röntgenbereich kann nicht zwischen diesen beiden unterschieden werden.

Um den möglichen Zusammenhang zwischen den warmen Absorbergas und den koronalen Linien zu untersuchen, wurde eine Röntgen-selektierte Stichprobe zusammengestellt, um die Eigenschaften der koronalen Linien im optischen Bereich zu ermitteln. Die Röntgenspektren der Objekte zeigen Anzeichen für einen warmen Absorber in ihren ASCA- und/oder ROSAT-Daten, d.h. es wurden O VII-/O VIII-Kanten detektiert und/oder ein hoher ROSAT PSPC-Röntgenphotonindex gemessen. Die Beschreibung und Auswertung der optischen Stichprobe folgt in Kapitel 5. Die Röntgeneigenschaften der Objekte der Stichprobe werden in Kapitel 4 vorgestellt. Beobachtungen koronaler Linien im Infrarot-Bereich sind das Thema des Kapitels 8.

## 4 Röntgendaten

In diesem Kapitel werden die Röntgeneigenschaften des warmen Absorbers der Quellen der Stichprobe untersucht. Dazu wurde auf ROSAT- und ASCA-Daten zurückgegriffen.

Da Röntgenstrahlen in der Erdatmosphäre vollständig absorbiert werden, müssen Röntgenteleskope außerhalb der Atmosphäre, in einer Höhe von mindestens 120 km betrieben werden. Röntgenstrahlen werden auch von dünnen Spiegeln absorbiert. Eine brechende Optik kann Röntgenstrahlung nicht abbilden. Die Reflexion von Röntgenstrahlen ist nur unter streifendem Einfall möglich, d.h. wenn der Einfallswinkel unter einem bestimmten kritischen Wert liegt, typischerweise  $1 - 2^\circ$ , abhängig von der Energie der einfallenden Röntgenstrahlen ( $\propto 1/E_{\text{Röntgen}}$ ) und dem reflektierenden Material (steigt an mit steigender Elektronendichte des Materials). Eine technische Umsetzung erfolgt in sogenannten Wolter-Teleskopen. In einem Röntgenstrahlenteleskop vom Typ Wolter 1 werden die Strahlen zunächst an einem parabolförmigen und dann, um die Bildfehler zu reduzieren an einem hyperbolförmigen Spiegel reflektiert (siehe Abbildung 8). Wolter-Teleskope wurden bei den ROSAT- und ASCA-Satelliten eingesetzt.

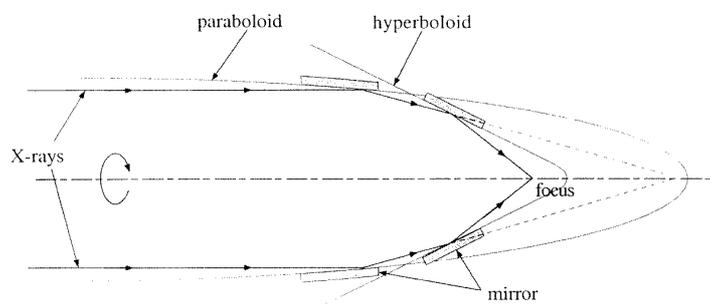


Abbildung 8: Wolter I-Teleskop

### 4.1 ROSAT-Daten

#### 4.1.1 Der ROSAT-Satellit

Der Röntgensatellit ROSAT (ROentgen SATellit) wurde am 1. Juni 1990 von Cape Canaveral in Florida, USA mit einer Delta-II Rakete in eine 580 km hohe Umlaufbahn gebracht. Am 12. Februar 1999 wurde der Satellit abgeschaltet. Die Energieversorgung wurde durch 3 Solarpanels und eine wiederaufladbare Batterie bereitgestellt. Der Satellit hat eine Gesamtmasse von 2426 kg und ist 4.50 m lang, 2.13 m hoch und 2.38 m breit (Trümper 1990 [212]).

In der Fokalebene des Teleskops sind zwei Orts- und Energieempfindliche Proportionalzähler (Position Sensitive Proportional Counter, "PSPC", [212]) und ein abbildender Röntgendetektor (High Resolution Imager, "HRI" [212]) untergebracht. Die Proportionalzähler und der HRI sind auf einem Rad montiert und können so in die Fokalebene gedreht werden.

Ein weiteres Instrument, die Wide Field Camera hat ihr eigenes Spiegelsystem, um die ankommende Strahlung auf einen Röntgen-Microchannelplatedetektor (MCP) zu fokussieren. Das Röntgenteleskop XRT selbst ist vom Typ Wolter 1 mit einem Durchmesser von 83 cm und einer Brennweite von 2.4 m und besteht aus 4 konzentrischen parabolisch-hyperbolischen Spiegelpaaren, um die effektive Fläche zu erhöhen. Das Teleskop hat ein Auflösungsvermögen von  $\approx 2''$  und ist im Bereich von 0.1 - 2.4 keV empfindlich.

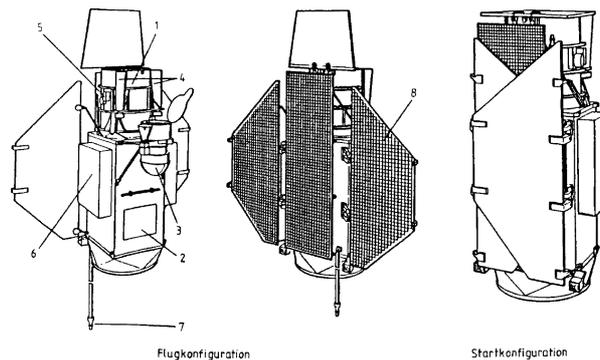


Abbildung 9: Der ROSAT-Satellit: 1 Röntgenteleskop - 2 Fokalinstrumentierung - 3 XUV-Teleskop - 4 Sternkameras des Röntgenteleskops - 5 Navigationskreisel - 6 Elektronikbox - 7 S-Band-Antenne - 8 Solarzellenpaneele, (Abbildung aus Trümper 1990 [212])

#### 4.1.2 Das PSPC-Instrument

Von den an Bord von ROSAT befindlichen Fokalinstrumenten hat nur das PSPC (“Position Sensitive Proportional Counter”) eine ausreichende Energieauflösung, um Hinweise auf den warmen Absorber zu detektieren, d.h. um den Photonindex des unterliegenden Kontinuums messen zu können (siehe dazu auch die Diskussion auf S. 20, Abschnitt 3.3.1).

Der PSPC ist ein orts- und energieempfindlicher Vieldrahtproportionalzähler, in dem durch Gasverstärkung eine Vermehrung der primär erzeugten Ladungsträger erfolgt: die fokussierten Röntgenphotonen dringen durch ein dünnes Plastikeintrittsfenster in die mit einem Gasgemisch (65% Argon, 20% Xenon, 15% Methan) gefüllte Kammer des PSPCs ein. Die Photonen werden durch das Füllgas absorbiert (photoelektrischer Effekt) und setzen Photoelektronen frei. Durch Stoßionisation erfolgt eine lawinenartige Vermehrung der Ladungsträger, wodurch schließlich ein Spannungsimpuls erzeugt wird. Mit Hilfe des Spannungsimpulses ist es möglich, die Energie des ursprünglich eingefallenen Röntgenphotons zu bestimmen, da dieser proportional zur Energie der einfallenden Röntgenphotonen ist. Die Energieauflösung des PSPCs kann durch die Formel  $\Delta E/E = 0.43(E/0.93)^{-0.5}$  (FWHM) beschrieben werden. Ein Vergleich der Energieauflösung des ROSAT-PSPCs mit denen der ASCA SIS- und GIS-Detektoren folgt in Abschnitt 4.2.4 auf S. 27.

Die Ortsmessung, d.h. die Lokalisierung der Röntgenphotonen innerhalb des Detektors, wird mit Hilfe der Kathodengitter durchgeführt, die kreuzförmig zueinander angeordnet sind (Briel et al. 1988 [21]). Die Kathodengitter bestehen aus 25 (Kathode 1) bzw. 23 (Kathode 2) Streifen, von denen jedes aus jeweils 7 oder 8 Drähten hergestellt worden sind. Die einzelnen Drähte sind miteinander verbunden und an einen ladungsempfindlichen Vorverstärker angeschlossen. Durch Ausnutzung der in einem Muster angeordneten Kathodengitter kann durch die Elektronenwolken ausgelösten Signale an den Vorverstärkern der Ladungsschwerpunkt der Elektronenwolke bestimmt werden. Das räumliche Auflösungsvermögen liegt bei  $\approx 25''$  bei einer Photonenenergie von 1 keV.

#### 4.1.3 Photonindizes

Die ROSAT PSPC-Photonindizes der Objekte der Stichprobe wurden den Untersuchungen von Walter und Fink 1993 [229], Rush et al. 1996 [186], sowie Boller, Brandt und Fink 1996 [18] entnommen und sind in Tabelle 2 aufgelistet (geordnet nach absteigender Größe des Photonindex).

Objekt	ROSAT- $\Gamma$	Literatur	Klassifikation
3C 120	$4.46 \pm 0.51$	[186]	NLS1
IRAS 13224-3809	$4.4 \pm 0.2$	[18]	NLS1
NGC 2992	$4.10 \pm 1.20$	[186]	Sey 2
Ark 564	$3.4 \pm 0.1$	[18]	NLS1
NGC 3783	$3.16 \pm 0.63$	[229]	Sey 1
Mrk 10	$3.07 \pm 0.45$	[229]	NLS1
Mrk 509	$2.95 \pm 0.11$	[186]	Sey 1
NGC 4051	$2.58 \pm 0.07$	[186]	NLS1
Mrk 841	$2.52 \pm 0.15$	[186]	Sey 1
NGC 4593	$2.48 \pm 0.13$	[186]	Sey 1
NGC 3516	$2.44 \pm 0.20$	[186]	Sey 1
NGC 5548	$2.32 \pm 0.05$	[186]	Sey 1
Mrk 290	$2.17 \pm 0.51$	[229]	NLS1
Mrk 766	$2.16 \pm 0.04$	[186]	NLS1
NGC 4151	$2.06 \pm 0.15$	[186]	NLS1
MCG-06-30-15	$1.93 \pm 0.09$	[186]	Sey 1
3C 390.3	$1.87 \pm 0.45$	[229]	Sey 1
NGC 2110†	$1.54 \pm 0.16$	[232]	Sey 1
NGC 3227	$1.13 \pm 0.57$	[186]	NLS1
IC 4329A	$1.00 \pm 0.12$	[186]	Sey 1
Mrk 1040	$0.47 \pm 0.59$	[186]	NLS1

Tabelle 2: ROSAT-Photonindizes der Objekte der Stichprobe

Wurden mehrere Werte in der Literatur gefunden, wurde der Wert mit höherer Meßgenauigkeit bzw. der, der aus einer pointierten Beobachtung stammt (besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis), genommen. Für NGC 2110 wurden keine veröffentlichten Daten des PSPCs gefunden. Der zitierte Wert wurde der Arbeit von Weaver et al. 1995 [232] entnommen, die den Photonindex aus Daten des Goddard's Broad Band X-Ray Telescope ableiteten (†).

Boller, Brandt und Fink 1996 [18] greifen auf eigene pointierte Beobachtungen zurück, Walter und Fink 1993 [229], wie auch Rush et al. 1996 [186] benutzten Daten aus dem ROSAT All Sky Survey. Eine Diskussion folgt in Kapitel 7, Abschnitt 7.2.2, S. 94.

## 4.2 ASCA-Daten

Aufgrund der besseren Energieauflösung der ASCA-Detektoren gegenüber dem ROSAT-PSPC ist es möglich mit diesen Absorptionskanten direkt zu detektieren. Es können optische Tiefe, Wasserstoffsäulendichte und Ionisationsparameter des warmen Absorbermaterials abgeleitet werden. Nach der Vorstellung des Satelliten und seiner Detektoren erfolgt die Diskussion der Parametrisierung des warmen Absorbers mit Hilfe von ASCA-Daten.

### 4.2.1 Der ASCA-Satellit

Der "Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics", abgekürzt ASCA (siehe Abbildung 10) wurde am 20. Februar 1993 in Betrieb genommen (Tanaka, Inoue, Holt et al. 1994 [210]). Mit

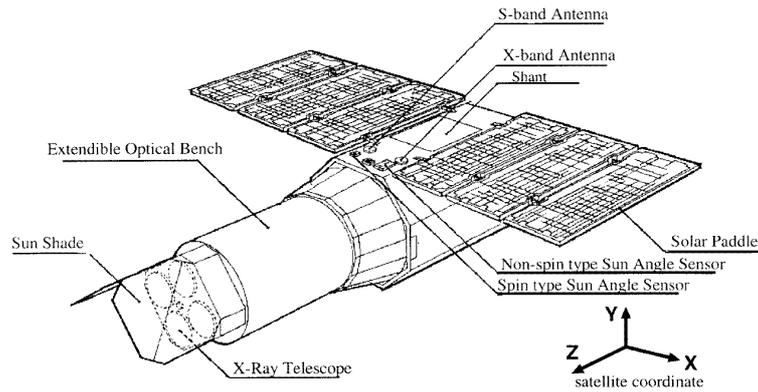


Abbildung 10: Der ASCA-Satellit (Abbildung aus Ikebe 1996 [89])

ASCA können im Energiebereich von 0.5 bis 12 keV Direktaufnahmen und Spektren detektiert werden. Der Satellit ist mit vier Röntgenteleskopen (X-Ray Telescopes, XRT) bestückt (Serlemittos et al. 1995 [193]).

Die Röntgenspiegel sind modifizierte Wolter-Teleskope Typ 1. Da ASCA bei höheren Energien betrieben wurde als ROSAT, war es nötig die effektive Fläche des Teleskops zu erhöhen (siehe Abbildung 12, 28). Bei höheren Energien wird der Winkel bei dem streifende Reflexion möglich ist, immer kleiner und damit wird auch die projizierte Fläche immer kleiner. Um die effektive Fläche zu erhöhen, wurden die Spiegel aus 120 ineinandergeschachtelten Paaren von hyperbolischen und parabolischen Flächen hergestellt. Die einzelnen Spiegel wurden nicht aus poliertem Glas hergestellt, sondern aus dünnen Aluminiumfolien (0.125 mm), deren Oberflächeneigenschaften durch Lackbeschichtung und Bedampfung mit Gold verbessert wurden. Durch die Verwendung dieses Materials konnten wesentlich mehr Spiegel geschachtelt werden, als das mit Glasspiegeln möglich gewesen wäre. Die Fokallänge zwischen den Detektoren und den Teleskopen beträgt je 3.5 Meter (siehe Abbildung 11). In der Fokalebene zweier Teleskope wurde je ein Gasspektrometer, das GIS (Gas Imaging Spectrometer, ein Gasszintillationsproportionalzähler), bei den anderen beiden Teleskopen wurde je ein Röntgen-CCD eingebaut (SIS, Solid-state Imaging Spectrometer). Mit den GIS- und SIS-Detektoren ist es möglich die Energie und die Richtung der einfallenden Röntgenphotonen zu bestimmen. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Detektoren sind in der Tabelle zusammengefaßt:

	SIS	GIS
Energiebereich	0.4 - 10 keV	0.7 - 10 keV
Energieauflösung	2% bei 5.9 keV	8% bei 5.9 keV
Gesichtsfeld	22×22°2	kreisförmig mit Durchmesser von 50°

#### 4.2.2 Das GIS

Das GIS ist ein abbildender Gasszintillationsproportionalzähler, dessen Gesichtsfeld einen Radius von 25° hat. Weitere charakteristische Eigenschaften sind schnelle Zeitauflösung und hohe Detektoreffizienz bei hohen Energien (Ikebe 1996 [89]). Der GIS besteht aus 2 Sensoren, GIS 2 und GIS 3 und der Detektor-Elektronik (GIS-E). Ein GIS-Sensor besteht aus einer Gaszelle und einem Photo-Multiplier (Imaging Photo-Multiplier Tube, IPMT).

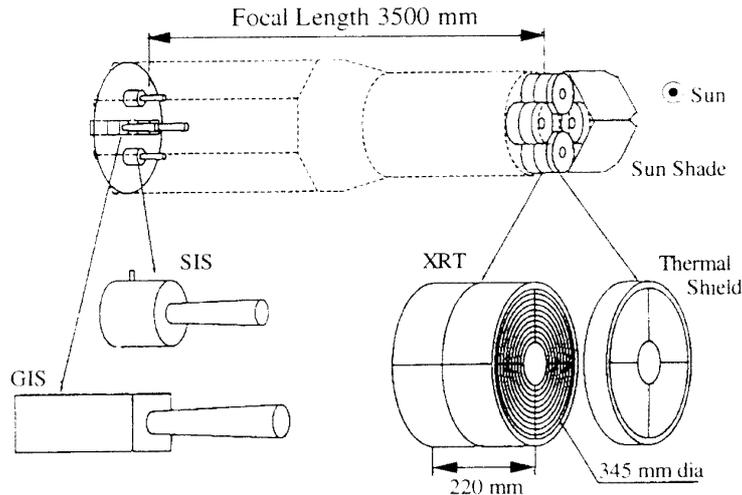


Abbildung 11: Anordnung der Instrumente des ASCA-Satelliten (Abbildung aus Ueda 1997 [218])

#### 4.2.3 Das SIS

Das SIS hat zwei Sensoren, S0 und S1, von denen jeder aus vier in einem Quadrat angeordneten CCD-Chips, sowie analoger und digitaler Elektronik besteht. Ein CCD besteht aus  $420 \times 422$  Pixeln und wird von der Vorderseite beleuchtet. Die Auslesezeit beträgt 4 Sekunden. Das SIS hat eine viermal bessere Energieauflösung und unterhalb 1 keV eine höhere Quanteneffizienz als der GIS-Detektor (Ikebe 1996 [89]).

#### 4.2.4 Vergleich zwischen ASCA und ROSAT

Die Energieauflösung und effektive Fläche des ASCA-Instrumentariums sind denen von ROSAT überlegen. Die effektive Fläche des ASCA-Teleskops im Vergleich zu der von ROSAT ist in Abbildung 12 dargestellt.

Die Energieauflösung des GIS-Detektors beträgt (FWHM):

$$7.8\sqrt{5.9/E_{kev}} = \frac{7.8\sqrt{5.9}}{\sqrt{E_{kev}}} = 18.95/\sqrt{E_{kev}}. \quad (9)$$

Der SIS-Detektor hat eine viermal bessere Energieauflösung als der GIS-Detektor. Der ROSAT-PSPC bietet dagegen nur eine bescheidene Energieauflösung von

$$\Delta E/E = 0.43(E/0.93)^{-0.5} = 0.42/\sqrt{E_{kev}}. \quad (10)$$

### 4.3 Parametrisierung des warmen Absorbers

Das warme Absorbergas kann durch die Wasserstoffsäulendichte  $N_H$  und den Ionisationsparameter  $U$  bzw. durch die optische Tiefe  $\tau$  beschrieben werden.

Die Wasserstoffsäulendichte  $N_H$  ist definiert durch:

$$N_H = \int n_H dx, \quad (11)$$

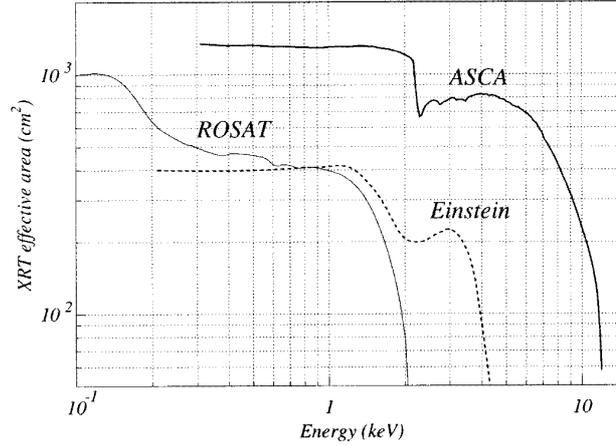


Abbildung 12: Effektive Fläche des ASCA XRT gegenüber der von ROSAT (Abbildung aus Ikebe 1996 [89])

$n_H$  ist die gesamte Wasserstoffdichte, d.h.  $n_H = n(H^0) + n(H^+) + n(H^-)$ . Die Wasserstoffsäulendichte gibt die Anzahl der Wasserstoffatome pro Fläche an. Bei Modellen mit konstanter Dichte d.h.  $n_H(x,y,z) = n_H$  gilt  $N_H = n_H L$ , mit  $L$  der Länge der Wasserstoffsäulendichte entlang der Sichtlinie des Beobachters.

Der Ionisationsparameter  $U$  ist als das Verhältnis von Photonendichte zu Gasdichte definiert und wird abgeleitet aus der Anzahl der Photonen  $Q(H)$ , die von der Zentralquelle pro Zeiteinheit emittiert werden und Wasserstoff ionisieren können:

$$Q(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (12)$$

$L_\nu$  ist die spezifische Leuchtkraft der Quelle, es wird über alle wasserstoffionisierenden Photonen integriert. Daraus wird der Ionisationsparameter  $U$  abgeleitet als das Verhältnis der Photonenanzahldichte zu Teilchendichte auf der der photoionisierenden Quelle zugewandten Seite der Wolke:

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 c n_H} \quad (13)$$

$c$  ist die Lichtgeschwindigkeit,  $r$  die Entfernung von der ionisierenden Zentralquelle.

$N_H$ ,  $U$  und  $\tau$  werden aus der Anpassung von Modellen an die beobachteten Daten bestimmt. Der Bedeckungsparameter  $\eta$ , der nicht direkt aus den Beobachtungen abgeleitet werden kann und als freier Parameter in manchen Modellen verwendet wird (z.B. bei George et al. 1998 [68], siehe weiter unten) beschreibt den Raumwinkelbereich, den das warme Absorbergas bedeckt und ist definiert als:  $\eta = \omega/4\pi$ , mit  $\omega$  dem von der Kontinuumsquelle aus gesehenen Raumwinkel, den das absorbierende Material bedeckt.

Um eine quantitative Parametrisierung des warmen Absorbers für die Quellen der Stichprobe zu erhalten, wurden die Untersuchungen von Reynolds 1997 [183], George et al. 1998 [68], Leighly 1999 [113], Hayashi et al. 1996 [82] und Malaguti et al. 1999 [119] berücksichtigt. In Tabelle 3 ist angegeben, welche Quelle der Stichprobe in welcher Untersuchung analysiert wurde. Im Anhang in Abschnitt B, 223 werden die verschiedenen Modelle vorgestellt, in Abschnitt 4.3.2, 31 werden die Röntgenergebnisse für die einzelnen Quellen diskutiert.

Objekt:	Reynolds	George	Leighly
Mrk 10	nur ROSAT-Beobachtungen		
Mrk 290	X	-	-
Mrk 509	X	X	-
Mrk 766	-	X	X
Mrk 841	X	X	-
Mrk 1040	X	-	-
NGC 2110	Hayashi et al. 1996 [82], Malaguti et al. 1999 [119]		
NGC 2992	X	-	-
NGC 3227	X	X	-
NGC 3516	X	X	-
NGC 3783	X	X	-
NGC 4051	X	X	X
NGC 4151	-	X	-
NGC 4593	X	X	-
NGC 5548	X	X	-
Ark 564	-	-	X
IRAS 13224-3809	-	-	X
IC 4329 A	X	X	-
MCG-06-30-15	X	X	-
3C 120	X	X	-
3C 390.3	X	-	-

Tabelle 3: Referenzen für die Untersuchung der Röntgenquellen

### 4.3.1 Güte einer Modellanpassung

Die Prüfung der Güte des Vergleichs der beobachteten Daten mit theoretischen Modellen erfolgte in den Modellen von Reynolds 1997, George et al. 1998 und Leighly 1999 mit dem  $\chi^2$ -Anpassungstest. Der  $\chi^2$ -Anpassungstest ist in XSPEC, einem Standardanalysewerkzeug für Röntgendaten implementiert.

Bei einem Anpassungstest wird überprüft, ob eine betrachtete Zufallsgröße mit einer unbekanntem Verteilung (die beobachteten Daten) einem vorgegebenem Verteilungsgesetz (den theoretischen Modellen) genügt. Der Test gibt eine Entscheidungsregel anhand derer die Hypothese  $H_0$ , d.h. das betrachtete theoretische Modell als Erklärung für die betrachteten Daten entweder angenommen oder verworfen wird.  $\chi^2$  ist ein Maß für die Abweichung der wahren Verteilung von der hypothetischen.

Das grundsätzliche Vorgehen wird im folgenden kurz beschrieben.  $X$  sei die betrachtete Zufallsgröße,  $F_x(x)$  sei die Verteilungsfunktion von  $X$ , d.h. die beobachtete Verteilungsfunktion der Daten,  $F_0(x)$  sei das vorgegebene (hypothetische) Verteilungsgesetz. Die Hypothese beim  $\chi^2$ -Test lautet  $F_x(x) \equiv F_0(x)$ .

Der Wertebereich der Zufallsgröße, das ist hier der Energiebereich der Photonen, wird in endlich

viele disjunkte<sup>6</sup> Mengen  $\Delta_i$  eingeteilt, d.h. die Daten (Photonen einer bestimmten Energie) werden gebinnt, also in Gruppen möglicher Werte eingeteilt:  $\Delta_i$ ,  $i = 1, \dots, k$  ist die Anzahl der Bins.  $p_i$  sei die erwartete Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine bestimmte Anzahl von Photonen in Bin  $i$  vorhanden ist. Ist  $\Delta_i = [a_i, b_i)$ , dann gilt für  $p_i = F_0(b_i) - F_0(a_i)$ .  $M_i$  sei die Anzahl der Photonen in Bin  $\Delta_i$ . Dann gilt  $\sum_{i=1}^k p_i = 1$ ,  $\sum_{i=1}^k M_i = n$ , die Gesamtanzahl aller Photonen. Für die Einteilung der Daten in Klassen muß gelten: bei Randklassen  $np_i \geq 1$ , für die übrigen  $np_i \geq 5$ , sonst müssen Klassen zusammengelegt werden ([24]).

Die Testgröße  $\chi^2$  ist gegeben durch:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(M_i - np_i)^2}{np_i} = \sum_{i=1}^k \frac{M_i^2}{np_i} - n \quad (14)$$

unter der Voraussetzung, daß  $H_0$  wahr ist, asymptotisch  $\chi^2$ -verteilt ist mit  $m = k - 1$  Freiheitsgraden ("degree of freedoms - dof").

Überschreitet  $\chi^2$  einen kritischen Wert  $\chi_\alpha^2$ , d.h. gilt  $\chi^2 \geq \chi_\alpha^2$  wird die Hypothese  $H_0$  abgelehnt. Der kritische Wert  $\chi_\alpha^2$  zu einem gegebenem Signifikanzniveau  $\alpha$  (Irrtumswahrscheinlichkeit) wird abgeleitet aus

$$\chi_\alpha^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{2m - 1} + z_{2\alpha})^2, \quad (15)$$

mit  $z_{2\alpha}$  aus  $2\Phi_0(z_{2\alpha}) = 1 - 2\alpha$  aus Tafel 1.1.2.9.2 von Bronstein-Semendjajew 1979 [24] oder mit den folgenden Integralen. Es gilt:

$$\Phi_0(z) = \int_0^z \phi(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{1}{2}x^2} dx. \quad (16)$$

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{1}{2}x^2} dx. \quad (17)$$

$$(18)$$

$\Phi(z)$  und  $\Phi_0(z)$  sind durch folgende Gleichung verbunden:

$$\Phi(z) = \frac{1}{2} + \Phi_0(z). \quad (19)$$

$$(20)$$

Im Grenzfall vieler Freiheitsgrade  $m$  kann folgende vereinfachte Entscheidungsregel für die Ablehnung der Hypothese bei großem  $m$  abgeleitet werden:  $\chi^2 \geq m$ .

Dies soll an einem Beispiel erläutert werden. Bei einem Signifikanzniveau  $\alpha = 0.1$  und  $m = 1000$  Freiheitsgraden, gilt:

$$\begin{aligned} 2\Phi_0(z_{2\alpha}) &= 1 - 2\alpha = 1 - 0.2 = 0.8 \\ \Phi_0(z_{2\alpha}) &= 0.4 \Leftrightarrow z \stackrel{\text{Tafel 1.1.2.9.2}}{=} 1.28 \quad (\text{für } \Phi_0 = 0.3997). \end{aligned} \quad (21)$$

$$\text{Es gilt also } z_{2\alpha} \ll m. \quad (22)$$

Damit gilt für  $\chi_\alpha^2$  bei großem  $m$ :

$$\chi_\alpha^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{2m - 1} + z_{2\alpha})^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{2000 - 1} + z_{2\alpha})^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{2000 - 1} + \dots)^2 \approx \frac{1}{2} \times 2m = m. \quad (23)$$

<sup>6</sup>Besitzen 2 Mengen keine gemeinsamen Elemente werden sie als disjunkt (elementfremd) bezeichnet.

D.h. bei großem  $m$  gilt  $\chi_\alpha^2 \approx m$  und damit lautet die formale Entscheidungsregel für die Ablehnung der Hypothese bei großem  $m$ :  $\chi^2 \geq m$ .

Der Fall zusätzlicher Parameter unterscheidet sich im grundsätzlichen Vorgehen nicht von dem oben beschriebenen. Das vorgegebene (hypothetische) Verteilungsgesetz  $F_0(x)$  hängt zusätzlich von  $r$  Parametern  $s_1, \dots, s_r$  ab, d.h.  $F_0(x)$  stammt aus einer Menge von Verteilungsfunktionen  $F_0(x) \in F(x, s_1, \dots, s_r)$ . Die Parameter werden mit der Maximum Likelihood-Methode abgeschätzt. Bei Schätzmethoden wird ein unbekannter Parameter, der mit einer Grundgesamtheit zusammenhängt mit Hilfe einer Stichprobe geschätzt. Sei  $(x_1, \dots, x_n)$  eine Stichprobe der Grundgesamtheit  $X$ , die vom Parameter  $s$  abhängt.  $X$  sei eine diskrete oder stetige Zufallsgröße mit den Wahrscheinlichkeiten  $P(X_i = x_i, s)$ . Die Likelihood-Funktion heißt:

$$L(x_1, \dots, x_n) = \prod_n^1 P(X = x_i; s). \quad (24)$$

Die Likelihood-Funktion gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der die Werte  $x_1, \dots, x_n$  in der Stichprobe der Grundgesamtheit  $X$  enthalten sind. Die als differenzierbar vorausgesetzte Likelihood-Funktion ist Funktion des unbekanntes Parameters  $s$ . Es wird nach einer Schätzung für  $s$  gesucht, bei der die Wahrscheinlichkeit  $L(x_1, \dots, x_n)$  am größten wird. Die Likelihood-Gleichung für den Schätzwert  $\hat{s}$  des unbekanntes Parameters  $s$  ist:

$$\frac{d}{ds} L(x_1, \dots, x_n; s) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{d}{ds} \ln L(x_1, \dots, x_n) = 0. \quad (25)$$

Der Schätzwert  $\hat{s}$  ist die Stelle eines Maximums der Likelihood-Funktion.

Werden die Parameter nach dieser Methode abgeschätzt, hat man nur noch  $m = k - r - 1$  Freiheitsgrade und das weitere Vorgehen ist wie oben.

### 4.3.2 Ergebnisse - Diskussion der Röntgenspektren

Verglichen werden, soweit in den Untersuchungen von Reynolds 1997 [183], George et al. 1998 [68], Leighly 1999 [113], Hayashi et al. 1996 [82] und Malaguti et al. 1999 [119] angegeben, der Wert der galaktischen Säulendichte  $N_G$ , der Photonindex  $\Gamma$ , die Säulendichte des neutralen Absorbers in der Quelle  $N_{nA,zO_{bj}}$ , die Säulendichte des warmen Absorbers in der Quelle  $N_{wA,zO_{bj}}$ , der Ionisationsparameter  $U$  und die optische Tiefe  $\tau_{O7}$  und  $\tau_{O8}$  der O VII- bzw. O VIII-Kante der Quellen der Stichprobe.

Zu beachten ist die unterschiedliche Definition des Ionisationsparameters in den Untersuchungen von Reynolds 1997, Leighly 1999 und Hayashi et al. 1996 einerseits und George et al. 1998 andererseits. George et al. definieren einen Ionisationsparameter  $U_X$  wie folgt:

$$U_X := \int_{0.1keV}^{10keV} \frac{Q(E)}{4\pi r^2 n_H c} dE, \quad (26)$$

Dabei ist  $Q(E)$  die Photonemissionsrate bei der Energie  $E$ ,  $r$  ist die Entfernung von der zentralen Quelle zu dem Gas,  $n_H$  ist die zu  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  konstant angenommene Wasserstoffdichte<sup>7</sup> und  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit.

<sup>7</sup>Die von George et al. diskutierten Modelle sind unter Gleichgewichts-Bedingungen sehr unempfindlich gegenüber dem genauen Wert der Wasserstoffdichte  $n_H$  (Netzer 1996 [150]). Für dieselbe Kontinuumsform ergeben Dichten im Bereich  $10^4 \leq n_H \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  sehr ähnliche Gleichgewichtslösungen für die Emissions- und Absorptionsmodelle.

Reynolds 1997 und Leighly 1999 verwenden dagegen den Ionisationsparameter  $\xi$ , der definiert ist als:

$$\xi := \frac{L}{n_H r^2}, \quad (27)$$

$n_H$  und  $r$  sind wie bei George et al. definiert (als Dichte und Entfernung der Zentralquelle zu dem angestrahlten Gas), die Leuchtkraft  $L$  wird aber von 13 eV bis 13.6 keV integriert. Die Verwendung von  $U_X$  gegenüber  $\xi$  hat Vorteile (Netzer 1996 [150]): die Ionisationsstufe der dominanten Spezies ist direkt proportional zu  $U_X$ . Ein weiterer Vorteil ist, daß  $U_X$  unabhängig von der angenommenen Form des Kontinuums im Bereich von 13.6 eV - 100 eV ist, die aufgrund von Absorption in unserer Galaxie unbeobachtbar ist. Die Konversion zwischen  $U_X$  und  $\xi$  ist abhängig vom Photonindex  $\Gamma$  und wurde mit der in George et al. 1998 enthaltenen Fig. 1b abgebildeten Umrechnungskurve durchgeführt. Für die in Reynolds 1997 untersuchten Quellen sind die  $U_X$ -Werte in George et al. 1998 angegeben. Die in den folgenden Tabellen aufgelisteten Ionisationsparameter sind  $U_X$ -Werte wie in George et al. 1998 definiert. Die in den einzelnen Untersuchungen angegebenen Parametrisierungen wurden zusammengefaßt und eine Fehlerrechnung angewandt.

Bei der Zusammenstellung der Eigenschaften der Objekte wurden die Modelle durch "Autor (Sequenz), Modell" gekennzeichnet. Manche Objekte wurden mehr als einmal beobachtet (wie bei den Beschreibungen der einzelnen Modelle in Anhang B, S. 223 notiert.). Bei diesen Objekten wurden an die Spektren der einzelnen Sequenzen, d.h. Beobachtungen Modelle gefittet (George et al. 1998 und Leighly 1999). Das zusammen mit der jeweiligen ASCA-Sequenznummer angegebene Datum gibt den Tag des Belichtungsbeginns an.

#### **Es wurden folgende Abkürzungen verwendet:**

##### **Reynolds-Modelle:**

R, B: steht für Reynolds, Modell B

R, C: steht für Reynolds, Modell C

Die Modelle sind beschrieben im Anhang in Abschnitt B.1, ab S. 223.

##### **George-Modelle:**

G (n), X: steht für George, n ist die Sequenznummer, X das verwendete Modell, mit folgenden Abkürzungen:

A i, ii; B i, ii; C i, C ii wie ab S. 226 beschrieben. Die dazu alternative Modelle, beschrieben ab S. 228, werden folgendermaßen abgekürzt:

R steht für das Reflexionskomponentenmodell (s. S. 228), 2 P steht für 2-Potenzgesetzmodell (s. S. 227), und schließlich 2 A, das für das 2. Absorber-Modell steht (s. S. 229).

##### **Leighly-Modelle:**

L (n): steht für Leighly, n ist die Sequenznummer.

Die Modelle sind beschrieben in Abschnitt B.3, S. 229. Das Vielparameter-2-Kanten-Modell wird mit "edge" (s. S. 230), das Vielparameter-Absorptions-Modell wird mit "absori" gekennzeichnet (s. S. 231).

Eine Besprechung der einzelnen Quellen folgt in diesem Abschnitt. Eine Übersicht über die Eigenschaften des warmen Absorbers und die Röntgenleuchtkräfte der Objekte sind ab S. 44 zu finden.

**NGC 4051** Reynolds und George untersuchten die Sequenz (1) vom 25. April 1993 mit einer Belichtungszeit von 26 ks, Leighly untersuchte zusätzlich die Sequenz (2) vom 7. Juni 1994 mit einer deutlich höheren Belichtungszeit von 70 ks. Deren Parametrisierungen sind in der Tabelle zusammengestellt:

NGC 4051							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO bj.}$	$N_{wA,zO bj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B (1)	1.31	$2.04^{+0.03}_{-0.02}$	< 0.6	-	-	$0.19 \pm 0.06$	$0.23^{+0.04}_{-0.05}$
R, C (1)	1.31	$1.89^{+0.04}_{-0.02}$	-	$11^{+7}_{-4}$	$0.02^{+0.02}_{-0.008}$	-	-
G, R (1)	$1.3^{+5.1}_{-0.00}$	$2.37^{+0.23}_{-0.09}$	-	$103.8^{+51.1}_{-29.1}$	$0.372^{+0.128}_{-0.094}$	-	-
G, 2 P (1)	$7.4^{+15.3}_{-6.1}$	$3.41^{+1.59}_{-1.13}/$ $1.85^{+0.27}_{-1.85}$	-	$93.0^{+48.8}_{-73.3}$	$0.312^{+0.174}_{-0.276}$	-	-
L (1)	1.31	$2.05^{+0.04}_{-0.03}$	-	$11^{+11}_{-5}$	$0.0044^{+0.0373}_{-0.0021}$	$0.09 \pm 0.09$	$0.12^{+0.06}_{-0.05}$
L (2)	1.31	$2.00 \pm 0.02$	-	$21 \pm 4$	$0.0040^{+0.0014}_{-0.0009}$	$0.20 \pm 0.20$	$0.13 \pm 0.03$

Aus diesen Werten ergeben sich die Parametrisierungen des warmen Absorbers der untersuchten beiden Beobachtungssequenzen zu:

Sequenz (1), 25. April 1993, 26 ks:

$$\Gamma = 2.09^{+0.06}_{-0.03} \text{ (ohne den Wert des 2 Potenzgesetz-Modell von George et al. 1998)}$$

$$N_{wA,zO bj.} = (54.7^{+18.0}_{-19.8}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.177^{+0.055}_{-0.007}$$

$$\tau_{O7} = 0.14 \pm 0.03$$

$$\tau_{O8} = 0.18 \pm 0.04$$

Sequenz (2), 7. Juni 1994, 70 ks:

$$\Gamma = 2.00 \pm 0.02$$

$$N_{wA,zO bj.} = (21 \pm 4) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.0040^{+0.0014}_{-0.0009}$$

$$\tau_{O7} = 0.20 \pm 0.20$$

$$\tau_{O8} = 0.13 \pm 0.03$$

Mit dem Einstein-Satelliten wurde dieses Objekt im Röntgenbereich zum ersten Mal detektiert (Marshall et al. 1983 [123]). NGC 4051 ist als variable Quelle im Röntgenbereich bekannt (z.B. Matsuoka et al. 1990 [125], Papadakis und Lawrence, 1995 [162], McHardy et al. 1995 [129], Uttley et al. 1999 [219], Green, McHardy, Done et al. 1999 [76]). Guainazzi et al. 1996 [78] detektierten Variabilität der O VII-Kante auf einer Zeitskala von  $\approx 10^4$  s, jedoch keine signifikante Variabilität der O VIII-Kante.

Diese Ergebnisse wurden durch ROSAT-Beobachtungen bestätigt: erste Hinweise auf ionisiertes Gas in NGC 4051 ergaben sich durch eine ROSAT PSPC-Beobachtung (Pounds et al. 1994 [173]). Komossa und Fink 1997 I [104] analysierten eine pointierte ROSAT PSPC-Beobachtung von NGC 4051. Sie modellieren das Spektrum durch ein Potenzgesetz mit dem Photoinindex  $\Gamma = 2.3^8$  modifiziert durch Absorptionskanten und einen Exzeß im weichen Röntgenbereich. Die Wasserstoffsäulendichte des warmen Absorbers beträgt  $\log N_W = 22.7$  und der Ionisationsparameter hat den Wert  $\log U = 0.4$ .

NGC 4051 wurde zum ersten Mal mit ASCA während der PV-Phase (Performance Verification-Phase) beobachtet (Sequenz vom 25. April 1993, Mihara et al. 1994 [132]). Mihara et al. de-

<sup>8</sup>Dieser Wert liegt unterhalb denen von Walter und Fink 1993 [229] und von Rush et al. 1996 [186] gefundenen Werten, die  $2.88 \pm 0.18$  bzw.  $2.58 \pm 0.07$  betragen (s.a. S. 24).

tektierten starke Absorptionskanten und einen starken weichen Exzeß. Die detektierten Absorptionskanten liegen bei den Energien  $0.74 \pm 0.02$  keV,  $0.92 \pm 0.02$  keV und 1.4 keV und werden auf K-Absorptionskanten von O VII bei 0.739 keV, O VIII bei 0.871 keV und Ne X bei 1.362 keV Ruheenergie zurückgeführt. Die Werte der optischen Tiefen von  $0.29 \pm 0.08$  bzw.  $0.39 \pm 0.11$  bzw.  $< 0.08$  sind konsistent mit den Untersuchungen von Reynolds 1997, George et al. 1998 und Leighly 1999. Mit CLOUDY haben Mihara et al. 1994 ein warmes Absorber-Modell an das Spektrum angepaßt. Die Säulendichte und der Ionisationsparameter  $\xi = L/nr^2$  wurden als freie Parameter gewählt, der Photonindex  $\Gamma$  wurde als fester Wert zu 1.88 bestimmt. Die Ergebnisse für die Säulendichte des warmen Absorbers sind  $N_H = 23.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  und  $\log \xi = 2.7$ , und damit ebenfalls in Übereinstimmung mit den Parametrisierungen von Reynolds 1997, George et al. 1998 und Leighly 1999.

**NGC 3783** Reynolds untersuchte die Sequenz vom 19. Dezember 1993 mit einer Belichtungszeit von 17 ks (1), George zusätzlich die Sequenz vom 23. Dezember 1993 mit 15 ks (2).

NGC 3783							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R B, (1)	3.7	$1.43^{+0.02}_{-0.03}$	$4.6 \pm 0.9$	-	-	$1.2 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$
R C, (1)	3.7	$1.66 \pm 0.01$	$4.7^{+1.9}_{-1.6}$	$204 \pm 5$	$0.08^{+0.005}_{-0.004}$	-	-
G (1), C(i)	$16.2^{+3.8}_{-3.5}$ *	$1.83^{+0.08}_{-0.05}$	-	$237.7^{+40.9}_{-24.1}$	$0.149^{+0.027}_{-0.018}$	-	-
G (1), 2 A	$10.9^{+3.8}_{-2.2}$	$1.75^{+0.07}_{-0.06}$	-	$164.3^{+41.8}_{-31.9}$	$0.119^{+0.028}_{-0.027}$	-	-
G (2), C(i)	$11.6^{+3.7}_{-2.9}$	$1.80^{+0.07}_{-0.07}$	-	$232.5^{+29.4}_{-35.0}$	$0.162^{+0.019}_{-0.027}$	-	-
G (2), 2 A	$8.7^{+1.4}_{-0.00}$	$1.71^{+0.07}_{-0.06}$	-	$147.4^{+35.2}_{-30.6}$	$0.129^{+0.019}_{-0.021}$	-	-

\*: Bei George et al. 1998 wird das neutrale galaktische Material mit der Säulendichte  $N_{H,0}$  eingeschränkt durch die Bedingung  $N_{H,0} \geq N_{H,0}^{gal}$ , mit  $N_{H,0}^{gal}$  der galaktischen Wasserstoffsäulendichte in Richtung der Sichtlinie des Beobachters. Reynolds und Leighly parametrisieren das galaktische neutrale Material durch den Wert der Wasserstoffsäulendichte, der aus 21 cm-Messungen bestimmt wurde.

Der warme Absorber wird durch folgende Werte quantifiziert:

Sequenz vom 19. Dezember 1993, 17 ks:

$$\Gamma = 1.67^{+0.027}_{-0.021}$$

$$N_{nA,zObj.} = (4.7^{+1.1}_{-0.9}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zObj.} = (202^{+19.6}_{-13.4}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.116^{+0.0131}_{-0.0109}$$

$$\tau_{O7} = 1.2 \pm 0.1$$

$$\tau_{O8} = 1.4 \pm 0.1$$

Sequenz vom 23. Dezember 1993, 15 ks:

$$\Gamma = 1.76 \pm 0.05$$

$$N_{wA,zObj.} = (190^{+22.9}_{-23.3}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.146^{+0.013}_{-0.017}$$

Im Röntgenbereich wurde dieses Objekt zum ersten Mal mit dem Ariel V-Satelliten detektiert (Cooke et al. 1976 [35]). Erste Hinweise auf einen warmen Absorber in dieser Quelle ergaben sich durch ROSAT-Beobachtungen durch Turner et al. 1993 [215]. Im PSPC-Spektrum detektier-

ten sie Absorptionskanten, die vermutlich auf O VII und O VIII zurückzuführen sind. ASCA-Beobachtungen vom 19. und 23. Dezember 1993 bestätigten die ROSAT-Beobachtungen: George, Turner und Netzer 1995 [67] detektierten starke Absorptionsmerkmale, die die Autoren als O VII- und O VIII-Kanten interpretierten.

**3C 120** wurde mit SAS-3 zum ersten Mal im Röntgenbereich detektiert (Schnopper et al. 1977 [191]). Eine ASCA-Beobachtung mit einer Belichtungszeit von 46 ks vom 17.2.1994 wurde von Reynolds 1997 und George et al. 1998 untersucht. Der von beiden Autoren bestimmte Photonindex von  $\Gamma \approx 2$  (siehe Tabelle) stimmt mit dem von Boller et al. 1992 [16] anhand eines ROSAT PSPC-Spektrums bestimmten Wertes von  $\Gamma = 1.5_{-1.8}^{+1.2}$  überein. Der von Boller et al. 1992 [16] abgeleitete  $\Gamma$ -Wert wurde mit einem schlecht bestimmten ROSAT PSPC-Spektrum bestimmt.

3C 120							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	12.32	$2.08_{-0.03}^{+0.05}$	$8.2_{-0.6}^{+1.0}$	-	-	< 0.01	< 0.05
G, A (ii)	$17.9_{-0.9}^{+0.8}$	$2.04_{-0.03}^{+0.02}$	$5389.6_{-1628.2}^{+2789.2}$	-	-	-	-

Sequenz 17.02.94, 46 ks:

$$\Gamma = 2.06_{0.02}^{+0.03}$$

$$N_{nA,zObj.} = (2699_{-814}^{+1395}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$\tau_{O7} < 0.01$$

$$\tau_{O8} < 0.05$$

**NGC 3227** wurde mit Ariel V zum ersten Mal im Röntgenbereich detektiert (Elvis et al. 1978 [45]). Ptak et al. 1994II [175] fanden Hinweise auf einen warmen Absorber durch eine während der ASCA PV-Phase aufgenommene Beobachtungssequenz (8.5.93) mit einer Belichtungszeit von 33 ks. Sie fanden spektrale Variabilität innerhalb dieser Sequenz auf einer Zeitskala von  $\approx 10^4$  s. Diese Sequenz wurde auch von Reynolds 1997 und George et al. 1998, deren Parametrisierungen in der Tabelle zusammengestellt sind, untersucht.

NGC 3227							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	2.2	$1.57 \pm 0.02$	$9.5 \pm 1.3$	-	-	$0.53_{-0.10}^{+0.11}$	$0.18_{-0.07}^{+0.08}$
R, C	"	$1.49 \pm 0.02$	< 3	$36_{-8}^{+5}$	$0.02_{-0.005}^{+0.009}$	-	-
G, B (i)	$4.4_{-2.2}^{+8.4}$	$1.63_{-0.03}^{+0.03}$	-	$40.0_{-10.0}^{+7.2}$	$0.014_{-0.0005}^{+0.037}$	-	-

Sequenz vom 8.5.93, 33 ks:

$$\Gamma = 1.56_{-0.014}^{+0.014}$$

$$N_{nA,zObj.} = (9.5 \pm 1.3) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zObj.} = (38_{-6.4}^{+4.4}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.017_{-0.004}^{+0.019}$$

$$\tau_{O7} = 0.53_{-0.10}^{+0.11}$$

$$\tau_{O8} = 0.18_{-0.07}^{+0.08}$$

Komossa 1997 [103] hat Daten von NGC 3227 aus dem ROSAT Survey und pointierte ROSAT-Beobachtungen untersucht. Ein warmes Absorber-Modell, basierend auf dem Photoionisationscode CLOUDY (Ferland 1989 [56]) ergab eine gute Anpassung an das ROSAT-Spektrum: der Ioni-

sationsparameter  $U^9$  hat einen Wert von  $\log U = 1.03 \pm 0.10$ , die Wasserstoffsäulendichte des ionisierten Gases hat den Wert  $\log N_W = 21.49 \pm 0.13 \text{ cm}^{-2}$ .

**NGC 3516** Reynolds 1997 und George et al. 1998 untersuchten die ASCA-Sequenz vom 2.4.1994:

NGC 3516							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	3.4	$1.72^{+0.02}_{-0.01}$	$0.2^{+0.6}_{-0.2}$	-	-	$0.80 \pm 0.05$	$0.40^{+0.05}_{-0.04}$
R, C	"	$1.86^{+0.05}_{-0.02}$	$< 1.7$	$100^{+7}_{-5}$	$0.06 \pm 0.002$	-	-
G, B (i)	$4.8^{+1.2}_{-1.2}$	$1.92^{+0.03}_{-0.02}$	-	$87.1^{+6.8}_{-6.5}$	$0.106^{+0.013}_{-0.011}$	-	-

Sequenz vom 2.4.94, 34 ks:

$$\Gamma = 1.83^{+0.02}_{-0.01}$$

$$N_{nA,zObj.} = (0.2^{+0.6}_{-0.2}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zObj.} = (94^{+5}_{-4}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.083^{+0.012}_{-0.011}$$

$$\tau_{O7} = 0.8 \pm 0.05$$

$$\tau_{O8} = 0.40^{+0.03}_{-0.04}$$

NGC 3516 wurde mit dem Satelliten Einstein im Röntgenbereich zum ersten Mal detektiert (Maccacaro, Garilli und Mereghetti 1978 [117]). Erste Hinweise auf einen warmen Absorber gab es durch Ginga-Beobachtungen: Kolman et al. 1993 [102] fanden eine Wasserstoffsäulendichte des ionisierten Materials von  $N_{H,z} \approx 2 - 3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ . Kriss et al. 1996 [109] untersuchten die ASCA-Beobachtungssequenz vom März 1995. Eine Anpassung an das Spektrum mit einem 2 Zonen-Absorber-Modell ergab einen Ionisationsparameter von  $U = 1.66$  und eine Wasserstoffsäulendichte von  $1.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  für den höher ionisierten Absorber und  $U = 0.32$  und eine Wasserstoffsäulendichte von  $6.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  für den niedriger ionisierten Absorber.

**Mrk 766** Diese Narrow Line Seyfert 1-Galaxie wurde mit Einstein zum ersten Mal im Röntgenbereich detektiert (Kriss, Canizares und Ricker 1980 [108]). Die während pointierter ROSAT-Beobachtungen beobachtete spektrale Variabilität dieses Objektes (Netzer, Turner und George 1994 [149]) kann nicht auf eine Änderung des Ionisationszustandes des warmen Absorbers erklärt werden. Molendi und Maccacaro 1994 [135] interpretieren diese Variabilität als eine Änderung der Akkretionsrate. Leighly et al. 1996 [112] untersuchen die Sequenz vom Dezember 1993, wie George et al. 1998 und Leighly 1999. Die in Leighly et al. 1996 gefundenen Parameter sind konsistent mit deren Untersuchungen.

Mrk 766							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
G, C (i)	$2.0^{+2.7}_{-0.2}$	$2.07^{+0.06}_{-0.04}$	-	$53.6^{+15.6}_{-12.0}$	$0.136^{+0.050}_{-0.044}$	-	-
L, edge	1.77	$2.79 \pm 0.11$	-	-	-	$0.40 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.05$
L, absori	"	(ROSAT) $1.98 \pm 0.03$	-	$30^{+8}_{-6}$	$0.0228^{+0.0184}_{-0.0093}$	-	-

<sup>9</sup> $U$  ist definiert als  $U := Q/(4 \pi r^2 c n_H)$ ,  $Q$  ist die Emissionsrate der Photonen oberhalb der Lyman-Grenze,  $r$  ist die Entfernung zwischen dem Zentralgebiet und dem warmen Absorber,  $n_H$  ist die Wasserstoffdichte mit einem Wert von  $10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$

18.12.93, 33 ks:

$$\Gamma = 2.03 \pm 0.03$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (42_{-7}^{+9}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.0228_{-0.0093}^{+0.0184}$$

$$\tau_{O7} = 0.40 \pm 0.08$$

$$\tau_{O8} = 0.08 \pm 0.05$$

**MCG-06-30-15** ist der wohl am besten untersuchte AGN im Röntgenbereich. Die erste Detektion im Röntgenbereich erfolgte mit SAS-3 (Pineda et al. 1978 [169], Pineda et al. 1980 [170]). Den ersten Hinweis auf ionisiertes Gas in dieser Quelle gaben Ginga-Beobachtungen: Nandra, Pounds und Stewart 1990 [143] leiteten eine Wasserstoffsäulendichte des ionisierten Absorbers von  $N_{H,z} \approx 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  ab.

Reynolds untersuchte die Sequenz vom 23.7.94 (3) mit einer Belichtungszeit von 152 ks, George analysierte die Sequenzen vom 9.7.93 (1) mit 30 ks und vom 31.7.93 (2) mit 30 ks.

MCG-06-30-15							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO_{bj.}}$	$N_{wA,zO_{bj.}}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R (B), (3)	4.06	$1.92_{-0.01}^{+0.02}$	$1.7_{-0.3}^{+0.4}$	-	-	$0.64 \pm 0.02$	$0.19_{-0.03}^{+0.02}$
R (C), (3)	"	$1.97 \pm 0.01$	$0.5_{-0.4}^{+0.5}$	$57_{-2}^{+3}$	$0.050 \pm 0.002$	-	-
G (1), B (i)	$4.1_{-0.90}^{+0.9}$	$2.14_{-0.02}^{+0.03}$	-	$58.5_{-5.9}^{+5.8}$	$0.111_{-0.017}^{+0.019}$	-	-
G (1), 2 A	$4.1_{-0.0}^{+0.8}$	$2.13_{-0.04}^{+0.03}$	-	$44.3_{-0.2}^{+10.0}$	$0.086_{-0.023}^{+0.024}$	-	-
G (2), C (i)	$4.1_{-0.00}^{+3.4}$	$2.00_{-0.04}^{+0.06}$	-	$88.9_{-9.2}^{+16.8}$	$0.144_{-0.023}^{+0.040}$	-	-
G (2), 2 A	$4.1_{-0.0}^{+0.7}$	$2.02_{-0.05}^{+0.04}$	-	$79.0_{-13.2}^{+14.6}$	$0.141_{-0.026}^{+0.026}$	-	-

9.7.93, 30 ks (1):

$$\Gamma = 2.14 \pm 0.02$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (51.4_{-2.95}^{+5.78}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.0985_{-0.0143}^{+0.0153}$$

31.7.93 30 ks (2):

$$\Gamma = 2.01_{-0.0320}^{+0.0361}$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (83.95_{-8.045}^{+11.13}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.143_{-0.0174}^{+0.0239}$$

23.7.94, 152 ks (3):

$$\Gamma = 1.95_{-0.007}^{+0.01}$$

$$N_{nA,zO_{bj.}} = (1.1_{-0.3}^{+0.2}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (57_{-2}^{+3}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.050 \pm 0.002$$

$$\tau_{O7} = 0.64 \pm 0.02$$

$$\tau_{O8} = 0.19_{-0.03}^{+0.02}$$

Zwischen den hier vorgestellten Juli-Beobachtungen aus dem Jahr 1993 (9.7. und 30.7. 1993) gibt es eine signifikante Änderung in der Wasserstoffsäulendichte des ionisierten Gases  $N_{wA,zO_{bj.}}$  und des Ionisationsparameters U: die Wasserstoffsäulendichte steigt von  $\approx 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  auf  $\approx 8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , der Ionisationsparameter steigt von  $U \approx 0.10$  auf  $U \approx 0.14$ . Weitere Hinweise

auf einen variablen Absorber in diesem Objekt haben Otani et al. 1996 [161] aus einer 4-tägigen Beobachtung vom 23.7. - 27.7. 1994 abgeleitet. Sie beobachteten einen Anstieg der Wasserstoffsäulendichte der O VIII-Kante auf einer Zeitskala von  $10^4$  s. Gleichzeitig wurde ein Abfall im Kontinuumsfluß beobachtet. Die O VII-Kante zeigte keine Änderung innerhalb der Beobachtungszeit. Beobachtungen während der Performance Verification-Phase von ASCA bestätigen die Beobachtung eines variablen warmen Absorbers in MCG-06-30-15 (Fabian et al. 1994 [52] und Reynolds et al. 1995 [182]). Zwischen den Beobachtungen vom 8. - 9.7. 1993 und vom 31.7. - 1.8. 1993 variiert die optische Tiefe der O VIII-Kante signifikant von  $\tau_{OVIII} = 0.19 \pm 0.05$  auf  $\tau_{OVIII} = 0.44 \pm 0.07$ , die optische Tiefe der O VII-Kante bleibt innerhalb der Fehlergrenzen konstant:  $\tau_{OVII} = 0.53 \pm 0.07$  (8.7. - 9.7. 1993) und  $\tau_{OVIII} = 0.63 \pm 0.08$  (31.7. - 1.8. 1993).

**NGC 4593** wurde im Röntgenbereich zum ersten Mal mit Uhuru detektiert (Forman et al. 1978 [60]). Mit ASCA-Beobachtungen wurden Sauerstoff-Absorptionskanten detektiert (Reynolds 1997 [183], George et al. 1998 [68], siehe Tabelle).

NGC 4593							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$10^{20} \text{ cm}^{-2}$		$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$N_{nA,zO_{bj}}$	$N_{wA,zO_{bj}}$			
R, B	1.97	$1.97 \pm 0.03$	$2.0^{+0.5}_{-0.6}$	-	-	$0.26 \pm 0.04$	$0.09^{+0.04}_{-0.03}$
R, C	"	$1.93^{+0.05}_{-0.03}$	$1.0^{+1.0}_{-0.8}$	$26^{+10}_{-5}$	$0.05^{+0.015}_{-0.011}$	-	-
G, B (i)	$5.1^{+1.6}_{-3.1}$	$2.02^{+0.04}_{-0.04}$	-	$19.5^{+9.9}_{-6.6}$	$0.089^{+0.061}_{-0.079}$	-	-

9.1.94, 22 ks:

$$\Gamma = 1.97 \pm 0.02$$

$$N_{nA,zO_{bj}} = (1.5^{+0.6}_{-0.5}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO_{bj}} = (22.8^{+7}_{-4}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.07^{+0.03}_{-0.04}$$

$$\tau_{O7} = 0.26 \pm 0.04$$

$$\tau_{O8} = 0.09^{+0.04}_{-0.03}$$

Mit BeppoSax fanden Guainazzi et al. 1999 [79] eine OVII-Absorptionskante mit einer optischen Tiefe von  $0.32^{+0.17}_{-0.16}$ . Sie konnten für die übrigen drei von ihnen gefundenen Kanten nur obere Grenzen ableiten:  $\tau_{OVIII} < 0.22$ ,  $\tau_{NeIX} < 0.05$ ,  $\tau_{NeX} < 0.03$ .

**IC 4329 A** wurde mit Ariel V zum ersten Mal im Röntgenbereich detektiert (Elvis et al. 1978 [45]). Erste Hinweise auf ionisiertes Gas in dieser Quelle gab es mit einer Ginga-Beobachtung (Nandra und Pounds 1994 [147]). Es wurde eine Wasserstoffsäulendichte des ionisierten Gases von  $\approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  abgeleitet. ROSAT PSPC-Beobachtungen (Madejski et al. 1995 [118]) sind konsistent mit den Resultaten von Reynolds 1997, dessen Resultate in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet sind. Die ersten ASCA-Beobachtungen von IC 4329 A während der ASCA PV-Phase (Cappi et al. 1996 [27]) ergeben ähnliche Resultate. George et al. 1998 haben kein Modell gefunden haben, daß deren Akzeptanzkriterien vollständig erfüllt (siehe auch Diskussion auf S. 227).

IC 4329 A							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$10^{20} \text{ cm}^{-2}$		$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$N_{nA,zO_{bj}}$	$N_{wA,zO_{bj}}$			
R, B	4.55	$1.85 \pm 0.02$	$30.8^{+0.09}_{-0.10}$	-	-	$0.59 \pm 0.07$	$0.12 \pm 0.05$
R, C	"	$1.76 \pm 0.02$	$26 \pm 1$	$25^{+5}_{-2}$	$0.02^{+0.002}_{-0.007}$	-	-

15.8.93, 27 ks:

$$\Gamma = 1.81 \pm 0.01$$

$$N_{nA,zO_{bj.}} = (28.4 \pm 0.5) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (25_{-2}^{+5}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.02_{-0.007}^{+0.002}$$

$$\tau_{O7} = 0.59 \pm 0.07$$

$$\tau_{O8} = 0.12 \pm 0.05$$

**NGC 5548** wurde zum ersten Mal mit OSO 7 im Röntgenbereich detektiert (Hayes et al. 1980 [83]). Durch Ginga- und ROSAT-Beobachtungen (Nandra et al. 1991 [144] (Ginga) bzw. Nandra et al. 1993 [146] (ROSAT PSPC)) gab es erste Hinweise auf einen ionisierten Absorber in dieser Quelle. Die Parametrisierungen des warmen Absorbers der Reynolds 1997 und George et al. 1998 sind in der Tabelle aufgelistet:

NGC 5548							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO_{bj.}}$	$N_{wA,zO_{bj.}}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	1.7	$1.88 \pm 0.01$	$< 0.22$	-	-	$0.25_{-0.04}^{+0.04}$	$0.16 \pm 0.03$
R, C	"	$1.89_{-0.01}^{+0.02}$	$< 0.1$	$51_{-5}^{+4}$	$0.08 \pm 0.005$	-	-
G, C (ii)	$10.5_{-1.8}^{+2.5}$	$1.95_{-0.04}^{+0.04}$	-	$6309.6_{-706.9}^{+0.00}$	$2.000_{-0.419}^{+0.156}$	-	-

27.7.93, 20 ks:

$$\Gamma = 1.91_{-0.01}^{+0.02}$$

$$N_{nA,zO_{bj.}} < 0.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (180_{-36}^{+2}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 1.040_{-0.210}^{+0.078}$$

$$\tau_{O7} = 0.25_{-0.04}^{+0.04}$$

$$\tau_{O8} = 0.16 \pm 0.03$$

**Mrk 509** Mit Ariel V wurde diese Quelle zum ersten Mal im Röntgenbereich detektiert (Cooke et al. 1978 [36]). In der Tabelle sind die Parametrisierungen der Reynolds 1997 und der George et al. 1998-Modelle aufgelistet:

Mrk 509							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO_{bj.}}$	$N_{wA,zO_{bj.}}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	4.2	$1.98 \pm 0.02$	$2.1 \pm 0.6$	-	-	$0.11_{-0.04}^{+0.03}$	$0.04_{-0.03}^{+0.04}$
R, C	"	$1.90_{-0.03}^{+0.06}$	$1.4_{-0.7}^{+1.3}$	$26_{-10}^{+14}$	$0.1_{-0.03}^{+0.02}$	-	-
G, B (i)	$4.2_{-0.00}^{+1.7}$	$1.97_{-0.03}^{+0.03}$	-	$8.2_{-3.5}^{+2.4}$	$0.010_{-0.035}^{+0.039}$	-	-

29.4.94, 40 ks:

$$\Gamma = 1.95 \pm 0.02$$

$$N_{nA,zO_{bj.}} = (1.8_{-0.5}^{+0.7}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO_{bj.}} = (17.1_{-5.3}^{+7.1}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.055_{-0.023}^{+0.022}$$

$$\tau_{O7} = 0.11^{+0.03}_{-0.04}$$

$$\tau_{O8} = 0.04^{+0.04}_{-0.03}$$

**Mrk 1040** ist im EXOSAT-Survey von Turner und Pounds 1989 [213] enthalten. Sie leiteten einen Photonindex von  $\Gamma = 1.72 \pm 0.21$  und eine Wasserstoffsäulendichte von neutralem Material von  $3.5^{+2.7}_{-1.9} \times 10^{-21} \text{ cm}^{-2}$  ab.

Die Parametrisierungen von Reynolds 1997 sind in der Tabelle zusammengestellt:

Mrk 1040							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	7.07	$1.69^{+0.09}_{-0.07}$	-	$2.2^{+0.8}_{-0.7}$	-	$0.41^{+0.50}_{-0.41}$	$0.24^{+0.50}_{-0.24}$

19.8.94, 14 ks:

$$\bar{\Gamma} = 1.69^{+0.09}_{-0.07}$$

$$N_{wA,zObj.} = (2.2^{+0.8}_{-0.7}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$\tau_{O7} = 0.41^{+0.50}_{-0.41}$$

$$\tau_{O8} = 0.24^{+0.50}_{-0.24}$$

**NGC 4151** wurde im Röntgenbereich zum ersten Mal mit Uhuru detektiert (Giacconi et al. 1974 [69]). Mit EXOSAT beobachtete spektrale Variationen (Yaqoob, Warwick, Pounds 1989 [239]) interpretierten Yaqoob, Warwick und Pounds als Änderung der Wasserstoffsäulendichte eines komplexen warmen Absorbers. Mit ASCA-Beobachtungen (Weaver et al. 1994 [231], George et al. 1998 [68]) konnten Wasserstoffsäulendichten der OVII- und OVIII-Kanten abgeleitet werden:

NGC 4151							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
G (2), B (ii)	$2.1^{+3.5}_{-0.00}$	$1.49^{+0.08}_{-0.09}$	-	$437.4^{+2.67}_{-3.01}$	$0.062^{+0.005}_{-0.009}$	-	-
G (4), C (ii)	$4.3^{+6.8}_{-2.2}$	$1.49^{+0.11}_{-0.11}$	-	$668.8^{+5.21}_{-5.72}$	$0.080^{+0.016}_{-0.015}$	-	-
G (5), B (ii)	$2.1^{+4.8}_{-0.00}$	$1.52^{+0.05}_{-0.05}$	-	$635.0^{+4.05}_{-3.20}$	$0.067^{+0.013}_{-0.015}$	-	-

5.11.93, 12 ks (2):

$$\bar{\Gamma} = 1.49^{+0.08}_{-0.09}$$

$$N_{wA,zObj.} = (437.4^{+2.67}_{-3.01}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.062^{+0.005}_{-0.009}$$

5.12.93, 12 ks (4):

$$\bar{\Gamma} = 1.49^{+0.11}_{-0.11}$$

$$N_{wA,zObj.} = (668.8^{+5.21}_{-5.72}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.080^{+0.016}_{-0.015}$$

7.12.93, 12 ks (5):

$$\bar{\Gamma} = 1.52^{+0.05}_{-0.05}$$

$$N_{wA,zObj.} = (635.0^{+4.05}_{-3.20}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.067^{+0.013}_{-0.015}$$

**IRAS 13224-3809** ist eine radioleise NLS1-Galaxie. Dieses Objekt ist bekannt für seine schnelle Röntgenvariabilität mit großer Amplitude (Boller et al. 1993 [17]). Leighly leitete obere Grenzen für die optischen Tiefen der Sauerstoff-Absorptionskanten ab:

IRAS 13224-3809							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
L, edge	4.79	$4.50 \pm 0.13$ (ROSAT)	-	-	-	< 0.17	< 0.16
L, absori	"	$2.07^{+0.27}_{-0.30}$	-	$112^{+48}_{-51}$	$0.189^{+0.163}_{-0.055}$	-	-

30.7.94, 83 ks:

$$\Gamma = 2.07^{+0.27}_{-0.30}$$

$$N_{wA,zObj.} = (112^{+48}_{-51}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.189^{+0.163}_{-0.055}$$

$$\tau_{O7} < 0.17$$

$$\tau_{O8} < 0.16$$

**NGC 2992** Die Parametrisierungen von Reynolds 1997 sind in der Tabelle zusammengestellt:

NGC 2992							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R (B)	5.56	$1.25^{+0.09}_{-0.07}$	$8.5^{+4.5}_{-4.0}$	-	-	< 0.19	$0.21^{+0.44}_{-0.21}$

15.6.94, 41 ks:

$$\Gamma = 1.25^{+0.09}_{-0.07}$$

$$N_{nA,zObj.} = (8.5^{+4.5}_{-4.0}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$\tau_{O7} < 0.19$$

$$\tau_{O8} = 0.21^{+0.44}_{-0.21}$$

**Mrk 290** wurde im Röntgenbereich zum ersten Mal mit HEAO 1 detektiert (Wood et al. 1984 [238]. Turner et al. 1996 [216] fanden bei ihrer Anpassung an das ASCA-Spektrum vom 15.6.1994 eine komplexe spektrale Form mit Emission- und Absorptionssignaturen. Für das Kontinuum geben sie einen Photonindex von  $\approx 1.9$  und eine Wasserstoffsäulendichte von  $\approx 8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  an (je nach Modell). Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den Parametrisierungen von Reynolds 1997, die in der Tabelle zusammengestellt sind:

Mrk 290							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zObj.}$	$N_{wA,zObj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	2.32	$1.77^{+0.03}_{-0.02}$	< 0.60	-	-	$0.37 \pm 0.09$	$0.33^{+0.08}_{-0.07}$
R, C	"	$1.80^{+0.10}_{-0.07}$	$1.1^{+2.4}_{-1.1}$	$89^{+3}_{-2}$	$0.092^{+0.013}_{-0.035}$	-	-

15.6 1994, 41 ks:

$$\Gamma = 1.79^{+0.05}_{-0.04}$$

$$N_{nA,zO bj.} = (1.1^{+2.4}_{-1.1}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{wA,zO bj.} = (89^{+3}_{-2}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.092^{+0.013}_{-0.035}$$

$$\tau_{O7} = 0.37 \pm 0.09$$

$$\tau_{O8} = 0.33^{+0.08}_{-0.07}$$

**3C 390.3** ist eine Broad Line-Radiogalaxie bei der im optischen Bereich Doppel-Peak-Balmerlinien beobachtet wurden, die auf eine linienemittierende Akkretionsscheibe hinweisen (Perez et al. 1988 [166]). Die Parametrisierungen von Reynolds 1997 sind in der Tabelle zusammengestellt:

3C 390.3							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO bj.}$	$N_{wA,zO bj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	4.1	$1.74^{+0.07}_{-0.04}$	$5.8^{+1.5}_{-0.9}$	-	-	$0.09^{+0.07}_{-0.08}$	$0.07^{+0.07}_{-0.06}$

16.11.93, 40 ks:

$$\Gamma = 1.74^{+0.07}_{-0.04}$$

$$N_{nA,zO bj.} = (5.8^{+1.5}_{-0.9}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$\tau_{O7} = 0.09^{+0.07}_{-0.08}$$

$$\tau_{O8} = 0.07^{+0.07}_{-0.06}$$

**Ark 564** ist eine der von Leighly 1999 untersuchten radioleisen NLS1-Galaxien.

Ark 564							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO bj.}$	$N_{wA,zO bj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
L, edge	6.40	$3.47 \pm 0.07$ (ROSAT)	-	-	-	$< 0.10$	$< 0.10$
L, absorbi	"	$2.59^{+0.01}_{-0.02}$	-	$100 \pm 40$	$1.388^{+0.518}_{-0.296}$	-	-

23.12.96, 48 ks:

$$\Gamma = 2.59^{+0.01}_{-0.02}$$

$$N_{wA,zO bj.} = (100 \pm 40) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 1.388^{+0.518}_{-0.296}$$

$$\tau_{O7} < 0.10$$

$$\tau_{O8} < 0.10$$

**Mrk 841** wurde im Röntgenbereich zum ersten Mal mit EXOSAT beobachtet.

Mrk 841							
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$N_{nA,zO bj.}$	$N_{wA,zO bj.}$	$U_X$	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$
			$10^{20} \text{ cm}^{-2}$				
R, B	2.23	$1.64^{+0.08}_{-0.06}$	$< 10$	-	-	$0.18^{+0.28}_{-0.18}$	$0.03^{+0.20}_{-0.03}$
G (2), B (ii)	$2.2^{+6.0}_{-0.00}$	$1.78^{+0.18}_{-0.15}$	-	$488.5^{+5821.1}_{-380.4}$	$0.255^{+1.036}_{-0.187}$	-	-
G (1), B (i)	$2.2^{+1.6}_{-0.00}$	$1.92^{+0.07}_{-0.06}$	-	$30.5^{+28.6}_{-17.8}$	$0.163^{+0.164}_{-0.079}$	-	-

22.8.93, 30 ks:

$$\Gamma = 1.92^{+0.07}_{-0.06}$$

$$N_{wA,zO bj.} = (30.5^{+28.6}_{-17.8}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.163^{+0.164}_{-0.079}$$

21.2.94, 21 ks:

$$\Gamma = 1.71^{+0.10}_{-0.08}$$

$$N_{wA,zObj.} = (488.5^{+5821.1}_{-380.4}) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

$$U = 0.255^{+1.036}_{-0.187}$$

$$\tau_{O7} = 0.18^{+0.28}_{-0.18}$$

$$\tau_{O8} = 0.03^{+0.20}_{-0.03}$$

**NGC 2110** wurde im Röntgenbereich zuerst mit dem SAS-3 Satelliten detektiert (Bradt et al. 1978 [19]). Hayashi et al. 1996 [82] und Malaguti et al. 1999 [119] erklären die beobachteten Eisen-Absorptionskanten mit einem 2-Phasen-Absorbermodell, bei dem ein Teil des neutralen absorbierenden Material teilweise den zentralen Kern des Objektes bedeckt und den Hauptteil der Eisen-Merkmale erzeugt ( $N_{Part.}$ ), der andere Teil des absorbierenden Materials bedeckt den Kern und die Broad Line Region vollständig ( $N_{Total}$ ). Dieses Material absorbiert Strahlung im optischen und im weichen Röntgenbereich.

NGC 2110						
Modell	$N_G$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$\Gamma$	$10^{20} \text{ cm}^{-2}$		$C_f^*$	$\tau_{Fe}$
			$N_{Total}$	$N_{Part.}$		
Malaguti	-	$1.82^{+0.14}_{-0.12}$	$410^{+50}_{-30}$	$3240^{+2060}_{-2980}$	$0.25^{+0.16}_{-0.14}$	$0.13 \pm 0.07$
Hayashi	18.6	$1.69 \pm 0.25$	$299^{+41}_{-39}$	$1860^{+1370}_{-1080}$	$0.32^{+0.15}_{-0.19}$	-

\*: Bedeckungsfaktor

$$\Gamma = 1.76 \pm 0.14$$

$$N_{Total} = 355^{+32}_{-25}$$

$$N_{Part.} = 2550^{+1240}_{-1590}$$

$$C_f = 0.29^{+0.11}_{-0.12}$$

$$\tau_{Fe} = 0.13 \pm 0.07$$

## 4.3.3 Übersicht über die Röntgeneigenschaften

Objekt (1)	Datum (2)	Bel.- (3) zeit (ks)	N <sub>G</sub> (4) ( )	Γ (5)	N <sub>nA,zObj.</sub> (6)	N <sub>wA,zObj.</sub> (7)	U (8)	τ <sub>O7</sub> (9)	τ <sub>O8</sub> (10)
					(10 <sup>20</sup> cm <sup>-2</sup> )				
Mrk 1040	19.8.94	14		1.69 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.07</sub>	-	2.2 <sup>+0.8</sup> <sub>-0.7</sub>	-	0.41 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.41</sub>	0.24 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.24</sub>
NGC 3227	8.5.93	33		1.56 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.014</sub>	9.5 ± 1.3	38 <sup>+4.4</sup> <sub>-6.4</sub>	0.017 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.004</sub>	0.53 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.10</sub>	0.18 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.07</sub>
NGC 3516	2.4.94	34		1.83 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.01</sub>	0.2 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.2</sub>	94 <sup>+5</sup> <sub>-4</sub>	0.083 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.011</sub>	0.8 ± 0.05	0.40 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.04</sub>
NGC 4593	9.1.94	22		1.97 ± 0.02	1.5 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.5</sub>	22.8 <sup>+7</sup> <sub>-4</sub>	0.07 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.04</sub>	0.26 ± 0.04	0.09 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>
NGC 5548	27.7.93	20		1.91 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.01</sub>	< 0.1	180 <sup>+2</sup> <sub>-36</sub>	1.040 <sup>+0.078</sup> <sub>-0.210</sub>	0.25 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.04</sub>	0.16 ± 0.03
NGC 2992	15.6.94	41		1.25 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.07</sub>	8.5 <sup>+4.5</sup> <sub>-4.0</sub>	-	-	< 0.19	0.21 <sup>+0.44</sup> <sub>-0.21</sub>
MCG-06-30-15	9.7.93	30		2.14 ± 0.02	-	51.4 <sup>+5.78</sup> <sub>-2.95</sub>	0.0985 <sup>+0.0153</sup> <sub>-0.0143</sub>	-	-
	31.7.93	30		2.01 <sup>+0.0361</sup> <sub>-0.0320</sub>	-	83.95 <sup>+11.13</sup> <sub>-8.045</sub>	0.143 <sup>+0.0239</sup> <sub>-0.0174</sub>	-	-
	23.7.94	152		1.95 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.007</sub>	1.1 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.3</sub>	57 <sup>+3</sup> <sub>-2</sub>	0.050 ± 0.002	0.64 ± 0.02	0.19 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.03</sub>
3C 120	17.2.94	46		2.06 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.02</sub>	2699 <sup>+1395</sup> <sub>-814</sub>	-	-	< 0.01	< 0.05
IRAS 13224-3809	30.7.94	83		2.07 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.30</sub>	-	112 <sup>+48</sup> <sub>-51</sub>	0.189 <sup>+0.163</sup> <sub>-0.055</sub>	< 0.17	< 0.16
NGC 4151	5.11.93	12		1.49 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.09</sub>	-	437.4 <sup>+2.67</sup> <sub>-3.01</sub>	0.062 <sup>+0.005</sup> <sub>-0.009</sub>	-	-
	5.12.93	12		1.49 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.11</sub>	-	668.8 <sup>+5.21</sup> <sub>-5.72</sub>	0.080 <sup>+0.016</sup> <sub>-0.015</sub>	-	-
	7.12.93	12		1.52 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.05</sub>	-	635.0 <sup>+4.05</sup> <sub>-3.20</sub>	0.067 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.015</sub>	-	-
Mrk 766	18.12.93	33		2.03 ± 0.03	-	42 <sup>+9</sup> <sub>-7</sub>	0.0228 <sup>+0.0184</sup> <sub>-0.0093</sub>	0.40 ± 0.08	0.08 ± 0.05
Mrk 841	22.8.93	30		1.92 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>	-	30.5 <sup>+28.6</sup> <sub>-17.8</sub>	0.163 <sup>+0.164</sup> <sub>-0.079</sub>	-	-
	21.2.94	21		1.71 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	< 10	488.5 <sup>+5821.1</sup> <sub>-380.4</sub>	0.255 <sup>+1.036</sup> <sub>-0.187</sub>	0.18 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.18</sub>	0.03 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.03</sub>
Mrk 290	15.6.94	41		1.79 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.04</sub>	1.1 <sup>+2.4</sup> <sub>-1.1</sub>	89 <sup>+3</sup> <sub>-2</sub>	0.092 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.035</sub>	0.37 ± 0.09	0.33 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.07</sub>
Mrk 509	29.4.94	40		1.95 ± 0.02	1.8 <sup>+0.7</sup> <sub>-0.5</sub>	17.1 <sup>+7.1</sup> <sub>-5.3</sub>	0.055 <sup>+0.022</sup> <sub>-0.023</sub>	0.11 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.04</sub>	0.04 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.03</sub>
NGC 4051	25.4.93	26		2.09 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.03</sub>	-	54.7 <sup>+18.0</sup> <sub>-19.8</sub>	0.177 <sup>+0.055</sup> <sub>-0.007</sub>	0.14 ± 0.03	0.18 ± 0.04
	7.6.94	70		2.00 ± 0.02	-	21 ± 4	0.0040 <sup>+0.0014</sup> <sub>-0.0009</sub>	0.20 ± 0.20	0.13 ± 0.03
NGC 3783	19.12.93	17		1.67 <sup>+0.027</sup> <sub>-0.021</sub>	4.7 <sup>+1.1</sup> <sub>-0.9</sub>	202 <sup>+19.6</sup> <sub>-13.4</sub>	0.116 <sup>+0.0131</sup> <sub>-0.0109</sub>	1.2 ± 0.1	1.4 ± 0.1
	23.12.93	15		1.76 ± 0.05	-	190 <sup>+22.9</sup> <sub>-23.3</sub>	0.146 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.017</sub>	-	-
IC 4329 A	15.8.93	27		1.81 ± 0.01	28.4 ± 0.5	25 <sup>+5</sup> <sub>-2</sub>	0.02 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.007</sub>	0.59 ± 0.07	0.12 ± 0.05
3C 390.3	16.11.93	40		1.74 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.04</sub>	5.8 <sup>+1.5</sup> <sub>-0.9</sub>	-	-	0.09 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.08</sub>	0.07 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>
Ark 564	23.12.96	48		2.59 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.02</sub>	-	100 ± 40	1.388 <sup>+0.518</sup> <sub>-0.296</sub>	< 0.10	< 0.10
NGC 2110	12.3.94	36		siehe S. 43					
Mrk 10	-	-	-	3.07 ± 0.45 †	-	-	-	-	-

Bemerkungen:

†: ROSAT-Photonindex

(1) Der Name des Objekts.

(2) Das angegebene Datum bezeichnet den Tag des Belichtungsbeginns.

(3) Die Belichtungszeit (Zeitverluste durch Instrumenten- oder Satellitenjustierungen sind abgerechnet).

(4) Der Wert der galaktischen Säulendichte in Richtung des betrachteten Objektes.

(5) Der Photonindex  $\Gamma$ , der aus der Anpassung an ASCA- bzw. ROSAT-Daten (mit † gekennzeichnet) stammt.

(6) Der Wert der Säulendichte von neutralem absorbierendem Material bei der Rotverschiebung des Objekts.

(7) Der Wert der Säulendichte von ionisiertem absorbierendem Material bei der Rotverschiebung des Objekts.

(8) Der Ionisationsparameter, definiert durch  $U_X := \int_{10\text{keV}}^{0.1\text{keV}} \frac{Q(E)}{4\pi r^2 n_H c} dE$ .

(9) Die optische Tiefe der O VII-Absorptionskante.

(10) Die optische Tiefe der O VIII-Absorptionskante.

Objekt	$F_{2-10\text{ keV}}$	$L_{0.1-2.0\text{ keV}}$	$L_{0.5-2.0\text{ keV}}$	$L_{2-10\text{ keV}}$	$L_{0.1-10\text{ keV}}$
	$(10^{-12}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1})$	$(10^{43}\text{ erg/s})$			
3C 120	45.5	56.6	-	22.8	79.4
NGC 3227	23.3	0.107	-	0.093	0.2
NGC 3516	78	3.69	-	2.62	6.31
NGC 3783	54	2.95	-	2.06	5.01
NGC 4051	16	0.468	-	0.033	0.50
NGC 4051 (1)	-	-	0.065	0.05	-
NGC 4051 (2)	-	-	0.058	0.05	-
NGC 4151	-	0.585	-	1.00	1.58
Mrk 766	-	3.75	1.01	1.26	5.01
NGC 4593	35	1.93	-	1.23	3.16
MCG-6-30-15	46	2.72	-	1.26	3.98
IC 4329A	78	11.5	-	8.45	20
NGC 5548	43	10.1	-	5.72	15.85
Mrk 841	10	9.88	-	5.97	15.85
Mrk 509	44	38.8	-	24.3	63.1
Mrk 1040	5.4	-	-	0.583	-
IRAS 13224-3809	-	-	3.9	0.88	-
NGC 2992	4.1	-	-	0.11	-
Mrk 290	9.1	-	-	3.68	-
3C 390.3	17	-	-	23.85	-
Ark 564	-	-	12.7	5.5	-

Tabelle 4: Flußdichte  $F$  und Leuchtkräfte  $L$  der Programmgalaxien für den angegebenen Energiebereich. Die Angaben stammen aus Reynolds 1997 [183], Leighly 1999 [113] und George et al. 1998 [68].

## 5 Optische Daten

### 5.1 Die Röntgen-selektierte Stichprobe

Um den möglichen Zusammenhang zwischen den koronalen Linien im optischen Bereich und dem warmen Absorber im Röntgenbereich zu untersuchen, wurde eine Röntgen-selektierte Stichprobe zusammengestellt. Die Röntgen-selektierte Stichprobe wurde anhand folgender Kriterien ausgewählt:

- Anzeichen für warmen Absorber in ASCA-Daten und/oder ROSAT-Daten vorhanden, d.h. es wurden O VII-/O VIII-Kanten detektiert und/oder ein hoher ROSAT PSPC-Röntgenphotonindex gemessen
- scheinbare optische Helligkeit
- Sichtbarkeit in der jeweiligen Epoche von Calar Alto bzw. La Silla aus

Die Stichprobe wurde innerhalb von 3 Kampagnen beobachtet. 2 Kampagnen wurden auf dem Calar Alto in Spanien in der Zeit vom 19. bis 23. Januar 1998 und vom 11. bis 15. Mai 1999 mit dem 2.2 m-Teleskop durchgeführt, eine dritte Kampagne wurde mit dem 1.5 m-Teleskop auf La Silla in Chile vom 13. - 17. Februar 1998 durchgeführt. Die beobachteten Quellen sind in Tabelle 5 aufgelistet. In Tabelle A.1 im Anhang ab S. 139 ist eine Auflistung der Einzelspektren der verschiedenen Objekte mit Datum, Uhr- und Belichtungszeit, sowie Geschwindigkeitsauflösung zu finden. Ergänzend wurden die drei Objekte (NGC 4051, 3C 390.3, Ark 564) der optisch selektierten Stichprobe, für die ASCA-Spektren vorliegen und die Absorptionssignaturen aufweisen, in die Stichprobe mit aufgenommen (siehe Abschnitt 5.4, S. 61). Die Eigenschaften der koronalen Linien von NGC 3783 und IC 4329A wurden der Publikation von Appenzeller und Östreicher 1988 [7] entnommen.

