

**Signatur von Stossfronten in verschmelzenden
und aktiven Galaxien.
Optische/UV- und Röntgenbeobachtungen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Hamidreza Ansarifar
aus
Teheran. Iran

Göttingen

2010

D7

Referent: Prof. Dr. W. Kollatschny

Korreferent: Prof. Dr. F. Kneer

Tag der mündlichen Prüfung: 30.Juni.2010

Inhaltsverzeichnis

0	Abstrakt	5
1	Einführung	7
1.1	Verschmelzende Galaxien	7
1.2	Gezeitenkräfte	7
1.3	Kollisionsphasen	8
1.4	Beispiele	10
1.4.1	NGC 3921	10
1.4.2	NGC 7252	10
1.4.3	Mrk 266	11
1.5	Besonderheiten	12
1.5.1	Aktiver Kern	12
1.5.2	Ultrahelle Röntgenquelle (ULX)	17
1.6	ULXs in NGC 3921	20
1.6.1	Räumliche Daten	21
1.6.2	NGC 3921-X1	22
1.6.3	Multikomponentes Modell	24
1.7	Stosserhitzte Regionen	24
2	Stossfront Theorie	27
2.1	Temperatur Indikatoren	27
2.2	Temperatur Problem	29
2.3	Definition von Stossfront	31
2.4	Stossfront	32
2.4.1	Sedov-Taylor Gleichungen	34
2.5	Ionisationsfront	34
2.5.1	Front Klassifizierung	35
2.5.2	Entwicklung	36
2.5.3	Vorwärts & Rückwärts Photonfluss	36
2.6	Magnetische Front	38
3	Stossfront Modelle	39
3.1	Einführung	39
3.2	Technische Angaben	40

3.3	Photoionisation Feld	41
3.4	Spektralanalyse	41
3.5	Statistische Analysis	44
3.5.1	Diskussion	46
3.6	Neue Tabellen	46
3.7	Diagnostische Diagramme	53
3.7.1	LINER & Seyfert Galaxien	54
3.7.2	Unterschiede und Gemeinsamkeiten	54
3.7.3	Temperatur Problem	58
3.8	Dynamik von Gasströmung	59
3.9	Neue Diagramme	60
3.9.1	Diskussion	64
4	Anwendung & Beispiele	73
4.1	NGC 3921	73
4.1.1	Diskussion	74
4.2	Mrk 266	78
4.2.1	Historie	79
4.3	Stellare Interpretation	80
4.4	Jet Interpretation	82
4.4.1	Die Beobachtung 0°(SW-Jet)	83
4.4.2	FWHM	91
4.4.3	BPT-Diagramme	92
4.4.4	Radiokomponente. S-Struktur	92
4.4.5	Diskussion	93
4.4.6	Die abgeleitete Front-Geschwindigkeit	95
4.4.7	Die Beobachtung 48°(SW-NO)	96
4.4.8	FWHM	104
4.4.9	Die abgeleitete Front-Geschwindigkeit	104
4.4.10	Diskussion	104
4.5	Seyfert Interpretation	105
4.5.1	Ergebnisse	105
4.5.2	Diskussion	112
4.5.3	Spaltstellung 0°(SW-Jet) und Blockstellung	114
4.5.4	Spaltstellung 48°(SW-Jet) und Blockstellung	115
4.5.5	Fazit	117
5	Röntgen Spektren	121
5.1	RRC Linien	121
5.2	R & G Verhältnisse	121
5.3	NGC 4151 und photoionisiertes Plasma	123
5.4	Diagnostische Linienverhältnisse	124
5.5	Radio-loud Quasar 3C 234	125
5.6	EPIC Spektrum von 3C 234	126
5.7	Diskussion	128
5.8	Mrk 266 und XMM-Newton	128

5.9 Analyse	131
5.10 Diskussion	135
5.11 Modell Analyse	136
5.12 Diskussion	136
5.13 ASCA Spektrum von Mrk 231	139
5.14 Vergleich zwischen Spektren	141
5.15 Seyfert 1 Galaxie 1H 0419-577	142
5.16 Vergleich	146
6 Zusammenfassung und Ausblick	151
A Die beigelegten Tabellen	153
B Kreuzkorrelation (eng. CCF)	161
Abbildungsverzeichnis	162
Tabellenverzeichnis	163
Literaturverzeichnis	165

Kapitel 0

Abstrakt

Wechselwirkende und verschmelzende Galaxien sind ereignisreiche Phänomene, die seit Jahren im Interesse von Astrophysikern stehen. Im Laufe der Verschmelzung treten viele physikalische Erscheinungen auf, die in normalen Galaxien nicht zu beobachten sind. Einige uns bekannte aktive Galaxien sind Ergebnisse von Kollisions- und Verschmelzungsprozessen von zwei Vorgängergalaxien (sogen. 'Merger' oder 'Merger Remnant'). Wechselwirkungen und Kollisionen zwischen zwei Galaxien und daraus resultierende Verschmelzungen können zu gewaltigen Stosswellen führen, die das sich in den Galaxien befindliche Gas komprimieren. Dabei können neue Sterne gebildet werden. Die starke Wechselwirkung der Schwerkraftfelder der beiden ursprünglichen Galaxien (Gezeitenwechselwirkung) kann wegen der Erhaltung des Drehimpulses Materie herausschleudern und bizarre Deformierungen hervorbringen. Stossfronten, die typisch für solche Verschmelzungsprozesse sind, setzen eine große Menge kinetischer Energie frei. Diese wiederum setzen Ionisationsvorgänge in Gang, welche bei normalen thermonuklearen Prozessen nicht möglich sind. Starke Emissionslinien von schweren Elementen, hohe Temperaturen und starke Röntgenstrahlung sind Merkmale, die man in diesen Galaxien beobachten kann. Die interne Struktur der unter Stossheizung stehenden Regionen, und wie überhaupt diese Regionen mit Energie versorgt werden, sind wichtige Fragen, die seit Jahren untersucht werden. Infolgedessen sind die Entwicklungen von Modellen von grossem Interesse. Nur so können wir uns ein genaues Bild über das Geschehen in solchen Regionen bilden um eine qualitative und quantitative Aussage über Stossfronten in einer Region bzw. Galaxie zu machen.

Das wesentliche Ziel dieser Doktorarbeit ist die Ergänzung und Entwicklung solcher Modelle, die früher entwickelt wurden und um diese dann für aktive Galaxien anzuwenden. Dafür sind Galaxien ausgesucht worden, die wie Mrk 266 eine Vielzahl physikalischer Phänomene aufweisen.

Die Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit liegen in Einführung und Vorstellung der wechselwirkenden Galaxien sowie eine Diskussion über Stossionisationsmodelle und der Umsetzung dieser Modelle um aus den gemachten Beobachtungen neue Werte abzuleiten. Die Arbeit beginnt mit einer Einführung in das Thema "Wechselwirkende und verschmelzende Galaxien". Ich werde die Kollisionsphasen zwischen Galaxien diskutieren. Drei Beispiele werden von mir vorgestellt, die jeweils unterschiedliche Phasen von Kollision und Verschmelzung aufweisen. Wichtige Besonderheiten und starke Röntgenquellen in solchen Galaxien ergänzen diese Diskussion. Am Ende befasse ich mich mit Modellen, mit denen wir die Röntgenstrahlung modellieren können. Im zweiten Kapitel stelle ich die Stossfront Theorie vor. Die gemessenen physikalischen und dynamischen Grössen

in verschmelzenden Galaxien können nicht immer durch Photoionisation erklärt werden. Extrem hohe Helligkeit und starke Röntgenquellen sind Besonderheiten, die uns auffallen. Daher müssen wir eine Energiequelle finden, die solche Röntgenquellen erzeugen können. Stossfronten und Stossionisation sind plausible Erklärungen, die unsere Fragen beantworten können. Mathematische Gleichungen und Definitionen von Stossfronten gehören zu diesem Kapitel. Im Kapitel drei gehe ich die Diskussion vom Stossionisationsmodellen ein. Diese Modelle, die auf mathematische und physikalische Theorien beruhen, simulieren die Stossfronten und das daraus resultierende Spektrum sowie Emissionslinien. So werden wir in der Lage sein aus diesen Modellen neue Werte abzuleiten und mit beobachteten Werten zu vergleichen. Auch unsere Vorstellung von verschmelzenden Galaxien können verbessert werden. Im Kapitel vier werden Theorien und Modelle für ausgesuchte Galaxien umgesetzt und konkrete Aussagen über physikalische Prozesse gemacht. Die Verschmelzungsgalaxie Mrk 266 ist ein sehr gutes Beispiel, die mehrfach beobachtet und untersucht worden ist. Mir lagen drei Interpretationen und Beobachtungen vor, die im optischen/UV Bereich gemacht worden sind. Diese Interpretationen werden erst vorgestellt und dann verglichen. Daraus können wir wertvolle Schlussfolgerungen ziehen und die Natur von Energiequellen in dieser Galaxie besser verstehen. Röntgendaten und -beobachtungen sind die Themen, die im Kapitel fünf diskutiert werden. Diese Daten stammen von Röntgensatelliten wie XMM-Newton und Chandra. Aufgrund der Emissionslinien im Röntgenbereich können wir mit Hilfe von Photoionisations- oder Stossionisationsmodellen neue Werte ableiten und mit den Werten, die ich im Kapitel vier im optischen/UV Bereich abgeleitet habe, vergleichen. Wir werden sehen, dass wir aus den Daten im Röntgenbereich Schlussfolgerungen ziehen, die die Ergebnisse aus dem Kapitel vier bestätigen. So steht uns eine Methode zur Untersuchung und Diagnose von verschmelzenden Galaxien im Röntgenbereich zur Verfügung. Ebenfalls werden die Bedeutungen sowie Anwendungen von RRC Linien und R & G Verhältnissen im Röntgenbereich diskutiert. RRC Linien sind zuverlässige diagnostische Mittel, die unabhängig von Stossionisationsmodellen angewendet werden können. Diese Linien sind in gut aufgelösten Spektren im Röntgenbereich zu finden. Somit können wir stossionisiertes und photoionisiertes Plasma voneinander unterscheiden.

Kapitel 1

Einführung

Die Hypothese, dass viele normale und aktive Galaxien durch Verschmelzungsprozesse gebildet wurden, werden seit den siebziger Jahren intensiv diskutiert. Mit neuen besseren technischen Möglichkeiten können solche Objekte heutzutage beobachtet und studiert werden. Es gelingt uns Rückschlüsse zu ziehen und die Entwicklung solcher Galaxien zu simulieren. In diesem Kapitel werde ich die Theorie von Verschmelzungsgalaxien kurz diskutieren. Der Text (1.1-1.3) ist eine Zusammenfassung von einem Artikel, der in wikipedia unter Stichwort *Wechselwirkende Galaxien* vorhanden ist. (Joseph Silk. 1999 [52], Roy A. Gallant 1998 [15]).

1.1 Verschmelzende Galaxien

Wechselwirkende Galaxien sind diejenigen, die sich gegenseitig gravitativ beeinflussen. Zu Wechselwirkungen kann es bei Begegnungen zweier oder mehrerer Galaxien kommen. Dadurch ergeben sich entweder Galaxienverschmelzungen oder besondere Formationen und Neukonstellationen der beteiligten Sterne, Sternhaufen und des internen Gases (Siehe Abbildung 1.1). Verschmelzungen von Galaxien finden am meisten in dichten Regionen des Universums bei langsamen Relativgeschwindigkeiten zueinander statt. Bei schnelleren Kollisionsgeschwindigkeiten durchdringen und durchqueren sich die Galaxien ohne grössere Wirkungen zu hinterlassen. In manchen Fällen treiben Galaxien in geringen Abstand aneinander vorbei. Elliptische Galaxien sind vermutlich oft die Verschmelzungsprodukte von Galaxien, insbesondere von Spiralgalaxien. Alle wechselwirkenden Galaxien haben die Eigenschaft, daß die gegenseitigen gravitativen Wirkungen ihre inneren Aktivitäten erhöhen und zu Erscheinungen von gewaltigen Energiestrahlungen im optischen, UV und Röntgen Bereich führen können.

1.2 Gezeitenkräfte

Gezeitenkräfte beschleunigen die Prozesse von Sternen- und Galaxienbildungen. Diese Kräfte können in den verschiedenen Konstellationen von wechselwirkenden Galaxien sehr unterschiedliche Einflüsse ausüben. Ausserhalb der Galaxienhaufen, wo Galaxien Wechselwirkungen seltener vorkommen, ist das Gas vergleichsweise ruhig im Verlauf von über zehn Milliarden Jahren kollabiert. Dort sind die Sternentstehungen und die Abfolge der Sternpopulationen schrittweise vor sich gegangen.

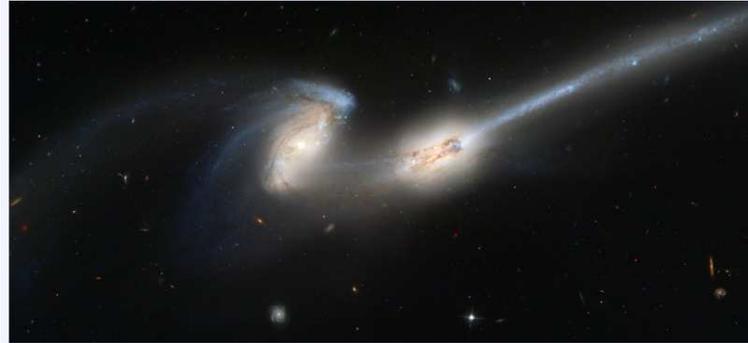


Abbildung 1.1: Zwei Galaxien im Prozess der Verschmelzung: Die 300 Millionen Lichtjahre entfernten Mäuse-Galaxien in Sternbild Haar der Berenike (HST)

Auch die Kollisionen und Verschmelzungen von Galaxien sind dort langsamer und stufenweise verlaufen. Elliptische Galaxien finden sich meistens in dichten Galaxienhaufen. Demnach bildeten sich Elliptische Galaxien unter starkem Einfluss von Gezeitenkräften, vermutlich aus schon vorhandenen Scheibengalaxien oder aus gasreichen Protogalaxien.

1.3 Kollisionsphasen

Verschmelzungen von Galaxien dauern mehrere hundert Millionen Jahren bis 1,5 Milliarden Jahren, die Abklingphasen dauern noch wesentlich länger. Dabei nähern sich die Objekte zunächst einander an und umkreisen sich. Hier spielt es eine Rolle, wie gross bzw. wie schwer die Galaxien im Vergleich zueinander sind und was ihre Relativbewegungen sind. Die Umkreisungen werden dann immer enger. In den meisten Fällen durchdringen sich die Galaxien dabei mehrmals gegenseitig, bevor sie schließlich verschmelzen. Durch das gegenseitige Durchdringen werden die ursprünglichen galaktischen Formen vernichtet und es wird Materie wie Gas und Sterne ausgetauscht. Die Schwerkraft muss ausreichen, um die zerrissenen Galaxien zusammenzuhalten. Im anderen Fall driften sie nach dem ersten Durchdringen auseinander. Die Kollisionsphasen können folgendermassen mit Hilfe einer Simulation beschrieben werden.

- **Annäherungsphase (engl. Pre-Collision)**

Im linken Bild (Siehe Abbildung 1.2) ist die Annäherungsphase zweier scheibenförmiger Galaxien zu sehen. Annäherungsgeschwindigkeiten liegen in den Dimensionen von unter 100 km/s bis zu 1.000 km/s in extremen Fällen. Bei der Kollision von Kernregionen zweier Galaxien können allerdings Geschwindigkeiten von 3.000 km/s und mehr bestehen. Bei der Annäherung verändern sich die inneren Strukturen der beiden Galaxien und es können bereits bei der Annäherung Gas- und Sternenbrücken zwischen ihnen entstehen. Die Galaxiekern beschreiben bei der Annäherung einen parabolischen Bahnverlauf.

- **Einschlag (engl. Impact)**

Das Bild in der Mitte zeigt, wie sich beiden Objekte an ihren Rändern durchstreifen. Die Gala-

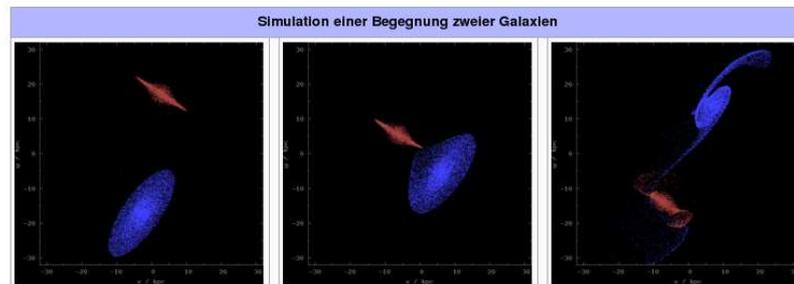


Abbildung 1.2: Simulation einer Begegnung zweier Galaxien (NASA)

xiekerne treffen hier nicht aufeinander. Die Galaxien verformen sich und tauschen Material aus. An ihrem nächst gelegenen Punkt zueinander wirkt die Gezeitenkraft des jeweils anderen Kollisionspartners auf jede Galaxie. Durch diesen Impuls bilden sich auf ihren zueinander abgewandten Seiten Gezeitenarme aus (rechtes Bild). Durch Schocks und Strömungen in den Galaxiescheiben wird dort die interstellare Materie verdichtet.

- **Selbstgravitation (engl. Gravitational Response) und Pause**

Im rechten Bild sind die ursprünglichen Galaxien sowohl in ihren äusseren Formen als auch in den inneren Geschehen verändert und die Massenverhältnisse der beteiligten Kollisionspartner können sich stark verlagert haben. Die Galaxien entfernen sich zunächst wieder voneinander. Durch die sogenannte Selbstgravitation der Galaxiescheibe können dann Spiralarms und/oder Balken erzeugt oder verstärkt werden, was eine mögliche Rückantwort auf die vorangegangenen Verdichtungsprozesse sein kann. Es hängt allerdings stark von den inneren Strukturen der Galaxien und ihren Bahnverläufen zueinander ab, wie sich die Objekte verformen. Beim Auseinanderdriften gelangen die Kollisionspartner dann zunächst in die Pausenphase. Es hängt nun von den Massen- und Geschwindigkeitsverhältnissen ab, ob die Galaxien sich später wieder aufeinander zu bewegen, was letztlich zu einer Verschmelzung führen würde, oder ob sie nach diesem ersten Zusammentreffen endgültig auseinander treiben.

- **Verschmelzungsphase (engl. Merging)**

Die Bewegungen der Galaxien zueinander geraten in immer kreisförmigere und engere Bahnen, was die Zusammenstösse der Gaswolken intensiviert. Daraus bildet sich unter hohem Druck eine dichte Gaswolke im Zentrum. Diese Wolke wird durch den hohen Druck instabil und fällt zusammen. Dabei bildet das Gas neue Sterne. Auf diese Weise entstehen extrem viele Sterne, was in dieser Form Sternentstehungsausbruch (engl. Starburst) genannt wird. Ein grösser Anteil des Gases wird durch die gewaltigen Energien der neuen Sterne aus dem Sternensystem hinaus geblasen. Es verbleiben viele Sterne und wenig Gas. Dadurch können in diesen Galaxien später lange keine oder fast keine neuen Sterne mehr entstehen. Eine auf diese Art neu gebildete Galaxie besteht also aus gemeinsam alternden Sternen, wobei kaum mehr jüngere Sterne nachkommen. Bei der Verschmelzung von grösseren Galaxien entstehen meist Elliptische Galaxien. In den heutigen Elliptischen Galaxien befinden sich daher fast ausschliesslich sehr alte Sterne gleicher Generation mit ähnlicher

Masse wie die Sonne. In anderen Galaxientypen sind sowohl unterschiedliche Sternpopulationen als auch höhere Mengen an Gas vorhanden.

- **Erholungsphase (engl. Relaxation)**

Nach der Vereinigung muss die neu gebildete Galaxie mehrere Rotationsperioden durchlaufen, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Dieser Zeitraum ist verglichen mit den vorhergehenden Prozessen relativ lang. In den Galaxiezentren betragen Zeitspannen zwar nur etwa hundert Millionen Jahre.

Wenn Galaxien kollidieren oder verschmelzen, treiben die Sterne der Galaxien aneinander vorbei. Kollisionen von Sternen sind dabei sehr unwahrscheinlich, weil sie nur einen extrem geringen Bruchteil des Raumes einnehmen. Die Gaswolken kollidieren allerdings und verlieren dabei Bahnenergie. Dadurch entstehen Sternhaufen, die bei den meisten älteren Galaxien, die in der Regel schon mehrere Kollisionsprozesse durchlaufen haben, gleichmässig als Sphäre verteilt sind. Diese sphärischen Strukturen bestehen zum Teil aus älteren Sternhaufen, die schon vor der letzten Kollision bestanden und neueren Sternhaufen, die bei der jüngsten Kollision entstanden sind.

1.4 Beispiele

Die Röntgensatelliten Chandra und XMM-Newton spielen eine wichtige Rolle bei der Untersuchung aktiver und wechselwirkender Galaxien. Drei solche Galaxien, die von Satelliten beobachtet und untersucht worden, werden in diesem Abschnitt diskutiert. Diese Galaxien befinden sich in unterschiedlichen Phasen ihrer Entwicklung und können als Beispiele für drei Gruppen von Galaxien geforscht werden. Dazu müssen wir erst zwei Akronyme erklären, die oft verwendet werden.

AGN: Das steht für *Active Galactic Nuclei*. Damit sind ca. 1-3 % aller Galaxien gemeint, bei denen die Gesamtleuchtkraft der Galaxie nicht mit der Summe aller Sternenleuchtkräfte erklärt werden kann und ein erheblicher, nichtthermischer Anteil aus den Galaxiekernen entstammt (Kollatschny 1989) [27]

LINER: LINER ist eine Abkürzung für einen bestimmten Typen Aktiver Galaktischer Kerne. Es steht für *low-ionization nuclear line region*, also ein Emissionsgebiet im Kern einer aktiven Galaxie, das gering ionisiert ist (Müller 2007) [34]

1.4.1 NGC 3921

NGC 3921 ist eine Verschmelzungsgalaxie, die etwa 0.7 Gyr alt ist (Schweizer 1996 [51]; Hibbard & Mihos 1995 [18]). Dieses System hat einen aktiven Kern (LINER) und ist das Ergebnis einer Kollision zwischen zwei Spiralgalaxien. Aus der aktuellen Untersuchungen kann man auf die Natur der beiden Vorgängergalaxien schlüssen. Eine gehört zu der Sa-S0 Gruppe und die andere ist ein Sc Typ (Hibbard & van Gorkom 1996 [19]). Das System befindet sich in Verschmelzungsphase (engl. Mergin) und grosse Stellaraktivitäten sind im Gang (Read & Ponman 1998 [48]).