### 5.2 Beobachtungsausführung

#### Calar Alto

Mit dem 2.2m-Teleskop des Deutsch-Spanischen-Astronomiezentrum auf dem Calar Alto wurden zwei Beobachtungskampagnen durchgeführt (siehe Tabelle 5). Das Teleskop wurde im Cassegrainfokus benutzt, das Instrument war der Fokalreduktor CAFOS 2.2: eine Bogensekunde wurde auf  $85.4 \mu\text{m}$  abgebildet, ein Millimeter entspricht damit  $11.7''$ . Für beide Kampagnen wurde das Grism G100 verwendet, das folgende Eigenschaften aufweist:

Gitter	nm/arcsec	nm/ $24\mu\text{m}^*$	Wellenlängenbereich
G-100	0.397	0.212	490 - 780 nm

\*: Die Pixelgröße des verwendeten Chips ist  $24\mu\text{m}$

Der SITe1d-Chip Nr. 15 wurde ebenfalls bei beiden Kampagnen benutzt und hat die folgende Quanteneffizienz:

Wellenlänge [nm]													
350	400	450	500	550	600	650	700	750	800	850	900	950	1000
Quanteneffizienz [%]													
72	88.5	87	87.5	88	89	90	88.5	85	78	66	50.5	34	18

Der Read-out-noise wird mit  $< 6$  Elektronen angegeben (Meisenheimer 1998 [130]). Es wurden  $600 \times 2048$  Pixel bzw.  $2031 \times 1201$  Pixel belichtet (1998er-Kampagne ohne bzw. 1999er Kampa-

Objekt	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Belichtungszeit (Stunden)
<b>19. - 23.1 1998, Calar Alto</b>			
Mrk 1040	02 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 12.4 <sup>s</sup>	+31° 18' 47''	4.5
NGC 2110	05 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 11.2 <sup>s</sup>	-07° 27' 22''	3
Mrk 10	07 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 29.132 <sup>s</sup>	+60° 56' 00.62''	5
NGC 3227	10 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup> 30.544 <sup>s</sup>	+19° 51' 54.31''	3.8
NGC 3516	11 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 47.7 <sup>s</sup>	+72° 34' 07''	3
NGC 4593	12 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 39.2 <sup>s</sup>	-05° 20' 40''	3.7
NGC 5548	14 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 59.5 <sup>s</sup>	+25° 08' 13''	1
<b>13. - 17.2. 1998, La Silla</b>			
3C 120	04 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 11.0955 <sup>s</sup>	+05° 21' 15.620''	1.6
NGC 2992	09 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 42.05 <sup>s</sup>	-14° 19' 35.0''	8
IRAS 13224-3809	13 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 19.36 <sup>s</sup>	-38° 24' 54.0''	2
MCG-06-30-15	13 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 53.73 <sup>s</sup>	-34° 17' 45.5''	10.6
<b>11. - 15.5 1999, Calar Alto</b>			
NGC 4151	12 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 32.65 <sup>s</sup>	+39° 24' 20.6''	3
Mrk 766	12 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 26.58 <sup>s</sup>	+29° 48' 46.3''	5.8
Mrk 841	15 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 01.29 <sup>s</sup>	+10° 26' 16.1''	2.5
Mrk 290	15 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 52.44 <sup>s</sup>	+57° 54' 09.3''	5.5
Mrk 509	20 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 09.84 <sup>s</sup>	-10° 43' 24.3''	1.5

Tabelle 5: Die Objekte, die in den verschiedenen Kampagnen beobachtet wurden

gne mit Overscan-Bereich).

Bei beiden Kampagnen lag der Spalt in Nord-Süd-Richtung. Die Spaltbreite wurde dem Seeing angepasst (Wetter- und Seeing-Bedingungen weiter unten), um vergleichbare Beobachtungsbedingungen für die zu untersuchenden Objekte zu haben. Dies stellt natürlich immer einen Kompromiss zwischen Auflösung und Signal-zu-Rausch-Verhältnis dar. Das Seeing wurde mittels der Halbwertsbreite des Helligkeitsprofils der Fokussterne bestimmt. Zu Beginn jeder Nacht wurde das Teleskop fokussiert, dieser Vorgang wurde während der Nacht mehrfach wiederholt. Flatfield-(Halogen) und Kalibrationsaufnahmen (Hg, Rb, He) wurden vor und nach einer Objektaufnahme belichtet. Biasaufnahmen wurden zu Beginn und am Ende einer Nacht aufgenommen. Die Belichtungszeiten der Objektaufnahmen betrug 30 bis 60 Minuten, da sich bei längeren Integrationszeiten eine zunehmende Beeinträchtigung durch kosmische Strahlung ("Cosmic Ray Events") und die Gefahr der Saturierung einzelner starker Emissionslinien ergab. Die Geschwindigkeitsauflösung wurde anhand der Linienbreite (FWHM) der Himmelslinie [O I] 5577 Å ausgemessen. Bei der 1998er-Kampagne beträgt die Geschwindigkeitsauflösung 420 km/s und die spektrale Auflösung  $\lambda/\Delta\lambda$  beträgt 714 bei  $H_{\alpha}$ .

Bei der 1999er-Kampagne streuten die Seeing-Werte mehr. Um kein Licht zu verlieren, wurde die Spaltbreite den Seeing-Werten angepasst. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Beobachtungsbedingungen wird die mittlere Geschwindigkeitsauflösung getrennt nach Objekten angegeben. Die Geschwindigkeitsauflösungen der Einzelspektren sind im Anhang in Abschnitt A.1, S. 139 zu finden.

Objekt	Geschw.auflösung	spektrale Auflösung ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) bei $H_\alpha$
NGC 4151	330 km/s	909
Mrk 766	400 km/s	750
Mrk 290	330 km/s	909
Mrk 841	500 km/s	600
Mrk 509	500 km/s	600

Wetter- und Seeing-Bedingungen während der 1998er- und 1999er-Kampagne:

#### 1998:

In allen Nächten der Kampagne war der Himmel teilweise bedeckt, die Kuppel musste mehrmals wegen zu hoher Luftfeuchtigkeit geschlossen werden. Das Seeing betrug während der ersten 4 Nächte  $\approx 2''$ . In der 5. Nacht in der aufgrund zu hoher Luftfeuchtigkeit nur sehr wenige Aufnahmen gemacht werden konnten, betrug das Seeing manchmal nur  $4''$ . Insgesamt wurde innerhalb dieser Kampagne eine Ausbeute von ungefähr 75% erreicht.

#### 1999:

In der 1. - 4. Nacht gab es immer wieder Ausfälle aufgrund eines bedeckten Himmels. Die 5. Nacht fiel wegen bedecktem Himmel fast vollständig aus. Die Seeing-Werte schwankten zwischen  $1.3''$  und  $2''$  (1. - 4. Nacht) bzw.  $4.5''$  in der letzten Nacht. Die Ausbeute betrug ungefähr 70%.

### La Silla

Die Kampagne wurde vom 13. - 17.2. 1998 auf La Silla in Chile mit dem ESO 1.52m-Teleskop durchgeführt. Es wurde der Boller und Chivens-Spektrograph mit dem Gitter Nr. 26 und dem CCD Nr. 39 (Loral/Lesser) benutzt. Der Readoutnoise des CCDs beträgt  $5.50 \pm 0.01$  Elektronen bei einem Konversionsfaktor von 1.19 e-/ADU (<http://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/CCDs/...39/index.html>). Es wurden  $800 \times 1200$  Pixel belichtet, es war kein Overscanbereich vorhanden. Das Gitter 26 hat 1200 Striche pro mm, die Zentralwellenlänge liegt bei  $5730 \text{ \AA}$ . Der insgesamt abgedeckte Wellenlängenbereich beträgt 500 - 700 nm. Die Pixelgröße des Chips ist  $15 \times 15 \mu\text{m}$ . Auf einen Pixel werden 0.82 Bogensekunden abgebildet, d.h. 1 Bogensekunde wird auf 1.22 Pixel abgebildet. Der Spalt lag in Nord-Süd-Richtung. Die Spaltbreite wurde dem konstanten Seeing von  $2''$  angepasst. Die Geschwindigkeitsauflösung wurde an der Himmelslinie [O I]  $5577 \text{ \AA}$  ausgemessen und beträgt 170 km/s (FWHM). Daraus ergibt sich eine Auflösung  $\lambda/\Delta\lambda$  von 1763 bei  $H_\alpha$ . Immer wieder aufkommender starker Wind machte das Nachführen zeitweise schwierig. Es gab keine technischen Probleme. Biasaufnahmen wurden vor und nach einer Aufnahme gemacht, da der verwendete Chip keinen Overscan-Bereich hat. Da bei dem ESO 1.5m-Teleskop keine interne Flatfieldlampe vorhanden ist, wurden die Flatfieldaufnahmen mit Hilfe eines starken Scheinwerfers gemacht, der eine Leinwand gleichmäßig ausleuchtet. Die Leinwand ist fest montiert an einer Stelle in der Kuppel. Die Flatfieldaufnahmen wurden vor Beginn und am Ende einer Nacht aufgenommen.

### 5.3 Datenreduktion

Nach der Bildaufnahme und Digitalisierung erfolgte die Bildauswertung. Die Reduktion der Spektren umfaßte die Punkte:

- Bias-, Dunkelstrom- und Flatfieldkorrektur
- Wellenlängenkalibration
- Himmelssubtraktion

- Extraktion des Spektrums zu einem eindimensionalen Spektrum
- Korrektur der atmosphärischen und interstellaren Extinktion
- Flußkalibration
- Entfernung von Cosmics und der atmosphärischen Banden
- Addition der Einzelspektren

### 5.3.1 Bias- und Dunkelstrom-Reduktion

Bias- und Dunkelstrom-Reduktion sind "additive" Korrekturen. Die Werte müssen subtrahiert werden. Eine Vorspannung, der sogenannte Bias wird angelegt, um alle Pixel des Chips auf einen mindestens positiven Wert zu bringen. Den Biaswert mißt man, indem man nach Null Sekunden Belichtungszeit (d.h. der Shutter wird nicht geöffnet) den Chip ausliest. Alle Pixel des Chips sollten durch den Bias auf dasselbe Niveau gehoben worden sein und da alle Pixel idealerweise die gleiche Empfindlichkeit haben sollten, sollten sie damit die gleiche Intensität messen. Da ein solcher idealer Chip nicht existiert, Rauschen und andere Störungen hinzukommen, wie z.B. kosmische Strahlen, die während des Auslesens eintreffen, oder "Hot Pixels", defekte Pixel, die Chip-bedingt viel zu hohe Intensitätswerte haben, haben die Pixel unterschiedliche Intensitäten. Der Bias kann eine räumliche und zeitliche Pixelstruktur aufweisen. Um die räumliche Struktur des Bias zu ermitteln, wurde zunächst der Medianwert der Biasbilder bestimmt. Dieser Wert wurde subtrahiert, so daß die Biasbilder auf ein einheitliches Niveau gebracht wurden. Aus diesen einzelnen Biasaufnahmen wurde mittels Median ein Master-Bias berechnet. Auf diese Weise wurde das Rauschen der einzelnen Aufnahmen entscheidend verringert. Das Niveau des Bias der individuellen Aufnahmen wurde durch Addition des jeweiligen Medianwertes im Overscan Bereich der einzelnen Aufnahmen erreicht (Kampagne 1999 auf dem Calar Alto). War hingegen kein Overscan-Bereich vorhanden (Kampagne 1998 Calar Alto und La Silla 1998) wurde der mittlere Biaswert der jeweiligen Nacht additiv zum Masterbias addiert. Der Vorteil der Medianbildung ist, daß extreme Intensitäten, z.B. verursacht durch hochenergetische kosmische Strahlung oder durch natürliche Radioaktivität der Wände, des Bodens oder des Glases des Teleskopes, wegfallen. Ein Medianfilter ist ein nichtlinearer Filter, er ordnet Punkte nach ihren Grauwerten und gehört deshalb zur Klasse der Rangordnungsfiler. Werden in ein neues Bild pixelweise die Sigmawerte einer Menge von gemittelten Bildern eingetragen, erhält man ein "Sigmabild". Das Sigmabild zeigt die Unterschiede zwischen den Biasbildern. Wichtig ist hier nicht die Amplitude des Bildes sondern die Graustufen.

Die räumliche Struktur der Biasaufnahmen, die während der Calar Alto-Kampagnen aufgenommen wurden, zeigten keine zeitliche Änderung.

Die Biasaufnahmen der La Silla-Kampagne wurden in zwei Gruppen aufgeteilt: Die erste Gruppe umfaßt die Biasbilder, die vor Beginn der Nacht zusammen mit den Flatfieldaufnahmen gemacht wurden (es ist keine interne Flatfieldlampe vorhanden, siehe nächster Abschnitt), die zweite Gruppe besteht aus den Biasbildern, die während der Nacht zusammen mit den Objektaufnahmen gemacht wurden.

#### Dunkelstrom-Subtraktion:

Auch wenn kein Licht auf den Chip fällt, sammelt dieser Intensität an aufgrund thermischer Anregung der Halbleiterniveaus. Der Dunkelstrom ist von der Temperatur des Chips abhängig und i.d.R. proportional zur Integrationszeit des aufgenommenen Bildes. Die Dunkelstrommessungen während der 1998er-Kampagne auf dem Calar Alto wurden während schlechten Wetters in der letzten Nacht bei geschlossener Kuppel und geschlossenem Spiegel durchgeführt. Zusätzlich wurde noch der Spalt in den Strahlengang geführt, um möglichst wenig Licht von außen auf den CCD

fallen zu lassen.

Auch die Dunkelstrommessungen der 1999er-Kampagne auf dem Calar Alto wurden in der 5. Nacht durchgeführt, die fast vollständig wegen bedeckten Himmels ausfiel.

Da das Wetter während der La Silla-Kampagne 1998 so gut war, wurden die Dunkelstromaufnahmen tagsüber bei geschlossener Kupel aufgenommen.

Bei den in den Kampagnen verwendeten CCD-Chips war der Dunkelstrom zu vernachlässigen.

### 5.3.2 Flatfieldreduktion

Unterschiedliche Empfindlichkeiten der Pixel, hervorgerufen durch kleine strukturelle Variationen auf dem Chip, werden mit der Flatfieldkorrektur berücksichtigt. Da bei dieser Prozedur jedes Pixel gleich behandelt wird, handelt es sich hier um eine "multiplikative" Korrektur, die Objektaufnahme wird durch das Flatfieldbild dividiert. Flatfieldaufnahmen werden mit Hilfe einer gleichmässig hell beleuchteten Fläche gemacht. Da bei dem auf La Silla verwendeten Boller und Chivens-Spektrograph keine interne Flatfieldlampe vorhanden ist, wurden die Flatfieldaufnahmen mit Hilfe einer Leinwand gemacht, die durch einen Scheinwerfer ausgeleuchtet wurde. In CAFOS 2.2 (Calar Alto-Kampagnen) wurden die Aufnahmen mit der vorhandenen internen Flatfieldlampe durchgeführt. Die Bias-korrigierten Flatfield-Aufnahmen wurden durch ihren Median auf 1.0 normiert. Mit den normierten Flatfield-Aufnahmen wurde eine Masterflatfieldaufnahme erstellt, in dem für jedes einzelne Bildelement der Median aus den Einzelbildern berechnet wurde. Durch die Flatfieldprozedur werden auch andere optische Effekte korrigiert, die z.B. von Staubteilchen auf dem Eintrittsfenster des CCDs hervorgerufen werden. Unterschiedliche Intensitäten in der Nachthimmelshelligkeit können allerdings nicht nur durch unterschiedliche Empfindlichkeit der Pixel herrühren, sondern auch durch Ausleuchtungseffekte wie Vignettierung des Spektrographen-Spaltens oder nicht parallele Spaltbacken.

#### **Calar Alto 1998:**

Da bei dieser Kampagne bei einer Medianbildung aller Flatfieldaufnahmen starke Streifen auf dem Master-Sigma-Bild (Bild, das die Unterschiede zwischen den Bildern zeigt, s.o.) zurückblieben, mussten die insgesamt 46 Flatfieldaufnahmen in zeitliche Gruppen eingeteilt werden. Eine unbefriedigende Lösung ergab sich beispielsweise bei der Zusammenfassung der ersten bzw. zweiten Nachthälften aller Nächte, auch die einzelnen Nächte insgesamt zusammengefasst ergaben ein nur unbefriedigendes Ergebnis. Eine gute Lösung brachte eine Zwei-, manchmal auch Dreiteilung der Nacht (erste und zweite Nachthälfte bzw. früher Abend, Mitternacht, früher Morgen). Bei der 2. Nacht konnte auch durch geeignetes Zusammenfassen mehrerer Bilder kein streifenfreies Sigma-Bild erzeugt werden. Bei den Objektbildern dieser Nacht wurde daher das jeweils entweder unmittelbar vor oder nach der Aufnahme entstandene einzelne Flatfieldbild zur Flatfieldreduktion genommen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des resultierenden Spektrums wurde dadurch nicht verschlechtert: Bei einer Zusammenfassung aller aufgenommenen Flatfieldbilder zu einem Masterflat, hat dieses Flatfieldbild zwar ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, ergibt aber nicht unbedingt die optimale Anpassung an die Durchbiegung des Teleskops. Verwendet man stattdessen Masterflats, die aus einer Untermenge aller aufgenommenen Flatfieldbilder hergestellt worden sind, oder verwendet man nur das einer Objektaufnahme unmittelbar vorhergehende oder folgende Bild, hat man damit zwar eine sehr gute Anpassung an die Durchbiegung, aber auch ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Ein Test bei den Aufnahmen ergab, dass die Objektaufnahmen nicht durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Flatfieldbildes dominiert sind, d.h. auch die Objektaufnahmen, die mit nur einem Flatfieldbild reduziert wurden, sind in ihrem Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch diesen Reduktionsschritt nicht verschlechtert worden. Wichtig ist hierbei, dass das entsprechende Wellenlängenkalibrationsbild (s.u.) mit demselben Flatfieldbild reduziert wird, wie

die dazugehörige Objektaufnahme.

**Calar Alto 1999:**

Die aufgenommenen Flatfieldaufnahmen wurden in 5 Gruppen, entsprechend den 5 Nächten aufgeteilt. Eine weitere Unterteilung war nicht nötig.

**La Silla 1998**

Die für die Flatfieldaufnahmen verwendete Leinwand befindet sich stets an derselben Stelle, d.h. die Flatfieldkorrekturen mit diesen Aufnahmen sind eigentlich nur ideal für eine Verbiegung des Teleskops und des Spektrographen für diese bestimmte Teleskopstellung. Bei einer Medianbildung aller 70 Flatfieldaufnahmen blieben auf dem Sigmabild Streifen zurück. Bei einer Unterteilung der Flatfieldaufnahmen in die jeweiligen Nächte wurde das beste Resultat erzielt.

**5.3.3 Wellenlängenkalibration**

Die Zuordnung der Pixelpositionen auf dem Chip zu Wellenlängen erfolgte mit Hilfe der Spektren des Lichts von Vergleichslichtlampen. Das sind Lampen, die z.B. Rubidium- oder Helium-Emissionslinien aussenden. Die Ruhewellenlängen dieser Übergänge sind aus Labormessungen sehr genau bekannt. In den Spektren dieser Kalibrationslampen wurden Linien identifiziert und mit Hilfe des MIDAS-Tutorials context/long eine Dispersionskurve erstellt. Das Profil dieser Emissionslinien wird dabei durch eine Gaußform parametrisiert und das Zentrum bestimmt, das einer Pixelposition zugeordnet wird. Die Dispersionskurve, die aus den so geeichten Wellenlängenbildern gewonnen wurde, wurde auf die Objektaufnahmen übertragen: so wurden den Pixelpositionen auf dem Chip Wellenlängen im Spektrum zugeordnet. Man erhält ein zweidimensionales Spektrum, d.h. Pixelpositionen  $x, y$  werden Positionen  $x, \lambda$  zugeordnet. Die wahren Wellenlängen und räumlichen Positionen sind nur ungefähr konstant entlang der Spalten bzw. Reihen des CCD-Chips (z.B. aufgrund nicht perfekter Optik des Spektrographen). Die Wellenlängenkalibration wird daher zeilenweise ausgeführt. Die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration kann anhand von Himmelslinien (atmosphärisches [O I] 5577 Å, N I 5199 Å, Hg I 5461 Å, OI 6300 Å Massey, Gronwall und Pilachowski 1990 [124], Osterbrock und Martel 1992 [160]) überprüft werden, die natürlich keine Rotverschiebung aufweisen.

**Calar Alto 1998**

Die Zuordnung der Pixelpositionen auf dem Chip zu Wellenlängen erfolgte mit Hilfe von Aufnahmen von Quecksilber-, Rubidium- und Helium-Lampen. Da die Lampen nicht genug Linien für eine eindeutige Identifikation gaben, wurden die Linien in den Spektren der Kalibrationslampen mit Hilfe von Linien in den Objektspektren und Himmelslinien identifiziert. In der Tabelle sind die Abweichungen des Wellenlängenzentrums der atmosphärischen [O I] 5577 Å-Himmelslinie zum Sollwert während der 1998er-Kampagne angegeben:

Calar Alto 1998		
Nacht	gemessen (Durchschnitt aller Objektaufnahmen) in Å	Unterschied zu Soll in Å
1. Nacht	5577.350	0
2. Nacht	5577.577	0.227
3. Nacht	5577.361	0.011
4. Nacht	5577.481	0.131
5. Nacht	5577.454	0.104

**Calar Alto 1999**

Auch bei dieser Kampagne wurden die Spektren mit Hilfe der Aufnahmen von Quecksilber-, Rubidium- und Helium-Lampen kalibriert. Bei den Einzelspektren eines Objekts wurden untereinander Abweichungen in der Position des Zentrums einer Linie festgestellt. Die Einzelspektren konnten nicht mit einer genügend hohen Genauigkeit wellenlängenkalibriert werden, um aus dem aus den Einzelspektren eines Objekts summierten Gesamtspektrum sinnvolle Geschwindigkeitsverschiebungen ableiten zu können. Zurückzuführen sind diese Ungenauigkeiten auf einen Spalteffekt. Die Spaltbreite wurde dem Seeing angepaßt (s.o.), während der Aufnahmen verbesserte sich das Seeing, was zu folgendem Effekt führte: die Auflösung der Linien eines Einzelspektrums verbesserte sich, aber durch den jetzt zu großen Spalt ergab sich eine Unsicherheit in der Position des Objektbildes im Spalt. Dies führte zu einer Verschiebung der Spektrallinien gegenüber den anderen Aufnahmen des Objektes. Die effektive Auflösung des Gesamtspektrums, das sich durch Addition der Einzelspektren ergab, wurde deshalb weiterhin durch die Breite des Spaltes bestimmt. Die Auflösung der Einzelspektren wird dagegen durch das Seeing bestimmt. Überprüft wurden diese Annahmen durch folgenden Test: zwischen den Einzelspektren eines Objektes wurde die maximale Abweichung der Linienzentren einer bestimmten Linie bestimmt. Ist die Ungenauigkeit auf diesen Effekt zurückzuführen, dann sollte die maximale Abweichung der Auflösung der Breite des Spaltes entsprechen. Exakt ausmessen kann man die Breite anhand einer Himmelslinie, die den gesamten Spalt ausleuchtet. Diese Tests wurden durchgeführt, der beobachtete Effekt ist auf diesen Spalteffekt zurückzuführen.

**La Silla 1998**

Es wurden Spektren des Lichts einer He-Ar-Lampe verwendet. Die Genauigkeit der Wellenlängencalibration wurde anhand der Nachthimmelslinie  $5577.35 \text{ \AA}$  (atmosphärisches [O I]) überprüft. In der Tabelle ist der Mittelwert für das Linienzentrum der atmosphärischen [O I]-Linie angegeben:

La Silla 1998		
Nacht	gemessen (Durchschnitt aller Objektaufnahmen) in $\text{\AA}$	Unterschied zu Soll in $\text{\AA}$
1. Nacht	5577.207	0.143
2. Nacht	5577.184	0.166
3. Nacht	5577.260	0.090
4. Nacht	5577.271	0.079

**5.3.4 Himmelsubtraktion**

Um das Himmelspektrum vom Objektspektrum zu entfernen, wurde in zwei Fenstern ober- und unterhalb des zwei-dimensionalen Objektspektrums an das räumliche Profil des Himmels in jeder Spalte ein Polynom angepaßt. Je nachdem wie stark die Himmelslinien relativ zum Gitter des CCD-Chips gekrümmt sind, reicht bei wenig gekrümmten Nachthimmelslinien eine Mittelwert- oder Medianbildung für die Interpolation aus, bei stärker gekrümmten Linien sind quadratische oder höhere Terme nötig. Das räumliche Himmelspektrum wurde mit einem Polynom maximal 4. Ordnung interpoliert. Die Grenzen innerhalb derer der Himmel angefitet werden soll, werden für jedes Objekt separat angegeben. Diese Grenzen werden mit Hilfe des Helligkeitsprofils des Objekts (das ist ein Schnitt senkrecht zur Dispersionsrichtung, d.h. das räumliche Profil) ermittelt. Dort wo dieses Profil flach ist, ist praktisch nur noch Himmelspektrum vorhanden und kein Objektspektrum mehr.

### 5.3.5 Extraktion des Spektrums

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des resultierenden Spektrums zu erhöhen, wurden die zweidimensionalen Spektren zu einem eindimensionalen Spektrum addiert. Um die Extraktionsgrenzen festzulegen, wurden je die Ortsprofile der  $H\alpha$ -Linie und die des danebenliegenden Kontinuums miteinander verglichen. Die Emission der  $H\alpha$ -Linie wird auf eine punktförmige Quelle zurückgeführt. Da diese Linie aus der BLR stammt, ist diese Annahme erfüllt. Die Kontinuumsemission setzt sich zusammen aus der Emission des als punktförmig angenommenen AGN-Kontinuums und der Muttergalaxie, die eine ausgedehnte Struktur zeigt. Das räumliche Profil des Kontinuums setzt sich demnach aus dem Profil des AGN-Kontinuums und dem des Galaxien-Kontinuums zusammen, beim Ortsprofil der  $H\alpha$ -Linie (oder einer anderen BLR-Linie) kommt noch der Beitrag der Linie selbst hinzu. Durch Subtraktion der beiden Ortsprofile voneinander erhält man das Ortsprofil der  $H\alpha$ -Linie und kann anhand deren räumlichen Verlaufes die Extraktionsgrenzen bestimmen.

#### Calar Alto 1998 und 1999

Die Spektren wurden über 20 Reihen zusammengefaßt, die entsprechend dem Abbildungsverhältnis von 1 Pixel  $\hat{=}$  0.50'' insgesamt 10'' entsprechen.

#### La Silla

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Spektren zu erhöhen, wurden die zweidimensionalen zu eindimensionalen Spektren über 12 Reihen addiert, entsprechend 9.8'' .

### 5.3.6 Atmosphärische Extinktion

Die Erdatmosphäre schwächt das Licht der Objekte durch Absorption (verursacht durch atmosphärische Gase und Aerosole) und durch Streuung an Luftmolekülen und Aerosolpartikeln. Der Strahlungsfluß eines Sterns der im Zenit steht, wird bei 550 nm um 0.1<sup>m</sup> abgeschwächt, d.h. die Abschwächung beträgt 19%. Bei einem Objekt, das bei 80° Zenitdistanz steht, beträgt die Abschwächung schon mehr als 1<sup>m</sup>. Die atmosphärische Extinktion ist aber nicht nur von der Zenitdistanz abhängig, sondern auch von der Wellenlänge: der Strahlungsfluß bei kürzeren Wellenlängen im blauen Spektralbereich wird stärker geschwächt als der im roten Spektralbereich. Dazu kommen noch Abhängigkeiten vom Luftdruck, der Luftschichtung und anderen wetterabhängigen Bedingungen, die manchmal typisch für einen bestimmten Beobachtungsort sind: unterschiedliche atmosphärische Bedingungen an verschiedenen Beobachtungsstandorten erfordern i.d.R. die Messung der spezifischen Extinktion eines Beobachtungsstandortes. Um die wellenlängenkalibrierten Spektren flußkalibrieren zu können, müssen die bei unterschiedlichen Zenitabständen aufgenommenen Objekte auf Zenitstellung (Zenitdistanz  $Z = 1$ ) korrigiert werden. Die Luftmasse, bei der die Objekte aufgenommen wurden, wird dabei für die Mitte der Belichtungszeit berechnet.

Die Luftmasse LM bei der Zenitdistanz  $Z$  berechnet sich folgendermaßen (Hardie 1962 [81]):

$$LM(Z) = \sec Z - 0.0018167(\sec Z - 1) - 0.002875(\sec Z - 1)^2 - 0.0008083(\sec Z - 1)^3 \quad (28)$$

mit

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos t = 1/\sec Z \quad (29)$$

dabei bedeuten:

$t$  = lokale Sternzeit -  $\alpha$

$\alpha$  = Objektrektaszension

Wellenlänge (Å)											
4100	4200	4300	4400	4500	4600	4700	4800	4900	5000	5200	5400
Extinktion (mag/Luftmasse)											
0.27	0.25	0.22	0.20	0.19	0.17	0.16	0.16	0.14	0.13	0.12	0.11
Wellenlänge (Å)											
5600	5800	6000	6200	6400	6600	6800	7000	7200	7400	7600 - 8200	
Extinktion (mag/Luftmasse)											
0.11	0.10	0.09	0.08	0.07	0.05	0.04	0.04	0.03	0.03	0.02	

Tabelle 6: Extinktionswerte für den Beobachtungsstandort La Silla

$\delta$  = Objektdeklination

$\phi$  = geographische Breite des Beobachtungsortes

Z = Zenitdistanz

Mit der so berechneten Luftmasse als Parameter wird das Objektspektrum mit einer Extinktionskurve multipliziert. Diese Kurve gibt an, um wieviel mag pro Luftmasse bei einer bestimmten Wellenlänge die Intensität abgeschwächt wird.

In Tabelle 6 sind die Werte der Extinktion für den Beobachtungsstandort La Silla ([http://www.hq.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/D1p5M/presentation/tips\\_extinction.html](http://www.hq.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/D1p5M/presentation/tips_extinction.html)) angegeben. Für den Beobachtungsstandort Calar Alto existiert eine solche Messung nicht, es wurden daher die Extinktionswerte von La Silla genommen.

### 5.3.7 Interstellare Extinktion und Interstellare Rötung

Durch den interstellaren Staub wird das Licht der Objekte ebenfalls extingiert (“allgemeine Absorption”). Die interstellare Extinktion  $A_\lambda$  ist wellenlängenabhängig: der blaue Anteil im Licht erfährt mehr Extinktion als der rote Anteil, der blaue Anteil wird zunehmend “herausgestreut” und die Spektren der beobachteten Objekte werden dadurch gerötet (“selektive Absorption”).

Im optischen Bereich wird beobachtet, daß die interstellare Extinktion  $A_\lambda$  proportional zu  $1/\lambda$  ist. Diese Abhängigkeit weist auf mittelgroße Staubteilchen der Größenordnung  $10^{-3}$  -  $10^{-5}$  mm Durchmesser hin, die die Absorption verursachen (z.B. Voigt 1991 [226]). Im Gegensatz zum interstellaren Staub verursacht interstellares Gas interstellare Linienabsorption.

Die Korrekturgleichung für die beobachteten Flüsse lautet folgendermaßen:

$$F_{\lambda,neu} = F_{\lambda,alt} \times 10^{0.4A_\lambda} \quad (30)$$

Für  $A_\lambda$  gilt  $A_\lambda = 0.68 A_V (1/\lambda - 0.35)$  ( $A_\lambda$  in mag,  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$ ).

Das Verhältnis  $R = A_V / E_{B-V}$  wird i.A. angesetzt als  $3.2 \pm 0.1$ . Dabei ist  $E_{B-V} = A_B - A_V$ ,  $A_B$  bzw.  $A_V$  sind die Extinktionen bei den Wellenlängen, die dem B- und V-Filter entsprechen. Die Korrekturkurve wird mit Hilfe der in Seaton 1979 [192] angegebenen Extinktionswerte erstellt. Seaton benutzt den Parameter  $X(1/\lambda) := A_\lambda - E_{B-V}$  ( $\lambda$  in  $\mu\text{m}$ ). Damit ist  $A_\lambda = E_{B-V} + X(1/\lambda)$  und für den korrigierten Fluß gilt:

$$F_{\lambda,neu} = F_{\lambda,alt} 10^{0.4A_\lambda} = F_{\lambda,alt} 10^{0.4E_{B-V} + 0.4X(1/\lambda)} \quad (31)$$

Die Werte der Farbexzeße wurden aus Burstein und Heiles 1982 [25] und Burstein und Heiles 1984 [26] entnommen:

Objekt	$E_{B-V}$	Literatur
Mrk 10	0.04250	Burstein und Heiles 1984 [26]
Mrk 1040	0.0750	Burstein und Heiles 1984 [26]
NGC 3227	0.005	Burstein und Heiles 1984 [26]
NGC 3516	0.02250	Burstein und Heiles 1984 [26]
NGC 4593	0.01	Burstein und Heiles 1984 [26]
NGC 2210	0	Burstein und Heiles 1982 [25]
NGC 5548	0	Burstein und Heiles 1982 [25]
NGC 2992	0.0625	Burstein und Heiles 1984 [26]
MCG-06-30-15	0.03	Burstein und Heiles 1982 [25]
IRAS 13224-3809	0.06	Burstein und Heiles 1982 [25]
3C120	0.12	Burstein und Heiles 1982 [25]
Sombrero-Gal.	0.03	Burstein und Heiles 1984 [26]

### 5.3.8 Flußkalibration

Um den Fluß der Galaxienspektren zu kalibrieren, d.h. um instrumentelle Zählraten in einen Fluß ( $\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$ ) umzurechnen, wurden die Aufnahmen von sogenannten Standardsternen (“Eichsterne”) zur Kalibration verwendet. Der konstante Fluß dieser Sterne ( $AB$ -Helligkeiten bzw.  $\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$ ) über einen Wellenlängenbereich ist bekannt (z.B. <http://www.eso.org/observing/...standards/spectra/stanlis.html>). Damit kann der Inversionsfaktor “Zählraten in  $\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$ ” bestimmt und auf die Objektspektren übertragen werden. In den Abbildungen 13 und 14 ist der Intensitätsverlauf zweier der verwendeten Standardsterne gegeben. Dividiert man die luftmas-

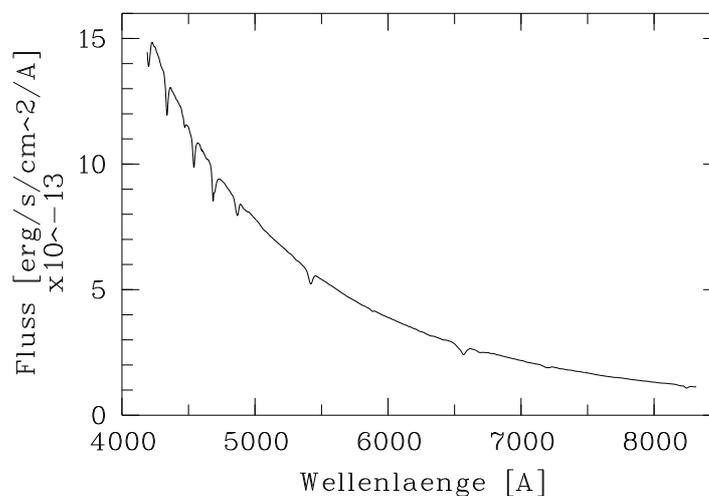


Abbildung 13: Literaturverlauf von Bd 750325

senkorrigierten Bilder der Standardsterne durch den entsprechenden Literaturverlauf erhält man eine Sensitivitätsfunktion (“Apparatefunktion”), die die Empfindlichkeit der verwendeten Apparatur, d.h. des Teleskops, des Instruments und des Detektors in Abhängigkeit von der Wellenlänge angibt (Abbildung 15). Der Verlauf dieser “Roh”-Apparatefunktion muß allerdings noch geglättet werden, um den Kontinuumsverlauf darzustellen (Abbildung 16). So erhält man einen Korrekturquotienten für jede Pixelposition. Die Galaxienspektren können mit diesen Sensitivitätsfunktionen geeicht werden. Für jede Nacht wurde die geeignetste Sensitivitätsfunktion ermittelt, indem die

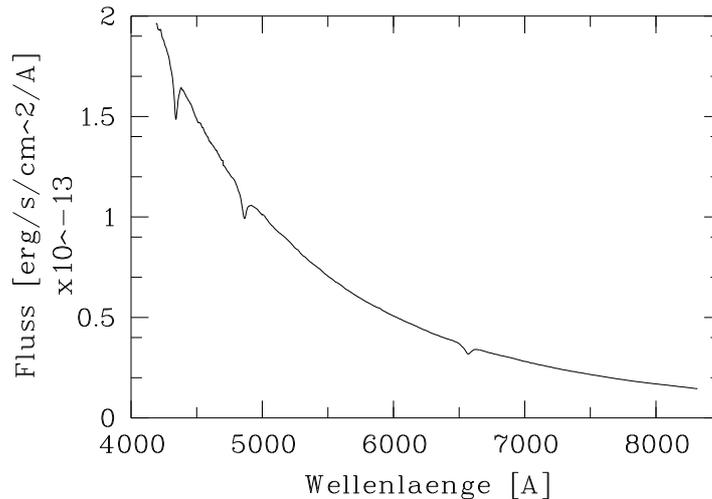


Abbildung 14: Literaturverlauf von G 191 B2B

Korrekturkurve ausgewählt wurde, die den Verlauf der Standardsterne am besten wiedergibt, ohne die Kurve, die mit sich selbst geeicht wurde.

Für die Calar Alto-Kampagne 1998 wurden die Standardsterne SAO 6435 (Bd +75 325) und G191 B2B, für die 1999er-Kampagne wurden Feige 66 und Bd +33 2642 aufgenommen. Spektren der Sterne HR 3454, HR 4468 und HR 5501 wurden während der Kampagne auf La Silla 1998 beobachtet.

### 5.3.9 Atmosphärische Absorptionsbanden und Cosmics

Die Erdatmosphäre erzeugt verschiedene Absorptionsbanden in den Spektren. Die deutlichsten Bänder sind das A-, B- und C-Band (bei ungefähr 6200 - 6400 Å, 6700 - 6900 Å und bei 7500 - 7700 Å) und Banden, die vor allem durch O<sub>2</sub>-Moleküle und Wasserdampf hervorgerufen werden bei ungefähr 7100 - 7300 Å (Abbildung 17). Im Bereich der atmosphärischen Absorptionsbanden wird das Kontinuum der Sternspektren linear interpoliert. Eine Korrekturkurve wurde erstellt indem die Sternspektren, bei denen die atmosphärischen Absorptionsbanden vorhanden sind, durch die Sternspektren dividiert wurden, bei denen die atmosphärischen Absorptionsbanden entfernt wurden. Die Galaxienspektren wurden durch diese Korrekturkurve dividiert. Die Korrektur wurde auf die Kompensation der weniger starken Banden abgestimmt, da bei einer Kompensation des A-Bandes bei den Wellenlängen der übrigen Bänder Emissionsmerkmale erzeugt wurden.

Durch einen Vergleich der Einzelspektren eines Objekts wurden die Cosmics aus den Spektren entfernt. Es ist sehr unwahrscheinlich das Cosmics in verschiedenen Spektren das gleiche Muster an der gleichen Stelle im Spektrum erzeugen.

### 5.3.10 Addition der Einzelspektren

Die von Cosmics befreiten, auf eine Zeiteinheit normierten Einzelspektren wurden zu einem Gesamtspektrum addiert und über das erste Moment (Mittelwert) gemittelt, da diese Mittelwertbildung flußerhaltend ist, im Gegensatz z.B. zu einer Medianbildung.

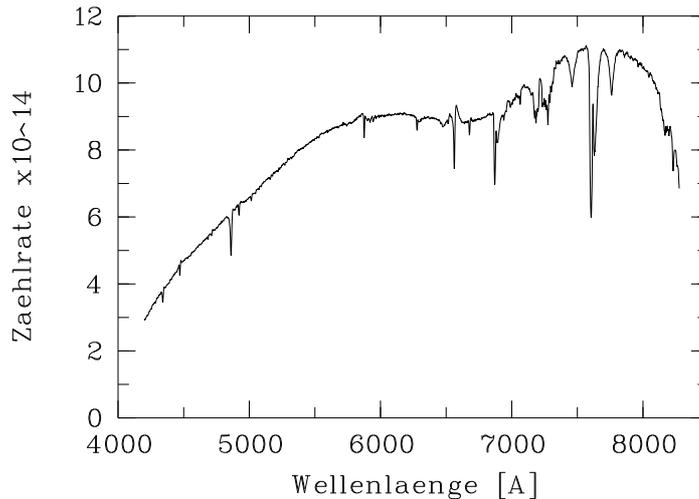


Abbildung 15: "Roh"-Apparatefunktion

### 5.3.11 Einfluß der Muttergalaxie

Das aufgenommene (Gesamt-)Spektrum des Objekts ist zusammengesetzt aus dem Spektrum des aktiven Kerns und dem Spektrum der Muttergalaxie. Um das Spektrum des aktiven Kerns von dem der Muttergalaxie zu trennen, wurden Spektren normaler Galaxien (NGC 2681, Sombrero-Galaxie), d.h. Galaxien ohne aktiven Kern gleichen morphologischen Typs (SBb bzw. Sa) aufgenommen. Die Skalierung der Muttergalaxie wurde auf das Mgb-Triplett ( $\lambda\lambda$  5167, 5172, 5183 Å) abgestimmt, d.h. das Triplett sollte nach der Subtraktion dieser Objekte nicht mehr zu sehen sein. Bei der Skalierung ist darauf zu achten, daß keine sogenannte Überkompensation auftritt, d.h. daß das Mgb-Triplett, das in Absorption auftritt, nicht in Emissionslinien "verwandelt" wird. Allerdings fanden sich in den Spektren der normalen Galaxien Emissionslinien. Damit sind diese nur bedingt geeignet, um den Anteil der Muttergalaxie am Spektrum zu subtrahieren, da diese Objekte selber einen aktiven Kern oder z.B. ausgedehnte HII-Regionen aufweisen können, die Emissionslinien erzeugen und so die gesuchten Linienparameter des aktiven Kerns verfälschen können. Daher wurde ein Spektrum des Objekts NGC 584, das von Wolfram Kollatschny zur Verfügung gestellt wurde, verwendet. Im ersten Schritt wurde NGC 584 (morphologischer Typ S0) in das Ruhesystem des Beobachters transformiert ( $z = 0$ ). Im zweiten Schritt wurde das Spektrum von NGC 584 dann in das beobachtete System des jeweiligen AGN transformiert. Dieses Vorgehen hat den Vorteil daß der Fluß des AGN erhalten bleibt, und da der Fluß von NGC 584 lediglich auf das jeweilige AGN-Spektrum skaliert wird, ist für diesen keine flußerhaltende Transformation notwendig.

Um den Einfluß der Hostgalaxie abzuschätzen, wurden die Objekte NGC 2992 (Spektrum aufgenommen auf La Silla), sowie NGC 3516 und NGC 5548 (alle Spektren aufgenommen auf dem Calar Alto) untersucht, bei denen das Mgb-Triplett zu erkennen ist. Es wurde untersucht, ob sich Linienprofil und -fluß von [Fe VII] 5721 Å und [Fe VII] 6087 Å bei Berücksichtigung der Hostgalaxie, d.h. nach Subtraktion des Galaxienspektrums von NGC 584 ändern. Der Vergleich zwischen dem Spektrum mit und ohne die Hostgalaxie ergab keinen signifikanten Unterschied. Die Muttergalaxie hat keinen signifikanten Einfluß auf die Linienflüsse und Linienbreiten der koronalen Linien. Diese Korrektur wurde daher nicht durchgeführt.

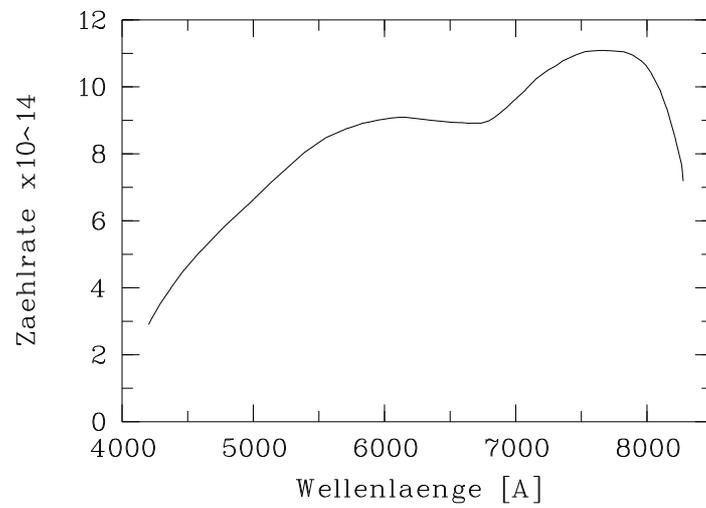


Abbildung 16: geglättete Apparatefunktion

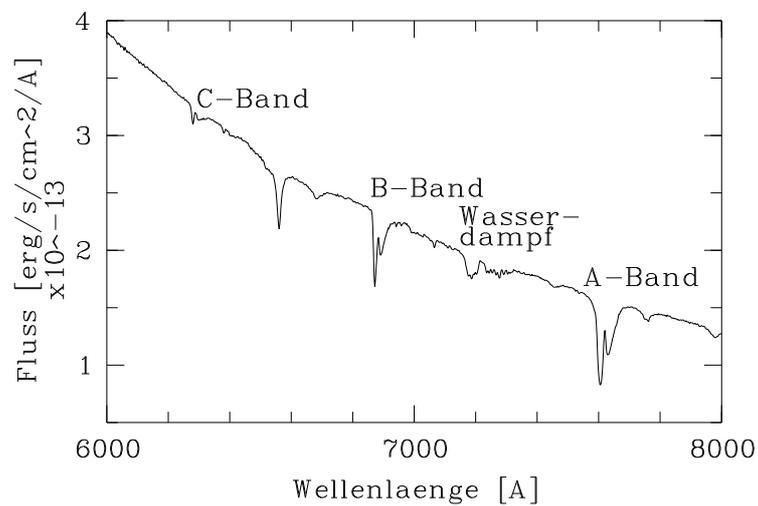


Abbildung 17: Atmosphärische Absorptionsbanden

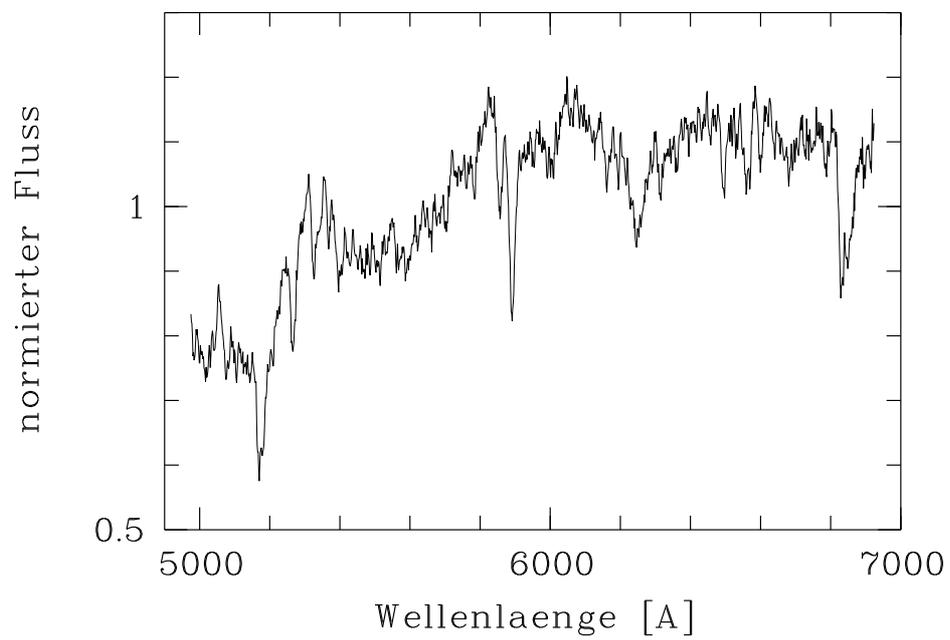


Abbildung 18: Spektrum der S0-Muttergalaxie NGC 584 ( $z = 0$ )

## 5.4 Literaturwerte

Die Linieneigenschaften der Objekte NGC 4051, 3C 390.3, Ark 564, NGC 3783 und IC 4329 A, stammen aus den Untersuchungen von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] (NGC 4051, 3C 390.3, Ark 564) und Appenzeller und Östreicher 1988 [7] (NGC 3783, IC 4329 A). Der Linienfluß und die -breite (FWHM) von  $H_\beta$  und [O III] 5007 Å ist zusätzlich notiert. Diese Angaben werden benötigt, um die Spektren zu klassifizieren (siehe Abschnitt 6.1, S. 69). In den Publikationen von Appenzeller und Östreicher 1988 [7] und Appenzeller, Wagner 1991 [8] sind keine Informationen über die  $H_\beta$ - und [O III] 5007 Å-Linie enthalten. Diese wurden anderen Publikationen entnommen. Ein “-” in der Tabelle bedeutet, daß über diese Größe keine Information verfügbar war.

### NGC 4051

$H_\beta$ :  $F = 26.1 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $510 \pm 50 \text{ km/s}$

[O III] 5007 Å:  $F = (30.3 \pm 3.1) \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $260 \pm 1 \text{ km/s}$

Linie	Linienfluß / $H_\beta$	Linienfluß ( $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	Linienbreite	$\Delta v$
			(km/s)	
[Ne V] 3426 Å	$0.399 \pm 0.0421$	$10.41 \pm 1.10$	$330 \pm 4$	$-85 \pm 27$
[Fe VII] 5159 Å	$0.0168 \pm 0.00399$	$0.439 \pm 0.104$	$490 \pm 18$	$+27 \pm 19$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 0.0261$	$< 0.681$	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.0271 \pm 0.00397$	$0.707 \pm 0.104$	$375 \pm 11$	$-38 \pm 19$
[Fe VII] 6087 Å	$0.029 \pm 0.002$	$0.76 \pm 0.04$	$305 \pm 6$	$-64 \pm 19$
[Fe X] 6375 Å	$0.0672 \pm 0.00701$	$1.75 \pm 0.18$	$370 \pm 4$	$-99 \pm 16$
[Fe XI] 7892 Å	$0.0441 \pm 0.00484$	$1.15 \pm 0.13$	$335 \pm 12$	$-123 \pm 15$

alle Angaben aus Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]. Für [Fe X] wurden korrigierte Werte gegenüber der Publikation von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] verwendet (private Mitteilung).

### 3C 390.3

$H_\beta$ :  $F = 32.2 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $2720 \pm 80 \text{ km/s}$

[O III] 5007 Å:  $F = (18.0 \pm 1.7) \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $430 \pm 1 \text{ km/s}$

Linie	Linienfluß / $H_\beta$	Linienfluß ( $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	Linienbreite	$\Delta v$
			(km/s)	
[Ne V] 3426 Å	$0.0792 \pm 0.00848$	$2.55 \pm 0.27$	$350 \pm 20$	$-88 \pm 28$
[Fe VII] 5159 Å	$0.00573 \pm 0.00114$	$0.185 \pm 0.037$	$530 \pm 43$	$-4 \pm 19$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 0.00264$	$< 0.0850$	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$< 0.00807$	$< 0.260$	-	-
[Fe VII] 6087 Å	$0.0186 \pm 0.00280$	$0.599 \pm 0.090$	$730 \pm 168$	$-73 \pm 13$
[Fe X] 6375 Å	$< 0.00429$	$< 0.138$	-	-
[Fe XI] 7892 Å	$< 0.00107$	$< 0.0345$	-	-

alle Angaben aus Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49].

### Ark 564

$H_\beta$ :  $F = 28.6 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $510 \pm 50 \text{ km/s}$

[O III] 5007 Å:  $F = (25.6 \pm 1.1) \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , FWHM =  $265 \pm 1 \text{ km/s}$

Linie	Linienfluß / $H_\beta$	Linienfluß ( $10^{-14}$ erg $\text{cm}^{-2}$ $\text{s}^{-1}$ )	Linienbreite	$\Delta v$
			(km/s)	
[Ne V] 3426 Å	$0.165 \pm 0.00881$	$4.72 \pm 0.25$	$395 \pm 111$	$-97 \pm 28$
[Fe VII] 5159 Å	$0.0101 \pm 0.000870$	$0.289 \pm 0.025$	$530 \pm 21$	$-116 \pm 20$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 0.000557$	0.0159	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.0231 \pm 0.0147$	$0.661 \pm 0.420$	$405 \pm 14$	$-152 \pm 16$
[Fe VII] 6087 Å	$0.0364 \pm 0.00188$	$1.04 \pm 0.05$	$415 \pm 8$	$-174 \pm 15$
[Fe X] 6375 Å	$0.0710 \pm 0.00420$	$2.03 \pm 0.12$	$570 \pm 17$	$-350 \pm 14$
[Fe XI] 7892 Å	$0.0831 \pm 0.00388$	$2.38 \pm 0.11$	$695 \pm 12$	$-354 \pm 14$

alle Angaben aus Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49].

### NGC 3783

$H_\beta$ :  $F = 218 \times 10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  (Evans 1988 [50]), FWHM = 1950 km/s (Whittle 1985 II [235])

[O III] 5007 Å:  $F = 311 \times 10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  (Evans 1988 [50]), FWHM = 220 km/s (Whittle 1985 I [234]), 2100 km/s (Pelat, Alloin und Fosbury [164])

Linie	Linienfluß / $H_\beta$	Linienfluß ( $10^{-14}$ erg $\text{cm}^{-2}$ $\text{s}^{-1}$ )	Linienbreite	$\Delta v$
			(km/s)	
[Fe VII] 5159 Å	0.0088	1.92	600	-
[Fe XIV] 5303 Å	-	-	$950 \pm 30$	$-240 \pm 20$
[Fe VII] 5721 Å	0.0279	6.08	$525 \pm 23$	$-113 \pm 8$
[Fe VII] 6087 Å	0.051	11	$555 \pm 9$	$-90 \pm 10$
[Fe X] 6375 Å	0.1312	28.60	$630 \pm 25$	$-188 \pm 17$
[Fe XI] 7892 Å	-	-	$885 \pm 90$	$-195 \pm 60$

Die Angaben über den Linienfluß der Fe-Linien und der  $H_\beta$ -Linie stammen aus Evans 1988 [50], Linienbreite und Geschwindigkeitsverschiebungen sind aus Appenzeller und Östreicher 1988 [7], bis auf die Angaben über [Fe VII] 5159 Å, die alle aus Evans 1988 [50] stammen. Die Linienbreite (FWHM) der  $H_\beta$ -Linie gibt Whittle 1985 II [235] mit  $\log \text{FWHM} = 3.29$  an, d.h. 1950 km/s. Mit Hilfe der Publikation von Pelat, Alloin und Fosbury [164] 1981 ergab sich ein Wert von 2100 km/s für die FWHM der  $H_\beta$ -Linie.

### IC 4329A

$H_\beta$ :  $F = 10^{43}$  erg  $\text{s}^{-1}$  (Penston et al. 1984 [165])

[O III] 5007 Å:  $F = 0.54 \times 10^{43}$  erg  $\text{s}^{-1}$  (Penston et al. 1984 [165])

Linie	Linienfluß / $H_\beta$	Linienfluß ( $10^{-43}$ erg $\text{s}^{-1}$ )	Linienbreite	$\Delta v$
			(km/s)	
[Fe VII] 5721 Å	-	-	$630 \pm 23$	$-15 \pm 12$
[Fe VII] 6087 Å	-	-	$645 \pm 32$	$-45 \pm 16$
[Fe X] 6375 Å	0.00955	0.095	$680 \pm 35$	$-23 \pm 30$

Der Fluß der [Fe X] 6375 Å-Linie (dekontaminiert) relativ zu  $H_\beta$  4861 Å wurde mit der in Penston et al. 1984 [165] gegebenen Information abgeleitet. Die Linienbreite und Geschwindigkeitsverschiebungen der Fe-Linien stammen aus Appenzeller und Östreicher 1988 [7].

**H<sub>β</sub>-Parameter der La Silla-Daten****MCG-06-30-15:**

Die H<sub>β</sub>-Linie lag außerhalb des beobachteten Wellenlängenbereiches des aufgenommenen Spektrums. Daher wurden der Linienfluß und die Breite von H<sub>β</sub> der Literatur entnommen:  $F = 1.2 \times 10^{-13} \text{ erg/s/cm}^2$  und  $\text{FWHM} = 1700 \text{ km/s}$  (Pineda et al. 1980 [170]). Die Linienflüsse der Fe-Linien relativ zu H<sub>β</sub> wurden mit den in Pineda et al. 1980 [170] enthaltenen Linienflüssen von H<sub>β</sub> und [OIII] 5007 Å ( $8.3 \times 10^{-14} \text{ erg/s/cm}^2$ ) abgeleitet. Dazu wurden die Flüsse der Fe-Linien relativ zu [OIII] 5007 Å in dem auf La Silla aufgenommenen Spektrum bestimmt (gemessener Fluß:  $9.8 \pm 0.3 \times 10^{-14} \text{ erg/s/cm}^2$ ). Da das Verhältnis H<sub>β</sub> zu [OIII] 5007 Å (0.69) aus Pineda et al. bekannt ist, konnten damit die Verhältnisse der Fe-Linien relativ zu H<sub>β</sub> bestimmt werden. Die so bestimmten Werte sind mit † gekennzeichnet.

Linie	Linienfluß, gemessen [ $10^{-14} \text{ erg/s/cm}^2$ ]	Fluß / H <sub>β</sub> abgeleitet
[Fe VII] 5159 Å	$0.35 \pm 0.1$	$0.025 \pm 0.008$ †
[Fe VII] 5721 Å	$0.3 \pm 0.1$	$0.023 \pm 0.008$ †
[Fe XIV] 5303 Å	$< 1.6$	$< 0.11$ †
[Fe VII] 6087 Å	$0.37 \pm 0.06$	$0.026 \pm 0.005$ †
[Fe X] 6375 Å	$0.9 \pm 0.2$	$0.06 \pm 0.03$ †

**NGC 2992:**

Die H<sub>β</sub>-Linie war nicht im Wellenlängenbereich des aufgenommenen Spektrums vorhanden. Es wurden keine Angaben über die H<sub>β</sub>-Linie dieses Objektes in der Literatur gefunden.

**5.5 Linienidentifikation und Messung der Profilparameter****5.5.1 Rotverschiebungsmessung**

Um die kosmologischen Rotverschiebungen der Objekte zu bestimmen, wurden die Linienschwerpunkte von [O III] 4959 Å und [O III] 5007 Å gemessen. Diese NLR-Linien sollten keine zusätzliche Gravitationsrotverschiebung durch das Gravitationspotential des schwarzen Loches erfahren. Die [O III] 4959, 5007 Å-Linien wiesen zudem in jedem Spektrum das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf. Die Lage des Mittelpunkts der [O III]-Linien wurde als Mittelpunkt des Teil des Profils bestimmt, der bei 50% des Maximums des Linienflusses liegt. Der Meßwert wurde als Mittelwert der beiden Rotverschiebungen bestimmt, die sich aus den [O III]-Linien ergaben. Der Fehler ist die Differenz zwischen den aus diesen Linien ermittelten Werten. Die Ergebnisse dieser Messungen stehen in der Spalte "Z<sub>gemessen</sub>".

Objekt	$Z_{Literatur}$	Literaturangaben	$Z_{gemessen}$
Mrk 10	0.029	[87]	$0.0291 \pm 0.0001$
Mrk 1040	0.0164	[87]	$0.0164 \pm 0.0001$
NGC 3227	0.0039 / 0.033	[22] / [87]	$0.0037 \pm 0.0001$
NGC 3516	0.009	[87]	$0.0088 \pm 0.0001$
NGC 2210	0.0076 / 0.0071	[171] / [87]	$0.0075 \pm 0.0001$
NGC 4593	0.0087	[87]	$0.0086 \pm 0.0001$
NGC 5548	0.017	[87]	$0.0166 \pm 0.0001$
Mrk 290	0.030 / 0.0301	[53] / [87]	$0.0303 \pm 0.0001$
NGC 4151	0.0033 / 0.003	[22] / [87]	$0.0030 \pm 0.0001$
Mrk 766	0.0127	[87]	$0.0127 \pm 0.0001$
Mrk 841	0.036 / 0.0365	[53] / [87]	$0.0366 \pm 0.0001$
Mrk 509	0.035 / 0.0355	[240] / [87]	$0.0338 \pm 0.0001$
NGC 2992	0.0077 / 0.0075	[171] / [87]	$0.0078 \pm 0.0001$
MCG-06-30-15	0.0078	[87]	$0.0078 \pm 0.0001$
3C120	0.033 / 0.0336 / 0.0331	[42] / [22] / [87]	$0.0331 \pm 0.0001$
IRAS 13224-3809	0.0667	[4]	$0.0647 \pm 0.0002$

Literaturangaben:

[4]: Allen et al. 1991

[22]: Brinkmann et al. 1995

[42]: Drinkwater et al. 1997

[53]: Fabian and Usher 1996

[87]: Hewitt und Burbidge 1991

[171]: Polletta et al. 1996

[240]: Yuan et al. 1998

Die vollständigen Literaturangaben sind im Literaturverzeichnis ab S. 235 zu finden.

### 5.5.2 Kontamination der koronalen Linien

Bei der Identifikation der koronalen Linien und insbesondere bei der Angabe der Linienprofilparameter ist zu beachten, daß diese durch andere Linien gestört sind:

**[Fe VII] 5159 Å:** diese Linie ist durch Eisen, vor allem durch 5159 Å des Fe II Multipletts Nr. 42 gestört. Der Beitrag dieser Störung kann nur abgeschätzt werden, der angegebene Linienfluß der [Fe VII] 5159 Å ist daher als obere Grenze zu verstehen.

**[Fe XIV] 5303 Å:** diese Linie wird durch mehrere Linien gestört, durch [Ca V] 5309 Å und durch die Eisen-Multipletts Nr. 48 und Nr. 49. Durch die Kontamination durch [Ca V] 5309 Å ist eine eindeutige Identifikation der [Fe XIV] 5303 Å nur schwer möglich.

**[Fe VII] 5721 Å:** auch diese Linie wird durch Eisen-Multipletts (Fe II-Multipletts Nr. 51, 57, 58) gestört.

**[Fe VII] 6087 Å:** bei dieser Linie liegt eine Störung durch die [Ca V] 6086 Å-Linie vor. Der Einfluß dieser Linie kann durch Ausnutzen des Linienvverhältnisses [Ca V] 6086 Å / [Ca V] 5309 Å = 1/5.1 bestimmt werden (Garstang 1968 [63]). Die [Ca V] 5309 Å-Linie ist durch [Fe XIV] 5303 Å gestört. Eine eindeutige Identifikation dieses Liniensblends ist schwer, da zusätzlich noch Fe-Multipletts die Bestimmung erschweren (siehe Bemerkungen bei [Fe XIV] 5303 Å). Nimmt man an, daß der Blend [Ca V] 5309 Å / [Fe XIV] 5303 Å durch das [Ca V] 5309 Å dominiert wird, ist der Anteil der [Ca V] 5309 Å an der [Fe VII] 6087 Å-Linie maximal 5%.

**[Fe X] 6375 Å** wird durch [O I] 6363 Å gestört. Um das Profil der [Fe X] 6375 Å-Linie zu erhalten, wurde unter Ausnutzung des Linienvverhältnisses von [O I] 6300 Å / [O I] 6363 Å = 3 : 1 das Profil der [O I] 6300 Å-Linie von dem Blend [Fe X] 6375 Å / [O I] 6363 Å abgezogen. Da [O I] 6300 Å und [O I] 6363 Å vom selben Energieniveau ausgehen, kann [O I] 6300 Å als Vergleichsprofil benutzt werden. Das Verhältnis von 3 : 1 gibt das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Linien an. War die [S III] 6312 Å-Linie vorhanden, wurde sie vom Profil der [O I] 6300 Å abgezogen. Dies wurde durch einen Vergleich der skalierten Liniensprofile von [O I] 6300 Å und [O III] 5007 Å abgeschätzt. Ein nur geringer Beitrag wird von der Fe II 6369 Å, der schwächsten Linie des Multipletts Nr. 40 erwartet.

**[Fe XI] 7892 Å:** Grandi 1978 [74] gibt [Fe II]- und [Ti II]-Übergänge als mögliche Störungen an. Andere Übergänge der zugehörigen Multipletts von [Fe II] und [Ti II] werden in Seyfert-Galaxien nicht beobachtet, daher wird angenommen, daß die [Fe II]- und [Ti II]-Übergänge nur sehr schwach sein können. Die Störung durch [Ni III] 7890 Å kann mit Hilfe von [Ni III] 8499 Å ([Ni III] 7890 Å / [Ni III] 8499 Å = 2 : 1) abgeschätzt werden. Allerdings ist diese Linie außerhalb des beobachteten Wellenlängenbereiches der Objekte der hier untersuchten Stichprobe. Erkens 1995 [48] hat [Ni III] 8499 Å in keiner der von ihr beobachteten Seyfert-Galaxien detektiert. Mg II 7877, 7896 Å entstehen durch Anregung über Liniensfluoreszenz, die gleichzeitig mit Linien bei 3848 Å und 8232 Å entstehen. Auch diese Linien sind außerhalb des beobachteten Wellenlängenbereiches und wurden ebenfalls von Erkens 1995 [48] in keiner der von ihr beobachteten Programmgalaxien beobachtet. Die O I 7886 Å-Linie schließlich kommt für eine Kontamination nicht in Frage, da die Bedingungen einer AGN-Emissionslinienregion deren Entstehung wahrscheinlich nicht zulassen.

### 5.5.3 Heliozentrische Korrektur

Aufgrund der Bewegung der Erde um die Sonne wird abhängig von der Beobachtungsepoche eine unterschiedliche Geschwindigkeitsverschiebung gemessen (Stumpff 1980 [207]). Die gemessenen Geschwindigkeitsverschiebungen wurden heliozentrisch korrigiert. Die heliozentrischen Korrekturen wurden mit der MIDAS-Routine comp/barycorr berechnet.

Die Geschwindigkeitsverschiebung  $\Delta v$  relativ zu den [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007 Å-Linien, anhand derer die Rotverschiebung ausgemessen wurde, wurde mit der folgenden Formel berechnet:

$$\Delta v = c \times \frac{\lambda_{\text{beobachtet}} - \lambda_{\text{erwartet}}}{\lambda_0} \quad (32)$$

Bei  $\lambda_{\text{beobachtet}} > \lambda_{\text{erwartet}}$  folgt  $\Delta v > 0$ , d.h. eine Rotverschiebung wird mit positiven Werten notiert, eine Blauverschiebung entsprechend mit negativen Werten.

Der Fehler der Geschwindigkeitsverschiebung wurde mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berech-

net. Es wurden der Fehler der erwarteten Wellenlänge, der sich aus dem Fehler der Rotverschiebung  $z$  ergibt, berücksichtigt, sowie der Fehler bei der Bestimmung der beobachteten Wellenlänge, der sich aus der Unsicherheit der Bestimmung des unterliegenden Kontinuumsniveaus ergibt. Die Fehler der Ruhewellenlängen wurden vernachlässigt.

Objekt	Heliozentrische Korrektur
Mrk 10	-5 km/s
Mrk 1040	-28 km/s
NGC 3227	-28 km/s
NGC 3516	+0.5 km/s
NGC 2210	-14 km/s
NGC 4593	+29 km/s
Mrk 290	-6 km/s
NGC 4151	-22 km/s
Mrk 766	-23 km/s
Mrk 841	-7 km/s
Mrk 509	+29 km/s
3C120	-28 km/s
NGC 2992	+4 km/s
MCG-06-30-15	+26 km/s

#### 5.5.4 Vorgehen bei der Messung der Linienparameter

Die Lage des Mittelpunkts der Linien wurde als Mittelpunkt des Teil des Profils bestimmt, der bei 50% des Maximums des Linienflusses liegt.

Durch Integration des Linienflusses zwischen Profil und Kontinuum wurde der Linienfluß ermittelt. Das Kontinuum wurde durch ein Polynom erster Ordnung approximiert. Der Meßwert kommt als Mittelwert der beiden Werte zustande, die sich aus einem unteren bzw. oberen angenommenen Kontinuumsniveau ergeben. Die angegebenen Meßfehler ergeben sich dementsprechend aus der Unsicherheit des unterliegenden Kontinuums und resultieren aus der Differenz der Meßwerte. Bei den Linien bei denen der störende Anteil durch benachbarte Linien nicht bestimmt werden konnte (z.B. zu sehen am Profil der [Fe VII] 5159 Å-Linie von Mrk 1040, S. 162), wurde der Fehler mit Hilfe von benachbarten Rauschstrukturen bestimmt.

Der Fluß der  $H_{\beta}$ -Linie wurde, um eine einheitliche Meßgröße zu haben, stets bis zum blauen Flügel der [OIII] 4959 Å-Linie gemessen. Die  $H_{\alpha}$ -Linie wurde von den Störungen durch [N II]  $\lambda\lambda$  6548, 6583 Å befreit. Um sich den Komponenten [N II]  $\lambda\lambda$  6548,6583 Å zu entledigen, wurde [OIII] 5007 Å als Vorlage genommen, unter Berücksichtigung eines 3:1-Intensitätsverhältnisses und an den jeweiligen Stellen des Blends ([N II],  $H_{\alpha}$ ) plaziert. Obere Grenzen für Linienflüsse wurden durch Integration des entsprechenden relevanten Wellenlängenbereiches ermittelt. Die angegebenen Linienbreiten entsprechen der vollen Breite beim halben Wert des Maximums (FWHM).

Die Spektren der Programmgalaxien, die Linienprofile der koronalen Linien und die Eigenschaften der koronalen und niedriger ionisierter Linien sind im Anhang in Abschnitt A.2, S. 141 bzw. Abschnitt A.3, S. 151 zu finden.





## 6 Ergebnisse

### 6.1 Klassifizierung der Spektren

Verschiedene Klassen von AGN und die Einteilung der Seyfert-Galaxien in Seyfert 1 und Seyfert 2 wurde in Kapitel 2.1, S. 3 eingeführt. In den Spektren von Seyfert 1-Galaxien sind die H I-Balmerlinien breiter als die verbotenen Linien, bei Seyfert 2-Galaxien haben die H I- und die verbotenen Linien ungefähr dieselbe Breite (Khachikian und Weedman 1974 [96]). Bei der Klassifizierung der Spektren wurde außerdem eine Unterklasse der Seyfert 1-Galaxien berücksichtigt, die Narrow Line Seyfert 1-Galaxien, abgekürzt NLS1. Narrow Line Seyfert 1-Galaxien wurden zum ersten Mal von Osterbrock und Pogge 1985 [158] beschrieben. Die klassifizierenden Kriterien dieser Klasse konzentrieren sich in der Literatur zumeist auf die beiden folgenden (z.B. Goodrich 1989 [73], Stephens 1989 [206]):

- das Linienflußverhältnis von [O III] 5007 Å zu  $H_{\beta}$  ist  $< 3$
- die FWHM der breiten Komponente von  $H_{\beta}$  ist  $< 2000$  km/s

Dieses letzte Kriterium wird in vielen Publikationen lediglich auf die FWHM des gesamten Profils von  $H_{\beta}$  bezogen. Da es eine kontinuierliche Verteilung der optischen Linienbreiten in Seyfert 1-Galaxien gibt, ist die Grenze bei 2000 km/s rein willkürlich. Für die Klassifizierung der Objekte wurde daher die FWHM des gesamten Profils gemessen und so der Definition in vielen Publikationen gefolgt. Das erste Kriterium wird auch zur Unterscheidung zwischen Seyfert 1- und Seyfert 2-Galaxien verwendet (Shuder und Osterbrock 1981 [196]), das zweite trennt die NLS1- von den Broad Line Seyfert 1-Galaxien (BLS1). Als weitere charakterisierende Eigenschaften von NLS1-Galaxien werden starke Fe II-Emission und höher ionisierte Spezies wie z.B. [Fe VII] 6087 Å oder [Fe VII] 6375 Å genannt (Goodrich 1989 [73]).

In Tabelle 7 ist der Fluß und die Linienbreite (FWHM) der [O III] 5007 Å- und der  $H_{\beta}$ -Linie der Objekte der Stichprobe aufgelistet. Von den 21 in der Stichprobe enthaltenen Objekten, wurden 20 als Seyfert 1-Galaxien (95%), davon 10 als NLS1 (48%), eine wurde als Seyfert 2-Galaxie klassifiziert (5%). Die Prozentangaben in Klammern beziehen sich auf die Gesamtzahl von 21. Die Klassifizierung von MCG-06-30-15 und NGC 3783 war nicht eindeutig. Da die  $H_{\beta}$ -Linie von MCG-06-30-15 nicht im Wellenlängenbereich des auf La Silla aufgenommenen Spektrums lag, wurde auf Werte von Pineda et al. 1980 [170] zurückgegriffen (siehe Bemerkungen auf S. 63). Diese Werte erlauben eine Einordnung des Objekts als NLS1-Galaxie. Allerdings wurde ein Spektrum dieser Quelle, das von Leighly aufgenommen wurde, nicht als NLS1-Galaxie klassifiziert (Leighly 1999, Konferenz über NLS1 in Bad Honnef).

Die Angaben von Whittle 1985 II [235] zusammen mit den Linienflußwerten aus Evans 1988 [50] lassen eine Klassifizierung des Objektes NGC 3783 als NLS1-Galaxie zu. Allerdings ergab sich mit der Publikation von Pelat, Alloin und Fosbury 1981 [164] ein Wert von 2100 km/s für die FWHM der  $H_{\beta}$ -Linie. Das Objekt wurde nicht als NLS1 eingeteilt.

Die optisch selektierte Stichprobe von Erkens et al. enthält insgesamt 17 Objekte von denen 14 Seyfert 1-Galaxien sind (82%), davon 9 NLS1-Galaxien (53%). 3 Objekte wurden als Seyfert 2-Galaxien (18%) klassifiziert. Die Prozentangaben beziehen sich wiederum auf die Gesamtzahl von 17 Objekten. Auf den hohen Anteil an NLS1-Galaxien in der Röntgen-selektierten und in der optisch selektierten Stichprobe wird in Abschnitt 7.2.3, ab S. 97, eingegangen.

Objekt	Fluß ( $10^{-14}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )		FWHM (km/s)		F([OIII]5007)/ F(H $_{\beta}$ )
	[OIII]5007	H $_{\beta}$	[OIII]5007	H $_{\beta}$	
<b>Sey 1</b>					
NGC 3516	41 ± 2	97 ± 6	540 ± 10	2820 ± 420	0.4 ± 0.03
NGC 4593	12 ± 1	42 ± 6	500 ± 10	4035 ± 305	0.3 ± 0.05
NGC 5548	40 ± 1	54 ± 5	600 ± 50	3950 ± 300	0.74 ± 0.07
NGC 2110	20 ± 0.5	3.4 ± 0.3	540 ± 10	570 ± 10	5.9 ± 0.5
3C 390.3	18.0 ± 1.7	32.2	430 ± 1	2720 ± 80	0.6 ± 0.05
Mrk 509	56 ± 3	90 ± 20	710 ± 20	2200 ± 200	0.6 ± 0.1
Mrk 841	9.1 ± 0.2	14 ± 1	560 ± 10	2460 ± 140	0.65 ± 0.05
IC 4329A	-	-	-	-	1.85**
MCG-06-30-15	8.3*	12*	290 ± 10	1700*	0.69*
NGC 3783	-	-	220	2100	1.4
<b>NLS1</b>					
Mrk 10	12.1 ± 0.4	15 ± 1	430 ± 60	1860 ± 70	0.8 ± 0.06
Mrk 1040	49 ± 1	38 ± 5	530 ± 10	1290 ± 80	1.3 ± 0.2
NGC 3227	91 ± 3	60 ± 8	660 ± 10	1480 ± 130	1.5 ± 0.2
3C 120	26 ± 2	12 ± 2	420 ± 10	980 ± 150	2.2 ± 0.4
Ark 564	25.6 ± 1.1	28.6	265 ± 1	590 ± 70	0.9 ± 0.04
NGC 4051	30.3 ± 3.1	26.1	260 ± 1	510 ± 50	1.2 ± 0.1
Mrk 290	14.8 ± 0.3	13 ± 1	490 ± 10	1650 ± 140	1.1 ± 0.09
NGC 4151	610 ± 20	270 ± 30	480 ± 20	750 ± 20	2.3 ± 0.3
Mrk 766	43.6 ± 0.7	18 ± 2	480 ± 10	840 ± 70	2.4 ± 0.3
IRAS 13224-3809	Klassifikation: siehe z.B. Boller et al. 1993 [17]				
<b>Sey 2</b>					
NGC 2992	Klassifikation: siehe z.B. Marquez et al. 1998 [121]				

Tabelle 7: Klassifikation der Objekte der Stichprobe

**Bemerkungen:**

**MCG-06-30-15** - \*: Werte aus Pineda et al. 1980 [170]. Da die H $_{\beta}$ -Linie nicht in dem Wellenlängenbereich des aufgenommenen Spektrums lag (Spektrum auf S. 181), wurden die Linieneparameter dieser Linie von Pineda et al. 1980 [170] übernommen. Um das Linienvverhältnis von [OIII] 5007 Å relativ zu H $_{\beta}$  für die Klassifikation in einer Epoche zu haben, wurde das Linieneflußverhältnis ebenfalls dieser Publikation entnommen.

**IC 4329A** - \*\*: aus Penston et al. 1984 [165]

## 6.2 Kinematische Eigenschaften

### 6.2.1 Linienbreite

Die Linienbreiten resultieren aus dem Geschwindigkeitsfeld des ionisierten Gases des AGN (siehe Abschnitt 2.2.3, S. 10) und sind auf Doppler-Verbreiterung zurückzuführen. Da das Gas, das sich näher am Schwarzen Loch befindet, schneller bewegt als weiter außen liegendes, ist die Messung der Linienbreite eine Möglichkeit, den Entstehungsort der Emissionslinien durch direkten Vergleich mit den Linienbreiten anderer Linien einzuschränken.

In Tabelle 8 sind die Verhältnisse der Linienbreiten (FWHM) der koronalen Linien [Fe VII] 6087 Å und [Fe X] 6375 Å (eine höher und niedriger ionisierte koronale Linie) im Vergleich zu der Breite der typischen NLR-Linie [O III] 5007 Å und der typischen BLR-Linie  $H_{\beta}$  der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe zusammengestellt.

Der Vergleich der Linienbreiten (FWHM) der hochionisierten verbotenen Linien ([Fe X] 6375 Å und [Fe VII] 6087 Å) mit denen der niedriger ionisierten verbotenen Linie [O III] 5007 Å zeigt, daß die koronalen Linien in fast allen Fällen breiter sind. Der Mittelwert von  $\text{FWHM}([\text{Fe X}] 6375 \text{ \AA} / [\text{O III}] 5007 \text{ \AA})$  und  $\text{FWHM}([\text{Fe VII}] 6087 \text{ \AA} / [\text{O III}] 5007 \text{ \AA})$  beträgt  $2.62 \pm 1.01$  bzw.  $1.59 \pm 0.62$ . Die Werte der optischen Stichprobe betragen  $1.58 \pm 0.49$  bzw.  $1.63 \pm 0.60$ .

Die  $H_{\beta}$ -Linien der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe sind i.d.R. breiter als die verbotenen hochionisierten Linien. Die [Fe X] 6375 Å- bzw. [Fe VII] 6087 Å zu  $H_{\beta}$ -Verhältnisse der Linienbreiten ergeben Werte von  $0.86 \pm 0.59$  bzw.  $0.50 \pm 0.30$ . Bei der optisch selektierten Stichprobe sind die  $H_{\beta}$ -Linien ebenfalls i.d.R. breiter als die koronalen Linien. Der Vergleich mit der [Fe X] 6375 Å-Linie liefert einen Mittelwert von  $0.80 \pm 0.49$  und ist damit ungefähr gleich dem der Röntgen-selektierten Stichprobe mit einer etwas geringeren Streuung. Der Wert von  $0.68 \pm 0.48$  ergibt sich beim Vergleich von  $\text{FWHM}([\text{Fe VII}] 6087 / H_{\beta})$ . Dieses Verhältnis hat eine größere Streuung als das der Röntgen-selektierten Stichprobe.

Die Linienbreiten der hochionisierten Linien [Fe VII] 6087 Å und [Fe X] 6375 Å liegen somit i.d.R. zwischen denen von BLR- und NLR-Linien, das deutet auf einen Entstehungsort der koronalen Linien zwischen BLR und NLR hin.

Bei vielen Objekten der Röntgen-selektierten Stichprobe ist die höher ionisierte [Fe X] 6375 Å-Linie breiter als die niedriger ionisierte [Fe VII] 6087 Å-Linie. Der Mittelwert von  $\text{FWHM}([\text{Fe VII}]6087 / [\text{Fe X}]6375)$  beträgt  $0.69 \pm 0.22$ . Die koronalen Linien [Fe VII] 6087 Å und [Fe X] 6375 Å sind breiter als die niedrig ionisierte verbotene [O III] 5007 Å-Linie, s.o. Abweichungen von diesen allgemeinen Trends gibt es bei den folgenden Objekten: Das Verhältnis der  $\text{FWHM}([\text{Fe X}]6375 / H_{\beta}4861)$  von 3C 120 beträgt 2, allerdings hat dieses Verhältnis einen sehr großen Meßfehler,  $2 \pm 1$ , aufgrund des schlechten S/N-Verhältnisses des Spektrums. Ark 564: die Linienbreiten von [Fe X]6375 und  $H_{\beta}4861$  sind vergleichbar groß. Bei Mrk 1040 sind die koronalen Linien [Fe VII] 6087 Å und [Fe X] 6375 Å von vergleichbarer Breite. Mrk 509 weist eine sehr schmale [Fe VII] 6087 Å-Linie im Vergleich zu der [O III]5007-Linie auf. Für das Spektrum von Mrk 841 konnten die Linienverhältnisse der Halbwertsbreiten von [Fe X]6375 / [O III]5007 und [Fe VII]6087 / [Fe X]6375 nicht bestimmt werden, da benachbarte Rauschstrukturen keine sinnvolle Messung zulassen.

### 6.2.2 Geschwindigkeitsfeld

Die Linienbreiten (FWHM) der koronalen Linien der Röntgen-selektierten Stichprobe wurden untereinander und mit der Breite der  $H_{\beta}4861$ - und der [O III]5007-Linie (BLR- bzw. NLR-Linie) auf Abhängigkeit untersucht. Eine Abhängigkeit der Breiten erwartet man bei Linien, die im selben

Objekt	FWHM(...)				
	$\frac{[FeX]6375}{[OIII]5007}$	$\frac{[FeVII]6087}{[OIII]5007}$	$\frac{[FeX]6375}{H_{\beta}}$	$\frac{[FeVII]6087}{H_{\beta}}$	$\frac{[FeVII]6087}{[FeX]6375}$
	Röntgen-selektierte Stichprobe				
Mrk 1040	1.36	1.5	0.56	0.60	1.07
NGC 2110	-	-	-	-	-
Mrk 10	3.7	2.8	0.86	0.65	0.75
NGC 3227	-	2.1	-	0.9	-
NGC 3516	2.6	1.7	0.5	0.33	0.67
NGC 4593	1.94	1.6	0.24	0.20	0.81
NGC 5548	1.70	1.2	0.25	0.18	0.70
NGC 2992	-	-	-	-	-
MCG 06-30-15	3.3	1.10	0.57	0.19	0.33
3C 120	5.0	2.4	2.0	1.0	0.50
NGC 4151	3.1	1.15	2.00	0.73	0.37
Mrk 766	2.3	1.5	1.3	0.87	0.65
Mrk 290	2.63	1.04	0.78	0.31	0.40
Mrk 509	-	0.42	-	0.14	-
NGC 4051	1.42	1.17	0.73	0.60	0.82
3C 390.3	-	1.7	-	0.27	-
Ark 564	2.15	1.57	1.1	0.81	0.73
NGC 3783	2.9	2.52	0.32	0.285	0.88
IC 4329 A	-	-	-	-	0.95
Mittelwert	$2.62 \pm 1.01$	$1.59 \pm 0.62$	$0.86 \pm 0.59$	$0.50 \pm 0.30$	$0.69 \pm 0.22$
	optisch selektierte Stichprobe				
Mittelwert	$1.58 \pm 0.49$	$1.63 \pm 0.60$	$0.80 \pm 0.49$	$0.68 \pm 0.48$	-

Tabelle 8: Verhältnis der Linienbreiten der [Fe X] 6375 Å- und der [Fe X] 6087 Å-Linie im Vergleich zu [O III] 5007 Å und H $_{\beta}$ 4861 Å. Die angegebenen Fehler der Mittelwerte sind Standardabweichungen.

Gebiet eines AGN entstehen und daher demselben Geschwindigkeitsfeld ausgesetzt sein sollten. Zur Veranschaulichung betrachtet wird eine kreisförmige Bahn um das Schwarze Loch. Für den Beobachter gibt es zwei Sichtlinien entlang derer der Geschwindigkeitsvektor einer betrachteten Gaswolke maximal ist: die, die auf den Beobachter zu und die, die vom Beobachter weggerichtet ist. Für Gasgeschwindigkeiten, die weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit liegen, lautet die Formel für den Doppler-Effekt:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \quad (33)$$

dabei bedeuten:

$\nu_0$ : Ruhfrequenz,  $\nu$ : Doppler-verschobene Frequenz,  $v$ : maximale Gasgeschwindigkeit relativ zum Beobachter,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit.