1.4.2 NGC 7252

NGC 7252 oder “Atoms-For-Peace” Galaxie ist das zweite Beispiel für einen Verschmelzungsprozess, der 1.0 Gyr alt ist. Dieses System ist älter als NGC 3921 und fast am Ende eines Verschmelzungsprozesses zweier gashaltiger Vorgängergalaxien. Besondere Aktivität in der Kernregion wurde

Tabelle 1.1: Kurze tabellarische Merkmale beider Galaxien

Merkmale	NGC 3921	NGC 7252
Vorgängergalaxien	Sa-Sc (oder S0-Sc)	Sc-Sc
Gaszustand	gasarm+gasreich	gasreich+gasreich
Alter	0.7 Gyr	1.0 Gyr
Kern	LINER	Ruhig
Entfernung/Mps	77.9	63.0
Rotverschiebung	0.019	0.015

nicht beobachtet (Schweizer 1996). Die Abbildung 1.3 (Nolan 2004 [35]) zeigt die beiden Galaxien.

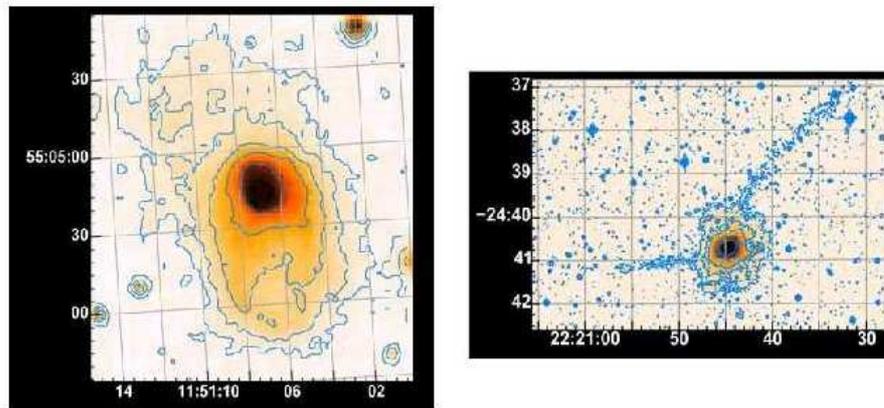


Abbildung 1.3: NGC 3921. Digitized Sky Survey Aufnahme. (links, R-Band) und NGC 7252 (rechts, B_j -Band). Diffuse Morphologie infolge Verschmelzung ist erkennbar (Nolan 2004)

1.4.3 Mrk 266

Die Galaxie Mrk 266 (NGC 5256) ist eine auffällige Galaxien, die in den letzten Jahren erforscht wurde und zwar weil sie viele wichtige und vielfältige galaktische Phänomene in sich hat. Sie ist ein extremer Fall von Verschmelzungsgalaxien. Dieses System ist 115 Mpc entfernt (Davies et.al 2000 [7]) und besitzt zwei Kerne. Der nördliche Kern ist ein LINER und der südliche Kern ein Seyfert 2 Typ. Zwischen den beiden Kernen ist eine starke Radiokomponente nachgewiesen (Kollatschny 1998). Durch Stossfront und Gezeitenkräfte werden interstellare Materien verdichtet und die Vorgängergalaxien verformen sich langsam. Auch für uns steht diese Galaxie im Zentrum von Interesse und in den nächsten Abschnitten und Kapitel werde ich die Kernregionen und innere Struktur detailliert diskutieren.

1.5 Besonderheiten

Wechselwirkende Galaxien zeigen im Laufe des Verschmelzungsprozesses bestimmte astrophysikalische Erscheinungen und Besonderheiten. Die wichtigen Besonderheiten die hier diskutiert werden, sind diejenige, die im optischen, UV und Röntgen-Bereich am auffälligsten sind. Durchaus ist es möglich dass die Vorgängergalaxien keine besondere Erscheinungen oder Besonderheiten aufweisen. Aber sobald zwei Galaxien sich annähern, treten Störungen auf. In 1.3 sind die Hintergründe in unterschiedlichen Phasen aufgezählt worden und nun können die Phänomene selbst geschildert werden.

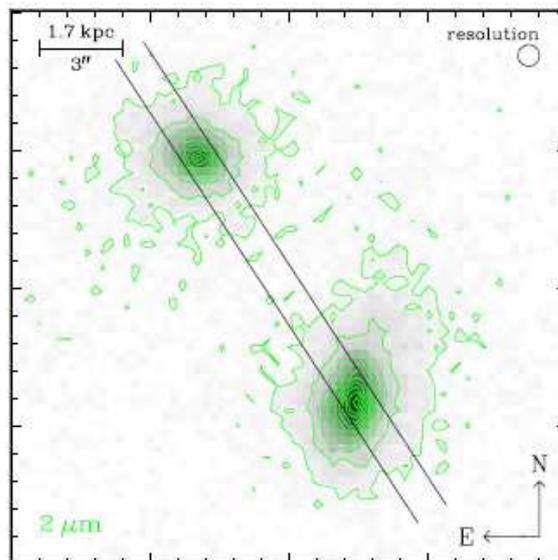


Abbildung 1.4: $2\mu\text{m}$ Kontinuum. Die beiden Kerne in Mrk 266 sind 5.9 kpc voneinander entfernt. UKIRT Teleskop. CGS4 Spektrometer. Belichtungszeit 64 Minuten. (Davies 2000)

1.5.1 Aktiver Kern

Seit dem Beginn, wo zwei Galaxien sich annähern bis zur Beruhigungsphase (engl. Relaxation) sind beide Kerne Änderungen ausgesetzt. Annäherungsgeschwindigkeit, Zustand der Vorgängergalaxien, Kollisionswinkel und die freigesetzte kinetische Energie (Stoßfront) sind Ausschlaggeber für neue Änderungen im Zentrum und umliegenden Regionen der neuen Galaxie. Fast alle Verschmelzungsgalaxien zeigen entweder grosse Aktivitäten im Zentrum oder wie NGC 7252 einen stabilen und ruhigen Zustand, der typisch für die Erholungsphase ist. Durch Stoßfront und Strömungen in Galaxiescheibe und -zentrum wird die interstellare Materie verdichtet und die zentrale Akkretionsschiebe besser mit Materie versorgt. Die neue Gaszufuhr kann so stark sein, dass sie nicht komplett vom schwarzen Loch geschluckt und akkretiert werden kann sondern wird es entlang Rotationsachse geschleudert und schliesslich bildet sich ein Jet. Die gewaltige kinetische Energie

im Jet überträgt sich auf die umgebende interstellare Materie. Um eine Erklärung für die zentrale Strahlung zu finden, wurden viele Modelle entwickelt. Synchrotronstrahlung, inverser Compton-Effekt durch Stossprozesse mit hochenergetischen Elektronen oder Photonen, die von Wolken in den Jet gestreut werden und dort ebenfalls eine Invers-Compton-Streuung zu höheren Energien erfahren.

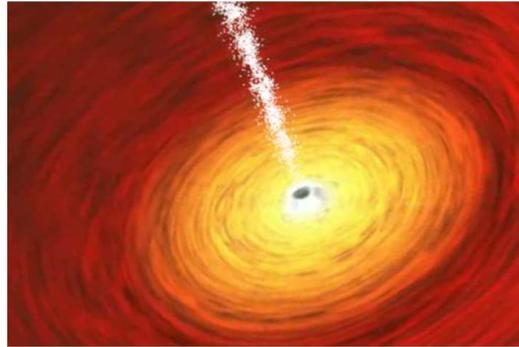


Abbildung 1.5: Schwarzes Loch und Jet (Chandra Archiv)

Der aktive Kern in NGC 3921

1982 hat Stauffer [57] über 20 aktive Galaxien untersucht, die seiner Meinung nach nicht durch normale thermonukleare Mechanismen photoionisiert sind. Zu dieser Gruppe gehört auch NGC 3921. Sie ist das Ergebnis Kollision zweier Spiralgalaxien vor 0.7 Gyr Jahre. Die beiden alten Kerne sind nicht mehr erkennbar und stattdessen hat sich ein neuer Kern gebildet. Der Kern wurde im Röntgenbereich von Nolan (2004) erforscht und als LINER katalogisiert. Stauffer (1982) hat in seiner Arbeit die Kernregion untersucht und eine Liste wichtiger Emissionlinien erstellt (Tabelle 1.2). Diese Werte passen auch am besten in der Kategorie LINER. In der dritten Spalte sind zum Vergleich Standardwerte für LINER aus Osterbrock (2004) [36] eingetragen.

Tabelle 1.2: Gemessene Linienverhältnisse. Kernregion NGC 3921

Linienverhältnisse	NGC 3921	LINER Werte
$\frac{H\alpha}{H\beta}$	3.001	2.85-3.1
$\frac{N[II]\lambda 6583}{H\alpha}$	1.346	>0.5
$\frac{O[II]\lambda 6300}{H\alpha}$	0.3684	>0.05
$\frac{O[II]\lambda 3727}{O[III]\lambda 5007}$	1.505	> 1
$\frac{O[III]\lambda 5007}{O[III]\lambda 5007}$	1.036	<3
$\frac{S[II]\lambda\lambda 6716+6731}{H\alpha}$	0.869	>0.4

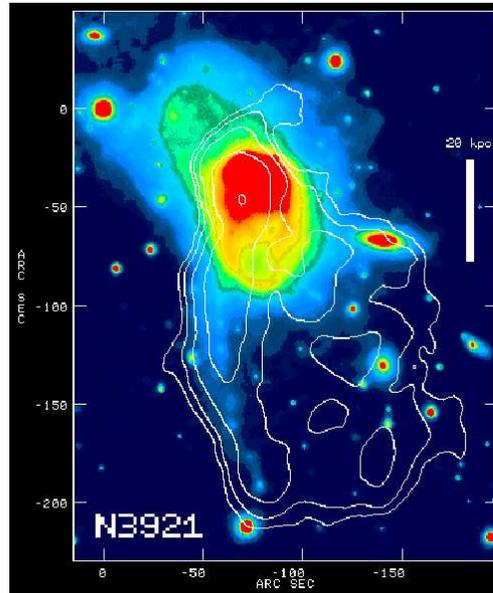


Abbildung 1.6: NGC 3921. 20 kpc entsprechen dem weissen Streifen rechts. R-Band (KPNO Teleskop) und HI Konturen (VLA Teleskop). Norden:Oben, Osten:Links (Chandra Archiv)

In den nächsten Kapiteln werden Photoionisationsmechanismen in der Kernregion diskutiert und die Quelle für nicht thermonukleare Energie präsentiert. Dazu brauche ich Stossfront Theorie, die das Thema des nächsten und übernächsten Kapitel ist.

Der aktive Kern in Mrk 266

Mrk 266 ist ein System mit zwei Kernen, die aus Vorgängergalaxien stammen (Joseph et. al. 1988 [22]). Hier versuche ich beste Auswahl von aktuellen wissenschaftlichen Arbeiten über beide Kerne zu zitieren. Ponman (2007) [42] hat eine Gruppe von neun wechselwirkenden Galaxien auf Entwicklung ihrer Röntgenemissionen untersucht. Dabei wurden Beobachtungen vom Chandra Satellit benutzt. Das Ergebniss seiner Arbeit hat bestätigt, dass der Nordost Kern ein LINER mit einer starken Sternburst Komponente ist und der Südwest Kern aus einem Seyfert 2 Kern besteht (Kollatschny 1984 [26]). Zwischen den beiden Kernen befindet sich eine extreme Emissionsregion, die in Folge des Verschmelzungsprozesses zustande gekommen ist. T. Ishigaki und et al.(1999)[21] haben die gesamte Fläche der Galaxie in 16 Blöcken unterteilt und jeden Block separat im optischen untersucht. Die Blöcke, die sich im Norden befinden werden in den nächsten Kapiteln diskutiert. Die Galaxie hat eine Rotverschiebung von 0.028 und ihre totale $H\alpha + [NII]$ Helligkeit ist $2 \times 10^{42} \text{ erg/sek}$ und so ist Mrk 266 eine starke Infrarot Galaxie. Der Nordost Kern ist c.a 2×2 kps gross und seine $H\alpha$ Helligkeit beträgt $3.1 \times 10^{41} \text{ erg/sek}$. Die bolometrische Helligkeit ist etwa $2 - 6 \times 10^{10} L_{SUN}$. Aus dem Linieprofil (Abbildung 1.8) schliesst Ishigaki (1999), dass der Nordost Kern am wahrscheinlichsten einen Sternburst Ursprung mit einem starken Superwind hat. So muss der Kern mit Energie, die aus diesem Sternburst ausgeht und Stossfront, der durch Superwind

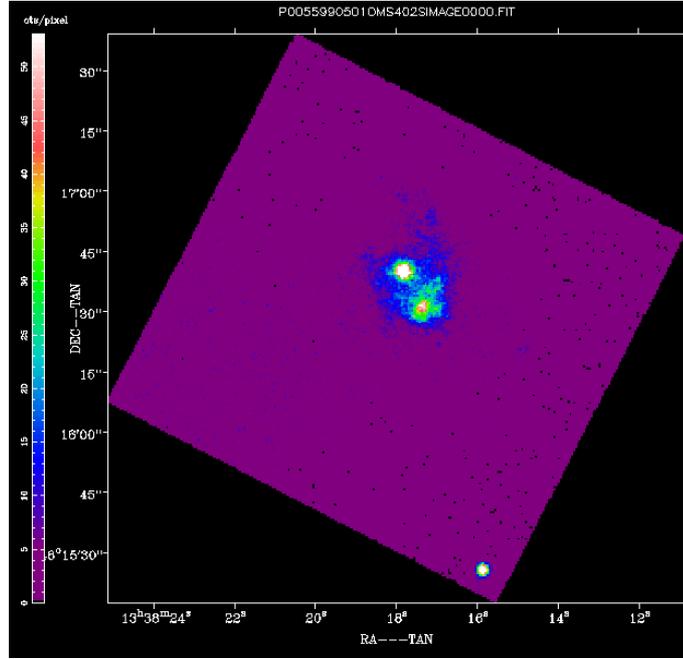


Abbildung 1.7: Optisches Bild von Mrk 266. Beide Kerne sind erkennbar. Belichtungszeit 1000 sek. (XMM-Newton)

erzeugt wird, versorgt werden. Der Südwest Kern ist ein heller Seyfert Kern. Dieser Kern strahlt einen grossen Teil der Infrarotemission von Mrk 266 ($\sim 3 \times 10^{11} L_{sun}$) aus. HST Aufnahmen zeigen eine staubige Umgebung und kurvige Strukturen die sich in verschiedenen Richtungen erstrecken. Ein Teil der [OIII] Emission um den Südwest Kern wird von diesem Staub absorbiert. $H\alpha$ Helligkeit beträgt $1.8 \times 10^{41} \text{ erg/sek}$. Die Linienverhältnisse des Kernes und dessen nördliche Umgebung deuten darauf hin, dass das zentrale Gas von einem Potenzgesetz (engl. power-law) Kontinuum und die nördliche Region von LINER photoionisiert sind.

Tabelle 1.3: Gemessene Linienverhältnisse. Die beiden Kernregionen Mrk 266

Linienverhältnisse	Nordost Kern	Südwest Kern
$\frac{O[III]\lambda 5007}{H\beta}$	1.4 ± 0.1	4.6 ± 0.2
$\frac{HeI\lambda 4686}{H\beta}$	< 0.03	0.15 ± 0.03
$\frac{N[II]\lambda 6583}{H\alpha}$	0.68 ± 0.01	0.55 ± 0.01
$\frac{S[II]\lambda 6716 + S[II]\lambda 6713}{H\alpha}$	0.48 ± 0.01	0.39 ± 0.01
$\frac{O[I]\lambda 6300}{h\alpha}$	0.13 ± 0.01	0.04 ± 0.01
$\frac{S[II]\lambda 6716}{S[II]\lambda 6731}$	1.08 ± 0.03	1.27 ± 0.06

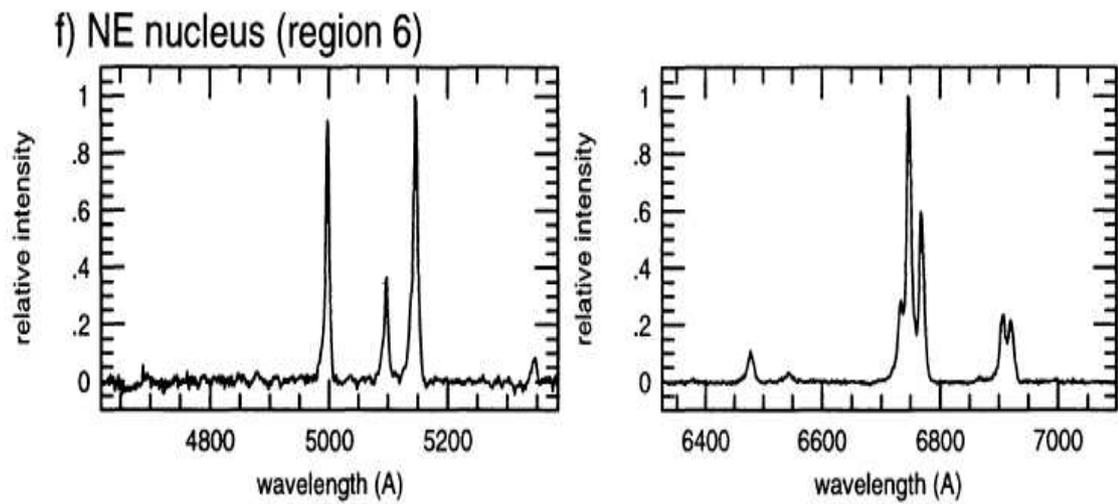


Abbildung 1.8: Das Linienprofil. Nordost Kern.(T.Ishigaki 1999)

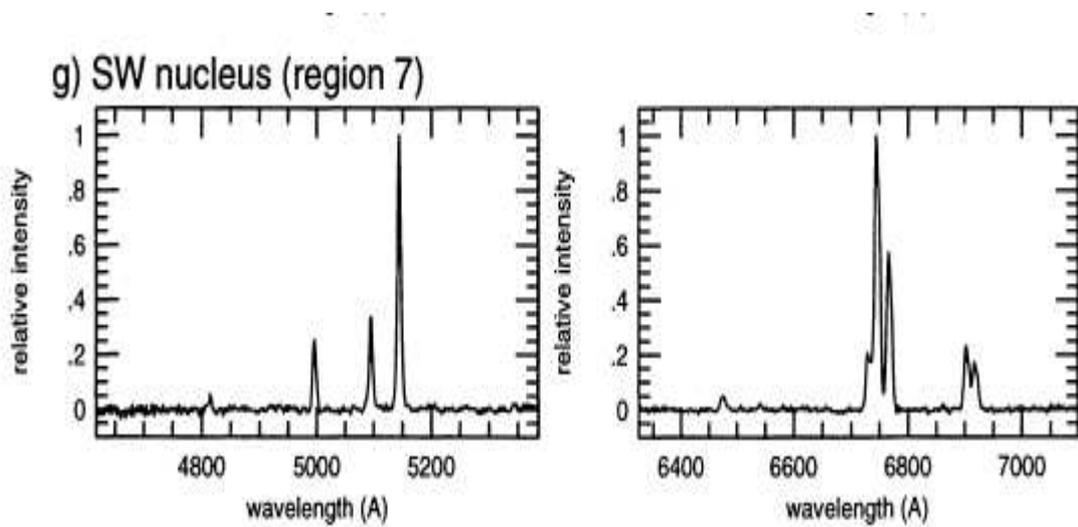


Abbildung 1.9: Das Linienprofil. Südwest Kern.(T.Ishigaki 1999)

1.5.2 Ultrahelle Röntgenquelle (ULX)

Eine zweite Besonderheit bei wechselwirkenden Galaxien sind ULXs (ultraluminous X-ray). Trotz Vielzahl an Definitionen und Darstellungen kann man gewisse Kriterien und Merkmale erkennen. Um ein genaueres Bild über ULXs zu präsentieren zitiere ich einige Definitionen aus Müller (2007). Dieser Abschnitt (1.5.2) ist eine Zusammenfassung von seinem Artikel, der unter die Adresse <http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen/> vorhanden ist.

ULX ist ein Akronym für ultraluminous X-ray source und bezeichnet damit eine ultraleuchtkräftige Röntgenquelle. Das Attribut 'ultra-' weist darauf hin, dass es sich um Quellen mit ungewöhnlich hoher Röntgenleuchtkraft handeln muss. ULXs haben ihrer Definition nach Röntgenleuchtkräfte von $L_X = 10^{39}$ bis 10^{41} erg/sek im Band zwischen 0.2 und 10 keV.

Dass diese Röntgenleuchtkräfte gigantisch sind, erkennt man beim Vergleich mit der Röntgenleuchtkraft der Sonne: selbst im Maximum schafft sie nur knapp 5×10^{27} erg/sek. Das ist billionenfach schwächer als beim schwächsten ULX!

Eddington-Leuchtkraft

Eddington-Leuchtkraft und Eddington-Akkretionsrate sind bedeutende Grösse in der Akkretionsphysik. Sie dienen dazu, um das Vermögen einer Quelle abzuschätzen, um Materie aufzusammeln und die bei der Akkretion freiwerdende Gravitationenergie in Form elektromagnetischer Wellen abzustrahlen. Insoweit benötigen Astrophysiker die Eddington-Grenze, um die Strahlungsleistung und das Akkretionsverhalten von Aktiven Galaktischen Kernen (AGN) wie der Quasare und Seyfertgalaxien einerseites, aber auch von Röntgendoppelsternen und Protosternen andererseits beurteilen zu können. Mit der Eddington-Relation kann auch die Masse des Materie aufsammlenden Objekts, des so genannten Akkretors, abgeschätzt werden.

Eddington-Limit: Strahlung kann den Einfall stoppen

Bei der Ableitung dieser charakteristischen Grösse der Akkretionsphysik beginnt man bei der Eddington-Leuchtkraft. Die Eddington-Leuchtkraft ist diejenige Leuchtkraft, bei der der nach aussen gerichtete Strahlungsdruck auf ein Volumenelement im Akkretionsfluss gerade so gross wird wie der nach innen gerichtete Gravitationsdruck. Mit anderen Worten: Eine Quelle mit einer Leuchtkraft oberhalb des Eddington-Limits bläst die Materie in der Umgebung mit der Strahlung weg und bremst oder unterbindet gar die Akkretion. Wenn der Grenzfall gerade erfüllt ist, sprechen die Astronomen von einer Quelle am Eddington-Limit. Ist die Leuchtkraft sogar noch grösser, so sprechen sie von einer super-Eddington-Quelle. Entsprechend gibt es auch die sub-Eddington-Quelle, bei denen die Leuchtkraft unter der Eddington-Grenze liegt.

Eine Berechnung zum Druckgleichgewicht von Strahlungs- und Gravitationsdruck führt auf die Gleichung für die Eddington-Leuchtkraft:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{46} \text{ ergs}^{-1} \left(\frac{M}{10^8 M_{sun}} \right)$$

Hier sind $G = 6.672 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$ die Gravitationskonstante, M die Masse des Akkretors, z.B. eines schwarzen Loches oder eines Neutronensterns, $m_p = 1.6726231 \times 10^{-24} \text{ g}$ bezeichnet die Protonenmasse, weil vor allem diese schweren Teilchen den Gravitationsdruck in einem Volumenelement des Stroms ausmachen, $c = 29979245800 \text{ cm s}^{-1}$ ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit, σ_T ist der Wirkungsquerschnitt der Thomson-Streuung (Zahlenwert: $6.6524 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$), da der Strahlungsdruck auf das Volumenelement besonders durch Streuung der Photonen an den Elek-

tronen hervorgerufen wird.

Eine sehr schnelle Abschätzung kann mit dem Eddington-Kriterium durchgeführt werden. Unter der Annahme, dass das Leuchten durch Akkretion erzeugt wird, setzt die Eddington-Leuchtkraft die beobachtete Leuchtkraft im Bezug zur Masse des aufsammelnden Objekts. Auf dieser Basis lassen sich schon sehr interessante Schlüsse auf Eigenschaften der ULXs ziehen.

Szenario 1: Ein super-Eddington-Akkretor

Nehmen wir an, der ULX strahle mit einer Leuchtkraft von 10^{39} erg/sek. Nehmen wir weiterhin an, dass die Masse des Materieaufsammlers (Akkretor) 1.4 Sonnenmassen betrage (das ist gerade die Chandrasekhar-Masse). Dann folgern wir mit der Eddington-Relation, dass der ULX unter diesen Voraussetzungen eine super-Eddington-Quelle sein muss. Mit anderen Worten: Der ULX würde extrem effizient Materie aufsammeln.

$M = 1.4M_{sun}$ Aus der Eddington-Relation ergibt es sich: $L_{Edd} = 1.82 \times 10^{38}$

$$L = 10^{39} > L_{Edd} \Rightarrow \text{super-Eddington-Relation}$$

Szenario 2: Ein intermediate-mass black hole

Akkretiert der ULX gerade am Eddington-Limit, so können wir mit der ersten Gleichung unter dem Eintrag Eddington-Leuchtkraft sofort seine Masse ausrechnen. Wir erhalten bei 10^{39} erg/sek exakt 7.7 Sonnenmassen. Für das obere Ende der ULX-Leuchtkraft (10^{41} erg/sek) erhalten wir sogar 770 Sonnenmassen. Sollte der Akkretor sogar noch ineffizienter Materie aufsammeln und als sub-Eddington-Quelle z.B. nur durch ADAF-Akkretion (ADAF: advection-dominated accretion flow) angetrieben werden, so müsste die Akkretormasse noch weit grösser als 1000 Sonnenmassen sein.

Was könnte das für ein Objekt sein? Diese Massen sind gerade für die leuchtkräftigsten ULXs zu hoch, als dass es ein massereicher Stern sein könnte. Es wurde daher vorgeschlagen, dass akkretierende, mittelschwere Schwarze Löcher (engl. intermediate-mass black holes, IMBHs) ULXs erklären könnten. Diese Annahme ist nicht ohne Reiz, weil diese ‘Mittelgewichte’ die Lücke zwischen den ‘Fliegengewichten’ (stellare Schwarze Löcher) und den ‘Schwergewichten’ (supermassereiche Schwarze Löcher) füllen würden. Szenario 2 wird gestützt von IMBHs, die auch in Kugelsternhaufen und jungen Sternhaufen vermutet werden.

Die Signatur eines IMBHs ist eine kalte Akkretions Scheibe mit Temperatur von $kT \sim 100$ bis 200 eV.

Einige Fakten

Eine Bedeckung wäre zu erwarten, falls sich die Quelle des ULX in einem Doppelsternsystem befindet, das gerade so zum irdischen Beobachter geneigt ist, dass der Begleiter von dem ULX vorüberzieht. Doch bislang wurde keine einzige Bedeckung bei ULXs beobachtet.

In der Umgebung des ULX könnten sich Supernovaremnants befinden, die sich bildeten, als der ULX geboren wurde. Die Supernovaüberreste strahlen in Radiobereich, aber auch optisch. Die energiereiche Strahlung der ULX ionisiert den expandierenden Nebel um die Zentralquelle, so dass dann der Nebel optisch beobachtbar ist. Dieser Vorgang ist ganz ähnlich den Planetarischen Nebeln - nur sitzt dort kein ULX, sondern ein Weisser Zwerg der nur UV-Strahlung emittiert. ULX-Spektren ähneln sehr denjenigen von galaktischen Röntgendoppelsternen. Doch einige zeigen

besonders weiche, thermische Röntgenstrahlung ($kT \sim 50$ bis 100 eV). Diese spezielle Klasse von Röntgenquellen heisst superweiche Röntgenquellen (engl. *supersoft X-ray sources*, SSS). Superweiche ULXs wurden sowohl in der Milchstrasse, als auch in den Magellanischen Wolken und der Antennengalaxie entdeckt.

ULXs haben eine jugendliche Umgebung

Es herrscht Einigkeit darüber, dass ULXs häufig mit Systemen hoher Sternentstehung assoziiert sind. So wurden in den irregulären, sich in einem Verschmelzungsprozess befindlichen Antennengalaxien neun ULXs und in der Wagenrad-Galaxie im sternbildenden Ring sogar 20 ULXs entdeckt. (Abbildung 1.10). Das Foto ist Falschfarbenbild, das sich aus unterschiedlichen Wellenlängenbereichen zusammensetzt: Violett ist Röntgenstrahlung, blau ist Ultraviolettstrahlung, grün ist optisches Licht und schliesslich ist rot Wärmestrahlung. Auch bei der Wagenrad-Galaxie ist die Sternentstehung die Konsequenz einer Galaxienkollision: die kleinere Galaxie links unten stiess mit einer grösseren Galaxien zusammen. Daraus ging die eigentümliche Wagenrad-Struktur hervor. Das kleine Bild links oben zeigt nur die Röntgenstrahlung. Einige Punktquellen, die mit ULXs auf dem ausgeprägten, sternbildenden Ring in Verbindung gebracht werden, sind dort gut sichtbar.

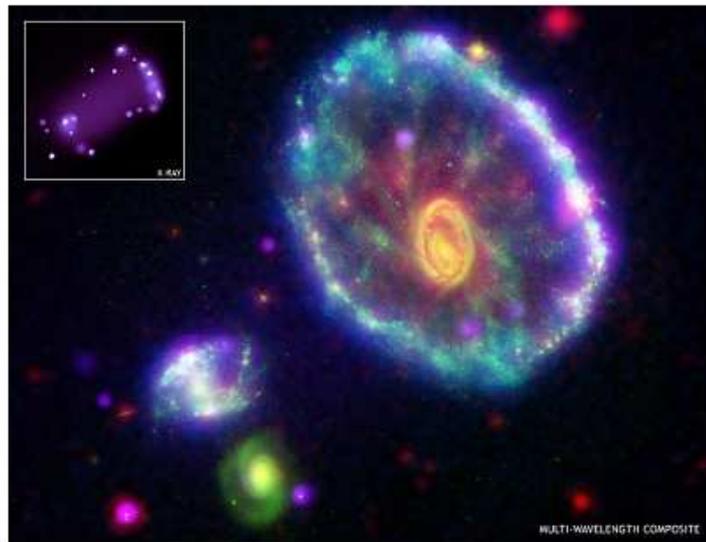


Abbildung 1.10: Wagenrad-Galaxie (Wolter & Trinchieri 2003) [66]

Fazit

Die Natur der ULXs ist noch unklar, doch eine Reihe guter Modelle liegt vor, die mit astronomischen Beobachtungen getestet werden können. Zurzeit sprechen sowohl Beobachtungen, als auch Computersimulationen in der Tat für die akkretierenden, mittelschweren Schwarzen Löcher. Die Jets stellarer Schwarzer Löcher oder exotische Akkretionszustände stellarer Schwarzer Löcher werden weniger favorisiert. Doch auch akkretierende, stellare Schwarze Löcher erklären in vielen Fällen

die Beobachtungen. In dieser Hinsicht herrscht noch keine Einigkeit. Ein guter Ausweg aus diesem Dilemma könnte das folgende Szenario sein:

Vielleicht sind die hellsten der ULXs eine homogene Klasse und assoziiert mit IMBHs, während die schwächeren ULXs nur durch stellare Schwarze Löcher angetrieben werden. Dann wären ULXs beides, stellare und mittelschwere, aktive Schwarze Löcher, die durch eine schärfere Definition des ULX-Begriffs separiert werden könnten.

1.6 ULXs in NGC 3921

Die Verschmelzungsgalaxie NGC 3921 wurde auf ihre Röntgenstrahlung und ULXs umfassend von Nolan (2004) untersucht. Dabei hat man die neusten Beobachtungsmöglichkeiten an Bord von XMM-Newton und Chandra Satellit in Anspruch genommen. So wurde es möglich die ultrahellen Röntgenquellen detailliert zu photographieren und ihre Spektren mit der Software SAS (Science Analysis System) zu extrahieren. Die meisten Aufnahmen sind mit der EPIC (*European Photon Imaging Camera*) Kamera gemacht worden. In diesem System sind vier ULXs entdeckt worden, eine im Zentrum der Galaxie und weitere drei ausserhalb der zentralen Region.

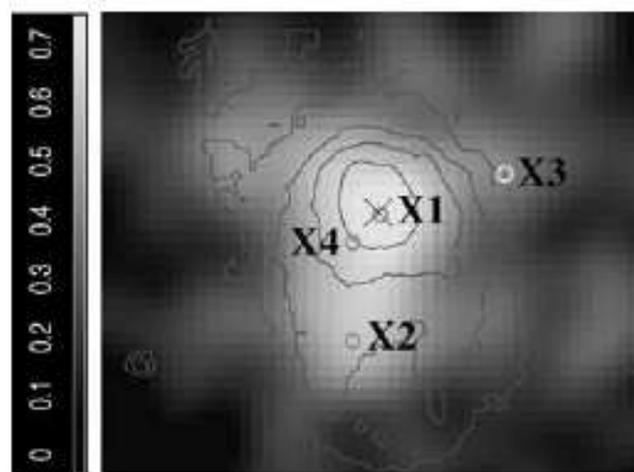


Abbildung 1.11: ULXs Verteilung in NGC 3921. Optische Konturen von R-Band Image sind überlagert. Norden:Oben, Osten:Links (Nolan 2004)

Neben punktförmigen Röntgenquellen (XRP: X-ray point-source) wurden ausgedehnte diffuse Gas Komponenten auch untersucht. Die gesamte Röntgen Helligkeit dieser Komponenten beträgt etwa 2.75×10^{40} erg/sek. Dies ist unter der von elliptischen Galaxien. ($L_X \sim 10^{41} - 10^{42}$).

Wechselwirkung zwischen Sternenwind und Materie in der Umgebung kann heisses Plasma von mehreren Millionen Grad erzeugen. Das strahlt wiederum Röntgenstrahlung aus. Nolan (2004) hat einen Unterschied zwischen dieser Röntgenstrahlung und diejeniger, die aus ULXs ausgesendet werden, gemacht und Multikomponenten Modelle eingeführt. King (2002)[24] schlägt vor, dass

Tabelle 1.4: NGC 3921. Die Koordinaten der ULXs

Quelle	RA ($^h:m:s$)	Dec ($^\circ:':''$)
3921-X1	11:51:06.96	55:04:42
3921-X2	11:51:07.92	55:04:13
3921-X3	11:51:03.84	55:04:50
3921-X4	11:51:07.68	55:04:35

neben Supernovaüberresten auch supermassereiche bzw. leichte Röntgendoppelsterne als gute Kandidaten für ULXs in Frage kommen. Bei dem dominanten Stern handelt es sich um einen weissen Zwerg, einen Neutronenstern oder ein schwarzes Loch. Der kleinere Begleiter vor allem im Fall eines HMXB (high-mass X-ray binaries) kann ein O-B Stern sein, dessen Masse mindestens $10M_{sun}$ beträgt und fast am Ende seiner Entwicklungsphase und Lebenszeit auf Hauptreihe ist. Da diese Phase auf der Hauptreihe kürzer als 300 Millionen Jahre ist, müssen solche Röntgendoppelsterne mit aktueller Sternentstehung assoziiert sein. Die in alten stellaren Populationen beobachteten ULXs z.B. in elliptischen Galaxien können also nicht zu dieser Gruppe (HMXB) gehören, sondern die passen am besten zu massearmen Röntgensternen (LMXB : low-mass X-ray binaries), deren Entwicklung sich länger hinzieht.

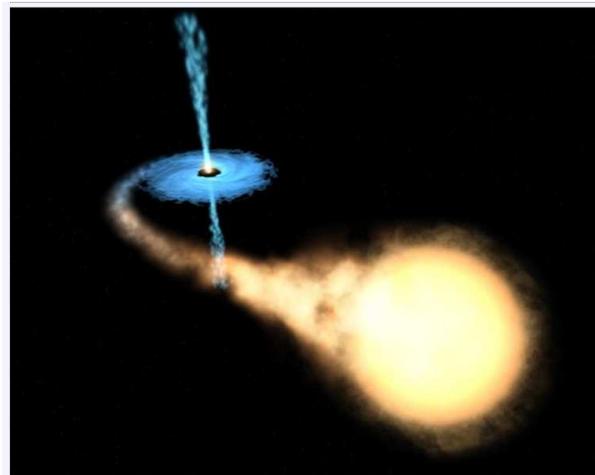


Abbildung 1.12: Röntgendoppelstern mit Akkretionsscheibe und Jet (NASA)

1.6.1 Räumliche Daten

Abbildungen 1.13-1.16 zeigen NGC 3921 in vier Energiebändern: 0.2-0.5, 0.5-2.0, 2.0-4.5 und 4.5-10.0 keV. Die stärkste Emission gehört zu dem Bereich 0.5-2.0 keV aber auch im Bereich 4.5-10.0

keV ist eine beträchtliche Emission zu sehen, die aus dem LINER Kern stammen kann. Das Maximum der zentralen Röntgenemission ist von der zentralen optischen Emission versetzt und es ergibt sich dadurch ein LINER Typ im Bereich 2.0-4.5 keV. Die Asymmetrie kann aus unregelmässiger Staubsverteilung, nicht aufgelösten punktförmigen Röntgenquellen oder gestörter Verteilung des heissen Gases hervorgehen. An der harten Röntgen Komponente beteiligt sich der LINER mehr als einzelne isolierte Quellen.

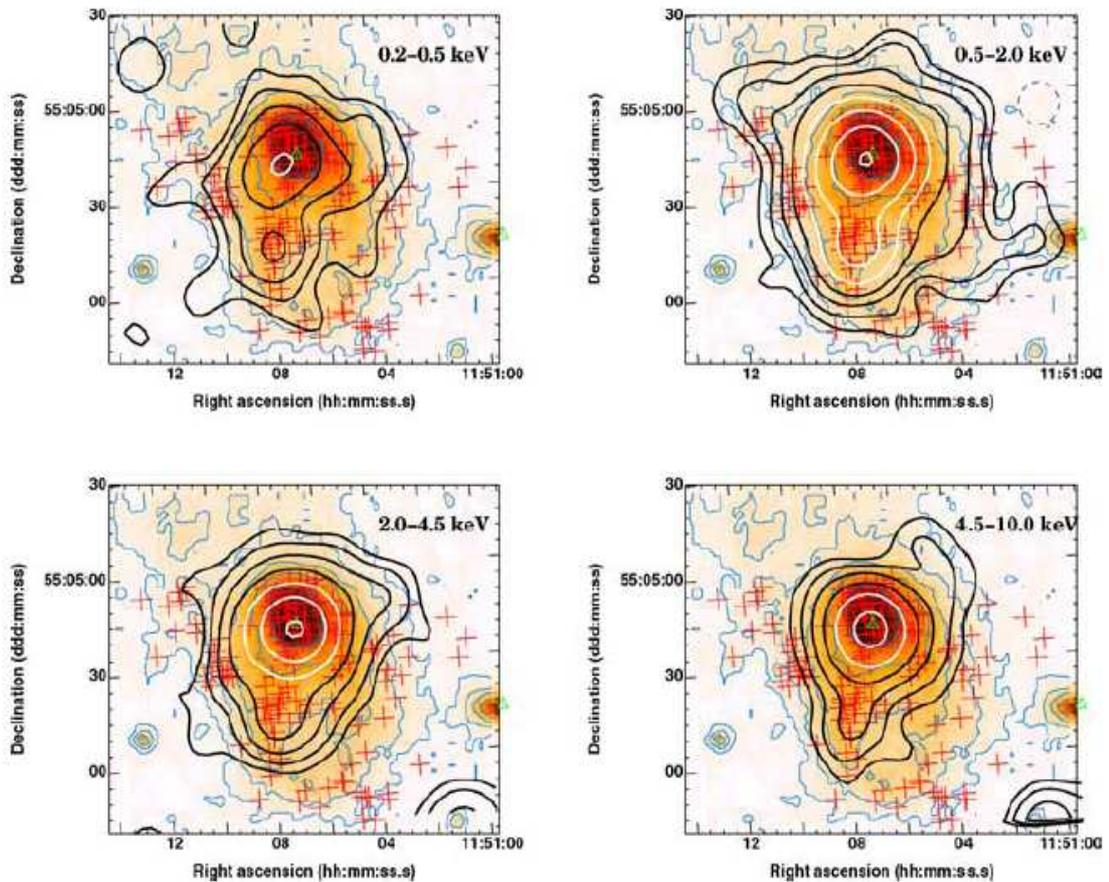


Abbildung 1.13: NGC 3921. Digitized Sky Survey Aufnahmen (R-Band) mit X-Ray Konturen. Kreuze stellen Kugelförmige Gruppen und stellare Assoziationen dar (Nolan 2004)

1.6.2 NGC 3921-X1

NGC 3921-X1 ist die wichtigste punktförmige Röntgenquelle, die sich im Zentrum der Galaxie befindet (Abbildung 1.11). Sie liefert viel Information über den aktiven Kern (AGN). Ich habe ein Röntgen-Spektrum aus dieser Quelle extrahiert um die Emissionslinien zu untersuchen (Abbildung

1.14). Das Spektrum lässt sich gut mit Hilfe von zwei Komponenten modellieren. Eine ist heisses

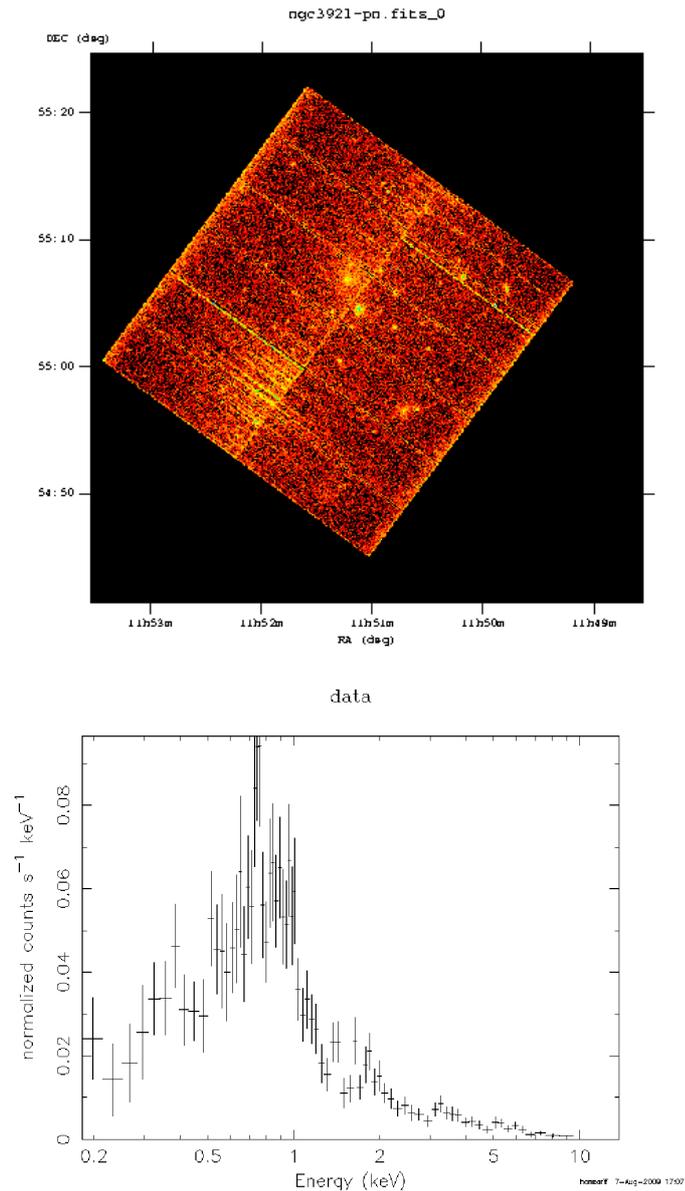


Abbildung 1.14: Oben: NGC 3921 EPIC-PN Aufnahme Reduziert mit SAS. Belichtungszeit 23200 sek. Unten: Röntgen Spektrum. NGC 3921-X1 aus der vorliegenden Arbeit

diffuses Plasma, das sich erwartungsgemäß in der zentralen Region befindet und zwar infolge von Sternentstehung und stellarem Wind in der Kernregion. Bei der anderen Komponente handelt es sich um ein absorbiertes Potenzgesetz (engl. absorbed power law -apl) für den LINER Kern. Nur die beiden können zusammen ein gutes Modell präsentieren. Die geeignete Komponente für das heisse Plasma bekannt als “MEKAL” Komponente besteht wiederum aus zwei Unterkomponenten, die sich durch ihre Temperatur unterscheiden. Die MEKAL Unterkomponenten mit den Temperaturen von jeweils $kT=0.79$ und 0.45 keV bedecken den weichen Bereich $0.5-2.0$ keV (engl. soft X-Ray) und die apl Komponente modelliert den harten Bereich (engl. hard X-Ray) (≥ 3 keV). Ein grösser Teil der Röntgen Emission [$\log(L_X)=41.33$ erg/sek] stammt aus dieser Komponente und ist damit eine Bestätigung für die Existenz und die dominante Aktivität eines LINERs im Zentrum. Als beste Modellparameter wurden von Nolan(2004) folgendes vorgeschlagen:

Tabelle 1.5: Modellparameter. NGC 3921-X1

Modell	MEKAL 1	MEKAL 2	Power law	Summe
kT/keV	0.79(0.73-0.85)	0.45(0.37-0.55)	-	-
Elemente	0.19(0.16-0.22)	0.03(0.01-0.05)	-	-
P. Index	-	-	1.50(1.45-1.55)	-
$N_H/10^{22}cm^{-2}$	-	-	1.93(1.73-2.14)	-
$\log(L_X ergs^{-1})$	40.29	39.90	41.33	41.38

Elemente steht für die chemische Zusammensetzung relativ zur Sonne.