Das gesamte Linienprofil setzt sich zusammen aus den Frequenzen, die in einem Intervall  $[-\nu_{max}, +\nu_{max}]$  liegen. Dieses Profil wird um so breiter, je größer die Gasgeschwindigkeit  $v$  ist. Da die koronalen Linien vermutlich in einer Übergangszone zwischen BLR und NLR entstehen, haben die Geschwindigkeitsfelder der BLR und der NLR Einfluß auf das Linienprofil der koronalen Linien. Daher wurde bei der  $H_\beta$ -Linie das NLR-Profil nicht entfernt und trägt damit auch zu der Profilform und -breite dieser Linie bei. In Abbildung 92, S. 209 sind die Linienbreiten der koronalen Linien gegeneinander aufgetragen. Der Vergleich der koronalen Linien mit der  $H_\beta$ - bzw. [O III] 5007 Å-Linie ist in Abbildung 93 auf S. 210 bzw. Abbildung 94 auf S. 211 zu finden.

Diese Vergleiche der Linienbreiten wurden bei den Objekten der optisch selektierten Stichprobe von Erkens et al. ebenfalls durchgeführt. Ob eine signifikante Korrelation vorhanden ist, wurde durch das sogenannte Kendall-Verfahren überprüft (Press 1992 [174]). Das Kendall-Verfahren prüft, ob Daten korreliert sind, indem Datenpunkte auf ihre gegenseitige Anordnung geprüft werden. Seien  $(x_i, y_i)$  und  $(x_j, y_j)$  zwei Datenpunkte. Falls  $x_i - x_j$  und  $y_i - y_j$  dasselbe Vorzeichen haben, wird das Paar als konkordant bezeichnet, bei unterschiedlichen Vorzeichen als diskordant. In der  $(x,y)$ -Ebene bildet  $++$  ein konkordantes Paar,  $+-$  ein diskordantes. Paare mit gleichem  $x$ -Wert ( $++$ ) bezeichnet man als extra-y, solche mit gleichem  $y$ -Wert ( $++$ ) als extra-x. Bei  $n$  Datenpunkten hat man insgesamt  $0.5 \times n \times (n - 1)$  Punktepaare, von denen  $c$  konkordant,  $d$  diskordant,  $e_y$  extra-y und  $e_x$  extra-x seien. Kendalls'  $\tau$  ist definiert als:

$$\tau = \frac{(c - d)}{\sqrt{c + d + e_y} \sqrt{c + d + e_x}} \quad (34)$$

Wenn alle Paare konkordant sind, ist  $\tau = 1$ , wenn alle diskordant sind, ist  $\tau = -1$ , ansonsten liegt der Wert dazwischen. Je näher  $\tau$  bei 0 liegt, desto ungeordneter sind die Datenpunkte. Bei  $\tau = 0$  ist die betrachtete Verteilung rein zufällig, d.h. die betrachteten Größen sind nicht miteinander korreliert. Damit ist  $\tau$  ein Maß für die Stärke der Ordnung der betrachteten Punkteverteilung. Für  $n$  zufällig verteilte Datenpunkte in der  $(x,y)$ -Ebene ergibt sich, daß  $\tau$  um den Wert 0 normalverteilt ist mit einer Standardabweichung von

$$\sigma_\tau = \sqrt{\frac{4n + 10}{9n(n - 1)}} \quad (35)$$

Damit kann überprüft werden, ob ein  $\tau$ -Wert signifikant zeigt, daß eine Punkteverteilung nicht zufällig ist, sondern wirklich korreliert. Als Signifikanzkriterium dagegen ungeeignet ist das Verhältnis von Fehler der Steigung  $\Delta m$  einer Anpassungsgeraden zu dem Wert der Steigung  $m$  dieser Geraden: bei einer senkrechten Geraden geht  $\Delta m / m \rightarrow 0$ , bei einer horizontalen Geraden geht  $\Delta m / m \rightarrow \infty$ . Ähnliche Überlegungen gelten für den Achsenabschnitt.

In Tabelle 9, S. 76 sind in den Spalten 2 und 3 Kendalls'  $\tau$  und seine Standardabweichung  $\sigma_\tau$  für den Vergleich der Linienbreiten der koronalen Linien untereinander und mit denen von  $H_\beta$  4861 bzw. [O III] 5007 notiert.

Das Problem bei der Interpretation dieser Daten ist die nur geringe Anzahl von Meßpunkten, was einen großen Wert der Standardabweichung  $\sigma_\tau \approx 0.2$  (siehe Tabelle 9) zur Folge hat. Eine Aussage über die Zugehörigkeit der Geschwindigkeitsfelder der koronalen Linien aus der Röntgen-selektierten Stichprobe zu dem der NLR, BLR oder einem Zwischenbereich ist damit nicht möglich. Bei den Vergleichen der Linienbreiten der koronalen Linien untereinander haben die Kombinationen [Fe VII]5159 - [Fe X]6375 und [Fe VII]6087 - [Fe X]6375 Kendall  $\tau$ -Werte von 0.43 bzw. 0.36, bei den übrigen Kombinationen, das sind [Fe VII]5159 mit [Fe VII]5721, [Fe VII]5159 mit [Fe VII]6087, [Fe VII]5721 mit [Fe VII]6087, [Fe VII]5721 mit [Fe X]6375 liegen die Kendall  $\tau$ -Werte unterhalb von 0.2. Die Kendall  $\tau$ -Werte der Kombinationen sind beeinflusst durch verschiedene Signal-zu-Rausch-Verhältnisse der koronalen Linien in den einzelnen Objekten. Korrelationskoeffizienten für eventuell vorhandene Abhängigkeiten zwischen den koronalen Linien werden damit kleiner und eine Korrelation kann aufgrund der wenigen Meßwerte und der daraus folgenden hohen Standardabweichung nicht nachgewiesen werden. Sind intrinsisch schwächere Linien vorhanden, heißt das natürlich nicht notwendigerweise, daß in den Entstehungsgebieten der koronalen Linien die Geschwindigkeitsfelder untereinander nicht ähnlich sind: eine Korrelation kann dann aufgrund eines nicht genügenden Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht nachgewiesen werden. Andere Unsicherheiten in der Bestimmung der Linienparameter, wie bereits in Abschnitt 5.5.2 erläutert (z.B. Unsicherheit bei der Dekontamination der [Fe X] 6375 Å-Linie) tragen weiter zu dieser Problematik bei. Die Signifikanz der Kombinationen ist stark abhängig von einzelnen Meßpunkten: werden z.B. bei der Kombination [Fe VII]5159 - [Fe X]6375 die Meßwerte des Objektes 3C 120 weggelassen, ändert sich  $\tau$  von 0.43 auf 0.34. Bei einem Vergleich der verschiedenen Korrelationen ist damit bei den auftretenden  $\tau$ - und  $\sigma_\tau$ -Werten kein Vergleich der Signifikanz der unterschiedlichen Kombinationen möglich. Durch eine höhere Anzahl von Meßpunkten könnte mit größerer Sicherheit eine Aussage gemacht werden.

Der Vergleich der Linienbreiten der [O III]5007-Linie mit denen von [Fe VII]5721 ergibt einen Kendall  $\tau$ -Wert von 0.54, die übrigen Kombinationen weisen Kendall  $\tau$ -Werte von 0.1 - 0.2 auf. Das kann einerseits darauf hindeuten, daß die Ähnlichkeit der Geschwindigkeitsfelder der [Fe VII]5721 und der [O III]5007 sehr ausgeprägt ist, während in den Entstehungsregionen der übrigen koronalen Linien andere Bedingungen auftreten. Andererseits gilt für die Vergleiche mit den Linienbreiten der [O III]5007-Linien dieselbe Aussage wie für den Vergleich der koronalen Linien untereinander. Aufgrund der großen Standardabweichung kann keine eindeutige Aussage über die Zugehörigkeit der koronalen Linien zu einem bestimmten Geschwindigkeitsfeld gemacht werden. Die Kombinationen koronale Linien -  $H_\beta$  ergeben Kendall  $\tau$ -Werte unter 0.15. Dieser Befund kann so interpretiert werden, daß die Geschwindigkeitsfelder der  $H_\beta$ 4861-Linien und der koronalen Linien nicht ähnlich sind, d.h. diese in verschiedenen Gebieten entstehen. Natürlich gilt auch hier dieselbe einschränkende Aussage wie oben, aufgrund der großen Standardabweichung.

Bei der optisch selektierten Stichprobe wurde von Erkens 1995 [48] folgendes Signifikanzkriterium verwendet: es wurde eine Gerade an die Daten angepasst, war der Fehler der Steigungsgeraden kleiner als der dreifache Wert der Steigung, galt die Kombination als signifikant. Um ein einheit-

liches Signifikanzkriterium für den Vergleich zwischen der optisch selektierten und der Röntgen-selektierten Stichprobe zu haben, wurden die Kendall  $\tau$ -Werte und deren zugehörige Standardabweichungen  $\sigma_\tau$  für den Vergleich der in Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] veröffentlichten Linienbreiten der koronalen Linien, der  $H_\beta$ - und der [O III]5007-Linie der Objekte der optisch selektierten Stichprobe neu berechnet. Der Vergleich der Linienbreiten der koronalen Linien untereinander ergab für die Kombinationen [Fe VII]5721 - [Fe VII]6087, [Fe VII]5721 - [Fe X]6375 und [Fe VII]6087 - [Fe X]6375 Kendall  $\tau$ -Werte um 0.65. Etwas schwächere Korrelationen, d.h. Kendall  $\tau$ -Werte für die Kombinationen der [Fe VII]5721, [Fe VII]6087 und [Fe X]6375 mit der [O III]5007- bzw.  $H_\beta$ -Linie liegen um 0.5 bzw. 0.45.

Im Gegensatz zu der Röntgen-selektierten Stichprobe konnte bei der optisch selektierten Stichprobe mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Zusammenhang zwischen den Linienbreiten der koronalen Linien mit der  $H_\beta$ -Linie festgestellt werden.

Korrelation	Kendalls $\tau$ $\sigma_\tau$	
(1)	(2)	(3)
<b>Röntgen-selektierte Stichprobe</b>		
FHIL vs. FHIL		
[Fe VII]5159 - [Fe VII]5721	0.19	0.17
[Fe VII]5159 - [Fe VII]6087	0.17	0.17
[Fe VII]5159 - [Fe X]6375	0.43	0.19
[Fe VII]5721 - [Fe VII]6087	0.11	0.17
[Fe VII]5721 - [Fe X]6375	-0.15	0.19
[Fe VII]6087 - [Fe X]6375	0.36	0.19
$H_\beta$ vs. FHIL		
$H_\beta$ 4861 - [Fe VII]5159	0.04	0.17
$H_\beta$ 4861 - [Fe VII]5721	0.10	0.17
$H_\beta$ 4861 - [Fe VII]6087	0.15	0.17
$H_\beta$ 4861 - [Fe X]6375	-0.01	0.19
[O III] 5007 vs. FHIL		
[O III]5007 - [Fe VII]5159	0.14	0.16
[O III]5007 - [Fe VII]5721	0.54	0.17
[O III]5007 - [Fe VII]6087	0.21	0.17
[O III]5007 - [Fe X]6375	0.09	0.19
<b>Optisch selektierte Stichprobe</b>		
FHIL vs. FHIL		
[Fe VII]5721 - [Fe VII]6087	0.61	0.22
[Fe VII]5721 - [Fe X]6375	0.76	0.22
[Fe VII]6087 - [Fe X]6375	0.65	0.22
[O III] 5007 vs. FHIL		
[O III]5007 - [Fe VII]5721	0.55	0.22
[O III]5007 - [Fe VII]6087	0.45	0.19
[O III]5007 - [Fe X]6375	0.50	0.22
$H_\beta$ vs. FHIL		
$H_\beta$ 4861 - [Fe VII]5721	0.48	0.22
$H_\beta$ 4861 - [Fe VII]6087	0.42	0.19
$H_\beta$ 4861 - [Fe X]6375	0.43	0.22

Tabelle 9: Vergleich der Linienbreiten der koronalen Linien der Röntgen-selektierten und der optisch selektierten Stichprobe mit  $H_\beta$ - und [O III]5007 mit Hilfe von Kendalls  $\tau$  (Erklärung im Text).

### 6.2.3 Vergleich der Linienprofile mit BLR- und NLR-Profilen

Die Profilformen der koronalen Linien jedes Objekts wurden je mit einer typischen NLR- und einer BLR-Linie verglichen. Aus diesem Vergleich können weitere Rückschlüsse gezogen werden zu welcher Emissionslinienregion und welchem Geschwindigkeitsfeld die koronalen Linien gehören und insbesondere auf die Besonderheiten der einzelnen Objekte eingegangen werden. Als NLR-Linie wurde die [O III] 5007 Å-Linie ausgewählt, als BLR-Linie die  $H_{\beta}$ -Linie. Das Kontinuum wurde abgezogen und das Maximum der Profile auf eins normiert. Die zu vergleichenden Profile wurden in den Geschwindigkeitsraum transformiert, wobei der Nullpunkt sich aus der Rotverschiebung des jeweiligen Objekts ergibt.

In Abschnitt A.4.1 ab S. 185 in den Abbildungen 75 bis 74 sind die Profile von [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5159, 5721, 6087 Å, sowie [Fe X]  $\lambda$  6375 Å im Vergleich zu [O III] 5007 Å und  $H_{\beta}$  abgebildet. Es wurden die Objekte berücksichtigt, deren Profile ein genügendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen, um diesen Vergleich durchzuführen. Die Profile der koronalen Linien der Röntgen-selektierten Objekte, für die dieser Vergleich durchgeführt wurde, können folgendermaßen eingeteilt werden:

In der ersten Gruppe sind die Objekte, deren koronale Linienprofile ähnlich dem [O III] 5007 Å-Profil sind. Hierzu gehören die Objekte Mrk 290, Mrk 841 und MCG-06-30-15.

In der zweiten Gruppe sind die Objekte, deren koronale Linienprofile eine Breite zwischen der von [O III] 5007 Å und  $H_{\beta}$  haben. Mrk 1040, NGC 4593, NGC 5548 und Mrk 766 sind dieser Gruppe zuzuordnen.

In der dritten Gruppe schließlich sind die FHILs, deren FWHM gleich oder größer der von  $H_{\beta}$  ist. In dieser Gruppe ist NGC 4151.

Zu den Objekten der ersten Gruppe: Bei Mrk 290 zeichnen die [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5159, 5721 und 6087 Å-Linien das Profil der [O III] 5007 Å im oberen Linienteil nach. Abweichungen gibt es an der Linienbasis: [Fe VII] 5721 Å und [Fe X] 6375 Å weisen einen asymmetrischen roten Linienflügel auf, [Fe VII] 6087 Å einen asymmetrischen blauen Linienflügel. Die [Fe VII] 5159 Å-Linie ist kontaminiert. Die [Fe X] 6375 Å-Linie ist deutlich breiter als die [O III] 5007 Å-Linie aufgrund des ausgeprägten asymmetrischen roten Linienflügels.

Mrk 841: Die [Fe VII] 5721 Å-Linie zeichnet das Profil der [O III] 5007 Å-Linie sehr gut nach. Bei den übrigen Linien ist ein Profilvergleich durch zu den Linien benachbarte Rauschstrukturen erschwert.

Die Profile der [Fe VII]-Linien von MCG-06-30-15 zeichnen das Profil von [O III]5007 gut nach. Geringe Abweichungen an der Linienbasis im blauen Linienflügel gibt es bei [Fe VII] 5159 Å und [Fe VII] 6087 Å. Die [Fe X] 6375 Å-Linie fällt aus diesem Schema heraus. Die Linie ist deutlich breiter und zeigt einen asymmetrischen roten Linienflügel.

Die Objekte in der zweiten Gruppe: die koronalen Eisen-Linienprofile von Mrk 1040 sind nur wenig breiter als das [O III] 5007 Å-Linienprofil und viel schmaler als das Profil von  $H_{\beta}$ . Die blauen Flügel der koronalen Eisenlinien sind deutlich zu erkennen.

Die koronalen Eisenlinien des Objekts NGC 4593 zeigen Blauverschiebungen des Linienzentrums. Die [Fe X] 6375 Å-Linie zeigt deutliche Abweichungen von der [O III]5007-Form und hat einen asymmetrischen roten Linienflügel. Die  $H_{\beta}$ -Linie ist mit einer FWHM von  $\approx 4000$  km/s deutlich breiter als die FHILs.

NGC 5548: während das Profil von [Fe VII] 5159 Å sehr genau das Profil von [O III]5007 nachzeichnet, zeigen [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5721, 6087 Å und [Fe X] 6375 Å asymmetrische blaue Linienflügel.

Mrk 766: Die [Fe VII] 5721 Å-Linie zeichnet am deutlichsten das [O III] 5007-Profil nach. [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5159, 6087 Å zeigen asymmetrische blaue Linienflügel.

In der dritten Gruppe ist NGC 4151. Die obere Profilform der [O III] 5007 Å-, der  $H_{\beta}$ - und der koronalen Linien ist sehr ähnlich. Die  $H_{\beta}$ -Linie weist einen asymmetrischen roten Linienflügel auf. Die Linienbasis der  $H_{\beta}$  4861-Linie ist viel breiter als die der koronalen Eisenlinien. Die [Fe X] 6375 Å-Linie ist deutlich breiter als die anderen koronalen Eisenlinien.

**Vergleich mit der optischen Stichprobe** Die Profile der koronalen Linien der Programmgalaxien der optisch selektierten Stichprobe wurden von Erkens 1995 [48] in drei Gruppen eingeteilt: In der ersten Gruppe sind Objekte, deren Profil der koronalen Linien das [O III] 5007 Å-Profil nachzeichnen, in der zweiten liegen die Werte der FWHM der koronalen Linien zwischen denen von [O III] 5007 Å und der  $H_{\alpha}$ -Linie. In die dritte Gruppe schließlich wurden die Objekte eingeteilt, bei denen die FWHM der koronalen Linien gleich oder größer der FWHM von  $H_{\alpha}$  ist. Von den von Erkens untersuchten Objekten wurden vierzehn AGN für diesen Vergleich untersucht, diejenigen die ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis für diesen Vergleich aufwiesen. Drei wurden in die erste Gruppe (21%), sechs in die zweite (43%) und schließlich fünf (36%) in die dritte Gruppe eingeordnet. Die Prozentangaben beziehen sich auf die für diesen Vergleich untersuchte Gesamtzahl von vierzehn.

Im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe sieht man, daß die koronalen Linien, die eine Breite ähnlich der  $H_{\beta}$ -Linie aufweisen, in der Röntgen-selektierten Stichprobe fast gänzlich fehlen. In der Röntgen-selektierten Stichprobe sind im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe koronale Linien, die eine Ähnlichkeit mit [O III]5007 aufweisen, überhäufig.

#### 6.2.4 Vergleich der Profile der koronalen Linien untereinander

Wie bei dem Vergleich der koronalen Linienprofile mit der  $H_{\beta}$ - und der [O III] 5007 Å-Linie wurden von den Profilen das Kontinuum abgezogen und die Profile auf das Linienmaximum normiert und in den Geschwindigkeitsraum transformiert. Auch hier wurden nur Linien mit ausreichendem S/N-Verhältnis berücksichtigt. In Abschnitt A.4.2 ab S. 199 sind in den Abbildungen 84 bis 91 die Profile abgebildet.

Das Einteilungskriterium der Profile in verschiedene Gruppen ist die Verschiebung der Linienzentren.

In der ersten Gruppe sind Objekte, deren koronale Linienzentren sich ins Blaue verschieben, die zweite Gruppe enthält Objekte, deren koronale Linienzentren sich ins Rote verschieben.

Die Ursachen für Verschiebungen des Linienzentrums kann in der Verschiebung des gesamten Profils begründet sein oder auf das Anwachsen eines Linienflügels (asymmetrisches Profil) zurückgeführt werden.

1. Gruppe:

Mrk 1040: Die Linienbreiten von [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5721, 6087 Å und [Fe X] 6375 Å sind vergleichbar groß. Die Linienzentren zeigen eine deutliche Blauverschiebung. Die [Fe VII] 5159 Å-Linie ist, aufgrund der von den anderen koronalen Linien verschiedenen Profilform, erkennbar kontaminiert.

Auch die FHIL-Profile von NGC 5548 zeigen eine Verschiebung des Linienzentrums ins Blaue. Das Linienzentrum von [Fe X] 6375 Å ist leicht ins Rote verschoben ( $27 \pm 17$  km/s). Da das Spektrum von Dietrich et al. in verschiedenen Epochen aufgenommen wurden, war hier keine nachträgliche heliozentrische Korrektur möglich und damit auch kein unabhängiger Vergleich der Verschiebungen der Linienzentren.

MCG-06-30-15: die Profile der [Fe VII]-Linien weisen eine Verschiebung ihres Linienzentrums ins Blaue auf. Die [Fe X] 6375 Å-Linie dagegen weist einen asymmetrischen roten Linienflügel auf. Damit kann die größere Breite dieser Linie gegenüber den [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5159, 5721, 6087 Å-Linien erklärt werden. NGC 4593: Die Linienzentren weisen eine Verschiebung in den blauen Bereich auf. Die Breiten der koronalen Linien sind vergleichbar. Die [Fe VII] 6087 Å-Linie weist einen asymmetrischen blauen Linienflügel auf.

## 2. Gruppe:

NGC 4151: die Linienzentren der koronalen Linien weisen eine Verschiebung in den roten Bereich auf. Die Breiten der koronalen Linien sind vergleichbar, mit Ausnahme der [Fe X] 6375 Å-Linie. Diese Linie weist einen asymmetrischen roten Linienflügel auf, was die größere Breite erklären kann. Auch die [Fe XI] 7892 Å-Linie hat einen asymmetrischen roten Linienflügel.

Mrk 290: die Linienzentren zeigen Verschiebungen in den roten Bereich. Auch in diesem Spektrum sind die Breiten der koronalen Linien von vergleichbarer Größe, mit Ausnahme der [Fe X] 6375 Å-Linie, die einen asymmetrischen roten Linienflügel aufweist.

Mrk 766: Die Linienbreiten der [Fe VII]  $\lambda\lambda$  5159, 5721, 6087 Å-Linien sind von vergleichbarer Größe. Die Linienzentren der [Fe VII]-Linien sind in den roten Bereich verschoben.

Asymmetrische Profile können durch die (teilweise) Abschattung eines Linienflügels erklärt werden. In der Röntgen-selektierten Stichprobe weisen insbesondere viele [Fe X] 6375 Å-Linien asymmetrische rote Flügel auf, d.h. der blaue Flügel ist abgeschattet, während die niedriger ionisierten [Fe VII]-Linien weniger ausgeprägte oder gar keine asymmetrischen Linienflügel aufweisen. Durch die Entfernung der [O I] 6363 Å-Linie von dem Blend ([O I] 6363, [Fe X] 6375) kann ein Teil der Asymmetrie allerdings durch diese Dekontamination verursacht sein.

Da die [Fe X] 6375 Å-Linie auch in vielen Fällen eine größere Linienbreite aufweist als die niedriger ionisierten [Fe VII]-Linien (siehe Betrachtungen in den Abschnitten oben), d.h. die [Fe X] 6375 Å-Linie entsteht weiter innen als die [Fe VII]-Linien, scheint die Abschattung nahe der BLR effektiver zu sein als weiter außen. Die einfachsten Erklärungen für asymmetrische Linienprofile sind, daß sie durch anisotrop verteiltes absorbierendes Material in der linienemittierenden Region entstehen können oder durch direkte Abschattung der ionisierenden Kontinuumsquelle, noch bevor die koronalen Linien in einem Material mit hoher Relativgeschwindigkeit entstehen (Erkens 1995 [48]). Die ionisierende Kontinuumsquelle wird dabei durch nahe Wolken mit hoher Säulendichte verdeckt, die ionisierende Strahlung wird absorbiert und erreicht dadurch nur Regionen, bei denen die Wolken eine geringere Geschwindigkeit haben. Für koronale Linien, die nahe der BLR entstehen, besteht die Möglichkeit, daß sie durch den Torus abgeschattet werden. Erkens 1995 [48] stellt noch andere Szenarien vor, mit der asymmetrische Profile erklärt werden können. Abschattung kann z.B. bei radialem Einfall innerhalb einer Wolke, als auch bei radialem Ausfluß zwischen Wolken oder in einem Torus stattfinden. Da bei isotroper Verteilung des emittierenden Materials um die Kontinuumsquelle herum symmetrische Profile beobachtet werden sollten, ist das Material vermutlich anisotrop verteilt.

In einem anderen Szenario wird die Abschattung durch eine Akkretionsscheibe erklärt, die unter einem hohem Inklinationwinkel gesehen wird und dadurch dahinter liegendes emittierendes Material abschattet. Die koronalen Linien müssen dabei nahe an der Scheibe entstehen, um eine effektive Abschattung zu ermöglichen.

### 6.3 Spektro-photometrische Eigenschaften

#### 6.3.1 Temperatur und Dichte der koronalen Emissionslinienregion

Während mit den in den vorherigen Abschnitten untersuchten kinematischen Eigenschaften der Ort der koronalen Emissionslinienregion eingeschränkt werden kann, geben die spektro-photometrischen Merkmale Auskunft über Dichte, Temperatur und mögliche Ionisationsmechanismen.

Die Dichte und Temperatur der FHIL-Region in den Objekten der optisch selektierten Stichprobe wurde mit Hilfe der in Keenan und Norrington 1987 [100] publizierten Diagnosediagramme abgeleitet. Dieses Vorgehen ist für die Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe nicht möglich. Die Diagnosediagramme basieren auf den Linienverhältnissen von [Fe VII] 5159 Å / [Fe VII] 6087 Å, sowie [Fe VII] 3759 Å / [Fe VII] 6087 Å. Für die Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe kann nur das Verhältnis [Fe VII] 5159 Å / [Fe VII] 6087 Å Anwendung finden, da [Fe VII] 3759 Å außerhalb des untersuchten Wellenlängenbereiches liegt. Damit kann allerdings keine Dichte und Temperatur eindeutig abgeleitet werden, da die zwei Diagnosediagramme für die Linienflußverhältnisse mit einem Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und zwei Unbekannten verglichen werden können und nur eine Gleichung zur Verfügung steht, um die zwei Unbekannten Dichte und Temperatur gleichzeitig eindeutig zu bestimmen.

Auch die Methode die Bedingungen der CLR nicht direkt abzuschätzen, sondern die außer den koronalen Linien am höchsten ionisierten Linien in dem für die Röntgen-selektierten Stichprobe zugänglichen Wellenlängenbereich zu untersuchen, kann nicht angewendet werden. Die außer den koronalen Linien am höchsten ionisierten Linien sind die [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007 Å-Linien. Ihr Linienverhältnis wird bestimmt durch atomphysikalische Übergangsregeln und nicht durch physikalische Zustände, die charakteristisch sind für das Objekt. Das Verhältnis  $\frac{F(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{F(\lambda 4363)}$  dagegen reagiert empfindlich auf die relativen Stoßanregungsraten der  $^1S_0$  und  $^1D_2$ -Niveaus und hat daher eine starke Temperaturabhängigkeit ([O III]  $\lambda$  4363 stammt vom  $^1S_0$ -Niveau, die [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007 Å-Linien stammen vom  $^1D_2$ -Niveau). Die [O III]  $\lambda$  4363 Å liegt jedoch außerhalb des Wellenlängenbereiches der aufgenommenen Spektren.

Anwendbar war jedoch folgendes Verfahren: Mit Hilfe eines Modells von Korista und Ferland 1989 [106] wurden Elektronendichten abgeleitet. In diesem Modell entstehen die koronalen Linien durch Photoionisation des interstellaren Mediums der Muttergalaxie mit einer Dichte von  $N_e \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  durch das nicht-stellare Kontinuum des AGN. Da mit diesem Modell nicht die koronale Emissionslinienregion eines bestimmten AGN modelliert werden soll, wurde auf ein mittleres AGN-Kontinuum zurückgegriffen. Skaliert wurde die Intensität des Kontinuums auf den Fluß von NGC 4151 bei 912 Å:  $\nu L_\nu(912\text{Å}) = 10^{43} \text{ erg/s}$ . Mit dem von Korista und Ferland in deren Abbildung 4 dargestellten Diagramm wurden mit Hilfe des Linienverhältnis von [Fe VII] 6087 Å / [Fe X] 6375 Å und der Linienleuchtkraft von [Fe X] 6375 Å Dichtewerte abgelesen. Das Diagramm umspannt einen Bereich im log Linienverhältnis von  $-1.9$  bis  $0.8$  und im Bereich der log Linienleuchtkraft von  $38$  bis  $40.5$  (erg/s). In Tabelle 10 sind die aus dem Diagramm abgelesenen Dichtewerte für die verschiedenen Objekte in Spalte 6 eingetragen. Für die Objekte, für die sich mit Hilfe des Diagramms eine Dichte ablesen läßt, liegen die Werte zwischen  $10^{3.5} - 10^{4.0} \text{ cm}^{-3}$ . Für Mrk 766 läßt sich eine Dichte von lediglich  $10^{-0.5} - 10^0 \text{ cm}^{-3}$  ableiten. Für Mrk 841 kommen zwei Wertebereiche in Frage (siehe Tabelle 10).

Auch wenn diese Werte mit Hilfe einer Modellrechnung abgeleitet worden sind und nicht durch eine unabhängige Liniendiagnostik überprüft werden können, sollen diese Werte mit typischen Werten der NLR und BLR verglichen werden. Wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert, wurden Dichten der Narrow Line Region zwischen  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  und  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  abgeleitet. Als eine typische NLR-Dichte gibt Koski 1978 [107] einen Wert von  $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  an. Die Dichte der BLR erstreckt sich

im Bereich von  $10^8$  bis  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Die gemessene Dichte der koronalen Emissionslinienregion der Objekte der optisch selektierten Stichprobe von  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  liegt damit zwischen den Werten der NLR und BLR. Die mit Hilfe des Modells von Korista und Ferland abgeleiteten Dichtewerte für einige Objekte (siehe Tabelle 10) der Röntgen-selektierten Stichprobe liegen dagegen bei Werten, die für Narrow Line Regions abgeleitet wurden. Für die Objekte für die mit Hilfe des Modells keine Dichtewerte abgeleitet werden konnten, liegen die Dichten oberhalb des mit dem Diagnosediagramms zugänglichen Bereichs. Die mit kleiner als  $1 \text{ cm}^{-3}$  ermittelten Dichtewerte werden z.B. von Murayama, Taniguchi, Iwasawa 1998 [139] diskutiert. Ausgedehnte CLRs bis zu einem kpc werden auf Bedingungen in einem interstellaren Medium zurückgeführt, indem sehr niedrige Dichten um die  $n_H \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  herrschen. Für die koronale Emissionslinienregion der Objekte der optisch selektierten Stichprobe gegen Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] Dichten um die  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen um die  $10^5 \text{ K}$  an. Ein systematischer Unterschied in der Dichte zwischen den Objekten der optisch selektierten und der Röntgen-selektierten Stichprobe kann nicht festgestellt werden, da für einige Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe keine Dichtewerte mit dem Modell von Korista und Ferland abgeleitet werden konnten, aufgrund des zu geringen Wertebereichs des angegebenen Diagnosediagramms.

Objekt	$F([\text{Fe VII}] 6087) / F([\text{Fe X}] 6375)$	log Wertebereich	Linienleuchtkraft $[\text{Fe X}]6375$ ( $10^{40}$ erg/s)	log Wertebereich (erg/s)	übereinstimmend mit log Dichte von ( $\text{cm}^{-3}$ )
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Mrk 1040	$5.44 \pm 0.90$	0.66 - 0.80	$1.04 \pm 0.116$	39.96 - 40.10	n.a.W.
Mrk 10	$3.00 \pm 1.84$	0.07 - 0.69	$0.508 \pm 0.254$	39.41 - 39.88	$\approx 3.5 - 3.8$
NGC 3227	$10.0 \pm 4.50$	0.74 - 1.16	-	-	-
NGC 3516	$1.71 \pm 0.69$	0.01 - 0.38	$0.697 \pm 0.233$	39.67 - 39.97	$\approx 3.5 - 4.0$
NGC 4593	$1.67 \pm 0.47$	0.08 - 0.33	$0.475 \pm 0.957$	39.58 - 39.76	$\approx 3.5 - 3.8$
NGC 5548	$4.47 \pm 1.58$	0.46 - 0.78	$2.24 \pm 0.591$	40.22 - 40.45	n.a.W.
MCG-06-30-15	$0.41 \pm 0.16$	-0.60 - -0.24	$0.235 \pm 0.0525$	39.26 - 39.46	-
3C 120	$0.23 \pm 0.18$	-1.30 - -0.39	$6.10 \pm 4.23$	40.27 - 41.01	-
NGC 4151	$3.17 \pm 0.52$	0.42 - 0.57	$0.158 \pm 0.0254$	39.12 - 39.26	$\approx 3.6 - 4$
Mrk 766	$1.56 \pm 0.56$	0 - 0.33	$0.0347 \pm 0.0118$	38.36 - 38.67	$\approx -0.5 - 0$
Mrk 841	$1.14 \pm 0.54$	-0.22 - 0.23	$0.402 \pm 0.115$	39.47 - 39.71	3.4 - 3.9 / 0.6 - 1
Mrk 290	$3.92 \pm 0.88$	0.48 - 0.68	$0.472 \pm 0.0788$	39.59 - 39.74	3.6 - 3.8
Mrk 509	$1.16 \pm 0.37$	-0.10 - 0.19	-	-	-

Tabelle 10: Abgeleitete Dichtewerte der koronalen Emissionslinienregion mittels Diagnosedagramm aus Korista und Ferland 1989 [106], nähere Erläuterungen im Text. (1): Objektname, (2): Linienfußverhältnis von  $[\text{Fe VII}] 6087 / [\text{Fe X}] 6375$ , (3): logarithmierter Wertebereich des Linienfußverhältnis aus Spalte 2, Wertebereich heißt Wert  $\pm 1\sigma$  Fehler, (4): Linienleuchtkraft der  $[\text{Fe X}] 6375 \text{ \AA}$ -Linie, (5): logarithmierter Wertebereich der Linienleuchtkraft der  $[\text{Fe X}] 6375 \text{ \AA}$ -Linie, (6): Logarithmus der abgelesenen Dichtewerte aus dem Diagnosedagramm von Korista und Ferland 1989 [106], siehe Erläuterungen im Text. "n.a.W": nicht aus dem Wertebereich des Diagramms ableitbar.

### 6.3.2 Mögliche Ionisationsmechanismen

Um zwischen Photoionisation und Stoßionisation als mögliche Ionisationsmechanismen in der koronalen Emissionslinienregion unterscheiden zu können, wurden verschiedene Analysemöglichkeiten, die in der Literatur vorgeschlagen sind, auf die Beobachtungsergebnisse der Stichprobe angewandt.

**Photoionisation als möglicher Ionisationsmechanismus:** Die Korrelation der Linienleuchtkräfte von  $H_{\beta}$  4861 mit denen der koronalen Linien kann als indirekter Hinweis auf Photoionisation als dominierenden Mechanismus gewertet werden. Der Linienfluß der Balmerlinien ist mit der Stärke des nicht-stellaren Kontinuums korreliert (z.B. Baldwin, Wampler, Gaskell, 1985 [10], Joly 1987 [92]). Dies ist ein Zeichen dafür, daß die Balmerlinien vom Strahlungsfeld der ionisierenden Zentralquelle abhängig sind, d.h. je mehr ionisierende Photonen freigesetzt werden, desto mehr Photonen können die Balmerlinien durch Strahlungsrekombination emittieren. Bei den koronalen Linien werden die hochionisierten Ionen hauptsächlich durch Elektronenstöße angeregt (siehe Abschnitt 3.1.1). Daraus folgt, daß die Emissivität von der Temperatur und Dichte der stoßenden Elektronen abhängt. Das Strahlungsfeld erhöht die Temperatur der Emissionslinienregion als dominanten Mechanismus, wenn mechanische Heizung keine oder nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Erhöhung der Temperatur hat eine Erhöhung der Anzahl der Elektronen zur Folge, damit auch eine erhöhte Anzahl der Elektronenstöße, mehr Anregungsprozesse der koronalen Linien finden statt und damit auch eine größere Emissivität der koronalen Linien. Die beobachtete Korrelation der koronalen Linienleuchtkräfte mit der  $H_{\beta}$ -Linie zeigt, daß bei höheren Leuchtkräften der  $H_{\beta}$ -Linie ein stärkeres ionisierendes Strahlungsfeld letztendlich eine höhere Emissivität der FHILs zur Folge hat.

Auch die Korrelation der koronalen Linien mit der [O III] 5007 Å-Linie kann in diesem Szenario erklärt werden. Der Linienfluß der [O III]-Linien hängt von der Heizung durch das Strahlungsfeld ab, wie bei den koronalen Linien geschildert, da die [O III]-Linien wie die koronalen Linien Interkombinationslinien sind. Da dasselbe Strahlungsfeld die Emissionslinienregion der koronalen Linien und der [O III]-Linien aufheizt, ist dementsprechend eine Korrelation zwischen den koronalen Linien und den [O III]-Linien zu erwarten.

Um diese Ansätze zu prüfen, wurden die Intensitäten (Strahlungsflußdichten) der koronalen Linien, sowie der  $H_{\beta}$ - und der [O III] 5007 Å-Linie der Objekte der Stichprobe in Linienleuchtkräfte umgerechnet und miteinander verglichen. Die Bestimmung der Entfernung  $r$  erfolgte mit der Beziehung  $c \times z = H_0 \times r$ ,  $\rightarrow r = c \times z / H_0$ , dabei wurde die Hubble-Konstante  $H_0$  als  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  gewählt,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit und  $z$  sind die gemessenen Rotverschiebungen der Objekte, siehe Abschnitt 5.5.1, S. 63. Die Rotverschiebungen  $z$  sind alle deutlich kleiner 1, daher ist der obige lineare Ansatz gerechtfertigt. Die Linienleuchtkräfte  $L$  ergeben sich als:  $L = S \times 4\pi r^2$  (quadratisches Abstandsgesetz), mit  $S$  den Strahlungsflußdichten der koronalen Linien.

Im Anhang in Abschnitt A.4.4 ab S. 212 sind in den Abbildungen 95 bis 97 die Linienleuchtkräfte gegeneinander aufgetragen. In Tabelle 12 ist der Korrelationskoeffizient Kendall  $\tau$  und seine Standardabweichung  $\sigma_{\tau}$  für die in der ersten Spalte eingetragenen Kombinationen, zusammengefaßt.

Die koronalen Linienleuchtkräfte zeigen eine 2.3 - 3.5 $\sigma$ -Abhängigkeit von der  $H_{\beta}$ - und der [O III]5007Å-Linienleuchtkraft (siehe Tabelle 12) Die Leuchtkräfte von  $H_{\beta}$  und [O III] 5007 sind ebenfalls mit hoher Signifikanz (3.5 $\sigma$ ) voneinander abhängig.

Anders als bei der von Erkens et al. untersuchten optisch selektierten Stichprobe ist zwischen den Korrelationen der Leuchtkräfte der koronale Linien -  $H_{\beta}$  und koronale Linien - [O III]5007 kein Unterschied zwischen den Korrelationskoeffizienten festzustellen: bei der optisch selektierten Stichprobe ist ein kleinerer Korrelationskoeffizient zwischen FHILs - [O III]5007 festgestellt

Objekt	$z_{\text{gemessen}}$	Entfernung $r$ (Mpc)
Mrk 10	$0.0291 \pm 0.0001$	$174.5 \pm 0.6$
Mrk 1040	$0.0164 \pm 0.0001$	$98.3 \pm 0.6$
NGC 3227	$0.0037 \pm 0.0001$	$22.2 \pm 0.6$
NGC 3516	$0.0088 \pm 0.0001$	$52.8 \pm 0.6$
NGC 2210	$0.0075 \pm 0.0001$	$45.0 \pm 0.6$
NGC 4593	$0.0086 \pm 0.0001$	$51.6 \pm 0.6$
NGC 5548	$0.0166 \pm 0.0001$	$99.5 \pm 0.6$
Mrk 290	$0.0303 \pm 0.0001$	$181.7 \pm 0.6$
NGC 4151	$0.0030 \pm 0.0001$	$18.0 \pm 0.6$
Mrk 766	$0.0127 \pm 0.0001$	$76.2 \pm 0.6$
Mrk 841	$0.0366 \pm 0.0001$	$219.5 \pm 0.6$
Mrk 509	$0.0338 \pm 0.0001$	$202.7 \pm 0.6$
NGC 2992	$0.0078 \pm 0.0001$	$46.8 \pm 0.6$
MCG-06-30-15	$0.0078 \pm 0.0001$	$46.8 \pm 0.6$
3C120	$0.0331 \pm 0.0001$	$198.5 \pm 0.6$
IRAS 13224-3809	$0.0647 \pm 0.0002$	$388 \pm 1$

Tabelle 11: Entfernungen der Programmgalaxien berechnet aus den gemessenen Rotverschiebungen

worden, gegenüber FHILs -  $H_{\beta}$  (Erkens 1995 [48]). Dies wird von Erkens 1995 [48] darauf zurückgeführt, daß das durch eine punktförmige Quelle hervorgerufene Strahlungsfeld mit  $1/r^2$  ausdünn, d.h. der Energieübertrag auf die Emissionslinienregion ist geringer mit zunehmender Entfernung, damit ist die Temperatur in der [O III]5007-Region geringer. Da die Korrelation mit den Balmerlinien stärker ist, entstehen die FHILs näher an der Zentralquelle als die [O III]5007-Linien.

Bei der Röntgen-selektierten Stichprobe wurde ein solcher systematischer Unterschied nicht festgestellt. Gemittelt über die gesamte Stichprobe ergibt sich kein bevorzugter Ort der Entstehung der koronalen Linien näher an der Zentralquelle.

**Elektronenstöße als möglicher Ionisationsmechanismus:** Viegas-Aldrovandi und Contini stellen in einer Reihe von sechs Publikationen (Contini, Aldrovandi 1983 [32], Aldrovandi, Contini 1984 [1], Aldrovandi, Contini 1985 [2], Contini, Aldrovandi 1986 [33], Contini, Viegas-Aldrovandi 1987 [34], Viegas-Aldrovandi, Contini 1989 [224]) Modelle vor, die Stoßionisation als dominierenden Mechanismus sehen, zur Erzeugung der Ionen, die letztendlich die koronale Emission erzeugen. Bei diesen Modellen bewegen sich Wolken durch das interstellare Gas der NLR. In der Bewegungsrichtung der Wolken kommt es zu einer Schockfront aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeiten der Wolken gegenüber dem Gas. Die koronale Linienemission stammt laut diesem Modell aus einer heißen Postschockzone, die durch Kompression entstanden ist. Zusätzlich sind die Wolken noch der Photoionisation durch das nicht-stellare Kontinuum der zentralen Quelle ausgesetzt. Die durch stoßionisierte Ionen letztendlich entstehende Linienemission hat einen Anteil von  $\approx 60\%$ , der Rest entsteht durch Atome, die durch Photoionisation ionisiert wurden. Die Linienverhältnisse von [Fe VII] 6087 und [Fe X] 6375 je relativ zu  $H_{\beta}$  werden u.a. zur Diagnostik verwendet. In Abbildung 19 sind diese Linienverhältnisse für die Objekte

Korrelation		$\tau$	$\sigma_\tau$
FHILs vs. $H_\beta$			
[Fe VII]5159	- $H_\beta$ 4861	0.69	0.20
[Fe VII]5721	- $H_\beta$ 4861	0.63	0.20
[Fe VII]6087	- $H_\beta$ 4861	0.51	0.21
[Fe X]6375	- $H_\beta$ 4861	0.53	0.23
FHILs vs. [O III]5007			
[Fe VII]5159	- [O III]5007	0.58	0.19
[Fe VII]5721	- [O III]5007	0.66	0.19
[Fe VII]6087	- [O III]5007	0.56	0.21
[Fe X]6375	- [O III]5007	0.56	0.23
$H_\beta$ 4861 vs. [O III]5007			
$H_\beta$ 4861	- [O III]5007	0.78	0.20

Tabelle 12: Kendalls  $\tau$  für den Vergleich der Linienleuchkräfte der koronalen Linien untereinander und mit denen von [O III]5007 und  $H_\beta$  der Programmgalaxien

der Röntgen-selektierten Stichprobe aufgetragen. Der Wertebereich der Modelle und der der beobachteten Linienverhältnisse der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe stimmt überein. Eine Übertragung der beobachteten Linienverhältnisse auf das Diagnosediagramm in Abbildung 6 von Viegas-Aldrovandi, Contini 1989 [224] ergibt eine Übereinstimmung mit Modellen, die eine nach außen gerichtete Bewegung der Wolken mit einer hohen Schockgeschwindigkeit von 500 km/s vorhersagen. Für die Datenpunkte, deren Linienverhältnisse von [Fe VII] 6087 /  $H_\beta$  und [Fe X] 6375 /  $H_\beta < 0.01$  sind, ist ebenfalls das Modell mit einer nach außen gerichteten Bewegung vereinbar, die Schockgeschwindigkeit ist aber niedriger, bei 300 km/s anzusetzen.

Erkens 1995 [48] hat diesen Vergleich für die Objekte der optische selektierten Stichprobe durchgeführt. Die Linienverhältnisse stimmen mit einem Modell überein, in dem ein großer Teil der Linienemission in einer durch Stoßionisation dominierten Postschockzone entsteht. Photoionisation trägt ebenfalls zu der beobachteten Linienemission bei, jedoch zu einem geringeren Teil und in einem anderen Gebiet, in dem eben Photoionisation dominiert. Die unterschiedlichen Temperatur- und Dichtewerte zwischen Modell und Beobachtung lassen sich durch eine geschichtete NLR erklären.

**Fazit:** Durch Vergleich der Daten mit den vorgestellten Modellen wird kein Modell favorisiert. Letztendliche hängen durch Autoionisation Stoß- und Photoionisation zusammen: durch Elektronenstöße wird ein heißes Plasma erzeugt. Dieses emittiert hochenergetische Photonen, die wiederum Photoionisation hervorrufen können. Das Spektrum dieser Photonen hat jedoch eine andere Verteilung, als die zentrale ionisierende Quelle, die ionisierende Photonen emittiert.

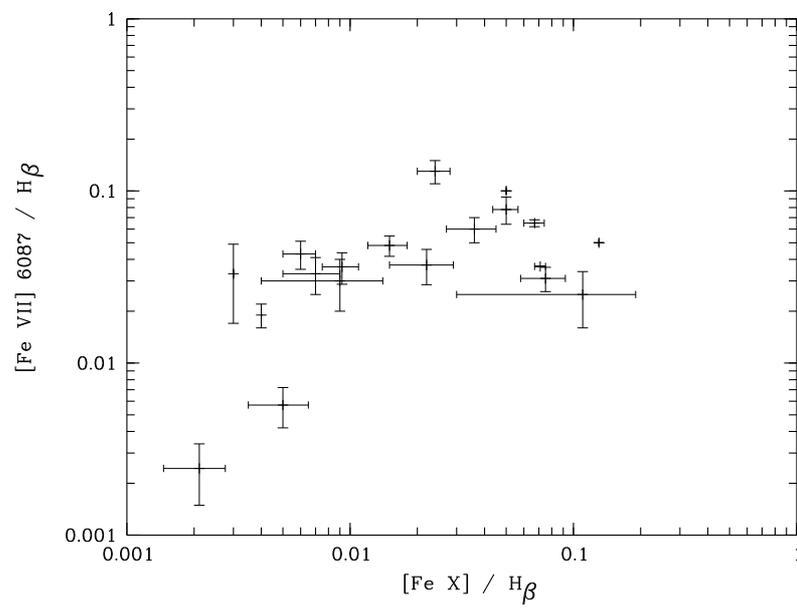


Abbildung 19: Vergleich mit Modell von Viegas-Aldrovandi und Contini, Erläuterungen im Text

## 7 Interpretation

### 7.1 Die koronale Emissionslinienregion (CLR)

In Abschnitt 3.1 wurde erläutert, weshalb die koronale Emissionslinienregion vermutlich zwischen NLR und BLR lokalisiert ist. Ein direkter Vergleich der Linienbreiten der FHILs der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe mit den Linienbreiten typischer NLR- und BLR-Linien läßt auf einen Entstehungsort zwischen der NLR und BLR schließen (Abschnitt 6.2.1). Eine Aussage über die Zugehörigkeit der Geschwindigkeitsfelder der koronalen Linien aus der Röntgen-selektierten Stichprobe zu dem der NLR, BLR oder einem Zwischenbereich ist mit dem vorhandenen Datensatz nicht möglich (siehe Abschnitt 6.2.2). Im Gegensatz zu der Röntgen-selektierten Stichprobe konnte bei der optisch selektierten Stichprobe mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Zusammenhang zwischen den Linienbreiten der koronalen Linien mit der  $H_\beta$ -Linie festgestellt werden.

Die Vergleiche der Linienprofile der koronalen Linien mit denen typischer BLR- und NLR-Profile zeigt, daß im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe koronale Linien, die eine Breite ähnlich der  $H_\beta$ -Linie aufweisen, in der Röntgen-selektierten Stichprobe fast gänzlich fehlen. In der Röntgen-selektierten Stichprobe sind im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe koronale Linien, die eine Ähnlichkeit mit [O III]5007 aufweisen, überhäufig. Dies spricht für eine Entstehung näher an der Narrow Line Region.

Eine Ableitung der Dichtewerte der koronalen Emissionslinienregion war für einige Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe durch Vergleich mit einem Modell von Korista und Ferland 1989 [106] möglich (Abschnitt 6.3.1). Die abgeleiteten Werte liegen zwischen  $10^{3.5} - 10^{4.0} \text{ cm}^{-3}$ , die niedrigsten bei  $10^{-0.5} - 10^0 \text{ cm}^{-3}$ . Das sind Werte, wie sie für die Narrow Line Region gemessen wurden, bzw. weit darunter liegen. Die sehr niedrigen Dichtewerte von kleiner  $1 \text{ cm}^{-3}$ , die abgeleitet wurden, sind nicht untypisch für eine koronale Emissionslinienregion: ausgedehnte CLR's bis zu  $\approx 1 \text{ kpc}$  wurden z.B. von Murayama, Taniguchi, Iwasawa 1998 [139] diskutiert. Diese ausgedehnten CLR's werden auf Bedingungen in einem interstellaren Medium zurückgeführt, indem sehr niedrige Dichten um die  $n_H \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  herrschen. Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] geben Dichten um die  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen um die  $10^5 \text{ K}$  an. Da für einige Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe keine Dichtewerte mit dem Modell von Korista und Ferland abgeleitet werden konnten, aufgrund des zu geringen Wertebereichs des angegebenen Diagnose-diagramms, kann ein systematischer Unterschied in der Dichte zwischen den Objekten der optisch selektierten und der Röntgen-selektierten Stichprobe anhand dieser Daten nicht festgestellt werden (siehe Abschnitt 6.3.1).

Die Frage nach dem dominierenden Ionisationsmechanismus für die koronalen Linien der Röntgen-selektierten Stichprobe kann nicht geklärt werden. Einerseits zeigen die Abhängigkeiten der koronalen Linienleuchtkräfte mit  $H_\beta$  und [O III]5007 einen großen Einfluß der Photoionisation (siehe Abschnitt 6.3.2). Stoßionisation, zumindest zum Teil, kann jedoch auch nicht ausgeschlossen werden, wie ein Vergleich mit einem Modell von Viegas-Aldrovandi und Contini 1989 [224] zeigt (Abschnitt 6.3.2).

Im nächsten Abschnitt werden die optischen Eigenschaften der koronalen Linien mit den Röntgeneigenschaften des warmen Absorbers verglichen.

## 7.2 Der warme Absorber

### 7.2.1 Vergleich mit Röntgen-Daten

Ein Ausgangspunkt, um den möglichen Zusammenhang zwischen dem warmen Absorbergas und den koronalen Linien zu untersuchen, war die von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] für eine optisch selektierte Stichprobe gefundene Korrelation zwischen den ROSAT PSPC-Photonindizes und der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie (siehe Abschnitt 3.2, S. 17). Da für die optisch selektierte Stichprobe von Erkens et al. nur für 7 der 17 Quellen Photonindizes aus Walter und Fink 1993 zur Verfügung stehen, fügten Erkens et al. [Fe X]-Informationen aus Penston et al. 1984 [165] der Objekte Mrk 79, Mrk 509, NGC 5548, NGC 7469, ESO-141-655, aus Appenzeller und Östreicher 1988 [7] der Objekte NGC 3783, IC 4329A, aus Filippenko und Halpern 1984 [59] des Objekts NGC 7213, aus Winkler 1992 [237] des Objekts Fairall 9 und aus Appenzeller und Wagner 1991 [8] des Objekts PG 1211+143 hinzu. Für diese zusätzlichen Objekte sind ebenfalls Photonindizes in Walter und Fink vorhanden<sup>10</sup>. Für die weitere Diskussion ist damit zu beachten, daß Aussagen über die optisch selektierte Stichprobe, die sich auf Röntgeneigenschaften beziehen, die ursprünglich von Erkens 1995 [48] untersuchte Stichprobe, für die detaillierte Untersuchungen über die koronalen Linien gemacht worden sind, nur zum kleinen Teil betreffen, eben die 7 von 17 Objekten für die ROSAT-Photonindizes vorhanden sind. Diese optisch selektierte Stichprobe wird im weiteren als optisch selektierte modifizierte Stichprobe bezeichnet. In Abbildung 20a ist für diese optisch selektierte modifizierte Stichprobe der Zusammenhang zwischen dem ROSAT PSPC-Photonindex und der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie abgebildet. Das hochangeregte [Fe X] 6375 Å eignet sich als Indikator für die FHIL-Region, da sie i.A. eine sehr starke Linie ist. Niedriger angeregte Linien wie [Fe VII] können auch thermisch angeregt werden. Diese beiden Größen sind mit einem Kendall  $\tau$ -Wert von  $0.55 \pm 0.18$  miteinander korreliert, daraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit, daß diese Verteilung nur rein zufällig ist, von 0.09% (siehe Tabelle 13, S. 89). Besteht auch ein Zusammenhang zwischen dem ROSAT-Photonindex und der Äquivalentbreite für die hier untersuchte Röntgen-selektierte Stichprobe? In einigen Spektren der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe wurde kein [Fe X] 6375 Å gefunden. In Abbildung 20b ist die Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie gegen den ROSAT PSPC-Photonindex aufgetragen. Der mit Hilfe des Kendall-Verfahrens ermittelte Korrelationskoeffizient hat einen Wert von  $\tau = 0.21 \pm 0.18$ , d.h. für die Röntgen-selektierte Stichprobe ist diese Korrelation nicht signifikant. Der unmittelbare Vergleich zwischen den  $\tau$ -Werten der beiden Stichproben ist gerechtfertigt, da diese fast gleich viele Objekte enthalten (17 bzw. 18 Objekte). Die Standardabweichung  $\sigma_\tau$  ist daher für beide Stichproben fast gleich. Werden die beiden Stichproben zu einer Gesamtstichprobe zusammengefaßt (siehe Abbildung 20c), beträgt der Kendall  $\tau$ -Wert  $0.385 \pm 0.12$ , die Wahrscheinlichkeit einer rein zufälligen Verteilung ist 0.0005.

Die durch den warmen Absorber erzeugten Sauerstoffabsorptionskanten können von ROSAT aufgrund der mangelnden spektralen Auflösung nicht aufgelöst werden. Die Überlagerung der Kanten ergibt dann ein steiles Röntgenspektrum innerhalb des ROSAT-Energiebereiches. Mit ROSAT kann jedoch nicht entschieden werden, ob die Steilheit eines Spektrums von der Überlagerung eines intrinsisch flachen Potenzspektrums und Absorptionskanten herrührt oder eben auf ein intrinsisch steiles Potenzspektrum zurückzuführen ist. Der Photonindex kann durch andere spektrale Merkmale wie z.B. einen weichen Exzeß beeinflusst werden. Mit Hilfe von ROSAT-Daten, d.h. dem Photonindex  $\Gamma$ , kann eine Parametrisierung des warmen Absorbers daher nur indirekt er-

<sup>10</sup>insgesamt sind damit für diese optisch selektierten Objekte ROSAT PSPC-Photonindizes vorhanden: Ark 120, Ark 564, Mrk 9, Mrk 359, Mrk 704, Mrk 1239, NGC 4051, 3C 390.3, 3C 445, Mrk 79, Mrk 509, NGC 5548, NGC 7469, ESO-141-655, NGC 3783, IC 4329A, NGC 7213, Fairall 9, PG 1211+143

Stichprobe	Kendall $\tau$	$\sigma_\tau$	Wahrscheinlichkeit
Optische	0.55	0.18	0.0009
Röntgen	0.21	0.18	0.11
Gesamt	0.385	0.12	0.0005

Tabelle 13: Vergleich der Kendall  $\tau$ -Werte für die Röntgen- und die optisch selektierte modifizierte Stichprobe, und bei einer Zusammenfassung beider Stichproben.

folgen. Dies wurde ausführlich in Abschnitt 3.3.2 auf S. 20 besprochen. Mit ASCA-Daten ist es möglich, den warmen Absorber durch optische Tiefe, Wasserstoffsäulendichte und Ionisationsparameter zu parametrisieren. Wenn der ROSAT-Photonindex ein Maß für die Stärke des warmen Absorbers ist, ist eine Korrelation zwischen der optischen Tiefe der Sauerstoffabsorptionskanten und dem ROSAT-Photonindex zu erwarten. Die optischen Tiefen der O VII- und der O VIII-Kanten korrelieren gut miteinander (siehe Abbildung 21). Die optische Tiefe der O VII-Kante ist i.A. größer als die der O VIII-Kante. In Abbildung 22 ist der ROSAT-Photonindex gegen die optische Tiefe der O VII-Kante aufgetragen. Die beiden Größen korrelieren nicht miteinander, d.h. der ROSAT-Photonindex ist kein gutes Maß für den warmen Absorber.

Als Zwischenergebnis kann damit festgehalten werden, daß ein hoher ROSAT PSPC-Photonindex, d.h. ein steiles Röntgenspektrum, zumindest nicht nur durch einen warmen Absorber erzeugt werden kann.

Die optischen Tiefen der OVII- und OVII-Kanten geben direkt Auskunft über den warmen Absorber. In Abbildung 23 ist die Äquivalentbreite von [Fe X] 6375 Å gegen die optische Tiefe der OVII-Kante aufgetragen. Eine Korrelation kann nicht festgestellt werden, d.h. ein direkter Zusammenhang zwischen den optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber kann nicht gezeigt werden. Selbst wenn der Meßwert mit dem größten Fehler in der Intensität und nur einer oberen Grenze für die optische Tiefe (3C 120) aus dem Datensatz herausgenommen wird, ist kein Zusammenhang erkennbar.

Für die von Erkens et al. optisch selektierte modifizierte Stichprobe gibt es eine Korrelation zwischen dem ROSAT-Photonindex und der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie. Ob diese Korrelation tatsächlich eine Korrelation des warmen Absorbers mit den koronalen Linien ist, läßt sich anhand deren Stichprobe nicht nachweisen, da nur für drei Quellen ASCA-Daten vorhanden sind. Wenn die beobachtete Korrelation Ausdruck einer Beziehung zwischen warmen Absorber und den koronalen Linien ist, sollte bei einem ausschließlichen oder dominierenden Einfluß des warmen Absorbers die Röntgen-selektierte Stichprobe eine höhere Signifikanz für die untersuchte Korrelation aufweisen als die optisch selektierte modifizierte Stichprobe, da die Röntgen-selektierte Stichprobe ja auf die Existenz eines warmen Absorbers optimiert wurde. Dieser Effekt ist jedoch nicht nachzuweisen. Gründe dafür können zu kleine Stichproben sein oder daß es viele Objekte in der optisch selektierten modifizierten Stichprobe gibt, die einen warmen Absorber aufweisen, der jedoch durch ASCA nicht detektiert wurde aufgrund zu geringer Röntgenhelligkeit, oder die zugrunde liegende Annahme ist falsch, d.h. es gibt keinen Zusammenhang zwischen dem warmen Absorber und den koronalen Linien. Zu fragen ist dann natürlich, warum die beobachtete Korrelation bei der optisch selektierten modifizierten Stichprobe signifikant ist und bei der Röntgen-selektierten Stichprobe nicht nachzuweisen ist. Da der ROSAT-Photonindex nicht nur Informationen über den warmen Absorber gibt, sondern auch über andere spektrale Komponenten, wie andere Absorptionskanten, Emissionslinien und den weichen Exzeß, könnten diese eine Korrelation verursachen. Damit ist die beobachtete Korrelation keine Korrelation der koronalen Linien mit dem warmen Absorber, sondern mit einer oder mehreren spektralen Strukturen. Auf einen möglichen Selektionseffekt der optisch selektierten modifizierten Stichprobe wird im

nächsten Abschnitt eingegangen.

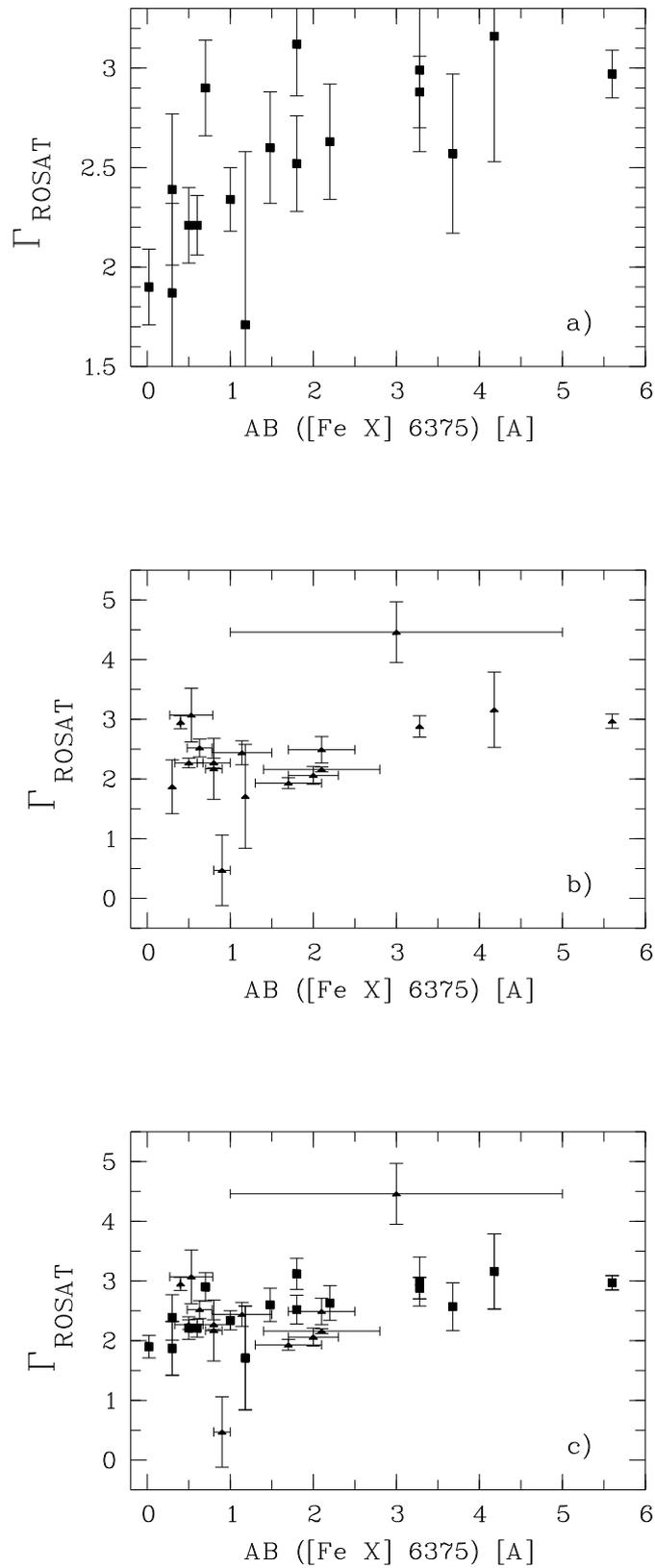


Abbildung 20: Röntgen-selektierte (Dreiecke) und optisch selektierte modifizierte Stichprobe (Quadrate): Zusammenhang zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie und dem ROSAT PSPC-Photonindex

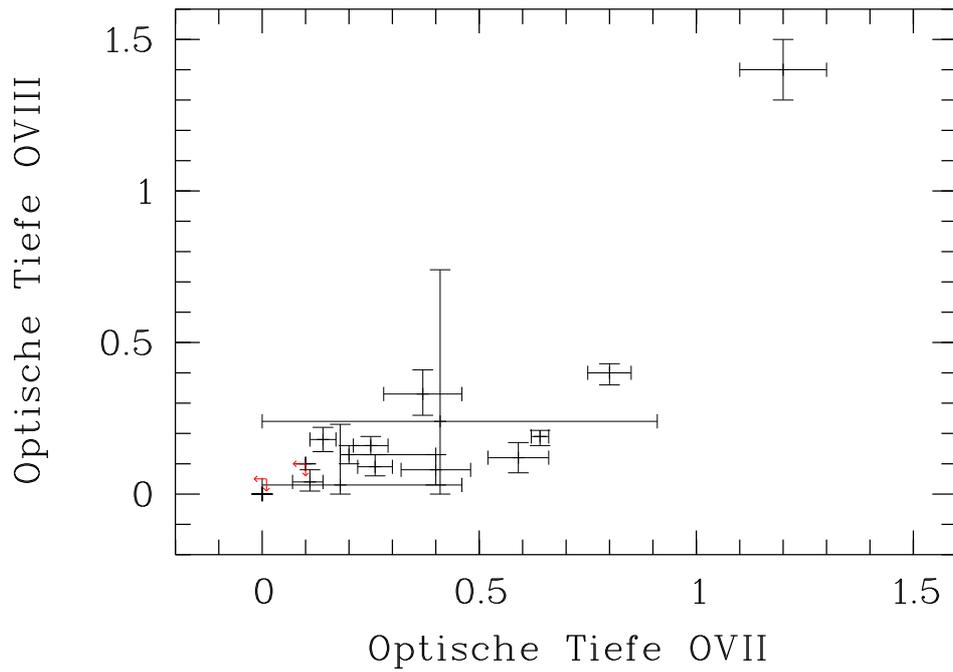


Abbildung 21: Optische Tiefe der OVII- gegen die optische Tiefe der OVIII-Kante

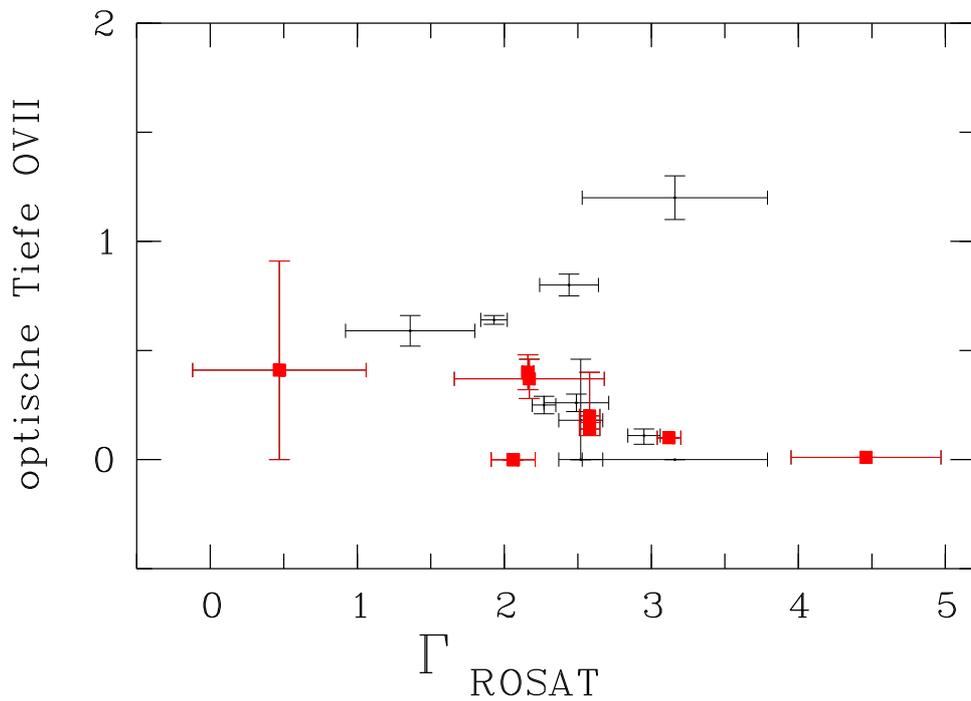


Abbildung 22: Röntgen-selektierte Stichprobe - Quadrate: NLS1, Punkt: Seyfert 1-Galaxien  
 Auf die in der Abbildung gekennzeichneten NLS1-Galaxien wird in Abschnitt 7.2.3, S. 97 näher eingegangen)

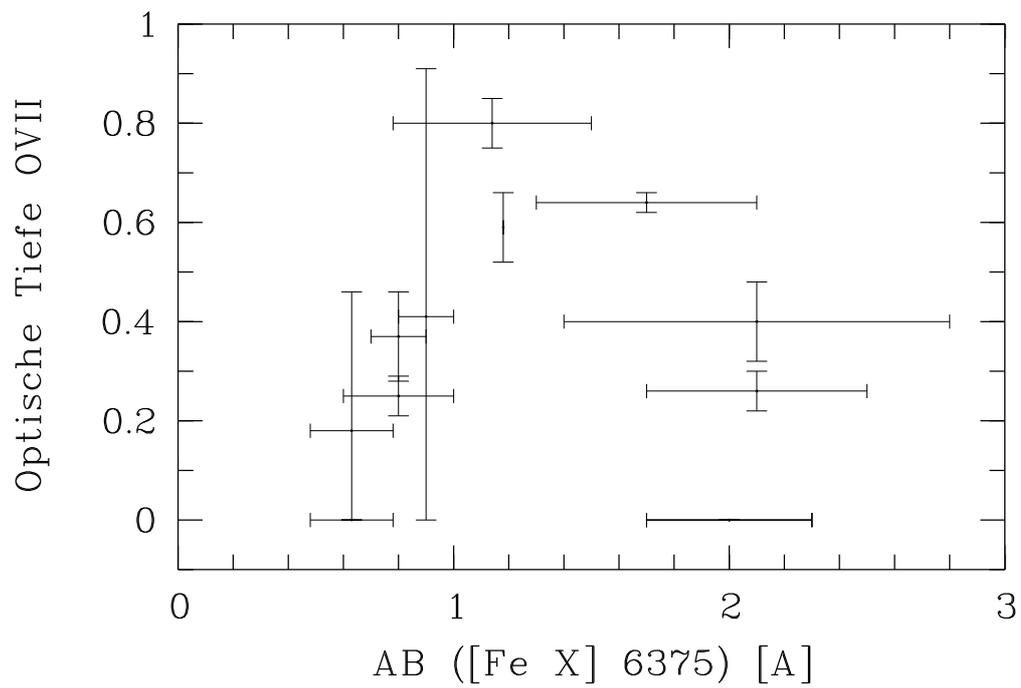


Abbildung 23: Röntgen-selektierte Stichprobe: optische Tiefe der O VII-Kante aus ASCA-Daten

### 7.2.2 Photonindizes: statistische Betrachtungen

Wodurch könnte die im letzten Abschnitt diskutierte Korrelation zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie und dem ROSAT-Photonindex bei der optisch selektierten modifizierten hervorgerufen werden? Warum ist diese Korrelation bei der Röntgen-selektierten Stichprobe nicht signifikant? Um die Klassen der Seyfert 1- und NLS1-Galaxien dieser Stichprobe bezüglich ihrer ROSAT-Photonindizes mit i.W. nach Röntgenhelligkeit selektierten Stichproben und der nach optischen Kriterien ausgesuchten Stichprobe von Erkens et al. vergleichen zu können, wurden Mittelwerte der Photonindizes mit Standardabweichung gebildet. Die angegebenen Werte der optisch selektierten Stichprobe beziehen sich auf die optisch selektierte modifizierte Stichprobe, siehe Abschnitt 7.2.1, auch wenn das im folgenden nicht jedesmal explizit erwähnt wird.

In Tabelle 14, S. 95 sind die Mittelwerte der ROSAT-Photonindizes der hier untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe im Vergleich zu denen der optisch selektierten Stichprobe von Erkens et al. und den Untersuchungen von Rush et al. 1996, Walter und Fink 1993, sowie Boller et al. 1996 gegenübergestellt.

Die Selektionskriterien der von Rush et al. und Walter und Fink untersuchten Stichproben unterscheiden sich von dem Selektionskriterium der in dieser Arbeit untersuchten Stichprobe. Während Rush et al. und Walter und Fink i.W. auf röntgenhelle Quellen des ROSAT All Sky-Survey zurückgreifen, wurde in dieser Arbeit als zusätzliches Kriterium (“zusätzlich”, da fast alle Quellen der Stichprobe hier in Rush et al. bzw. Walter und Fink vorhanden sind) das Vorhandensein eines warmen Absorbers gefordert. Die hier untersuchten Quellen stellen somit eine Untermenge der nach Röntgenhelligkeit ausgewählten Stichproben dar. Die Stichprobe von Boller et al. besteht nur aus NLS1-Galaxien. Auf NLS1-Galaxien wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

Die Streuungen der Photonindizes der zu vergleichenden Stichproben sind sehr groß, für die Interpretationen der Daten können daher nur Tendenzen abgeleitet werden.

Die Mittelwerte der Photonindizes von Walter und Fink, der Röntgen-selektierten Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) und die der optisch selektierten Stichprobe von Erkens, Appenzeller und Wagner zeigen nur geringe Unterschiede: 2.49, 2.47 bzw. 2.52, auch wenn die Selektionskriterien unterschiedlich sind. Wenn nun ein großer Photonindex eine indirekte Messung des warmen Absorbers darstellt, sollte die Röntgen-selektierte Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) einen größeren Mittelwert des Photonindex aufweisen als die optisch und nur nach Röntgenhelligkeit selektierte Stichprobe.

Der Mittelwert des ROSAT-Photonindex für die gesamte Stichprobe beträgt  $2.47 \pm 1.03$ , der für die optisch selektierte modifizierte Stichprobe beträgt  $2.52 \pm 0.46$ . Auffällig ist die unterschiedliche Streuung der ROSAT-Photonindizes der optisch und der Röntgen-selektierten Stichprobe, dargestellt in Abbildung 24. Während die ROSAT-Photonindizes der Röntgen-selektierten Stichprobe breit verteilt sind, liegen die Werte der optisch selektierten Stichprobe enger zusammen, d.h. die Streuung der Röntgen-selektierten Stichprobe ist größer als die der optisch selektierten, 1.03 gegen 0.46, bei ungefähr gleich großen Stichproben. Die größere Streuung der Werte um den ungefähr gleichen Mittelwert (2.47 bzw. 2.52) bei der Röntgen-selektierten Stichprobe zeigt, daß große Werte des Photonindex nicht bevorzugter auftreten als kleine Werte. Damit kann auch kein Zusammenhang zwischen einem großen Photonindex und dem warmen Absorber gezeigt werden. Eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Streuungen der beiden Stichproben folgt in Abschnitt 7.2.3, S. 99.

Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] geben für ihre optisch selektierte Stichprobe an, daß die AGN mit starker [Fe X] 6375 Å-Emission einen  $\Gamma$ -Wert von  $\geq 2.5$  haben. Bei der hier untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe beträgt der Mittelwert des Photonindex der Objekte bei denen [Fe X] 6375 Å detektiert wurde  $\Gamma = 2.54$ , der Mittelwert von  $\Gamma$  der Objekte bei denen

Untersuchung	Anzahl Seyfert 1	$\Gamma$
Röntgen-selektierte Stichproben:		
Rush et al. 1996 [186]	43	$2.26 \pm 0.74$
Walter und Fink 1993 [229]	58	$2.49 \pm 0.84$
	ohne Narrow Line Seyfert 1:	
	51	$2.43 \pm 0.46$
	nur Narrow Line Seyfert 1:	
	7	$2.98 \pm 0.23$
Boller, Brandt, Fink 1996 [18]	nur Narrow Line Seyfert 1:	
	32	$3.08 \pm 0.86$
Röntgen-selektierte Stichprobe (diese Arbeit)	20	$2.47 \pm 1.03$
	ohne Narrow Line Seyfert 1*:	
	10	$2.22 \pm 0.62$
	nur Narrow Line Seyfert 1:	
	10	$2.59 \pm 1.22$
Optisch selektierte Stichprobe:		
Erkens, Appenzeller, Wagner 1997 [49]	18	$2.52 \pm 0.46$

Tabelle 14: Mittelwerte und Standardabweichungen der ROSAT-Photonindizes für verschiedene Stichproben

\*: nur Seyfert 1-Galaxien

kein [Fe X] 6375 Å detektiert wurde beträgt 2.32 (5 Objekte). Bei den Objekten der Röntgen-selektierten Stichprobe zeigt sich ein Unterschied im Photonindex zwischen einer Untergruppe mit starken koronalen Linien, eben die Objekte bei denen [Fe X] 6375Å festgestellt wurde, und einer Untergruppe, die "schwache" koronale Linien hat, die Gruppe der Objekte ohne [Fe X] 6375 Å-Linien.

In den Untersuchungen konnte keine Bevorzugung eines großen Photonindex mit dem Auftreten des warmen Absorbers festgestellt werden. Es konnte insbesondere keine Korrelation zwischen dem ROSAT Photonindex und der Äquivalentbreite bei der Röntgen-selektierter Stichprobe nachgewiesen werden (vorheriger Abschnitt). Die von Erkens et al. beobachtete Korrelation ist vermutlich auf Besonderheiten im weichen Röntgenbereich zurückzuführen, wie z.B. einem weichen Exzeß. Auch die in diesem Abschnitt gemachten statistischen Betrachtungen zeigen keinen Zusammenhang der warmen Absorbermerkmale mit dem ROSAT-Photonindex.

Auf weitere Besonderheiten der optisch selektierten Stichprobe, die den Anteil an NLS1-Galaxien betrifft, wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

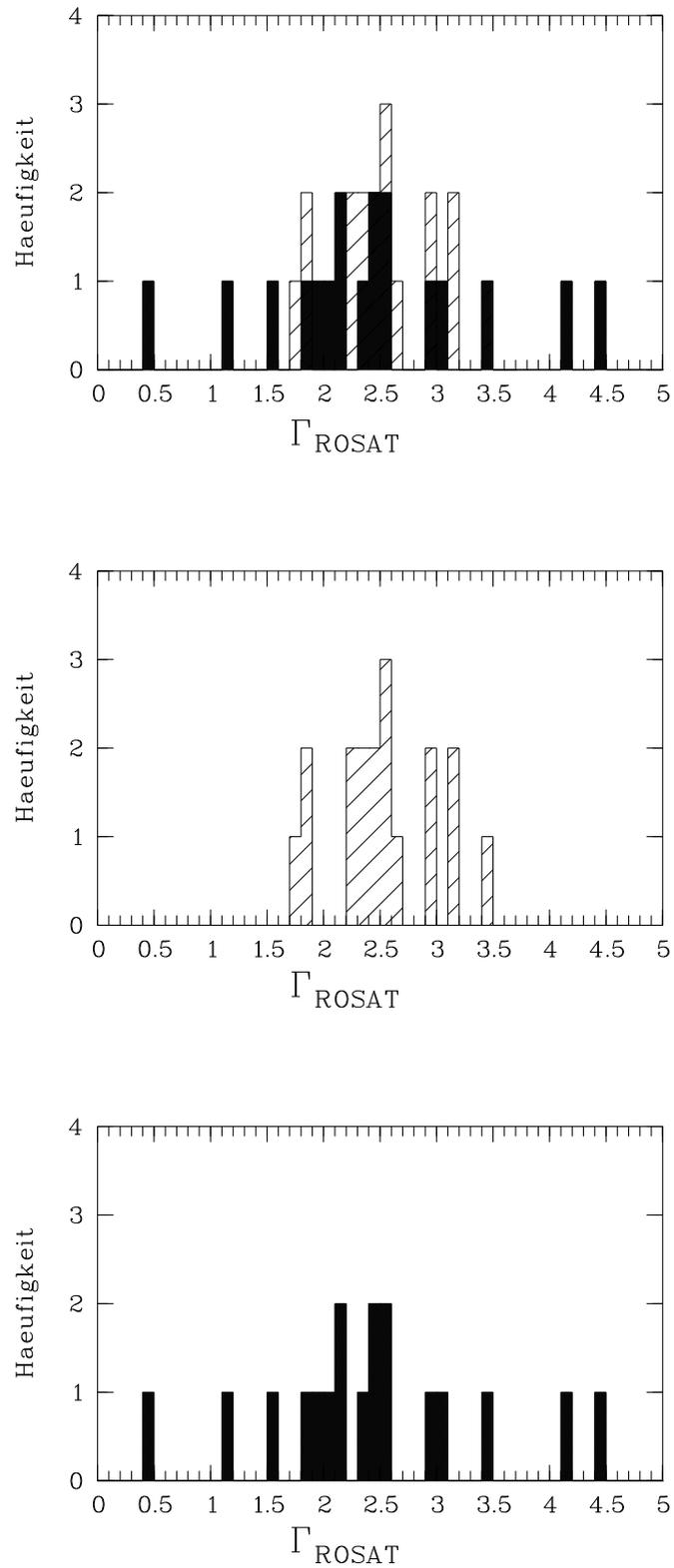


Abbildung 24: ROSAT PSPC-Photonindizes - schwarz: Röntgen-selektierte Stichprobe, gestrichelt: optisch selektierte Stichprobe

### 7.2.3 NLS1-Galaxien

Fast 50% (10 von 21) der in der Röntgen-selektierten Stichprobe enthaltenen Objekte sind der Klasse der NLS1 zuzuordnen, deren Mitglieder nach optischen Eigenschaften eingeteilt werden (siehe Abschnitt 6.1). Optisch selektierte Seyfert 1-Stichproben enthalten ungefähr 10% NLS1 (Stephens 1989 [206]), wird die Stichprobe nach weichen Röntgeneigenschaften ausgewählt, sind  $\approx 16 - 50\%$  der Quellen NLS1 (Puchnarewicz et al. 1992 [176], Puchnarewicz et al. 1995 [177]). Der hohe Prozentsatz von 50% ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Untersuchungen.

Die von Erkens et al. untersuchte optisch selektierte Stichprobe enthält 9 NLS1-Galaxien (53%), 5 Seyfert 1-Galaxien (29%) und 3 Seyfert 2-Galaxien (18%). Die Prozentangaben beziehen sich auf die Gesamtanzahl von 17. Von den darin enthaltenen 14 Seyfert 1-Galaxien sind damit 64% NLS1-Objekte. Damit enthält diese optisch selektierte Stichprobe ungewöhnlich viele NLS1-Galaxien, mit 64% deutlich mehr als die 10%, die von Stephens 1989 [206] zitiert werden. Die von Erkens, Appenzeller und Wagner gefundene Korrelation zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375 Å-Linie und dem ROSAT-Photonindex wurde zwischen den Objekten der optisch selektierten modifizierten Stichprobe gefunden. Von 4 Objekten in dieser Stichprobe (Mrk 79, NGC 7469, ESO-141-655, NGC 7213) wurden keine  $H_{\beta}$ -Werte in der Literatur gefunden. Damit war keine Einteilung als NLS1 oder Seyfert möglich, der Anteil der NLS1-Objekte in dieser Stichprobe wird daher mit einer unteren Grenze angegeben. Mindestens 7 von 19, das sind 37% der Objekte der optisch selektierten modifizierten Stichprobe sind NLS1: PG 1211+143 (Vaughan et al. 1999 [222]), Ark 564, Mrk 359, Mrk 704, Mrk 1239, NGC 4051 und 3C 445. Der Prozentsatz von 37% ist gegenüber den von Stephens 1989 [206] zitierten 10% NLS1 in einer optisch selektierten Stichprobe von Seyfert 1-Galaxien (siehe Anfang dieses Abschnittes) immer noch sehr groß. Die NLS1-Galaxien sind also in der optisch selektierten modifizierten Stichprobe überhäufig, während der Anteil von fast 50% NLS1 in der Röntgen-selektierten Stichprobe lediglich einen oberen Wert für die Häufigkeit von NLS1 in Röntgen-selektierten Stichproben darstellt.

NLS1-Galaxien haben besondere Eigenschaften im Röntgenbereich. Boller et al. 1996 [18] finden, das NLS1 als eine Klasse generell steilere Spektren im weichen Röntgenbereich (d.h. im ROSAT-Energiebereich von 0.1 - 2.4 keV) zu haben scheinen, als normale Seyfert 1-Galaxien. Da eine schmale  $H_{\beta}$ -Linie (FWHM < 2000 km/s) ein Kriterium für die Einteilung als NLS1 ist (siehe auch Abschnitt 6.1, S. 69), haben Boller et al. Abbildung 25 zur Illustration dieses Zusammenhangs verwendet. NLS1 sind dabei als Punkte, normale Seyfert 1-Galaxien als vertikale Striche dargestellt und stammen aus der Stichprobe von Walter und Fink 1993 [229]. Die Trennung der beiden Klassen bei 2000 km/s ist deutlich zu sehen. Es zeigt sich der Trend, daß kleinere Werte der FWHM von  $H_{\beta}$  mit größeren Werten des ROSAT-Photonindex verbunden sind (Boller et al. 1996 [18]). Um zu prüfen, ob die Objekte der hier untersuchten Stichprobe in diesen Trend passen (lediglich Ark 564 ist auch in der von Boller et al. untersuchten Stichprobe enthalten), sind in Abbildung 26 die Objekte der in dieser Arbeit untersuchten Stichprobe zusammen mit den NLS1, die von Boller et al. untersucht worden sind, dargestellt<sup>11</sup>. Die Objekte der hier untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe passen in die beobachtete Antikorrelation. Lediglich NGC 2110 fällt aus diesem Trend heraus, in Abbildung 26 ganz links liegend, ein Objekt, das nicht als NLS1-Galaxie klassifiziert wurde (aufgrund  $F([\text{O III}] 5007 \text{ \AA} / H_{\beta}) > 3$ ) und dennoch eine sehr schmale  $H_{\beta}$ -Linie hat. In der Stichprobe von Boller et al. zeigt Mrk 507, das als NLS1 identifiziert wurde dagegen einen sehr kleinen Photonindex.

<sup>11</sup>Da die von Boller et al. für Abbildung 25 verwendeten FWHM von  $H_{\beta}$  der Seyfert 1-Galaxien aus der Walter und Fink-Stichprobe (Walter und Fink 1993 [229]) nicht zitiert wurden, sind diese nur in Abbildung 25 vorhanden und nicht in Abbildung 26.