1.6.3 Multikomponentes Modell

Ich setze die MEKAL und Potenzgesetz Komponenten zusammen (Abbildung 1.15). Dabei ist $n_H = 10cm^{-3}$. Die Existenz von Emissionlinien im weichen Bereich deutet darauf hin, dass schwere Elemente wie C, N, O, Si und Fe infolge starker stellaren Aktivität, stellares Windes und Supernova Explosion in der zentralen Region vorhanden sind und durch Stossfront und energiereiche Photonen, die im Zentrum erzeugt werden, stoss- bzw. photoionisiert sind. Bei schweren Elementen erstreckt sich das Ionisationspotential bis 7.0 keV wie zum Beispiel 6.94 keV für FeXXVI. Diese Eisenlinien, die oft als K-Schale Linien und Fluoreszenz bekannt sind, deuten auf sehr hohe Temperaturen (10^5 bis 10^7 Kelvin) und sind eine Quelle für Röntgenphotonen. Der zweite Prozess, der unmittelbar geschieht, ist der Auger-Effekt. So wird das Plasma mit weiteren heissen Elektronen angereichert. Der Übergang von der L- zur K-Schale mit einer Wahrscheinlichkeit von 34% geschieht während die Emission von Auger-Elektronen mit 66% der dominante Prozess ist (Müller 2007). Wo es sich viel Elektronen befinden, muss auch mit Bremsstrahlung gerechnet werden.

1.7 Stosserhitzte Regionen

Als letzte Besonderheit in einer Verschmelzungsgalaxie muss ich auf grosse Regionen hinweisen, die durch Stossfronten erhitzt wurden. Solche Regionen befinden sich normalerweise zwischen beiden Kernen, die noch nicht komplet zusammen geschmolzen sind oder ausserhalb der zentralen Region. Die erhitzten Regionen erweisen sich oft als ausgedehnt und extrem heiss. Die Abbildung 1.7 (Mrk

266) zeigt sehr gut die beiden Fälle im Zentrum und ausserhalb des Zentrums. Die nördliche Region ist etwa 13.2 kpc lang und im Röntgen Bereich extrem hell. ($\log L_X=41.49$). Die Prozesse, aus denen solche Regionen hervorgehen sind wichtige Fragen, die in den letzten Jahren diskutiert wurden. Nolan (2004) hat auch versucht einige Szenarios zu diesem Thema zu entwickeln. Obwohl diese nicht alle Fälle bedecken und erklären können, sind sie ein Teil einer grösseren Theorie, die in dem nächsten Kapitel diskutiert wird und zwar der Stossfront Theorie. In der Abbildung 1.16 zeige ich die abgeleitet Emissionslinien aus dem Modell. In den Tabellen 1.6, 1.7 und 1.8 liste ich weitere Parameter auf. Eine Diskussion über Stossfronten in NGC 3921 werde ich in den nächsten Kapiteln führen und erst dann kann ein genaueres Bild über Linienemission präsentiert werden.

Tabelle 1.6: Endgültige Modellparameter. NGC 3921-X1

Modell	MEKAL 1	MEKAL 2	Power law	Summe
kT/keV	$0.85 \pm 7.95E-02$	$0.45 \pm 9.45E-02$	-	-
Elemente	0.22	0.05	-	-
P. Index	-	-	1.50 ± 0.16	-
$N_H/10^{22} cm^{-2}$	-	-	1.93 ± 0.21	-
$\log(L_X erg s^{-1})$	-	-	-	41.38 (41.36-41.43)

Tabelle 1.7: Ion. Potential für schwere Ionen

Ion	λ (Å)	E(keV)
C VI	33.74	0.366
N VII	24.78	0.499
O VIII	18.97	0.652
Si XIV	6.19	2.00
FeXXVI	1.78	6.94

Tabelle 1.8: Energiebereich & Helligkeit & Fluss abgeleitet aus dem Modell

Bereich (keV)	L_X (erg/sek)	Fluss(erg/cm ² sek)
0.2-0.5	0.61742e40	8.1544e-15
0.5-1.0	0.28145e41	3.5347e-14
1.0-2.0	0.32673e41	4.0064e-14
2.0-5.0	0.80933e41	1.0082e-13
0.5-2.0	0.60819e41	7.5411e-14
0.2-8.0	0.21622e42	2.6923e-13

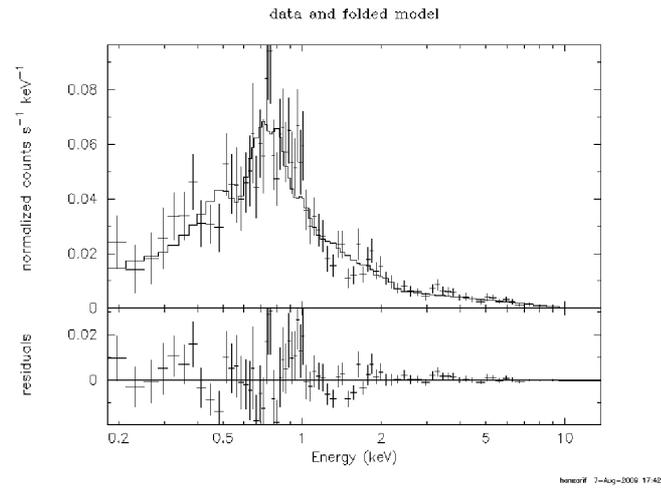


Abbildung 1.15: NGC 3921-X1. Röntgen Spektrum. Multikomponenten Modell. $N_{\text{ph}} = 1.188\text{e-}01$. $\chi^2/\nu=1.23$. XSPEC Software
Current Theoretical Model

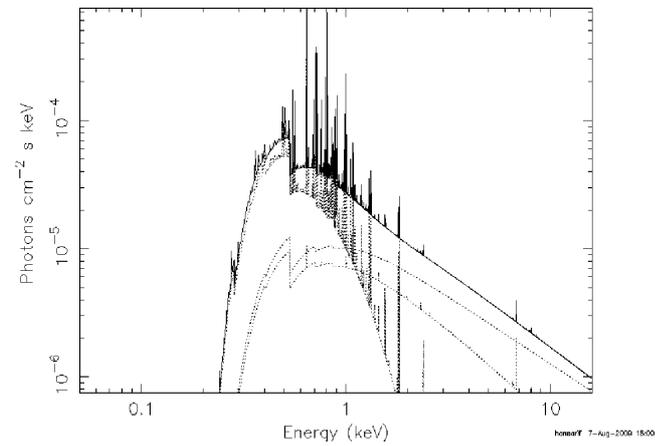


Abbildung 1.16: Emissionslinien aus dem Modell für NGC 3921-X1. XSPEC Software aus der vorliegenden Arbeit

Kapitel 2

Stossfront Theorie

Stellare thermonukleare Prozesse wie Kernfusion sind wichtigste Energie Versorgungsmechanismen, die für viele stellare und galaktische Phänomene verantwortlich sind. Photoionisation durch Photonen, die infolge Kernfusion in Sternen erzeugt werden, werden am häufigsten beobachtet und grosse Teile der Emissionslinien im UV und optischen Bereiche gehen aus solchen Photoionisationen hervor. Unter normale Bedingungen stehen Photoionisation und Rekombination im Gleichgewicht. Energiereiche Photonen können auch zu kurzfristigen Elektron Anregung (engl. excitation) führen, die wiederum bei Rückkehr zum Grundzustand ihre kinetische Energie als Photon freisetzen. In der Tat werden Emissionslinien und Spektren auch im Röntgen Bereich von solchen Photonen erzeugt. Wenn wir uns nur auf Photoionisation durch normale Photonen beschränken, können wir viele extreme Linienverhältnisse nicht erklären. Deshalb musste eine Alternative zur Photoionisation gefunden werden, mit der auch solche extreme Linienverhältnisse sich gut erklären lassen.

Die Existenz von Stossfronten und damit von gewaltiger kinetischer Energie sind seit Jahrzehnten durch Beobachtungen im Röntgen Bereich und bei Supernovae nachgewiesen. Sie sind eine wichtige Energiequelle im Röntgen Bereich. Viele Modelle und Simulationen sind entwickelt, deren Ergebnisse der Realität sehr gut entsprechen. In diesem Kapitel befassen wir uns mit diesem Thema. Ich versuche die Theorie von der Stossfront und ihre Bedeutung darzustellen. Dazu beginnen wir erst mit der Temperatur.

2.1 Temperatur Indikatoren

Die günstigsten Linien, die zur Bestimmung der Temperatur benutzt werden können, sind diejenige, deren Intensität und Stärke temperaturabhängig sind. Als solche Linien kann man [OIII] $\lambda\lambda$ 4363, 4959, 5007 und [NII] $\lambda\lambda$ 5755, 6548, 6583 in Betracht ziehen. [OIII] Linien haben im Vergleich zu [NII] Linien den Vorteil, dass sie selten in AGNs geschwächt werden. Das Flussverhältnis $F(\lambda 4956 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ ist extrem sensibel für Stossanregungen und infolgedessen stark abhängig von der Temperatur. Dieses Verhältnis kann sehr gut den Temperaturzustand in einer [OIII] emittierenden Region zeigen.

Die kritische Elektron Dichte von [OIII] λ 4363 ist etwa 100 Mal höher als die von [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 und das heisst, dass die Intensität von [OIII] λ 4363 mit höherer Geschwindigkeit wachsen kann als die der beiden anderen. Das Flussverhältnis $F(\lambda 4956 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ ist folgendermassen von

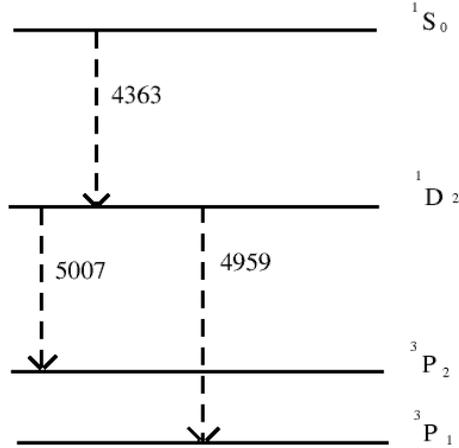


Abbildung 2.1: Energie-Ebene Diagramm für O^{++} zeigt die Übergänge, die [OIII] $\lambda\lambda$ 4363, 4959, 5007 erzeugen (Osterbrock 2004)

Tabelle 2.1: Emissionslinien Parameter

Line	Ion. Potential(eV)	$n_{krit}(cm^{-3})$
[OIII] λ 4363	35.1	3.3×10^7
[OIII] λ 4959	35.1	7.0×10^5
[OIII] λ 5007	35.1	7.0×10^5

Elektron Dichte (n_e) und Elektronen Temperatur (T_e) abhängig.

$$\frac{F(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{F(\lambda 4363)} \approx \frac{7.33 \exp(3.29 \times 10^4 / T_e)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e T_e^{-1/2}}$$

Wachsende Temperatur hat eine entscheidende Wirkung auf das Verhältniss. Während die Temperatur um den Faktor 5 wächst (5000 - 25000), ändert das Verhältnis sich um den Faktor 1000 (90 - 90000 auf die Intensitätsskala). Das war zu erwarten, denn wie wir aus der Tabelle 2.1 ablesen können, verlieren die beiden Linien λ 4959 und λ 5007 mehr an Intensität bei niedrigerer Elektron Dichte (engl. collisionally deexcited) als bei λ 4363. Im Gegensatz dazu gewinnt λ 4363 unter den selben Bedingungen an Intensität und zwar infolge Stossanregung (Abbildung 2.2) Darüberhinaus kann dies sehr deutlich aus den Übergangswahrscheinlichkeiten gesehen werden, in welchen die Verhältnisse der Erzeugung dieser drei Linien zueinander stehen. Die Übergangswahrscheinlichkeit der Linie [OIII] λ 4363.2 ist unter normalen Bedingungen am stärksten und auf dem zweiten Platz steht [OIII] λ 5007 als dritte kommt [OIII] λ 4958.9. Die Verhältnisse $A(4363.2) / A(5006.9) = 80$ und

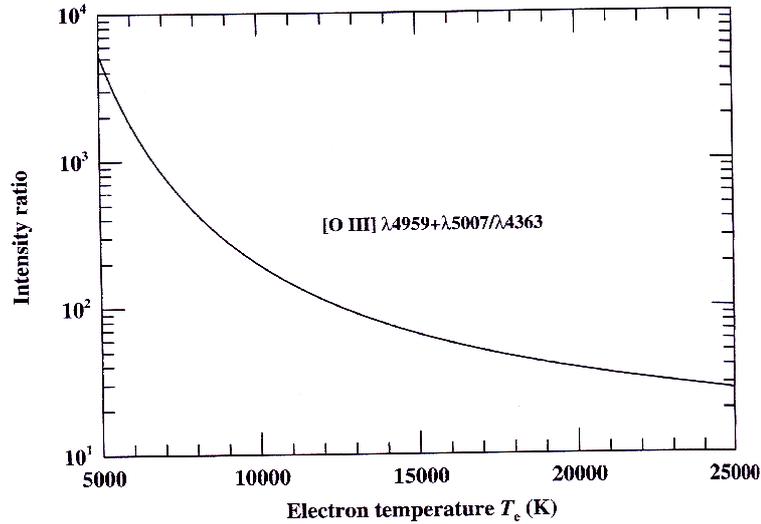


Abbildung 2.2: Flussverhältnis in Abhängigkeit von T_e und n_e . Hier $n_e = 0$ (Osterbrock 2004)

Tabelle 2.2: Übergangswahrscheinlichkeit

λ (Å)	$A(s^{-1})$
4363.2	1.6
4958.9	6.8×10^{-3}
5006.9	2.0×10^{-2}

$A(4363.2) / A(4958.9) = 235$ zeigen wie stark $[OIII]\lambda 4363.2$ im Vergleich zu den beiden anderen Linien wachsen kann und so lässt es sich der steile Trend der Temperatur Kurve (Abb.2.2) sehr gut erklären.

2.2 Temperatur Problem

Durch Beobachtungen und Untersuchungen von Supernovae und starken Röntgen Quellen wurde klar, dass die Temperatur Kurve eine merkwürdige Eigenschaft aufweist und zwar so, dass sie extrem nach unten fällt (≤ 50) (Osterbrock 2004). Neue Werte für $[OIII]$ Linien wurden gemessen, die nicht durch Photoionisation erzeugt werden. Sie gehen sogar über hohe Werte bei O-B Sterne hinaus und deuten darauf, dass neben Photoionisation andere Mechanismen wichtig sind. Die Temperatur in $[OIII]$ emittierenden Regionen geht über 30000 K und die Linien Intensitäten wachsen sehr stark an. Das beste Beispiel ist der Cygnus Loop, die Überreste einer Supernova, die vor etwa

18000 Jahren explodierte und die sich in einer Entfernung von rund 1.500 Lichtjahren im Sternbild Schwan befindet. Die infolge der Explosion erzeugten Stossfronten dehnen sich noch im All aus und stossen heftig gegen interstellare Materie(ISM). Die Kollision und Wechselwirkung mit den Stossfronten und der ISM erhitzt diese ISM bis zu mehreren tausend Grad, die wiederum starke Strahlung im Bereich Röntgenbereich aussendet.

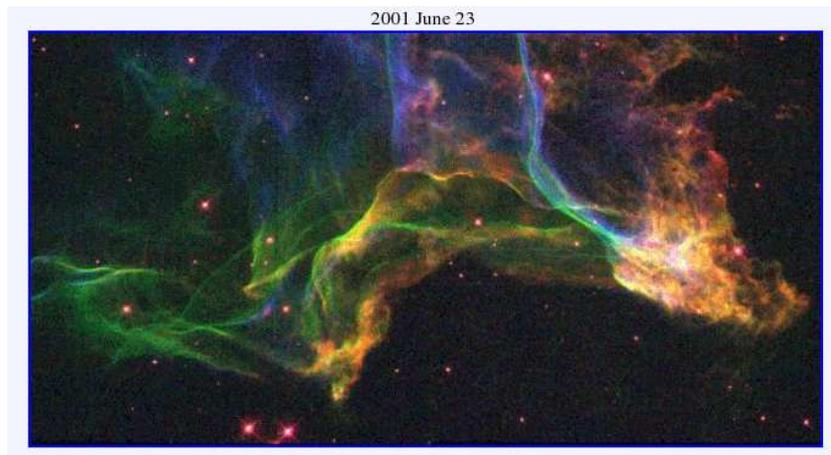


Abbildung 2.3: Cygnus Loop (NASA.HST)

Die beobachteten [OIII] Emission Linien in hoch ionisierten und niedrig ionisierten Filamenten von Cygnus Loop zeigen diese Anomalie (Osterbrock 2004). Die Linieverhältnisse für diese beiden

Tabelle 2.3: Beobachtete Emissionslinien in Cygnus Loop

Ion	hoch ion.	niedrig ion.
[OIII] λ 4363	92	22
[OIII] λ 4959	421	125
[OIII] λ 5007	1388	33.8

Fällen sind sehr klein, sodass sie nicht im Bereich der Abbildung 2.2 passen.

- Hoch ion. $\frac{F(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{F(\lambda 4363)} = 19.66$
- Niedrig ion. $\frac{F(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{F(\lambda 4363)} = 21.04$

Aus den beiden Verhältnissen gehen Temperaturen über 33000 K hervor und die ist zu hoch, um durch Photoionisation erklärt zu werden. Osterbrock (2004) hat solche Fälle zum Anlass genommen, um Existenz und Verbreitung von kinetischer Energie und Stossfronten zu erklären. Diese

Problematik führt zu einem neuen Mechanismus, den wir in dem nächsten Abschnitt diskutieren und zwar die Definition von der Stossfront.

2.3 Definition von Stossfront

Osterbrock (2004) hat Stossfronten als Ursache und Verbreitung von kinetischer Energie bzw. Wechselwirkung mit Materie bezeichnet. Untersuchungen von vielen Supernovas haben ergeben, dass Photoionisation allein nicht ausreichen kann, sondern die freigesetzte kinetische Energie infolge Supernovae Explosionen und Stossionisation spielen eine wichtige Rolle und sie sind die dominante Energieversorgung der Quellen. Es geht um die Umwandlung von kinetischer Energie in thermische Energie und Stossionisation. Osterbrock (2004) kann sogar Photoionisation durch Photonen ausschliessen und muss nur Kollision zwischen Atomen und geladenen Teilchen berücksichtigen. Je grösser die anfängliche kinetische Energie ist, desto heisser sind die betroffene ISM und Plasma ($\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$). Gebundene Elektronen werden so mit Energie versorgt, dass sie ihre Umlaufbahnen verlassen und als freie Elektronen sich weiter bewegen oder zu höherer Bahnen springen. In dem ersten Fall können die freien Elektronen mit Ionen in Wechselwirkung treten und ihre Energie als Bremsstrahlung abgeben, was wir als Kontinuum sehen. In dem zweiten Fall verlieren die in den höheren Bahnen befindlichen Elektronen ihre Energie und zwar in Form von Emissionslinien. So entstehen Spektrum und Emissionslinien im Röntgenbereich. Eisenlinien und K-Schalen Linien sind typisch für solche Mechanismen. Nachdem eine Region durch Stossfront erhitzt ist, muss

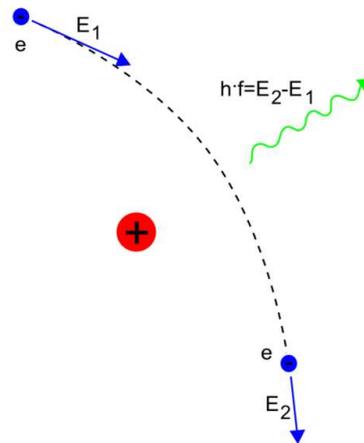


Abbildung 2.4: Erzeugung von Bremsstrahlung durch Abbremsung eines schnellen Elektrons in dem Coulombfeld eines Atomkerns

das Plasma schnell wieder das thermische Gleichgewicht erreichen. Dieser Prozess zeigt sich als Kühlung und mathematisch wird durch die *Coronal Gleichung* infolge Stossionisation beschrieben.

$$(\text{Ionisation}) n(X^{+i})n_e q_{ion}(X^{+i}, T) = (\text{Rekombination}) n(X^{+i+1})n_e \alpha_G(X^{+i}, T) [cm^{-3}s^{-1}]$$

$n(X^{+i})$

Anzahl der X^{+i} Ionen.

n_e

Anzahl der kollidierenden Elektronen.