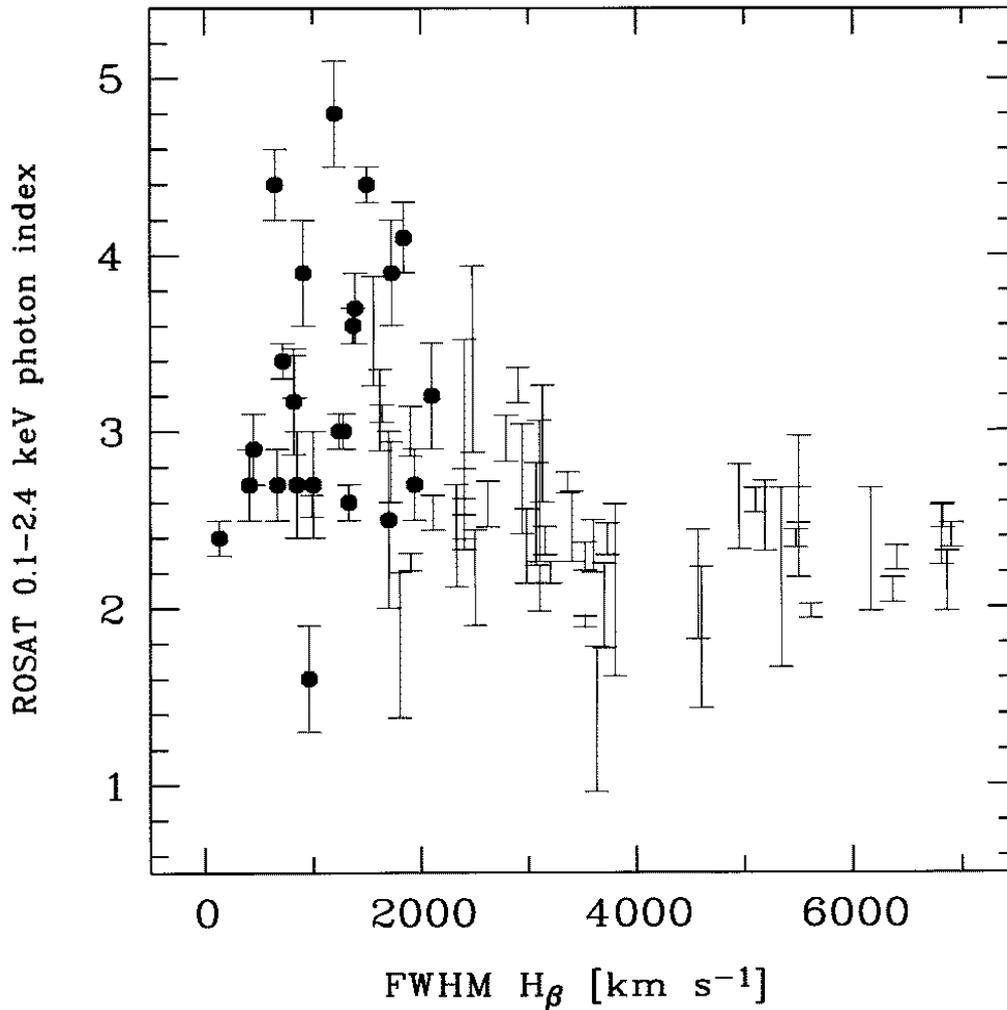


Abbildung 25: Abbildung aus Boller et al. 1996 [18]: Punkte - NLS1; vertikale Striche - Seyfert 1-Galaxien, weitere Erläuterungen im Text

Boller et al. diskutieren verschiedene mögliche Bedeutungen dieser Antikorrelation bzw. ob die angewendeten Selektionskriterien Objekte mit großen  $H_\beta$ -Breiten und kleinen ROSAT-Photonindizes ausschließen. Boller et al. diskutieren u.a. die Möglichkeit, daß die extrem steilen ROSAT-Spektren der NLS1 durch warme Absorption mit intrinsischem Staub erklärt werden können. Einen Zusammenhang zwischen NLS1-Galaxien und Absorptionsmerkmalen finden auch Vaughan et al. 1999 [222]. Die Autoren finden in einer Stichprobe von 22 NLS1-Galaxien bei 9 Objekten eine Tendenz zwischen sehr schmalen  $H_\beta$ -Linien ( $\text{FWHM} < 1000 \text{ km/s}$ ) und ionisierten Absorptionsmerkmalen, die auf warme Absorption und Resonanzabsorption zurückzuführen sind. Die Antikorrelation zwischen der Steigung des weichen Röntgenkontinuums und der Breite der  $H_\beta$ -Linie wurde auch bei Quasaren gefunden (Laor et al. 1997 [110]). Dieser Zusammenhang zwischen dem Röntgenkontinuum und der  $H_\beta$ -Linie besteht also über einen weiten Bereich in der Leuchtkraft der Objekte.

Dieser Trend steilerer Spektren der NLS1-Galaxien, d.h. größeren Photonindizes der NLS1, zeigt sich auch in den untersuchten Stichproben. Auffällig ist, daß die Mittelwerte der Photonindizes

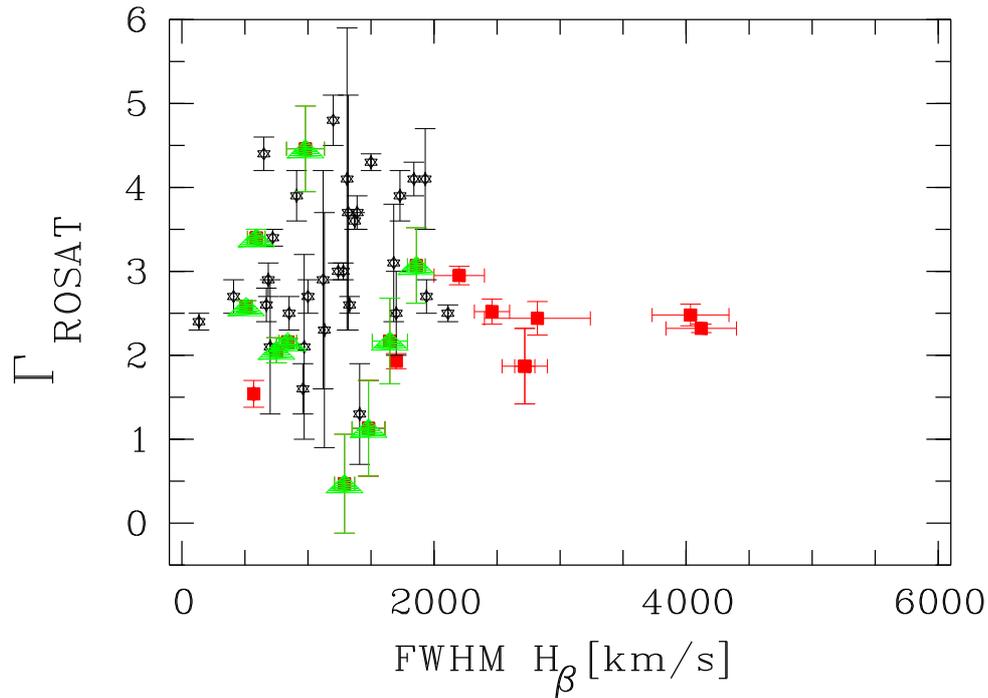


Abbildung 26: gefüllte Quadrate: Seyfert 1 der in dieser Arbeit untersuchten Stichprobe (d.h. ohne NGC 2992), graue Dreiecke: NLS1 der hier untersuchten Stichprobe, Sterne: NLS1 von Boller et al. untersucht.

für die NLS1-Gruppen größer sind als für die Gruppen, in denen nur Seyfert 1-Galaxien enthalten sind: bei Walter und Fink beträgt der mittlere  $\Gamma$ -Wert für die NLS1 2.98, für die Seyfert 1 2.43, bei der Röntgen-selektierten Stichprobe (diese Arbeit, Objekte mit warmen Absorber) betragen die Werte 2.59 bzw. 2.22. Der Mittelwert des Photonindex der NLS1-Stichprobe von Boller, Brandt und Fink beträgt sogar 3.08.

Die NLS1 der Röntgen-selektierten Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) haben einen kleineren Mittelwert des Photonindex gegenüber der Stichprobe von Boller et al. Damit könnte sich ein Unterschied zwischen NLS1-Galaxien mit und ohne warmen Absorber andeuten: NLS1-Galaxien mit warmem Absorber haben kleinere Photonindizes als nur nach Röntgenhelligkeit ausgesuchte NLS1 (d.h. aus dem RASS stammende Quellen). Extrem steile Röntgenspektren ( $\Gamma_{ROSAT} > 3$ ) können also nicht nur durch warme Absorption erklärt werden. Allerdings basiert dieser Vergleich auf sehr unterschiedlichen Größen der Stichprobe: 10 bzw. 32 Quellen.

Die zu Beginn dieses Abschnitts erwähnte Überhäufigkeit der NLS1 in der optisch selektierten gegenüber der Röntgen-selektierten Stichprobe könnte die kleinere Streuung der Photonindizes der optisch selektierten Stichprobe gegenüber der Röntgen-selektierten Stichprobe erklären. Sind ungewöhnlich viele NLS1 in einer Stichprobe vorhanden, wie bei der optisch selektierten Stichprobe, sind damit viele Objekte vorhanden, die einen großen Photonindex aufweisen. Die Streuung innerhalb bevorzugt großer Werte ist dann nur klein. Bei der Röntgen-selektierten Stichprobe sind dagegen NLS1- und Sey 1-Galaxien mit sehr unterschiedlichen Photonindizes in der Stichprobe vorhanden, damit ist die Streuung hoch.

Zwei Tendenzen zeichnen sich ab: NLS1-Galaxien haben größere Photonindizes als Seyfert 1-Galaxien, Seyfert 1-Galaxien mit  $[\text{Fe X}] 6375 \text{ \AA}$  haben größere Photonindizes als Seyfert 1-

Galaxien ohne [Fe X] 6375 Å (vorheriger Abschnitt 7.2.2). Die letzte Aussage bezieht sich allerdings auf eine Stichprobengröße von nur wenigen Objekten. Überträgt man diese Tendenzen auf die optisch selektierte Stichprobe von Erkens et al., deren Objekte aufgrund starker koronaler Linie ausgesucht wurden, heißt das: durch den überhäufigen Anteil an NLS1-Galaxien und die Bevorzugung starker koronaler Linien ergibt sich eine Begünstigung großer ROSAT-Photonindizes und eben auch, da ja starke koronale Linien gefordert waren, große Äquivalentbreiten. Bei der Röntgen-selektierten Stichprobe dagegen hat die Forderung nach einem warmen Absorber kein bevorzugtes Auftreten großer ROSAT-Photonindizes ergeben, es konnte auch keine Korrelation mit der Stärke der koronalen Linien festgestellt werden. Damit ist noch nicht geklärt, wieso eine Korrelation zwischen Äquivalentbreiten und Photonindizes auftritt, auch wenn eine Bevorzugung höherer Photonindizes und Äquivalentbreiten zu existieren scheint.

#### 7.2.4 Röntgenleuchtkräfte

In Tabelle 4, S. 46 sind die Röntgenleuchtkräfte im weichen und harten Energiebereich und für den Bereich von 2 - 10 keV zusätzlich die Flußdichten der Objekte der Programmgalaxien aufgelistet. Um einen möglichen Zusammenhang zwischen den Linienleuchtkräften der koronalen Linien und den Röntgenleuchtkräften in dem für den warmen Absorber relevanten weichen Röntgenbereich und im harten Energiebereich zu untersuchen, wurden für die in Tabelle 15, S. 101 in Spalte 1 aufgelisteten Kombinationen, der Korrelationskoeffizient Kendall  $\tau$  und seine Standardabweichung  $\sigma_\tau$  berechnet.

Die Kombinationen weisen Korrelationen im 2 -  $3\sigma$ -Bereich auf ([Fe VII]6087 mit  $L_{2-10\text{keV}}$  hat ein  $\frac{\tau}{\sigma_\tau}$  von nur  $1\sigma$ ). Porquet et al. 1999 [172] finden eine Korrelation zwischen der Linienleuchtkraft der [Fe X] 6375 Å-Linie und der Röntgenleuchtkraft im Bereich von 0.1 - 2.4 keV. Eine Korrelation mit den [Fe VII]-Linien wurde von diesen Autoren nicht untersucht. Von Porquet et al. wird diese Korrelation als möglicher Hinweis gedeutet, daß die koronalen Linien wie auch die warmen Absorber-Merkmale entweder in einem photoionisierten Medium oder in einem Medium entstehen, das teilweise photoionisiert, teilweise durch Stöße ionisiert wurde. Je stärker die Leuchtkraft des Röntgenkontinuums ist, desto intensiver ist die Linienleuchtkraft der koronalen Linien. Die Korrelation zwischen der Röntgenleuchtkraft im weichen Energiebereich und der Linienleuchtkraft von  $H_\beta$  ist bekannt und erstreckt sich über einen weiten Bereich von Leuchtkräften (Steiner 1981 [200], Koratkar et al. 1995 [105]).

Turner et al. 1999 [217] geben für eine Stichprobe von 36 Seyfert-Galaxien von ASCA im Bereich von 2 - 10 keV gemessene Röntgenleuchtkräfte an. Für 18 Objekte der in dieser Arbeit untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) sind in der Publikation von Turner et al. Röntgenleuchtkräfte vertreten. Die mittlere Röntgenleuchtkraft der gesamten Stichprobe von Turner et al. beträgt  $9.30 \times 10^{43}$  erg/s. Davon weicht die mittlere Röntgenleuchtkraft der warmen Absorber Objekte deutlich ab, sie beträgt  $6.17 \times 10^{43}$  erg/s (18 Objekte). Die übrigen 18 Objekte haben eine mittlere Röntgenleuchtkraft von  $1.11 \times 10^{44}$  erg/s. Das Verhältnis der mittleren Leuchtkräfte zwischen diesen beiden Untergruppen beläuft sich auf 0.60. Die Differenz zwischen den beiden Untergruppen kann nicht direkt mit warmen Absorbermerkmalen in Verbindung gebracht werden, da die angegebene Röntgenleuchtkraft sich auf den Bereich von 2 - 10 keV im Ruhesystem des jeweiligen Objekts bezieht. Das Verhältnis von 0.60 kann aber als Hinweis auf den Bedeckungsfaktor des absorbierenden Materials in der Sichtlinie des Beobachters gedeutet werden. Dies ist in Übereinstimmung damit, daß ungefähr die Hälfte aller hellen Seyfert-1-Galaxien Absorptionssignaturen aufgrund eines warmen Absorbers zeigen (Reynolds 1997 [183], Mushotzky et al. 1995 [141], Nandra, Pounds 1994 [147]).

Kombination	$\tau$	$\sigma_\tau$	Wahrscheinlichkeit
[Fe VII]5159 - $L_{0.1-2.0keV}$	0.64	0.25	0.005
[Fe VII]5721 - "	0.51	0.25	0.020
[Fe VII]6087 - "	0.38	0.25	0.064
[Fe X]6375 - "	0.5	0.25	0.042
[O III]5007 - "	0.42	0.25	0.045
$H_\beta$ 4861 - "	0.51	0.25	0.020
[Fe VII]5159 - $L_{2-10keV}$	0.63	0.21	0.001
[Fe VII]5721 - "	0.37	0.21	0.038
[Fe VII]6087 - "	0.20	0.22	0.18
[Fe X]6375 - "	0.27	0.25	0.14
[O III]5007 - "	0.45	0.21	0.016
$H_\beta$ 4861 - "	0.57	0.22	0.005
[Fe VII]5159 - $L_{0.1-10keV}$	0.72	0.25	0.0018
[Fe VII]5721 - "	0.54	0.25	0.015
[Fe VII]6087 - "	0.41	0.25	0.05
[Fe X]6375 - "	0.55	0.29	0.029
[O III]5007 - "	0.45	0.25	0.035
$H_\beta$ 4861 - "	0.54	0.25	0.015

Tabelle 15: Korrelationen der Linienleuchtkräfte mit den Röntgenleuchtkräften im weichen und harten Energiebereich

### 7.2.5 Vergleich mit anderen Untersuchungen

**Modell von Porquet et al.** In der Arbeit von Porquet et al. 1999 [172] wird ein Photoionisationsmodell vorgestellt, daß das Spektrum errechnet, welches von dem warmen Absorber in Seyfert 1-Galaxien emittiert wird. Es wird gezeigt, daß koronale Linien in dem warmen Absorber-Gas erzeugt werden können. Da die Absorptionskanten des warmen Absorbers fast unempfindlich gegenüber Dichteänderungen im Bereich von  $10^4 - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  sind, wurden die optischen koronalen Linien [Fe X] und [Fe XIV] benutzt, um diesen Parameter zu beschränken. Es wurden reine Photoionisationsmodelle, sowie Modelle, bei denen zusätzlich Stoßionisation berücksichtigt wird, berechnet. Ein Zwei-Zonen-Modell für den warmen Absorber wird favorisiert: dabei soll ein inneres Gebiet, in dem die O VIII-Kante erzeugt wird bei einem Radius in der Größenordnung der BLR von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  liegen. Das Gebiet, in dem die O VII-Kante erzeugt wird, liegt weiter außerhalb. Die Bevorzugung eines Ionisationsmechanismus erfordert das Modell nicht. Das Modell verlangt jedoch sehr hohe Dichten von  $n_H \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , damit die Äquivalentbreiten der koronalen Linien nicht größer werden als die beobachteten. Diese hohe Dichte ist bereits am oberen Wert der beobachteten Dichtewerte für die BLR, d.h. diese Werte erfordern eine Lage des warmen Absorbers in der BLR. Auch liegt dieser hohe Wert über den kritischen Dichten der koronalen Linien (vgl. Tabelle 1, S. 16), d.h. die Übergänge werden stoßunterdrückt, das betrachtete Gas ist damit für koronale Linienemission kein effektiver Emittier mehr. Diese hohen Dichten wurden weder von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] für die koronale Emissionslinienregion der Objekte der optisch selektierten Stichprobe abgeleitet, noch konnten diese Dichtewerte für die Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe verifiziert werden. Auch in der Literatur finden sich keine Hinweise auf derart hohe Dichtewerte für das FHIL-emittierende Plasma. Das Modell von Porquet et al. kann damit weder die beobachteten Dichtewerte reproduzieren, noch geht das Modell auf das Problem der Stoßunterdrückung bei den berechneten Dichten ein, die über den kritischen Dichtewert liegen.

ten der koronalen Linien liegen. Dieses Modell ist damit keine gute Beschreibung des möglichen Zusammenhangs zwischen warmem Absorber und koronalen Linien.

## 8 Infrarot-Daten

### 8.1 Einführung

Außer den bisher besprochenen Übergängen koronaler Linien im optischen Bereich, gibt es auch Übergänge verbotener hochionisierter Linien im infraroten Bereich. Diese Übergänge sind von besonderem Interesse, da AGN-Strahlung durch Staubabsorption erheblich geschwächt werden kann. Im infraroten Bereich ist die Absorption geringer. Dies wurde durch den Satelliten IRAS<sup>12</sup> bestätigt, mit dem die erste Himmelsdurchmusterung im infraroten Bereich durchgeführt wurde. Mit IRAS wurde eine neue Klasse von AGN entdeckt, die den Hauptteil ihrer Strahlung im Infraroten emittieren<sup>13</sup> (Beichman et al. [12]), und ungefähr so häufig sind wie AGN vergleichbarer Leuchtkraft (Soifer et al. 1986 [202], Soifer et al. 1987 [203]).

Mit diesen Beobachtungen kann überprüft werden, ob die von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] gefundenen Korrelationen der Geschwindigkeitsverschiebung bzw. der Linienbreite in Abhängigkeit vom Ionisationspotential durch Staubabsorption beeinflusst worden sind (Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Da es kaum Beobachtungen koronaler Linien im Infrarotbereich gibt, kann die Untersuchung der Infrarotspektren zusätzliche Erkenntnisse über die Kinematik und Dynamik der FHILs bringen. Bodengebundene Beobachtungen von Übergängen koronaler Linien im infraroten Wellenlängenbereich sind aufgrund atmosphärischer Absorption durch H<sub>2</sub>O und CO<sub>2</sub> schwierig und nur durch einige schmale atmosphärische Fenster um 5, 10 und 20  $\mu\text{m}$  möglich (z.B. Giannuzzo et al. 1995 [71], Genzel et al. 1995 [64], Thompson 1996 [211], Marconi et al. 1994 [122], Oliva et al. 1994 [154], Oliva und Moorwood 1990 [153], Reconditi und Oliva 1993 [178]). Im mittleren und fernen Infrarot erzeugt die thermische Emission der Erdatmosphäre zusätzlich ein Hintergrundsignal, das durch spezielle Techniken vom astronomischen Signal getrennt werden muß. Durch Hin- und Herbewegen des Sekundärspiegels des Teleskops mit einer Frequenz von  $\approx 10$  Hz werden abwechselnd die Region des Himmels mit dem Objekt und eine Region ohne die Quelle beobachtet. Das Differenzsignal ist das Signal der astronomischen Quelle.

Vom Weltraum aus sind die koronalen Linien einfacher zugänglich, wie z.B. Moorwood et al. 1996 [136], Sturm et al. 1997 [208], Lutz et al. 1997 [115], Genzel et al. 1997 [65], Lutz et al. 1998 [116] und Sturm et al. 1999 [209] gezeigt haben. Mit dem 1993 gestarteten Satelliten ISO stand eine IR-Mission höherer Empfindlichkeit als IRAS zur Verfügung. Eine Stichprobe (siehe nächster Abschnitt) wurde zur Beobachtung mit dem Kurzwellenlängenspektrometer ISO SWS ("Short Wavelength Spectrometer") im Linienscanmodus SWS02 ausgewählt. Eine ausführliche Beschreibung des ISO-Satelliten und seines Kurzwellenspektrometers ist in Abschnitt 8.3 zu finden.

### 8.2 Selektionskriterium und Stichprobe

Eine Stichprobe von 6 aktiven galaktischen Kernen, die im optischen Bereich besonders starke koronale Linien aufzeigen, wurden aus der optisch selektierten Stichprobe von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] für eine Beobachtung mit dem ISO-Satelliten ausgewählt. Bis zum Missionsende von ISO konnten lediglich 3 Objekte spektroskopiert werden:

<sup>12</sup>Der US-amerikanische-niederländische Infrarotsatellit-IRAS führte während der 10 Monate dauernden Mission eine Himmelsdurchmusterung bei 12, 25, 60 und 100  $\mu\text{m}$  durch. Mit dieser Mission wurden ungefähr 350000 Infrarotquellen entdeckt. Zusätzlich wurden pointierte Beobachtungen einzelner Quellen durchgeführt. Am 21. November 1983 war der Kühlmittelvorrat des Satelliten erschöpft.

<sup>13</sup>Bei den leuchtkräftigen IRAS-Galaxien ist nicht geklärt, welcher Anteil der Emission von einer nicht-stellaren Quelle stammt und wieviel auf erhöhte Sternentstehung zurückzuführen ist.

Objekt	Typ	Rotverschiebung	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	B magn.
Ark 564	Seyfert 1	0.0248	$22^h 42^m 39.2^s$	$+29^\circ 43' 31''$	14.4
Mrk 359	Seyfert 1.5	0.0169	$01^h 27^m 32.3^s$	$+19^\circ 10' 39''$	13.8
Mrk 699	Seyfert 1	0.0339	$16^h 23^m 45.5^s$	$+41^\circ 04' 50''$	15.4

Im Rahmen der ISO-Beobachtungen wurden die Linieneigenschaften von [Mg VIII]  $3.028 \mu\text{m}$ , [Si IX]  $3.935 \mu\text{m}$ , [Ne VI]  $7.642 \mu\text{m}$ , [Ne V]  $24.300 \mu\text{m}$ , [O IV]  $25.913 \mu\text{m}$  und (zum Vergleich) von [Si II]  $34.814 \mu\text{m}$  und Fe II  $25.988 \mu\text{m}$  ausgemessen und mit anderen Untersuchungen verglichen.

### 8.3 Der ISO-Satellit

ISO ist die Abkürzung für "Infrared Space Observatory", ein Satellit der ESA, der vom 17. November 1995 bis zum 16. Mai 1998 im Wellenlängenbereich von  $2.5$  bis  $240 \mu\text{m}$  gemessen hat (Kessler et al. 1996 [101]). ISO ist  $5.3$  m hoch und hat einen Durchmesser von  $2.3$  m (siehe Abbildung 27). Der Hauptspiegel dieses Infrarotteleskops hat einen Durchmesser von  $60$  cm.

Die vier Instrumente an Bord des Satelliten sind die Infrarotkamera ISOCAM (Cesarsky et al. 1996 [28]), das abbildende Photo-Polarimeter ISOPHOT (Lemke et al. 1996 [114]) und die beiden Spektrometer ISOSWS (de Graauw et al. 1996 [75]) für den kurzwelligen bzw. ISOLWS (Clegg et al. 1996 [29]) für den langwelligen Infrarotbereich.

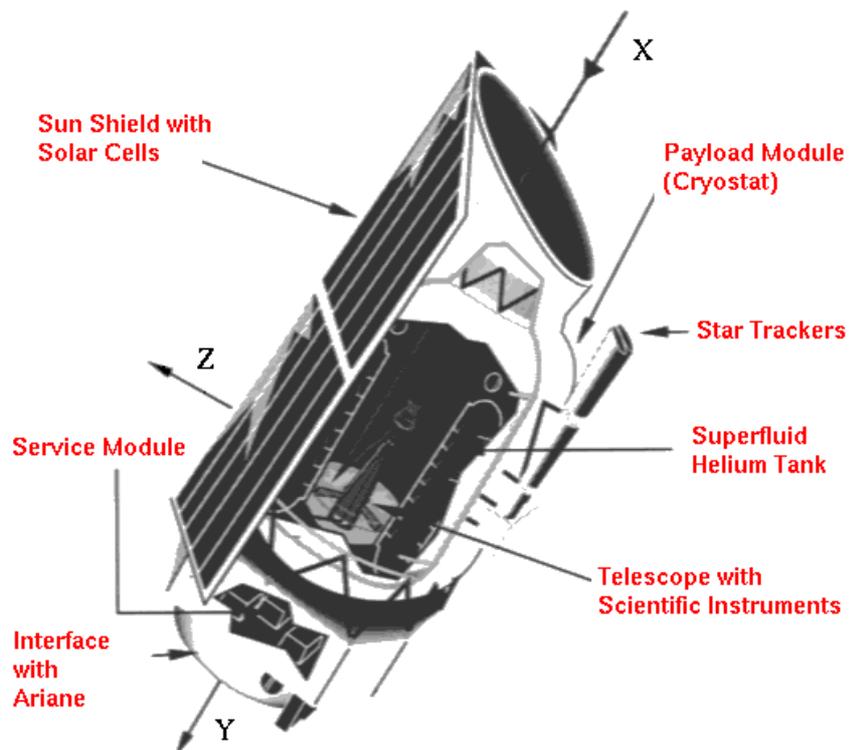


Abbildung 27: Der ISO-Satellit, Abb. aus Kessler et al. 1996 [101]

Durch die Stabilisierung des Raumfahrzeugs in drei Raumrichtungen wird eine Positionsgenauigkeit von wenigen Bogensekunden erreicht.

Alle Instrumente wurden auf ungefähr 2 K mit superfluidem Helium abgekühlt, was die zeitliche Nutzbarkeit der Instrumente begrenzte, da das Kühlmittel allmählich verdampfte. Zwei Stationen auf der Erde, eine in Villafranca (Spanien) die andere in Goldstone (Kalifornien, USA) waren in ständigem Kontakt mit dem Satelliten: diese Bodenstationen steuerten und richteten den Satelliten aus, nahmen Daten in Empfang und gaben diese in geeigneter Form an die Beobachter weiter. Der Satellit stand fast 17 von 24 Stunden eines Tages für Beobachtungen zur Verfügung. In dieser Zeit befand sich ISO außerhalb des Van Allen-Gürtels, in dem eingefangene geladene Teilchen stören können.

Unsere Daten wurden mit dem ISO SWS aufgenommen. Das Instrument wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 8.3.1 Das ISO SWS

Das ISO SWS-Instrument (de Graauw et al. 1996 [75], Abb. 28) hat 2 Gitterspektrometer, die zusammen den Bereich von 2.38 bis 45.2  $\mu\text{m}$  abdecken. Das eine Spektrometer deckt den kurzwelligen Bereich von 2.3 - 13  $\mu\text{m}$  ab ("short wavelength section", "SWS", s.u.), das zweite Spektrometer den langwelligen Bereich von 11 - 45  $\mu\text{m}$  (das ist die "long wavelength section", "LWS"), siehe Abbildung 28. Es wird eine Auflösung  $R$  von 1000 - 2000 erreicht. Mit zusätzlichen Fabry-

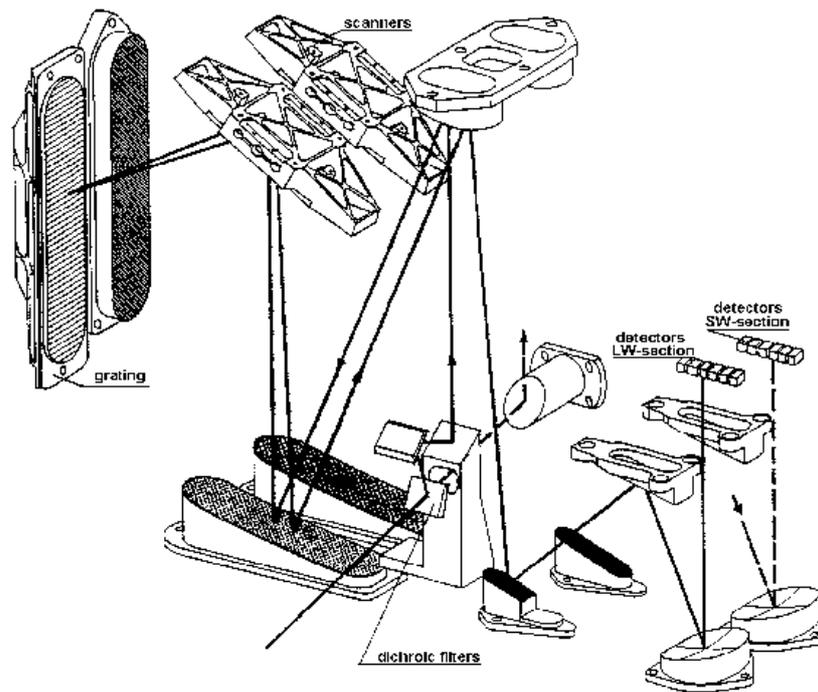


Abbildung 28: Das ISO-SWS, Abb. aus de Graauw et al. 1996 [75]

Pérot-Filtern kann die Auflösung des Instrumentes auf  $R \approx 30000$  erhöht werden. Ankommende Strahlung wird mit Hilfe eines pyramidenförmigen Spiegels in eine der drei SWS-Aperturen reflektiert, die anderen beiden Aperturen bleiben geschlossen. Die Aperturen sind in der schematischen Darstellung des ISO SWS in Abbildung 29 auf der linken Seite zu sehen. Die

Bereich	Band	Wellenlängenbereich ( $\mu\text{m}$ )	Apertur	Ordnung	Auflösung $R = \lambda/\Delta\lambda$
SW-Section	1A	2.38 - 2.60	1	4	1870 - 2110
	1B	2.60 - 3.02	1	3	1470 - 1750
	1D	3.02 - 3.52	2	3	1750 - 2150
	1E	3.52 - 4.08	2	2	1290 - 1540
	2A	4.08 - 5.30	2	2	1540 - 2130
	2B	5.30 - 7.00	2	1	930 - 1250
	2C	7.00 - 12.0	3	1	1250 - 2450
LW-Section	3A	12.0 - 16.5	1	2	1250 - 1760
	3C	16.5 - 19.5	2	2	1760 - 2380
	3D	19.5 - 27.5	2	1	980 - 1270
	3E	27.5 - 29.0	3	1	1300
	4	29.0 - 45.2	3	1	1020 - 1630

Tabelle 16: Die AOT-Bänder des ISO SWS

geeignete Apertur wird durch ein spezielles Pointing des Satelliten ausgewählt. Jede Apertur wird für den kurz- und den langwelligen Bereich gleichzeitig benutzt. Dazu wird hinter jeder Apertur der Strahl mit einem Reststrahlen Kristallfilter ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , LiF und  $\text{SrF}_2$ , in Abb. 29 zu sehen) nach Wellenlängen zerlegt (ISO SWS Observer's Manual 1994 [91]). Die durchgelassenen Strahlen treten in die SW-Section ein, die reflektierten in die LW-Section. Die zwei Bereiche können so gleichzeitig beobachtet werden. Mit den 3 Aperturen und den Strahlzerteilern sind 6 Strahlgänge möglich. Jeder von diesen 6 möglichen Strahlen hat einen eigenen Spalt, die hinter den strahlteilenden Kristallen liegen. Die Spalte liegen in der Fokalebene des Teleskops. Hinter den Spalten wird das Licht mit Hilfe von spektralen Ordnungs-Filtern nach Ordnungen separiert. Die Strahlung wird kollimiert und mit Hilfe von Abtast-Spiegeln auf die Beugungsgitter reflektiert. So wird das eigentliche Spektrum erzeugt.

Mit einem Abtastspiegel, der nahe an ein Gitter herangebracht und in diskreten Schritten rotiert, wird das Spektrum stückweise abgetastet. Das Signal wird mit einem Detektor registriert. Da jedes Gitter seinen eigenen Abtastmechanismus hat, können der kurz- und langwellige Bereich gleichzeitig genutzt werden.

Das beobachtete Spektrum wird auf je zwei Detektorarrays abgebildet, zwei Detektorarrays für den kurz- und zwei für den langwelligen Bereich. Für den kurz- und langwelligen Bereich gibt es also insgesamt vier Arrays mit jeweils 12 Einzeldetektoren: je ein Array mit 12 InSB-Detektoren, 12 Si:Ga-Detektoren, 12 Si:As-Detektoren und 12 Ge:Be-Detektoren (in Abbildung 29 rechts).

Aus den verschiedenen Kombinationen von Gitterordnungen, Aperturen und Detektor-Arrays ergeben sich 12 verschiedene spektrale Bänder, die z.T. überlappen, die AOT-Bänder genannt werden (AOT: "Astronomical Observation Template"). Diese 12 AOT-Bänder ergeben zusammen ein vollständiges SWS-Spektrum. Die Eigenschaften der SWS-AOT Bänder (ohne die Fabry-Pérot-Bänder) sind in Tabelle 16 zusammengestellt (ISO SWS Observer's Manual [111]).

**Das AOT-Konzept** ISO SWS-Beobachtungen wurden mit Hilfe von sogenannten Astronomical Observation Templates, AOTs durchgeführt, die auf unterschiedliche Bedürfnisse von Beobachtungen ausgerichtet sind, z.B. das Abtasten von Linienprofilen oder eines großen Wellenlängenbereichs u.a. Mit den verschiedenen AOTs ist es möglich, Parameter einer Beobachtung wie Position

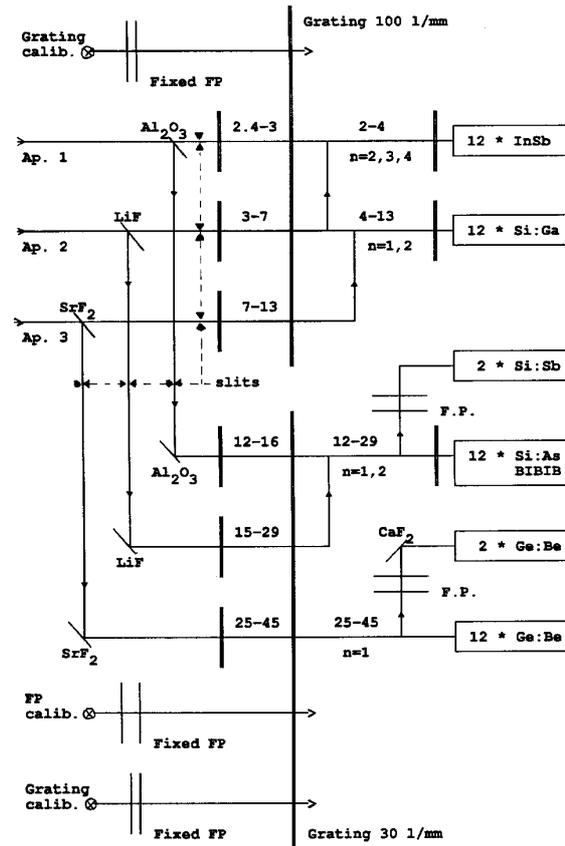


Abbildung 29: Schematische Darstellung des SWS-Instrumentes. Abb. aus ISO SWS Observer's Manual 1994 [91]

des Objektes, abzudeckender Wellenlängenbereich usw. mittels einer Datenbank automatisch in Instrumenteneinstellungen des Satelliten, d.h. z.B. Gitterstellungen und Verstärkung der Detektoren umzurechnen. Gemeinsam ist den AOTs, daß in regelmäßigen Abständen eine Dunkelstrommessung durchgeführt wird, mindestens eine vor und nach einer wissenschaftlichen Beobachtung. AOT S01 ist für das Abtasten des gesamten SWS-Wellenlängenbereiches konzipiert, AOT S02 für das Abtasten von Linien, AOT S06 ist für die Untersuchung längerer Wellenlängenbereiche geeignet und AOT S07 schließlich wird für hochauflösende Fabry Perot-Beobachtungen benutzt. Für die vorliegenden Beobachtungen wurde der SWS02-Modus verwendet, der für die Abtastung von Linienprofilen besonders geeignet ist.

#### 8.4 Auswertung der ISO-Daten

Die Beobachtungen wurden mit dem ISO SWS, das im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, im Linienabtastmodus SWS 02 ausgeführt. Es wurden die Linieneigenschaften von [Mg VIII]  $3.028 \mu\text{m}$ , [Si IX]  $3.935 \mu\text{m}$ , [Ne VI]  $7.642 \mu\text{m}$ , [Ne V]  $24.300 \mu\text{m}$ , [O IV]  $25.913 \mu\text{m}$  und (zum Vergleich) von [Si II]  $34.814 \mu\text{m}$  und Fe II  $25.988 \mu\text{m}$  der Objekte Ark 564, Mrk 359 und Mrk 699 ausgemessen und mit anderen Untersuchungen verglichen. Ark 564 wurde am 16.12.1996 (396. Orbit), Mrk 359 am 28.1.1997 (439. Orbit) und Mrk 699 am 21.9.1996 (309. Orbits) beobachtet. Die spektrale Auflösung liegt laut ISO Observer's Handbook zwischen 2000 und 2500. Eine davon

unabhängige Bestimmung der Auflösung anhand der Daten ist nicht möglich. Die Aperturgrößen sind für die verschiedenen Bänder unterschiedlich, d.h. abhängig von der Wellenlänge (de Graauw et al. 1996 [75]):

Band	1,2	3ACD	3E	4
Größe	14"×20"	14"×27"	20"×27"	20"×33"

Die ISO-Daten haben eine Standard-Software Pipeline durchlaufen, die "Standard Product Generation Pipeline" (SPG-Pipeline), innerhalb derer die Daten off-line analysiert werden. Die Pipeline konvertiert die rohen Daten, die von ISO an die Bodenstationen übertragen werden, in verwertbare wissenschaftliche Daten. Eine automatische Pipeline-Routine kann jedoch nicht alle Schritte einer Auswertung eines Datensatzes optimal ausführen. Daher wurden einige Schritte dieser Standardpipeline durch interaktive Schritte ersetzt. Die interaktive Auswertung der Daten erfolgte auf einer VAX-Maschine mit den IA-Tools<sup>14</sup> ("Interactive-Tools"), des ISO-Datenzentrums im Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching.

Innerhalb der SPG-Pipeline durchlaufen die Daten einen drei-stufigen Prozeß, in dessen Verlauf die Rohdaten, gegeben z.B. in Microvolts, Positionen der Gitter usw. in gewünschte astronomische Einheiten, wie Fluß und Wellenlänge konvertiert werden, d.h. die Daten werden wellenlängen- und flußkalibriert. Die Daten werden von ERD- ("Edited Raw Data"), in SPD- ("Standard Processed Data") und schließlich in AAR-Dateien ("Auto Analysis Results") gespeichert. Es gibt einige äußere und instrumentelle Störungen, die die Datenauswertung erschweren und die nur ungenügend durch eine automatische Routine korrigiert werden können:

**Glitches** werden verursacht durch hochenergetische Teilchen, wie Elektronen und Ionen, die sich innerhalb des Erdmagnetfeldes bewegen. Diese erzeugen einen plötzlichen großen Anstieg der Ausgangsspannung. Das kann einerseits einen Anstieg des Rauschens zur Folge haben, aber auch die Detektoren saturieren. Die betroffenen Daten müssen teilweise oder vollständig entfernt werden.

**Scan Jumps** werden ähnlich erzeugt wie Glitches, beeinträchtigen aber einen ganzen Detektorblock.

**Memory Effects** Die Detektoren der Bänder 2 und 4 werden beeinflusst durch Memory Effekte, d.h. die vorherige Beleuchtung der Detektoren hinterläßt Spuren in den nachfolgenden Daten. Die Bänder 1 und 3 sind nicht betroffen. Wird der Detektor zunächst wenig, dann stark bestrahlt (oder auch umgekehrt), dann werden die letztendlich gemessenen Ergebnisse asymptotisch erreicht.

Die einzelnen Auswertungsschritte werden in den folgenden Abschnitten beschrieben. Der erste Schritt umfaßt die Reformatierung der Rohsatellitendaten in Instrumenten-Daten, die in ERD-Dateien (Reformatting) gespeichert werden. In diesem Stadium bestehen die Instrumentendaten aus der digitalisierten Auslese der Detektoren und Verstärker (in  $\mu V/s$ ). Es werden detektortypische Korrekturen angebracht, z.B. für die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Detektoren (cross talk), die Kennzeichnung saturierter Detektoren usw. Schließlich werden die Daten in analoge Spannungen konvertiert.

Die Wellenlängenkalibration wird anhand von Messungen, die am Boden und im Orbit durchgeführt wurden, bestimmt. Diese Zweiteilung der Kalibrationsstrategie wird auch bei der Flußka-

<sup>14</sup>Mit dem Standardanalyseprogramm MIDAS ist z.B. keine Aufteilung nach den verschiedenen Detektoren des SWS-Instrumentes möglich.

libration verwendet (s. S. 112), da es aufgrund von Zeit- und Beobachtungsbeschränkungen nicht möglich ist, eine Beobachtung eines Objektes mit einer unmittelbar folgenden Kalibrationsmessung zu verbinden. Für die Wellenlängenkalibration wurden die geometrischen relativen Stellungen der optischen Elemente zueinander bestimmt. Außerdem wurde das Verhältnis zwischen dem Auslesewert, den der Detektor für die Gitterstellungen anzeigt und der physikalischen Stellung der Gitter und anderer optischer Elemente bestimmt (Valentijn et al. 1996 [220]). Dazu wurden Wasserdampfabsorptionslinien ( $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $HCl$ ) als Referenzwellenlängen benutzt. Die relative Stellung der verschiedenen Eintrittsaperturen und Detektoren wurde während der Überprüfung der Instrumente am Boden ausgemessen. Damit war es möglich, eine Gitterwellenlängenkalibrationsmessung für alle möglichen Kombinationen von Eintrittsspalt und Detektor zu verwenden, da die relativen Stellungen der optischen Elemente zueinander bekannt sind. Im Orbit wurden zusätzlich Wellenlängenkalibrationsmessungen astronomischer Quellen hinzugefügt. Damit liegen die Daten als SPD-Dateien vor, d.h. im Format  $\mu V/s$  gegen  $\mu m$ .

Aus den SPD-Daten wurde eine Übersicht über die gemessenen Scans erzeugt ("Scan Table"), die in den folgenden Tabellen dargestellt ist. Ein Up-Down-Scan prozessiert erst in absteigender, dann in aufsteigender Wellenlänge. Anhand der Tabellen wird deutlich, daß die verschiedenen Linien unterschiedlich häufig gemessen wurden.

Objekt	Anzahl der Photometrischen Checks	Anzahl der Scans (Je ein up-down-Scan)			
		Band 1	Band 2	Band 3	Band 4
Mrk 359	je einer in einem Band	2	6	2	4
Mrk 699	"	2	6	2	4
Ark 564	"	3	7	3	4

Band	Scannummer	Wellenlängenbereich [ $\mu m$ ]	Linien
Mrk 359			
1	1	3.062 - 3.095	[Mg VIII]
	2	3.976 - 4.028	[Si IX], Bereich überschneidet mit Line 2-Bereich
	P	11.981 - 12.061	Photometrischer Check
2	1	4.635 - 4.688	Line 1
	2	4.020 - 4.074	Line 2, siehe [Si IX]
	3	7.718 - 7.826	[Ne VI]
	4	7.718 - 7.826	[Ne VI]
	5	7.718 - 7.826	[Ne VI]
	6	7.718 - 7.826	[Ne VI]
P	12.085 - 12.142	Photometrischer Check	
3	1	24.437 - 24.800	[Ne V]
	2	26.169 - 26.530	[O IV], Fe II
	P	43.067 - 43.407	Photometrischer Check
4	1	35.242 - 35.805	[Si II]
	2	35.242 - 35.805	[Si II]
	3	35.242 - 35.805	[Si II]
	4	35.242 - 35.805	[Si II]
	P	43.288 - 43.662	Photometrischer Check

Band	Scannummer	Wellenlängenbereich [ $\mu\text{m}$ ]	Linien
Mrk 699			
1	1	3.114 - 3.147	[Mg VIII]
	2	4.044 - 4.090	[Si IX], Bereich überschneidet mit Line 2-Bereich
	P	11.981 - 12.061	Photometrischer Check
2	1	4.713 - 4.765	Line 1
	2	4.087 - 4.141	Line 2, siehe [Si IX]
	3	7.847 - 7.955	[Ne VI]
	4	7.847 - 7.955	[Ne VI]
	5	7.847 - 7.955	[Ne VI]
	6	7.847 - 7.955	[Ne VI]
	P	12.085 - 12.142	Photometrischer Check
3	1	24.922 - 25.289	[Ne V]
	2	26.613 - 26.977	[O IV], Fe II
	P	43.066 - 43.406	Photometrischer Check
4	1	35.712 - 36.272	[Si II]
	2	35.712 - 36.272	[Si II]
	3	35.712 - 36.272	[Si II]
	4	35.712 - 36.272	[Si II]
	P	43.287 - 43.661	Photometrischer Check

Band	Scannummer	Wellenlängenbereich [ $\mu\text{m}$ ]	Linien
Ark 564			
1	1	3.084 - 3.117	[Mg VIII]
	2	3.084 - 3.117	[Mg VIII]
	3	4.006 - 4.057	[Si IX], Bereich überschneidet mit Line 2-Bereich
	P	11.981 - 12.061	Photometrischer Check
2	1	4.669 - 4.721	Line 1
	2	4.669 - 4.721	Line 1
	3	4.049 - 4.103	Line 2, siehe [Si IX]
	4	7.774 - 7.882	[Ne VI]
	5	7.774 - 7.882	[Ne VI]
	6	7.774 - 7.882	[Ne VI]
	P	12.085 - 12.142	Photometrischer Check
3	1	24.685 - 25.048	[Ne V]
	2	26.361 - 26.721	[O IV], Fe II
	3	24.685 - 25.048	[Ne V]
	P	43.066 - 43.406	Photometrischer Check
4	1	35.372 - 35.934	[Si II]
	2	35.372 - 35.934	[Si II]
	3	35.372 - 35.934	[Si II]
	4	35.372 - 35.934	[Si II]
	P	43.287 - 43.661	Photometrischer Check

**Konversion der SPD in AAR-Daten** Die Konversion der SPD- in AAR-Daten umfaßt die Kalibrierung des Signals, das in  $\mu\text{V}$  pro Sekunde gegen die Wellenlänge (SPD-Daten) gegeben ist in

Jansky gegen die heliozentrisch korrigierte Wellenlänge (AAR-Daten) und Korrekturen der Daten. Diese Konversion wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Die Korrekturen mittels der im folgenden beschriebenen Module ist bei den AOT 2-Daten schwieriger als bei den anderen AOTs, da bei AOT 2 durch die Linienscans nur schmale Wellenlängenbereiche zur Bestimmung des Kontinuumsniveaus zur Verfügung stehen und deren Niveaus nicht notwendigerweise gleich sein müssen.

**Dunkelstromsubtraktion** Die Dunkelstromsubtraktion wird interaktiv durchgeführt. Eine sorgfältige Dunkelstromsubtraktion ist ein sehr wichtiger Schritt hinsichtlich zuverlässiger Spektren. Insbesondere bei niedrigen Flüssen ist diese Korrektur sehr wichtig und zeitaufwendig.

In den verschiedenen Bändern ist das Signalniveau unterschiedlich hoch, allerdings sollte das Dunkelstromniveau ungefähr gleich sein. Die Flußniveaus müssen nicht identisch sein, da die Responsivitäts- und Flußkalibration (d.h. die relative und absolute Flußkalibration), sowie die Flatfieldkorrektur noch durchzuführen sind. Die Dunkelstromaufnahmen wurden vor und nach einem Scan gemacht. Alle Dunkelstromaufnahmen haben die gleiche Integrationszeit, aber eine unterschiedliche Resetzeit. Mit dem DarkInter-Programm des MPE-Datenzentrums wird das Dunkelstromniveau innerhalb eines Scans interaktiv überprüft und der Dunkelstrom nach Anpassen eines geeigneten Niveaus abgezogen. Eine interaktive Überprüfung ist notwendig, da die Standard-Reduktions-Pipeline eine Standardmethode verwendet, um das Dunkelstromniveau zu bestimmen (d.h. innerhalb eines Scans zu extrapolieren) und dieses extrapolierte Niveau dann Scan für Scan zu subtrahieren. Bei der Standardmethode der Dunkelstromniveaufestlegung wird ein linearer Fit durch die Verteilung der Dunkelstrommeßwerte am Anfang und am Ende einer Messung, d.h. eines Scans gelegt. Diese Standardmethode kann aber für manche Dunkelstrommessungen nicht geeignet sein und muß deshalb korrigiert werden. Es kann z.B. zu Sprüngen innerhalb des Dunkelstromniveaus kommen: insbesondere innerhalb der ersten Dunkelstrommessung ist manchmal ein Sprung zu geringeren Zählraten zu beobachten. Andere geeignete Methoden, die dann für jeden Scan eingegeben werden müssen, sind z.B. previous-mean- oder next-mean-Fits, in manchen Fällen ist ein Spline-Fit erforderlich. Die Methoden, die im ersten Detektor eines Bandes (Detektor 1, 13, 25, 37) angewandt werden, können auf das gesamte Band extrapoliert werden. Es wird überprüft, ob diese Methoden eine korrekte Dunkelstromkorrektur gewährleisten und gegebenenfalls individuell nachgebessert. Bei der Korrektur der Dunkelströme kann außerdem ein Abschneiden besonders hoher Flußwerte, d.h. Werte in der Dunkelstrommessung, die außerhalb eines  $3\sigma$ -Bandes liegen, erzeugt werden. Diese Prozedur wird dann für jedes Band, d.h. jeden Detektor und darin jeden Scan durchgeführt. Nach dem Bestimmen des Dunkelstromniveaus erfolgt die eigentliche Subtraktion des Dunkelstroms von den Objektdaten ("Science Scans") und den photometrischen Messungen.

**Erstes Maskieren** Die dunkelstromkorrigierten Daten werden einer Überprüfung mit dem Programm Mask-Inter unterzogen, um die Dunkelstromsubtraktion zu überprüfen. Dazu werden alle Dunkelstrommessungen der 12 Detektoren eines Bandes zusammen dargestellt. Da das Dunkelstromniveau ungefähr gleich hoch sein sollte (s.o.), werden Abweichungen schnell erkannt und können ausmaskiert werden.

Außerdem werden die Datenpunkte entfernt, die weit außerhalb der Datenverteilung der gemessenen Daten liegen und z.B. auf Cosmic Ray Events zurückzuführen sind, aber auch auf Effekte wie Glitches und Spikes, die vorher als solche nicht erkannt wurden, können mit Mask-Inter maskiert und entfernt werden.

**PlotPhot** Mit diesem Programm ist ein Überprüfen der photometrischen Checks möglich, die später zur Flußkalibration verwendet werden. Die ersten photometrischen Checks aller 12 Detektoren der Bänder 2, 3, 4 (der photometrische Check in Band 1 wird nicht benutzt) werden geplottet. Datenpunkte, die eine zu große Abweichung aufweisen, werden von dem Programm markiert. Bei manchen photometrischen Messungen sind sogenannte Spikes und Glitches (siehe S.108) in den Daten vorhanden, die mit Patch-SPD ausgebessert werden können.

**Patch-SPD** Mit dem Programm Patch-SPD können Sprünge, grobe und langfristige, auffallende Unregelmäßigkeiten in den Daten korrigiert werden, die sich mindestens über den halben Scan entlangziehen. In diesem Korrekturschritt werden insbesondere Glitches, Scan Jumps und Spikes und andere Merkmale, die sich aufgrund von Memory Effekten ergeben, entfernt. Bei dieser Prozedur ist darauf zu achten, welche Detektoren ein besonders abweichendes Verhalten zeigen. Die Daten dieser Detektoren sind später gegebenenfalls nicht zu berücksichtigen. Manche Detektoren sind darüberhinaus bereits bekannt dafür, daß sie ein derartiges abweichendes Verhalten zeigen.

**Up-down-Korrektur** In diesem Extraktionsschritt werden die Unterschiede zwischen den Up- und Down-Scans korrigiert, die vor allem durch Memory-Effekte (siehe S.108), aber auch durch fehlerhafte Dunkelstromsubtraktion verursacht werden.

Es wird der Unterschied, der Offset zwischen den beiden Scans bestimmt, mit dem die Korrektur zwischen dem Up- und Down-Scan erfolgen kann. Ändert sich der Fluß zu Beginn oder während eines Scans stark, dann unterscheiden sich Up- und Down-Scan systematisch für alle Detektoren eines Bandes voneinander und können mit Patch-SPD ausgebessert werden. Echte Daten erscheinen im Up- und Down-Scan, "unechte", also Daten, die z.B. durch Memory-Effekte hervorgerufen werden, erscheinen entweder nur im Up- oder nur im Down-Scan.

**Relative und absolute Flußkalibration** Die photometrische Empfindlichkeit des SWS-Instrumentes wurde durch Beobachtungen eines kalibrierten Schwarzkörpers auf der Erde und durch Beobachtungen astronomischer Kalibrationsquellen im Orbit, vor allem stellarer Quellen bestimmt. Die gemessenen Größen sind in den SWS-Kalibrationsdateien gespeichert und beschreiben das langfristige Kalibrationsverhalten des Instrumentes. Mit Hilfe einer internen Quelle wurden zusätzliche photometrische Überprüfungen ("photometric Checks") während der Beobachtung eines Objekts aufgenommen, die dazu dienen, das kurzfristige Verhalten relativ zu den Kalibrationsdateien zu bestimmen (Schaeidt et al. 1996 [189]).

Für die Kalibrationsbeobachtungen im Orbit wurde für jedes der 12 SWS-Bänder eine Schlüsselwellenlänge definiert, die sogenannte Key Wavelength. Im Bereich um diese Schlüsselwellenlänge ist eine bestimmte Bandbreite nach 2 Kriterien ausgewählt: die relative Response für jeden Detektor ist maximal, das Spektrum der astronomischen Kalibrationsquelle ist in diesem Bereich merkmalslos (Schaeidt et al. 1996 [189]). Die SWS-Flußkalibration wurde mit AOT6 Grating Scans der astronomischen Kalibrationsquellen um die Schlüsselwellenlänge innerhalb einer bestimmten Bandbreite durchgeführt. Die für jeden Detektor gemessenen Größen wurden in den SWS-Kalibrationsdateien gespeichert und werden für die Software-Pipeline benutzt.

Für die Kalibrationsmessungen wurden Beobachtungen, die zu Beginn der Mission innerhalb der dreiwöchigen Überprüfung des Raumfahrzeuges und der an Bord befindlichen Instrumente, sowie innerhalb der anschließenden acht Wochen dauernden Testphase zur Überprüfung der Effizienz des Systems ausgeführt wurden, benutzt.

Die absolute Flußdichte  $F(\lambda)$  der beobachteten Quelle ist abhängig von der Detektorauslese und

wellenlängenabhängigen Responses, die zeitabhängig sein können (Schaeidt et al. 1996):

$$F(\lambda) = S(\lambda) \frac{R(\lambda_{key})}{R(\lambda)} \frac{S_{ACS}^d}{S^d} \frac{F_{ACS}(\lambda_{key} \Delta \lambda_{key})}{S_{ACS}(\lambda_{key} \Delta \lambda_{key})} \quad (36)$$

mit

$S(\lambda)$  Detektorauslese (in  $\mu V/s$ ) bei der Wellenlänge  $\lambda$ ,

$\lambda_{key}$ ,  $\Delta \lambda_{key}$  beziehen sich auf die Schlüsselwellenlänge und die Bandbreite um die Schlüsselwellenlänge,

$R(\lambda_{key})/R(\lambda)$  ist die Normierung der Responsivität,

$S_{ACS}^d/S^d$  ist der Korrekturfaktor für zeitabhängige Variationen der Detektorresponse zwischen Beobachtungen der astronomischen Kalibrationsquellen und der Quelle,

$F_{ACS}/S_{ACS}$  ist der Konversionsfaktor zwischen  $\mu V/s$  und Jy, der aus den Beobachtungen der astronomischen Kalibrationsquellen bei der Schlüsselwellenlänge  $\lambda_{key}$  gewonnen wurde.

Die relativen spektralen Responsekurven (die Response auf einen Schwarzkörper, der die gesamte Apertur füllt<sup>15</sup>) werden für jedes AOT-Band in Bezug auf die Schlüsselwellenlänge normiert. Die Signale der Detektoren werden durch diese normierten Responses für jedes AOT-Band dividiert. Bei der absoluten Flußkonversion wird das Signal von  $\mu m/s$  in Jy konvertiert. Die Konversionsfaktoren werden aus den normierten, gemittelten photometrischen Checks und aus dem Verhältnis aus Fluß durch Signal einer externen Quelle gezogen (siehe oben, die Kalibrationsdateien). Der Wert dieses Skalenfaktors entspricht der Responsivität des SWS bei der RSRF Normierungswellenlänge (Schlüsselwellenlänge, de Graauw et al. 1996 [75]).

**Geschwindigkeitskorrektur - Heliozentrische Korrektur** Der ISO-Satellit hat eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des beobachteten Objekts, da sich Satellit und die Erde bewegen. Die sich daraus ergebenden Wellenlängenmessungen wurden heliozentrisch korrigiert, indem alle Wellenlängen mit  $(1 + v)/c$  multipliziert werden. Dabei ist  $v$  die Geschwindigkeitskomponente von ISO in Sichtlinie des Objekts und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.  $v$  wird in der Hälfte der Beobachtungszeit gemessen, der Wert ist in den Dateien vorhanden.

**Flat-Field-Korrektur** Bei der Flat-Field-Korrektur werden die Down-Scan-Daten als Referenzspektrum benutzt, unter der Annahme, daß diese am wenigsten durch Memory-Effekte beeinflusst sind. Im AOT2-Band wird unter dieser Annahme zunächst mit einer Korrektur 0. Ordnung gestartet. Sind Memory-Effekte sichtbar, wird zu einer Korrektur höherer Ordnung übergegangen. Bei der Flatfieldkorrektur werden die Detektoren, die sich in der vorhergehenden Analyse als auffällig erwiesen, auf “faulty” gesetzt, d.h. die Daten dieser Detektoren werden nicht verwendet.

**Final Masking** Im Final Masking werden letzte Ausreißer aus der Datenverteilung herausgenommen. Die Daten werden entsprechend der Auflösung des Instrumentes zusammengefaßt (gebünnt).

**Endgültige Resultate** Alle Daten, die in den vorherigen Schritten als “schlecht” oder als “keine Daten (NODATA)” gekennzeichnet wurden (z.B. Dunkelstrommessungen, photometrische Checks, Daten von schlechten Detektoren usw.), wurden herausgenommen. Die übrigen Daten wurden

<sup>15</sup>Es wurden Unterschiede in den Responsekurven zwischen denen, die auf der Erde und im Orbit gemessen wurden, detektiert. Diese Unterschiede sind darauf zurückzuführen, daß die im Orbit gemessenen Sterne Punktquellen sind im Gegensatz zu denen die gesamte Apertur füllenden Schwarzkörperquellen auf der Erde

nach Wellenlänge sortiert. Diese gereinigten Daten wurden in eine AAR-Datei geschrieben, in der die Daten zusammengefaßt wurden und mit kalibrierten Wellenlängen und Flußdichten stehen. Die Daten sind nun soweit vorbereitet, daß die Linieneigenschaften ausgemessen werden können.

## 8.5 Linienidentifikation

### 8.5.1 Linienprofile im beobachteten System

Die beobachteten Linienprofile von Ark 564 sind in Abb. 30, von Mrk 359 in Abb. 31, und von Mrk 699 in Abb. 32 dargestellt.

Die gestrichelte Linie in den Abbildungen markiert das aus unabhängigen Meßwerten berechnete Linienzentrum  $\lambda = \lambda_0 (1 + z)$  (Sollwert). Die Ruhewellenlängen  $\lambda_0$  stammen aus der Untersuchung von Feuchtgruber et al. 1997 [58] und aus der ISO-Linienliste (<http://www.mpe-garching.mpg.de/iso/linelists/FSlines.html>) und sind in der unteren Tabelle aufgelistet. Die Rotverschiebungen  $z$  stammen aus der Untersuchung von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49], die anhand der optischen Linien [O III] 4995, 5007 Å die Rotverschiebungen der Objekte bestimmt haben.

Linie	Übergang	$\lambda_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	IP [eV]
[Si IX]	3P1 - 3P0	$3.9357 \pm 0.0004$	351.10
[Mg VIII]	2P3/2 - 2P1/2	$3.02795 \pm 0.00025$	265.96
[Ne VI]	2P3/2 - 2P1/2	$7.6524 \pm 0.0012$	157.93
[Ne V]	3P1 - 3P0	$24.3175 \pm 0.0003$	126.21
[O IV]	2P3/2 - 2P1/2	$5.8903 \pm 0.0003$	77.41
Fe II	a6D7/2 - a6D9/2	$25.98829 \pm 0.00018$	16.19
[Si II]	2P3/2 - 2P1/2	$34.8152 \pm 0.0005$	16.35

Im Spektrum von Ark 564 konnte zusätzlich zu den 5 gesuchten koronalen Linien die Fe II 26  $\mu\text{m}$ -Linie identifiziert werden. [Si II] 35  $\mu\text{m}$  konnte nicht detektiert werden. Bei Mrk 359 und Mrk 699 konnten hauptsächlich obere Grenzen für den Linienfluß der IR-FHILs abgeleitet werden, lediglich die [Ne VI] 7.6  $\mu\text{m}$ -Linie konnte im Mrk 359-Spektrum identifiziert werden. In diesem Objekt zeigen sich starke Merkmale im Bereich der [O IV] 26  $\mu\text{m}$ - und der Fe II 26  $\mu\text{m}$ -Linie, jedoch sind diese zu weit von der Sollwellenlänge entfernt, auch der gegenseitige Abstand der Linien schließt eine Identifikation der detektierten Merkmale als [O IV] 26  $\mu\text{m}$ - und Fe II 26  $\mu\text{m}$ -Linie aus.

Die kinematischen und spektrophotometrischen Linieneigenschaften der Objekte sind in Tabelle 17 auf S. 123 zusammengestellt.

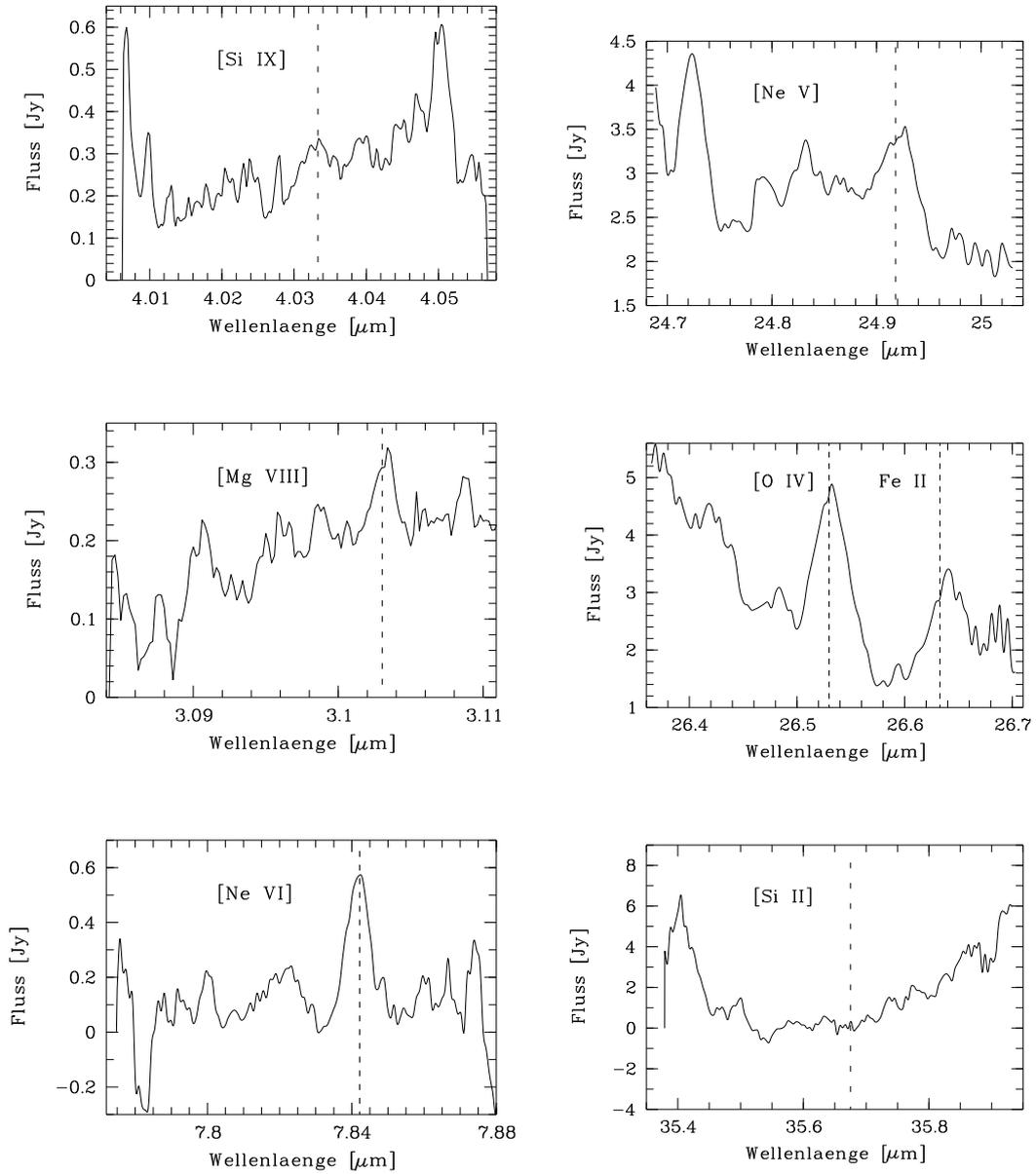


Abbildung 30: Profile der koronalen Linien von Ark 564 im IR-Bereich

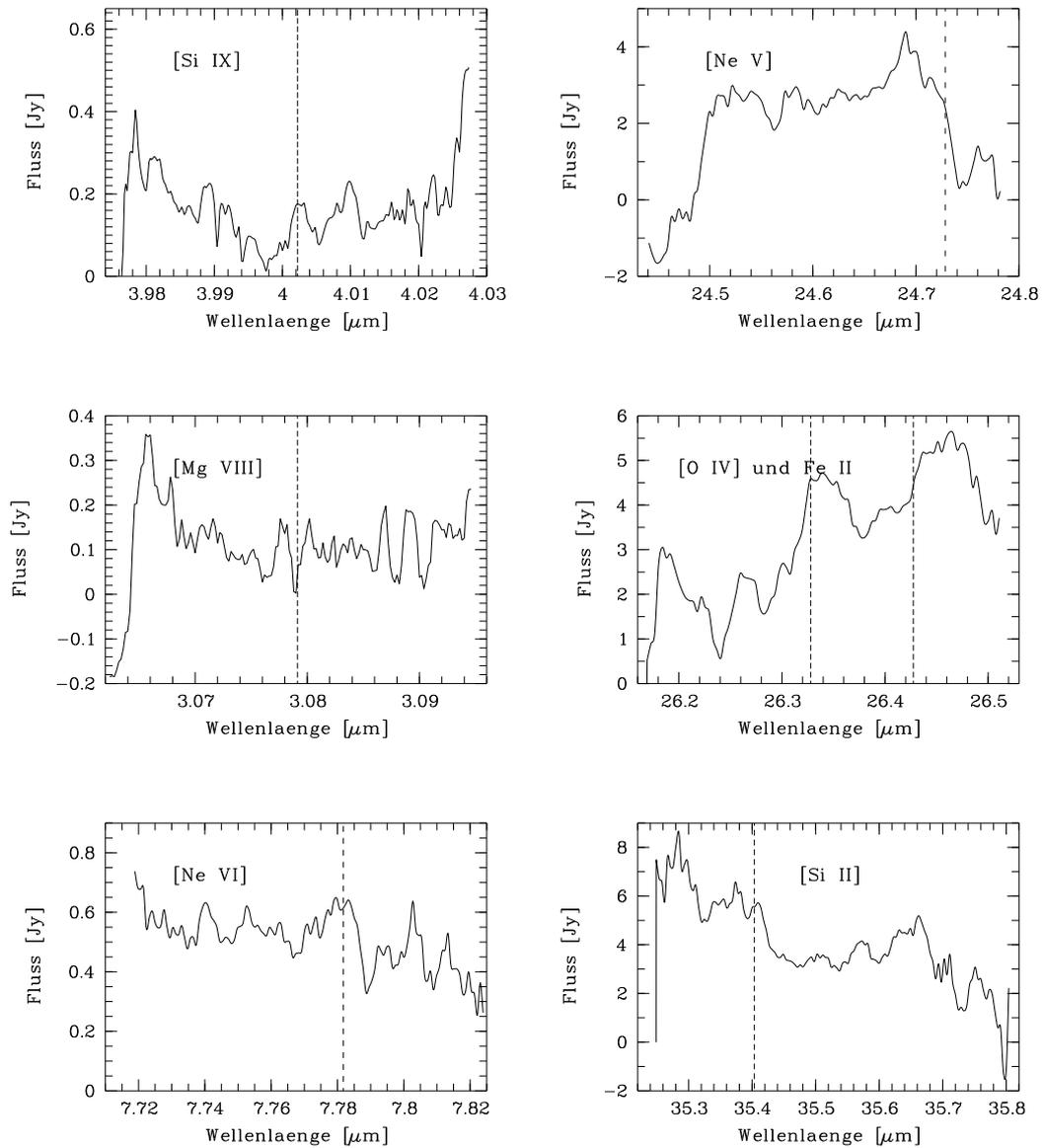


Abbildung 31: Profile der koronalen Linien von Mrk 359 im IR-Bereich

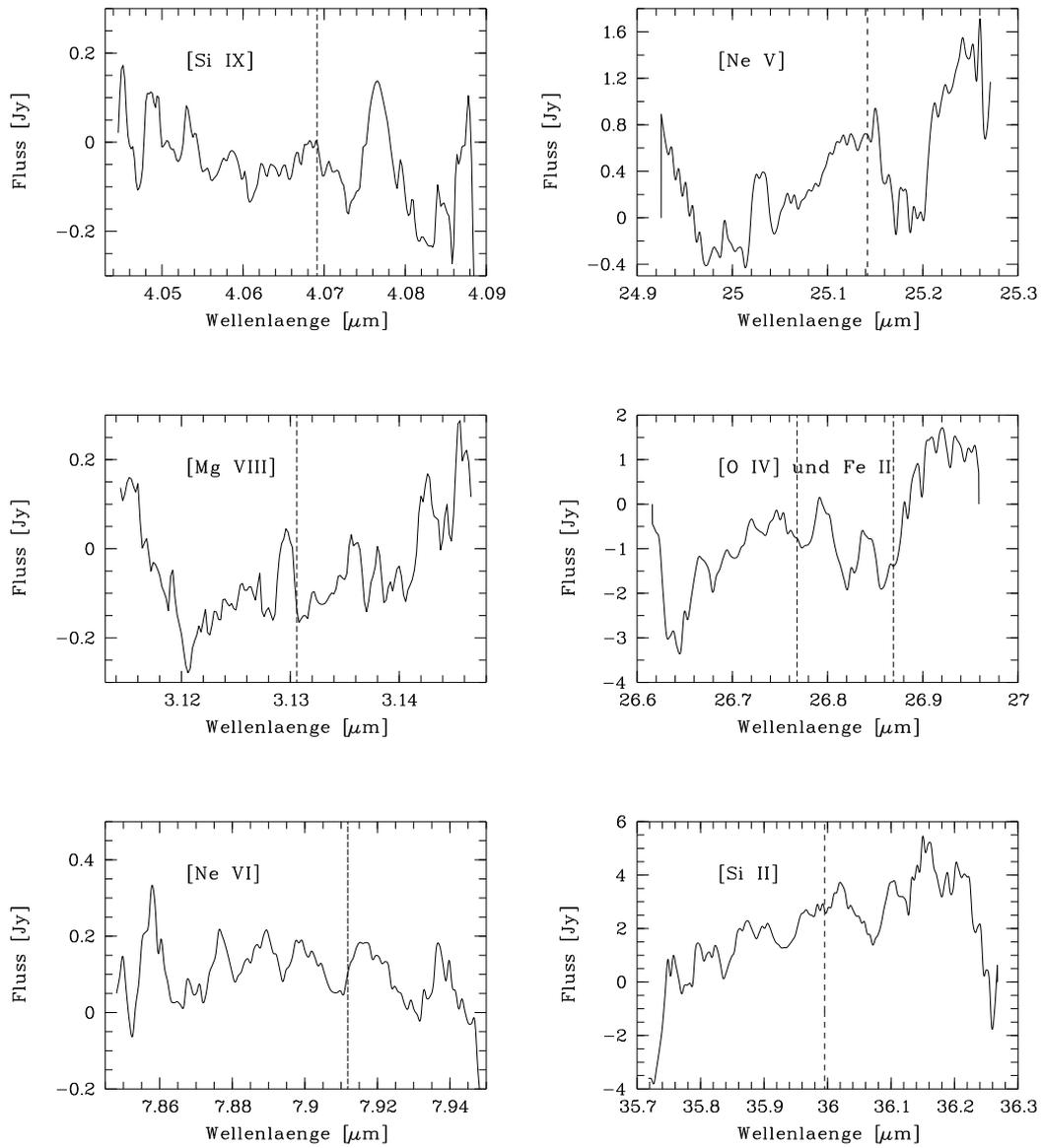


Abbildung 32: Profile der koronalen Linien von Mrk 699 im IR-Bereich

### 8.5.2 Transformation in das Ruhesystem

Um die Linien leichter identifizieren und miteinander vergleichen zu können, wurden die Linienprofile in das Ruhesystem des Beobachters transformiert ( $z = 0$ ).

In den folgenden Abbildungen sind diese Profile in Reihe 1 dargestellt. Die durchgezogene senkrechten Linien markieren den Wert der Ruhewellenlänge mit seinen Fehlergrenzen wie in Feuchtgruber et al. 1997 [58] angegeben.

In Reihe 2 sind die Profile im Ruhesystem übereinandergeplottet unter Berücksichtigung des Fehlers  $\Delta z$  der Rotverschiebung  $z_{opt.}$ , die anhand optischer Linien bestimmt wurde (Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Für jedes Objekt gibt es daher pro Linie drei Kurven, die je den Verlauf für  $z = z_{opt.}$ ,  $z = z_{opt.} + \Delta z$  und  $z = z_{opt.} - \Delta z$  darstellen.

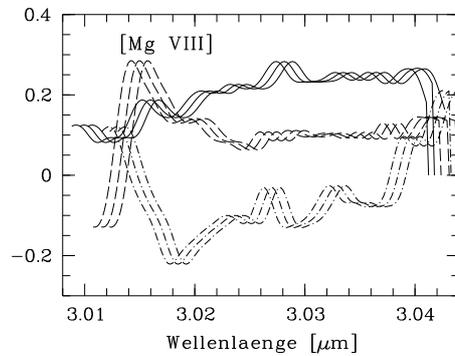
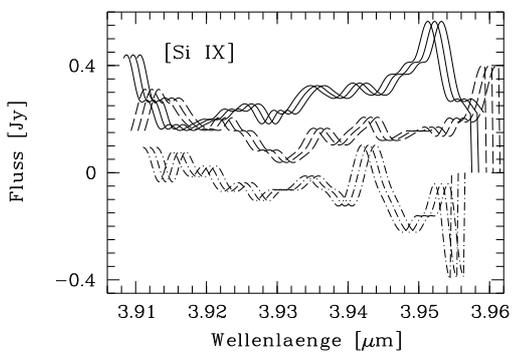
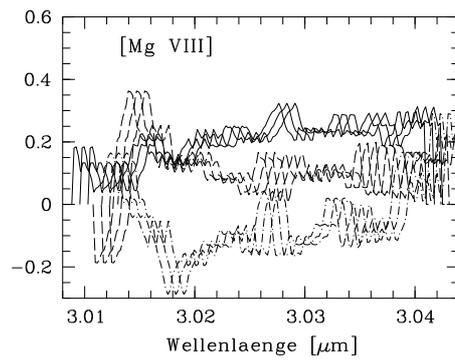
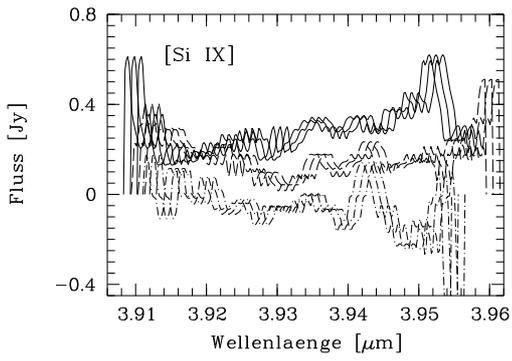
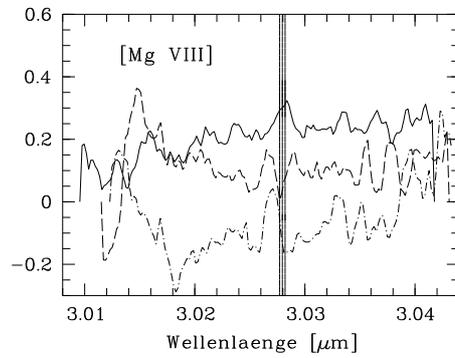
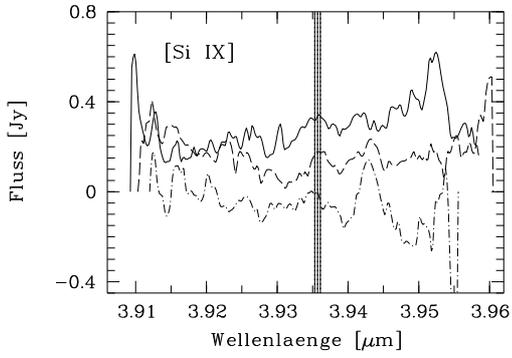
In der dritten Reihe sind die Profile Gaußgeglättet dargestellt, um das Rauschen zu unterdrücken. Dazu wurde jeder Datenpunkt der ungeglätteten Kurve als  $\delta$ -Funktion betrachtet. Jede  $\delta$ -Funktion wurde durch eine Gaußkurve mit der Breite (FWHM)  $0.001 \mu\text{m}$  ersetzt. Schließlich wurden alle Gaußkurven aufsummiert, die Daten somit geglättet.

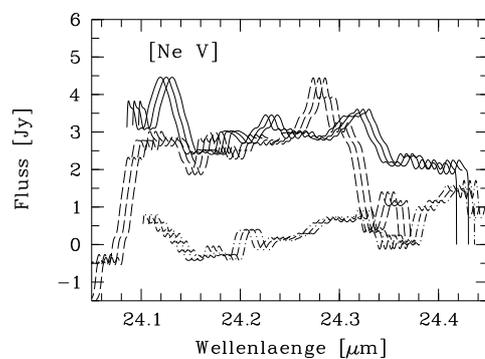
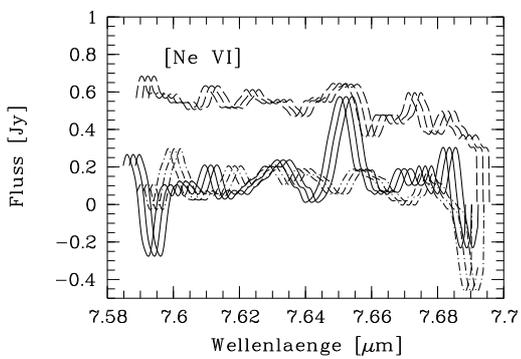
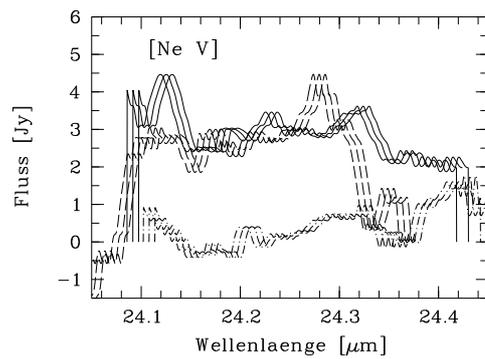
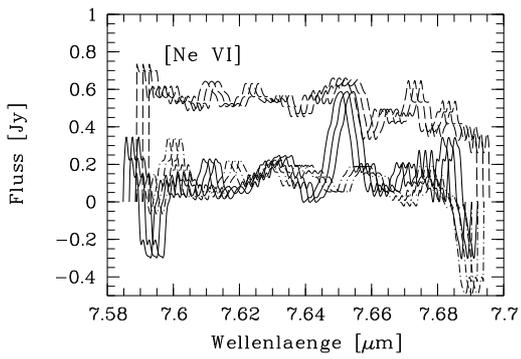
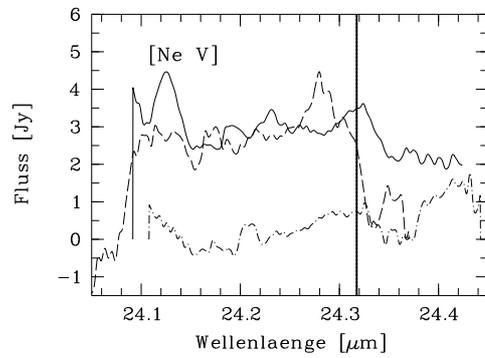
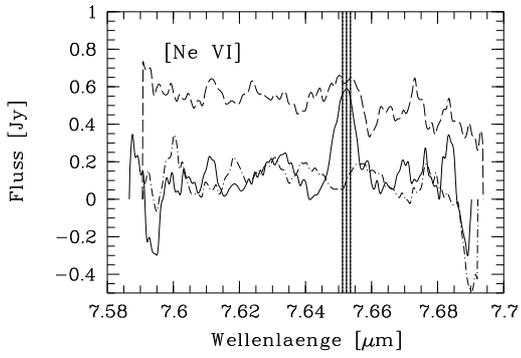
**Zeichenerklärung:**

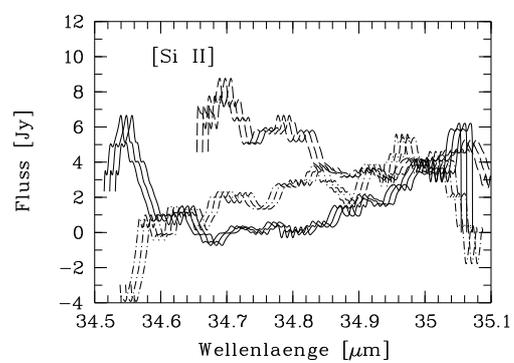
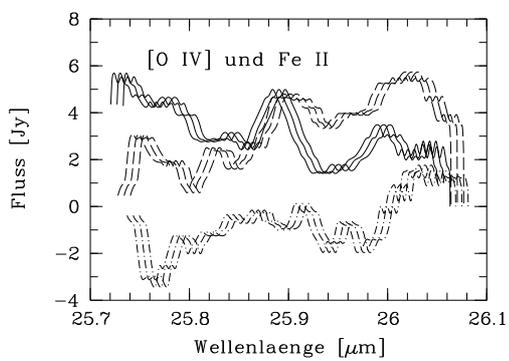
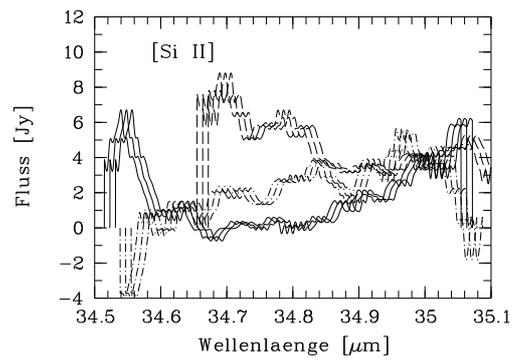
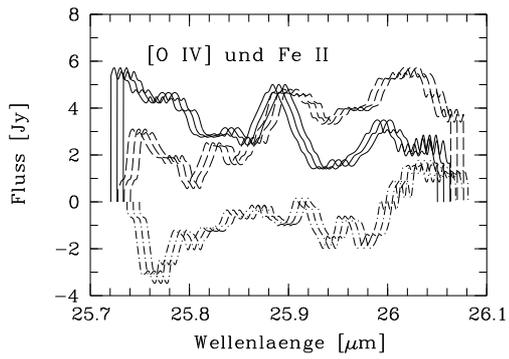
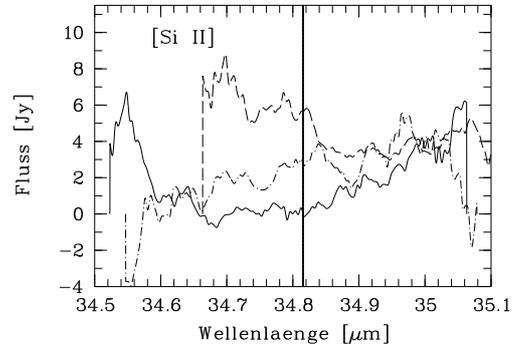
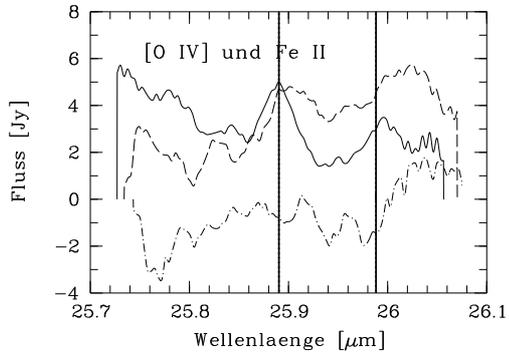
durchgezogene Linie: Ark 564

strichlierte Linie: Mrk 359

punkt-strichlierte Linie: Mrk 699







## 8.6 Linieneigenschaften

Die kinematischen und spektrophotometrischen Linieneigenschaften wurden mit dem Linien-Fit-Modul des ISAP-Paketes und MIDAS-Routinen ausgemessen. Die beobachteten Linienflüsse oder obere Grenzen, die Linienverschiebungen und Linienbreiten (ohne Korrektur für das Instrumentprofil) sind in Tabelle 17 auf der nächsten Seite zusammengestellt. Die Fehler der Linienbreite und des -flusses ergaben sich aus der Unsicherheit der Festlegung des unterliegenden Kontinuums. Der Fehler der Geschwindigkeitsverschiebung  $\Delta v$  ist der mittlere Fehler, der sich aus der Fehlerfortpflanzung ergibt. Systematische Fehler, die sich z.B. aufgrund einer Dezentrierung des Objektes in der Apertur ergeben, wurden nicht berücksichtigt.