$q_{ion}(X^{+i}, T)$ Stossionisationskoeffizient.
 $\alpha_G(X^{+i}, T)$ Rekombinationskoeffizient $X^{+i+1} \rightarrow X^{+i}$ Alle möglichen Energien in X^{+i} .

Die Stossionisation eines Elementes ist abhängig von Temperatur in der Post-Schock Region. Schwere Elemente wie Fe können erst ionisiert werden wenn genug kinetische Energie bzw. Temperatur vorhanden sind. Osterbrock (2004) hat für einige Elemente diese Stärke in Abhängigkeit von Temperatur berechnet und wie wir deutlich sehen, können nur bei extremen Temperaturen Ionen wie Fe^{+8} erzeugt werden (Abbildung 2.5).

2.4 Stossfront

Eine Untersuchung und Diskussion über Stossfronten ist notwendig, um ein Bild von ihr und ihrer Entwicklung zu haben. Eine Stossfront ist etwa wie eine Diskontinuität oder Sprung in drei Parameters. ρ (Dichte), u (Gas Geschwindigkeit) und P (Druck). Dieser abrupte Diskontinuität geht aus sehr häufigen Atomkollisionen hervor, die infolge der Freisetzung kinetischer Energie zustande kommen. Wir müssen sich einen Stossfront als eine Grenze zwischen zwei Zuständen vorstellen. Einer ist vor der Front, wobei die drei Parameter ihre alten Werte noch haben. Diese bezeichnen wir mit Index 0. Hinter der Front ist der neue Zustand der drei Parameter, bezeichnet mit Index 1. Die Parameter stehen durch drei Gleichungen in Zusammenhang und sind als *Rankine-Hugoniot* Gleichungen bekannt.

$$\begin{aligned} P_0 + \rho_0 u_0^2 &= P_1 + \rho_1 u_1^2 \\ \rho_0 u_0 &= \rho_1 u_1 \\ \frac{1}{2} u_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} &= \frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} \end{aligned}$$

Wobei $\gamma = 5/3$ für monoatomic Gas ist und $\gamma = 7/5$ für diatomic Gas. In der Tat sind zwei wichtige Verhältnisse von Bedeutung. ρ_1/ρ_0 und P_1/P_0 sind zwei Massstäbe, die sehr deutlich zeigen, in welchen Verhältnisse die beiden Seiten der Front zueinander stehen.

Sei c_0 die Schallgeschwindigkeit in der ungestörten Region vor der Front. Die lässt sich so berechnen.

$$c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{\mu_0 m_H}}$$

μ : engl. Mean atomic or molecular weight for particle.

Zum Beispiel ist für eine isothermale Stossfront ($\gamma = 1$) in einer H^0 Region, mit $T=100$ K, $C_0 \simeq 0.9 \text{ km s}^{-1}$, während für eine adiabatische ($\gamma = 5/3$) in einer H^1 Region mit $T=10000$ K $c_0 = 17 \text{ km s}^{-1}$ ist. Nun lässt sich die Mach Zahl so definieren:

$$M = \frac{|u_0|}{c_0}$$

u_0 ist die Kollision Geschwindigkeit zwischen der Front und der Materie, die noch nicht von der Front gestört ist. Für eine schwache Front geht $M \rightarrow 1$ und für eine starke Überschall Front geht $M \rightarrow \infty$. Die beiden Verhältnisse lassen sich nun so umschreiben:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2+2}$$

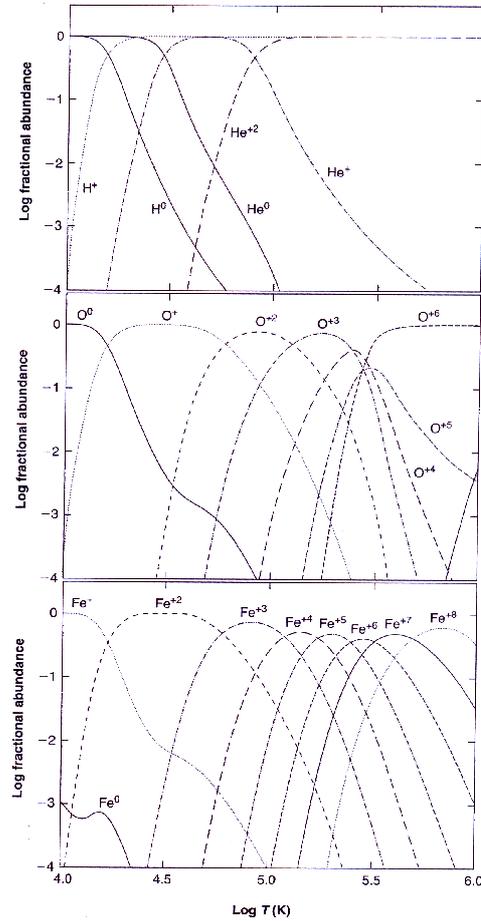


Abbildung 2.5: Ionisationsverhältnisse für H, He, O und Fe in Abhängigkeit der Temperatur infolge von Stossionisation (Osterbrock 2004)

Für eine schwache Front erwartet man, $\frac{P_L}{P_0} \rightarrow 1$ und $\frac{\rho_L}{\rho_0} \rightarrow 1$. Das heisst, dass der Unterschied zwischen beiden Seiten der Front nicht so merkbar ist und ein Sprung nicht vorhanden ist. Im Gegensatz dazu erwarten wir bei einer starken Front einen Sprung der Parameters und es ergibt sich $\frac{P_L}{P_0} \rightarrow \infty$, während für eine adiabatische Front $\frac{\rho_L}{\rho_0} \rightarrow 4$ und für eine isothermale Front $\frac{\rho_L}{\rho_0} \rightarrow \infty$ ist. Das letzte zeigt wie stark der Druck hinter der Stossfront ist.

Kurz hinter der Front ist die Temperatur sehr hoch. Aber diese Anomalie ist nur kurzfristig und sie lässt zu Gunsten des thermischen Gleichgewichts nach. Nach einer kurzen Zeit erfolgt die Kühlung. Der Unterschied zwischen den beiden Regionen vor und hinter der Front ist nicht mehr erkennbar. In der Kühlungsregion sind meist Emissionslinien schwerer Elemente zu sehen.

2.4.1 Sedov-Taylor Gleichungen

Die Stosswellen dehnen sich in ungestörten Regionen in Form von Blasen aus. Für einen idealen Fall verbreitet sich eine Stossfront kugelförmig im ISM.

Durch Sedov-Taylor Gleichungen kann man vier wichtige Parameter hinter der Stossfront ermitteln und ihre Ausdehnung untersuchen.

R_S	Der Radius von Blasen.
u_S	Die Geschwindigkeit der Stossfront.
T_S	Die Temperatur hinter dem Front.
n_S	Die Dichte hinter der Front. $n(H) + n(H_e)$.

$$R_S = 12.8 t_4^{2/5} \left(\frac{E_{51}}{n_0}\right)^{1/5} \quad [pc]$$

$$u_S = 500 t_4^{-3/5} \left(\frac{E_{51}}{n_0}\right)^{1/5} \quad [kms^{-1}]$$

$$T_S = 3.4 \times 10^6 t_4^{-6/5} \left(\frac{E_{51}}{n_0}\right)^{2/5} \quad [K]$$

$$n_S = 4n_0 \quad [cm^{-3}]$$

t_4 : Die abgelaufene Zeit nach dem Ausbruch in Einheiten von 10^4 Jahren.

E_{51} : Die freigesetzte Energie durch Supernova in Einheiten von 10^{51} erg. (Osterbrock 2004)

Kugelförmige Stossfront

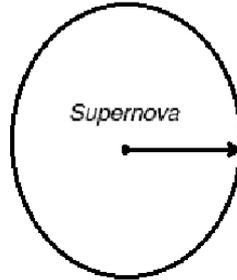


Abbildung 2.6: Eine kugelförmige symmetrische Stossfront

2.5 Ionisationsfront

Nun stellen wir uns vor, dass nicht nur ρ , u und P einen Sprung erleben sondern auch der Ionisationsgrad (H^+/H) plötzlich steigt. In diesem Fall spricht man von einer Ionisation Front und einer Ausdehnung der H^+ Region. Die letzte Rankine-Hugoniot Gleichung muss korrigiert werden.

Die Ionisation selbst versorgt Gas mit neuer kinetischer Energie. Die Elektronen, die ihre Umlaufbahnen verlassen haben, haben einen Überschuss an kinetischer Energie ($E = h\nu - hv_1$). Dieser Überschuss sorgt dafür, dass das Gas heisser wird und sich schneller bewegt. Wenn wir die neue aus der Ionisation hervorgehende Energie mit $q^2/2$ bezeichnen, dann lässt sich die dritte Gleichung so umschreiben:

$$\frac{1}{2}u_0^2 + \frac{5}{2}\frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}q^2 = \frac{1}{2}u_1^2 + \frac{5}{2}\frac{P_1}{\rho_1}$$

Die neue Energiekomponente muss zu der linken Seite addiert werden, denn sie wird bei der Ionisation freigesetzt und nicht bei der Rekombination. Einfachheit halber kann eine Front in diesem Fall in zwei Komponenten zerlegt werden. Die erste ist die dynamische Komponente, aus der der Sprung von ρ, u und P hervorgeht und die zweite ist die thermale Komponente, die den Sprung im Ionisationsgrad erzeugt. Die beiden Komponenten bilden am Anfang eine einheitliche Front, die sich in die umliegende ISM bewegt. Auch für diesen Fall ist es kurz hinter der Front erst sehr heiss, aber der Kühlungsprozess fängt an und bald ist wieder thermisches Gleichgewicht zwischen Heizung und Kühlung hergestellt. Entsprechend müssen zwei Verhältnisse aktualisiert werden.

$$\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{kT_0}{\mu_0 m_H}$$

$$\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{kT_1}{\mu_1 m_H}$$

Index 0: Vor der Front

Index 1: Hinter der Front

μ : Durchschnittliches molekulares Gewicht.

m_H : Masse von Protonen oder Wasserstoffatomen. Ein pragmatisches Beispiel ist $T_0 \simeq 100K, \mu \simeq 1/2, T_1 \simeq 10000K, \mu_1 \simeq 1/2$

Eine heisser O-Stern emittiert etwa 10^{48} Wasserstoff ionisierende Photonen pro Sekunde. Er ist ursprünglich umgeben von homogenem Medium mit einer Dichte von $10^4 cm^{-3}$ und $T_0=100$ K. Der Photonenfluss in der kugelförmigen Umgebung des Sternes im Abstand r vom Stern lässt sich so berechnen:

$$\phi(H^0) = \frac{Q(H^0)}{4\pi r^2} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu$$

Nun kann das Dichteverhältnis so geschrieben werden:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{c_0^2 + u_0^2 \pm [(c_0^2 + u_0^2)^2 - 4c_1^2 u_0^2]^{1/2}}{2c_1^2}$$

Wobei c_1 die Schallgeschwindigkeit im ionisierten Gas ist. Das Verhältniss muss eine reelle Zahl sein und es darf nur im zwei Intervallen liegen:

$$u_0 \geq c_1 + \sqrt{c_1^2 - c_0^2} \equiv u_R \approx 2c_1.$$

$$u_0 \leq c_1 - \sqrt{c_1^2 - c_0^2} \equiv u_D \approx \frac{c_0^2}{2c_1}$$

2.5.1 Front Klassifizierung

In der H^+ Region ist immer $c_1 \gg c_0$. Sollte $u_0 \geq u_R$ sein (die erste Schätzung) bedeutet es, dass wir eine *R kritische* Front haben, die sich sehr schnell bewegt und $\rho_0 \rightarrow 0$. Die noch nicht von der

Front gestörte Region ist sehr dünn (engl. low density) und R steht ebenfalls für *engl. rare*. Aber wenn $u_0 \leq u_D$ ist, ist die Front langsam unterwegs und sie heisst D *kritisch*. D steht für hohe Dichte (engl. high density). Eine R Front bewegt sich mit Überschall Geschwindigkeit ($u_R \gg c_0$) während eine D Front sich mit Unterschall Geschwindigkeit verbreitet ($u_0 < u_D < c_0$).

Noch ein Kriterium wird benötigt um zwischen den Fronten einen Unterschied machen zu können. Der Dichteunterschied zwischen der beiden Seiten einer Front ist ein Masstab für Härte und Schärfe der Front. Wir stellen uns einen heissen Stern vor, der von einer H^0 Region umgeben ist. Der Stern sendet Ionisationsphotonen aus, die ersten H^0 Schichten beginnen ionisiert zu werden. Einfachheit halber sei c_0 sehr klein, dann beschreiben zwei neue Verhältnisse den Dichteunterschied.

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{u_0^2}{c_1^2} \left(1 - \frac{C_1^2}{u_0^2}\right) \gg 1 \rightarrow u_1 = \frac{c_1^2}{u_0} \ll c_1$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 1 + \frac{c_1^2}{u_0^2} \approx 1 \rightarrow u_1 = u_0 \left(1 - \frac{c_1^2}{u_0^2}\right) \approx u_0 \gg c_1$$

Man nennt den ersten Fall eine starke und scharfkantige R-type Front und den zweiten Fall eine schwache, stumpfe R-type Front.

Bei einem starken R-typ Front ist die Geschwindigkeit des ionisierten Gases hinter der Front im Unterschallbereich (engl. subsonic) und bei einem schwachen R-typ ist die Geschwindigkeit im Überschallbereich (engl. supersonic).

2.5.2 Entwicklung

Nachdem eine R-Typ Ionisation-Stossfront durch einen heissen Stern erzeugt wird, unterliegt sie Änderungen. In der Tat kann ein starker R-Typ nicht existieren, denn diffuse Turbulenzen hinter einer Front verhindern es. Wir können aber gut einen schwachen R-Typ erwarten, wobei der Dichteunterschied auf beiden Seite sehr klein ist. Ein schwacher R-Typ überlebt etwa 300 Jahre und nach dieser Zeit lässt wegen starker Rekombination und geometrischer Zerstreuung der Ionisationsfluss nach. Die Ionisationsfront verliert an Kraft, $\rho_1/\rho_0 = 2$ und $u_1 = c_1$. Das geschieht zwischen 300 bis 4600 Jahren nach dem Ausbruch und von dieser Zeit an trennen sich die beiden Fronten, Ionisations- und Stossfront. Jede hat ihre eigene Identität. Die Stossfront ist noch schnell genug und ist der Ionisationsfront voraus. Was die Ionisation Front vor sich erbt ist ein schon durch Stossfront komprimiertes neutrales Gas. Genau das führt zur D-Front. Die Stossfront selbst wird später ausgelöscht und zwar wegen geometrischer Divergenz. Dadurch wird sie von hinten ankommende Ionisationsfront gestört. Von nun an ist die Ionisation Front eine scharfkantige D-Front, ρ_1/ρ_0 wächst. Der Verlauf der Entwicklung ist in der Abbildung 2.7 zu sehen.

2.5.3 Vorwärts & Rückwärts Photonfluss

Mathematische Berechnungen zeigen, dass kurz hinter der Front die Ionisation ihren maximalen Wert annimmt. Bei Temperaturen von $T \approx 10^5$ K regen Stösse von schweren Elementen und Ionen Photonen mit $h\nu > 13.6$ eV an, die die Front überholen und in der nicht gestörten Region vor der Front eindringen und das dort befindliche Gases ionisieren. Diese speziellen Photonen nennt man *engl. Upstream* und so ionisierte Gases sind *engl. pre-ionized* Gases. Die Photonen, die die Front nicht überholen sondern hinter der Front sich bewegen nennt man *engl. downstream*. Ich habe diesen Mechanismus in der Abbildung 2.8 dargelegt.

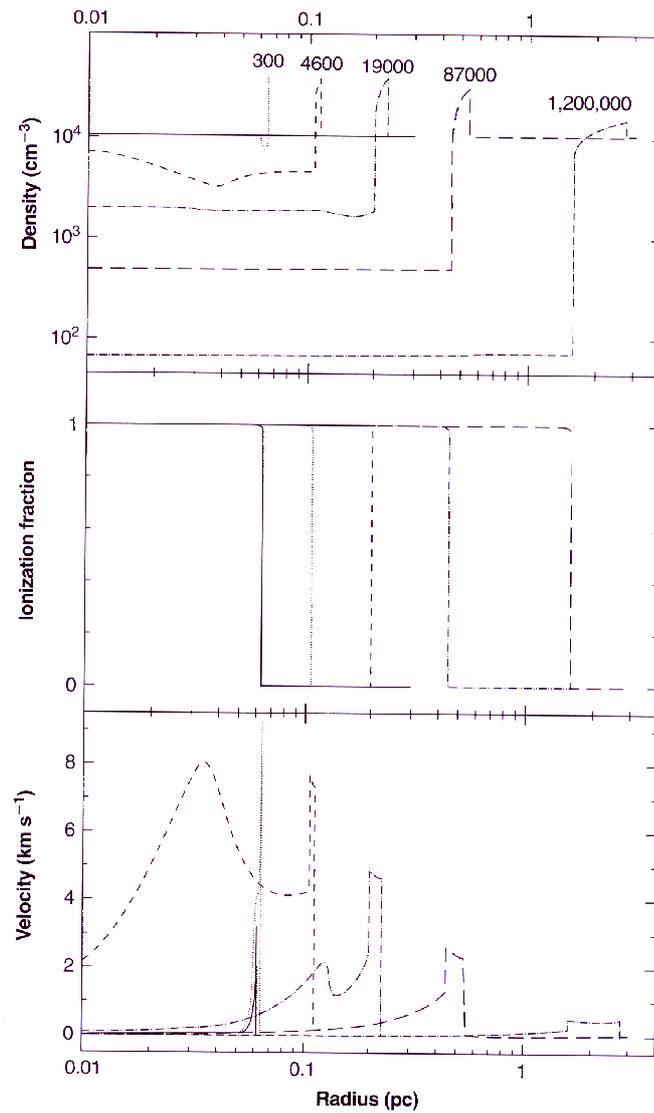


Abbildung 2.7: Photoionisation Modell. Die Ausdehnung der HII-Region um einen O-Stern in Abhängigkeit vom Radius. Oben: Dichte. Mitte: Ionisationsverhältnis. Unten: Geschwindigkeitsentwicklung einer Ionisationsfront (Osterbrock 2004)

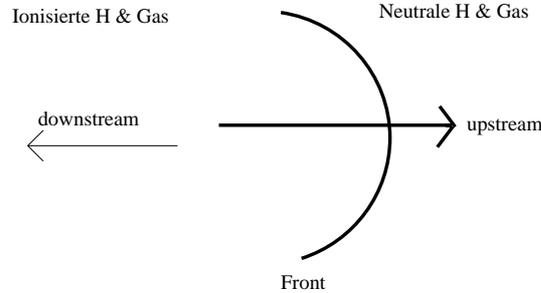


Abbildung 2.8: Vorwärts gerichtete Photonen Strömung(pre ionized)

2.6 Magnetische Front

Magnetische Felder dringen durch Galaxien und beeinflussen die Gas Dynamik. Ionen treten in Wechselwirkung mit solchen Feldern und Feldlinien können komprimiert oder ausgedehnt werden. Zwei konkrete Fälle sind zu beachten. Sie gehen aus dem Vergleich zwischen thermische Energie Dichte $E_{th} = nkT$ und magnetischer Energie Dichte, $E_B = B^2/8\pi$ hervor. Sollte $E_{th} \gg E_B$ sein, dann hat die Gasdynamik die Oberhand und Materie kontrolliert das magnetische Feld und die Linien können verformt werden. Merkwürdige Konzentrationen, magnetische Knoten oder sehr lange Linien sind typisch für einen solchen Fall. Aber wenn $E_{th} \ll E_B$ ist, dann hat das magnetische Feld alles im Griff und leitet die Materie irgendwohin. Die Konzentration und Dynamik von Materie sind abhängig vom magnetischen Feld. Wenn in einer Region magnetische Felder und Ionen vorhanden sind, dann kann das Gas sich an Feldlinien koppeln und diese Mischung verbreitet sich als magnetohydrodynamische Welle (MHD), die eine grosse Störung in der Region erzeugen kann (Osterbrock 2004). Das wird als magnetische Front neben Stoss- und Ionisationsfront bezeichnet.

Kapitel 3

Stossfront Modelle

In dem letzten Abschnitt (2.2) habe ich diskutiert, dass thermonukleare Prozesse und Photoionisation allein nicht ausreichen um die gemessene hohe Temperatur in AGNs herbeizuführen. Zum Teil lassen sich LINER- und Seyfertspektren durch Stossfront Modelle erklären. Radio und Röntgen Emission, starke Stellarwinde lassen keinen Zweifel daran, dass Stossfronten wichtig sind. Deshalb sind Entwicklung und Simulationen von Stossfront Modellen von grossem Interesse. Es sind spezielle Modelle entwickelt und getestet worden. Eine Simulation soll in der Lage sein sowohl Ionisations- und Stossfronten als auch magnetische Fronten zu simulieren. Nur so kann man die drei wichtigen Fronten zusammen bringen und studieren. Eine erfolgreiche Software ist *Mapping III*, die von M. Dopita, R. Sutherland (1995-96) [8] und Allen & Dopita (1999) [1] entwickelt wurde. Diese Modelle werden hier diskutiert.

3.1 Einführung

Eine Stossfront ist anhand freigesetzter kinetischer Energie eine Quelle für Ionisation und Anregung. Nachdem Gas durch die Übertragung von kinetischer Energie auf die Elektronen stossionisiert wird (engl. postshock), beginnt die Kühlung, wobei Elektronen ihre kinetische Energie verlieren und wieder von Ionen eingefangen werden. Die Temperatur fällt ab und gleichzeitig werden Photonen erzeugt. Diese Photonen teilen sich in zwei Gruppen. Diejenige, die die Front überholen und in noch nicht gestörter Region gelangen (engl. *upstream*). Sie stossen gegen neutrales H, welches ionisiert wird. Eine ausgedehnte HII Region vor der Front ist das Ergebnis. Die zweite Gruppe sind die Photonen, die sich in der gestörten Region bewegen (engl. *downstream*). Sie beeinflussen den Ionisationszustand und die Temperatur der Rekombinationsregion hinter der Front.

Ein Stossfront Modell ist abhängig von zwei Parametern. Der erste ist Frontgeschwindigkeit V_S und der zweite ist das magnetische Feld $B/n^{1/2}$ (n : Dichte vor der Front). Diese beiden Parameter spielen dieselbe Rolle für ein Stossfront Modell wie Spektralindex und Ionisationsparameter für die Photoionisation Modell. Die Frontgeschwindigkeit kontrolliert die Flachheit des UV Spektrums, der magnetische Parameter entspricht dem Ionisationsparameter in der optisch emittierender Photoionisation- Rekombinationsregion vor der Front. Ein zweidimensionales Gitter lässt sich aus den beiden Parametern bilden, wobei $150 < V_S < 500 \text{ km s}^{-1}$ und $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu\text{G cm}^{-3/2}$ ist. LINER Objekte sind oft gasarme Umgebungen, in denen upstream Photonen nichts ionisieren

können. Deshalb fehlt die ausgedehnte Vorläufer HII Zone. Die Frontgeschwindigkeit befindet sich im Intervall $150\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$. Andererseits sind Seyfert 2 und 1.5 Objekte gasreich und ausgedehnte Vorläufer HII Zone können anhand der Wechselwirkung zwischen upstream Photonen und Materie erzeugt werden. Die passende Geschwindigkeit für Seyfert Objekte ist etwa $300\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$. Abwesenheit oder Anwesenheit der Vorläufer Zone ist ein wichtiges Merkmal, mit dem man LINER Objekte von Seyfert Objekten unterscheiden kann (Dopita & Sutherland 1995).

3.2 Technische Angaben

- Hinter der Front (engl. postshock)

Die ausgesuchte chemische Zusammensetzung für die Modelle (Dopita & Sutherland 1995) sind in Tabelle 3.1 aufgezählt (log. Skala). Je nach der gegebenen Geschwindigkeit und dem magnetischem Feld können Säuledichten der Ionen berechnet werden. Vier grosse Tabellen sind von Dopita & Sutherland (1995) erstellt, von denen hier nur eine präsentiert wird. Für die gesamten Tabellen wird auf den Artikel (Dopita & Sutherland 1995) verwiesen. Mit wachsender Geschwindigkeit steigen die Säuledichten aller Elemente vor allem schwerer Elemente an. Nur höhere Geschwindigkeit kann die notwendige kinetische Energie erzeugen, durch die die schweren Elemente stossionisiert werden können. Die Säuledichte von Wasserstoff ist in der Tat sehr wenig vom magnetischen Feld abhängig. Sie wird von der Geschwindigkeit beeinflusst (Anhang Tabelle 2D).

Dieselbe Tendenz gilt für Ionentemperatur. Hohe kinetische Energie ist assoziiert mit Wärme.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung von Modellen (Dopita & Sutherland 1995)

Element	Che. Zu. n(H)=1
H	0.00
He	-1.01
C	-3.44
N	-3.95
O	-3.07
Ne	-3.91
Mg	-4.42
Al	-5.53
Si	-4.45
S	-4.79
Ar	-5.44
Ca	-5.88
Fe	-4.63

Wenn man einen Blick auf die Tabelle wirft, sind Temperaturen bis zu $1e+06$ bei schweren Elementen zu sehen (Anhang Table 3D). Die Säuledichte von H^+ ist eher abhängig von Geschwindigkeit als von magnetischem Feld. Für eine Geschwindigkeit zwischen $200 - 500 \text{ km s}^{-1}$ und $0 \leq B_0/n_0^{1/2} \leq 4\mu\text{Gcm}^{3/2}$ lässt sie sich so beschreiben:

$$\begin{aligned} \log\left[\frac{n(HII)}{cm^{-2}}\right] &= (16.825 + 0538B_0/n_0^{1/2}) \\ &+ (5.625 - 1.671B_0/n_0^{1/2})\log V_{100} \\ &- (0.5688 - 1.271B_0/n_0^{1/2})\log^2 V_{100} \end{aligned}$$

Wobei V_{100} die Geschwindigkeit in Einheiten von 100 km s^{-1} ist und $B_0/n_0^{1/2}$ in Einheiten von $\mu G \text{ cm}^{3/2}$.

$$L_{H\beta} = 7.44 \times 10^{-6} \left(\frac{V_s}{100 \text{ km s}^{-1}}\right)^{2.41} \times \left(\frac{n}{cm^{-3}}\right) \text{ erg scm}^{-2} s^{-2}$$

Die rechte Seite gibt die Anzahl der Rekombinationen in Plasma ($H\beta$) an, die hinter der Front zustande kommen.

- HII Vorläufer Region (engl. preshock)

Die ausgedehnte HII Region vor der Front ist eine warme Zone, in der Wasserstoff partiell ionisiert ist. Die Strömungsgrenzsäulendichte in der HII Region ist abhängig von der Geschwindigkeit und die wird so berechnet:

$$\log\left(\frac{n(HII)}{cm^{-2}}\right) = 19.50 + 2.933 \log V_{100} + 0.029 \log^2 V_{100}$$

Sie ist etwa 10-30 Mal höher als die Säulendichte entlang der Front. Das hat zur Folge, dass in einer Vorläufer Region die optische Undurchsichtigkeit so hoch ist, dass Emissionslinien kaum gesehen werden können. Für viele Elemente ist dieser Unterschied sehr gut zu erkennen. (Anhang Tabelle 6) Es gibt eine Ausnahme bei $H\beta$. Die Helligkeit von $H\beta$ in der Vorläufer Zone ist etwa um 10% stärker als in der Region hinter der Front. Die Vorläufer Region übertrifft insofern die Region hinter der Front.

$$L_{H\beta} = 9.85 \times 10^{-6} \left(\frac{V_s}{100 \text{ km s}^{-1}}\right)^{2.28} \times \left(\frac{n}{cm^{-3}}\right) \text{ erg scm}^{-2} s^{-1}$$

Andererseits ist die totale Helligkeit der Vorläufer Zone geringer als die in der Region hinter der Front selbst.

3.3 Photoionisation Feld

Das Photoionisationsfeld, das infolge einer Front entsteht, besteht aus zwei Komponenten. Eine ist das Kontinuum und die zweite sind die Linienemission. Das Kontinuum ist oft in Form von thermaler Bremsstrahlung. Emissionslinien stammen von leichten und schweren Elementen. Die Stärke der UV Strahlung steht in Zusammenhang mit der Geschwindigkeit. Eine tabellarische Form ist im Anhang (Tabelle 4) vorhanden.

3.4 Spektralanalyse

- Hinter der Front (engl. Postshock)

Eine Front ist immer charakterisiert durch höhere Temperatur von Elektronen, die zur Stossionisation und Entstehung von UV Spektren führt. Diese Art des UV Spektrums ist typisch für eine Stossfront. Obwohl wenn die Geschwindigkeit steigt, das Verhältnis UV Linien zu optischen Linien

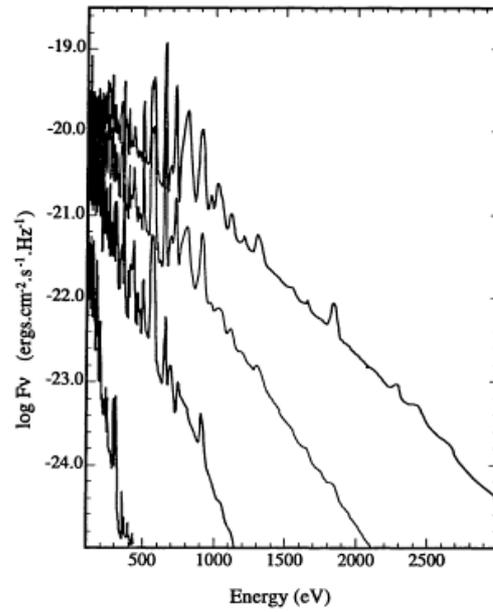


Abbildung 3.1: EUV/weiche & Röntgen Strahlung. $V_S = 200, 300, 400$ und 500 km s^{-1} . Elektron-Bremsstrahlung Kontinuum und Emissionslinien sind erkennbar (Dopita & Sutherland 1995)

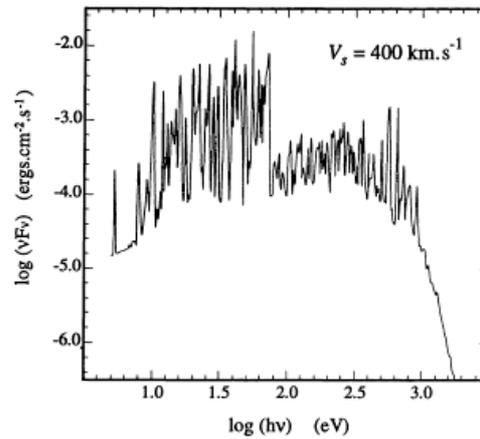


Abbildung 3.2: Das Spektrum einer Front. Zahlreiche Emissionslinien sind erkennbar. $V_S = 400 \text{ km s}^{-1}$. Das Maximum im Kontinuum entspricht einer Elektronentemperatur von $1.2 \times 10^6 \text{ K}$. (Dopita & Sutherland 1995)

runter fällt und Temperatur-sensibele Linien wie [OIII] $\lambda\lambda 4363/5007$ nachlassen, wenn Photoabsorption Regionen mehr und mehr in optischen Bereich übergeht (Dopita 1995).

Beispiel: Die Tabelle 3.2 zeigt $\frac{[OIII]\lambda 4363}{[OIII]\lambda 5007}$ Verhältnisse für wichtige Geschwindigkeiten. Der magnetische Parameter ist $4 \mu G cm^{3/2}$. Eine komplette Liste befindet sich in Anhang Tabelle 8 (Dopita & Sutherland 1995).

Tabelle 3.2: [OIII] $\lambda\lambda 4363/5007$ Verhältnisse

$V_S (km/sek)$	150	200	300	400	500
$\frac{[OIII]\lambda 4363}{[OIII]\lambda 5007}$	0.09	0.09	0.05	0.02	0.01

Die Verhältnisse von [OIII] $\lambda 5007$ und [OIII] $\lambda 4363$ relativ zu $H\beta$ und die Intensitäten von [OII], [OI], [SII] und [NII] Linien sind sehr ähnlich zu dem, was wir in LINER beobachten. LINERs Spektren sind möglicherweise Ergebnis solcher Stossfronten, die sich sehr schnell in eine Region bewegen. Diese Region ist sehr dünn mit niedriger Säulendichte. Eine wichtige Eigenschaft sind starke [NeIII] Linien relativ zu [OIII] Linien. In heissem Plasma ist dieses Verhältnis etwa so hoch wie das im ISM d.h. 0.15. Da aber in einer Stossfront-Region Temperatur und Rekombination sehr hoch sind, können sie dieses Verhältniss beeinflussen und nach oben um c.a 1 verändern. Dieser Wert ist oft in LINER zu beobachten.

Bei fester Geschwindigkeit steigt auch der Ionisationszustand, wenn der magnetische Parameter steigt. Während [OI] $\lambda 6300$ und [SII] $\lambda 6731$ Intensitäten sinken, steigen [OII] $\lambda 3727+3729$, [OIII] $\lambda 4363$ und Ne III $\lambda 3868$ Intensitäten. Höhere Elektronentemperatur und starkes magnetisches Feld bedeuten starke UV Strahlung. Die Tabelle 3.3 zeigt diese Tendenz für $V_S = 500 km s^{-1}$.

Tabelle 3.3: Linienintensität relativ zu $H\beta$. $V_S = 500 km/sek$

mag. Par.	[OI] $\lambda 6300$	[SII] $\lambda 6731$	[OII] $\lambda 3727+3729$	[OIII] $\lambda 4363$	[NeIII] $\lambda 3868$
0	5.110	2.683	2.538	0.039	0.224
1	4.440	1.691	9.831	0.037	0.777
2	3.942	1.340	12.305	0.045	0.988
4	3.992	1.106	13.747	0.062	1.234

- HII Vorläufer Region (engl. preshock)

In HII Regionen befindet sich der Ionisationsparameter im Bereich $1.5 \times 10^{-3} \leq U \leq 8 \times 10^{-3}$. Dies führt zu einer starken Intensität der [OIII] $\lambda 5007$ Linie. Wenn der Temperaturindikator $\frac{[OIII]\lambda 4363}{[OIII]\lambda 5007}$ sinkt, deutet das auf eine niedrige Temperatur. Die FUV Linien wie C III $\lambda 977$, N III $\lambda 991$ und O VI $\lambda 1035$ sind wichtige diagnostische Linien. Sie werden hinter der Stossfront erzeugt und sind ein Hinweis auf die Existenz einer Stossfront. Die Tabelle 3.4 präsentiert einen Ausschnitt aus einer grossen Tabelle, die im Anhang zitiert ist (Anhang Tabelle 10 & 11). Der magnetische Parameter ist gleich 1. Ein Vergleich zwischen der Tabelle 3.4 und 3.5 zeigt den Temperaturunterschied zwischen zwei Regionen hinter und vor der Front. Hinter der Front ist es normalerweise heisser als vor der Front. Vor der Front schwankt das Verhältniss zwischen $1.1e-03$ und 0.01 . Daraus ergibt sich eine

Tabelle 3.4: Linienintensität vor der Front relativ zu $H\beta$

$V_S(km/sek)$	[OIII] λ 5007	[OIII] λ 4363	λ 4363/ λ 5007
200	1.80	0.002	1.1e-03
300	7.61	0.025	3.2e-03
400	14.70	0.097	6.5e-03
500	23.41	0.267	0.01

Tabelle 3.5: Linienintensität. Hinter der Front relativ zu $H\beta$

$V_S(km/sek)$	[OIII] λ 5007	[OIII] λ 4363	λ 4363/ λ 5007
200	1.178	0.116	0.09
300	0.770	0.066	0.08
400	0.785	0.049	0.06
500	0.783	0.037	0.04

Temperatur von $6000 \leq T \leq 12000$ K. Hinter der Front schwankt das Verhältnis zwischen 0.04 und 0.09. Das bedeutet eine Temperatur $T \geq 29000$ K (Abbildung 2.2).

3.5 Statistische Analysis

Dopita und Sutherland (1995) haben über 500 Modellen berechnet. Sie haben in Abhängigkeit von magnetischem Parameter und Frontgeschwindigkeit (V_S) Spektren und Emissionslinien berechnet. Für den magnetischen Parameter sind die Werte 0, 1, 2 und 4 vorhergesehen und V_S beginnt ab $100 km s^{-1}$, wobei diese jeweils um $25 km s^{-1}$ ansteigt (100, 125, 150, ..., 1000). So entsteht ein zweidimensionales Gitter. Ein Punkt aus diesem Gitter ist ein Paar (V_S, B) , für das zwei Simulationen eingeführt sind. Ein Mal geht es um die Bedingungen hinter der Front (engl. postshock) ohne Vorläufer, das heisst nur Stossfront (engl. shock only). Die zweite Simulation schildert die Vorläuferzone (engl. precursor). Für jedes Modell sind Informationen wie Säuledichte, Ionentemperatur und eine grosse Liste Emissionslinien herausgegeben. Dopita & Sutherland (1995) haben 50 Linien ausgesucht und ihre Flüsse aufgezählt, so dass man sich einen guten Überblick verschaffen kann. Solche Linien kommen am meisten in Spektren vor. Eine solche Liste ist hier für $V_S = 400 km s^{-1}$ und $B = 4 \mu G cm^{3/2}$ (ohne Vorläufer) zu sehen (Tabelle 3.6).

Tabelle 3.6: Die 50 stärksten Linien. Hinter der Front. $V_S = 400 \text{ km s}^{-1}$

<i>Ion</i>	λ (Å)	E(eV)	Fluss($\text{erg cm}^{-2} \text{ sek}^{-1}$)
O VII	21.6000	574.001	4.882
O VII	22.1000	561.015	2.736
Fe IX	171.070	72.4757	8.225
Fe X	174.510	71.0471	5.584
Fe X	178.300	69.5369	2.894
Fe XI	180.600	68.6513	3.885
Fe XII	186.900	66.3372	2.943
Fe XI	188.220	65.8720	2.248
Fe XII	193.510	64.0712	3.284
Fe XII	195.120	63.5426	5.031
Fe XIII	202.040	61.3662	5.728
Fe XIII	203.810	60.8332	2.945
Fe XIV	216.530	57.2596	4.500
Si IX	225.970	54.8676	2.991
Si X	256.580	48.3219	7.910
S X	260.000	47.6862	3.228
Fe XIV	262.280	47.2717	5.273
Fe XV	284.150	43.6334	6.850
Si IX	294.440	42.1085	3.216
Si XI	303.580	40.8407	12.44
He II	303.787	40.8129	26.05
Mg VIII	314.590	39.4114	3.087
Si VIII	317.680	39.0280	5.473
Si IX	347.400	35.6892	2.663
Si X	353.140	35.1091	3.705
Mg IX	368.070	33.6850	3.406
Ne VI	401.660	30.8680	4.762
Mg VI	401.760	30.8603	2.907
Ne VII	465.220	26.6507	14.19
O IV	554.370	22.3649	4.680
Ne VI	561.380	22.0856	3.444
Ne VII	561.600	22.0770	2.436
Mg X	609.800	20.3320	2.792
O V	629.730	19.6885	6.719
Ne VIII	770.400	16.0935	3.714
O IV	789.360	15.7069	3.191
O VI	1031.90	12.0151	15.08
O VI	1037.60	11.9491	7.518
H I	1215.67	10.1988	32.72
He II	1640.00	7.56001	3.029
[OII]	3726.03	3.32752	5.922
[OII]	3728.73	3.32510	8.230
[OIII]	5006.77	2.47633	3.389
H I	6562.80	1.88920	2.934
[NII]	6583.34	1.88330	4.946
[SIII]	9532.03	1.30071	2.396
[NIII]	155513.	7.972576E-02	3.214
[SIII]	336366.	3.685990E-02	2.306
[SiII]	347941.	3.563373E-02	7.664
[OI]	631000.	1.964885E-02	3.806

3.5.1 Diskussion

Beim Überblick über die veröffentlichten Listen von Dopita & Sutherland (1995) zeigt sich, dass mit zunehmender Geschwindigkeit die schweren Elemente (Eisenlinien) wie Fe, Ar, Si und Ne an Stärke und Intensität gewinnen. Mit zunehmender Geschwindigkeit häufen sich Emissionslinien von schweren Elementen wie N VII, O VII, O VIII, Ne IX, Ne X, Fe XVII und Fe XXI.

Erhöhung von Geschwindigkeit und die Übertragung kinetischer Energie auf das ISM führt zur Anregung (engl. excitation) und Stossionisation schwerer Elemente. Solange eine Stossfront langsam ist, haben leichte Elemente eine Übergewicht. Sobald die Front sich schneller bewegt, gewinnen schwere Elemente, deren Ionisationpotential höher ist, die Oberhand. Bei einem Warm Absorber sind leichte Elemente schon komplet ionisiert und Elemente wie Fe, die schon in der Abschirmung von Staub (engl. dust) nicht irgendwelcher Wechselwirkung direkt ausgesetzt waren, werden ange-regt oder stossionisiert. Diese Tendenz ist sehr deutlich in allen Modellen von Dopita & Sutherland (1995) zu sehen. Die Emissionslinien jedes Modells sind so etwas wie ein Fingerabdruck. Wenn bei einer Analyse die Emissionslinien bekannt sind, kann durch Vergleich der Linienverhältnisse auf das passende Modell geschlossen werden. Die Abbildungen 3.3 - 3.6 zeigen vier Spektren für vier Geschwindigkeiten. (Dopita & Sutherland 1996) [9].