Tabelle 17: Die Linieneigenschaften der koronalen Linien im IR-Bereich

Arakelian 564						
Linie	$\lambda_0$	$\lambda_{rotverschoben}$	Linienzentrum	$\Delta v([\text{O III}])$ [km/s]	FWHM [km/s]	Fluß [ $\text{W}/\text{cm}^2$ ] $\times 10^{-20}$
		berechnet		gemessen		
[Si IX]	$3.935700 \pm 0.000400$	$4.0329 \pm 0.0004$	$4.0331 \pm 0.0001$	$46 \pm 26$	$325 \pm 105$	$1.07 \pm 0.40$
[Mg VIII]	$3.027950 \pm 0.00025$	$3.1027 \pm 0.0003$	$3.10320 \pm 0.00003$	$14 \pm 32$	$175 \pm 25$	$0.54 \pm 0.20$
[Ne VI]	$7.6524 \pm 0.0012$	$7.841 \pm 0.001$	$7.84178 \pm 0.00005$	$15 \pm 48$	$300 \pm 20$	$1.95 \pm 0.50$
[Ne V]	$24.3175 \pm 0.0003$	$24.9181 \pm 0.0003$	$24.9205 \pm 0.0005$	$29 \pm 7$	$445 \pm 75$	$2.33 \pm 0.73$
[O IV]	$25.8903 \pm 0.0003$	$26.5298 \pm 0.0003$	$26.5330 \pm 0.0002$	$37 \pm 4$	$410 \pm 60$	$4.45 \pm 1.47$
Fe II	$25.98829 \pm 0.00018$	$26.633 \pm 0.007$	$26.6401 \pm 0.0003$	$114 \pm 4$	$330 \pm 80$	$2.54 \pm 1.27$
[Si II]	$34.8152 \pm 0.0005$	$35.6751 \pm 0.0005$	-	-	-	$< 1.20$
Markarian 359						
[Si IX]	$3.935700 \pm 0.000400$	$4.002 \pm 0.001$	-	-	-	$< 2.11$
[Mg VIII]	$3.027950 \pm 0.00025$	$3.0791 \pm 0.0008$	-	-	-	$< 2.24$
[Ne VI]	$7.6524 \pm 0.0012$	$7.782 \pm 0.002$	$7.7800 \pm 0.0052$	$-68 \pm 209$	$455 \pm 45$	$1.51 \pm 0.86$
[Ne V]	$24.3175 \pm 0.0003$	$24.729 \pm 0.006$	-	-	-	$< 4.36$
[O IV]	$25.8903 \pm 0.0003$	$26.328 \pm 0.007$	-	-	-	$< 3.69$
Fe II	$25.98829 \pm 0.00018$	$26.428 \pm 0.007$	-	-	-	$< 5.97$
[Si II]	$34.8152 \pm 0.0005$	$35.404 \pm 0.009$	-	-	-	$< 4.50$
Markarian 699						
[Si IX]	$3.935700 \pm 0.000400$	$4.069 \pm 0.001$	-	-	-	$< 1.91$
[Mg VIII]	$3.027950 \pm 0.00025$	$3.1306 \pm 0.0008$	-	-	-	$< 2.65$
[Ne VI]	$7.6524 \pm 0.0012$	$7.912 \pm 0.002$	-	-	-	$< 2.11$
[Ne V]	$24.3175 \pm 0.0003$	$25.142 \pm 0.006$	-	-	-	$< 1.75$
[O IV]	$25.8903 \pm 0.0003$	$26.768 \pm 0.007$	-	-	-	$< 1.66$
Fe II	$25.98829 \pm 0.00018$	$26.869 \pm 0.007$	-	-	-	$< 1.66$
[Si II]	$34.8152 \pm 0.0005$	$35.995 \pm 0.009$	-	-	-	$< 2.93$

## 8.7 Diskussion der Infrarot-Daten von Ark 564

Wie aus Tabelle 17 ersichtlich ist, konnten nur im Fall von Ark 564 alle 5 koronalen Linien detektiert werden. Für die anderen beiden Quellen konnten hauptsächlich nur obere Grenzen ermittelt werden. Die folgende Diskussion bezieht sich daher i.W. auf Ark 564. Die Daten von Ark 564 wurden mit den theoretischen Modellen von Spinoglio & Malkan 1992 [204] und mit den Infrarot-Daten von Alexander et al. 1999 [3] verglichen. Durch einen Vergleich der Linienvhältnisse koronaler Linien im optischen und Infrarotbereich lassen sich Vorhersagen für den Spektralindex  $\alpha$  des ionisierenden Kontinuums von Ark 564 ableiten.

### 8.7.1 Vergleich mit theoretischen Modellen

Spinoglio und Malkan 1992 [204] rechnen Photoionisationsmodelle auf der Basis von CLOUDY (Ferland 1989 [56]), um die Stärken von Infrarotlinien in Emissionsliniengalaxien, insbesondere Seyfert-Galaxien und LINERs vorherzusagen. Das Modell macht Voraussagen für die Liniestärke von Infrarot-FHILs unter der Annahme verschiedener Spektralindizes des unterliegenden ionisierenden Kontinuums, das durch ein Potenzgesetz beschrieben wird, und unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung. Die Modellergebnisse wurden mit den Beobachtungen verglichen. Zunächst wird das verwendete Modell von Spinoglio und Malkan 1992 kurz vorgestellt. Die Geometrie des die zentrale Quelle umgebenden Gases wird durch planparallele Ebenen modelliert. Diese planparallelen Ebenen werden von der zentralen Quelle photoionisiert. Das sich hieraus ergebende Emissionslinienspektrum wird dabei selbstkonsistent vorhergesagt. In diesem Modell sind die Dichte  $n_H$  und der Ionisationsparameter  $U$  die zwei wichtigsten Parameter:

$$U := Q(H)/4\pi r^2 n_H c. \quad (37)$$

$Q(H)$  ist die Anzahl der ionisierenden Photonen, die von dem Zentralobjekt pro Sekunde emittiert werden,  $n_H$  ist die Wasserstoffdichte der Wolke,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit und  $r$  ist der Abstand zwischen Quelle und Wolke. Erhöht man den Ionisationsparameter, ist das äquivalent zu einer Verminderung des Abstandes zwischen den Wolken und der Quelle (für  $n_H = \text{const}$ ). Das ionisierende Kontinuum wird wie üblich durch ein Potenzgesetz charakterisiert:  $F_\nu = C\nu^\alpha$ . Dabei ist  $F_\nu$  der spezifische Fluß, d.h. der Fluß pro Einheitsfrequenzintervall ( $\text{ergs/s/cm}^2/\text{Hz}$ ),  $C$  ist eine Konstante und  $\alpha$  ist der Spektralindex.

Die Narrow Line Region wird mit solaren Häufigkeiten und einem Spektralindex des ionisierenden Kontinuums von  $\alpha = -1.5$  beschrieben. Das Kontinuum wird auf den Bereich zwischen 30 und 0.001 ryd beschränkt. Es wurde eine konstante Wasserstoffdichte von  $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  und für den Ionisationsparameter  $\log U = -2.5$  angesetzt. Die Modelle sind optisch dick, die NLR als Ganzes ist strahlungsbegrenzt, d.h. daß die vorhandene Strahlung nicht ausreicht, um die gesamte Wolke zu ionisieren. In der Wolke sind neutrale und ionisierte Gebiete vorhanden.

Die Photoionisationsrechnung wurde bis zu dem Punkt ausgeführt an dem die Elektronentemperatur auf 4000 K fiel. Das ergab unterschiedliche optische Tiefen für die Seyfert-Galaxien und die LINERs am Lyman-Kontinuum:  $\tau_{LyC}^{Seyfert} \approx 1000$ ,  $\tau_{LyC}^{LINER} \approx 100$ .

Um den Parameterraum einzuschränken, wurden Vorhersagen für optische Linien gerechnet und diese mit einem gemittelten Seyfert-Spektrum verglichen (Koski 1978 [107]). Die Vorhersagen stimmen im Mittel zu 40-50% (LINER bzw. Seyfert) mit dem gemittelten Spektrum überein.

Spinoglio und Malkans' Modell basiert auf der Idee von Osterbrock 1969 [155], in der die koronalen Linien in der CLR (Coronal Line Region) erzeugt werden, in einem Gebiet, daß aus kühlem ( $10^4 \text{ K}$ ) Gas besteht, das von der Zentralquelle stark photoionisiert wird.

Das von Spinoglio und Malkan benutzte optisch dünne CLR-Modell geht von einer Dichte von

$10^3 \text{ cm}^{-3}$ , einem  $\log U = 0$  beim inneren Radius und  $\alpha = -1.0$  bzw.  $-1.5$  aus. Durch die Festlegung der Säulendichte der CLR auf den Wert von  $N_H \simeq 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  wird die Emissionsregion am äußeren Rand abgeschnitten, die Elektronentemperatur ist erst auf 15000 K gefallen und das Gas ist immer noch hochionisiert.

Spinoglio und Malkan machen u.a. Vorhersagen für die koronalen Linien, die in der CLR entstehen. Die mit diesem CLR-Modell vorhergesagten Linienverhältnisse sind auf den [O III] 5007-Linienfluß der CLR normiert. Allerdings wird nicht die gesamte [O III] 5007-Emission in der CLR erzeugt, nach Voraussagen von Spinoglio und Malkan entstehen nur  $\approx 15 - 30\%$  der [O III] 5007-Emission in deren modellierten CLR, der Rest entsteht in der NLR. Die beobachteten Werte der [O III] 5007-Emission enthalten jedoch die Beiträge beider Zonen. Aufgrund dieses Unterschiedes können die absoluten beobachteten Linienflüsse nicht mit den theoretische Vorhersagen verglichen werden. Ein Vergleich der Steigungen der Modelle ist jedoch möglich, da die Steigungen von diesem Unterschied nicht betroffen sind.

Der zur Normierung verwendete [O III] 5007-Linienfluß von Ark 564 stammt aus Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] und beträgt  $2.591 \pm 0.022$  bzw.  $2.56 \pm 0.11$  (entrötet)  $\times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Die Ergebnisse der Linienverhältnisse der Modelle für  $\alpha = -1.0$  bzw.  $-1.5$  und der beobachteten Werte sind in der Tabelle zusammengestellt und in Abbildung 33 visualisiert:

	Modell		Meßwerte	
	$\alpha = -1.0$	$\alpha = -1.5$	gerötet	entrötet
FHIL/[O III] <sub>5007Å</sub>				
[Si IX]	0.0646	0.0037	$0.413 \pm 0.166$	$0.42 \pm 0.20$
[Mg VIII]	0.2089	0.0195	$0.208 \pm 0.088$	$0.21 \pm 0.12$
[Ne VI]	0.7413	0.1175	$0.753 \pm 0.209$	$0.76 \pm 0.26$
[Ne V]	2.6915	1.0965	$0.899 \pm 0.295$	$0.91 \pm 0.35$
[O IV]	4.4688	3.0200	$1.745 \pm 0.706$	$1.76 \pm 0.75$

Wie aus Abbildung 33 deutlich wird, fällt der beobachtete Linienfluß mit dem Ionisationspotential weniger steil ab als das für  $\alpha = -1.5$  vorhergesagte Modell. Die Steigung ist sogar noch flacher als für das  $\alpha = -1$ -Modell. Dies deutet auf eine Steigung des ionisierenden Kontinuums von Ark 564 mit einem Spektralindex  $\alpha > -1$  hin.

### 8.7.2 Vergleich mit Infrarot-Daten

Ein Vergleich der ISO SWS-Daten von NGC 4151 (Alexander et al. 1999 [3]) mit denen von Ark 564 unterstützt die Annahme eines Spektralindex von Ark 564 flacher als  $\alpha = -1$ . Alexander et al. 1999 verglichen den Linienfluss der IR FHILs von NGC 4151 mit denen der Circinus-Galaxie (Moorwood et al. 1996 [136]) in Abhängigkeit vom Ionisationspotential.

Spezies	Fluß [ $\text{W}/\text{cm}^2$ ] $\times 10^{-20}$		
	Ark 564	NGC 4151	Circinus
[Si IX]	$1.07 \pm 0.59$	$0.41 \pm 0.08$	4.9
[Mg VIII]	$0.54 \pm 0.30$	$0.62 \pm 0.13$	6.5
[Ne VI]	$1.95 \pm 0.89$	$7.9 \pm 1.6$	41.3
[Ne V]	$2.33 \pm 1.15$	$5.6 \pm 1.1$	24.4
[O IV]	$4.52 \pm 3.31$	$20.3 \pm 4.1$	72.3

Ein Ergebnis dieser Untersuchung war, daß die FHILs mit höherem Ionisationspotential in der

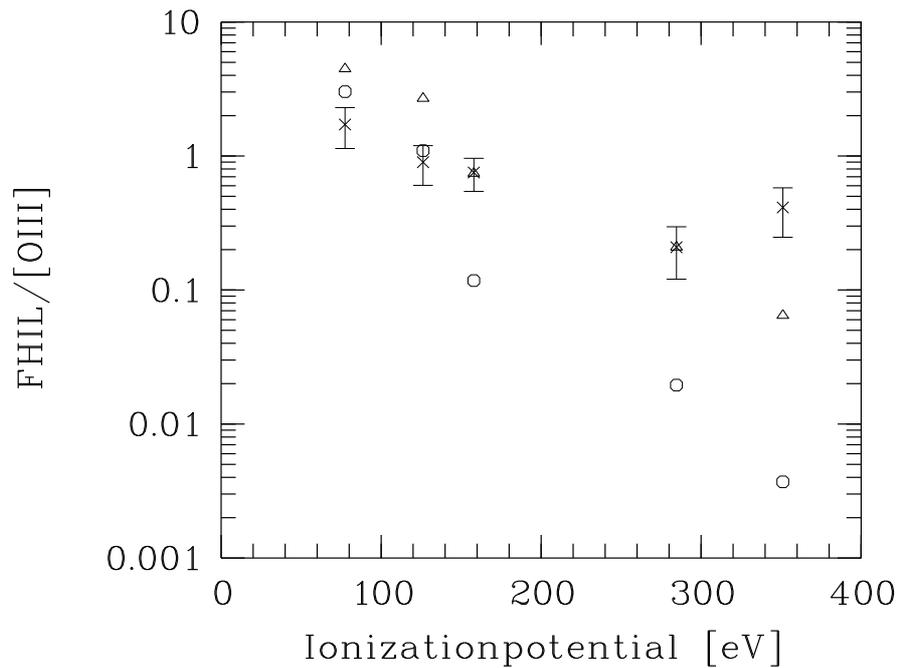


Abbildung 33: solare Häufigkeiten - Kreuze: gemessene Daten (Linienverhältnisse mit entrötetem [O III]5007Å-Linienfluß); Modelle - Kreise:  $\alpha = -1.5$ ; Dreiecke:  $\alpha = -1.0$

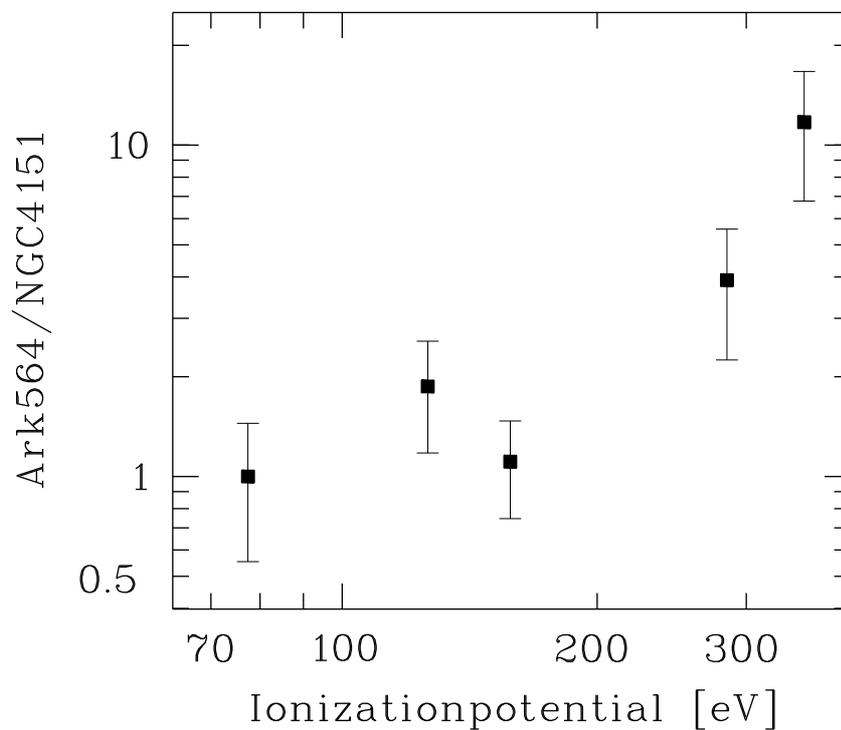


Abbildung 34: Ark 564, normiert auf  $\text{Ark 564}([\text{O IV}])/\text{NGC 4151}([\text{O IV}]) = 1$

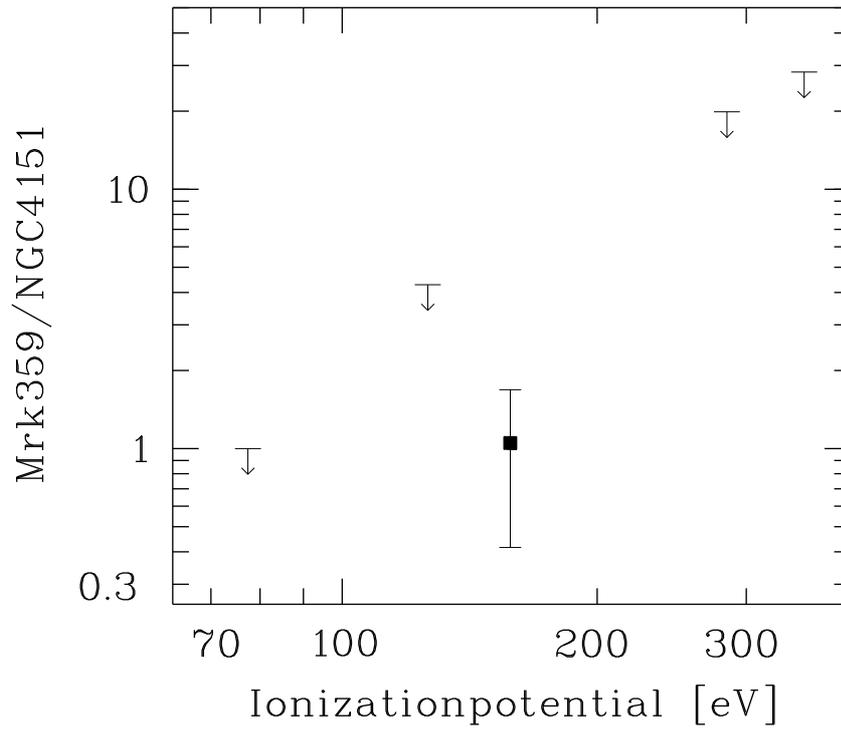


Abbildung 35: Mrk 359, normiert auf  $\text{Mrk 359}([\text{O IV}])/\text{NGC 4151}([\text{O IV}]) = 1$

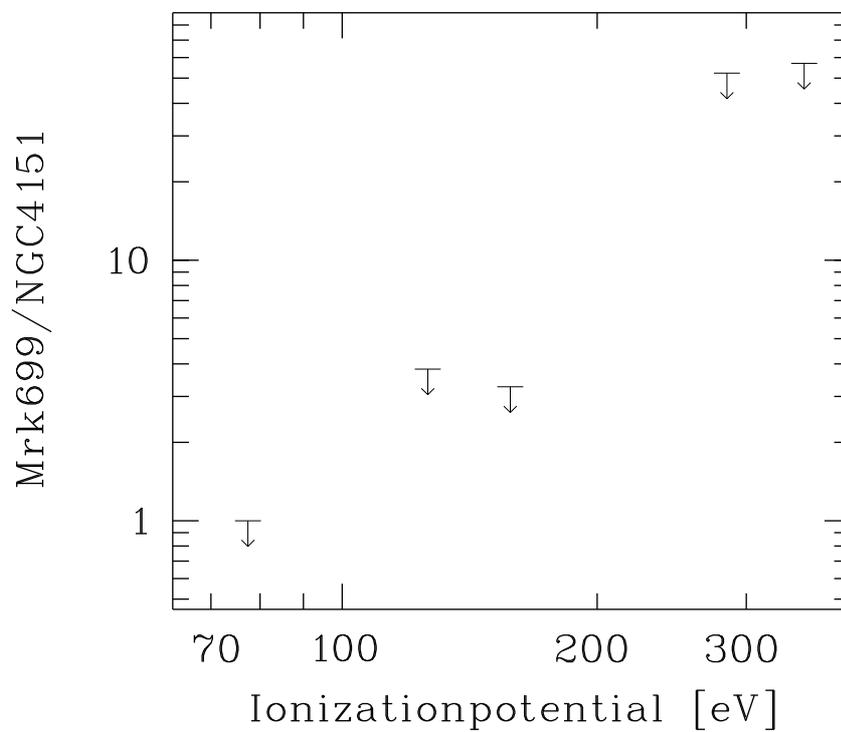


Abbildung 36: Mrk 699, normiert auf  $\text{Mrk 699}([\text{O IV}])/\text{NGC 4151}([\text{O IV}]) = 1$

Circinus-Galaxie relativ zu NGC 4151 beträchtlich stärker sind. Wie in Abbildung 34 dargestellt, erhalten wir ein ähnliches Ergebnis für Ark 564 relativ zu NGC 4151. Die oberen Grenzen für Mrk 359 und Mrk 699 sind konsistent mit der Erhöhung der höheren Ionisationsstufen relativ zu NGC 4151 (siehe Abbildung 35 und 36).

Spezies	Ark564/NGC4151	Mrk 359/NGC4151	Mrk699/NGC4151
[Si IX]	$2.61 \pm 1.53$	5.15	4.66
[Mg VIII]	$0.871 \pm 0.517$	3.61	4.27
[Ne VI]	$0.247 \pm 0.123$	$0.191 \pm 0.116$	0.27
[Ne V]	$0.416 \pm 0.221$	0.78	0.31
[O IV]	$0.223 \pm 0.169$	0.182	0.082

Geht man von einer ähnlichen Dichte der FHIL-Region aus, dann zeigt dieser Unterschied ein härteres Kontinuum für Ark 564 als in NGC 4151 beobachtet. Da Alexander et al. 1999 für das Kontinuum von NGC 4151 ein Potenzgesetz mit Spektralindex  $\alpha = -1$  abgeleitet haben, deutet der Vergleich auf einen Spektralindex  $\alpha$  hin, der für Ark 564  $> -1$  ist.

Sowohl der Vergleich mit den theoretischen Modellen von Spinoglio und Malkan 1992 [204], als auch der Vergleich mit den Infrarot-Daten von Alexander et al. 1999 [3] liefern Hinweise auf einen Spektralindex des ionisierenden Kontinuums von Ark 564 von  $\alpha > -1$  ( $F_\nu = C\nu^\alpha$ ).

Der ROSAT-Photonindex von Ark 564 beträgt  $3.4 \pm 0.1$ , der von NGC 4151  $2.06 \pm 0.15$  (siehe Tabelle 2, S. 25). Der ASCA-Photonindex von Ark 564 beträgt  $2.59_{-0.02}^{+0.01}$  (siehe S. 42), der von NGC 4151  $\approx 1.5$  (abhängig von der Sequenz, siehe S. 40). Aus  $F_\nu \propto \nu^\alpha$  und  $P_E \propto E^{-\Gamma}$  folgt  $\alpha = 1 - \Gamma$ .

Der Vergleich mit den ROSAT- und ASCA-Photonindizes zeigt, daß der Ansatz eines Potenzspektrums mit einem Spektralindex  $\alpha = -1$  für NGC 4151 gerechtfertigt ist. Die aus den Photonindizes abgeleiteten Spektralindizes betragen -1.06 (ROSAT) bzw. -0.5 (ASCA). Für Ark 564 werden  $\alpha$ -Werte größer -1 vorhergesagt. Die aus den Photonindizes abgeleiteten Werte betragen jedoch -2.4 (ROSAT) bzw. -1.59 (ASCA).

Der Vergleich der Daten von Ark 564 mit den Daten von NGC 4151 ergibt einen zu kleinen Wert für den Spektralindex. Da viele Annahmen in die Modelle gehen, mit denen die Beobachtungen von Ark 564 verglichen worden sind, ist davon auszugehen, daß einige Details wie die genaue Spektralform oder die Annahme ähnlicher Dichten wie bei dem Vergleich mit den Beobachtungen von NGC 4151 nicht gerechtfertigt sind.

Instrument	Ark 564		NGC 4151	
	$\Gamma$	$\alpha$	$\Gamma$	$\alpha$
ROSAT	3.4	-2.4	2.06	-1.06
ASCA	2.59	-1.59	1.5	-0.5



## 9 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dieser Arbeit wurde zum ersten Mal eine systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber durchgeführt.

Koronale Linien sind hochionisierte Emissionslinien, die von verbotenen Übergängen stammen. Sie werden auch als FHILs bezeichnet, von Forbidden High Ionization Lines. Ihr Ionisationspotential liegt bei  $\geq 90$  eV. Der warme Absorber ist ein teilweise ionisiertes Gas, das im Röntgenbereich bei 0.74 keV bzw. 0.87 keV Ruheenergie O VII- und O VIII-Absorptionskanten erzeugt.

Die Motivation dieser Untersuchung basiert zum einen darauf, daß die Bedingungen des FHIL-emittierenden Plasmas und des warmen Absorbers sehr ähnlich sind: es wurden Temperaturen von  $\approx 10^5$  K und Dichten von  $\approx 10^6$  cm $^{-3}$  für die koronale Emissionslinienregion ermittelt (Fosbury und Sansom 1983 [61], Ward und Morris 1984 [230], Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]). Bedingungen, die in davon unabhängigen Untersuchungen mit dem Röntgensatelliten ASCA für das teilweise ionisierte Gas abgeleitet wurde, das im Röntgenbereich O VII- und O VIII-Absorptionskanten erzeugt (z.B. Netzer 1996, Otani et al. 1996, Komossa 1997). Einen weiteren Hinweis für einen Zusammenhang liefert eine von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] gefundene Korrelation: für eine optisch selektierte Stichprobe, deren Objekte starke koronale Linien aufweisen, fanden sie einen Zusammenhang zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X] 6375Å-Linie und dem ROSAT-Photonindex  $\Gamma$ . [Fe X] ist ein guter Indikator für das FHIL-emittierende Plasma, da diese Linie i.A. stark ist. Außerdem können niedriger angeregte Linien wie [Fe VII] auch thermisch angeregt werden. Mit Hilfe des ROSAT-Photonindex erfolgt eine Parametrisierung des Kontinuums im weichen Röntgenbereich (0.1 - 2.4 keV) durch eine Potenzgesetzanpassung, üblicherweise in Einheiten von Photonen pro keV:  $P_E(\text{Photonen}/s/\text{keV}) \propto E^{-\Gamma}$ . Die durch den warmen Absorber erzeugten Sauerstoffabsorptionskanten können mit dem ROSAT-PSPC (Position Sensitive Proportional Counter) aufgrund der mangelnden spektralen Auflösung des Instruments allerdings nicht aufgelöst werden. Sind Kanten vorhanden, ergibt die aufgrund der ungenügenden Auflösung auftretende Überlagerung der Merkmale ein steiles Röntgenspektrum innerhalb des ROSAT-Energiebereiches und damit einen großen Photonindex. Allein mit ROSAT-Daten kann aber nicht zwischen einem intrinsisch flachen Potenzspektrum mit Absorptionskanten und einem intrinsisch steilen Potenzspektrum unterschieden werden. Ein weicher Exzeß kann den Photonindex eines intrinsisch flachen Potenzspektrums vergrößern, wie in Abbildung 7 gezeigt. Das Potenzspektrum wird steiler. Um zu prüfen, ob die Korrelation zwischen der Stärke der koronalen Linien und dem ROSAT-Photonindex einen Zusammenhang der koronalen Linien mit dem warmen Absorber widerspiegelt, sind daher Instrumente notwendig, die eine genügend hohe Auflösung haben, um Absorptionskanten auflösen zu können. Mit den auf ASCA vorhandenen Instrumenten SIS und GIS ist es möglich, Absorptionskanten durch optische Tiefe, Wasserstoffsäulendichte und Ionisationsparameter zu parametrisieren. Für die optisch selektierte Stichprobe waren nur für drei Objekte ASCA-Spektren vorhanden. Daher wurde für eine systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber eine Stichprobe von Objekten zusammengestellt, die in ihren ASCA-Spektren O VII- und/oder O VIII-Absorptionskanten aufweisen. Bei einem Zusammenhang zwischen dem warmen Absorber und den koronalen Linien können die FHIL-Linienprofile dazu benutzt werden, die Kinematik und Dynamik des warmen Absorber Plasmas abzuleiten. Aufgrund der relativ niedrigen Auflösung im Röntgenbereich ( $< 100$ ) im Vergleich zu der erreichbaren Auflösung im Optischen kann man so den warmen Absorber detaillierter untersuchen, als das mit Röntgeninstrumenten möglich ist.

Optische Spektren der Objekte wurden innerhalb von drei Kampagnen beobachtet und die Eigenschaften der koronalen Linien ausgewertet. Ergänzend wurden die drei Objekte der optisch

selektierten Stichprobe, für die ASCA-Spektren vorliegen (mit Absorptionssignaturen) und für die optische Spektren bereits vorhanden waren, in die Stichprobe mit aufgenommen. Die Röntgen-selektierte Stichprobe umfaßt damit insgesamt 21 Objekte. Davon wurden 20 als Seyfert 1-Galaxien (95%), davon 10 als NLS1 (48%) und eine als Seyfert 2-Galaxie klassifiziert (5%). Die Prozentangaben in Klammern beziehen sich auf die Gesamtzahl von 21.

Da für die optisch selektierte Stichprobe ein Zusammenhang zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X]-Linie und dem ROSAT-Photonindex gefunden wurde, wurde zunächst diese Korrelation für die Röntgen-selektierte Stichprobe überprüft. Um einen quantitativen Vergleich der Signifikanz der Korrelationen für die beiden Stichproben durchführen zu können, wurden mit Hilfe des Kendall-Verfahrens der Korrelationsparameter  $\tau$  und seine Standardabweichung  $\sigma_\tau$  bestimmt. Die Korrelation zwischen den beiden untersuchten Parametern zeigte für die optisch selektierte Stichprobe eine  $3\sigma$ -Signifikanz ( $\frac{\tau}{\sigma_\tau}$ ), keine Signifikanz wurde dagegen für die Röntgen-selektierte Stichprobe gefunden. Dieser unmittelbare Vergleich zwischen den beiden Stichproben ist berechtigt, da die Stichprobengrößen fast gleich sind. Der Befund, daß die Korrelation zwischen der Stärke der hochionisierten Linien und dem ROSAT-Photonindex für die Röntgen-selektierte Stichprobe im Gegensatz zu der optisch selektierten Stichprobe nicht signifikant ist, ist ein erster Hinweis darauf, daß der ROSAT-Photonindex den warmen Absorber nur ungenügend parametrisieren kann. Ein Zusammenhang kann damit zwar nicht ausgeschlossen werden, allerdings sollte bei einem ausschließlichen oder dominierenden Einfluß des warmen Absorbers die Röntgen-selektierte Stichprobe eine höhere Signifikanz für die untersuchte Korrelation aufweisen, als die optisch selektierte Stichprobe, da die Röntgen-selektierte Stichprobe ja auf die Existenz eines warmen Absorbers optimiert wurde. Dieser Effekt ist jedoch nicht nachzuweisen. Gründe dafür können zu kleine Stichproben sein oder daß es viele Objekte in der optisch selektierten Stichprobe gibt, die einen warmen Absorber aufweisen, der jedoch durch ASCA nicht detektiert wurde aufgrund zu geringer Röntgenhelligkeit, oder die zugrunde liegende Annahme ist falsch, d.h. es gibt keinen Zusammenhang zwischen dem warmen Absorber und den koronalen Linien.

Ein direkter Test, ob der ROSAT-Photonindex ein Maß für die Stärke des warmen Absorbers ist, ist eine Untersuchung der Korrelation zwischen der optischen Tiefe der Sauerstoffabsorptionskanten und dem ROSAT-Photonindex. Eine Korrelation zwischen diesen Größen konnte allerdings nicht festgestellt werden, d.h. der ROSAT-Photonindex ist kein gutes Maß für den warmen Absorber. Damit kann ein erstes Fazit aus diesen Untersuchungen gezogen werden: ein hoher ROSAT-Photonindex, d.h. ein steiles Röntgenspektrum, kann zumindest nicht nur durch einen warmen Absorber erzeugt werden. Das schließt natürlich nicht einen Zusammenhang zwischen den optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber aus.

Um einen möglichen direkten Zusammenhang nachzuweisen, wurde ein Vergleich der optischen koronalen Linien mit den ASCA-Daten durchgeführt. Es wurde untersucht, ob es eine Korrelation zwischen der Äquivalentbreite der [Fe X]-Linie und der optischen Tiefe des warmen Absorbers gibt. Eine direkte Korrelation zwischen der optischen Tiefe der Absorptionskanten des warmen Absorbers und der Äquivalentbreite der [Fe X]-Linie kann anhand der beobachteten Stichprobe nicht nachgewiesen werden.

Wodurch wird die beobachtete Korrelation bei der optisch selektierten Stichprobe erzeugt? Der ROSAT-Photonindex liefert nicht nur Informationen über den warmen Absorber, sondern auch über andere spektrale Komponenten im weichen Röntgenbereich, wie andere Absorptionskanten, Emissionslinien und den weichen Exzeß. Damit kann die für die optisch selektierte Stichprobe beobachtete Korrelation auch einen Zusammenhang mit diesen anderen Komponenten widerspiegeln. Die anhand der optisch selektierten Stichprobe beobachtete Korrelation ist damit keine Korrelation der koronalen Linien mit dem warmen Absorber, sondern mit einer oder mehreren anderen spektralen Strukturen im weichen Röntgenbereich. Die Korrelation kann damit so interpretiert

werden, daß starke hoch-ionisierte Linien vor allem in den Spektren von Objekten vorkommen, die eine Besonderheit im weichen Röntgenbereich aufweisen, die aber nicht identisch mit dem warmen Absorber ist. Ein guter Kandidat ist z.B. ein starker weicher Röntgenexzeß, der bekannt dafür ist, einen großen Spektralindex zu erzeugen.

Um einen möglichen Selektionseffekt der optisch selektierten Stichprobe zu ermitteln, wurden statistische Untersuchungen der Photonindizes der optisch selektierten, der Röntgen-selektierten (Objekte mit warmen Absorber) und einer nach Röntgenhelligkeit (Walter und Fink 1993 [229]) ausgesuchten Stichprobe durchgeführt. Da die Streuung der Werte innerhalb der Stichproben groß ist, können für die Interpretation der Daten nur Tendenzen abgeleitet werden (siehe Tabelle 14, S. 95).

Wenn ein großer Photonindex eine indirekte Messung des warmen Absorbers darstellt, sollte eigentlich die Röntgen-selektierte Stichprobe einen größeren Mittelwert des Photonindex aufweisen als die optisch und nur nach Röntgenhelligkeit selektierte Stichprobe. Die Durchschnittswerte der Photonindizes der drei Stichproben unterscheiden sich allerdings nur minimal: 2.49 für die nach Röntgenhelligkeit ausgewählte Stichprobe, 2.47 für die Röntgen-selektierte Stichprobe und 2.52 für die optisch selektierte Stichprobe.

Auffällig ist die größere Streuung der Photonindizes der Röntgen-selektierten Stichprobe als in der optisch selektierten Stichprobe. Der Mittelwert des ROSAT-Photonindex für die gesamte Stichprobe beträgt  $2.47 \pm 1.03$ , der für die optisch selektierte Stichprobe beträgt  $2.52 \pm 0.46$ . Während die ROSAT-Photonindizes der Röntgen-selektierten Stichprobe breit verteilt sind, liegen die Werte der optisch selektierten Stichprobe enger zusammen, d.h. die Streuung der Röntgen-selektierten Stichprobe ist größer als die der optisch selektierten, 1.03 gegen 0.46, bei ungefähr gleich großen Stichproben. Die größere Streuung der Werte um den ungefähr gleichen Mittelwert (2.47 bzw. 2.52) bei der Röntgen-selektierten Stichprobe zeigt, daß große Werte des Photonindex nicht bevorzugt auftreten als kleine Werte. Damit kann auch kein Zusammenhang zwischen einem großen Photonindex und dem warmen Absorber gezeigt werden.

Die Optimierung der optisch selektierten Stichprobe auf starke koronale Linien erzeugt einen Zusammenhang mit einem bevorzugten Wert des Photonindex, dessen Wert bei 2.52 liegt: Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] geben für ihre optisch selektierte Stichprobe an, daß die AGN mit starker [Fe X] 6375 Å-Emission einen  $\Gamma$ -Wert von  $\geq 2.5$  haben. Bei der hier untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe beträgt der Mittelwert des Photonindex der Objekte bei denen [Fe X] 6375 Å detektiert wurde  $\Gamma = 2.54$ , der Mittelwert von  $\Gamma$  der Objekte bei denen kein [Fe X] 6375 Å detektiert wurde beträgt 2.32 (5 Objekte). Bei den Objekten der Röntgen-selektierten Stichprobe zeigt sich ein Unterschied im Photonindex zwischen einer Untergruppe mit starken koronalen Linien, eben die Objekte bei denen [Fe X] 6375 Å festgestellt wurde, und einer Untergruppe, die "schwache" koronale Linien hat, die Gruppe der Objekte ohne [Fe X] 6375 Å-Linien.

Im nächsten Schritt wurden die NLS1-Galaxien in den Stichproben näher betrachtet. Untersuchungen von Boller et al. 1996 [18] ergaben, daß NLS1 als eine Klasse generell steilere Spektren im weichen Röntgenbereich haben als BLS1-Galaxien. Dies zeigten sie anhand einer Antikorrelation zwischen der Breite der  $H_{\beta}$ -Linie und dem ROSAT-Photonindex. In diesen Trend passen auch die Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe und der optisch selektierten Stichprobe: kleinere Werte der FWHM von  $H_{\beta}$  sind verbunden mit größeren Werten des ROSAT-Photonindex. Boller et al. diskutieren u.a. die Möglichkeit, daß die extrem steilen ROSAT-Spektren der NLS1 durch warme Absorption mit intrinsischem Staub erklärt werden können. Innerhalb derselben Stichprobe ist der Mittelwert der Photonindizes für die Untergruppe der NLS1-Objekte größer als der für die Untergruppe der Seyfert 1-Galaxien: bei Walter und Fink beträgt der mittlere  $\Gamma$ -Wert für die NLS1 2.98, für die Seyfert1 2.43, bei der Röntgen-selektierten Stichprobe (diese Arbeit, Objekte

mit warmen Absorber) betragen die Werte 2.59 bzw. 2.22. Der Mittelwert des Photonindex der NLS1-Stichprobe von Boller, Brandt und Fink beträgt sogar 3.08.

Die NLS1 der Röntgen-selektierten Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) haben einen kleineren Mittelwert des Photonindex gegenüber der Stichprobe von Boller et al. Damit könnte sich ein Unterschied zwischen NLS1-Galaxien mit und ohne warmen Absorber andeuten: NLS1-Galaxien mit warmem Absorber haben kleinere Photonindizes als nur nach Röntgenhelligkeit ausgesuchte NLS1 (d.h. aus dem RASS stammende Quellen). Extrem steile Röntgenspektren ( $\Gamma_{ROSAT} > 3$ , siehe Mittelwert der NLS1-Stichprobe von Boller, Brandt und Fink 1996 [18]) können also nicht nur durch warme Absorption erklärt werden. Allerdings basiert dieser Vergleich auf sehr unterschiedlichen Größen der Stichprobe: 10 bzw. 32 Quellen.

Auffällig ist die Überhäufigkeit der NLS1-Galaxien in der optisch selektierten Stichprobe. Optisch selektierte Seyfert 1-Stichproben enthalten ungefähr 10% NLS1 (Stephens 1989 [206]), wird die Stichprobe nach weichen Röntgeneigenschaften ausgewählt, sind  $\approx 16 - 50\%$  der Quellen NLS1 (Puchnarewicz et al. 1992 [176], Puchnarewicz et al. 1995 [177]). Die Röntgen-selektierte Stichprobe enthält mit 50% NLS1-Objekten die Obergrenze für Seyfert 1-Stichproben, die anhand weicher Röntgeneigenschaften ausgewählt worden sind. Die NLS1-Galaxien sind mit einem Anteil von 37% in der optisch selektierten Stichprobe dagegen überhäufig. Diese Überhäufigkeit kann die kleinere Streuung der optisch selektierten gegenüber der Röntgen-selektierten Stichprobe erklären: sind ungewöhnlich viele NLS1 in einer Stichprobe vorhanden, wie bei der optisch selektierten Stichprobe, sind damit viele Objekte vorhanden, die einen großen Photonindex aufweisen. Die Streuung innerhalb bevorzugt großer Werte ist dann nur klein. Bei der Röntgen-selektierten Stichprobe sind dagegen NLS1- und Seyfert1-Galaxien mit sehr unterschiedlichen Photonindizes in der Stichprobe vorhanden, damit ist die Streuung hoch.

In den Untersuchungen konnte keine Bevorzugung eines großen Photonindex mit dem Auftreten des warmen Absorbers festgestellt werden. Es konnte insbesondere keine Korrelation zwischen dem ROSAT Photonindex und der Äquivalentbreite bei der Röntgen-selektierter Stichprobe nachgewiesen werden. Die von Erkens et al. beobachtete Korrelation ist vermutlich auf Besonderheiten im weichen Röntgenbereich zurückzuführen, wie z.B. einem weichen Exzeß. Auch die statistischen Betrachtungen zeigen keinen Zusammenhang der warmen Absorbermerkmale mit dem ROSAT-Photonindex.

Die einzige theoretische Arbeit, die der Autorin bekannt ist, die sich mit dem Zusammenhang zwischen den optischen koronalen Linien und dem warmen Absorber auseinandersetzt, ist von Porquet et al. 1999 [172]. Diese stellen Photoionisationsmodelle und Modelle vor, bei denen zusätzlich Stoßionisation berücksichtigt wird, mit dessen Hilfe das Spektrum errechnet werden kann, welches von dem warmen Absorber in Seyfert 1-Galaxien emittiert wird. Es wird gezeigt, daß koronale Linien in dem warmen Absorber-Gas erzeugt werden können. Allerdings werden sehr hohe Dichtewerte von  $n_H \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  benötigt, um die Äquivalentbreiten der koronalen Linien nicht größer werden zu lassen als die beobachteten. Diese hohen Dichtewerte wurden für die koronale Emissionslinienregion nicht beobachtet. Das Modell von Porquet et al. kann damit weder die beobachteten Dichtewerte reproduzieren, noch geht das Modell auf das Problem der Stoßunterdrückung bei den berechneten Dichten ein, die über den kritischen Dichten der koronalen Linien liegen. Dieses Modell ist damit keine gute Beschreibung des möglichen Zusammenhangs zwischen warmem Absorber und koronalen Linien.

**Häufigkeit der warmen Absorber** Die mittlere Röntgenleuchtkraft der warmen Absorber Ob-

jekte im Bereich von 2 - 10 keV beträgt  $6.17 \times 10^{43}$  erg/s (18 Objekte).

Turner et al. 1999 [217] geben für eine Stichprobe von 36 Seyfert-Galaxien von ASCA im Bereich von 2 - 10 keV gemessene Röntgenleuchtkräfte an. Für 18 Objekte der in dieser Arbeit untersuchten Röntgen-selektierten Stichprobe (Objekte mit warmen Absorber) sind in der Publikation von Turner et al. Röntgenleuchtkräfte vertreten. Die mittlere Röntgenleuchtkraft der gesamten Stichprobe von Turner et al. beträgt  $9.30 \times 10^{43}$  erg/s. Davon weicht die mittlere Röntgenleuchtkraft der warmen Absorber Objekte deutlich ab, sie beträgt  $6.17 \times 10^{43}$  erg/s (18 Objekte). Die übrigen 18 Objekte haben eine mittlere Röntgenleuchtkraft von  $1.11 \times 10^{44}$  erg/s. Das Verhältnis der mittleren Leuchtkräfte zwischen diesen beiden Untergruppen beläuft sich auf 0.60. Die Differenz zwischen den beiden Untergruppen kann nicht direkt mit warmen Absorbermerkmalen in Verbindung gebracht werden, da die angegebene Röntgenleuchtkraft sich auf den Bereich von 2 - 10 keV im Ruhesystem des jeweiligen Objekts bezieht. Das Verhältnis von 0.60 kann aber als Hinweis auf den Bedeckungsfaktor des absorbierenden Materials in der Sichtlinie des Beobachters gedeutet werden. Dies ist in Übereinstimmung damit, daß ungefähr die Hälfte aller hellen Seyfert-1-Galaxien Absorptionssignaturen aufgrund eines warmen Absorbers zeigen (Reynolds 1997 [183], Mushotzky et al. 1995 [141], Nandra, Pounds 1994 [147]).

Ein direkter Vergleich der Linienbreiten der FHILs der Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe mit den Linienbreiten typischer NLR- und BLR-Linien läßt auf einen Entstehungsort zwischen der NLR und BLR schließen. Eine Aussage über die Zugehörigkeit der Geschwindigkeitsfelder der koronalen Linien aus der Röntgen-selektierten Stichprobe zu dem der NLR, BLR oder einem Zwischenbereich ist mit dem vorhandenen Datensatz nicht möglich. Im Gegensatz zu der Röntgen-selektierten Stichprobe konnte bei der optisch selektierten Stichprobe mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Zusammenhang zwischen den Linienbreiten der koronalen Linien mit der  $H_{\beta}$ -Linie festgestellt werden.

Die Vergleiche der Linienprofile der koronalen Linien mit denen typischer BLR- und NLR-Profile zeigt, daß im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe, koronale Linien, die eine Breite ähnlich der  $H_{\beta}$ -Linie aufweisen, in der Röntgen-selektierten Stichprobe fast gänzlich fehlen. In der Röntgen-selektierten Stichprobe sind im Vergleich mit der optisch selektierten Stichprobe koronale Linien, die eine Ähnlichkeit mit [O III]5007 aufweisen, überhäufig. Dies spricht für eine Entstehung näher an der Narrow Line Region.

Ein Vergleich der Linienprofile der koronalen Linien untereinander zeigt, daß insbesondere viele [Fe X] 6375 Å-Linien asymmetrische rote Flügel aufweisen. Asymmetrische Profile können durch die (teilweise) Abschattung eines Linienflügels erklärt werden. Bezogen auf die [Fe X]-Linien bedeutet das eine Abschattung des blauen Flügels. Die niedriger ionisierten [Fe VII]-Linien zeigen weniger ausgeprägte oder gar keine asymmetrischen Linienflügel. Durch die Entfernung der [O I] 6363 Å-Linie von dem Blend ([O I] 6363, [Fe X] 6375) kann ein Teil der Asymmetrie allerdings durch diese Dekontamination verursacht sein.

Da die [Fe X] 6375 Å-Linie auch in vielen Fällen eine größere Linienbreite aufweist als die niedriger ionisierten [Fe VII]-Linien (d.h. die [Fe X] 6375 Å-Linien entstehen weiter innen als die [Fe VII]-Linien), scheint die Abschattung nahe der BLR effektiver zu sein als weiter außen. Weitere Modelle für die Entstehung asymmetrischer Linienprofile sind in Abschnitt 6.2.4 vorgestellt worden.

Eine Ableitung der Dichtewerte der koronalen Emissionslinienregion war für einige Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe durch Vergleich mit einem Modell von Korista und Ferland 1989 [106] möglich. Die abgeleiteten Werte liegen zwischen  $10^{3.5} - 10^{4.0} \text{ cm}^{-3}$ , die niedrigsten bei  $10^{-0.5} - 10^0 \text{ cm}^{-3}$ . Das sind Werte, wie sie für die Narrow Line Region gemessen wurden, bzw.

weit darunter liegen. Die sehr niedrigen Dichtewerte von kleiner  $1 \text{ cm}^{-3}$ , die abgeleitet wurden, sind nicht untypisch für eine koronale Emissionslinienregion: ausgedehnte CLRs bis zu  $\approx 1 \text{ kpc}$  wurde z.B. von Murayama, Taniguchi, Iwasawa 1998 [139] diskutiert. Diese ausgedehnten CLRs werden auf Bedingungen in einem interstellaren Medium zurückgeführt, indem sehr niedrige Dichten um die  $n_H \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  herrschen. Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] geben Dichten um die  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen um die  $10^5 \text{ K}$  an. Da für einige Objekte der Röntgen-selektierten Stichprobe keine Dichtewerte mit dem Modell von Korista und Ferland abgeleitet werden konnten, aufgrund des zu geringen Wertebereichs des angegebenen Diagnosedigramms, kann ein systematischer Unterschied in der Dichte zwischen den Objekten der optisch selektierten und der Röntgen-selektierten Stichprobe anhand dieser Daten nicht festgemacht werden.

Die Frage nach dem dominierenden Ionisationsmechanismus für die koronalen Linien der Röntgen-selektierten Stichprobe kann nicht geklärt werden. Einerseits zeigen die Abhängigkeiten der koronalen Linienleuchtkräfte mit  $H_\beta$  und [O III]5007 einen großen Einfluß der Photoionisation. Stoßionisation, zumindest zum Teil, kann jedoch auch nicht ausgeschlossen werden, wie ein Vergleich mit einem Modell von Viegas-Aldrovandi und Contini 1989 [224] zeigt.

**Infrarot-Daten** Um zu überprüfen, ob die von Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49] gefundenen Korrelationen der Geschwindigkeitsverschiebung bzw. der Linienbreite in Abhängigkeit vom Ionisationspotential durch Staubabsorption beeinflusst worden sind (Erkens, Appenzeller und Wagner 1997 [49]), wurden für die vorliegende Arbeit aus der optisch selektierten Stichprobe von Erkens, Appenzeller und Wagner 6 Objekte, die im optischen Bereich besonders starke koronale Linien aufzeigen, für eine Beobachtung mit dem Infrarot Satelliten ISO ausgewählt. Bis zum Missionsende von ISO konnten lediglich 3 Objekte spektroskopiert werden: Ark 564, Mrk 359 und Mrk 699. Im Rahmen der ISO-Beobachtungen wurden die Linieneigenschaften von [Mg VIII]  $3.028 \mu\text{m}$ , [Si IX]  $3.935 \mu\text{m}$ , [Ne VI]  $7.642 \mu\text{m}$ , [Ne V]  $24.300 \mu\text{m}$ , [O IV]  $25.913 \mu\text{m}$  und (zum Vergleich) von [Si II]  $34.814 \mu\text{m}$  und Fe II  $25.988 \mu\text{m}$  ausgemessen und mit anderen Untersuchungen verglichen. Übergänge verbotener hochionisierter Linien im infraroten Bereich sind von besonderem Interesse, da AGN-Strahlung durch Staubabsorption erheblich geschwächt werden kann. Im infraroten Bereich ist die Absorption geringer. Die Beobachtungen dieser Linien ist jedoch mit erdgebundenen Teleskopen aufgrund atmosphärischer Absorption durch  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}_2$  schwierig und nur durch einige schmale atmosphärische Fenster um  $5$ ,  $10$  und  $20 \mu\text{m}$  möglich (z.B. Giannuzzo et al. 1995 [71], Genzel et al. 1995 [64], Thompson 1996 [211], Marconi et al. 1994 [122], Oliva et al. 1994 [154], Oliva und Moorwood 1990 [153], Reconditi und Oliva 1993 [178]). Im mittleren und fernen Infrarot erzeugt die thermische Emission der Erdatmosphäre zusätzlich ein Hintergrundsignal. Vom Weltraum aus sind die koronalen Linien einfacher zugänglich, wie z.B. Moorwood et al. 1996 [136], Genzel et al. 1997 [65], Lutz et al. 1997 [115], Sturm et al. 1997 [208], Lutz et al. 1998 [116] und Sturm et al. 1999 [209] gezeigt haben.

Die Beobachtungen wurden mit dem an Bord von ISO befindlichen Kurzwelligenspektrometer SWS im Linienscanmodus durchgeführt. Alle 5 koronalen Linien konnten nur in den Linienspektren von Ark 564 detektiert werden, für die anderen beiden Quellen konnten für die meisten Linien nur obere Grenzen ermittelt werden. Die Diskussion bezieht sich daher i.W. auf Ark 564. Die Daten von Ark 564 wurden mit den theoretischen Modellen von Spinoglio & Malkan 1992 ([204]) und mit den Infrarot-Daten von Alexander et al. 1999 [3] verglichen.

Durch einen Vergleich der Linienverhältnisse koronaler Linien im optischen und Infrarotbereich lassen sich Vorhersagen für den Spektralindex  $\alpha$  des ionisierenden Kontinuums von Ark 564 ableiten:  $L_\nu \propto \nu^\alpha$  ( $L_\nu$ : Leuchtkraft bei der Frequenz  $\nu$ ). Spinoglio und Malkan 1992 [204] rechnen Photoionisationsmodelle, um die Stärken von Infrarotlinien vor allem in Seyfert-Galaxien vor-

herzusagen. Das Modell macht Voraussagen für die Linienstärke von Infrarot-FHILs unter der Annahme verschiedener Spektralindizes des unterliegenden ionisierenden Kontinuums mit unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung. Der Vergleich der gewonnenen Beobachtungsergebnisse mit den Modellergebnissen zeigt, daß der beobachtete Linienfluß mit dem Ionisationspotential weniger steil abfällt als das für den Spektralindex  $\alpha = -1.5$  vorhersagte Modell. Die Steigung ist sogar noch flacher als für das  $\alpha = -1$ -Modell. Dies deutet auf eine Steigung des ionisierenden Kontinuums von Ark 564 hin, die größer als  $\alpha = -1$  ist.

Unterstützung für die Annahme eines Spektralindex von Ark 564 größer als  $\alpha = -1$  gibt es durch einen Vergleich der hier gewonnenen Beobachtungsergebnisse von Ark 564 mit den ISO SWS-Daten von NGC 4151 (Alexander et al. 1999 [3]). Alexander et al. 1999 verglichen den Linieneinfluss der IR FHILs von NGC 4151 mit denen der Circinus-Galaxie (Moorwood et al. 1996 [136]) in Abhängigkeit vom Ionisationspotential. Ein Ergebnis dieser Untersuchung war, daß die FHILs mit höherem Ionisationspotential in der Circinus-Galaxie relativ zu NGC 4151 beträchtlich stärker sind. Die für Ark 564 relativ zu NGC 4151 durchgeführte Analyse zeigt ähnliche Ergebnisse. Auch die für Mrk 359 und Mrk 699 ermittelten oberen Grenzen sind konsistent mit der Erhöhung der höheren Ionisationsstufen relativ zu NGC 4151. Geht man von einer ähnlichen Dichte der FHIL-Region aus, dann zeigt dieser Unterschied ein härteres Kontinuum für Ark 564 als in NGC 4151 beobachtet. Da Alexander et al. 1999 für das Kontinuum von NGC 4151 ein Potenzgesetz mit Spektralindex  $\alpha = -1$  abgeleitet haben, deutet der Vergleich auf einen Spektralindex hin, der für Ark 564 größer als  $\alpha = -1$  ist. Der Vergleich der Spektralindizes abgeleitet aus ROSAT- und ASCA-Beobachtungen ergibt allerdings deutlich kleinere Werte des Spektralindex für das Ark 564. Es wurden Werte für  $\alpha$  von -2.4 (ROSAT) bzw. -1.59 abgeleitet. Da viele Annahmen in die Modelle gehen, mit denen die Beobachtungen von Ark 564 verglichen worden sind, ist davon auszugehen, daß einige Details wie die genaue Spektralform oder die Annahme ähnlicher Dichten wie bei dem Vergleich mit den Beobachtungen von NGC 4151 nicht gerechtfertigt sind.

**Ausblick:** Die Untersuchung des warmen Absorbergases wird erleichtert werden, aufgrund einer neuen Generation von Röntgen-Satelliten, wie XMM, Chandra oder ASTRO-E, mit denen Instrumente höherer Auflösung zur Verfügung stehen. Die Beobachtung größerer Stichproben kann die Frage klären, welche Art von AGN und wieviele einen warmen Absorber besitzen. Um die Wechselwirkungen des warmen Absorbergases und die Auswirkungen in anderen Wellenlängenbereichen zu erforschen, sind idealerweise Multiwellenlängenkampagnen erforderlich. Dadurch können die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen aufgedeckt werden und z.B. die Ursache der Variabilität der Absorptionskanten aufgeklärt werden. Reynolds 1997 [183] vermutet einen Zusammenhang des warmen Absorbers mit der Aktivität im Radiobereich (d.h. radioleise/radiolaute Objekte) und/oder mit der optischen Leuchtkraft der Quelle. Leuchtkräftige, radiolaute Quasare haben i.d.R. keinen warmen Absorber. Die Kenntnisse über die Beschaffenheit der CLR können erweitert werden durch die Analyse hochionisierter verbotener Linien in anderen Wellenlängenbereichen. Zum Beispiel kann die Ausdehnung der koronalen Emissionslinienregion durch Bestimmung der Variabilitätszeitskalen der koronalen Linien eingeschränkt werden. Immer noch ungeklärt ist, welcher Ionisationsmechanismus dominiert. Zur Erforschung dieses Problem können bessere theoretische Modelle beitragen.



## A Optische Daten

### A.1 Angaben über die Einzelspektren

In der Tabelle sind die Einzelspektren der Objekte mit Datum, Uhr- und Belichtungszeit, sowie Geschwindigkeitsauflösung aufgelistet.

Objekt	Datum	Zeit (UT)	Belichtungszeit (s)	Geschwindigkeitsauflösung (km/s)
Mrk 1040	20.1.98	20:06	1800	420
	21.1.98	19:17	3600	"
	21.1.98	20:33	3600	"
	22.1.98	19:02	3600	"
	22.1.98	20:17	3600	"
NGC 2110	19.1.98	21:53	3600	420
	20.1.98	23:13	3600	"
	23.1.98	23:37	3600	"
Mrk 10	19.1.98	23:30	3600	420
	20.1.98	00:56	3600	"
	21.1.98	00:39	3600	"
	21.1.98	01:47	3600	"
	21.1.98	22:15	3600	"
NGC 3227	21.1.98	23:42	3600	420
	22.1.98	00:52	1800	"
	22.1.98	23:16	3600	"
	23.1.98	00:20	1800	"
	23.1.98	00:54	1800	"
	23.1.98	22:15	1100	"
NGC 3516	22.1.98	02:48	1800	420
	22.1.98	03:23	1800	"
	23.1.98	02:20	3600	"
	23.1.98	03:24	3600	"
NGC 4593	20.1.98	02:49	3600	420
	20.1.98	03:57	3600	"
	22.1.98	05:27	2400	"
	23.1.98	05:05	3600	"
NGC 5548	20.1.98	05:11	3600	"
NGC 2992	14.2.98	02:36	5400	170
	15.2.98	02:53	7200	"
	16.2.98	00:51	7200	"
	17.2.98	00:32	5400	"
	17.2.98	02:21	3600	"
MCG-06-30-15	14.2.98	05:25	3600	170
	14.2.98	06:34	4800	"
	15.2.98	05:52	7200	"
	15.2.98	08:11	4700	"
	16.2.98	06:32	7200	"
	16.2.98	08:40	3300	"
	17.2.98	06:39	7200	"
3C 120	15.2.98	00:29	5850	170
IRAS 12334-3809	16.2.98	03:52	7200	170

Objekt	Datum	Zeit (UT)	Belichtungs- zeit (s)	Geschwindigkeits- auflösung (km/s)
NGC 4151	11.5.99	21:22	1500	320
	11.5.99	21:52	2100	340
	11.5.99	22:37	3600	340
	11.5.99	23:52	3600	340
Mrk 290	12.5.99	01:43	1800	340
	12.5.99	02:31	3600	340
	13.5.99	01:02	3600	280
	13.5.99	02:14	3600	280
	14.5.99	23:21	3600	370
	15.5.99	00:41	3600	360
Mrk 766	12.5.99	23:27	900	270
	12.5.99	23:47	3600	270
	13.5.99	21:19	1200	450
	13.5.99	22:21	3600	450
	13.5.99	23:32	3600	450
	14.5.99	00:44	2500	450
	14.5.99	20:49	1800	430
	14.5.99	21:29	3600	430
Mrk 509	15.5.99	02:12	1800	500
	15.5.99	02:49	3600	500
Mrk 841	16.5.99	01:08	1800	440
	16.5.99	01:57	3600	440
	16.5.99	03:15	3600	620



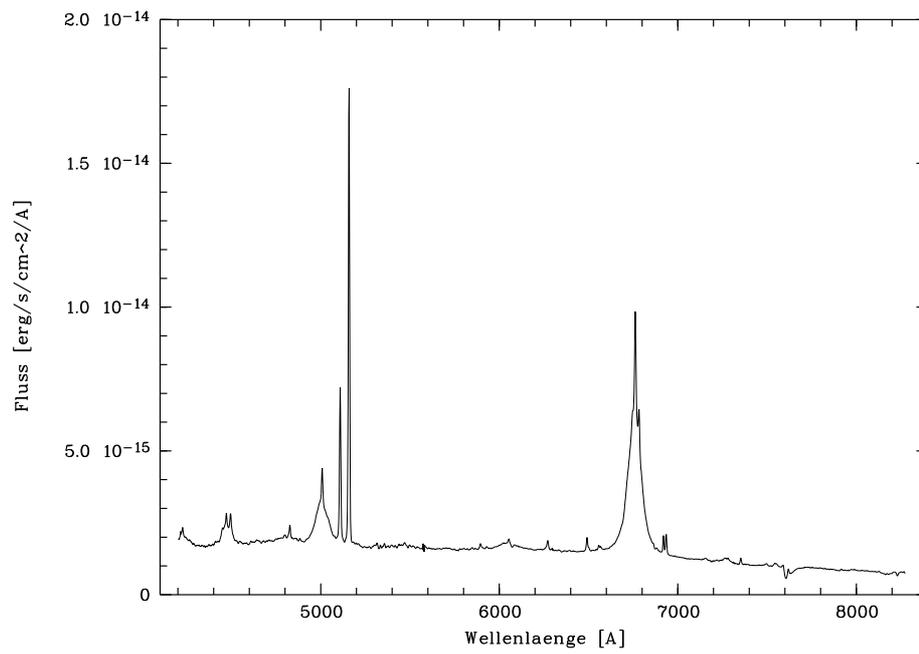


Abbildung 38: Spektrum von Mrk 290

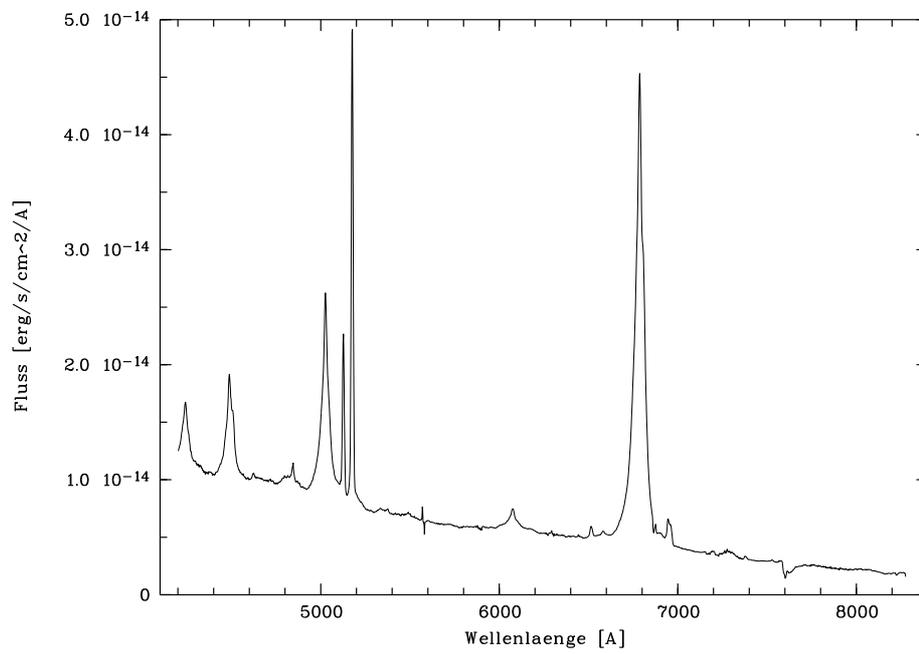


Abbildung 39: Spektrum von Mrk 509

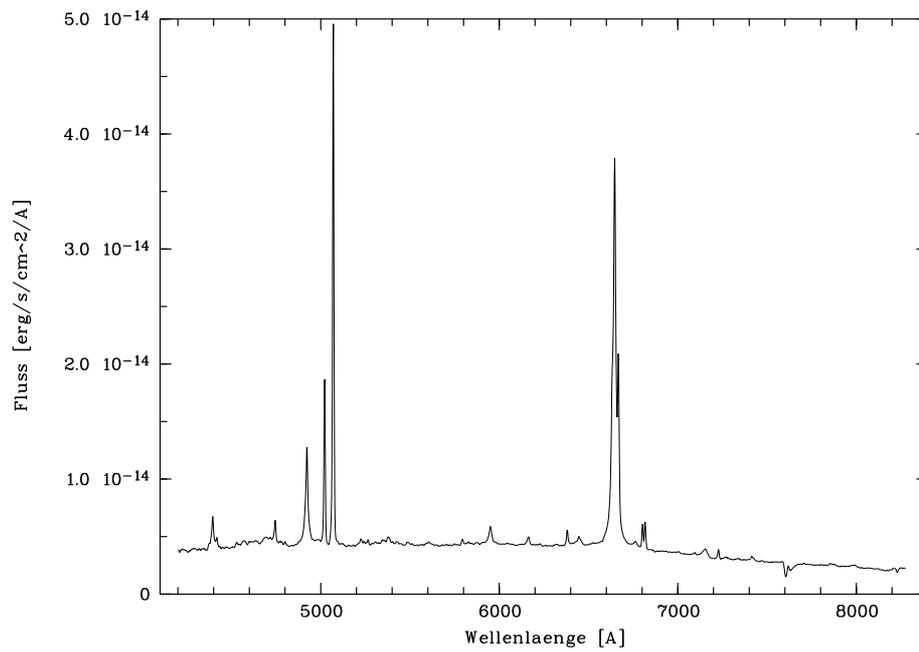


Abbildung 40: Spektrum von Mrk 766

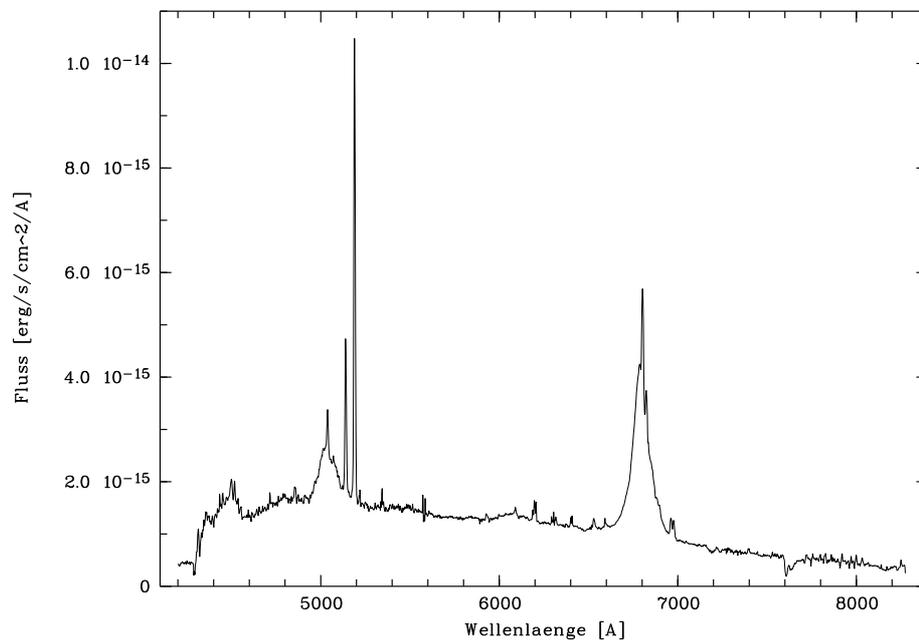


Abbildung 41: Spektrum von Mrk 841. Der Abfall im blauen Bereich ist auf einen Abfall im Flatfieldbild zurückzuführen, der für die Einzelobjektbilder nicht korrigiert werden konnte.

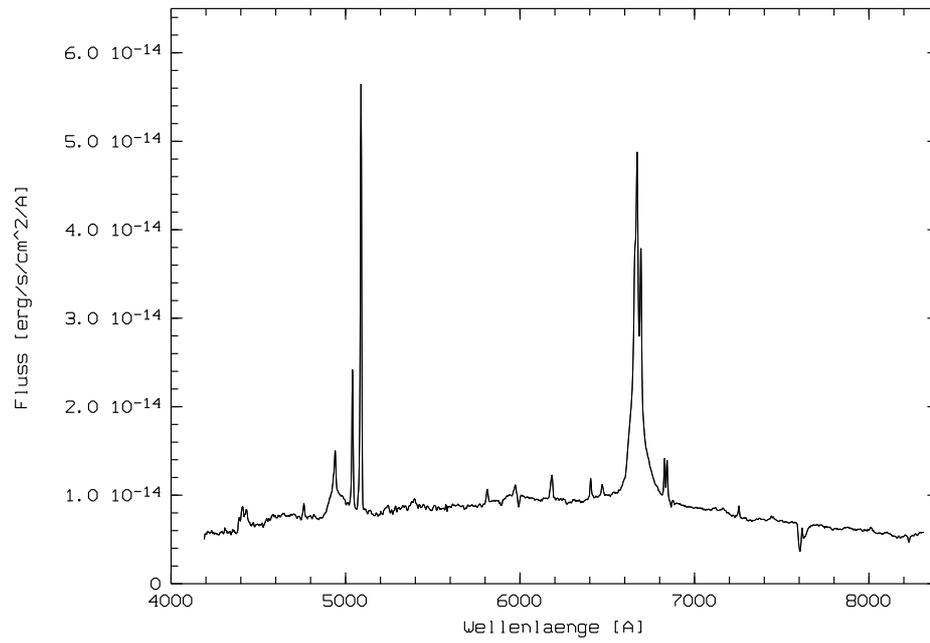


Abbildung 42: Spektrum von Mrk 1040

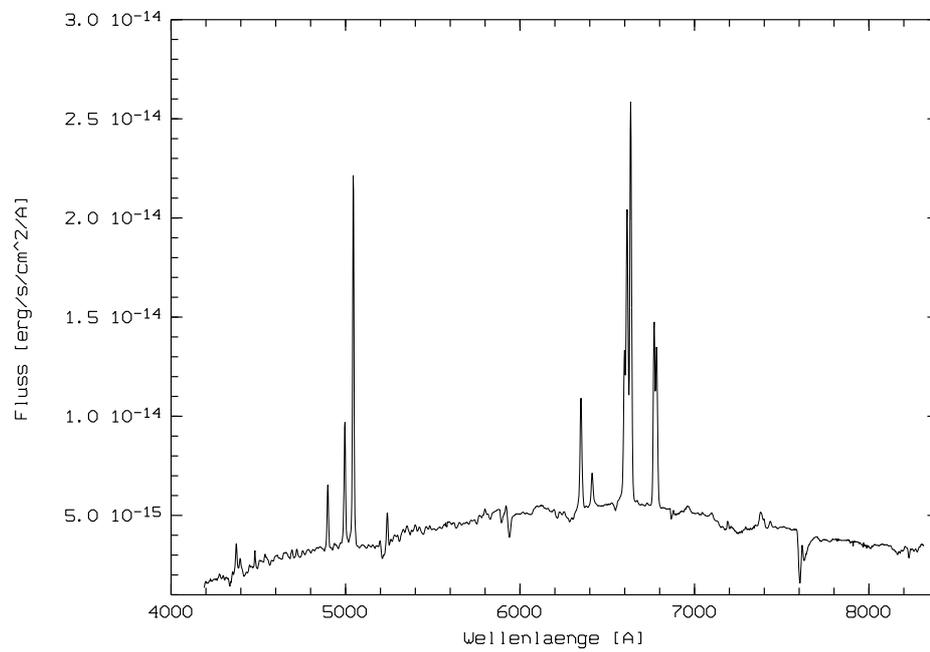


Abbildung 43: Spektrum von NGC 2110

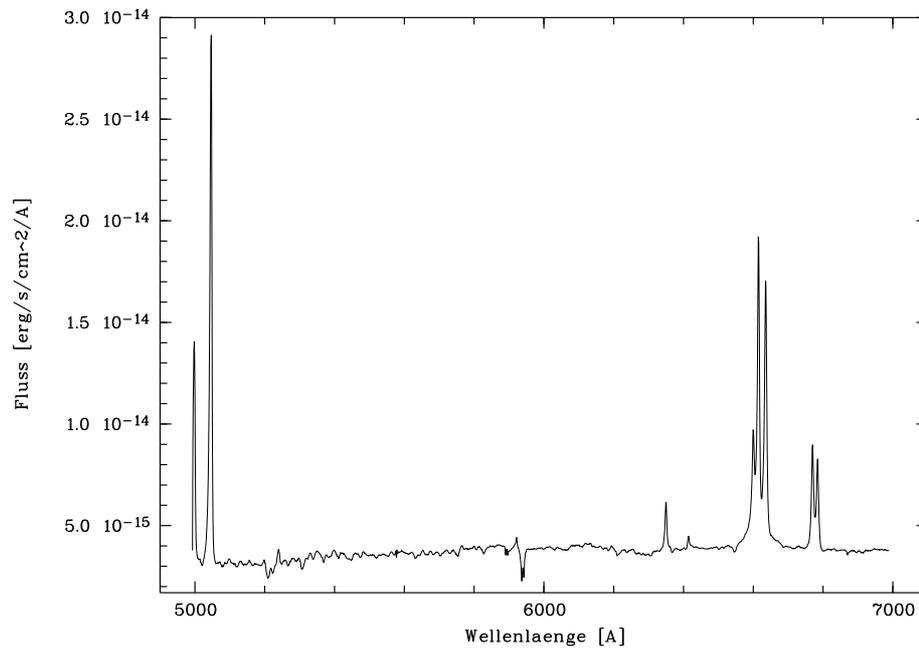


Abbildung 44: Spektrum von NGC 2992

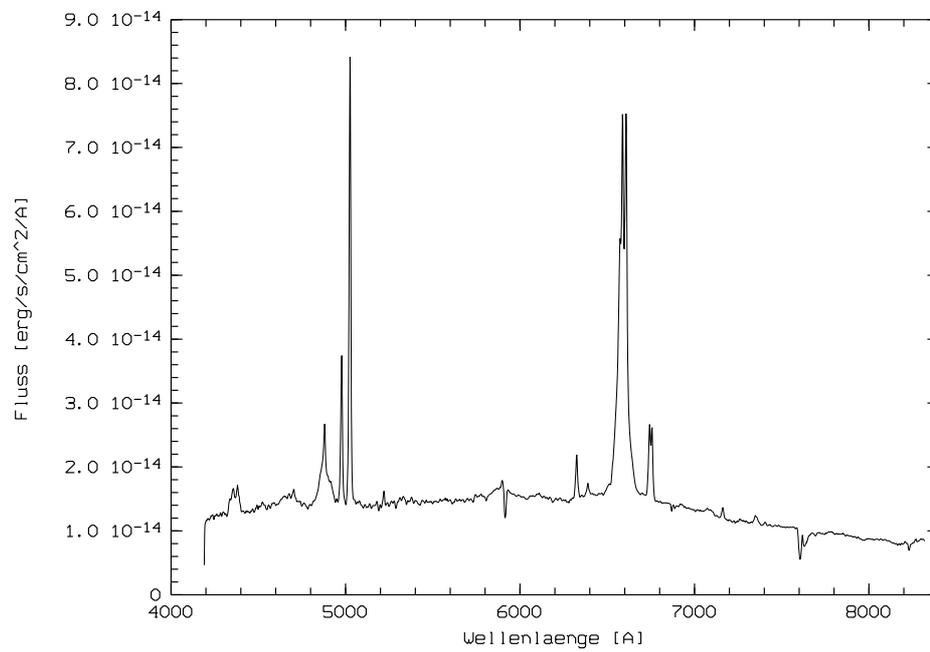


Abbildung 45: Spektrum von NGC 3227

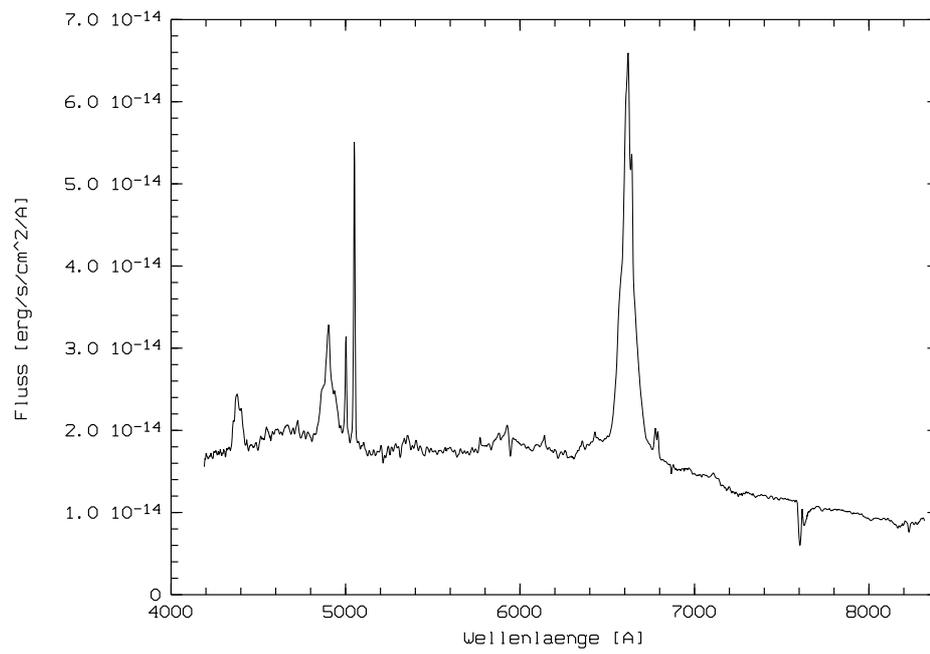


Abbildung 46: Spektrum von NGC 3516

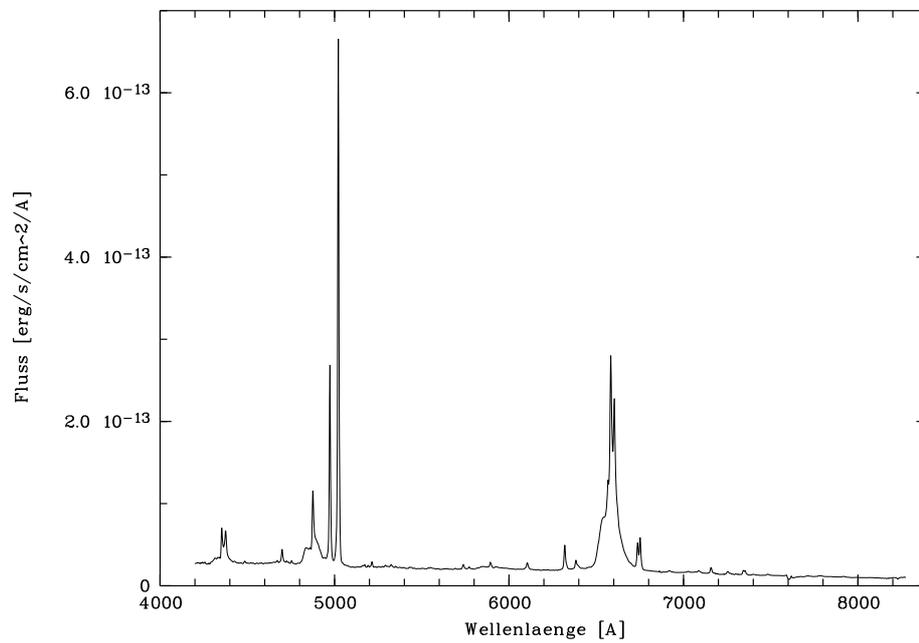


Abbildung 47: Spektrum von NGC 4151

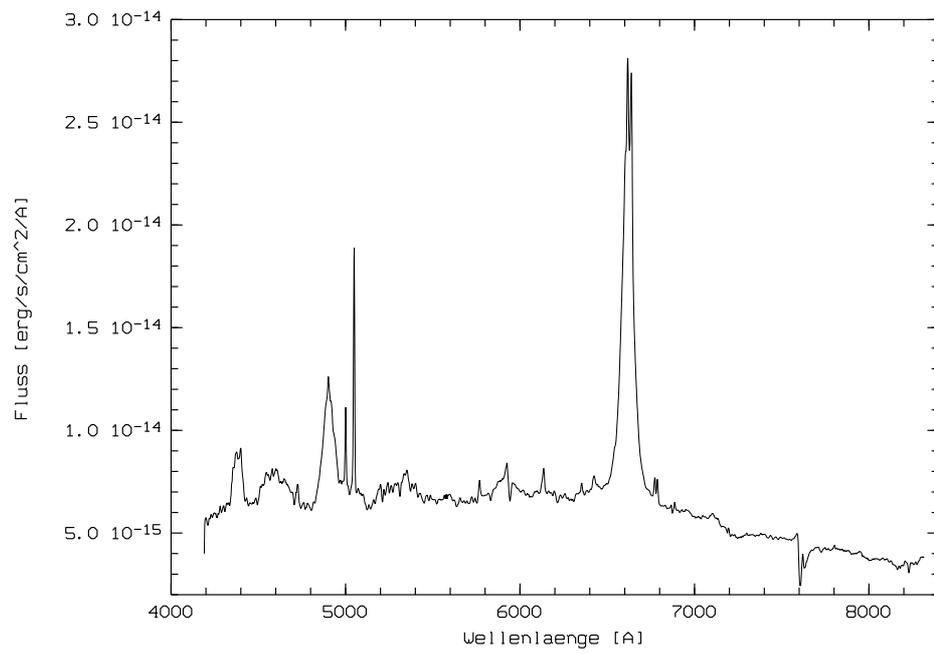


Abbildung 48: Spektrum von NGC 4593

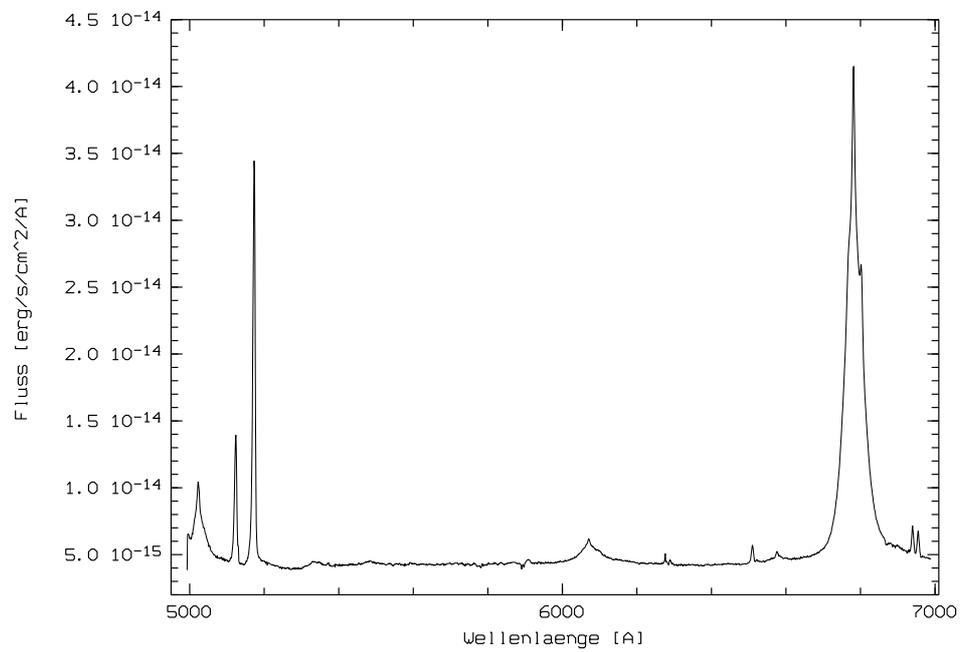


Abbildung 49: Spektrum von 3C 120

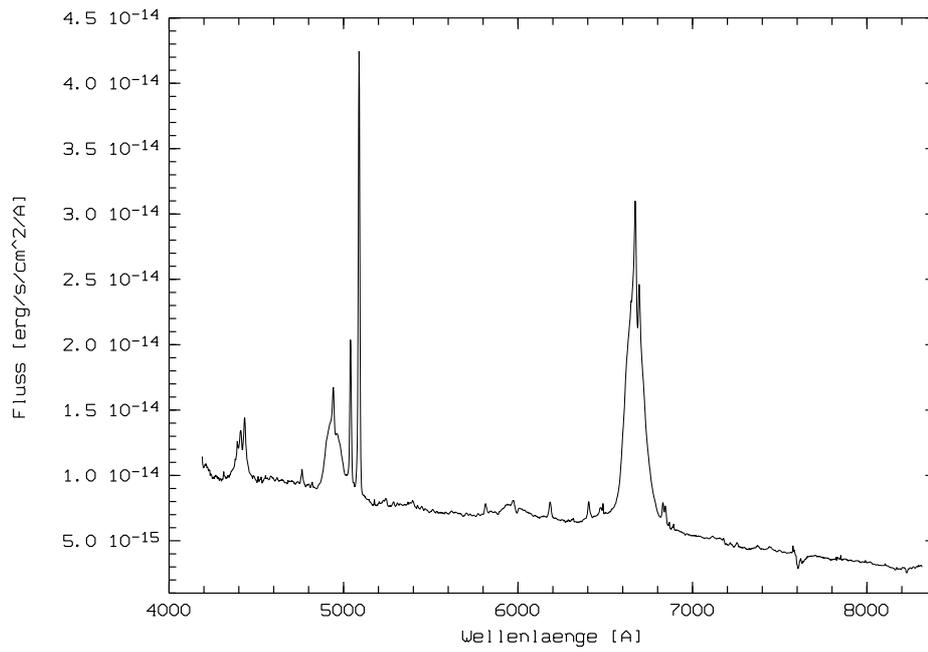


Abbildung 50: Spektrum von NGC 5548 (Calar Alto)

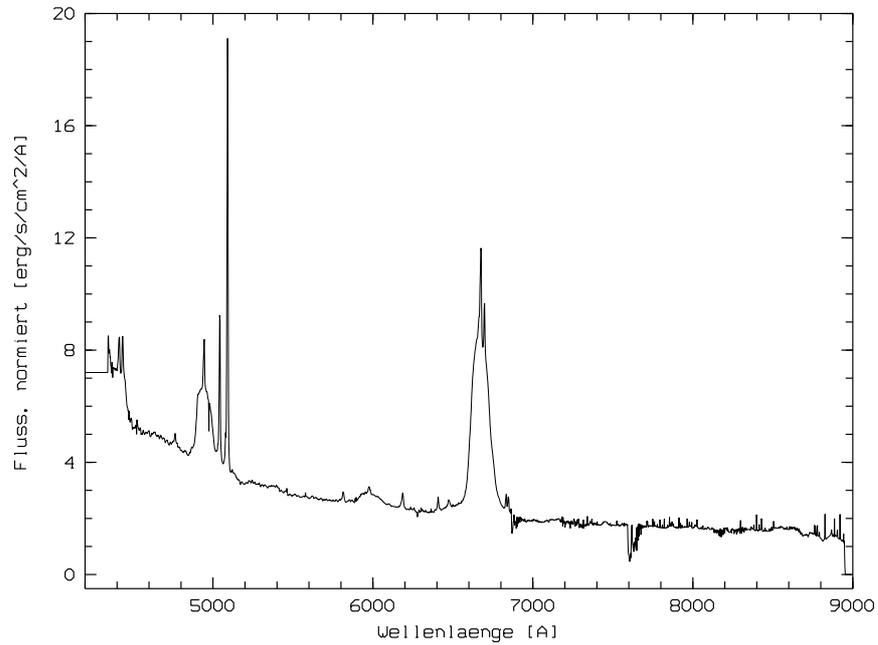


Abbildung 51: Spektrum von NGC 5548 (M. Dietrich et al., bitte Bemerkungen auf S. 178 beachten)

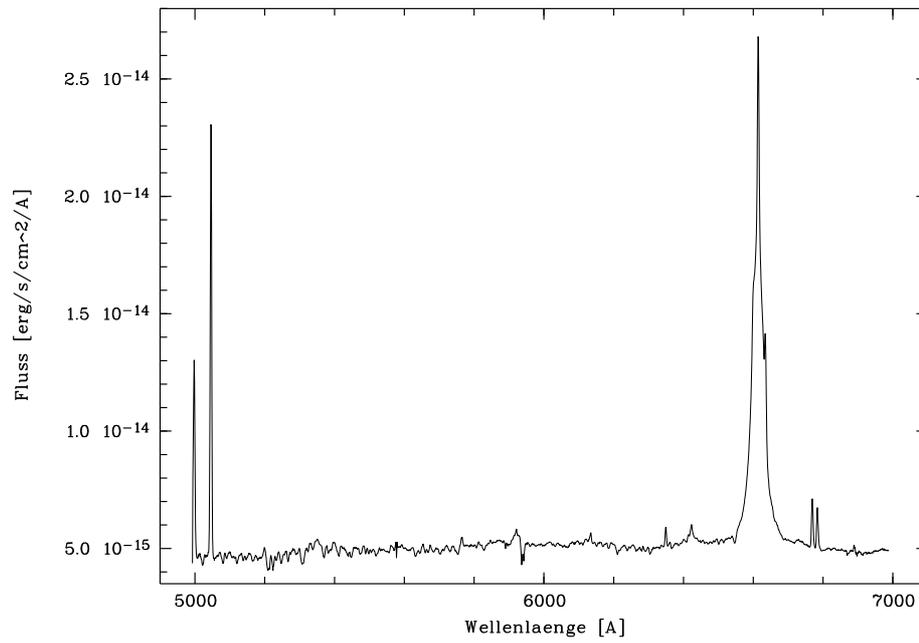


Abbildung 52: Spektrum von MCG-06-30-15

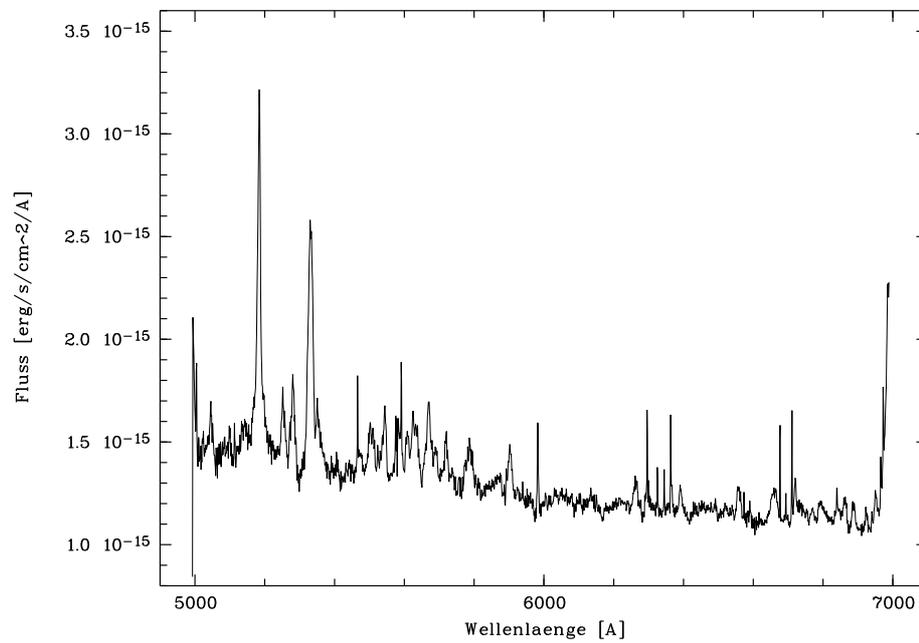


Abbildung 53: Spektrum von IRAS 13224-3809



### **A.3 Linienprofile und -parameter der koronalen Linien**

In diesem Abschnitt sind die Linienprofile der koronalen Linien abgebildet. Die Ergebnisse der Messungen der kinematischen und spektrophotometrischen Linieneigenschaften der koronalen Linien und zum Vergleich niedriger ionisierter Linien sind aufgelistet. Angegeben sind der Linienfluß, die Äquivalentbreite, die Linienbreite (FWHM), sowie die gemessene und die heliozentrisch korrigierte Geschwindigkeitsverschiebung.