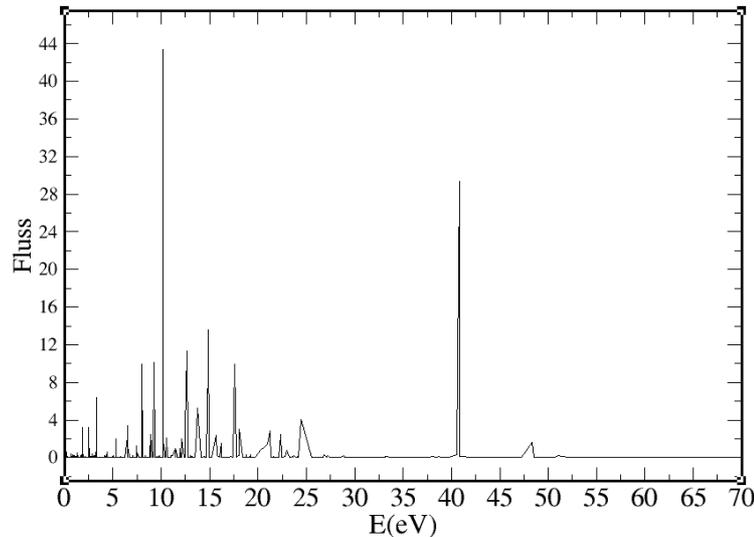


Abbildung 3.3: Die Emissionslinien des Modells $V_S = 100 \text{ km s}^{-1}$. Der Grossteil der Linien befinden sich im Bereich 2 - 30 eV (Dopita&Sutherland 1995)

3.6 Neue Tabellen

Dopita und Sutherland (1995) haben in ihrem ersten Artikel zahlreiche Tabellen zu Linienverhältnissen als Funktionen von Säulendichte und Ionentemperatur herausgegeben. Dabei wurden diese

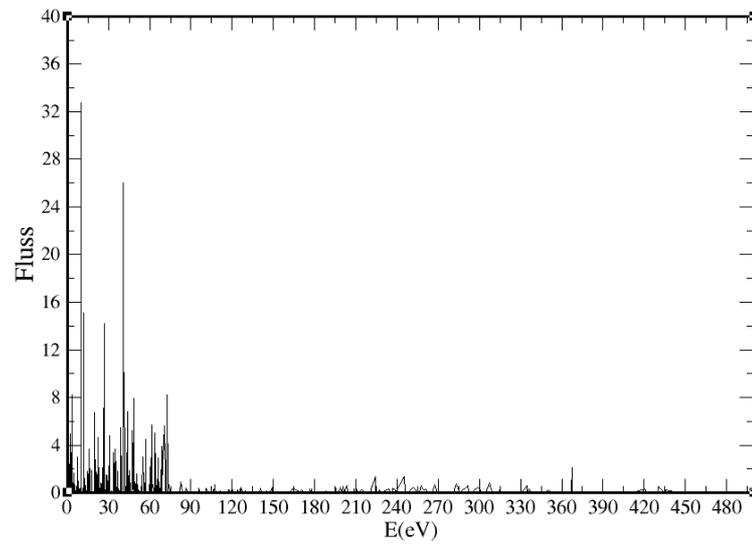


Abbildung 3.4: Die Emissionslinien des Modells $V_S = 400 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien sind bis 100 eV stark (Dopita&Sutherland 1995)

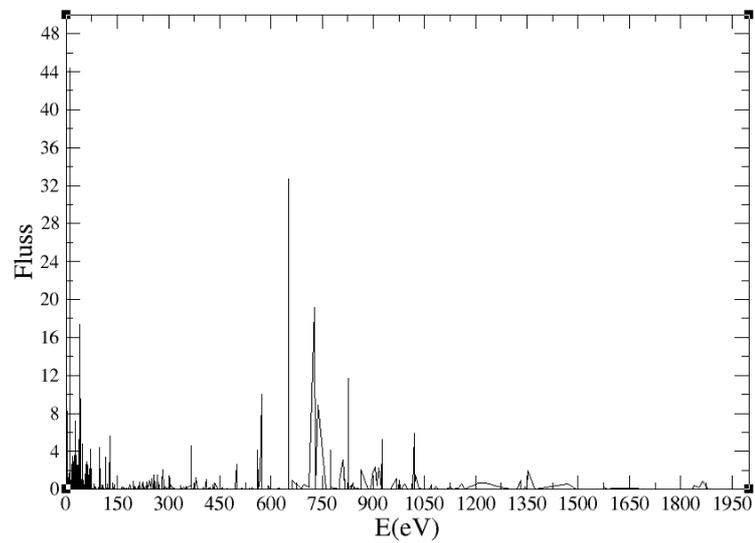


Abbildung 3.5: Die Emissionslinien des Modells $V_S = 700 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien erstrecken sich bis 1100 eV (Dopita&Sutherland 1995)

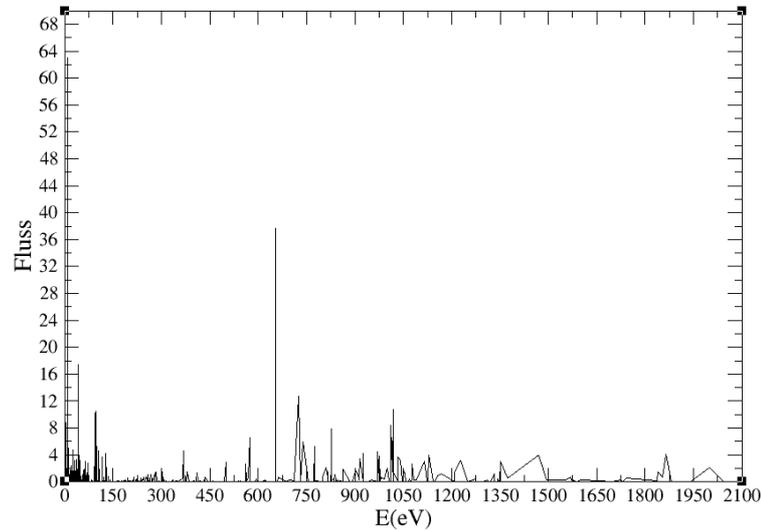


Abbildung 3.6: Die Emissionslinien des Modells $V_S = 1000 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien sind überall verteilt (Dopita&Sutherland 1995)

zwei Größen für zwölf Elemente im optischen und UV Bereich und vier Geschwindigkeiten berechnet. Hier werden die dazugehörigen Tabellen von mir präsentiert und ich versuche, die Idee von Dopita & Sutherland (1995) im Röntgenbereich zu erweitern. Diese Tabellen sind in einer Hinsicht denen von Dopita & Sutherland ähnlich aber in einer anderen Hinsicht sind sie ausführlicher.

Die Ähnlichkeit: Bei der Erstellung der Tabellen wurden V_S und B als zwei unabhängigen Variablen ausgesucht. Für $200 \leq V_S \leq 800$ und $1 \leq B \leq 10$ bildet das Produkt $V_S \times B$ ein zweidimensionales Gitter.

Der Unterschied: Nun werde ich nicht mehr die Ionentemperatur und Säulendichte als Funktion von V_S und B in einer Liste eingetragen sondern Linienflüsse.

Mit wachsender Geschwindigkeit werden Schritt für Schritt schwerere Elemente stossionisiert, die bei niedrigeren Geschwindigkeiten als neutrale Atome existierten. Jede Tabelle beinhaltet weitere Emissionslinien, die bei niedrigeren Geschwindigkeiten nicht erzeugt werden konnten (Dopita & Sutherland 1995).

- Die Auswahlkriterien

Bei der Auswahl von schweren Elementen sind zwei Kriterien zu beachten: Das erste ist , Im Gegensatz zu den Elementen im optischen/UV Bereich, sind die Flüsse dieser schweren Elemente unabhängig vom magnetischen Parameter. Im Röntgenbereich spielt der magnetische Parameter kaum eine Rolle. (Die Tabellen 3.7-3.11)

Das zweite ist, wir können schrittweise mit dem Anstieg von V_S , die Anregung und Ionisation von solchen Elementen verfolgen, die bei niedriger Temperatur und V_S nicht zu sehen sind, wie Fe XXV 1.46λ . So können die ausgesuchten Elemente den Einfluss von V_S auf Stossionisation sowie Anregung zeigen. Für $1 \leq B \leq 10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$ sind die Änderungen bei den Flüssen so gering, dass

Tabelle 3.7: $V_S \geq 200 \text{ kms}^{-1}$. Linien Flüsse ($\text{ergcm}^{-2}\text{sek}^{-1}$)

$V_S(\text{km/sek})$	Ne IX 11 (λ)	Ne IX 13.6 (λ)	Ne IX 13.7 (λ)	O VII 21.6 (λ)	O VII 22.1 (λ)
200-B=1	4.7940e-17	3.7046e-14	9.3191e-14	1.2314e-5	1.0682e-5
300-B=1	1.3792e-5	3.6740e-4	9.8158e-4	0.4046	0.2765
400-B=1	3.4776e-3	3.0100e-2	8.7875e-2	4.749	2.661
500-B=1	6.4285e-2	0.3039	0.9458	10.87	5.183
600-B=1	0.1943	0.6518	2.099	11.33	4.975
700-B=1	0.2616	0.7284	2.382	10.23	4.258
800-B=1	0.2621	0.6643	2.185	8.903	3.586
900-B=1	0.2415	0.5793	1.910	7.616	3.025
1000-B=1	0.2181	0.5041	1.664	6.516	2.586
200-B=2	4.6955e-17	3.6369e-14	9.1487e-14	1.2254e-5	1.0632e-5
300-B=2	1.3835e-5	3.6874e-4	9.8512e-4	0.4064	0.2777
400-B=2	3.4980e-3	8.0282e-2	8.8403e-2	4.779	2.678
500-B=2	6.3884e-2	0.3020	0.94	10.81	5.153
600-B=2	0.1907	0.6396	2.060	11.12	4.884
700-B=2	0.2540	0.7074	2.313	9.937	4.135
800-B=2	0.2564	0.6499	2.138	8.711	3.509
900-B=2	0.2373	0.5693	1.877	7.483	2.972
1000-B=2	0.2155	0.4981	1.644	6.435	2.554
200-B=4	4.3123e-17	3.3689e-14	8.4748e-14	1.1942e-5	1.0367e-5
300-B=4	1.3950e-5	3.7247e-4	9.95e-4	0.4116	0.2814
400-B=4	3.5645e-3	3.088e-2	9.0144e-2	4.882	2.736
500-B=4	6.4723e-2	0.3061	0.9527	10.96	5.227
600-B=4	0.1924	0.6457	2.080 7 11.24	4.935	
700-B=4	0.2553	0.7109	2.325	9.993	4.156
800-B=4	0.2581	0.6542	2.152	8.767	3.531
900-B=4	0.2398	0.5752	1.897	7.556	3.002
1000-B=4	0.2184	0.5048	1.666	6.515	2.587
200-B=5	4.0447e-17	3.1805e-14	8.0007e-14	1.1716e-5	1.0174e-5
300-B=5	1.3956e-5	3.7313e-4	9.9669e-4	0.4131	0.2825
400-B=5	3.5875e-3	3.1096e-2	9.0769e-2	4.922	2.759
500-B=5	6.5523e-2	0.3099	0.9646	11.11	5.296
600-B=5	0.1935	0.6495	2.092	11.31	4.966
700-B=5	0.2545	0.7090	2.319	9.967	4.147
800-B=5	0.2586	0.6554	2.156	8.783	3.537
900-B=5	0.2422	0.5808	1.915	7.627	3.030
1000-B=5	0.2210	0.5109	1.687	6.589	2.616
200-B=10	2.2783e-17	1.8888e-14	4.7517e-14	9.5980e-6	8.3630e-6
300-B=10	1.3802e-5	3.7304e-4	9.9584e-4	0.4197	0.2873
400-B=10	3.6481e-3	3.1757e-2	9.2659e-2	5.073	2.847
500-B=10	6.7651e-2	0.3206	0.9977	11.55	5.509
600-B=10	0.1988	0.6678	2.151	11.66	5.120
700-B=10	0.2620	0.7304	2.388	10.27	4.272
800-B=10	0.2648	0.6714	2.208	8.983	3.615
900-B=10	0.2495	0.5987	1.974	7.835	3.111
1000-B=10	0.2290	0.5294	1.748	6.793	2.696

Tabelle 3.8: $V_S \geq 400 \text{ kms}^{-1}$. Linien Flüsse($\text{ergcm}^{-2}\text{sek}^{-1}$)

$V_S(\text{km/sek})$	Ar XVII 3.95 (λ)	S XV 4.30 (λ)	Mg XII 6.46353 (λ)	Fe XIX 10.71 (λ)
400-B=1	3.6985e-13	1.2221e-9	2.0466e-10	7.8203e-8
500-B=1	1.6777e-6	1.5933e-5	1.9267e-6	1.1836e-3
600-B=1	4.1322e-4	7.5604e-4	1.6026e-4	9.2530e-2
700-B=1	5.6994e-3	7.0918e-3	1.77e-3	0.6157
800-B=1	2.7418e-2	2.8042e-2	6.2160e-3	1.112
900-B=1	7.9787e-2	6.9230e-2	1.2049e-2	1.142
1000-B=1	0.1774	0.1302	1.7887e-2	1.008
400-B=2	3.6913e-13	1.2247e-9	2.0625e-10	7.8663e-8
500-B=2	1.6654e-6	1.5829e-5	1.9130e-6	1.1755e-3
600-B=2	4.0537e-4	7.4165e-4	1.5721e-4	9.0766e-2
700-B=2	5.5327e-3	6.8844e-3	1.7184e-3	0.5978
800-B=2	2.6810e-2	2.7421e-2	6.07e-3	1.087
900-B=2	7.8393e-2	6.8022e-2	1.1839e-2	1.122
1000-B=2	0.1752	0.1286	1.7670e-2	0.9961
400-B=4	3.6946e-13	1.2347e-9	2.0910e-10	7.9543e-8
500-B=4	1.6794e-6	1.6009e-5	1.9317e-6	1.18753e-3
600-B=4	4.0831e-4	7.4731e-4	1.5835e-4	9.1456e-2
700-B=4	5.5530e-3	6.91e-3	1.7253e-3	0.6002
800-B=4	2.6961e-2	2.7578e-2	6.1147e-3	1.094
900-B=4	7.9145e-2	6.8678e-2	1.1955e-2	1.133
1000-B=4	0.1775	0.1302	1.7898e-2	1.009
400-B=5	3.6708e-13	1.2328e-9	2.0941e-10	7.9511e-8
500-B=5	1.6961e-6	1.6178e-5	1.9530e-6	1.1995e-3
600-B=5	4.1030e-4	7.5106e-4	1.5914e-4	9.19e-2
700-B=5	5.5331e-3	6.8858e-3	1.7194e-3	0.5982
800-B=5	2.6993e-2	2.7611e-2	6.1228e-3	1.096
900-B=5	7.9873e-2	6.9313e-2	1.2067e-2	1.144
1000-B=5	0.1796	0.1318	1.8110e-2	1.022
400-B=10	3.3793e-13	1.1780e-9	2.0448e-10	7.6571e-8
500-B=10	1.7e-6	1.6474e-5	1.9788e-6	1.2155e-3
600-B=10	4.17e-4	7.6487e-4	1.6179e-4	9.3593e-2
700-B=10	5.6583e-3	7.0462e-3	1.7606e-3	0.6134
800-B=10	2.7505e-2	2.8147e-2	6.2461e-3	1.120
900-B=10	8.2009e-2	7.1194e-2	1.2402e-2	1.178
1000-B=10	0.1854	0.1361	1.8719e-2	1.058

Tabelle 3.9: $V_S \geq 500 \text{ kms}^{-1}$. Linien Flüsse ($\text{ergcm}^{-2}\text{sek}^{-1}$)

$V_S(\text{km/sek})$	Ca XIX 2.70 (λ)	Ca XIX 3.20 (λ)	Fe XXI 7.90 (λ)	Fe XXII 9.03 (λ)
500-B=1	4.7889e-12	2.1755e-10	8.19e-8	3.6184e-10
600-B=1	1.5893e-7	3.1695e-6	4.1754e-4	2.4214e-5
700-B=1	1.3172e-5	1.5645e-4	3.3298e-2	5.94e-3
800-B=1	1.3828e-4	1.1386e-3	0.2645	9.9429e-2
900-B=1	6.5535e-4	4.0460e-3	0.5848	0.3551
1000-B=1	2.0807e-3	1.0121e-2	0.6920	0.5513
500-B=2	4.7493e-12	2.1577e-10	8.1270e-8	3.6216e-10
600-B=2	1.5596e-7	3.1104e-6	4.0936e-4	2.3733e-5
700-B=2	1.2780e-5	1.5181e-4	3.2319e-2	5.7647e-3
800-B=2	1.3520e-4	1.1133e-3	0.2586	9.7216e-2
900-B=2	6.4388e-4	3.9752e-3	0.5746	0.3489
1000-B=2	2.0552e-3	9.9974e-3	0.6836	0.5446
500-B=4	4.7734e-12	2.1699e-10	8.1817e-8	3.7179e-10
600-B=4	1.5689e-7	3.1299e-6	4.1150e-4	2.3829e-5
700-B=4	1.2825e-5	1.5238e-4	3.2425e-2	5.7812e-3
800-B=4	1.3593e-4	1.1195e-3	0.2601	9.7735e-2
900-B=4	6.4995e-4	4.0132e-3	0.5802	0.3523
1000-B=4	2.0813e-3	1.0125e-2	0.6925	0.5516
500-B=5	4.8073e-12	2.1863e-10	8.2439e-8	3.6957e-10
600-B=5	1.5763e-7	3.1451e-6	4.1296e-4	2.3899e-5
700-B=5	1.2769e-5	1.5175e-4	3.2296e-2	5.7563e-3
800-B=5	1.3606e-4	1.1207e-3	0.2604	9.7831e-2
900-B=5	6.5585e-4	4.0499e-3	0.5856	0.3556
1000-B=5	2.1055e-3	1.0243e-2	0.7008	0.5582
500-B=10	4.6953e-12	2.1442e-10	8.1656e-8	3.7566e-10
600-B=10	1.5889e-7	3.1765e-6	4.1565e-4	2.3919e-5
700-B=10	1.3020e-5	1.5494e-4	3.2917e-2	5.8509e-3
800-B=10	1.3842e-4	1.1412e-3	0.2652	9.95e-2
900-B=10	6.7271e-4	4.1567e-3	0.6020	0.3652
1000-B=10	2.1726e-3	1.0575e-2	0.7248	0.5770

Tabelle 3.10: $V_S \geq 700 \text{ km s}^{-1}$. Linien Flüsse($\text{erg cm}^{-2} \text{ sek}^{-1}$)

$V_S(\text{km/sek})$	Fe XXV 1.85 (λ)	Fe XXV 1.87 (λ)	Ca XIX 3.18 (λ)	S XVI 4.00672 (λ)
700-B=1	1.0323e-9	1.8158e-10	3.1398e-4	5.0501e-5
800-B=1	3.2125e-6	5.8688e-7	2.5290e-3	9.4394e-4
900-B=1	4.0795e-4	7.7235e-5	9.9499e-3	6.9470e-3
1000-B=1	7.2023e-3	1.3946e-3	2.7565e-2	2.9385e-2
700-B=2	1.0015e-9	1.7616e-10	3.0466e-4	4.9021e-5
800-B=2	3.1408e-6	5.7376e-7	2.4728e-3	9.2326e-4
900-B=2	4.0071e-4	7.5863e-5	9.7758e-3	6.8249e-3
1000-B=2	7.1137e-3	1.3774e-3	2.7229e-2	2.9027e-2
700-B=4	1.0034e-9	1.7649e-10	3.0579e-4	4.9192e-5
800-B=4	3.1536e-6	5.7611e-7	2.4864e-3	9.2833e-4
900-B=4	4.0430e-4	7.6542e-5	9.8687e-3	6.8902e-3
1000-B=4	7.2019e-3	1.3945e-3	2.7575e-2	2.9397e-2
700-B=5	9.9716e-10	1.7539e-10	3.0451e-4	4.8993e-5
800-B=5	3.1555e-6	5.7644e-7	2.4890e-3	9.2954e-4
900-B=5	4.0781e-4	7.7207e-5	9.9587e-3	6.9533e-3
1000-B=5	7.2834e-3	1.4103e-3	2.7896e-2	2.9738e-2
700-B=10	9.9719e-10	1.7538e-10	3.1081e-4	4.99e-5
800-B=10	3.1809e-6	5.8101e-7	2.5337e-3	9.4548e-4
900-B=10	4.1629e-4	7.8806e-5	1.0219e-2	7.1293e-3
1000-B=10	7.4972e-3	1.4516e-3	2.8793e-2	3.0678e-2

Tabelle 3.11: $V_S \geq 800 \text{ km s}^{-1}$. Linien Flüsse($\text{erg cm}^{-2} \text{ sek}^{-1}$)

$V_S(\text{km/sek})$	Fe XXV 1.46 (λ)	Fe XXV 1.49 (λ)	Fe XXV 1.59 (λ)
800-B=1	9.2353e-9	2.1668e-8	1.1014e-7
900-B=1	1.9012e-6	4.2588e-6	1.8790e-5
1000-B=1	4.7038e-5	1.02010e-4	4.0765e-4
800-B=2	9.0276e-9	2.1181e-8	1.0767e-7
900-B=2	1.8674e-6	4.1831e-6	1.8456e-5
1000-B=2	4.6459e-5	1.0075e-4	4.0263e-4
800-B=4	9.0622e-9	2.1262e-8	1.0809e-7
900-B=4	1.8839e-6	4.2201e-6	1.8620e-5
1000-B=4	4.7030e-5	1.0199e-4	4.076e-4
800-B=5	9.0659e-9	2.1272e-8	1.0814e-7
900-B=5	1.9e-6	4.2563e-6	1.8781e-5
1000-B=5	4.7559e-5	1.0314e-4	4.1219e-4
800-B=10	9.1246e-9	2.1412e-8	1.0891e-7
900-B=10	1.9378e-6	4.3412e-6	1.9161e-5
1000-B=10	4.8926e-5	1.0611e-4	4.2413e-4

man sie als irrelevant bezeichnen kann.

3.7 Diagnostische Diagramme

In dem zweiten Teil ihrer Arbeit haben Dopita & Sutherland (1995) die Diskussion über die Modelle in einer anderen Richtung fortgesetzt. Die Entwicklung neuer diagnostischer Diagramme, die Schablonen dienen, wurde realisiert. Diese diagnostischen Diagramme sind ein grösser Schritt, um die Stossfront Modelle für praktische und reale Anwendungen zu benutzen. Mit Hilfe diese Diagramme, die im optischen und UV Bereich entwickelt wurden, ist es uns möglich geworden, Rückschlüsse auf Galaxien und ihre Aktivitätsbedingungen zu ziehen . So können wir nach einer Beobachtung die beobachteten optischen/UV Emissionslinien auf diese Diagramme übertragen und feststellen ob z.B nur Photoionisation als einzige Energiequelle am Werk ist oder Stossfronten auch mitspielen. Und wenn ja, wie schnell diese Fronten sind? Hier präsentiere ich ebenfalls neue Diagramme im Röntgenbereich. Sie stammen aus der Arbeit von Dopita und Sutherland(1995), die nicht veröffentlicht wurden. Die alten Diagramme können nur im optischen/UV Bereich eingesetzt werden und entsprechend Rückschlüsse gezogen werden. Sollten wir aber etwas im Röntgenbereich haben, dann brauchen wir Diagramme im Röntgenbereich. Die Zusammensetzung der neuen und alten Tabellen bzw. Diagramme bietet uns eine Methode, mit der man sowohl optische/UV Phänomene als auch Röntgen- Prozesse besser erklären kann.

3.7.1 LINER & Seyfert Galaxien

Einige LINER und narrow-line Galaxien können am besten mit Stossfront Modellen in gasarmen Regionen erklärt werden. Die Geschwindigkeit V_S ist etwa $150 - 500 \text{ km s}^{-1}$ und gleichzeitig sind die Emissionen von Vorläufer Zonen (engl. precursor) schwach. Im Gegensatz dazu, Seyfert 2 und 1.5 Galaxien lassen sich durch Modelle in gasreichen Regionen erklären. EUV Photonen, die in Vorläufer-Zone (HII Vorläufer Region) absorbiert werden und Geschwindigkeiten von $300 \leq V_S \leq 500$ sind typisch für diese Galaxien. Die chemische Zusammensetzung ist der der Sonne gleich und $N(H) = 1 \text{ cm}^{-3}$ (Dopita & Sutherland 1995). Wie schon darauf hingewiesen wurde, V_S und B spielen bei einem Stossfront Modell dieselbe Rolle wie Spektralindex und Ionisationsparameter bei einem Photoionisation Modell.