Die [Fe X] 6375 Å-Linie wird durch [O I] 6363 Å gestört. Wie in Abschnitt 5.5.2, S. 64 beschrieben, wurde die [O I] 6363 Å-Linie entfernt.

Die Linienprofile der koronalen Linien der Programmgalaxien sind auf den folgenden Seiten zu finden:

Mrk 10 auf S. 152

Mrk 290 auf S. 154

Mrk 509 auf S. 156

Mrk 766 auf S. 158

Mrk 841 auf S. 160

Mrk 1040 auf S. 162

NGC 2110 auf S. 164

NGC 2992 auf S. 166

NGC 3227 auf S. 168

NGC 3516 auf S. 170

NGC 4151 auf S. 172

NGC 4593 auf S. 174

3C120 auf S. 176

NGC 5548 auf S. 178

MCG-06-30-15 auf S. 181

IRAS 13224-3809 auf S. 183

**Mrk 10**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$0.5 \pm 0.3$	$2 \pm 1$	$1170 \pm 550$	$-360 \pm 30$	$-355 \pm 30$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 0.5$	$< 2$	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.09 \pm 0.04$	$0.34 \pm 0.15$	$370 \pm 70$	$-100 \pm 30$	$-95 \pm 30$
[Fe VII] 6087 Å	$0.42 \pm 0.15$	$1.6 \pm 0.6$	$1200 \pm 100$	$-363 \pm 6$	$-358 \pm 6$
[Fe X] 6375 Å	$0.14 \pm 0.07$	$0.53 \pm 0.26$	$1600 \pm 100$	$249 \pm 43$	$254 \pm 43$
[Fe XI] 7892 Å	$< 0.03$	$< 0.25$	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub><math>\beta</math></sub>	$15 \pm 1$	$52.9 \pm 3.5$	$1860 \pm 70$
[O III] 5007 Å	$12.1 \pm 0.4$	$42.7 \pm 1.4$	$430 \pm 60$

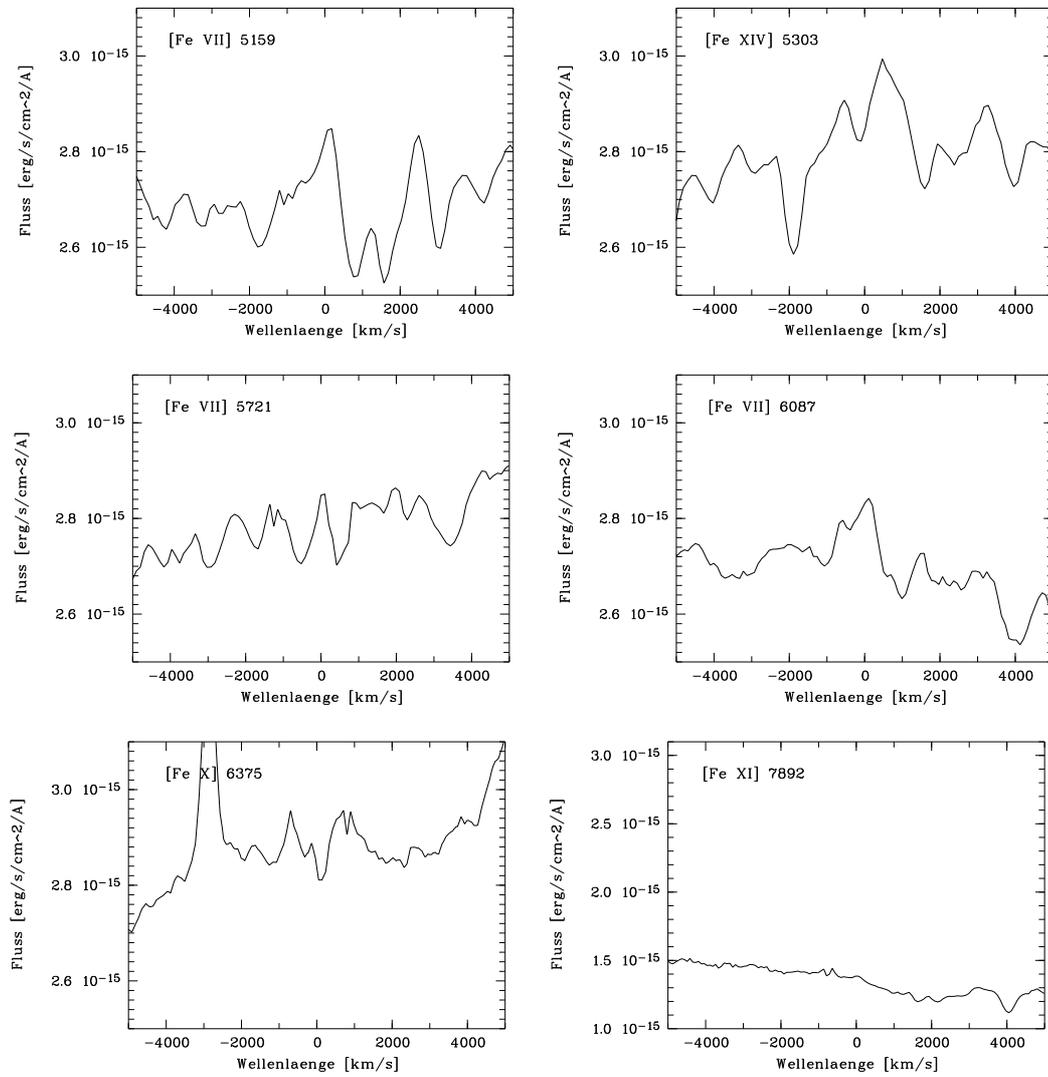


Abbildung 54: Mrk 10

**Mrk 290**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[Fe VII] 5159 Å	0.16 ± 0.08	1.0 ± 0.5	600 ± 100
[Fe XIV] 5303 Å	< 0.1	< 0.6	-
[Fe VII] 5721 Å	0.25 ± 0.04	1.6 ± 0.3	520 ± 40
[Fe VII] 6087 Å	0.47 ± 0.07	3.0 ± 0.5	510 ± 30
[Fe X] 6375 Å	0.12 ± 0.02	0.8 ± 0.1	1290 ± 10
[Fe XI] 7892 Å	< 0.06	< 0.8	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	13 ± 1	69 ± 7	1650 ± 140
[O III] 5007 Å	14.8 ± 0.3	86 ± 2	490 ± 10

Die Fe-Linien von Mrk 290 im Geschwindigkeitsraum.

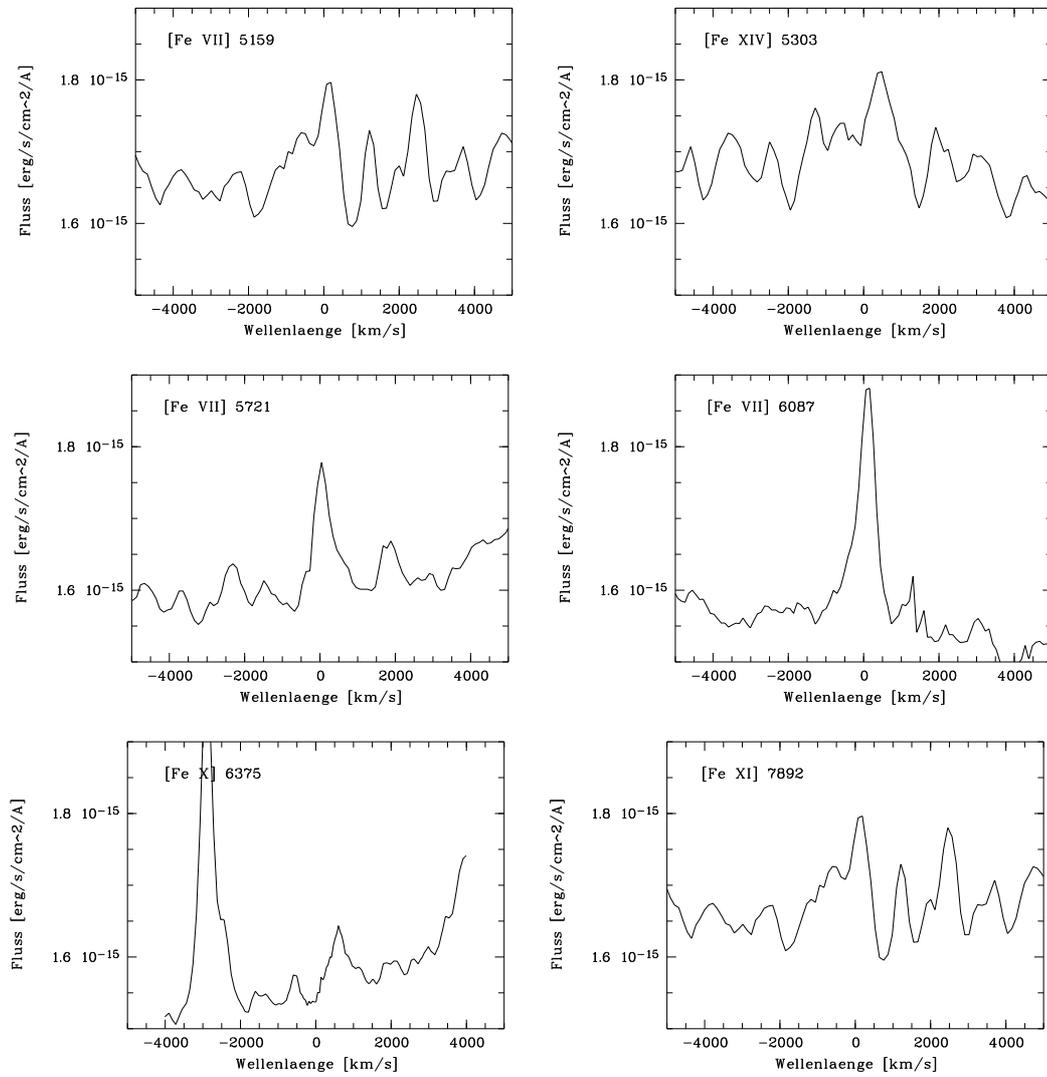


Abbildung 55: Mrk 290

**Mrk 509**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[Fe VII] 5159 Å	1.9 ± 0.4	2.7 ± 0.6	2600 ± 300
[Fe XIV] 5303 Å	< 0.2	< 0.2	-
[Fe VII] 5721 Å	0.14 ± 0.05	0.2 ± 0.1	700 ± 100
[Fe VII] 6087 Å	0.22 ± 0.07	0.4 ± 0.1	300 ± 50
[Fe X] 6375 Å	< 0.19	< 0.4	-
[Fe XI] 7892 Å	< 0.03	< 0.16	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	90 ± 20	113 ± 20	2200 ± 200
[O III] 5007 Å	56 ± 3	70 ± 4	710 ± 20

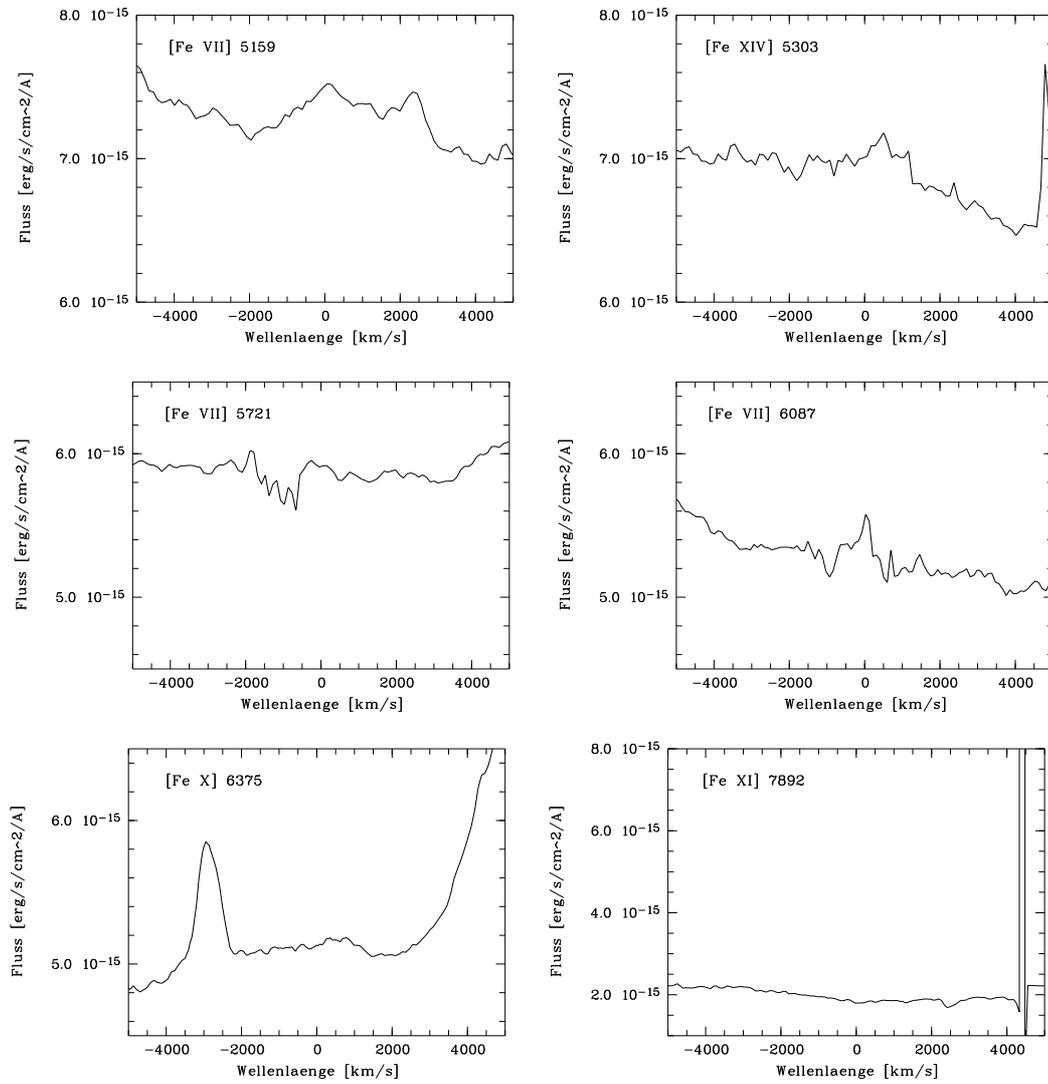


Abbildung 56: Mrk 509

**Mrk 766**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[Fe VII] 5159 Å	$1.0 \pm 0.3$	$2.3 \pm 0.8$	$840 \pm 130$
[Fe XIV] 5303 Å	< 1	< 2	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.6 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.3$	$620 \pm 60$
[Fe VII] 6087 Å	$1.4 \pm 0.2$	$3.2 \pm 0.4$	$730 \pm 50$
[Fe X] 6375 Å	$0.9 \pm 0.3$	$2.1 \pm 0.7$	$1120 \pm 40$
[Fe XI] 7892 Å	< 0.6	< 2.4	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	$18 \pm 2$	$42 \pm 5$	$840 \pm 70$
[O III] 5007 Å	$43.6 \pm 0.7$	$103 \pm 2$	$480 \pm 10$

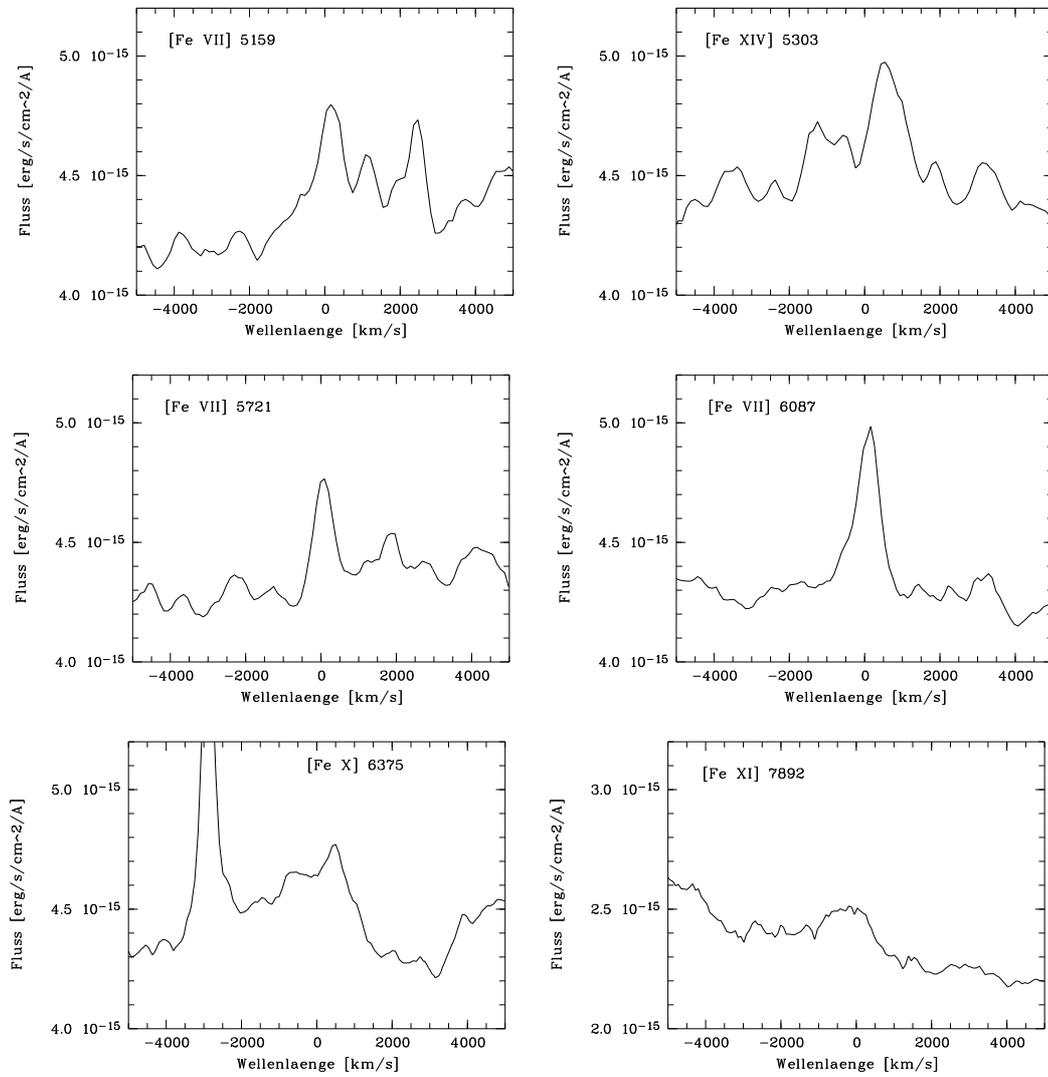


Abbildung 57: Mrk 766

**Mrk 841**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[Fe VII] 5159 Å	0.27 ± 0.07	1.8 ± 0.5	320 ± 50
[Fe XIV] 5303 Å	< 0.04	< 0.3	-
[Fe VII] 5721 Å	0.17 ± 0.09	1.4 ± 0.7	640 ± 40
[Fe VII] 6087 Å	0.08 ± 0.03	0.7 ± 0.3	750 ± 50
[Fe X] 6375 Å	0.07 ± 0.02	0.63 ± 0.15	350 ± 80
[Fe XI] 7892 Å	< 0.03	< 0.9	

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	14 ± 1	89 ± 7	2460 ± 140
[O III] 5007 Å	9.1 ± 0.2	58.0 ± 1.4	560 ± 10

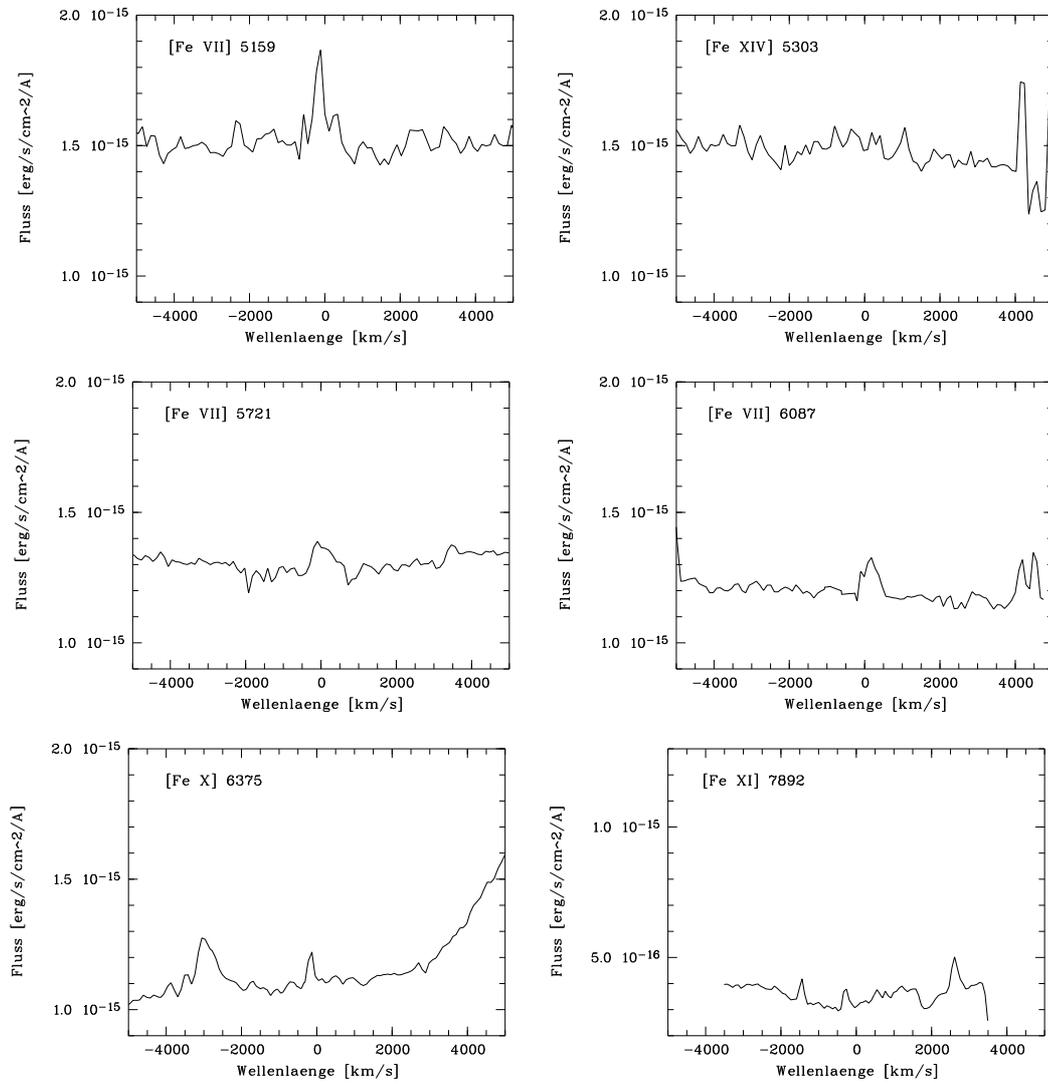


Abbildung 58: Mrk 841

## Mrk 1040

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
				[km/s]	
[Fe VII] 5159 Å	$2.8 \pm 0.4$	$3.5 \pm 0.5$	$1560 \pm 120$	$-382 \pm 32$	$-354 \pm 32$
[Fe XIV] 5303 Å	< 4	< 4.7	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$2.1 \pm 0.2$	$2.3 \pm 0.2$	$620 \pm 40$	$-117 \pm 12$	$-89 \pm 12$
[Fe VII] 6087 Å	$4.9 \pm 0.6$	$5.1 \pm 0.6$	$770 \pm 50$	$-426 \pm 12$	$-398 \pm 12$
[Fe X] 6375 Å	$0.9 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.1$	$720 \pm 10$	$-159 \pm 13$	$-131 \pm 13$
[Fe XI] 7892 Å	< 0.7	< 1.2	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H $\beta$	$38 \pm 5$	$50 \pm 6$	$1290 \pm 80$
[O III] 5007 Å	$49 \pm 1$	$62 \pm 2$	$530 \pm 10$

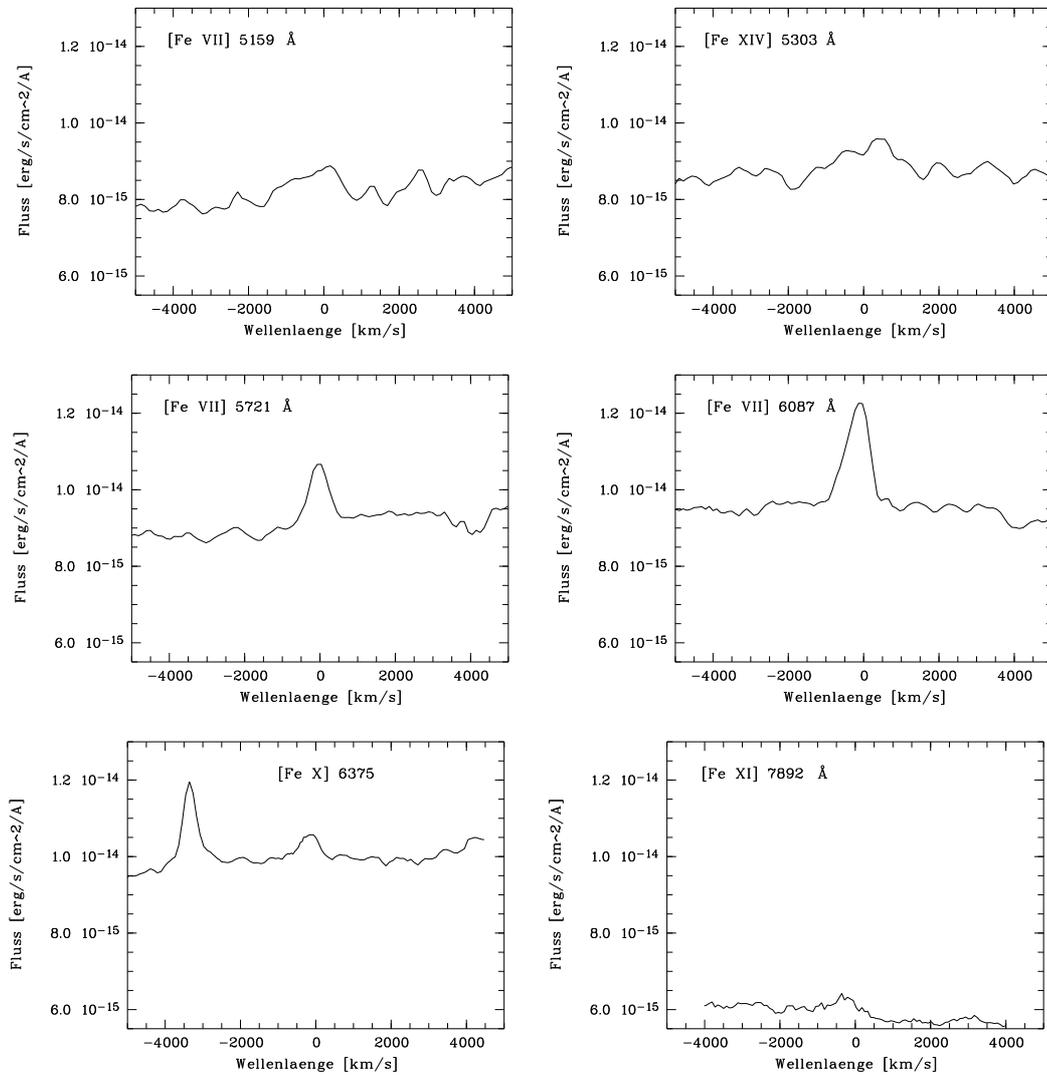


Abbildung 59: Mrk 1040

## NGC 2110

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$0.26 \pm 0.06$	$0.8 \pm 0.2$	$500 \pm 100$	$38 \pm 31$	$52 \pm 31$
[Fe XIV] 5303 Å	< 1	< 2.6	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.30 \pm 0.08$	$0.60 \pm 0.15$	$900 \pm 100$	$348 \pm 10$	$362 \pm 10$
[Fe VII] 6087 Å	< 0.4	< 0.9	-	-	-
[Fe X] 6375 Å	< 0.2	< 0.4	-	-	-
[Fe XI] 7892 Å	< 0.04	< 0.1	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H $\beta$	$3.4 \pm 0.3$	$10 \pm 1$	$570 \pm 10$
[O III] 5007 Å	$20 \pm 0.5$	$60.0 \pm 1.5$	$540 \pm 10$

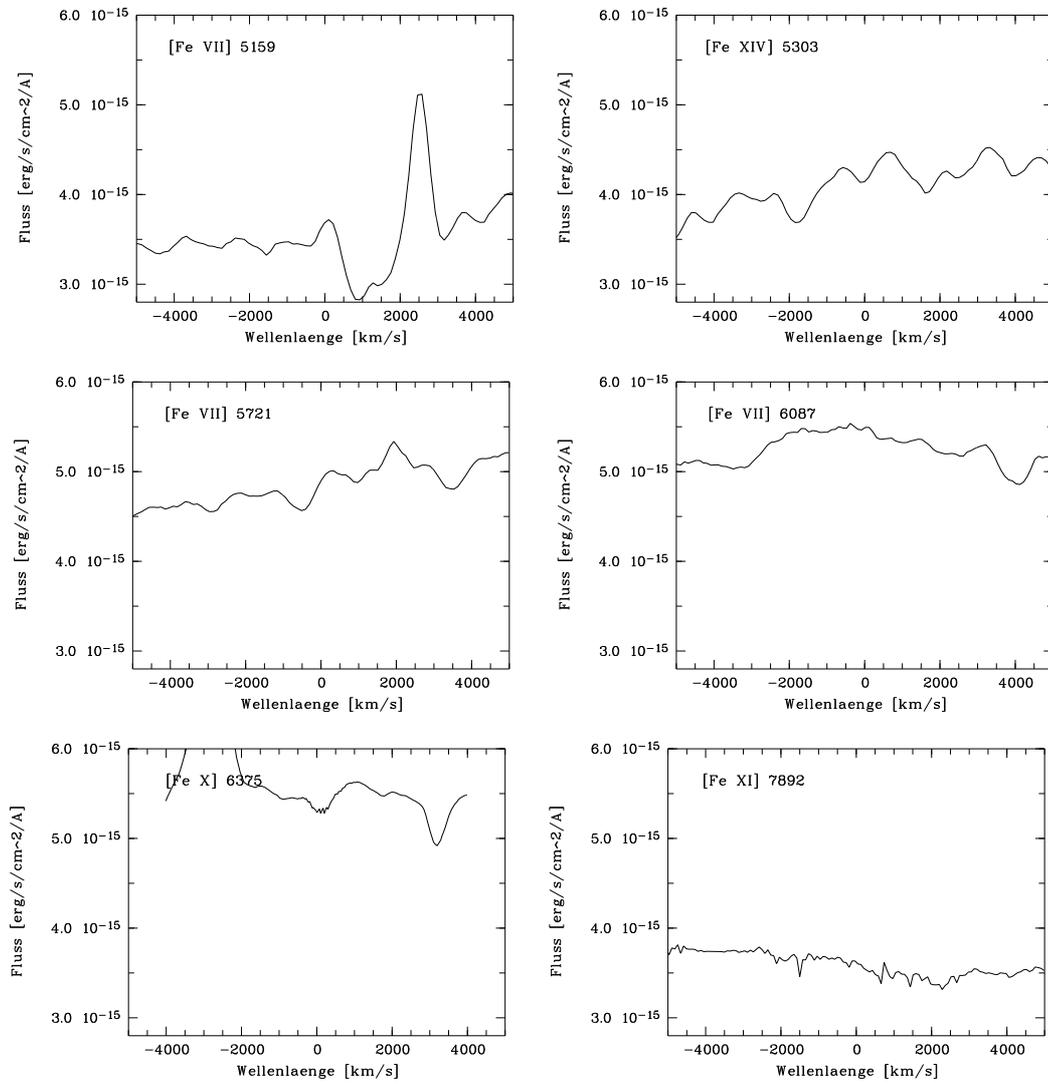


Abbildung 60: NGC 2110

## NGC 2992

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$0.14 \pm 0.07$	$0.5 \pm 0.25$	$280 \pm 60$	$-48 \pm 2$	$-52 \pm 2$
[Fe XIV] 5303 Å	< 1	< 3.6	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.35 \pm 0.25$	$1.0 \pm 0.7$	$520 \pm 90$	$-34 \pm 13$	$-38 \pm 13$
[Fe VII] 6087 Å	< 0.4	< 1.1	-	-	-
[Fe X] 6375 Å	< 0.2	< 0.5	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[O III] 5007 Å	$21.1 \pm 0.3$	$70 \pm 1$	$390 \pm 10$

H $_{\beta}$  nicht im Wellenlängenbereich des Spektrums vorhanden.

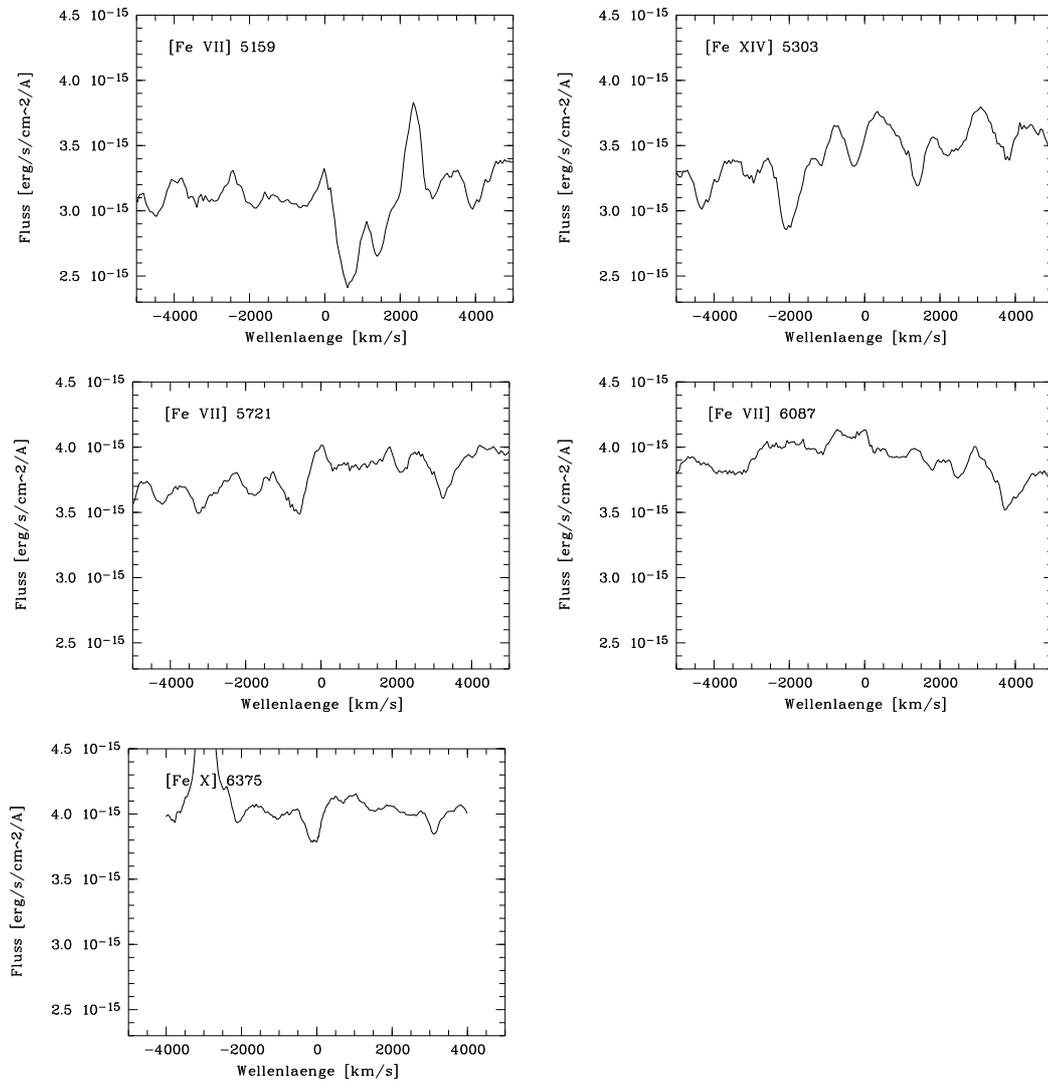


Abbildung 61: NGC 2992

## NGC 3227

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$0.6 \pm 0.2$	$0.44 \pm 0.15$	$510 \pm 40$	$45 \pm 0.3$	$73 \pm 0.3$
[Fe XIV] 5303 Å	< 2	< 1.7	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.5 \pm 0.2$	$0.33 \pm 0.13$	$600 \pm 100$	$185 \pm 54$	$213 \pm 54$
[Fe VII] 6087 Å	$2.0 \pm 0.9$	$1.3 \pm 0.6$	$1350 \pm 250$	$-294 \pm 25$	$-266 \pm 25$
[Fe X] 6375 Å	< 0.2	< 0.1	-	-	-
[Fe XI] 7892 Å	< 0.1	< 0.1	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H $\beta$	$60 \pm 8$	$44 \pm 6$	$1480 \pm 130$
[O III] 5007 Å	$91 \pm 3$	$66 \pm 2$	$660 \pm 10$

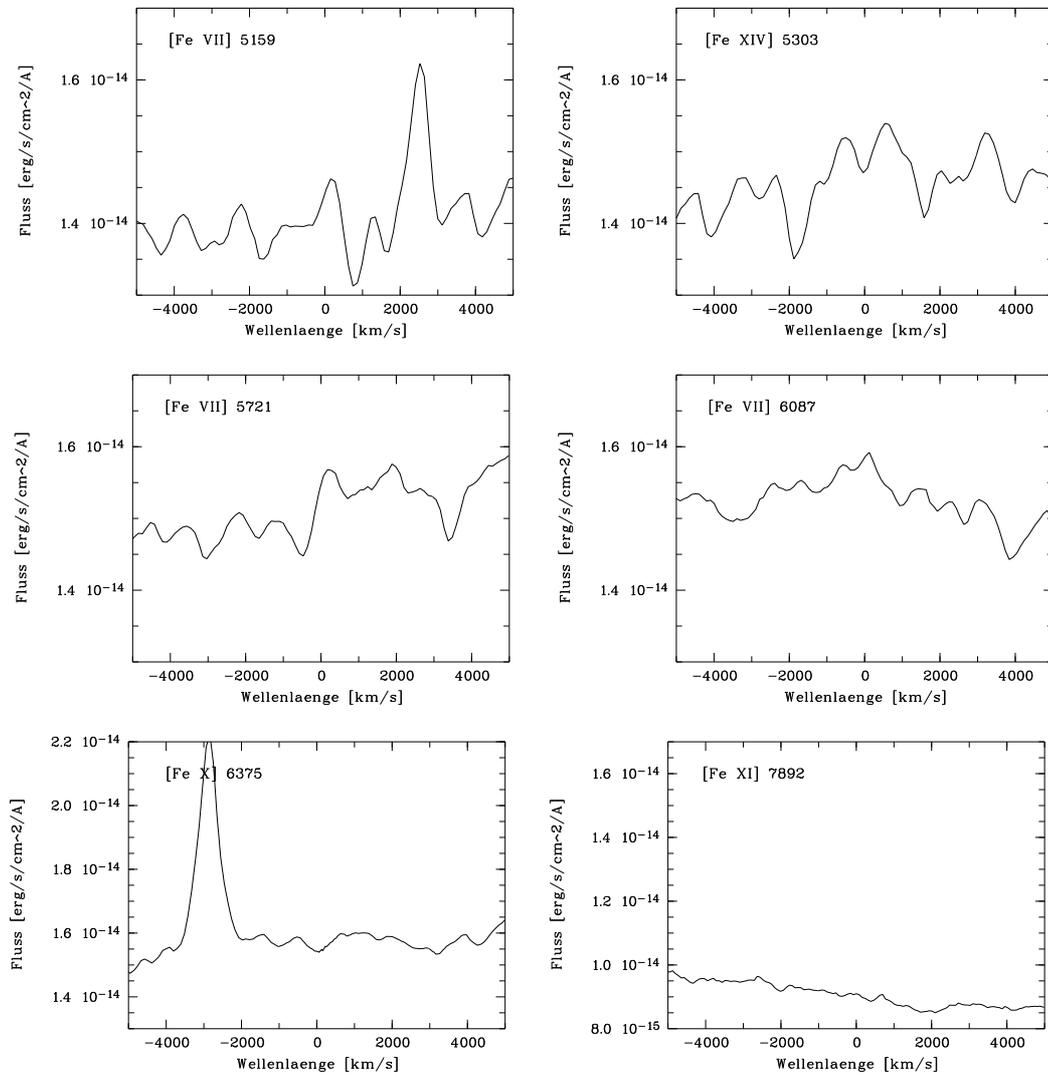


Abbildung 62: NGC 3227

## NGC 3516

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	1.1 ± 0.4	0.6 ± 0.2	540 ± 90	-65 ± 38	-65.5 ± 38
[Fe XIV] 5303 Å	< 3	< 2	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	1.1 ± 0.4	0.6 ± 0.2	450 ± 40	17 ± 23	16.5 ± 23
[Fe VII] 6087 Å	3.6 ± 0.8	2.0 ± 0.5	940 ± 200	-240 ± 79	-240.5 ± 79
[Fe X] 6375 Å	2.1 ± 0.7	1.14 ± 0.36	1400 ± 200	184 ± 81	183.5 ± 81
[Fe XI] 7892 Å	< 0.3	< 0.3	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	97 ± 6	54 ± 3	2820 ± 420
[O III] 5007 Å	41 ± 2	23 ± 1	540 ± 10

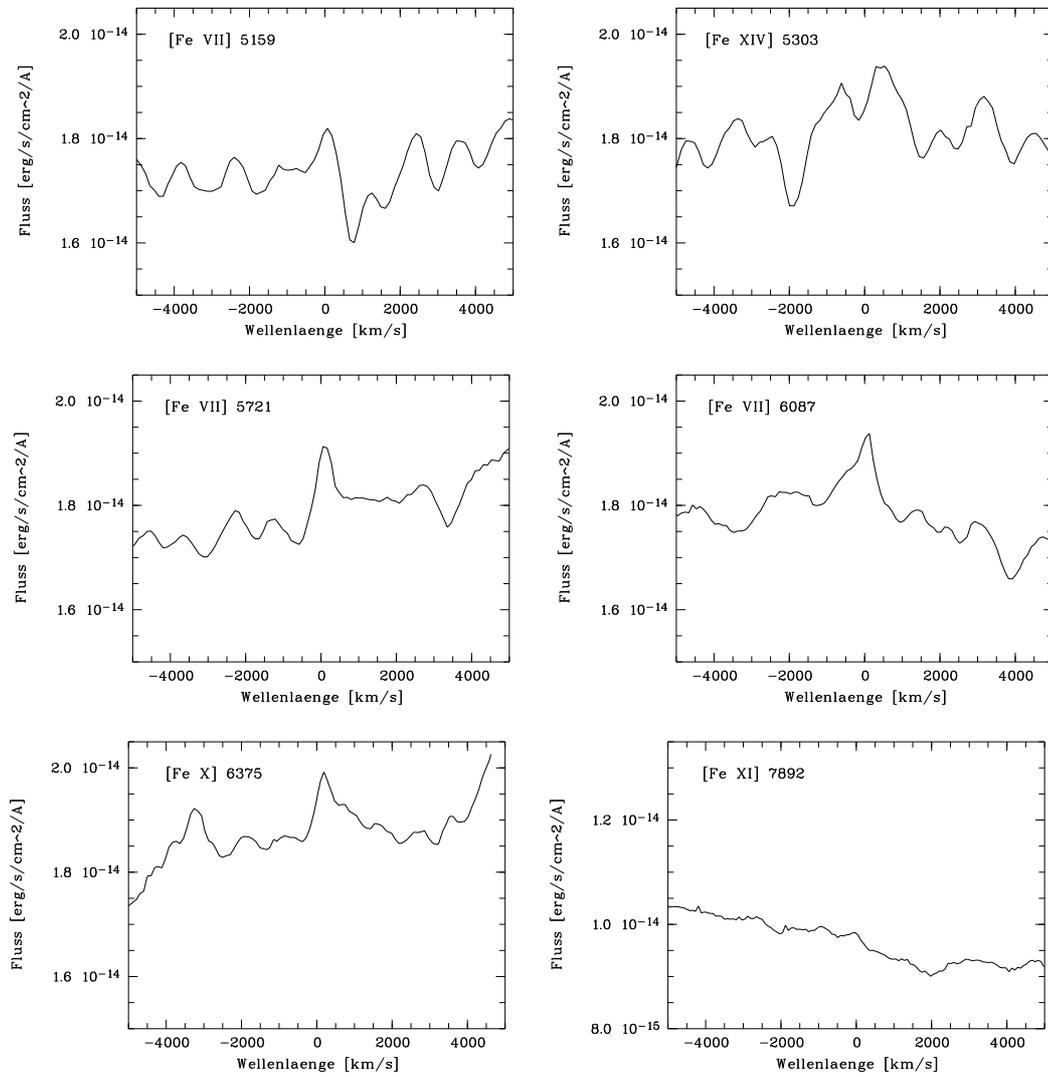


Abbildung 63: NGC 3516

## NGC 4151

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[Fe VII] 5159 Å	$3.2 \pm 0.6$	$1.5 \pm 0.3$	$710 \pm 40$
[Fe XIV] 5303 Å	< 4	< 1.7	-
[Fe VII] 5721 Å	$6.2 \pm 0.3$	$3.0 \pm 0.2$	$530 \pm 20$
[Fe VII] 6087 Å	$13 \pm 1$	$6.4 \pm 0.6$	$550 \pm 20$
[Fe X] 6375 Å	$4.1 \pm 0.6$	$2.0 \pm 0.3$	$1500 \pm 10$
[Fe XI] 7892 Å	$1.8 \pm 0.9$	$1.8 \pm 0.9$	$680 \pm 70$

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	$270 \pm 30$	$95 \pm 11$	$750 \pm 20$
[O III] 5007 Å	$610 \pm 20$	$243 \pm 8$	$480 \pm 20$

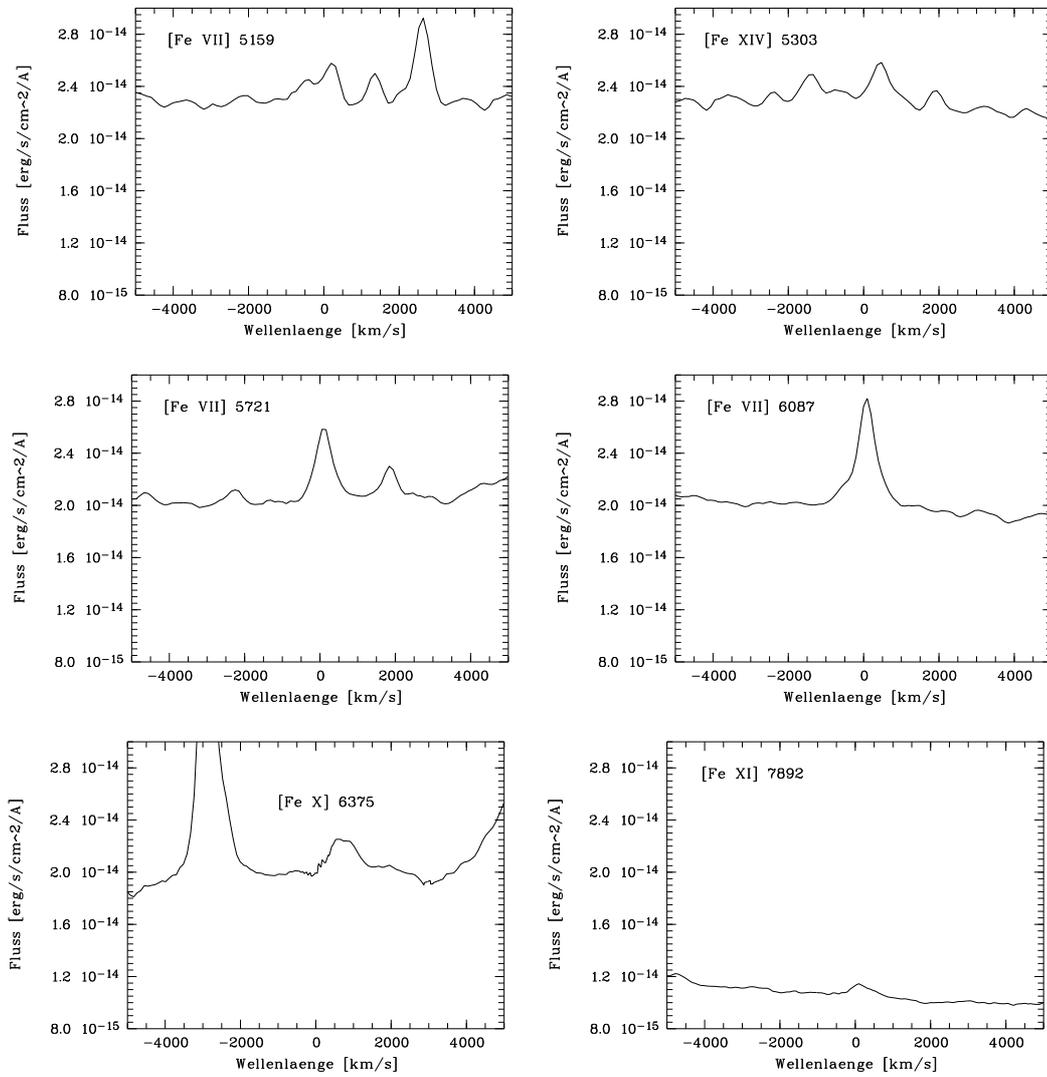


Abbildung 64: NGC 4151

## NGC 4593

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
				[km/s]	
[Fe VII] 5159 Å	$1.4 \pm 0.7$	$1.0 \pm 0.5$	$1240 \pm 210$	$-480 \pm 92$	$-509 \pm 92$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 1.7$	$< 2.5$	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$1.4 \pm 0.5$	$2.2 \pm 0.7$	$580 \pm 100$	$-10 \pm 36$	$-39 \pm 36$
[Fe VII] 6087 Å	$2.5 \pm 0.5$	$3.6 \pm 0.7$	$790 \pm 70$	$-279 \pm 35$	$-308 \pm 35$
[Fe X] 6375 Å	$1.5 \pm 0.3$	$2.1 \pm 0.4$	$970 \pm 40$	$-30 \pm 29$	$-59 \pm 29$
[Fe XI] 7892 Å	$< 0.4$	$< 1$	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H $\beta$	$42 \pm 6$	$64 \pm 9$	$4035 \pm 305$
[O III] 5007 Å	$12 \pm 1$	$18.4 \pm 1.5$	$500 \pm 10$

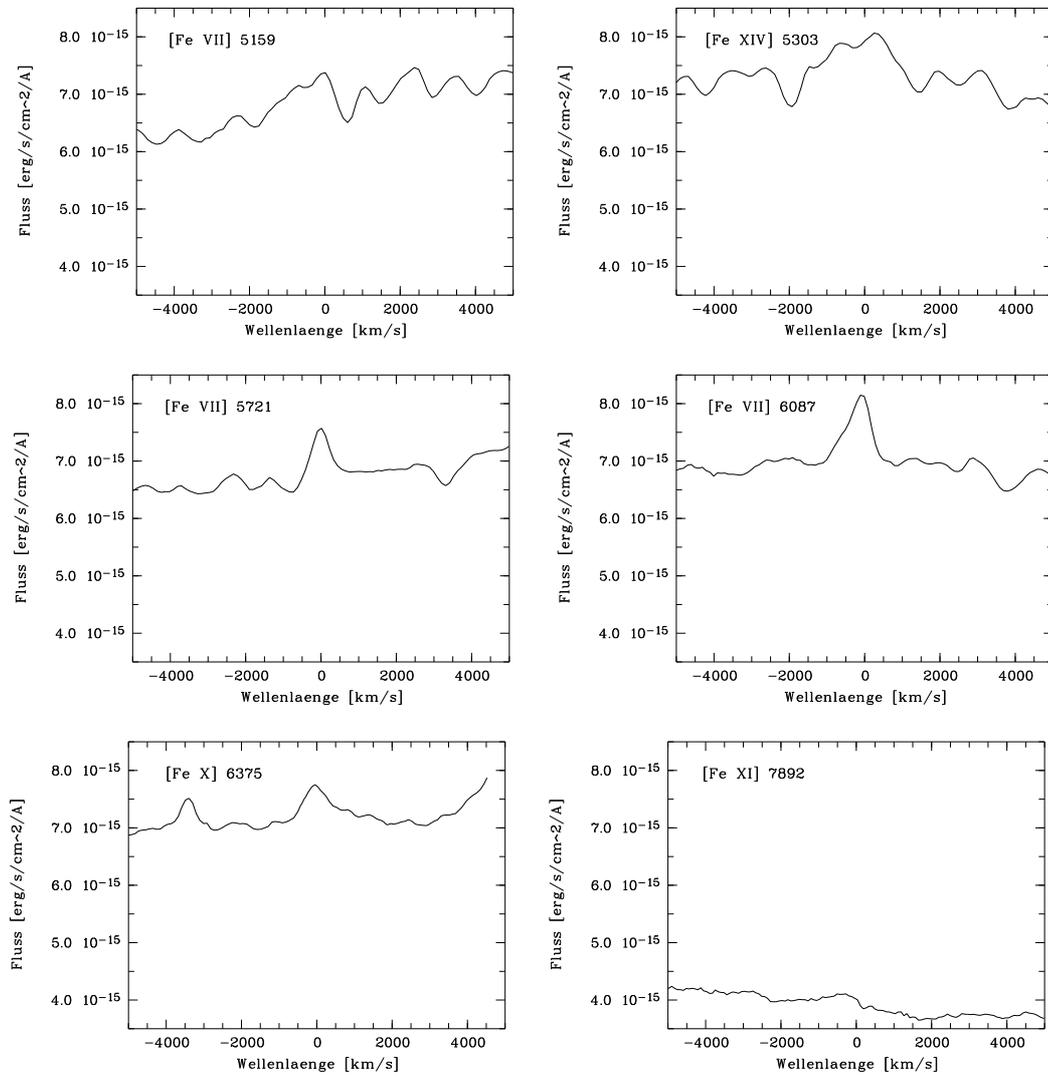


Abbildung 65: NGC 4593

**3C 120**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$2.1 \pm 1.0$	$5.0 \pm 2.5$	$3000 \pm 250$	$+1083 \pm 57$	$+1111 \pm 57$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 0.5$	$< 1.2$	-	-	-
[Fe VII] 5721	$0.22 \pm 0.06$	$0.50 \pm 0.13$	$530 \pm 40$	$-96 \pm 14$	$-68 \pm 14$
[Fe VII] 6087 Å	$0.3 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.3$	$1000 \pm 100$	$-303 \pm 5$	$-275 \pm 5$
[Fe X] 6375 Å	$1.3 \pm 0.9$	$3 \pm 2$	$2000 \pm 1000$	$-230 \pm 290$	$-202 \pm 290$

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H $\beta$	$12 \pm 2$	$23 \pm 4$	$980 \pm 150$
[O III] 5007 Å	$26 \pm 2$	$49 \pm 4$	$420 \pm 10$

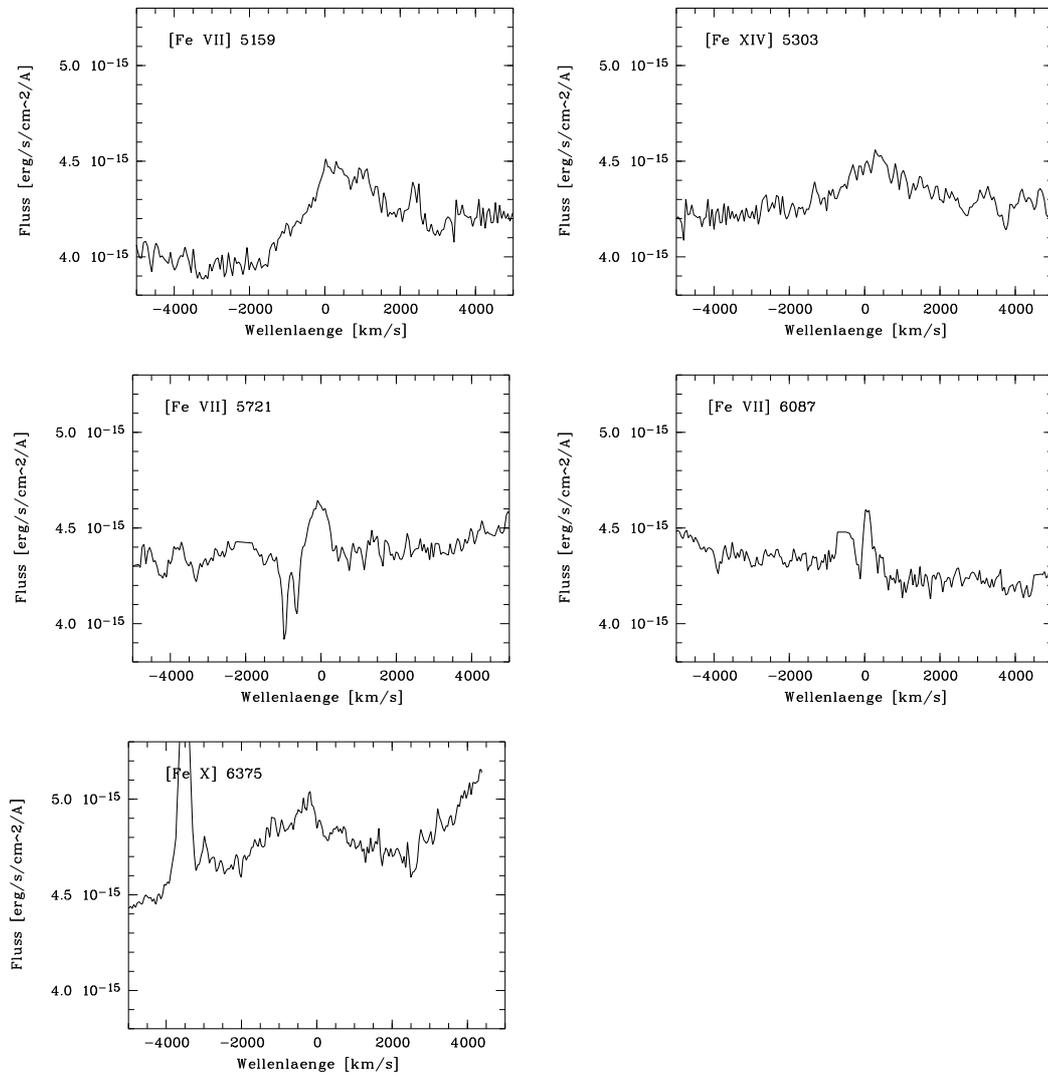


Abbildung 66: 3C 120

**NGC 5548**

Von Matthias Dietrich wurde ein Spektrum des Objektes zur Verfügung gestellt, das in mehreren Beobachtungskampagnen aufgenommen wurde (z.B. Dietrich und Kollatschny 1996 [40]). Die Linienparameter der koronalen Linien dieses Spektrums wurden ausgemessen, um diese Werte mit denen von auf dem Calar Alto aufgenommenen Spektrum zu vergleichen. Da eine nachträgliche heliozentrische Korrektur nicht möglich war, können die Geschwindigkeitsverschiebungen nicht miteinander verglichen werden. Die Breiten der gemessenen Linien stimmen innerhalb der Fehlergrenzen in den beiden Spektren überein. Da das Spektrum von Dietrich et al. nicht in Einheiten von

$10^{-14}$  erg/s/cm<sup>2</sup> vorlag, wurden die Flußwerte und Äquivalentbreiten auf den Fluß bzw. die Äquivalentbreite von H<sub>β</sub> normiert.

Calar Alto-Spektrum von NGC 5548:

Linie	Linienfluß [10 <sup>-14</sup> erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	Δv <sub>gem.</sub>	Δv <sub>hel.korr.</sub>
				[km/s]	
[Fe VII] 5159 Å	0.9 ± 0.5	1.0 ± 0.5	500 ± 100	-324 ± 209	-348 ± 209
[Fe XIV] 5303 Å	< 0.4	< 0.6	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	0.9 ± 0.2	1.3 ± 0.3	630 ± 30	-44 ± 29	-68 ± 29
[Fe VII] 6087 Å	2.3 ± 0.4	3.5 ± 0.6	700 ± 30	-186 ± 12	-210 ± 12
[Fe X] 6375 Å	0.33 ± 0.11	0.50 ± 0.17	1000 ± 80	51 ± 17	27 ± 17
[Fe XI] 7892 Å	< 0.2	< 0.8	-	-	-

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [10 <sup>-14</sup> erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	54 ± 5	60 ± 6	3950 ± 300
[O III] 5007 Å	40 ± 1	46 ± 1	600 ± 50

Spektrum von NGC 5548 von Dietrich:

Linie	Linienfluß/H <sub>β</sub> [×10 <sup>-2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	Δv <sub>gem.</sub>
			[km/s]	
[Fe VII] 5159 Å	1.62 ± 0.78	1.2 ± 0.6	390 ± 60	-29 ± 32
[Fe XIV] 5303 Å	< 0.15	< 0.15	-	-
[Fe VII] 5721 Å	1.81 ± 0.37	1.8 ± 0.4	600 ± 40	-159 ± 29
[Fe VII] 6087 Å	3.27 ± 0.81	3.6 ± 0.8	610 ± 60	+172 ± 28
[Fe X] 6375 Å	0.73 ± 0.20	0.8 ± 0.2	810 ± 50	-114 ± 12
[Fe XI] 7892 Å	< 0.58	< 0.9		

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß/H <sub>β</sub> [×10 <sup>-2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
H <sub>β</sub>	1.00 ± 0.08	63 ± 5	4120 ± 280
[O III] 5007 Å	55 ± 5	40 ± 2	450 ± 50

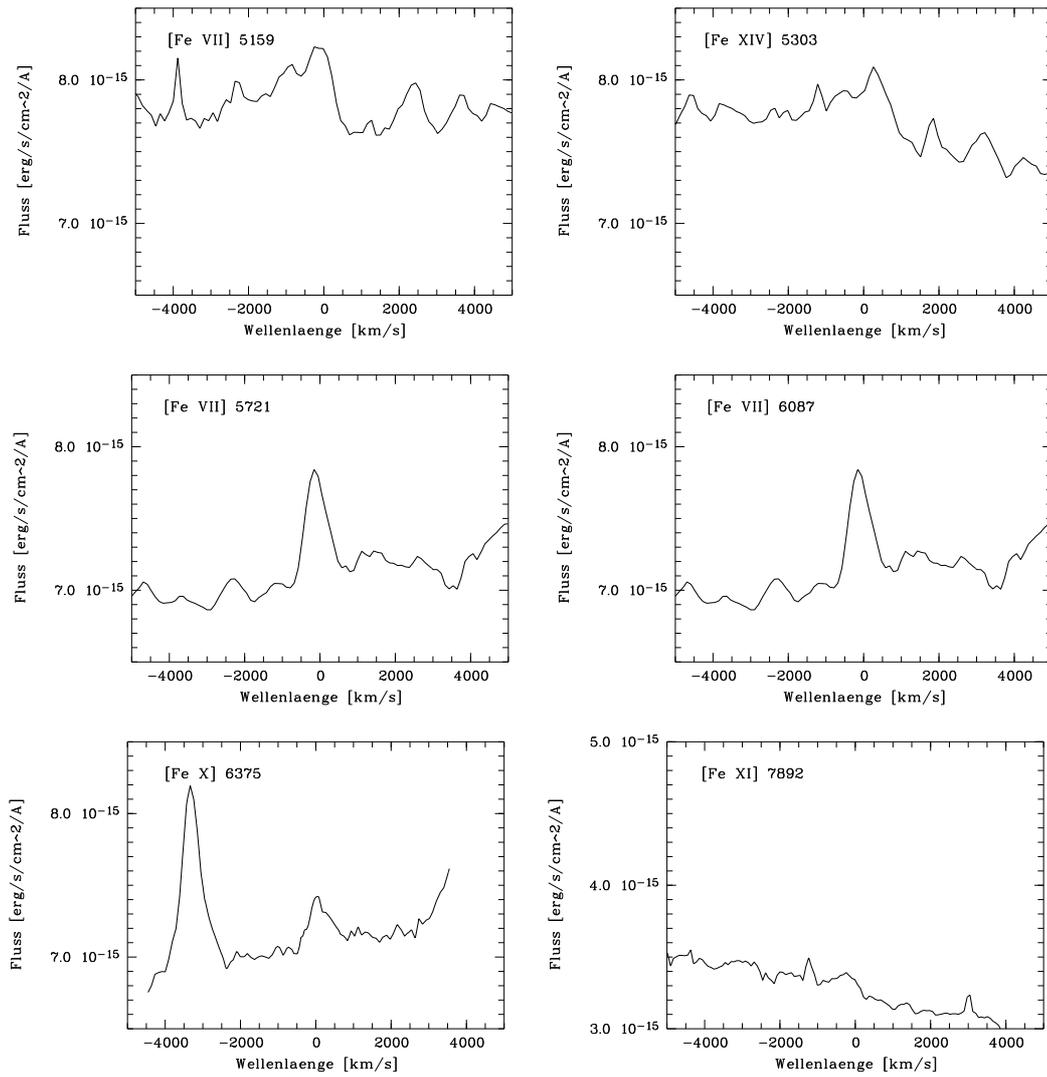


Abbildung 67: NGC 5548 (Calar Alto)

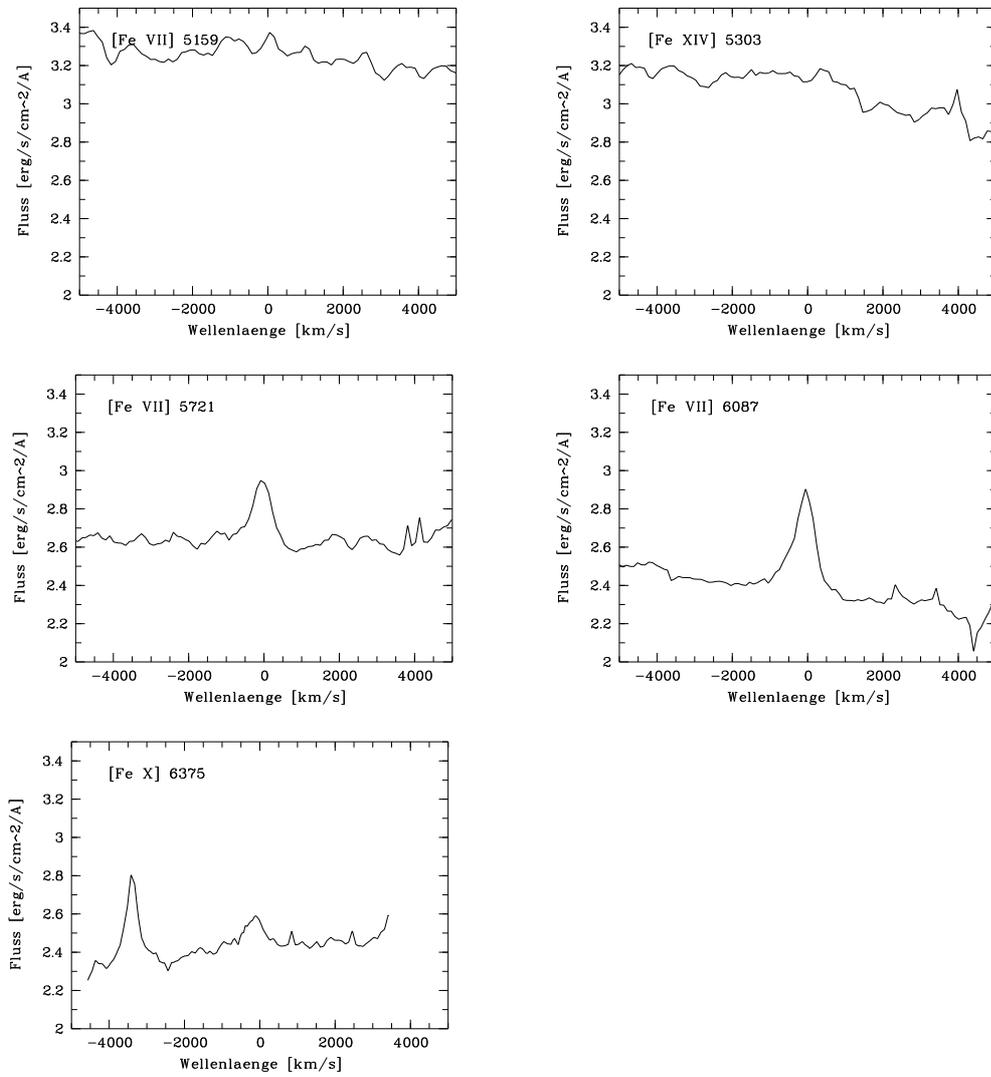


Abbildung 68: NGC 5548 (M. Dietrich et al.)

**MCG-06-30-15**

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite	$\Delta v_{gem.}$	$\Delta v_{hel.korr.}$
			[km/s]		
[Fe VII] 5159 Å	$0.40 \pm 0.13$	$0.80 \pm 0.27$	$400 \pm 50$	$-12 \pm 9.8$	$-38 \pm 10$
[Fe XIV] 5303 Å	$< 1.6$	$< 3$	-	-	-
[Fe VII] 5721 Å	$0.3 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.2$	$340 \pm 60$	$-51 \pm 16$	$-77 \pm 16$
[Fe VII] 6087 Å	$0.37 \pm 0.12$	$0.7 \pm 0.2$	$320 \pm 20$	$-55 \pm 16$	$-81 \pm 16$
[Fe X] 6375 Å	$0.9 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.4$	$970 \pm 60$	$-28 \pm 32$	$-54 \pm 32$

Zum Vergleich: niedriger ionisierte Linien:

Linie	Linienfluß [ $10^{-14}$ erg/s/cm <sup>2</sup> ]	Äquivalentbreite [Å]	Linienbreite [km/s]
[O III] 4959 Å	$4.6 \pm 0.1\star$	$9.9 \pm 0.8$	$340 \pm 10$
[O III] 5007 Å	$9.8 \pm 0.3$	$22.0 \pm 0.7$	$290 \pm 10$

★: Linienprofil von [O III] 4959 Å nicht vollständig im Wellenlängenbereich des Spektrums vorhanden.

H<sub>β</sub> nicht im Wellenlängenbereich des Spektrums vorhanden.

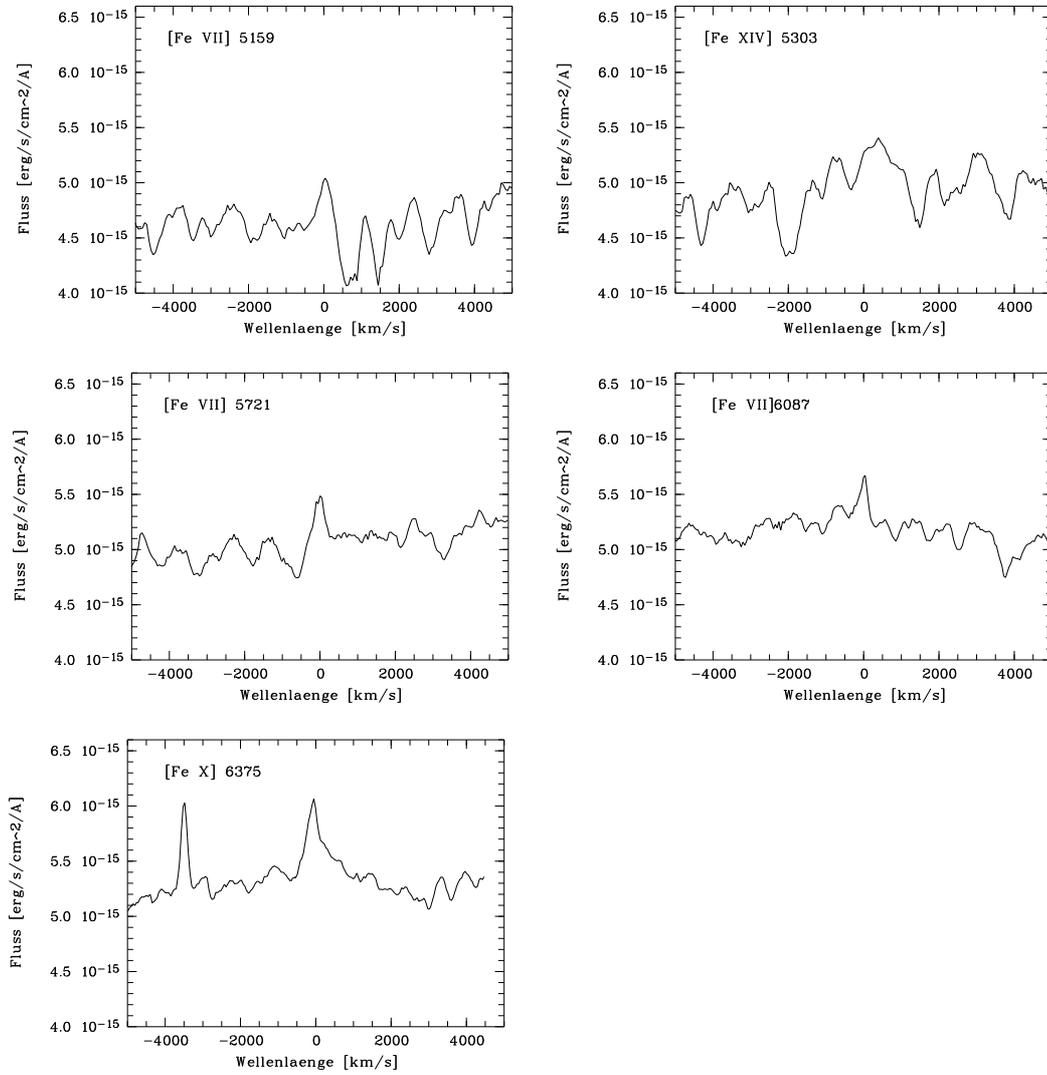


Abbildung 69: MCG-06-30-15

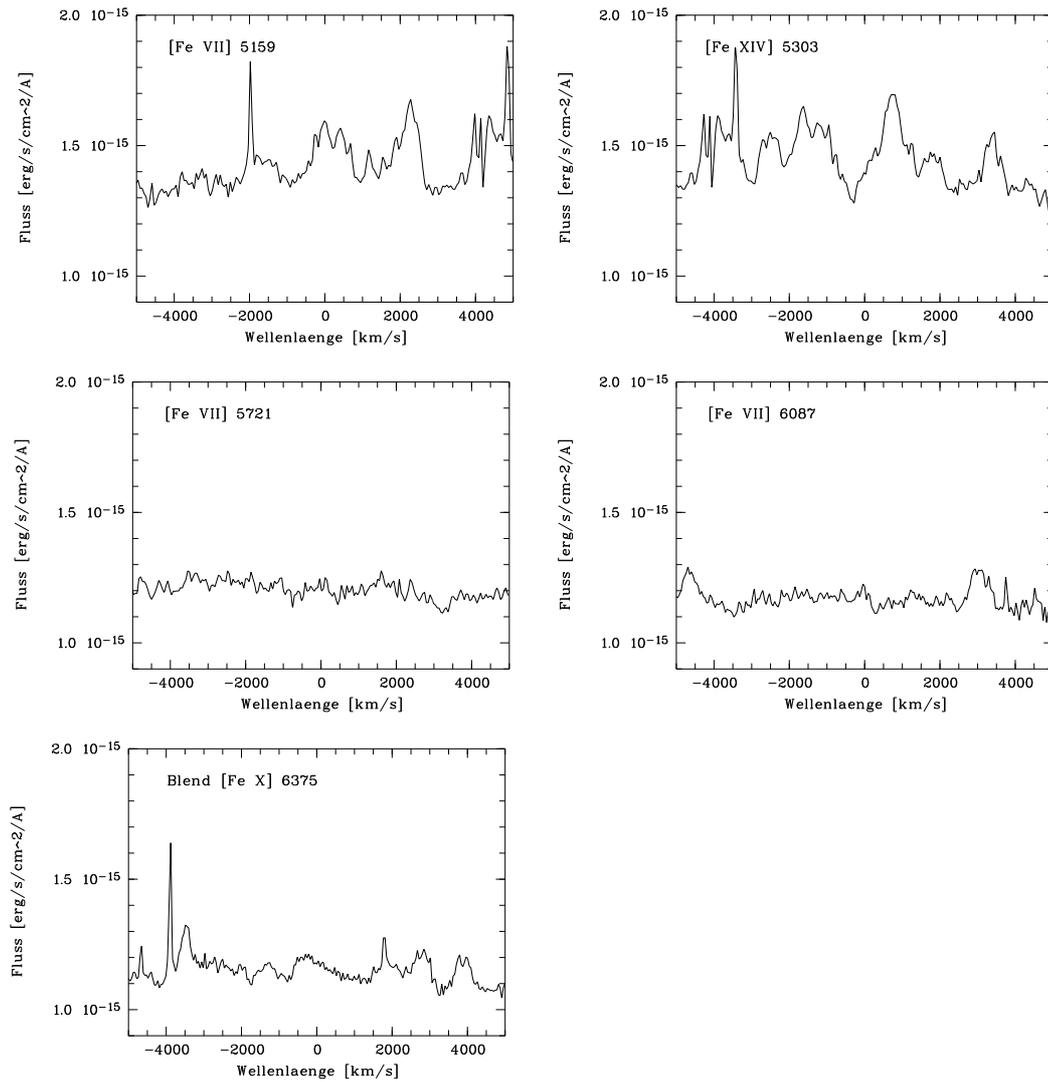


Abbildung 70: IRAS 13224-3809

**IRAS 13224-3809**

Das aufgenommene Spektrum dieser Galaxie hat ein zu schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, um Linienparameter ableiten zu können.



## **A.4 Linienprofilvergleich**

### **A.4.1 Profilvergleich mit NLR-, BLR-Linie**

Auf den folgenden Seiten sind Vergleiche der Profilformen der koronalen Linien mit der  $H_{\beta}$ -Linie (punktiert) und der [O III] 5007 Å-Linie (gestrichelt) abgebildet.

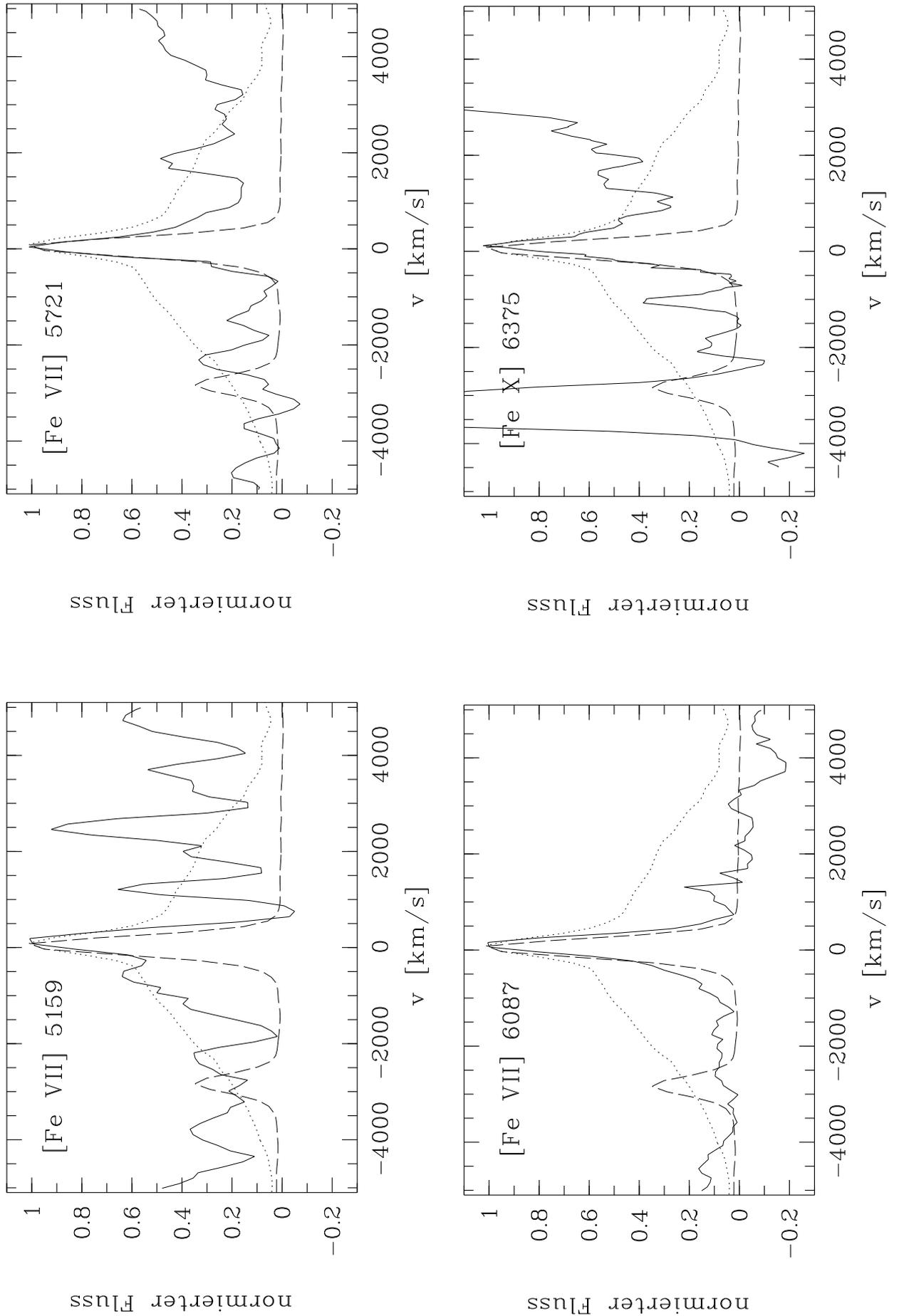


Abbildung 71: Profile der koronalen Linien von Mrk 290 im Vergleich mit H $\beta$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt), (Fortsetzung auf nächster Seite)

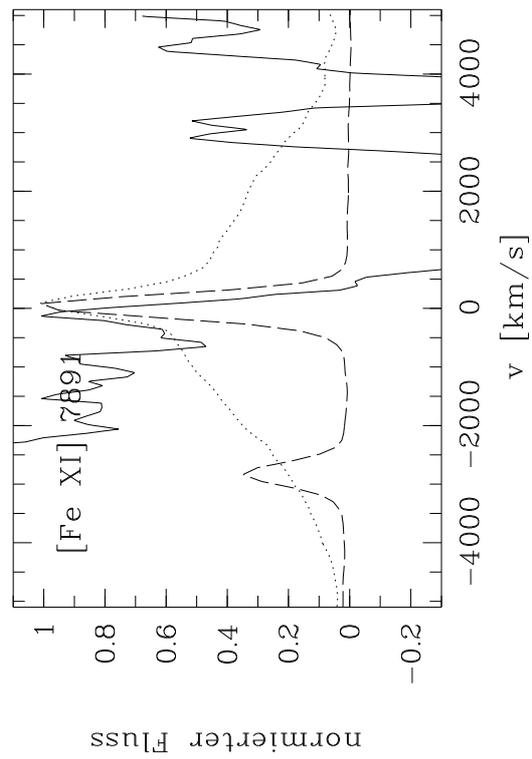


Abbildung 72: Profile der koronalen Linien von Mrk 290 im Vergleich mit  $H_\beta$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt), (Fortsetzung von vorheriger Seite)

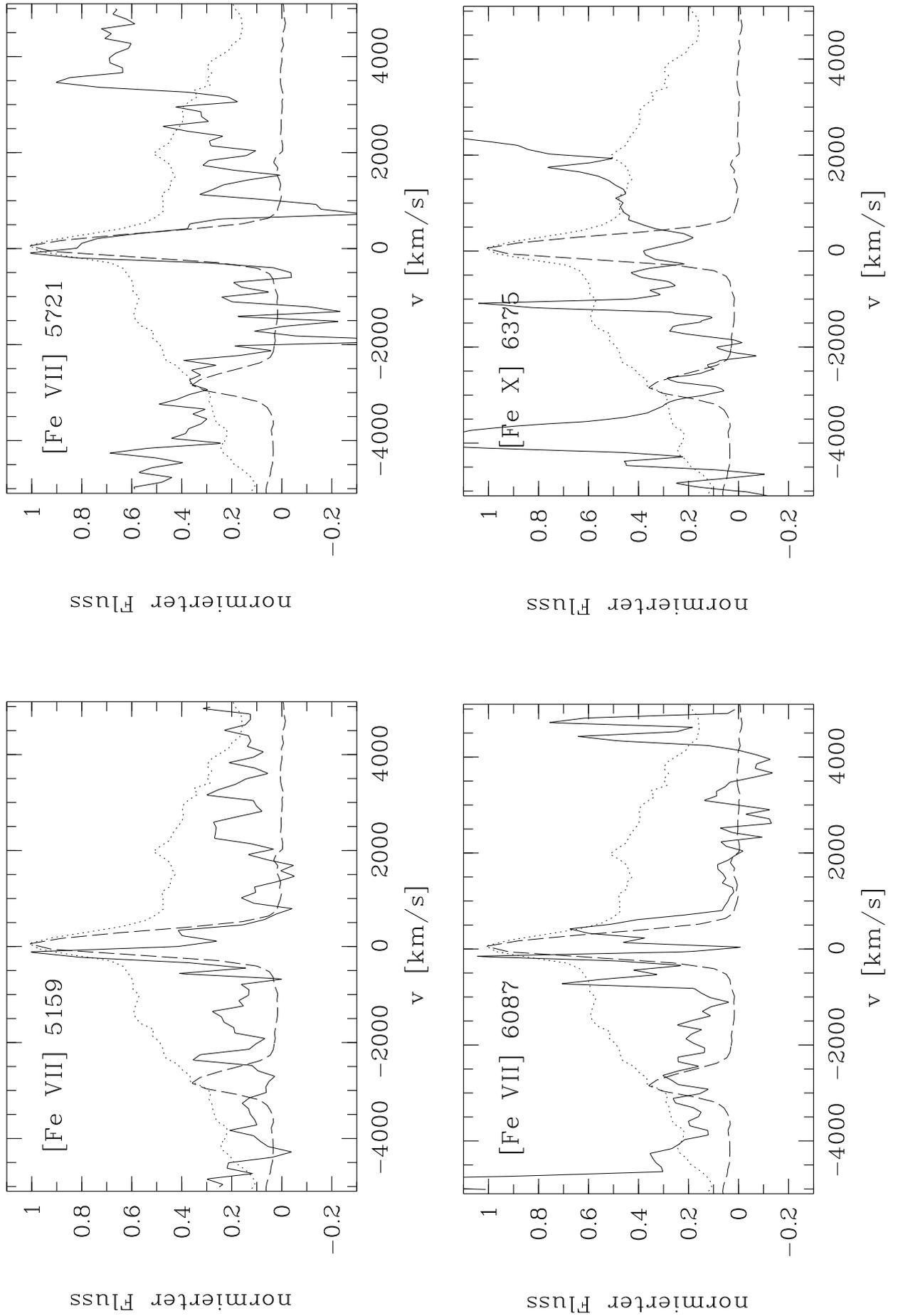


Abbildung 73: Profile der koronalen Linien von Mrk 841 im Vergleich mit H $\beta$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt)

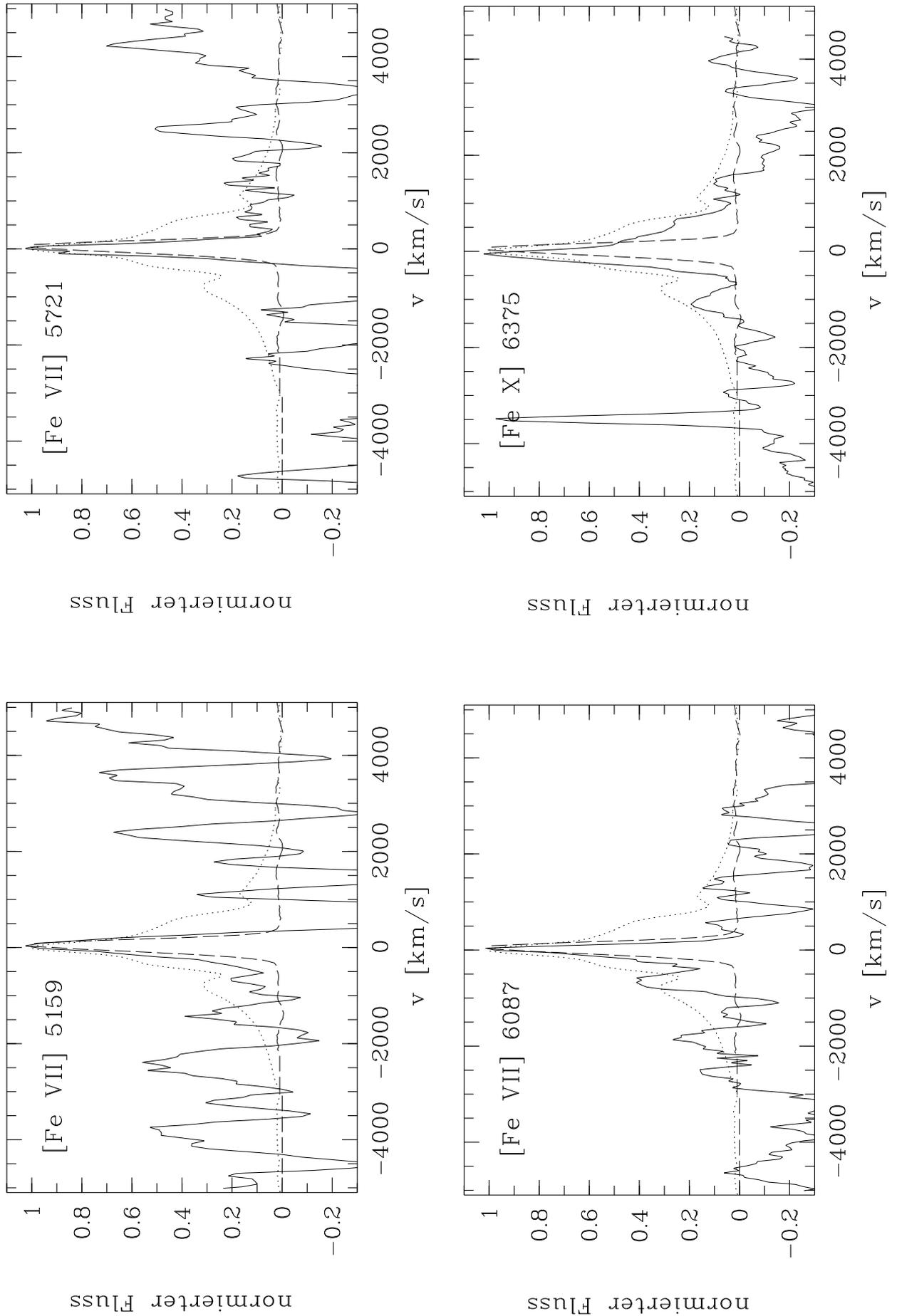


Abbildung 74: Profile der koronalen Linien von MCG 06-30-15 im Vergleich mit H $\alpha$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt)

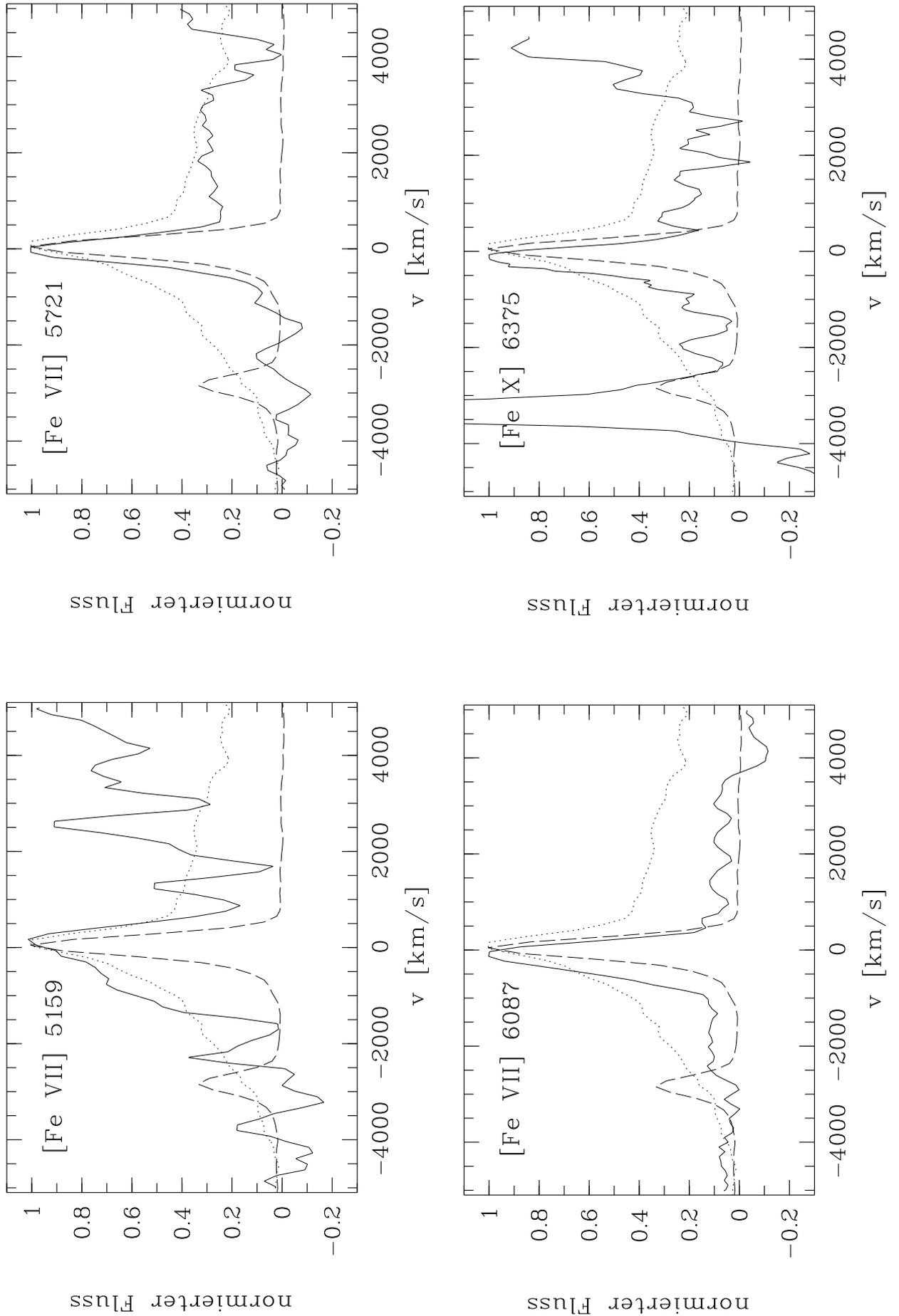


Abbildung 75: Profile der koronalen Linien von Mrk 1040 im Vergleich mit  $H_\beta$  (punktiert) und  $[O III] 5007 \text{ \AA}$  (gestrichelt), (Fortsetzung auf nächster Seite)

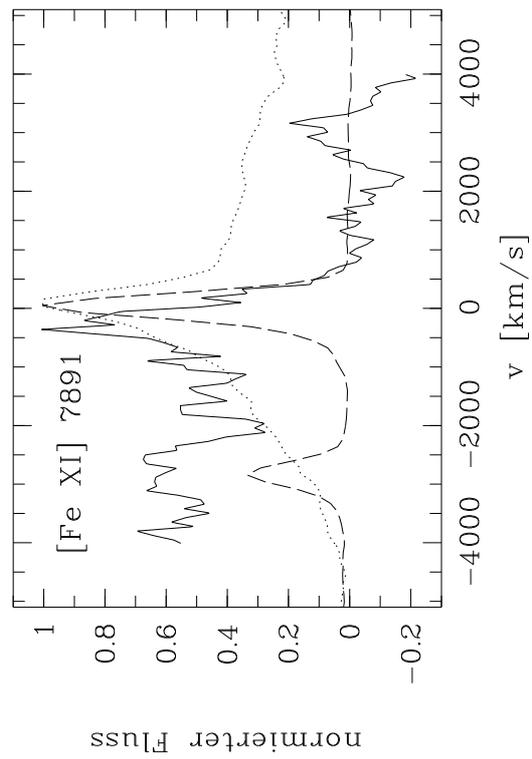


Abbildung 76: Profile der koronalen Linien von Mrk 1040 im Vergleich mit H $\beta$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt), (Fortsetzung von vorheriger Seite)

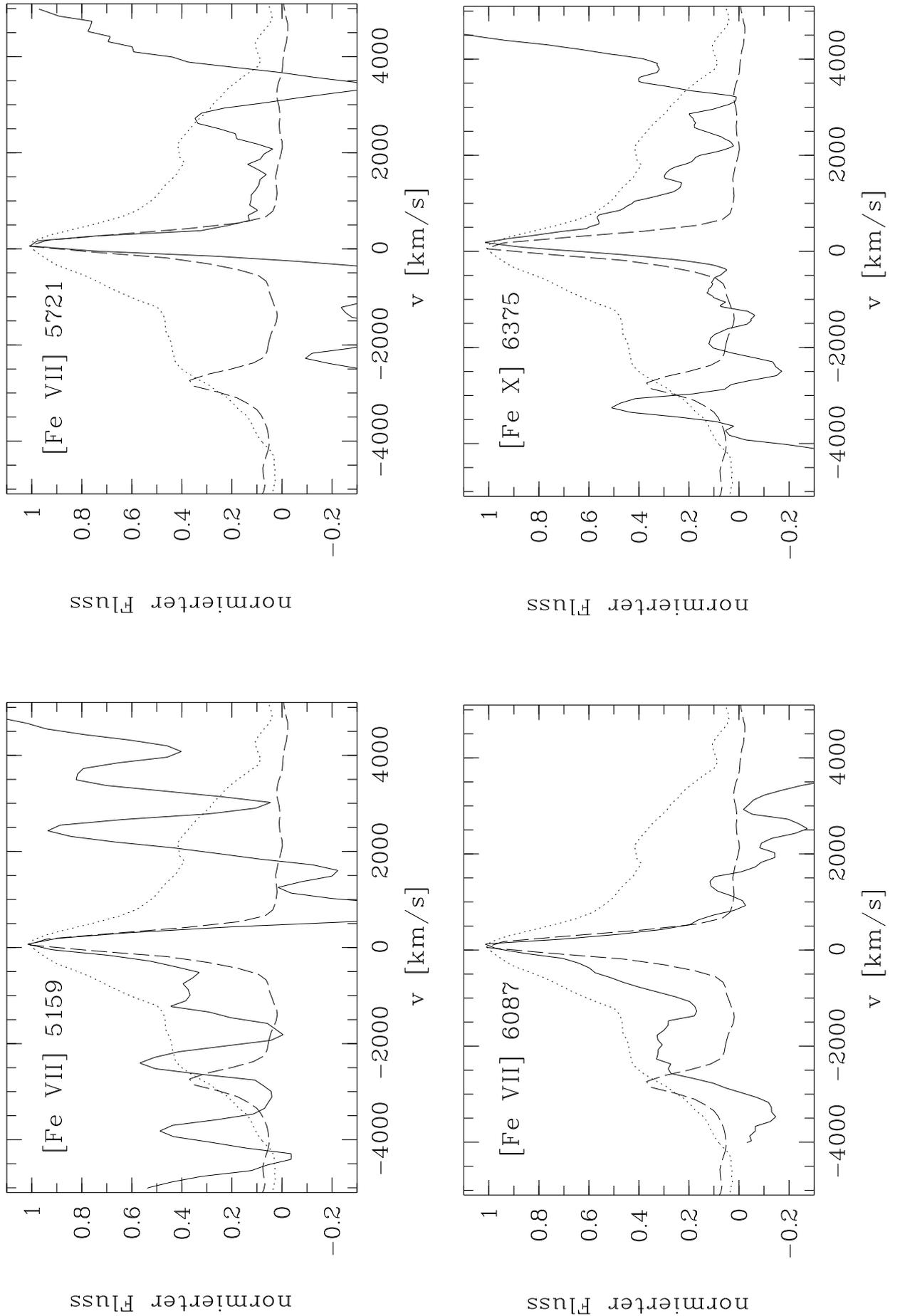


Abbildung 77: Profile der koronalen Linien von NGC 3516 im Vergleich mit  $H_\beta$  (punktiert) und  $[O III] 5007 \text{ \AA}$  (gestrichelt)

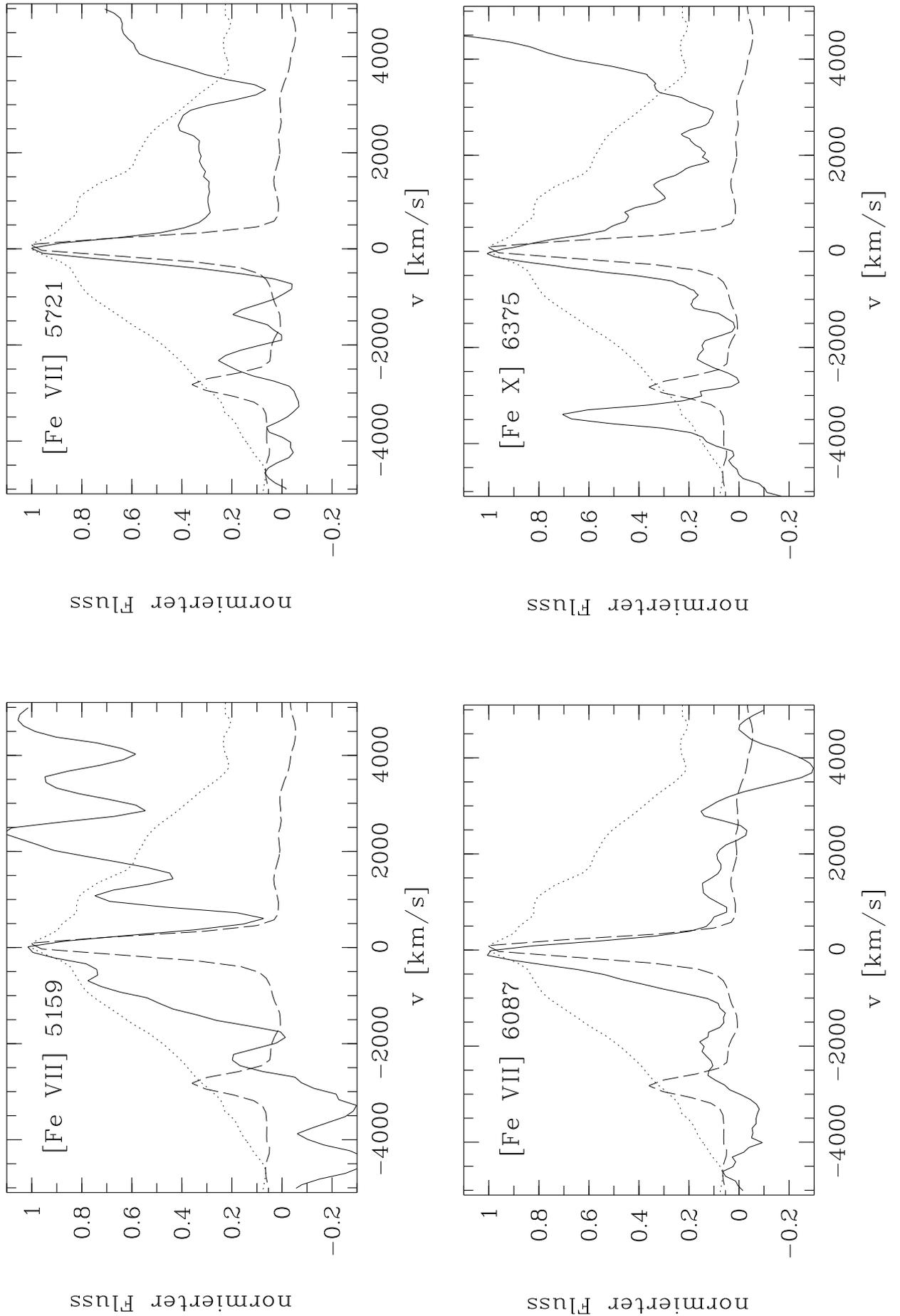


Abbildung 78: Profile der koronalen Linien von NGC 4593 im Vergleich mit  $H_\beta$  (punktiert) und  $[O III] 5007 \text{ \AA}$  (gestrichelt)

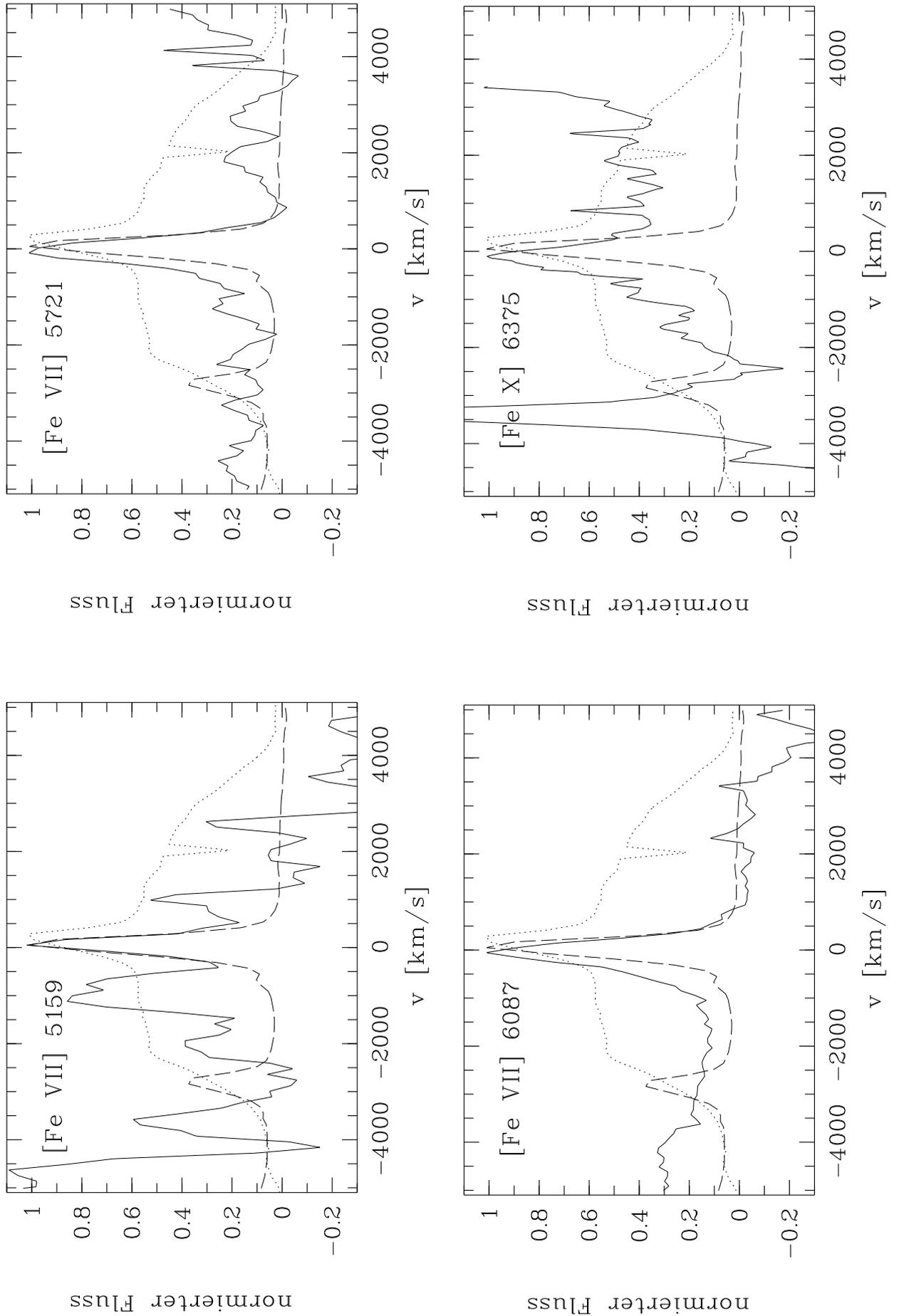


Abbildung 79: Profile der koronalen Linien von NGC 5548 (Dietrich et al.) im Vergleich mit  $H\beta$  (punktiert) und  $[O III] 5007 \text{ \AA}$  (gestrichelt)

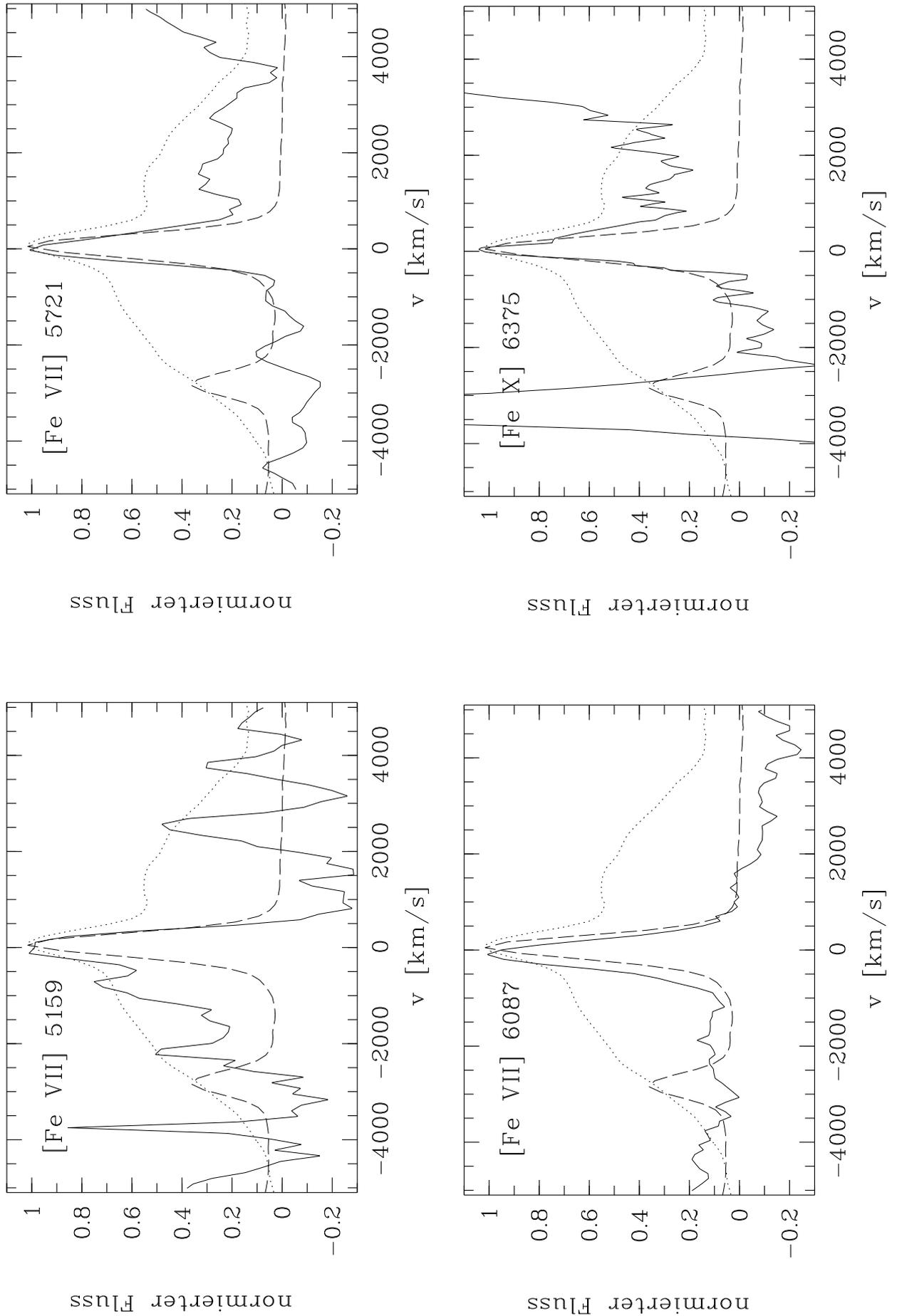


Abbildung 80: NGC 5548 (Calar Alto)

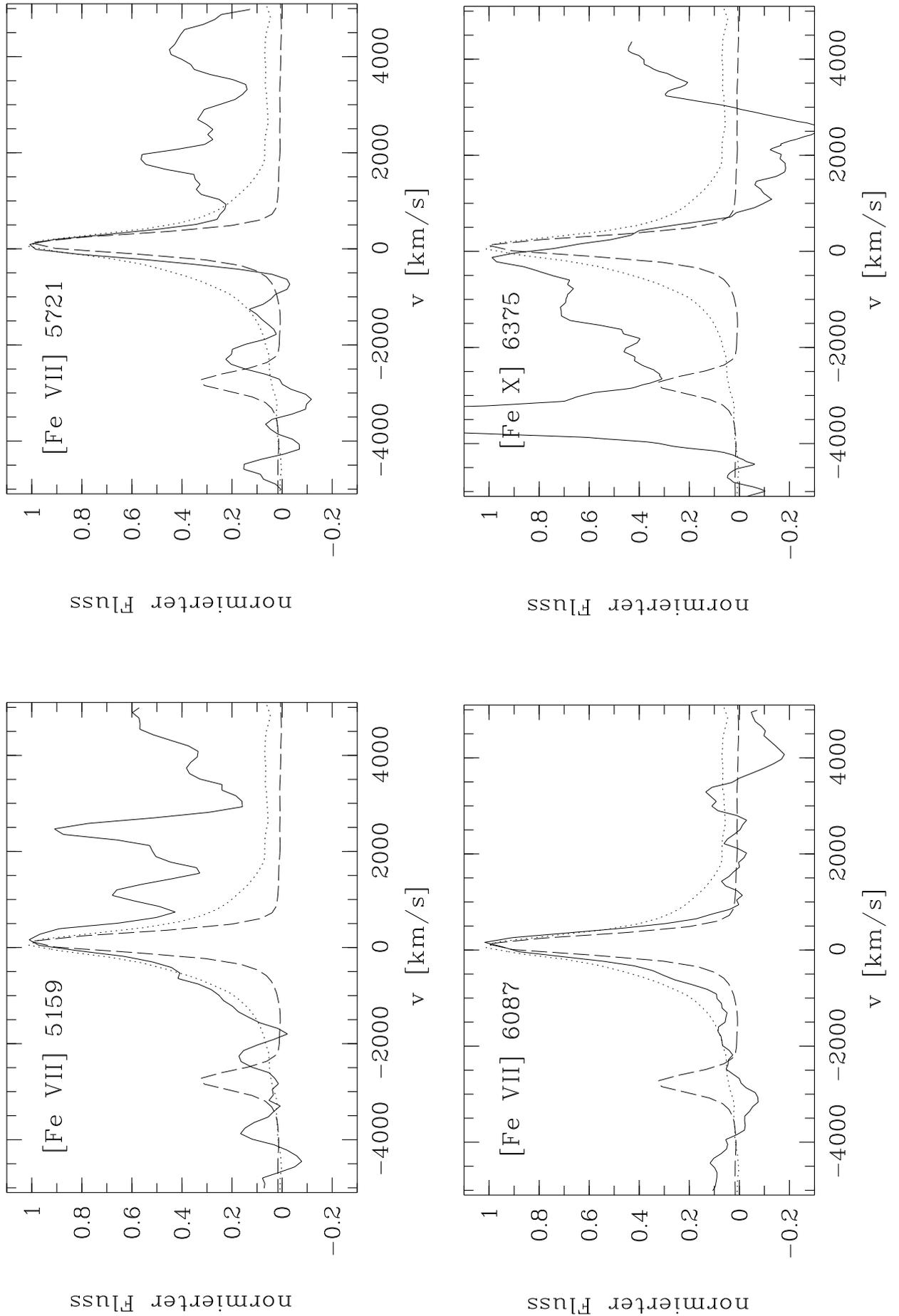


Abbildung 81: Profile der koronalen Linien von Mrk 766 im Vergleich mit  $H\beta$  (punktiert) und  $[O III] 5007 \text{ \AA}$  (gestrichelt)

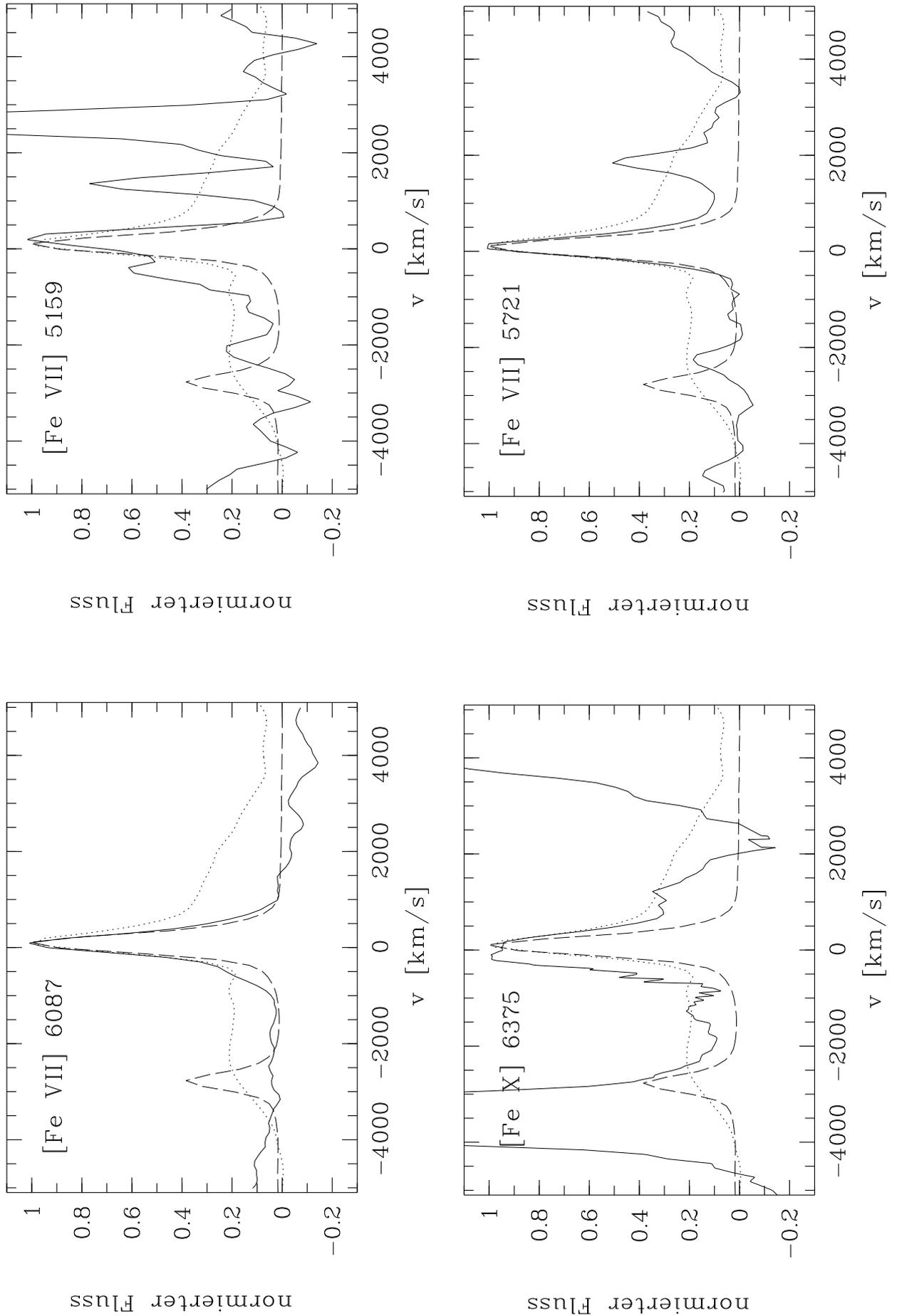


Abbildung 82: Profile der koronalen Linien von NGC 4151 im Vergleich mit  $H_{\beta}$  (punktiert) und  $[O\ III] 5007\ \text{\AA}$  (gestrichelt), (Fortsetzung auf nächster Seite)

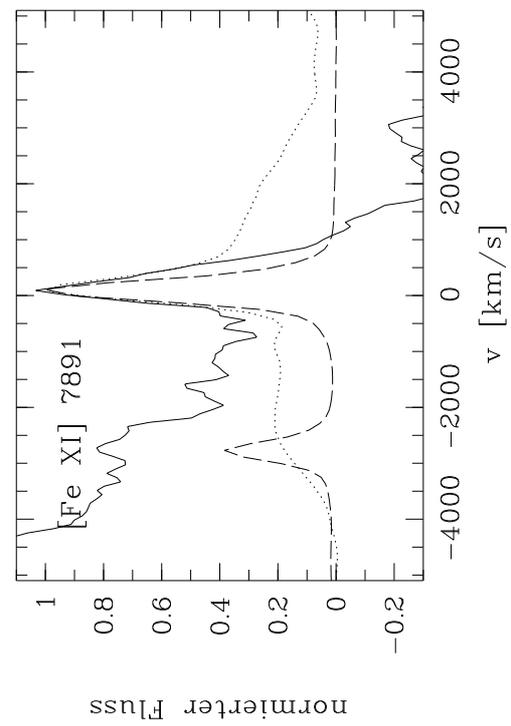


Abbildung 83: Profile der koronalen Linien von NGC 4151 im Vergleich mit H $\beta$  (punktiert) und [O III] 5007 Å (gestrichelt), (Fortsetzung von vorheriger Seite)

**A.4.2 Profilvergleich der FHILs untereinander**

Auf den nächsten Seiten sind die Profile der koronalen Linien im Vergleich zu sehen

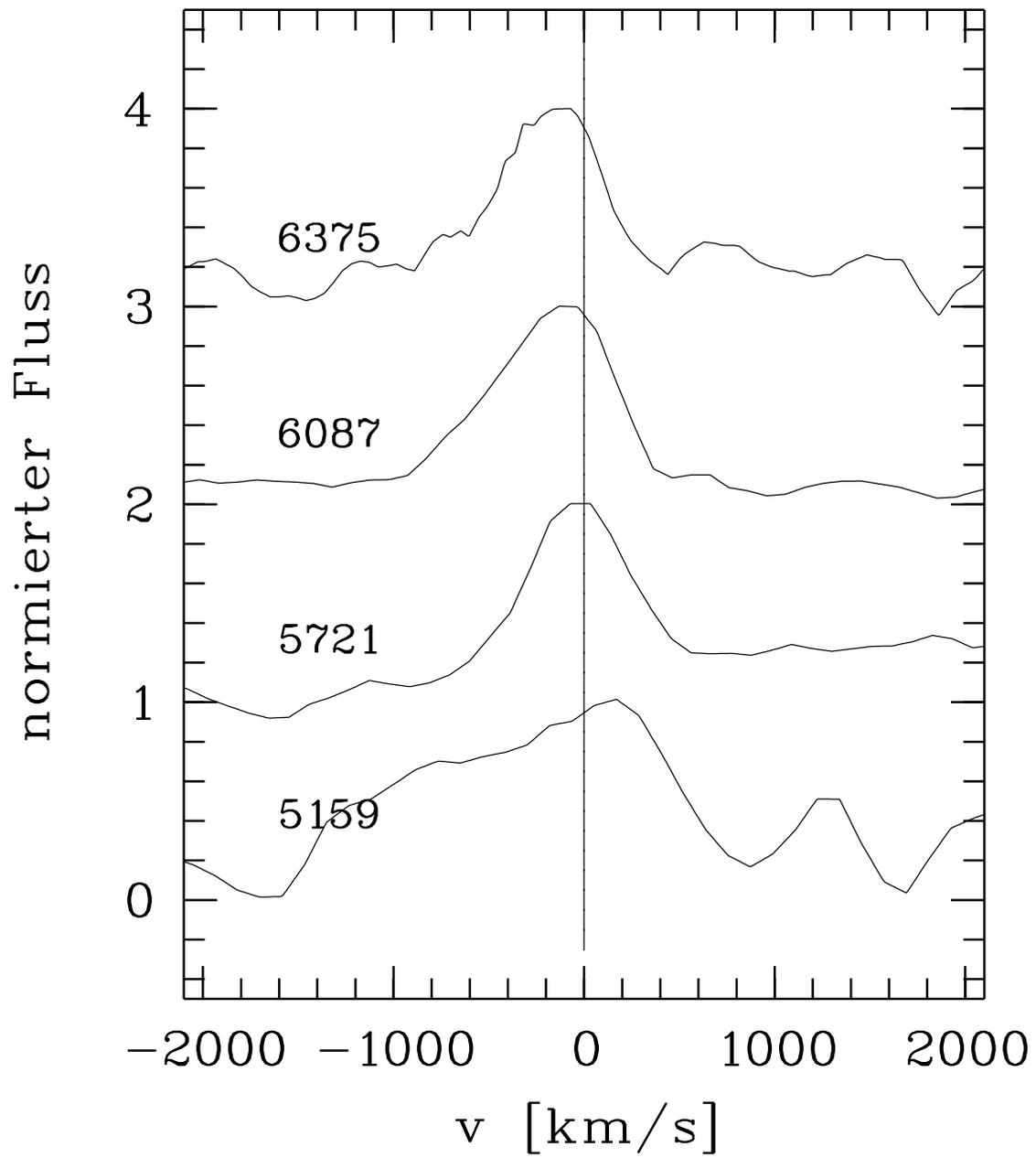


Abbildung 84: Profile der koronalen Linien von Mrk 1040 im Vergleich

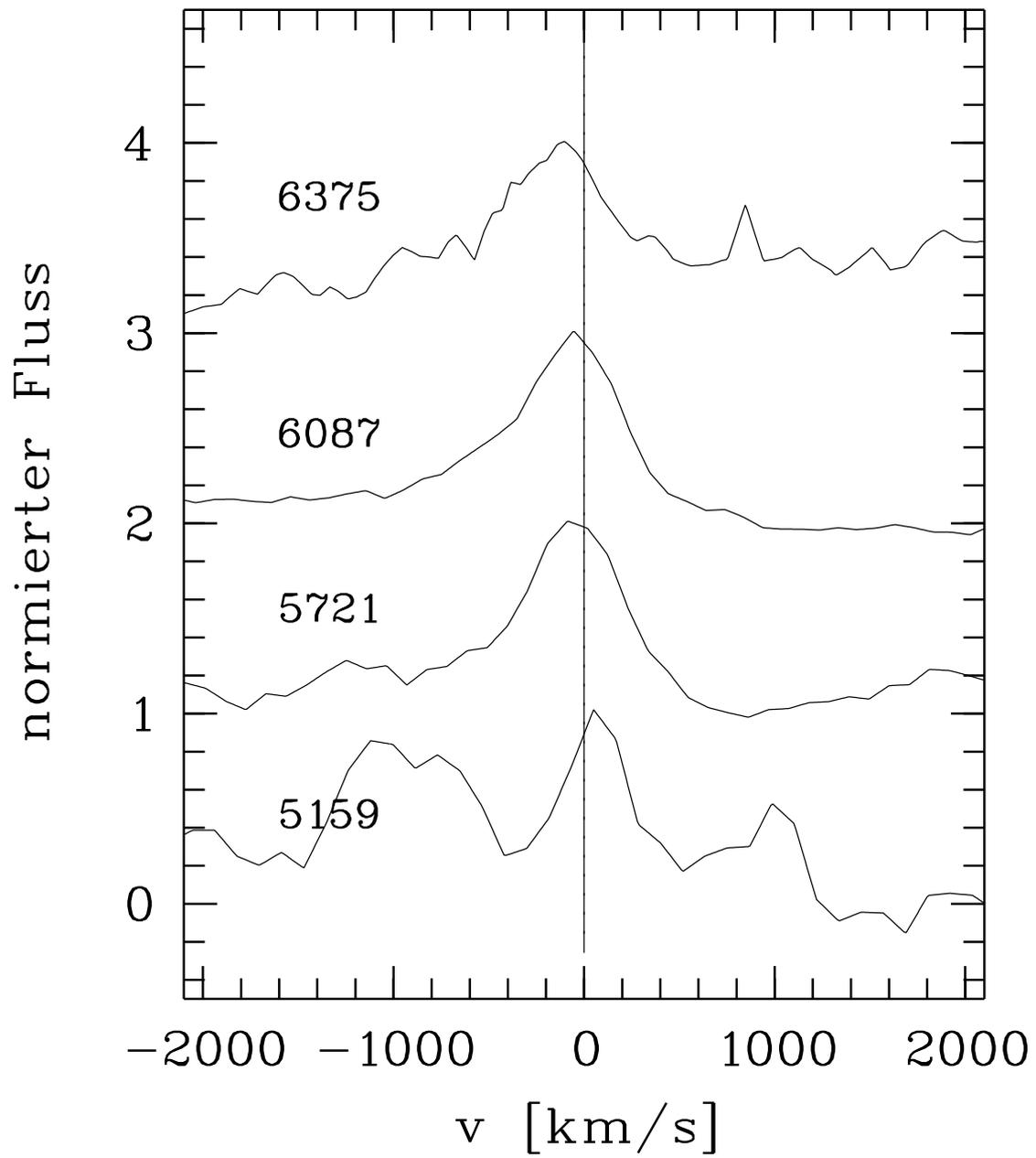


Abbildung 85: Profile der koronalen Linien von NGC 5548 (Dietrich et al.) im Vergleich

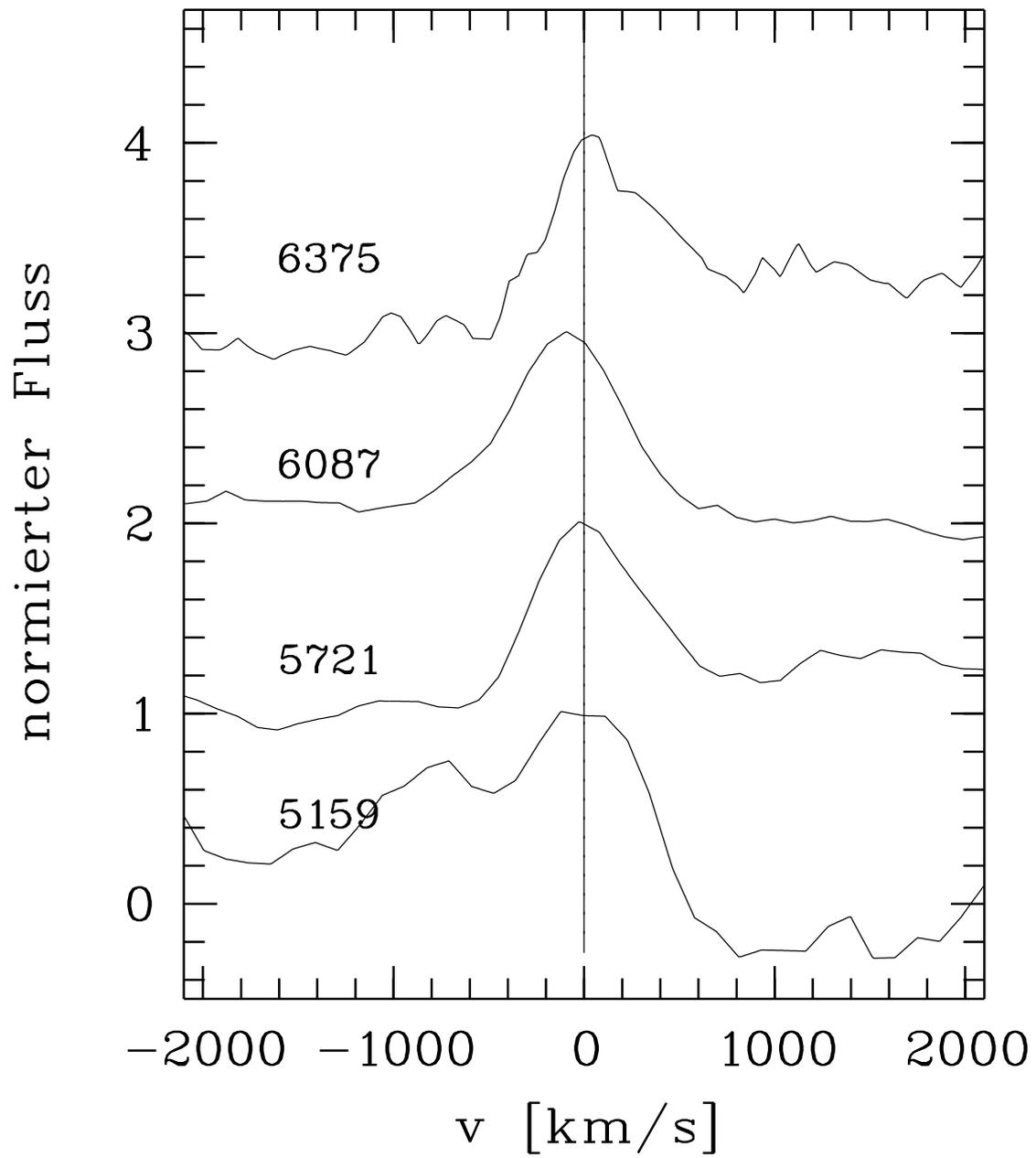


Abbildung 86: Profile der koronalen Linien von NGC 5548 (Calar Alto) im Vergleich

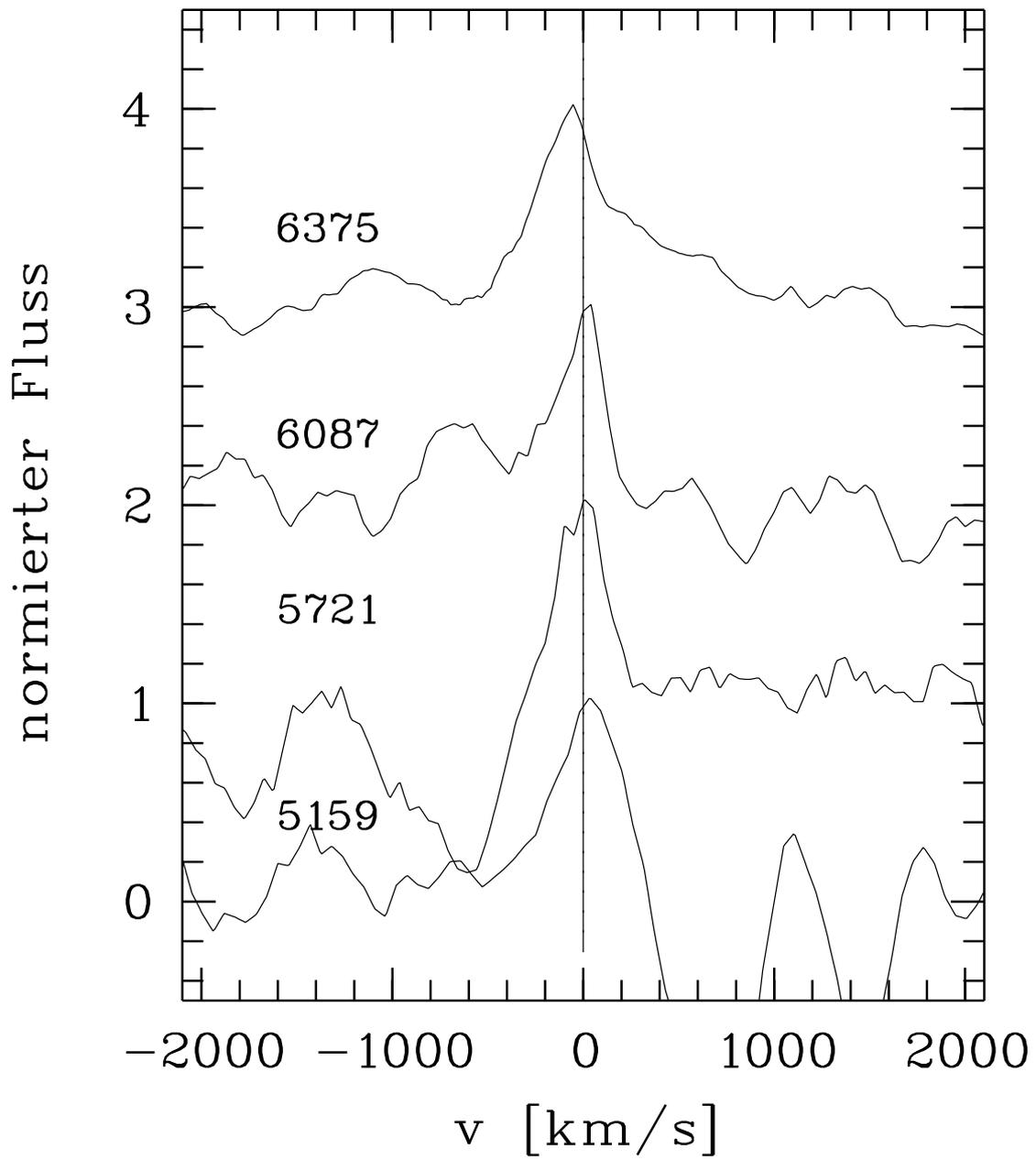


Abbildung 87: Profile der koronalen Linien von MCG-06-30-15 im Vergleich

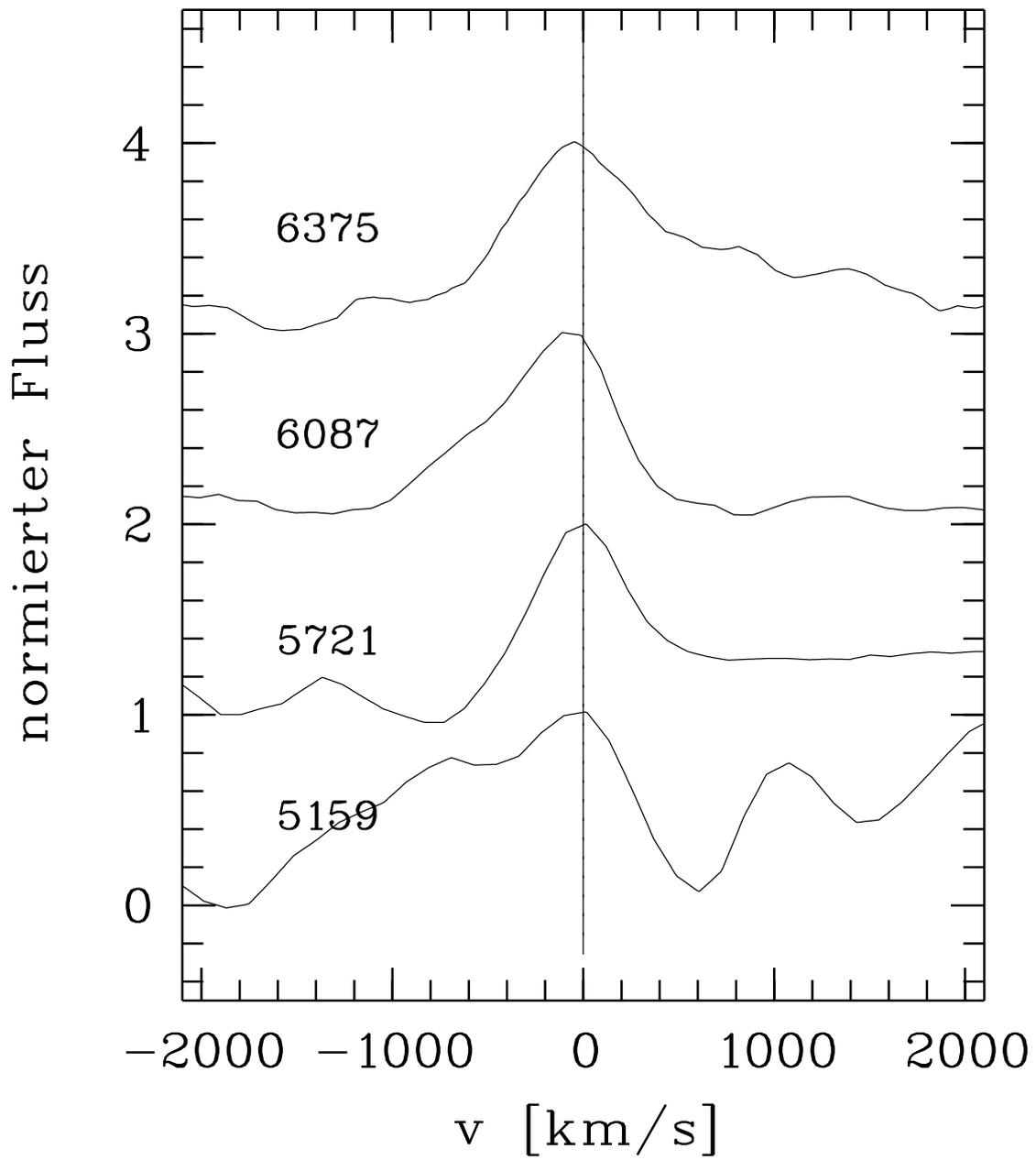


Abbildung 88: Profile der koronalen Linien von NGC 4593 im Vergleich

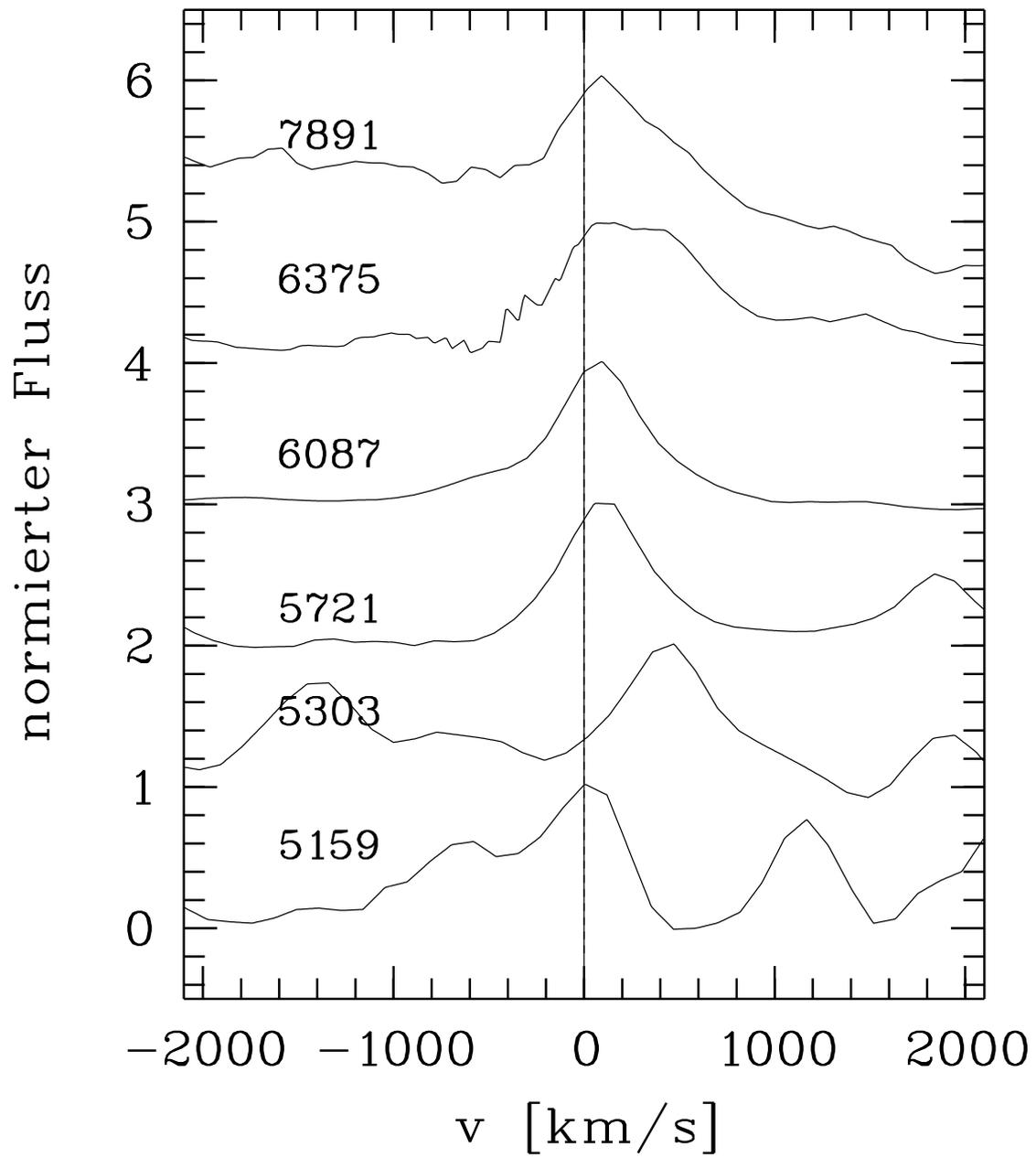


Abbildung 89: Profile der koronalen Linien von NGC 4151 im Vergleich

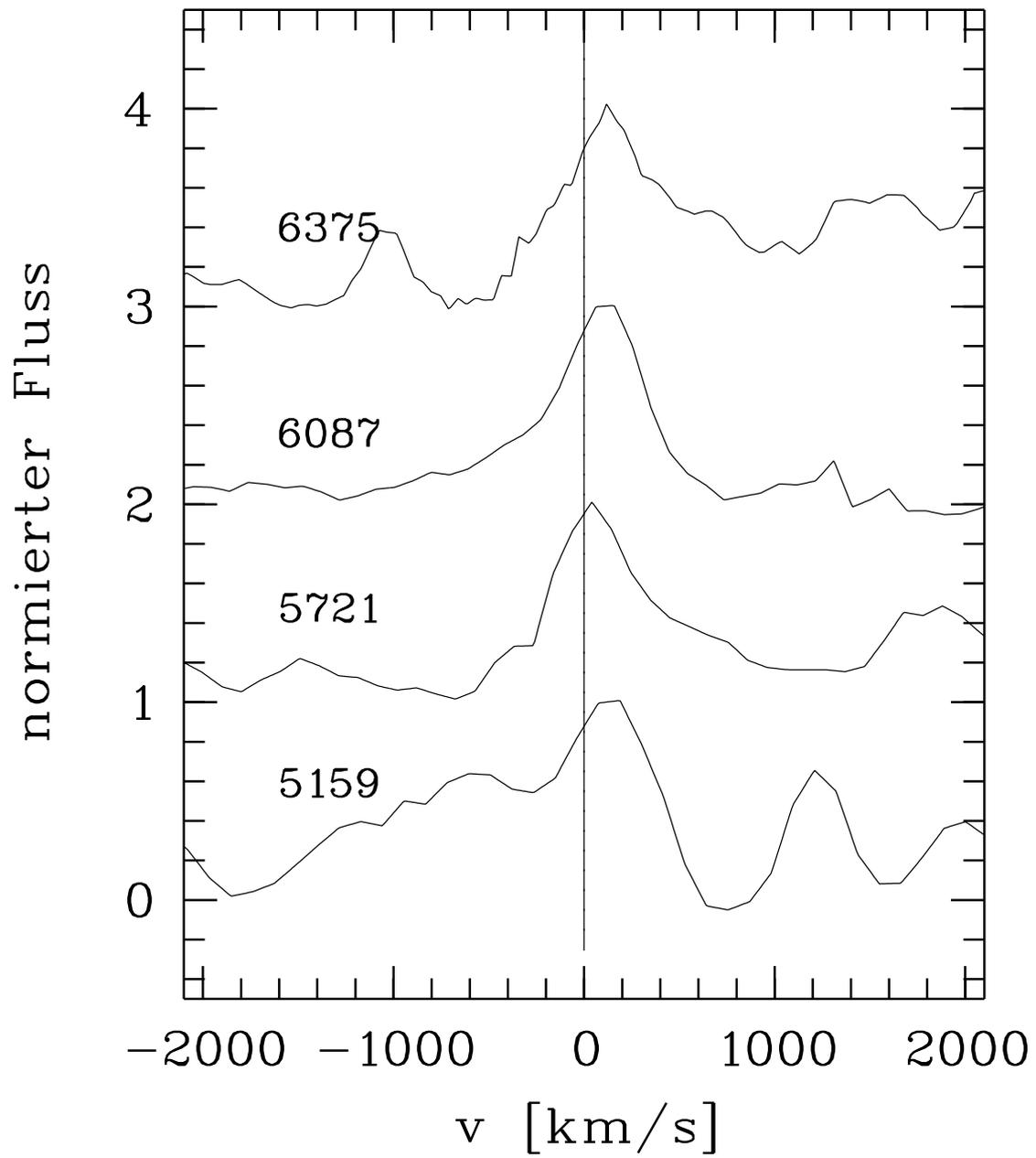


Abbildung 90: Profile der koronalen Linien von Mrk 290 im Vergleich

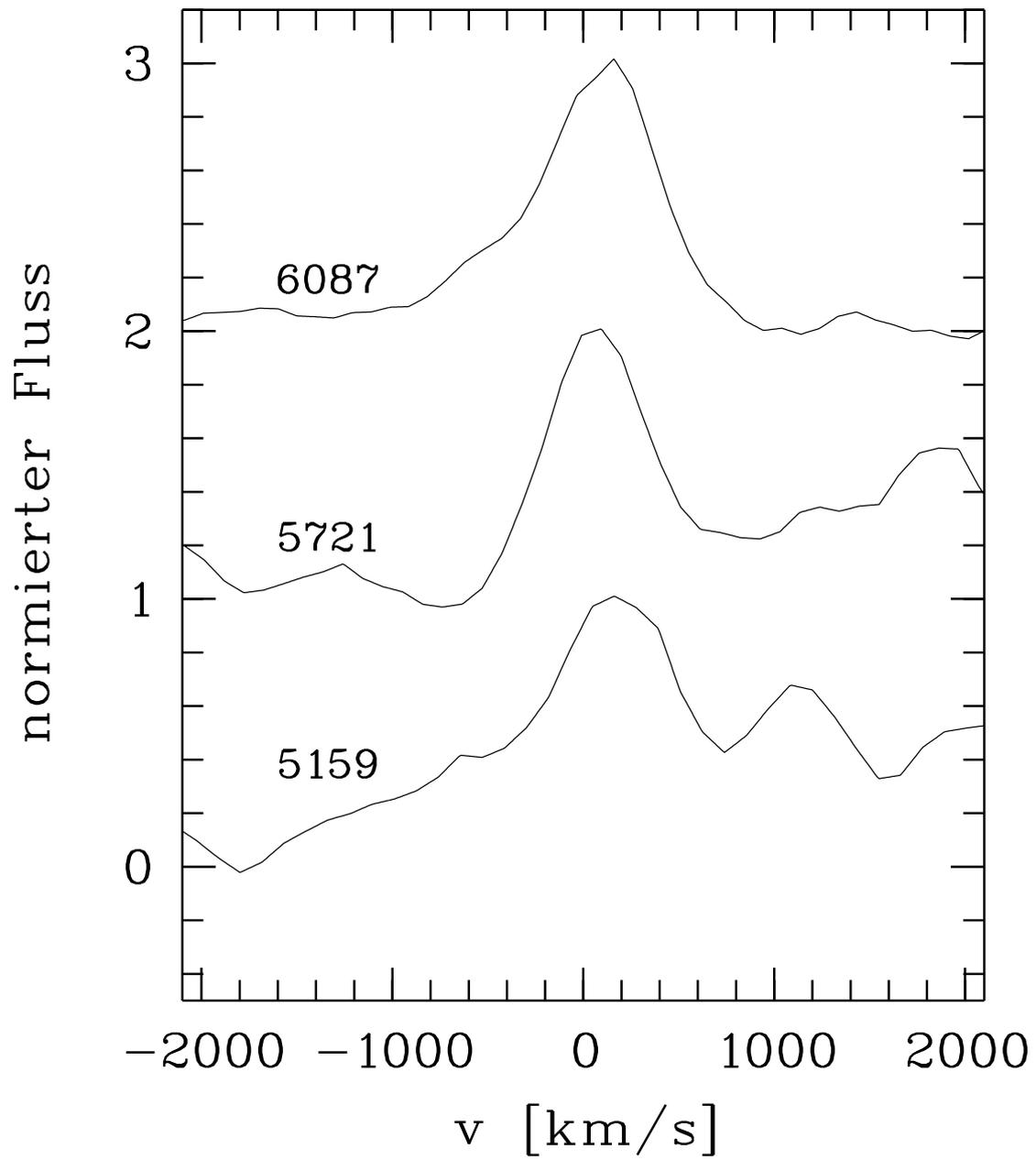


Abbildung 91: Profile der koronalen Linien von Mrk 766 im Vergleich

### A.4.3 Linienbreiten

In den Abbildungen 92 bis 94 sind die Linienbreiten der koronalen Linien gegeneinander und gegen die Linienbreiten der  $H_{\beta}$ 4861- und der [O III]5007-Linie dargestellt.

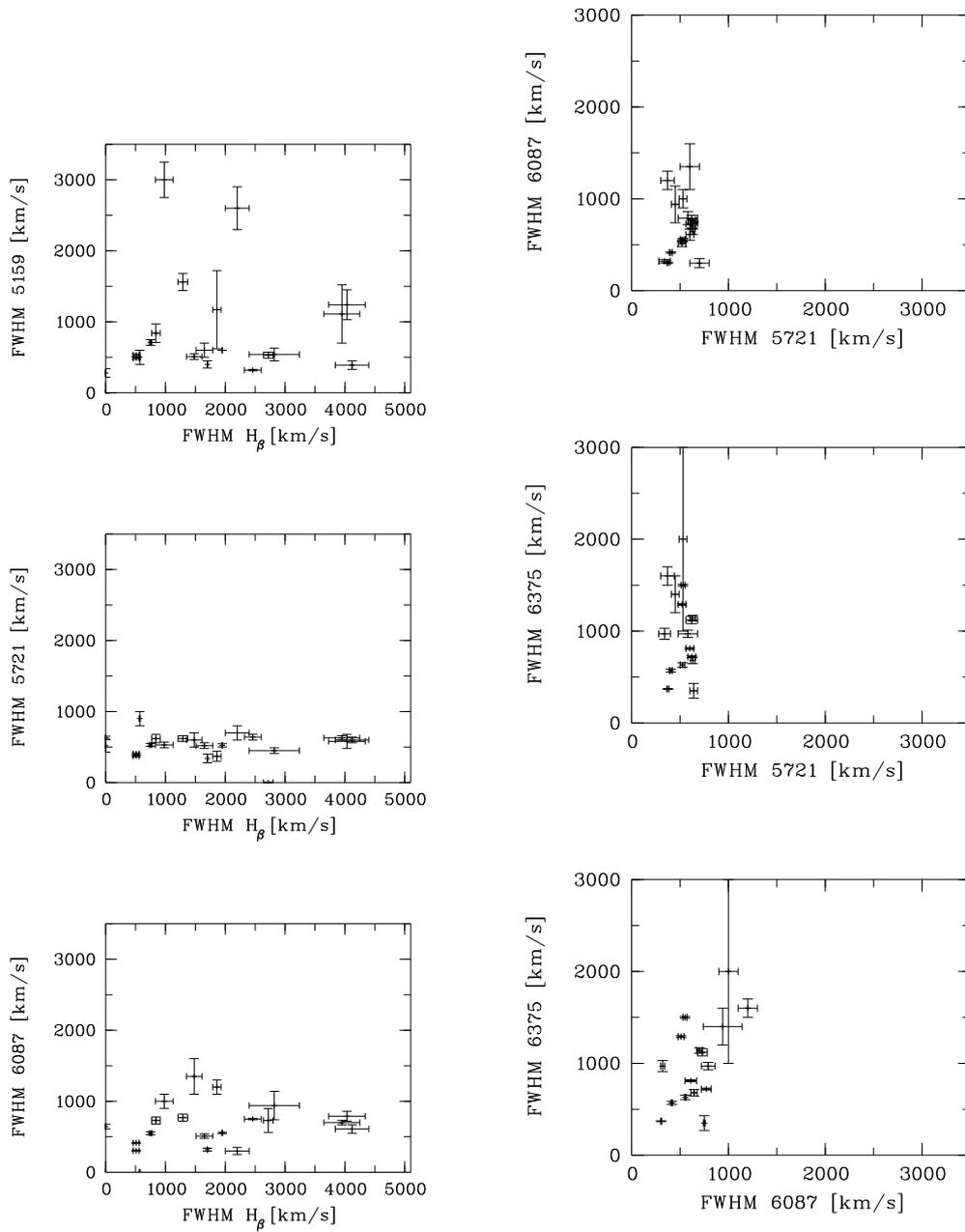
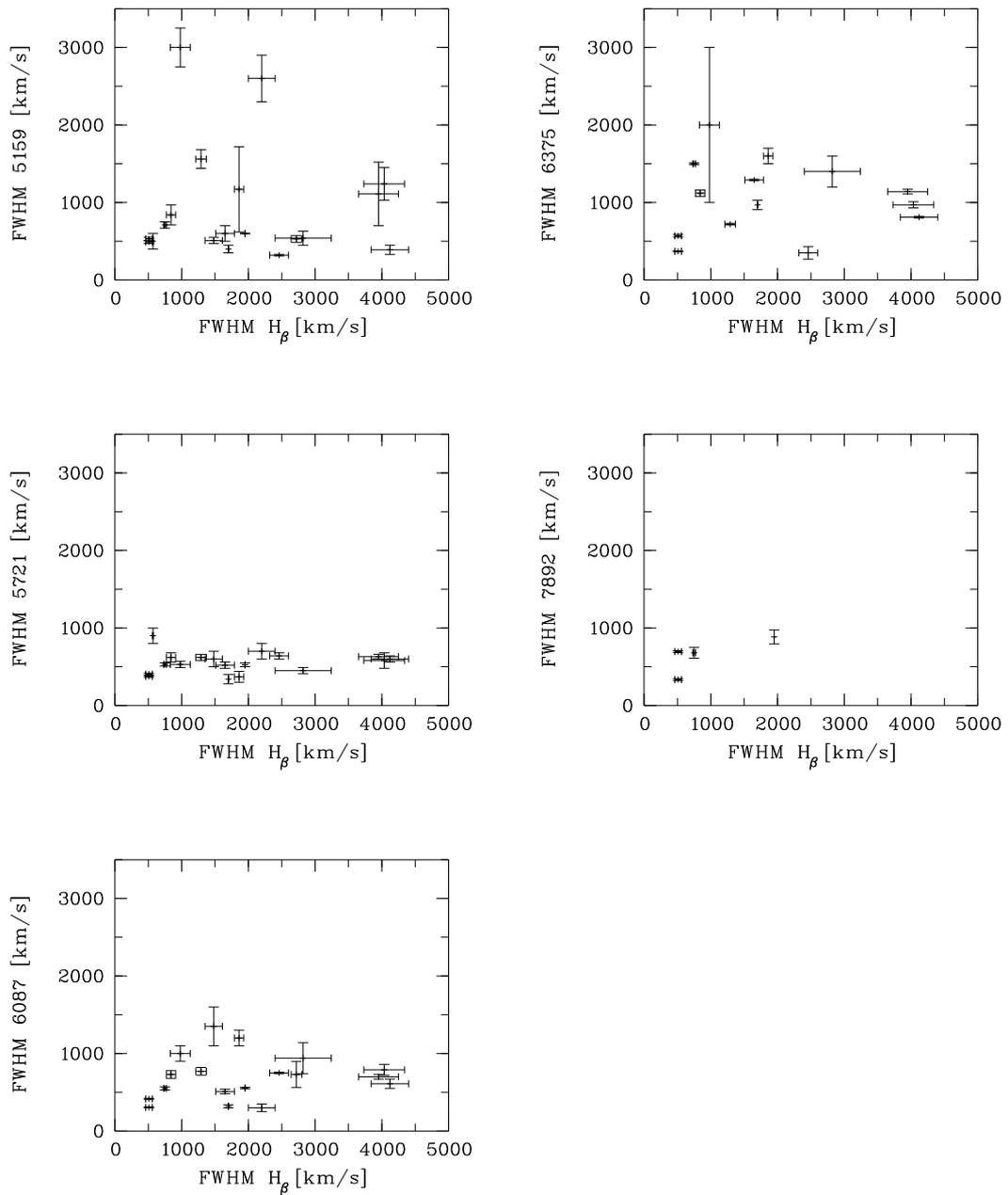


Abbildung 92: Linienbreiten der koronalen Linien gegeneinander

Abbildung 93: Linienbreiten der koronalen Linien gegen die der H $\beta$ -Linie

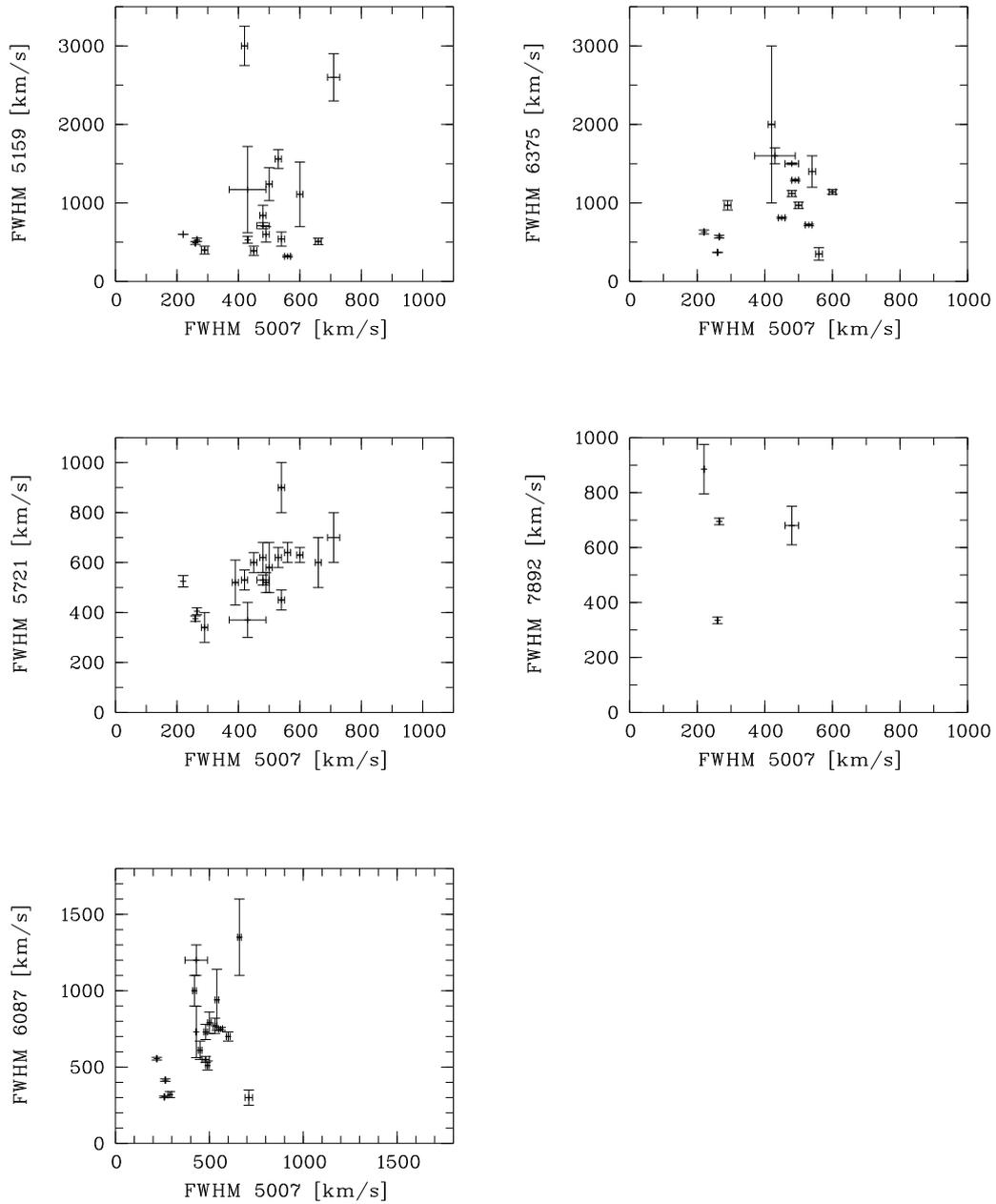
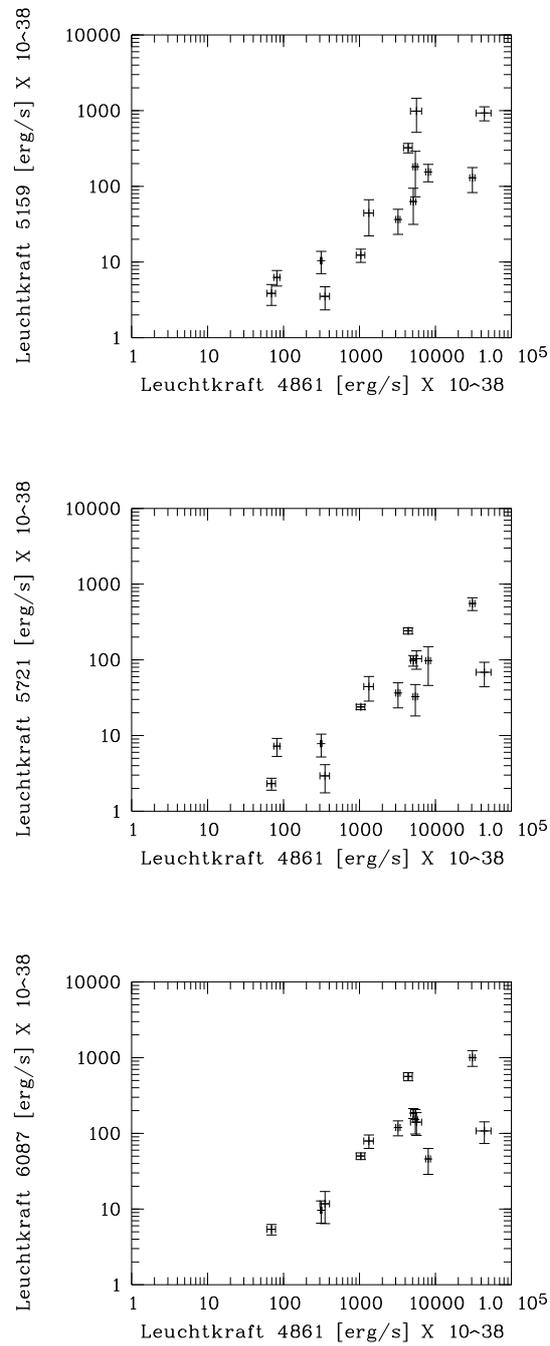


Abbildung 94: Linienbreiten der koronalen Linien gegen die der [O III]5007-Linie

#### A.4.4 Linienleuchtkräfte

In den Abbildungen 95 bis 97 sind die Linienleuchtkräfte der koronalen Linien gegeneinander und gegen die Linienleuchtkräfte der  $H_{\beta}$ 4861- und [O III]5007-Linien dargestellt.

Abbildung 95: Linienleuchtkräfte der H $\beta$ 4861-Linie gegen die koronaler Linien

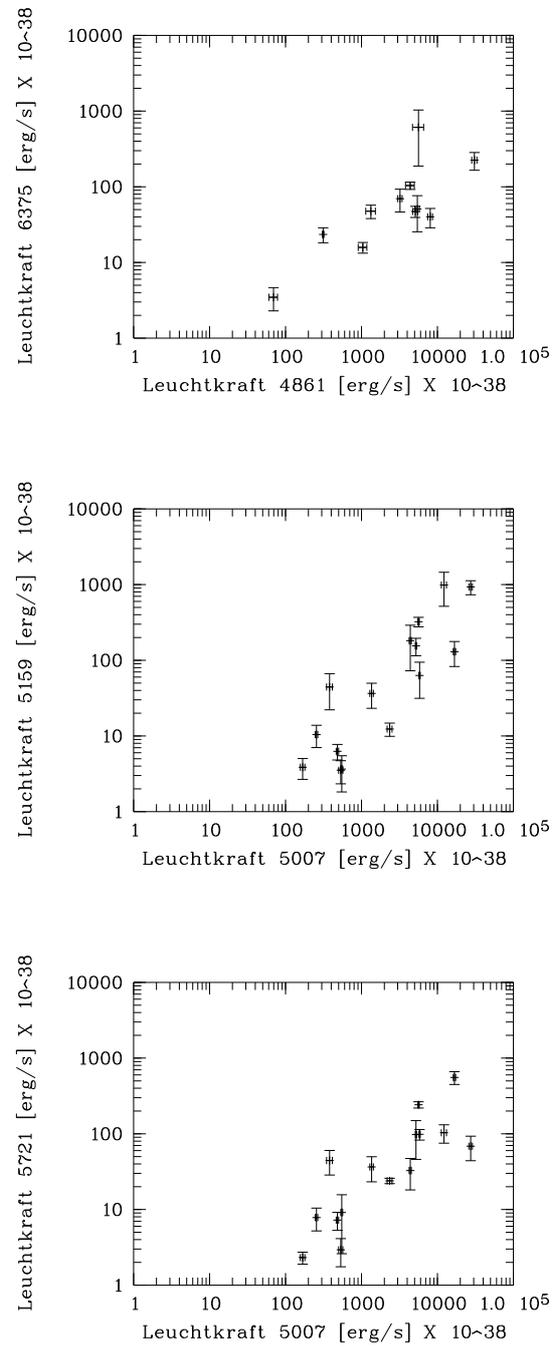


Abbildung 96: Linienleuchtkräfte der H $\beta$ 4861- bzw. [O III]5007-Linie gegen die koronaler Linien

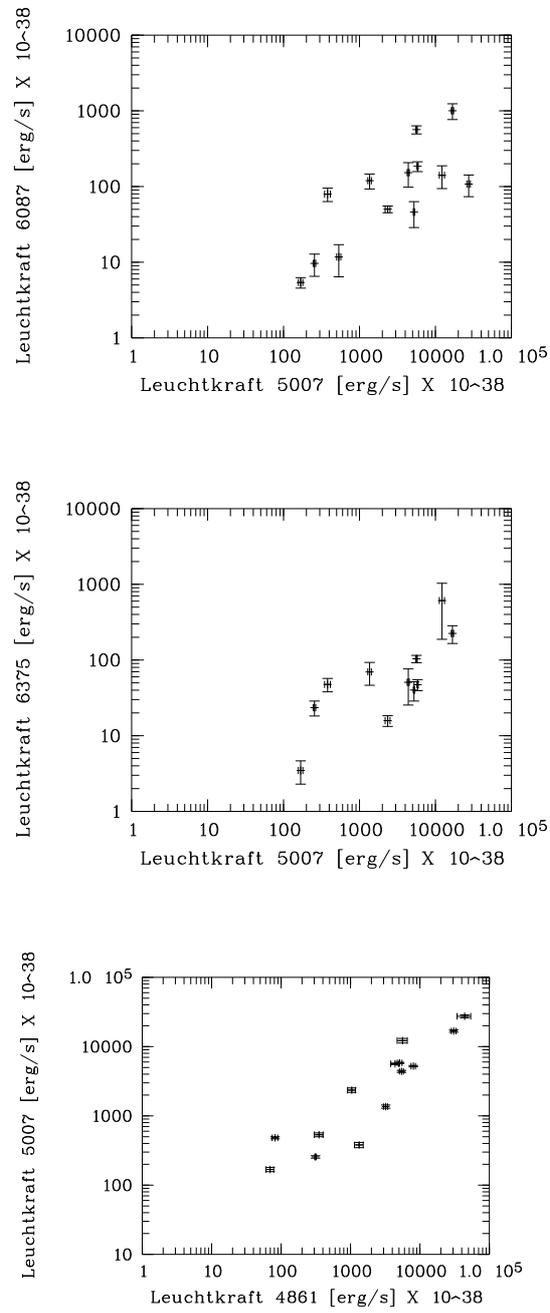


Abbildung 97: Linienleuchtkräfte der [O III]5007-Linie gegen die koronaler Linien und die Linienleuchtkräfte der H <sub>$\beta$</sub> 4861-Linie und der [O III]5007-Linie gegeneinander

#### A.4.5 Röntgenleuchtkräfte

In den Abbildungen 98 bis 103 sind die Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der  $H_{\beta}$ 4861- und der [O III]5007-Linien gegen die Röntgenleuchtkräfte je in den Bereichen 0.1 - 2.0 keV, 2 - 10 keV und 0.1 - 10 keV aufgetragen.

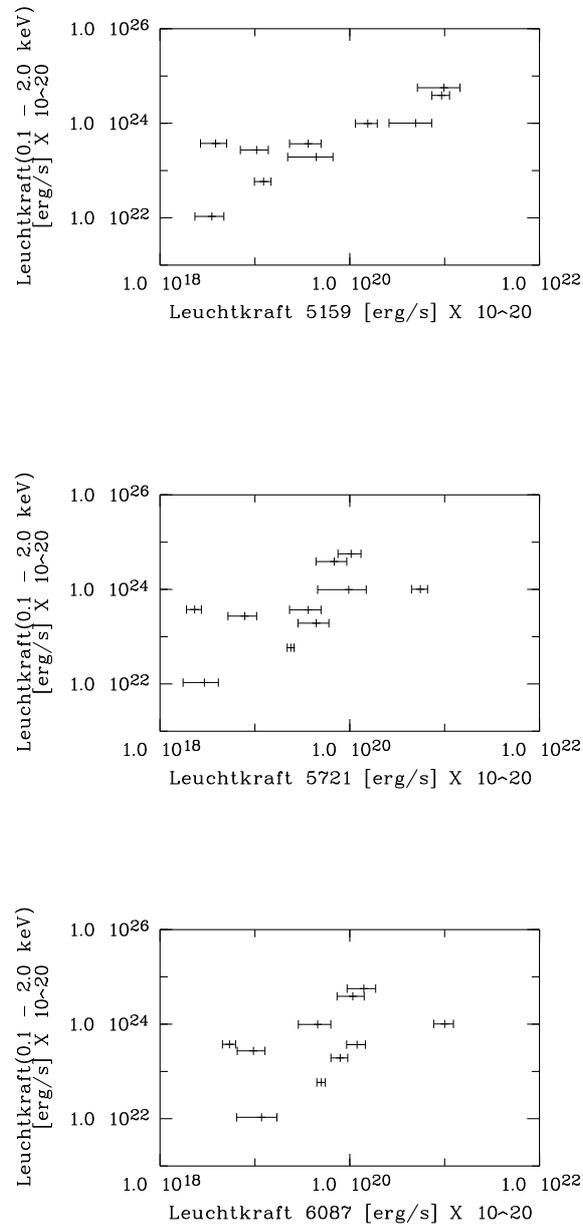


Abbildung 98: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der H <sub>$\beta$</sub> 4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 0.1 - 2.0 keV

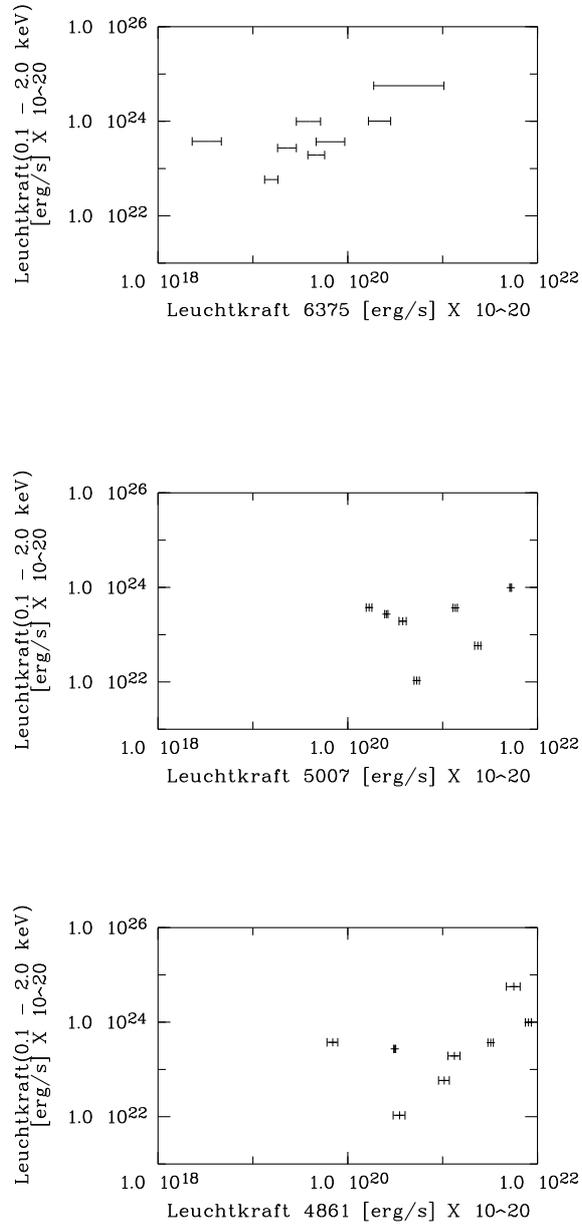


Abbildung 99: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der H $\beta$ 4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 0.1 - 2.0 keV

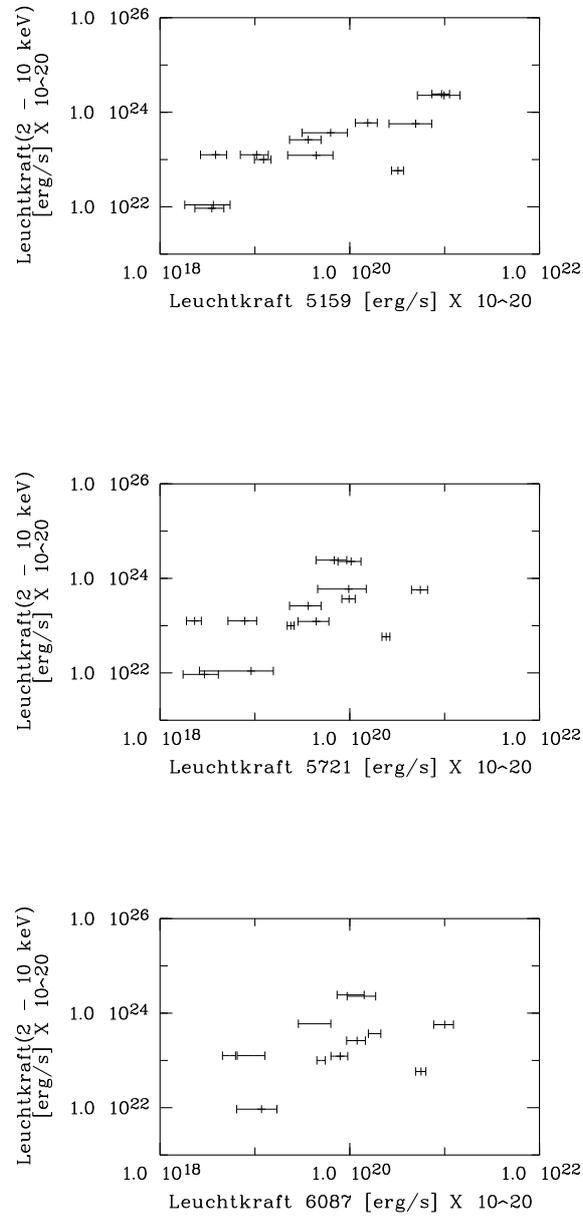


Abbildung 100: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der H<sub>β</sub>4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 2 - 10 keV

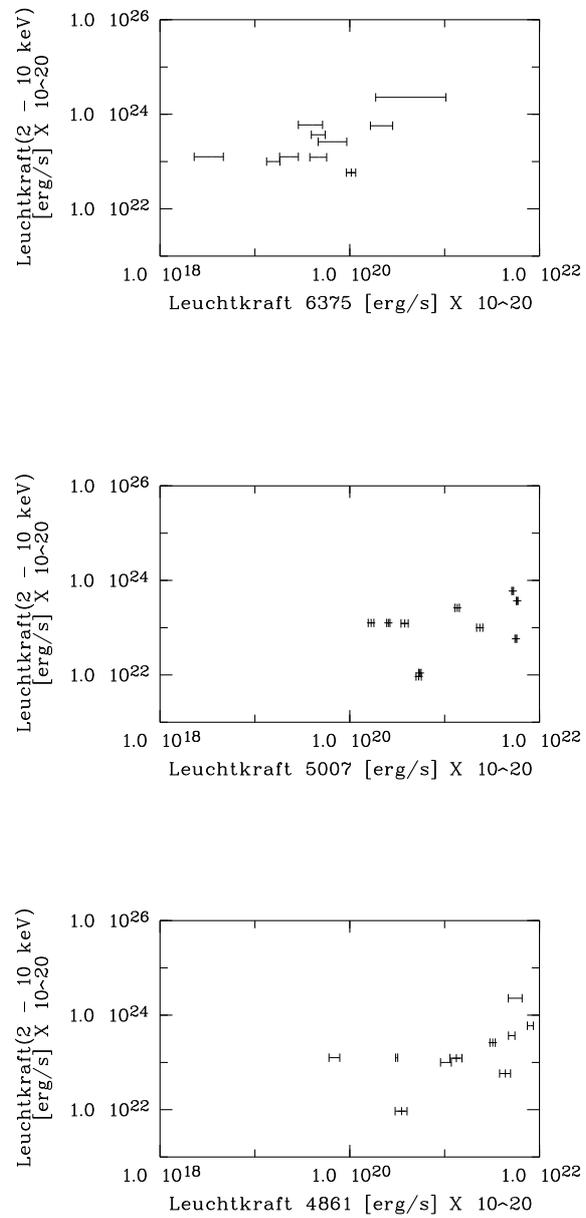


Abbildung 101: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der  $H_{\beta}$ 4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 2 - 10 keV

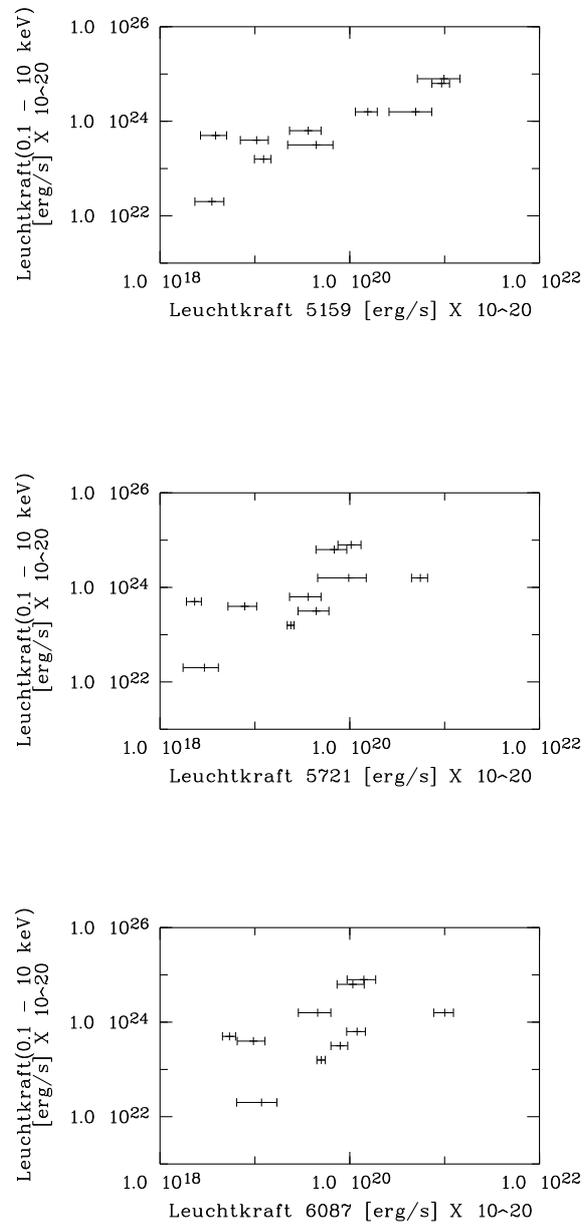


Abbildung 102: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der H <sub>$\beta$</sub> 4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 0.1 - 10 keV

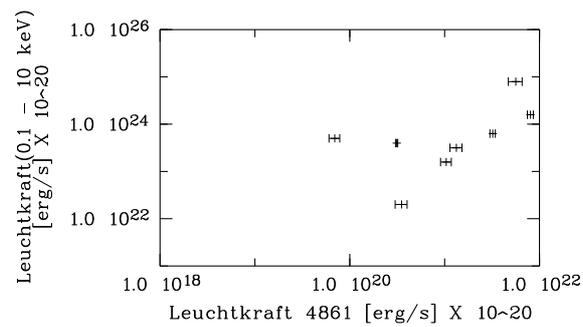
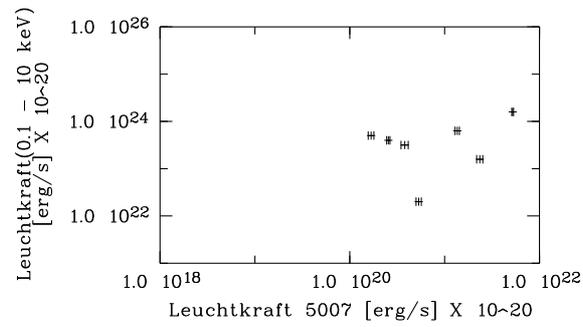
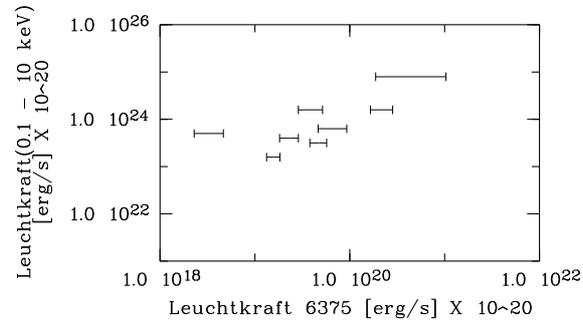


Abbildung 103: Linienleuchtkräfte der koronalen Linien, der [O III]5007- und der H $\beta$ 4861-Linien gegen die Röntgenleuchtkraft im Bereich von 0.1 - 10 keV

## B Röntgenmodelle

In den folgenden Abschnitten werden die Modelle aus den Untersuchungen von Reynolds 1997 [183], Leighly 1999 [113] und George et al. 1998 [68], sowie die Modelle aus Hayashi et al. 1996 [82] und Malaguti et al. 1999 [119] beschrieben.

In allen Untersuchungen werden verschiedene Modelle an die beobachteten Daten angepaßt. Es werden reine Potenzgesetzanpassungen, phänomenologische Modelle und Photoionisationsmodelle basierend auf den Photoionisationscodes CLOUDY (Ferland 1989 [56]) bzw. ION untersucht. Leighly 1999 und George et al. 1998 vergleichen ihre Untersuchungen mit denen von Reynolds 1997.

Bei den Potenzgesetzanpassungen wird lediglich das unterliegende Kontinuum angepasst. Weitere spektrale Merkmale bleiben unberücksichtigt, wodurch der Wert des Photonindex verfälscht werden kann. Bei phänomenologischen Modelle werden die beobachteten Merkmale parametrisiert. Bei Photoionisationsmodellen wie CLOUDY und ION werden die elementaren Anregungs- und Ionisationsprozesse berücksichtigt.

### B.1 Modelle von Reynolds 1997

In Reynolds' Stichprobe sind Mrk 1040, 3C 120, NGC 2992, NGC 3227, NGC 3516, NGC 3783, NGC 4051, NGC 4593, MCG-06-30-15, IC 4329A, NGC 5548, Mrk 841, Mrk 290, 3C 390.3 und Mrk 509 in der in dieser Arbeit Röntgen-selektierten betrachteten Stichprobe enthalten (siehe auch Tabelle 3). Reynolds paßte drei Modelle an die beobachteten Daten an. Seine mit A, B und C bezeichneten Modelle werden hier kurz vorgestellt. Die Güte der Modelle, d.h. der jeweilige  $\chi^2$ -Wert und die Anzahl der Freiheitsgrade (Degrees of freedom: dof) sind in Tabelle 18, S. 224 zusammengestellt. Das Datum gibt den Tag des Belichtungsbeginns an.

#### *Modell A:*

Das Kontinuum wird durch ein Potenzgesetz mit Photonindex  $\Gamma$  parametrisiert, das durch galaktische Absorption (bei  $z = 0$ ) modifiziert wird. Die Säulendichte  $N_{G,H}$  des galaktischen Wasserstoffs wurde aus H I 21 cm-Messungen bestimmt, siehe Tabelle 19, S. 19. Die mit \* gekennzeichneten Werte sind aus Elvis, Lockman, Wilkes 1989 [46] und haben eine Genauigkeit von 5%, die übrigen Werte sind interpoliert mit Werten aus Stark et al. 1992 [205] mit einer Ungenauigkeit von  $\approx 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ .

Dieses Modell ist für die meisten Objekte eine ungenügende Beschreibung. Mrk 335, NGC 4051 und Mrk 841 zeigen einen weichen Röntgenexzeß, vielen zeigen einen Einschnitt zwischen 0.7 und 2 keV, die Signatur eines warmen Absorbers, fast alle Objekte zeigen einen Überschuß bei den Energien, die charakteristisch für Fe  $K_\alpha$ -Emission ist.

#### *Modell B:*

Dieses Modell besteht aus mehreren spektralen Merkmalen und stellt eine phänomenologische Beschreibung der gängigsten Merkmale dar, die in Röntgenspektren beobachtet werden:

1. Ein Potenzgesetz mit Photonindex  $\Gamma$  repräsentiert das Kontinuum.
2. Die Fe  $K_\alpha$ -Emissionslinie wird durch eine gaußförmige Emissionslinie parametrisiert mit der Energie  $E$ , Breite  $\sigma$  und der Äquivalentbreite  $W_{Fe}$  im Bezugssystem der Quelle.
3. 2 Absorptionskanten bei Restenergien von 0.74 und 0.87 keV mit den maximalen optischen

Objekt	Datum	Belichtungszeit	Modell A	Modell B	Modell C
		(ks)	$\chi^2/dof$		
Mrk 1040	19.8.1994	19	530/371	352/361	-
3C 120	17.2.1994	45	1894/1051	1106/1045	-
NGC 2992	6.5.1994	28	516/439	447/433	-
NGC 3227	8.5.1993	47	2294/1487	1497/1481	1390/1436
NGC 3516	2.4.1994	28	3692/1041	1188/1035	1251/1035
NGC 3783	19.12.1993	16	3894/1319	1562/1371	1503/1371
NGC 4051	25.4.1993	27	3641/1342	1479/1335	1538/1336
3C 273	20.12.1993	11	1537/1476	1482/1470	-
NGC 4593	9.1.1994	29	1672/1391	1418/1385	1416/1385
MCG-06-30-15	23.7.1993	147	8804/2400	3020/2394	2865/2394
IC 4329A	15.8.1993	33	16000/1781	2201/1779	2232/1779
NGC 5548	27.7.1993	27	2330/1633	1727/1627	1792/1627
Mrk 841	21.2.1994	21	334/331	300/325	-
Mrk 290	16.6.1994	49	1168/1017	937/1011	958/1011
3C 382	18.4.1994	36	1722/1452	1588/1446	1612/1446
3C 390.3	16.11.1993	39	1475/1251	1303/1245	-
Mrk 509	29.4.1994	39	1676/1500	1549/1494	1559/1494

Tabelle 18: Die untersuchten Objekte in der Reynolds-Untersuchung (dof: degrees of freedom).

Tiefen  $\tau_{O7}$  bzw.  $\tau_{O8}$ .

4. intrinsische Absorption durch neutrales Material (kalter Absorber) der Säulendichte  $N_{O,NA}$  im Bezugssystem der Quelle ( $z_{Objekt}$ ). Die Elementhäufigkeiten werden als kosmisch angenommen.  
 5. Galaktische Absorption bei  $z = 0$ , bestimmt aus HI 21 cm-Messungen, wie in Modell A ( $N_{G,H}$ ). Die freien Parameter in diesem Fit sind  $\Gamma$ ,  $E$ ,  $\sigma$ ,  $W_{Fe}$ ,  $\tau_{O7}$ ,  $\tau_{O8}$ ,  $N_{G,H}$  und die Normierungen der 4 Instrumente (SIS 0, 1, GIS 2, 3).

Für Mrk 335, NGC 4051 und Mrk 841 wurde eine zusätzliche Komponente gefittet: diese Objekte zeigen einen weichen Exzeß, der durch eine Schwarz-Körper-Komponente modelliert wurde. Reynolds notiert, daß Modell B die Daten der meisten Objekte gut modelliert. Die Parametrisierungen dieses Modells sind in Tabelle 19 zusammengestellt.

#### Modell C:

Dieses Modell basiert auf dem Photoionisationscode CLOUDY (Ferland 1989 [56]). Der warme Absorber wird charakterisiert durch die Säulendichte  $N_{O,WA}$  des ionisierten Plasmas und den Ionisationsparameter  $\xi := \frac{L}{nR^2}$ ,  $n$  ist die Anzahldichte des warmen Plasmas,  $R$  ist die Entfernung des Plasmas von der ionisierenden Strahlungsquelle mit der isotropen ionisierenden Leuchtkraft  $L$ .

Modell B und C unterscheiden sich in der unterschiedlichen Modellierung des warmen Absorbers: in Modell C wurde ein Photoionisationsmodell für die Modellierung verwendet, in Modell B wurde die (phänomenologische) 2 Kanten-Parametrisierung verwendet. Die Parametrisierungen dieses Modells sind in Tabelle 20, in 225 zusammengestellt.

Mrk 1040, NGC 2992, Mrk 290 und 3C 390.3 wurden nicht in George et al. 1998 und in Leighly 1999 untersucht.

Objekt	$N_{G,H}$ ( $10^{20}$ $\text{cm}^{-2}$ )	Parameter für Modell B				
		$\Gamma$	$N_{O,NA}$ ( $10^{20}$ $\text{cm}^{-2}$ )	$\tau_{O7}$	$\tau_{O8}$	$L_{2-10}$ ( $10^{43}$ $\text{erg/s}$ )
Mrk 1040	7.07*	$1.69^{+0.09}_{-0.07}$	$2.2^{+0.8}_{-0.7}$	$0.41^{+0.50}_{-0.41}$	$0.24^{+0.50}_{-0.24}$	0.566
3C 120	12.32*	$2.08^{+0.05}_{-0.03}$	$8.2^{+1.0}_{-0.6}$	< 0.01	< 0.05	21.4
NGC 2992	5.56*	$1.25^{+0.09}_{-0.07}$	$8.5^{+4.5}_{-4.0}$	< 0.19	$0.21^{+0.44}_{-0.21}$	0.112
NGC 3227	2.2	$1.57 \pm 0.02$	$9.5 \pm 1.3$	$0.53^{+0.11}_{-0.10}$	$0.18^{+0.08}_{-0.07}$	0.089
NGC 3516	3.4	$1.72^{+0.02}_{-0.01}$	$0.2^{+0.6}_{-0.2}$	$0.80 \pm 0.05$	$0.40^{+0.05}_{-0.04}$	2.64
NGC 3783	3.7	$1.43^{+0.02}_{-0.03}$	$4.6 \pm 0.9$	$1.2 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$	1.77
NGC 4051	1.31*	$2.04^{+0.03}_{-0.02}$	< 0.6	$0.19 \pm 0.06$	$0.23^{+0.04}_{-0.05}$	0.0289
NGC 4593	1.97*	$1.97 \pm 0.03$	$2.0^{+0.5}_{-0.6}$	$0.26 \pm 0.04$	$0.09^{+0.04}_{-0.03}$	1.23
MCG-06-30-15	4.06*	$1.92^{+0.02}_{-0.01}$	$1.7^{+0.4}_{-0.3}$	$0.64 \pm 0.02$	$0.19^{+0.02}_{-0.03}$	1.23
IC 4329A	4.55*	$1.85 \pm 0.02$	$30.8^{+0.09}_{-0.10}$	$0.59 \pm 0.07$	$0.12 \pm 0.05$	8.80
NGC 5548	1.7	$1.88 \pm 0.01$	< 0.22	$0.25^{+0.04}_{-0.04}$	$0.16 \pm 0.03$	5.44
Mrk 841	2.23*	$1.64^{+0.08}_{-0.06}$	< 10	$0.18^{+0.28}_{-0.18}$	$0.03^{+0.20}_{-0.03}$	5.89
Mrk 290	2.32*	$1.77^{+0.03}_{-0.02}$	< 0.60	$0.37 \pm 0.09$	$0.33^{+0.08}_{-0.07}$	3.76
3C 390.3	4.1	$1.74^{+0.07}_{-0.04}$	$5.8^{+1.5}_{-0.9}$	$0.09^{+0.07}_{-0.08}$	$0.07^{+0.07}_{-0.06}$	23.7
Mrk 509	4.2	$1.98 \pm 0.02$	$2.1 \pm 0.6$	$0.11^{+0.03}_{-0.04}$	$0.04^{+0.04}_{-0.03}$	23.9

Tabelle 19: Parametrisierungen des Modell B von Reynolds

Objekt	Parameter für Modell C				
	$\Gamma$	$N_{O,NA}$	$N_{O,WA}$	$\xi$ ( $\text{erg cm s}^{-1}$ )	$\chi^2/\text{dof}$
		(10 <sup>20</sup> cm <sup>-2</sup> )			
NGC 3227	$1.49 \pm 0.02$	< 3	$36^{+5}_{-8}$	$17^{+8}_{-4}$	1390/1436
NGC 3516	$1.86^{+0.05}_{-0.02}$	< 1.7	$100^{+7}_{-5}$	$30 \pm 1$	1251/1035
NGC 3783	$1.66 \pm 0.01$	$4.7^{+1.9}_{-1.6}$	$204 \pm 5$	$45^{+3}_{-2}$	1503/1371
NGC 4051	$1.89^{+0.04}_{-0.02}$	< 0.7	$11^{+7}_{-4}$	$10^{+10}_{-4}$	1538/1336
NGC 4593	$1.93^{+0.05}_{-0.03}$	$1.0^{+1.0}_{-0.8}$	$26^{+10}_{-5}$	$23^{+7}_{-5}$	1416/1385
MCG-06-30-15	$1.97 \pm 0.01$	$0.5^{+0.5}_{-0.4}$	$57^{+3}_{-2}$	$21 \pm 1$	2865/2394
IC 4329 A	$1.76 \pm 0.02$	$26 \pm 1$	$25^{+5}_{-2}$	$9^{+1}_{-3}$	2232/1779
NGC 5548	$1.89^{+0.02}_{-0.01}$	< 0.1	$51^{+4}_{-5}$	$35 \pm 2$	1792/1627
Mrk 290	$1.80^{+0.10}_{-0.07}$	$1.1^{+2.4}_{-1.1}$	$89^{+3}_{-2}$	$45^{+9}_{-10}$	958/1011
Mrk 509	$1.90^{+0.06}_{-0.03}$	$1.4^{+1.3}_{-0.7}$	$26^{+14}_{-10}$	$48^{+11}_{-16}$	1559/1494

Tabelle 20: Parametrisierungen des Modell C von Reynolds

## B.2 Modelle von George et al. 1998

George et al. 1998 [68] untersuchen Photoionisationsmodelle basierend auf dem Photoionisationscode ION. Die Autoren vergleichen die Objekte, die in Reynolds 1997 untersucht worden mit ihren eigenen Untersuchungen. Es wurden folgende Objekte aus der in dieser Arbeit beobachteten Objekte untersucht, das Datum gibt den Tag des Belichtungsbeginns an:

Objekt	Datum	Belichtungszeit (ks)
3C 120	17.2.1994	47.4
NGC 3227	8.5.1993	33.4
NGC 3516	2.4.1994	29.4
NGC 3783(1)	19.12.1993	17.5
NGC 3783(2)	23.12.1993	14.9
NGC 4051	25.4.1993	27.6
NGC 4151(2)	5.11.1993	13.4
NGC 4151(4)	5.12.1993	10.8
NGC 4151(5)	7.12.1993	11.7
Mrk 766	18.12.1993	33.7
NGC 4593	9.1.1994	21.4
MCG-06-30-15(1)	9.7.1993	29.8
MCG-06-30-15(2)	31.7.1993	31.4
IC 4329A	15.8.1993	29.2
NGC 5548	27.7.1993	20.4
Mrk 841(1)	22.8.1993	30.5
Mrk 841(2)	21.2.1994	20.9
Mrk 509	29.4.1994	40.1

In den drei vorgestellten Modellen wird das ionisierende Kontinuum durch ein Potenzgesetz mit dem Photonindex  $\Gamma$  parametrisiert. Das von dem Objekt stammende Spektrum durchquert neutrales absorbierendes Material bei  $z = 0$ . Dieses Material wird parametrisiert durch eine effektive Wasserstoffsäulendichte  $N_{H,0} \geq N_{H,0}^{gal}$ , mit  $N_{H,0}^{gal}$  der galaktischen Wasserstoffsäulendichte in Richtung des Beobachters. Die Modelle im einzelnen:

### Modell A:

Das Kontinuum wird durch ein Potenzgesetz parametrisiert. Zusätzliches neutrales absorbierendes Material bei der Rotverschiebung der Quelle wird parametrisiert durch eine effektive Wasserstoffsäulendichte  $N_{H,z}$

Die Parameter des Modells sind:  $\Gamma$ ,  $N_{H,z}$ ,  $N_{H,0}$

### Modell B:

Zusätzlich zu den Komponenten des Modells A ist das absorbierende Material bei der Rotverschiebung der Quelle ionisiert (warmer Absorber) und wird parametrisiert durch  $N_{H,z}$  und  $U_X$ .  $U_X$  ist definiert als

$$U_X := \int_{0.1keV}^{10keV} \frac{Q(E)}{4\pi r^2 n_H c} dE, \quad (38)$$

mit  $Q(E)$  der Photonemissionsrate bei der Energie  $E$ ,  $r$  dem Abstand von der Quelle zu dem angestrahlten Gas,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit und  $n_H$  der Dichte, die als konstant zu  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  angenommen wird. Die von George et al. diskutierten Modelle sind unter Gleichgewichts-Bedingungen sehr unempfindlich gegenüber dem genauen Wert der Wasserstoffdichte  $n_H$  (Netzer 1996 [150]). Für dieselbe Kontinuumsform ergeben Dichten im Bereich  $10^4 \leq n_H \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  sehr ähnliche Gleichgewichtslösungen für die Emissions- und Absorptionsmodelle.

Die Parameter des Modells sind:  $\Gamma$ ,  $N_{H,z}$ ,  $U_X$ ,  $N_{H,0}$

#### Modell C:

Zusätzlich zu den Komponenten des Modells B sind die spektralen Emissionsmerkmale des ionisierten Gases miteinbezogen. Parametrisiert werden diese durch den Raumwinkel  $\Omega$ , der Winkel der von der Kontinuumsquelle aus gesehen von dem emittierenden Gas bedeckt wird.

Die Parameter des Modells sind:  $\Gamma$ ,  $N_{H,z}$ ,  $U_X$ ,  $\Omega$ ,  $N_{H,0}$

Die Modelle A, B und C wurde unter folgenden zwei Annahmen gerechnet:

1. Das absorbierende intrinsische Material (bei der Rotverschiebung der Quelle) bedeckt die Quelle vollständig. Das sind die Modelle A(i), B(i) und C(i).

2. Ein Bruchteil  $1 - D_f$  der ionisierenden Zentralquelle wird bedeckt und damit durch Material bei der Rotverschiebung der Quelle abgeschwächt. Das sind die Modelle A(ii), B(ii) und C(ii).

Als Parametrisierung der Eigenschaften des warmen Absorbers wurde das am besten passende Modell gewählt. In Tabelle 21 sind die Eigenschaften zusammengestellt und markiert, welches der von George et al. untersuchten Modelle, die beste Anpassung an das Spektrum der Quelle ergibt. Es wurden mehrere Beobachtungen der Objekte NGC 3783, NGC 4151 und MCG-06-30-15 untersucht. Diese sind durch Nummern in ( ) hinter den Objektamen markiert. Die mit † markierten Modelle genügen nicht den formalen Kriterien für die Erfüllung der einfachen Modelle A(i), B(i), C(i) bzw. A(ii), B(ii), C(ii). Allerdings verbesserte sich das  $\chi^2$  mit der Addition weiterer Parameter (C(ii) für NGC 4051 bzw. B(i) - C(ii) für IC 4329 A).

Wird in das einfache spektrale Modell für NGC 4051 eine starke Reflexionskomponente aufgenommen, werden die formalen Kriterien für die Akzeptanz des Modells erfüllt. Eine Compton-Reflexionskomponente berücksichtigt die Reflexion der Strahlung der Kontinuumsquelle an optisch dickem, neutralem Gas, das sich außerhalb der Sichtlinie des Beobachters befindet (z.B. Nandra, Pounds 1994 [147]). Diese nicht aufgelöste Komponente kann das beobachtete Kontinuum flacher erscheinen lassen als es ist. Die Compton-Reflexionskomponente wird parametrisiert durch den "enhancement factor"  $\mathcal{F}$ . Dieser Faktor ergibt sich aus dem Vergleich der Strahlung des reflektierten Kontinuums mit der Strahlung, die man erwartet, wenn man eine halb-unendliche Ebene von oben aus betrachtet, die von einer Punktquelle angestrahlt wird. Das Spektrum von NGC 4051 kann in diesem Modell mit den Parametern beschrieben werden, die in Tabelle 22, 228 notiert sind.

Alternativ kann auch für NGC 4051 folgendes Modell für die Beschreibung des Spektrums verwendet werden: das Kontinuum wird durch 2 Photonindizes, einer für den weichen ( $\Gamma_s$ ), der andere für den harten Röntgenbereich ( $\Gamma_h$ ) beschrieben (mit  $\Gamma_s > \Gamma_h$ ). Der Übergang zwischen den beiden Kontinuumsabschnitten wird durch das Verhältnis  $R_{s/h}$  beschrieben.  $R_{s/h}$  ist das Verhältnis der Normierungen des Potenzgesetzes im weichen und im harten Röntgenbereich bei 1 keV im Bezugssystem des Objektes. Die Autoren beschränken den Parameterraum der Photonindizes auf die Werte  $1.5 \geq \Gamma_s \geq 5.0$  und  $0.0 \geq \Gamma_h \geq 2.5$ , um eine einfachere Handhabung der Computerroutinen zu gewährleisten. Die Werte sind in Tabelle 23, S. 228 notiert.

Auch bei IC 4329 A verbessert die Hinzunahme einer Compton-Reflexionskomponente das Modell des Spektrums, dennoch bleibt das Modell bei  $< 0.6 \text{ keV}$  unterhalb der gemessenen Zähl-

Objekt	am besten paßt Modell:	Parametrisiert durch:				
		$\Gamma$	$N_{H,z}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$U_X$	$\log(\Omega/4\pi)$	$N_{H,0}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )
3C 120	A(ii)	$2.04^{+0.02}_{-0.03}$	$538.96^{+278.92}_{-162.82}$	-	-	$1.79^{+0.08}_{-0.09}$
NGC 3227	B(i)	$1.63^{+0.03}_{-0.03}$	$4.00^{+0.72}_{-1.00}$	$0.014^{+0.037}_{-0.0005}$	-	$0.44^{+0.84}_{-0.22}$
NGC 3516	B(i)	$1.92^{+0.03}_{-0.02}$	$8.71^{+0.68}_{-0.65}$	$0.106^{+0.013}_{-0.011}$	-	$0.48^{+0.12}_{-0.12}$
NGC 3783(1)	C(i)	$1.83^{+0.08}_{-0.05}$	$23.77^{+4.09}_{-2.41}$	$0.149^{+0.027}_{-0.018}$	$0.180^{+0.187}_{-0.280}$	$1.62^{+0.38}_{-0.35}$
NGC 3783(2)	C(i)	$1.80^{+0.07}_{-0.07}$	$23.25^{+2.94}_{-3.50}$	$0.162^{+0.019}_{-0.027}$	$-0.114^{+0.277}_{-0.666}$	$1.16^{+0.37}_{-0.29}$
NGC 4051	C(ii), †	$2.19^{+0.06}_{-0.07}$	$74.23^{+82.08}_{-31.62}$	$0.817^{+0.431}_{-0.212}$	$0.553^{+0.245}_{-0.200}$	$0.13^{+0.22}_{-0.00}$
NGC 4151(2)	B(ii)	$1.49^{+0.08}_{-0.09}$	$43.74^{+2.67}_{-3.01}$	$0.062^{+0.005}_{-0.009}$	-	$0.21^{+0.35}_{-0.00}$
NGC 4151(4)	C(ii)	$1.49^{+0.11}_{-0.11}$	$66.88^{+5.21}_{-5.72}$	$0.080^{+0.016}_{-0.015}$	$0.642^{+0.295}_{-0.898}$	$0.43^{+0.68}_{-0.22}$
NGC 4151(5)	B(ii)	$1.52^{+0.05}_{-0.05}$	$63.50^{+4.05}_{-3.20}$	$0.067^{+0.013}_{-0.015}$	-	$0.21^{+0.48}_{-0.00}$
Mrk 766	C(i)	$2.07^{+0.06}_{-0.04}$	$5.36^{+1.56}_{-1.20}$	$0.136^{+0.050}_{-0.044}$	$0.105^{+0.288}_{-0.472}$	$0.20^{+0.27}_{-0.02}$
NGC 4593	B(i)	$2.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.95^{+0.99}_{-0.66}$	$0.089^{+0.061}_{-0.079}$	-	$0.51^{+0.16}_{-0.31}$
MCG-6-30-15(1)	B(i)	$2.14^{+0.03}_{-0.02}$	$5.85^{+0.58}_{-0.59}$	$0.111^{+0.019}_{-0.017}$	-	$0.41^{+0.09}_{-0.00}$
MCG-6-30-15(2)	C(i)	$2.00^{+0.06}_{-0.04}$	$8.89^{+1.68}_{-0.92}$	$0.144^{+0.040}_{-0.023}$	$0.099^{+0.266}_{-0.289}$	$0.41^{+0.34}_{-0.00}$
IC 4329A	B(i) - C(ii), †	$\approx 1.9$	$\approx 2$	$0.02 - 0.04$	-	$\approx 4$
NGC 5548	C(ii)	$1.95^{+0.04}_{-0.04}$	$630.96^{+0.00}_{-70.69}$	$2.000^{+0.156}_{-0.419}$	zw. 0 und 10	$1.05^{+0.25}_{-0.18}$
Mrk 841(1)	B(i)	$1.92^{+0.07}_{-0.06}$	$3.05^{+2.86}_{-1.78}$	$0.163^{+0.164}_{-0.079}$	-	$0.22^{+0.16}_{-0.00}$
Mrk 841(2)	B(ii)	$1.78^{+0.18}_{-0.15}$	$48.85^{+582.11}_{-38.04}$	$0.255^{+1.036}_{-0.187}$	-	$0.22^{+0.60}_{-0.00}$
Mrk 509	B(i)	$1.97^{+0.03}_{-0.03}$	$0.82^{+0.24}_{-0.35}$	$0.010^{+0.039}_{-0.035}$	-	$0.42^{+0.17}_{-0.00}$

Tabelle 21: Die Parametrisierungen der Modelle von George et al. 1998 (Zeichenerklärung im Text)

$N_{H,0}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$\Gamma$	$N_{H,z}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$U_X$	$\log D_f$	$\log(\Omega/4\pi)$	$\mathcal{F}$
$0.13^{+0.51}_{-0.00}$	$2.37^{+0.23}_{-0.09}$	$10.38^{+5.11}_{-2.91}$	$0.372^{+0.128}_{-0.094}$	$-1.918^{+0.252}_{-4.082}$	$0.221^{+0.249}_{-0.151}$	$3.8^{+4.0}_{-1.8}$

Tabelle 22: Reflexionskomponentenmodell für NGC 4051

$N_{H,0}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$\Gamma_s$	$R_s/h$	$\Gamma_h$	$N_{H,z}$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$U_X$	$\log(\Omega/4\pi)$
$0.74^{+1.53}_{-0.61}$	$3.41^{+1.59}_{-1.13}$	1.5	$1.85^{+0.27}_{-1.85}$	$9.30^{+4.88}_{-7.33}$	$0.312^{+0.174}_{-0.276}$	$0.342^{+0.336}_{-0.406}$

Tabelle 23: Modell mit einem zweiten ionisierten Absorber für NGC 4051

Objekt, (Sequenz)	$N_{H,0}$ ( $10^{21}$ $\text{cm}^{-2}$ )	$\Gamma$	$N_{H,z}$ ( $10^{21}$ $\text{cm}^{-2}$ )	$U_X$	$E_{ONe}$ (eV)	$\tau_{ONe}$
NGC 3783 (1)	$1.09^{+0.38}_{-0.22}$	$1.75^{+0.07}_{-0.06}$	$16.43^{+4.18}_{-3.19}$	$0.119^{+0.028}_{-0.027}$	$953^{+29}_{-33}$	$0.50^{+0.19}_{-0.16}$
NGC 3783 (2)	$0.87^{+0.14}_{-0.00}$	$1.71^{+0.07}_{-0.06}$	$14.74^{+3.52}_{-3.06}$	$0.129^{+0.019}_{-0.021}$	$888^{+39}_{-36}$	$0.57^{+0.23}_{-0.21}$
MCG-06-30-15 (1)	$0.41^{+0.08}_{-0.0}$	$2.13^{+0.03}_{-0.04}$	$4.43^{+1.00}_{-0.02}$	$0.086^{+0.024}_{-0.023}$	$862^{+225}_{-35}$	$0.14^{+0.08}_{-0.08}$
MCG-06-30-15 (2)	$0.41^{+0.07}_{-0.0}$	$2.02^{+0.04}_{-0.05}$	$7.90^{+1.46}_{-1.32}$	$0.141^{+0.026}_{-0.026}$	$947^{+48}_{-139}$	$0.14^{+0.13}_{-0.08}$

Tabelle 24: Zusätzliche Modelle für NGC 3783 und MCG-06-30-15

raten. George et al. haben kein Modell gefunden, daß alle spektralen Merkmale dieses Objekts hinreichend berücksichtigt, d.h. deren Kriterien die Akzeptanz eines Modells erfüllt. Allerdings verbesserte sich der Fit signifikant bei Hinzunahme von ionisiertem Gas in den Modellen. Alternative Modelle zu den einfachen Photoionisationsmodellen, die die Akzeptanzkriterien erfüllen und keine Überparametrisierung der beobachteten Spektren darstellen, gibt es auch für NGC 3783 (1), (2) und MCG-06-30-15 (1), (2). Bei diesen Quellen wird ein zweiter ionisierter Absorber entlang der Sichtlinie des Beobachters vermutet (z.B. Kriss et al. 1996 [109], Otani et al. 1996 [161]). Der zusätzliche Absorber soll auf Sauerstoff O VI oder Neon Ne X zurückzuführen sein. In dieses Modell wurde eine zusätzliche K-Absorptionskante der optischen Tiefe  $\tau_{ONe}$  aufgenommen. Die Ergebnisse der Parametrisierung sind in Tabelle 24 aufgelistet. Das Objekt NGC 4151 wurde nur in George et al. 1998 untersucht.

### B.3 Modelle von Leighly 1999

Leighly 1999 [113] untersuchte eine Stichprobe von 23 Narrow Line Seyfert 1-Galaxien. Alle Objekte in der Stichprobe bis auf PKS 0558-504 sind radioleise. Die Modellbezeichnungen wie “Power Law” oder “Two-Edge” wurden beibehalten, um die einfache Zuordnung zu der Publikation von Leighly zu gewährleisten. Die Modelle:

*Potenzgesetz-Modell, “Power Law”:*

Das Spektrum wird durch eine Potenzgesetzanpassung mit Photonindex  $\Gamma$  parametrisiert, modifiziert durch galaktische Absorption mit der Wasserstoffsäulendichte  $N_{H,0}$ .

*Weiches Exzeß-Modell, “Soft Excess”:*

Das Spektrum wird quantifiziert durch ein Potenzgesetz mit Photonindex  $\Gamma$  und einem weichen Exzeß, das durch ein Schwarzkörper-Spektrum mit der charakteristischen Temperatur  $kT$  modelliert wird.

*2 Kanten-Modell, “Two-Edge”:*

Dieses Modell beinhaltet eine Potenzgesetz-Komponente mit Photonindex  $\Gamma$  und einen ionisierten Absorber, der durch 2 Kanten bei 0.74 und 0.87 keV mit den optischen Tiefen  $\tau_{O7}$  und  $\tau_{O8}$  parametrisiert wird.

*absori-Modell:*

Das absori-Modell beinhaltet Potenzgesetzanpassung, Galaktische Absorption und die Modellierung des warmen Absorbers durch die Säulendichte  $N_W$  und den Ionisationsparameter  $\xi$ . Da die Ergebnisse der Modellierung sehr robust gegenüber Temperaturänderungen des ionisierten Plasmas sind, wurde die Temperatur entweder auf  $3 \times 10^4$  K oder  $1 \times 10^6$  K festgesetzt, abhängig

Objekt	dof	Power Law	Soft Excess	Two-Edge	absori
		$\chi^2$			
NGC 4051 (1)	1177	2759	1313	2329	1698
NGC 4051 (2)	1850	4191	2288	3716	2646
Mrk 766	1385	2102	1506	1535	1425
IRAS 13224-3809	404	1207	509	1207	1207
Ark 564	1402	2185	1590	2185	1819

Tabelle 25: Anzahl der Freiheitsgrade (dof) und  $\chi^2$ -Werte verschiedener Modelle von Leighly

Objekt	Galakt. $N_H$ ( $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ )	ROSAT $\Gamma$	$\tau_{OVII}$	$\tau_{OVIII}$
PKS 0558-504	4.39 (D)	$2.89 \pm 0.12$	$< 0.05$	$< 0.06$
NGC 4051(1)	1.31 (E)	$2.84 \pm 0.04$	$0.09 \pm 0.09$	$0.12^{+0.06}_{-0.05}$
NGC 4051(2)	1.31 (E)	$2.84 \pm 0.04$	$0.20 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.03$
PG 1211+143	2.83 (E)	$3.03 \pm 0.15$	$< 0.31$	$< 0.22$
Mrk 766	1.77 (M)	$2.79 \pm 0.11$	$0.40 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.05$
IRAS 13224-3809	4.79 (D)	$4.50 \pm 0.13$	$< 0.17$	$< 0.16$
Mrk 478	0.97 (M)	$3.06 \pm 0.03$	$< 0.18$	$0.26 \pm 0.15$
Mrk 507	4.38 (D)	$1.68^{+0.16}_{-0.17}$	$< 1.7$	$< 1.1$
Ark 564	6.40 (D)	$3.47 \pm 0.07$	$< 0.10$	$< 0.10$

Tabelle 26: Vielparameter-2-Kanten-Modell

davon welche Temperatur die bessere Anpassung ergab.

Die Anzahl der Freiheitsgrade (dof) und die  $\chi^2$ -Werte dieser drei Modelle sind in Tabelle B.3 zusammengestellt. Da diese Modelle nicht alle spektralen Residuen modellieren, untersuchte Leighly weitere Modelle, die in Anlehnung an Reynolds 1997 [183] folgende Merkmale berücksichtigen:

- Potenzgesetz mit Photonindex  $\Gamma$  zur Modellierung des Kontinuums
- weicher Exzeß modelliert durch ein Schwarzkörperspektrum mit der charakterischen Temperatur  $kT$
- 2 Absorptionskanten bei 0.74 keV bzw. 0.87 keV bzw. Modellierung des warmen Absorbers durch absori (Tabelle B.3 bzw. 27)
- intrinsische neutrale Absorption bei der Rotverschiebung der Quelle; Leighly benutzt für manche Quellen nicht-simultan aufgenommene ROSAT-Spektren, um diesen Parameter zu bestimmen.
- Fe  $K_\alpha$ -Linie repräsentiert durch die Zentralenergie  $E$  und die Breite  $\sigma$
- Galaktische Absorption

Diese Modelle werden hier als Vielparameter-2-Kanten-Modell und als Vielparameter-absori-Modell bezeichnet, je nachdem wie die Absorptionskanten modelliert werden.

Die Objekte PKS 0558-504, IRAS 13224-3809 und Ark 564 wurden nicht in Reynolds 1997 und George et al. 1998 untersucht.

#### B.4 Modelle für NGC 2110

Da das Spektrum von NGC 2110 nicht in den Untersuchungen von Reynolds 1997, George et al. 1998 und Leighly 1999 modelliert wurde, wurde auf die Untersuchungen von Hayashi et

	Photonindex	$N_W$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$\xi$	T ( $10^4 \text{ K}$ )	$\chi^2/\text{dof}$
NGC 4051(1)	$2.05^{+0.04}_{-0.03}$	$0.11^{+0.11}_{-0.05}$	$1.9^{+16}_{-0.9}$	100	1243/1167
NGC 4051(2)	$2.00 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.04$	$1.7^{+0.6}_{-0.4}$	100	2058/1844
Mrk 766	$1.98 \pm 0.03$	$0.30^{+0.08}_{-0.06}$	$9.8^{+7.9}_{-4.0}$	3.0	1338/1378
IRAS 13224-3809	$2.07^{+0.27}_{-0.30}$	$1.12^{+0.48}_{-0.51}$	$86^{+104}_{-35}$	3.0	401/396
Ark 564	$2.59^{+0.01}_{-0.02}$	$1.0 \pm 0.4$	$750^{+280}_{-160}$	100	1439/1393

Tabelle 27: Vielparameter-absorbi-Modell

al. 1996 [82] und Malaguti et al. 1999 [119] zurückgegriffen, die ASCA- bzw. BeppoSAX<sup>16</sup>-Beobachtungen verwenden. Das Objekt stellt einen Sonderfall in der Stichprobe dar, da das Spektrum Absorptionskanten aufweist, die auf Eisen zurückzuführen sind.

Hayashi et al. untersuchen die ASCA-Sequenz vom 12. - 13. März 1994 mit einer Belichtungszeit von 36 ks (siehe Tabelle 28, S. 232). Ein einfaches Potenzgesetzmodell mit zusätzlicher Absorption durch kaltes, d.h. neutrales Material bei der Rotverschiebung der Quelle ist keine gute Modellierung für das Spektrum. Insbesondere liegen die beobachteten Daten bei Energien kleiner als 1.2 keV und bei 6 - 7 keV überhalb des Modells. Den Exzeß im weichen Röntgenbereich ( $< 1.2$  keV) führen die Autoren auf einen Blend von Eisen L-Schalen-Komplex und Neon K-Schalen-Linien zurück. Im harten Röntgenbereich (2 - 10 keV) detektieren Hayashi et al. eine Eisenlinie bei der Zentralenergie  $6.38 \pm 0.03$  keV mit einer Äquivalentbreite von 100 - 200 eV und eine Eisen-Absorptionskante bei der Kantenenergie 7.1 - 8.0 keV mit einer optischen Tiefe von 0.05 - 0.4 und einer Wasserstoffsäulendichte von  $\approx (10 \pm 8) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Aus diesen Parametern kann der Ionisationszustand des Eisen auf niedriger als von Fe XVII eingeschränkt werden. Als Ursprung der Eisenabsorptionskanten schlagen die Autoren ein 2-Phasen-Absorber-Modell vor. Ein Teil des neutralen absorbierenden Material ( $\approx 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) bedeckt teilweise den zentralen Kern des Objektes und erzeugt den Hauptteil der Eisen-Merkmale, der andere Teil des absorbierenden Materials ( $\approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) bedeckt den Kern und die Broad Line Region vollständig. Dieses Material absorbiert Strahlung im optischen und im weichen Röntgenbereich. Die Ergebnisse der Modellierung an das ASCA-Spektrum von Hayashi et al. 1996 werden durch die Untersuchungen von Malaguti et al. 1999 bestätigt. Diese untersuchen Anpassungen an ein Beppo Sax-Spektrum. Vier Modelle wurden an die Spektren angepaßt. Die Parameter sind in Tabelle 29, S. 232 angegeben. Dabei bedeuten  $N_H^{Total}$  die Wasserstoffsäulendichte des Teils des komplexen Absorbers, die den Kern vollständig bedeckt,  $N_H^{Part.}$  ist die Wasserstoffsäulendichte des Materials, das den Kern mit dem Bedeckungsfaktor  $C_F$  (Covering Factor) bedeckt.  $\tau_{Fe}$  ist die optische Tiefe der Eisen-Absorptionskante,  $E(\text{FeK}_\alpha)$  ist die Zentralenergie der  $\text{FeK}_\alpha$ -Linie,  $EW(\text{FeK}_\alpha)$  ist die Äquivalentbreite der  $\text{FeK}_\alpha$ -Linie. Bei Modell 1 wird ein einfaches Potenzgesetz mit dem Photonindex  $\Gamma$ , modifiziert durch absorbierendes Material mit der Wasserstoffsäulendichte  $N_H$  ( $N_H^{Total}$  in der Tabelle) an die Daten angepasst. Ein spektrales Linienmerkmal bei einer Zentralenergie von  $6.41 \pm 0.07$  keV kann durch die in der Tabelle bei Modell 1 aufgelisteten Werte parametrisiert werden. Modell 2 hat durch die Hinzunahme einer Eisen-Absorptionskante, die auf neutrales Eisen mit

<sup>16</sup>Der BeppoSAX-Satellit (Boella et al. 1997 [14]) ist ein italienisch-niederländisches Gemeinschaftsprojekt. Am 30. April 1996 wurde BeppoSAX mit einer Atlas C-Centaur-Rakete in eine 600 km hohe Umlaufbahn um die Erde gebracht. BeppoSAX hat drei Detektoren an Bord: LECS, MECS und PDS. PDS steht für Phoswich Detector System (Frontera et al. 1997 [62]) und arbeitet im 13 - 300 keV-Bereich. Die anderen beiden Detektoren sind das Low Energy Concentrator Spectrometer, abgekürzt LECS, das im Bereich 0.1 - 4.5 keV arbeitet (Parmar et al. 1997 [163]) und das MECS, das Medium Energy Concentrator Spectrometer, das für den Bereich zwischen 1.5 und 10 keV ausgelegt ist (Boella et al. 1997 II [15])

Modell	Parameter	Beste Parametrisierung (90%-Bereich)
Absorption	$N_{HGal}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ ) $N_{Hint}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ ) $N_{Hpc}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ ) $C_f$	0.186 (fest) $2.99^{+0.41}_{-0.39}$ $18.6^{+13.7}_{-10.8}$ $0.32^{+0.15}_{-0.19}$
Potenzgesetz	$\Gamma$ $K_{abs}$ ( $10^{-3}$ Photonen s $^{-1}$ keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$1.69 \pm 0.25$ $9.2^{+6.8}_{-3.8}$
Gaußförmige Linie	Energie (keV) Breite $\sigma$ (keV) Intensität ( $10^{-5}$ Photonen s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$6.38 \pm 0.03$ 0.05 (fest) $4.7 \pm 1.4$
Thermisches Plasma	$kT_e$ (keV) Z (relativ zu solarem)	$1.05^{+0.24}_{-0.17}$ $0.07^{+0.10}_{-0.05}$
Fluss im Bereich 2 - 10 keV	Beobachtet ( $10^{-11}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ ) Absorptionskorrigiert ( $10^{-11}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	2.6 3.8
$\chi^2_{\nu}/dof$		1.0/391

Tabelle 28: Anpassungen an ein ASCA-Spektrum von NGC 2110, (Hayashi et al. 1996 [82])

Nr.	2 - 10 keV	13 - 150 keV	$N_H^{Total}$	EW (FeK $_{\alpha}$ ) (eV)	$\tau_{Fe}$	$N_H^{Part.}$	$C_F$	$\chi^2/\nu$
	$\Gamma$		( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )	(eV)		( $10^{23}$ cm $^{-2}$ )		
1	$1.67 \pm 0.06$	-	$3.7 \pm 0.3$	$176^{+20}_{-39}$	-	-	-	164.3/183*
2	$1.66 \pm 0.06$	-	$3.4^{+0.4}_{-0.3}$	$157^{+25}_{-29}$	$0.13 \pm 0.07$	-	-	159.5/182*
3	$1.58 \pm 0.06$	$1.97^{+0.07}_{-0.14}$	$3.5^{+0.3}_{-0.5}$	$158^{+28}_{-32}$	$0.13^{+0.06}_{-0.05}$	-	-	167.0/188
4	$1.82^{+0.14}_{-0.12}$		$4.1^{+0.5}_{-0.3}$	$152^{+23}_{-22}$	-	$3.24^{+2.06}_{-2.98}$	$0.25^{+0.16}_{-0.14}$	171.1/188

Tabelle 29: Anpassungen an ein Beppo Sax-Spektrum von NGC 2110.

\*: ohne PDS-Daten, (Malaguti et al. 1999 [119])

einer optischen Tiefe von  $\tau = 0.13 \pm 0.07$  zurückgeführt werden kann eine höhere Signifikanz als Modell 1. Modell 3 beschreibt zusätzlich das Verhalten im hochenergetischen Röntgenbereich durch die Hinzunahme der PDS-Daten (Modell 1 und 2 haben das LECS-MECS-Spektrum zur Grundlage). Modell 4 schließlich ist das komplexe Absorbermodell, das wie Hayashi et al. 1996 das Spektrum durch absorbierendes Material das den Kern z.T. vollständig, z.T. nur teilweise mit dem Bedeckungsfaktor  $C_F$  bedeckt.



## Literatur

- [1] Aldrovandi S.M.V., Contini M. (1984): *Astronomy and Astrophysics* **81**, 368
- [2] Aldrovandi S.M.V., Contini M. (1985): *Astronomy and Astrophysics* **149**, 109
- [3] Alexander T. et al. (1999): *Astrophysical Journal* **512**, 204
- [4] Allen D.A. et al. (1991): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **248**, 528
- [5] Antonucci R.R.J., Miller J.S. (1985): *Astrophysical Journal* **297**, 621
- [6] Antonucci R. (1993): *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **41**, 473
- [7] Appenzeller I., Östreicher R. (1988): *Astronomical Journal* **95**, 45
- [8] Appenzeller I., Wagner, S. (1991): *Astronomy and Astrophysics* **250**, 57
- [9] Arnaud K.A. et al. (1985): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **217**, 105
- [10] Baldwin J.A., Wampler E.J., Gaskell G.M. (1985): *Astrophysical Journal* **338**, 630
- [11] Barvainis R. (1993): *Astrophysical Journal* **412**, 513
- [12] Beichman C.A. et al. (1986): *Astrophysical Journal Letters* **308**, L1
- [13] Blumenthal G.R., Gould R.J. (1970): *Review of Modern Physics* **42**, 237
- [14] Boella G. et al. (1997): *Astronomy and Astrophysics* **122**, 299
- [15] Boella G. et al. (1997 II): *Astronomy and Astrophysics* **122**, 327
- [16] Boller T., et al. (1992): *Astronomy and Astrophysics* **261**, 996
- [17] Boller T., et al. (1993): *Astronomy and Astrophysics* **279**, 53
- [18] Boller T., Brandt W.N., Fink H. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **305**, 53
- [19] Bradt H.V. et al. (1978): *Astrophysical Journal Letters* **226**, L111
- [20] Bregman J.N. (1990): *Annu* **2**, 125
- [21] Briel U.G. et al. (1988): X-ray calibration of the rosat position sensitive proportional counter, Proceedings of the SPIE **982**, 401
- [22] Brinkmann W. et al. (1995): *Astronomy and Astrophysics* **109**, 147
- [23] Brinkmann W. et al. (1998): *Astronomy and Astrophysics* **330**, 67
- [24] Bronstein I.N. et al. (1997): Taschenbuch der Mathematik
- [25] Burstein, D., Heiles, C., (1982): *Astronomical Journal* **87**, 1165
- [26] Burstein, D., Heiles, C., (1984): *Astrophysical Journal Supplement Series* **54**, 33
- [27] Cappi M. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **458**, 149
- [28] Cesarsky C.J. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L32

- [29] Clegg P.E. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L38
- [30] Collin-Souffrin S., Lasota J.P. (1988): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **100**, 1041
- [31] Contini M., Viegas S.M. (1992): *Astrophysical Journal* **401**, 481
- [32] Contini M., Aldrovandi S.M.V. (1983): *Astronomy and Astrophysics* **127**, 15
- [33] Contini M., Aldrovandi S.M.V. (1986): *Astronomy and Astrophysics* **168**, 41
- [34] Contini M., Viegas-Aldrovandi S.M. (1987): *Astronomy and Astrophysics* **185**, 39
- [35] Cooke B.A. et al. (1976): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **177**, 121
- [36] Cooke B.A., et al. (1978): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **182**, 489
- [37] Czerny B., Elvis M. (1987): *Astrophysical Journal* **321**, 305
- [38] De Robertis M.M., Osterbrock D.E. (1984): *Astrophysical Journal* **286**, 171
- [39] De Robertis M.M., Osterbrock, D.E. (1986): *Astrophysical Journal* **301**, 727
- [40] Dietrich M., Kollatschny W. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **314**, 43
- [41] Dopita M.A., Sutherland, R.S. (1995): *Astrophysical Journal* **455**, 468
- [42] Drinkwater M.J. et al. (1997): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **284**, 85
- [43] Dietrich M. et al. (1998): *Astrophysical Journal Supplement Series* **115**, 185
- [44] Edelson R. A., Malkan M.A., Rieke G.H. (1987): *Astrophysical Journal* **321**, 233
- [45] Elvis M. et al. (1978): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **183**, 129
- [46] Elvis M., Lockman F.J., Wilkes B.J. (1989): *Astronomical Journal* **97**, 777
- [47] Elvis M. et al. (1990): *Astrophysical Journal* **361**, 459
- [48] Erkens U. (1995): Landessternwarte Heidelberg Promotionsarbeit
- [49] Erkens U., Appenzeller I., Wagner S. (1997): *Astronomy and Astrophysics* **323**, 707
- [50] Evans I.N. (1988): *Astrophysical Journal Supplement Series* **67**, 373
- [51] Fabbiano G. (1988): *Astrophysical Journal* **325**, 544
- [52] Fabian A.C. et al. (1994): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **46**, L59
- [53] Fabian D., Usher P.D. (1996): *Astronomical Journal* **111**, 645
- [54] Fanti C. et al. (1977): *Astronomy and Astrophysics* **61**, 487
- [55] Ferguson J.W. et al. (1997): *Astrophysical Journal Supplement Series* **110**, 287
- [56] Ferland G.J. et al. (1989): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **110**, 761
- [57] Ferland G.J. et al. (1992): *Astrophysical Journal* **387**, 95

- [58] Feuchtgruber H. et al. (1997): *Astrophysical Journal* **487**, 962
- [59] Filippenko A.V., Halpern J.P. (1984): *Astrophysical Journal* **285**, 458
- [60] Forman W. et al. (1978): *Astrophysical Journal Supplement Series* **38**, 357
- [61] Fosbury R.A.E., Sansom A.E. (1983): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **204**, 1231
- [62] Frontera F. et al. (1997): *Astronomy and Astrophysics* **122**, 357
- [63] Garstang R.H. (1968) in IAU Symposium Nr. 34, Planetary Nebulae, Editors Osterbrock D.E., O'Dell C.R.
- [64] Genzel R. et al. (1995): *Astrophysical Journal* **444**, 129
- [65] Genzel R. et al. (1997): IAU Colloquium 159, Proceedings of "Emission Lines in Active Galaxies", p. 312
- [66] George I.M., Fabian A.C. (1991): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **249**, 352
- [67] George I.M., Turner T.J., Netzer N. (1995): *Astrophysical Journal* **438**, L67
- [68] George I.M. et al. (1998): *Astrophysical Journal Supplement Series* **114**, 73
- [69] Giacconi R. et al. (1974): *Astrophysical Journal Supplement Series* **27**, 37
- [70] Giannuzzo E., Riecke, G.H., Riecke, M.J. (1990): *Astrophysical Journal Supplement Series* **74**, 371
- [71] Giannuzzo E., Riecke G.H., Riecke M.J. (1995): *Astronomy and Astrophysics* **446**, L5
- [72] Gondhalekar P.M. (1994): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **268**, 973
- [73] Goodrich R.W. (1989): *Astrophysical Journal* **342**, 224
- [74] Grandi S.A. (1978): *Astrophysical Journal* **221**, 501
- [75] de Graauw Th. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L49
- [76] Green A.R., McHardy I.M., Done C. (1999): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **305**, 309
- [77] Greenstein J.L., Schmidt M. (1964): *Astrophysical Journal* **140**, 1
- [78] Guainazzi M., et al. (1996): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **48**, 781guainazzi
- [79] Guainazzi M. et al. (1999): *Astronomy and Astrophysics* **346**, 407
- [80] Halpern J.P. (1984): *Astrophysical Journal* **281**, 90
- [81] Hardie, (1962): Stars and Stellar Systems Vol. II, Astron. Techniques S.178
- [82] Hayashi et al. (1996): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **48**, 219

- [83] Hayes M. J. C. et al. (1980): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **193**, P15
- [84] Hazard C., Mackey M.B., Shimmins A.J. (1963): *Nature* **197**, 1037
- [85] Heidt J., Wagner S.J. (1998): *Astronomy and Astrophysics* **329**, 853
- [86] Herbig, G. H. (1960): *Astrophysical Journal* **131**, 632
- [87] Hewitt A., Burbidge G. (1991): *Astrophysical Journal Supplement Series* **75**, 297
- [88] Hoyle F., Fowler W. A. (1963): *Nature* **197**, 533
- [89] Ikebe Y. (1996): University of Tokyo, Dissertation
- [90] Impey C.D., Neugebauer G. (1988): *Astronomical Journal* **95**, 307
- [91] van der Hucht K.A., Lutz D. (1994): ISO Short Wavelength Spectrometer Observer's Manual, Issue 2.0, March 18 1994
- [92] Joly M. (1987): *Astronomy and Astrophysics* **184**, 33
- [93] Kataoka J. et al. (1999): *Astrophysical Journal* **514**, 138
- [94] Katgert P., et al. (1973): *Astronomy and Astrophysics* **23**, 171
- [95] Kembhavi A.K., Narlikar J.V. (1999): *Quasars and Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press
- [96] Khachikian E.Y., Weedman D.W. (1974): *Astrophysical Journal* **192**, 581
- [97] Krolik J.H., Kallmann T.R. (1984): *Astrophysical Journal* **286**, 366
- [98] Krolik J. H. (1999): *Active Galactic Nuclei*, Princeton University Press
- [99] Kellermann K.I., et al. (1989): *Astronomical Journal* **98**, 1195
- [100] Keenan F.P., Norrington P.H. (1987): *Astronomy and Astrophysics* **181**, 370
- [101] Kessler J.A. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L27
- [102] Kolman M. et al. 1993 (1993): *Astrophysical Journal* **403**, 592
- [103] Komossa S. (1997): Universität München, Promotionsarbeit
- [104] Komossa S., Fink H. (1997 I): *Astronomy and Astrophysics* **322**, 719
- [105] Koratkar A. (1995): *Astrophysical Journal* **440**, 132
- [106] Korista K.T., Ferland G.J. (1989): *Astrophysical Journal* **343**, 678
- [107] Koski A.T. (1978): *Astrophysical Journal* **223**, 56
- [108] Kriss G.A., Canizares C.R., Ricker G.R. (1996): *Astrophysical Journal* **242**, 492
- [109] Kriss G.A. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **467**, 629
- [110] Laor A. et al. (1997): *Astrophysical Journal* **477**, 93

- [111] Leech, K. et al. (1996): ISO Short Wavelength Spectrometer Observer's Manual, Issue 3.0, July 22, 1996
- [112] Leighly K. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **469**, 147
- [113] Leighly K.M. astroph/9907295
- [114] Lemke D. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L64
- [115] Lutz D. et al. (1997): IAU Colloquium 159, Proceedings of "Emission Lines in Active Galaxies", p. 333
- [116] Lutz D. et al. (1997): *Astronomy and Astrophysics* **333**, L75
- [117] Maccacaro T., Garilli B., Mereghetti S. (1978): *Astronomical Journal* **93**, 1484
- [118] Madejski G.M. (1995): *Astrophysical Journal* **438**, 672
- [119] Malaguti G. et al. (1999): *Astronomy and Astrophysics* **342**, L41
- [120] Maraschi L. et al. (1994): *Astrophysical Journal* **435**, L91
- [121] Marquez I. et al. (1998): *Astronomy and Astrophysics* **333**, 459
- [122] Marconi A. et al. (1994): *Astronomy and Astrophysics* **291**, 18
- [123] Marshall F.E. (1983): *Astrophysical Journal* **269**, L31
- [124] Massey P., Gronwall C., Pilachowski C.A. (1990): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **102**, 1046
- [125] Matsuoka M. et al. (1990): *Astrophysical Journal* **361**, 440
- [126] Matt G., Perola G.C., Piro L. (1991): *Astronomy and Astrophysics* **247**, 25
- [127] Matthews T.A., Sandage A.R. (1963): *Astrophysical Journal* **138**, 30
- [128] Mattox J.R. et al. (1997): *Astrophysical Journal* **476**, 692
- [129] McHardy I.M. et al. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **273**, 549
- [130] Meisenheimer K. (1998): *User Guide to the CAFOS 2.2*
- [131] Meyers K.A., Peterson B.M. (1985): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **97**, 734
- [132] Mihara T. et al. (1994): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **46**, L137
- [133] Mineo T., Stewart G.C. (1993): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **262**, 817
- [134] von Montigny C. et al. (1997): *Astrophysical Journal* **483**, 161
- [135] Molendi S., Maccacaro T. (1994): *Astronomy and Astrophysics* **291**, 420
- [136] Moorwood A.F.M., et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L109

- [137] Morrison R., McCammon D. (1983): *Astrophysical Journal* **270**, 119
- [138] Morse J.A. et al. (1996): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **108**, 426
- [139] Murayama T. et al. (1998): *Astronomical Journal* **115**, 460
- [140] Mushotzky R.F., Done C., Pounds K.A. (1993): *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **31**, 717
- [141] Mushotzky R.F. et al. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **268**, 405
- [142] Mushotzky R.F. et al. (1980): *Astrophysical Journal* **235**, 377
- [143] Nandra K., Pounds K.A., Stewart G.C. (1990): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **242**, 660
- [144] Nandra K. et al. (1991): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **248**, 760
- [145] Nandra, K., Pounds, K.A. (1992): *Nature* **359**, 215
- [146] Nandra K. et al. (1993): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **260**, 504
- [147] Nandra K., Pounds, K.A. (1994): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **268**, 405
- [148] Nandra K. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **464**, 165
- [149] Netzer H., Turner T.J., George I.M. (1994): *Astrophysical Journal* **435**, 106
- [150] Netzer H. (1996): *Astrophysical Journal* **473**, 781
- [151] Nussbaumer H., Osterbrock, D.E. (1970): *Astrophysical Journal* **161**, 811
- [152] Oke J.B., Sargent, W.L.W. (1968): *Astrophysical Journal* **151**, 807
- [153] Oliva E., Moorwood A.F.M. (1990): *Astrophysical Journal* **348**, L5
- [154] Oliva, E. et al. (1994): *Astronomy and Astrophysics* **288**, 457
- [155] Osterbrock D.E. (1969): *Ap* **4**, L 57
- [156] Osterbrock D.E. (1981): *Astrophysical Journal* **246**, 696
- [157] Osterbrock D.E. (1981): *Astrophysical Journal* **249**, 462
- [158] Osterbrock D.E., Pogge R.W. (1985): *Astrophysical Journal* **297**, 166
- [159] Osterbrock D.E., Matthews W.G. (1986): *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **24**, 171
- [160] Osterbrock D.E., Martel A. (1992): *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **104**, 76
- [161] Otani C. et al. (1996): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **48**, 211
- [162] Papadakis I.E., Lawrence A. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **272**, 161

- [163] Parmar A.N. et al. (1997): *Astrophysical Journal* **122**, 309
- [164] Pelat D., Alloin D., Fosbury R.A.E. (1981): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **195**, 787
- [165] Penston M.V. et al. (1984): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **208**, 347
- [166] Perez E. et al. (1988): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **230**, 356
- [167] Peterson B.M. et al. (1994): *Astrophysical Journal* **425**, 622
- [168] Peterson B.M. (1997): *An introduction to active galactic nuclei*, Cambridge University Press
- [169] Pineda F.J. et al. (1978): IAU Circular No. 3202
- [170] Pineda F.J. et al. (1980): *Astrophysical Journal* **237**, 414
- [171] Polletta M. et al. (1996): *Astrophysical Journal Supplement Series* **106**, 399
- [172] Porquet D. et al. (1999): *Astronomy and Astrophysics* **341**, 58
- [173] Pounds K.A. et al. (1994): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **267**, 193
- [174] Press (1992): *Numerical Recipes*
- [175] Ptak A. et al. (1994II): *Astrophysical Journal* **436**, L31
- [176] Puchnarewicz E.M. et al. (1992): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **256**, 589
- [177] Puchnarewicz E.M. et al. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **276**, 1281
- [178] Reconditi M., Oliva E. (1993): *Astronomy and Astrophysics* **280**, 536
- [179] Rees M.J. et al. (1969): *Nature* **223**, 788
- [180] Rees M.J. (1984): *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22**, 471
- [181] Reynolds C.S., Fabian, A.C. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **273**, 1167
- [182] Reynolds C.S., Fabian A.C., Inoue H. (1995): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **276**, 1311
- [183] Reynolds, C.S. (1997): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **286**, 513
- [184] Robson I. (1996) "Active galactic nuclei", Wiley Praxis, Chichester
- [185] Rodriguez-Pascual P.M. (1997): *Astrophysical Journal Supplement Series* **110**, 9
- [186] Rush B. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **471**, 190
- [187] Rybicki G., Lightman A.P. (1979): *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley and Sons

- [188] Salpeter E.E. (1964): *Astrophysical Journal* **140**, 796
- [189] Schaeidt S.G. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L55
- [190] Schmidt M. (1963): *Astrophysical Journal* **146**, 7
- [191] Schnopper H.W. et al. (1977): *Astrophysical Journal* **215**, L7
- [192] Seaton M.J. (1979): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **187**, 73
- [193] Serlemittos P.J. (1995): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **47**, 105
- [194] Shields G.A. (1978): *Nature* **272**, 706
- [195] Shu F.H. (1981): *The physical universe*, Princeton University Press
- [196] Shuder J.M., Osterbrock D.E. (1981): *Astrophysical Journal* **250**, 55
- [197] Smith H.J., Hoffleit D. (1963): *Nature* **198**, 650
- [198] Smith M.G., Wright A.E. (1980): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **191**, 871
- [199] Sramek R.A., Weedman D.W. (1980): *Astrophysical Journal* **238**, 435
- [200] Steiner J.E. (1981): *Astrophysical Journal* **250**, 469
- [201] Struve O., Zebergs V. (1960): *Astrophysical Journal* **132**, 87
- [202] Soifer B.T. et al. (1986): *Astrophysical Journal Letters* **303**, L41
- [203] Soifer B.T. et al. (1987): *Astrophysical Journal* **320**, 238
- [204] Spinoglio L., Malkan M.A. (1992): *Astrophysical Journal* **399**, 504
- [205] Stark A.A. et al. (1992): *Astrophysical Journal Supplement Series* **79**, 77
- [206] Stephens S.A. (1989): *Astronomical Journal* **97**, 10
- [207] Stumpff P. (1980): *Astrophysical Journal Supplement Series* **41**, 1
- [208] Sturm E., Lutz D., Genzel R. (1997): IAU Colloquium 159, Proceedings of "Emission Lines in Active Galaxies", p. 337
- [209] Sturm E. et al. (1999): *Astrophysical Journal* **512**, 197
- [210] Tanaka Y., Inoue H., Holt S.S. (1994): *Publications of the Astronomical Society of Japan* **46**, L37
- [211] Thompson R.I. (1996): *Astrophysical Journal* **459**, L61
- [212] Trümper J. (1990): *Sterne und Weltraum* **4**, 222
- [213] Turner T.J., Pounds K.A. (1989): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **240**, 833
- [214] Turner T.J. et al. (1991): *Astrophysical Journal* **381**, 85

- [215] Turner T.J. et al. (1993): *Astrophysical Journal* **419**, 127
- [216] Turner T.J. et al. (1996): *Astrophysical Journal* **472**, 571
- [217] Turner T.J. et al. (1999): *Astrophysical Journal* **524**, 667
- [218] Ueda Y. (1997): The Institute of Space and Astronautical Science ISAS, Research Note 621, Promotionsarbeit
- [219] Uttley P. et al. (1999): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **307**, L6
- [220] Valentijn E.A. et al. (1996): *Astronomy and Astrophysics* **315**, L60
- [221] van Groningen E., de Bruyn A.G. (1989): *Astronomy and Astrophysics* **211**, 293
- [222] Vaughan S. et al. (1999): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **309**, 113
- [223] Veilleux S. (1991): *Astrophysical Journal Supplement Series* **75**, 357
- [224] Viegas-Aldronvandi S.M., Contini M. (1989): *Astronomy and Astrophysics* **215**, 253
- [225] Villar-Martín M. et al. (1997): *Astronomy and Astrophysics* **323**, 21
- [226] Voigt H.H. "Abriss der Astronomie", 1991, Spektrum
- [227] Wagner S.J., Witzel A. (1995): *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **33**, 163
- [228] Wagner S.J. (1997): Proceedings of IAU Colloquium 159, "Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques"
- [229] Walter R., Fink H.H. (1993): *Astronomy and Astrophysics* **274**, 105
- [230] Ward M., Morris S. (1984): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **207**, 867
- [231] Weaver K.A. et al. (1994): *Astrophysical Journal* **436**, L27
- [232] Weaver K.A. et al. (1995): *Astrophysical Journal* **442**, 597
- [233] Wehrle A.E. et al. (1998): *Astrophysical Journal* **497**, 178
- [234] Whittle M. I (1985): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **213**, 1
- [235] Whittle M. II (1985): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **216**, 817
- [236] Wilson A.S. et al. (1992): *Astrophysical Journal* **391**, L75
- [237] Winkler H. (1992): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **257**, 677
- [238] Wood K.S. et al. (1984): *Astrophysical Journal Supplement Series* **56**, 507
- [239] Yaqoob T., Warwick R.S., Pounds K.A. (1998): *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **236**, 153
- [240] Yuan W. et al. (1998): *Astronomy and Astrophysics* **330**, 108



## **Es ist vollbracht! Vielen Dank an . . .**

meinen Doktorvater **Herrn Prof. Immo Appenzeller** für die Betreuung der Arbeit! Er stand nicht nur mit Rat und kritischen Anmerkungen zur Seite, sondern zögerte auch nicht eine Beobachtung auf dem Calar Alto zu begleiten

**Herrn Priv.-Doz. Dr. Stefan Wagner** für die hilfreichen und anregenden Diskussionen nicht nur über die Astronomie

**Herrn Prof. Burkhard Fuchs** für die Erstellung des 2. Gutachtens

**die Friedrich-Naumann-Stiftung** für die finanzielle und ideelle Unterstützung. Das vielseitige Programm der Stiftung ermöglichte mir in der Zeit der Doktorarbeit einen guten Ausgleich zur Astronomie

**Herrn Prof. Schulz** vom Anglistischen Seminar für die Unterstützung bei der Organisation der Naumann-Treffen

**Matthias** für die unermüdliche Beantwortung vieler Fragen und seinen Humor, der geholfen hat, wenn es mal wieder galt ein Problem zu lösen

**Eckhard** für das Korrekturlesen

**Otmar Stahl und Monika Darr** für die Hilfe bei Problemen mit den Computern

**alle Kollegen auf der Landessternwarte** für die angenehme Atmosphäre

**Moni, Jose, Sascha und Oli** fürs Kino, Fahren, Reden ....

**die Herbert-Quandt-Stiftung der VARTA AG** für die ideelle Unterstützung.

**Christoph, Corinna, John, Stefanie und Tanja** für die schöne Zeit in Gütersloh

**Tobias** für die langen Telefonate

**Moni** für die große Geduld, wenn ich mal wieder eine Verabredung abgesagt habe

**Jorg** ♡!

**meine Eltern** für ihre Unterstützung