Der Effekt von HII-Vorläufer Zone ist offensichtlich eine Intensitätssteigerung für [OIII] wie die Tabelle 3.12 zeigt (Dopita & Sutherland 1995). Für die gleichen Geschwindigkeiten haben wir unterschiedliche Werte, z.B 200 km/s. Das ist der Effekt von HII-Vorläufer.

Tabelle 3.12: Linienstärke ($H\beta=100$) in Abhängigkeit von $V_S(\text{km/sek})$

λ (Å)	Ion	200s	200sp	500s	500sp
4861	H β	100	100	100	100
4959	[OIII]	45.2	55.0	54.7	437.5
5007	[OIII]	130.1	158.2	157.4	1260

s = Nur Stossfront. sp = Stossfront+ HII Vorläufer

Dabei wurde die chemische Zusammensetzung von Anders & Grevesse (1989)[2] eingesetzt. Die vollständige Tabelle kann man im Artikel Dopita & Sutherland (1995) studieren.

Die diagnostischen Diagramme sind wie die Tabellen für die optischen/UV Linien erstellt. Die Idee bei der Erstellung dieser Diagramme ist die Darstellung von Linienverhältnissen als eine Funktion von V_S und B . Die Linienverhältnisse sind diejenigen, die am meisten bei Beobachtungen von LINER und Seyfert Galaxien gemessen werden und machen den Unterschied zwischen beiden Galaxien sehr deutlich aus. Oft lassen sich LINER und Seyfert Galaxien auf Diagrammen zwei unterschiedlichen Zonen zuordnen, nur Stossfront oder Stossfront+Vorläufer. Ich stelle ein Beispiel vor (Abbildung 3.7).

Die (o) repräsentieren die Positionen von Seyfert Galaxien und die (•) sind für LINERs. Die Gitter sind für $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$ und $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4\mu\text{Gcm}^{3/2}$ hergestellt. *Shock Only* braucht keine weitere Erklärung aber bei *Shock+precursor* sind die Emissionslinien aus vor der Front befindlicher HII Region, die durch *upstream* EUV Photonen ionisiert sind, auch mitberechnet. Über zwölf dieser Diagramme sind im Artikel Dopita & Sutherland(1995) zu sehen, von denen ich hier einiges präsentiere. Für den Rest wird auf den Artikel verwiesen.

3.7.2 Unterschiede und Gemeinsamkeiten

Die ausgesuchten optischen/UV Linien können teilweise den Unterschied zwischen *nur Stossfront* und *Stossfront+ HII Vorläufer* sehr gut zeigen. Das sehen wir in der Abbildung 3.7. Diese Abbildung zeigt eine klare Trennung zwischen den beiden Modellen. Die Seyfert Galaxien befinden sich in der Region *shock+precursor* für $300 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$. Die LINERs liegen auf der rechten Seite *shock only*. Eine Erhöhung der Elektronendichte schwächt die Intensität von [OII] $\lambda 3727$ mit

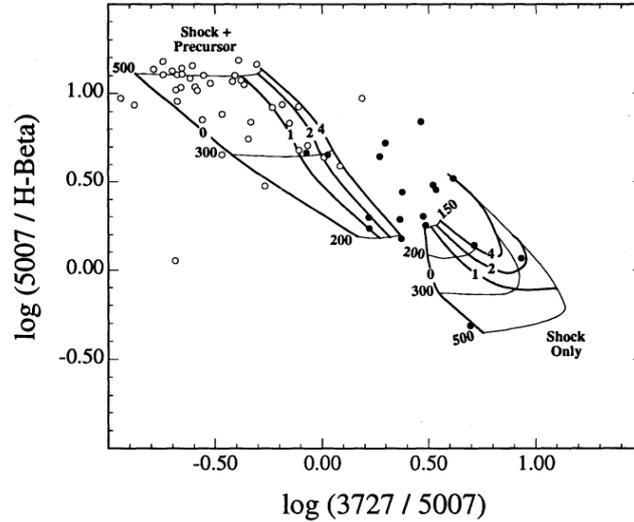


Abbildung 3.7: $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ geg. $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$. Stossionisationsmodell und die beobachteten Positionen von Seyferts (\circ) und LINERs (\bullet). shock only und shock+precursor Gitter. $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu\text{G cm}^{3/2}$ (Dopita&Sutherland 1995)

$n_{crit} = 4.5 \times 10^3$. So werden einige LINERs (\bullet) auf dem Diagramm nach links geschoben. Ob überhaupt ein Diagramm eine Trennung zwischen den beiden Modellen bzw. LINERs und Seyfert Galaxien anzeigt, hängt genau davon ab, welche Verhältnisse ausgesucht wurden. Es gibt Linien, die speziell bei LINERs auffällig und wichtig sind und es gibt diejenige, die in Seyfert Galaxien sehr stark sind. Bei den Diagrammen in Abbildung 3.8 ist eine Berührung zwischen zwei Gitter zu sehen. Die verstreuten Punkte auf den Diagrammen der Abbildungen 3.8 - 3.9 gehen auf geschwächte $\text{H}\alpha$ und $\text{H}\beta$ Linien infolge der galaktischen Absorption zurück.

Die bei der Abbildung 3.8 (Mitte) aufgetretene Ansammlung von LINERs und Seyfert Galaxien lässt sich durch Überschuss von $[\text{NII}] \lambda 6584$ infolge einer Anreicherung in planetarischen Nebeln erklären. Die Abbildung 3.9 zeigt zwei Diagramme. Das erste Diagramm (Oben) ist nur ein Stossfront Gitter (engl. shock only). Die (\bullet) repräsentieren wieder LINERs und (\times) stehen für Radiogalaxien. Da die beiden Objekte in einem identischen Teil des Diagramms erscheinen, gehen Dopita & Sutherland (1996) davon aus, dass sie hier einen gemeinsamen Ionisationsmechanismus haben, was die Anregung und Ionisation von $[\text{SII}]$ und $[\text{NII}]$ betrifft. Unten (Fig. 3c) ist ein Stossfront+Vorläufer Gitter verglichen mit den beobachteten Seyfert Galaxien. Die Nachbarschaft zwischen Seyfert Galaxien und dem Gitter ist kein Zufall. Es ist wieder eine Bestätigung dafür, dass das Modell Stossfront + Vorläufer den Seyfert Galaxien einigermaßen gut passt und die beobachteten Linienverhältnisse beschreibt. Die Abbildungen 3.10 und 3.11 beinhalten ein drittes Gitter, Photoionisationsmodelle für unterschiedliche Spektralindizes und Elektronendichte. Sie wurden auch entwickelt, um einen Vergleich zwischen Photoionisation und Stossionisation zu ermöglichen.

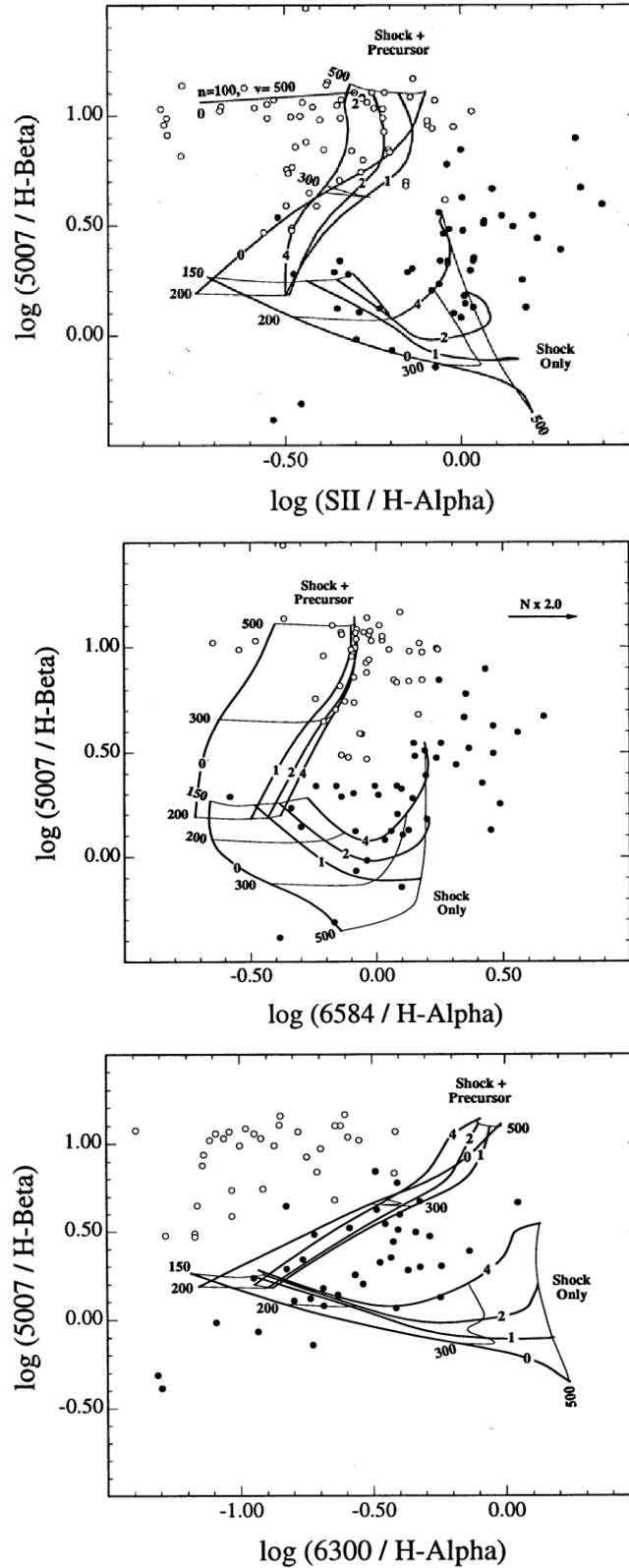


Abbildung 3.8: Stossionisationsmodell. Oben: $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ geg. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$. Mitte: $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ geg. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ Unten: $[\text{OI}]/\text{H}\alpha$ geg. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$. Seyferts (\circ) und LINERs (\bullet) Positionen. shock only und shock+precursor Gitter. $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu \text{G cm}^{3/2}$ (Dopita&Sutherland 1995)

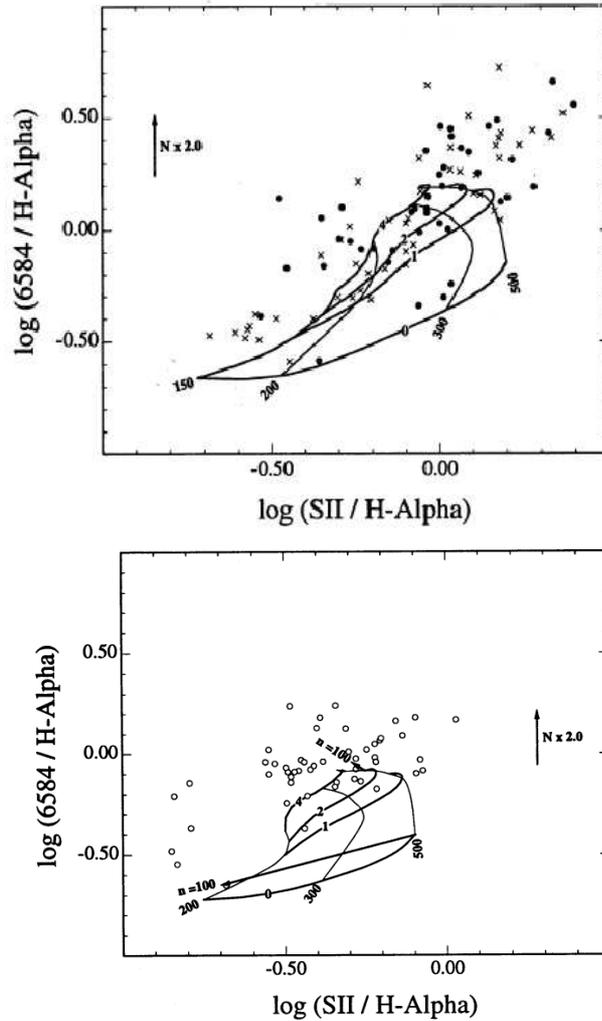


Abbildung 3.9: Stossionisationsmodell. Oben: $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ geg. $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ (Shock only). Mitte: wie oben aber für shock+precursor. Seyferts (o) und LINERs (•) (Dopita&Sutherland 1995)

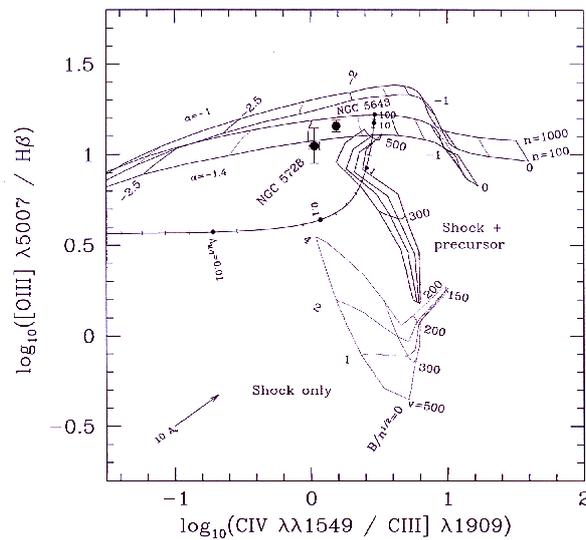


Abbildung 3.10: Stossionisations- und Photoionisationsmodelle. CIV/CIII geg. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$. $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu \text{G cm}^{3/2}$. $n_{\text{H}}=100$ und 1000 cm^{-3} . $\alpha=-1$ und -1.4 . $10^{-4} \leq U \leq 1$

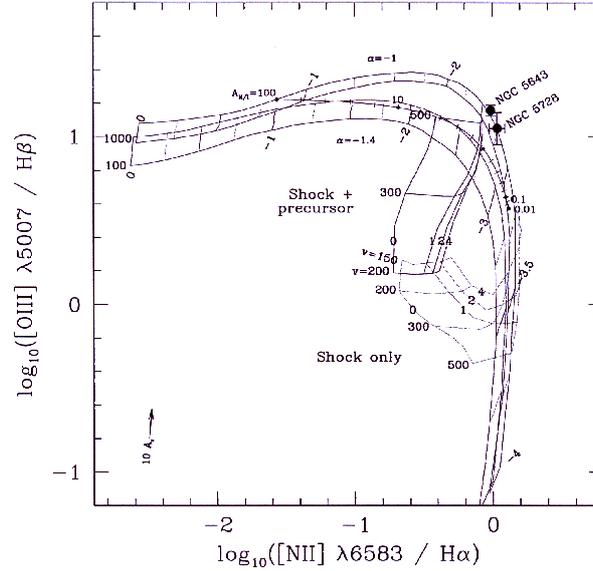


Abbildung 3.11: Stossionisations- und Photoionisationsmodelle. $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ geg. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$. $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu\text{G cm}^{3/2}$. $n_H = 100$ und 1000 cm^{-3} . $\alpha = -1$ und -1.4 . $10^{-4} \leq U \leq 1$ (every 0.25 dex). $0.001 \leq A_{M/I} \leq 100$ (solid-angle ratio of matter to ionization- bounded clouds-at interval of 0.2 dex) (Allen&Dopita 1999)

3.7.3 Temperatur Problem

Nachdem ich in 2.2 das Temperaturproblem diskutiert habe, müssen wir noch mal diesem Problem Aufmerksamkeit widmen. Photoionisation Modelle können eine Temperatur von etwa 11000 K erzeugen. Diese ist niedriger als die, die wir in Seyfert Galaxien beobachten. Dort ist eine Elektronentemperatur im $[\text{OIII}]$ emittierenden Bereich von 22000 K normal.

Dopita & Sutherland (1995) erklären diese hohe Temperatur mit Hilfe von Stossionisation. Die Ergebnisse ihre Modelle (1995) bestätigen das, was $[\text{OIII}]$ Linien angeht. Die Stossfront Modelle bekannt als *self-ionizing* Modelle, können eine erhebliche Menge optischer Strahlung, speziell $[\text{OIII}] \lambda 4363$, erzeugen. Die Emissionszone dieser Linie ist sehr stark mit heißen Regionen verknüpft, in denen die Intensität von O^{++} verhältnismässig mit der Energie anwächst. So kommt eine Temperatur zustande, die der Beobachtungen besser entspricht. Die Abbildung 3.12 präsentiert zwei Gitter, nur Stossfront und Stossfront + Vorläufer. Der typische Wert $\log(4363/5007)$ für ein Photoionisationsmodell liegt im Bereich $[-2.5 -2.2]$, der ca 50 mal schwächer als bei den Stossfront Modellen ist (Abbildung 3.12). Die diffuse Ansammlung von Seyfert Galaxien auf der rechten Seite ist auf niedrigere Metallizitäten zurückzuführen. Das führt zur Erhöhung der Temperatur in Vorläuferzonen und Kühlungszone. Ein Überblick auf der Tabelle 3.4 zeigt wenn die Geschwindigkeit nur um den Faktor 2.5 vergrößert wird, wächst die $[\text{OIII}] \lambda 4363$ um den Faktor 133 an. Dieser Überschuss an Intensität schiebt die Seyfert Galaxien nach oben (Abbildung 3.12). Der grosse Teil der UV Strahlung, die in der Kühlungszone erzeugt wird, übertrifft dieselbe Menge in einem Photoionisationsmodell.

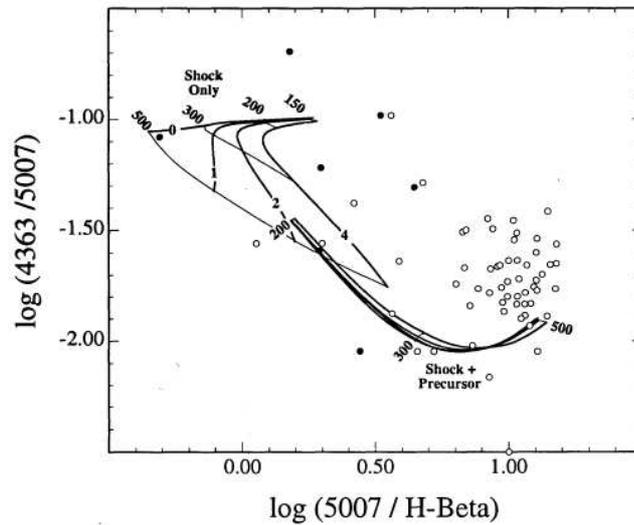


Abbildung 3.12: Stossionisationsmodell. $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ geg. $[\text{OIII}]/[\text{OIII}]$. Seyferts (\circ) und LINERs (\bullet). $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu\text{G cm}^{3/2}$ (Dopita&Sutherland 1995)

3.8 Dynamik von Gasströmung

Wir können zwei mögliche Gasströmungen unterscheiden. Eine ist der Jet und die andere ist die Akkretion. Seyfert Galaxien zeigen manchmal eine Jetsströmung. Diese Strömung ist ein gebündelter Materieausfluss von heissem und relativistischem Plasma, das mit dem in der Umgebung befindlichen und kühlen Medium in Wechselwirkung tritt. Ein relativistischer Jet kann sich sogar über die zentrale Region einer Galaxie hinaus ausbreiten und eine Doppelstruktur bilden. Möglich ist auch, dass der Jet sich nur entlang der Strömung erstreckt und mit kaltem Gas in Wechselwirkung tritt. Sollte die Dichte des galaktischen Mediums hoch sein, dann bremst das Medium den Jet und hält ihn in Grenzen. Die Wechselwirkung zwischen den Magnetfeldern von Jet und den relativistischen Elektronen erzeugt Synchrotron-Strahlung. Diese Wechselwirkung werde ich im Abschnitt 4.6 diskutieren. Bei dem ersten Fall wird ein Ionisationskegel zustande kommen und starke UV Strahlung wird von Zentrum ausgestrahlt (Pogge 1988a [39], b [40], 1989; [41] Tadhunter & Tsvetanov 1989[59]; Fosbury 1989[13]).

In dem zweiten Fall ist die Struktur milder, mehr sphärisch und sie erscheint wie eine Doppelblase auf beiden Seiten des Kernes (Sparks, Ford, & Kinney 1993[56]; Cecil 1988[6]; van Breugel et al. 1985[61])

Der kollektive Effekt von Supernovae und stellarem Wind kann auch zur Entstehung von Stossfronten beitragen (Armus, Heckman, & Miley 1990[3]). Auf jeden Fall erzeugen Stossfronten stärkere verbotene Linien relativ zu Balmer-Linien. Die zweite Form von Gasströmung ist Akkretion, die man aus Neutronsternen oder Spiralgalaxien kennt. In nicht zentralen Regionen können durchaus Stossfronten existieren und zwar infolge Turbulenzen oder dynamischer Instabilität. Akkretion ist eine mögliche Energiequelle für LINERs, bei einigen Fällen können auch junge und heisse O-B

Sterne der Hauptenergie-Lieferant sein. Ob zwei Mechanismen, Jet und Akkretion, zusammen die notwendige Energie liefern, ist nicht auszuschliessen. Bei den Modellen von Dopita & Sutherland (1995) lassen sich LINERs als Stossfront (engl. shock only) ohne jegliche HII Vorläuferzone erklären während die Seyfert Galaxien von Modellen Stossfront+Vorläuferzone (engl. shock+precursor) besser erklärt werden. Obwohl einige LINERs auch vollständig durch Photoionisation erklärt werden können.

3.9 Neue Diagramme

Die gesamten Diagramme von Dopita & Sutherland (1996) wurden zunächst im optischen/UV Bereich entwickelt. Wenn uns die Emissionslinien einer Galaxie bekannt sind, können wir diese Werte auf die Diagramme Übertragen und sofort Rückschlüsse auf die Natur der Energiequellen ziehen oder die Frontsgeschwindigkeit ableiten. Wie wir in dem nächsten Kapitel sehen, ist diese Methode sehr gut und mit akzeptabler Genauigkeit. Dennoch setzt es voraus, dass die gemessenen Linien im optischen/ UV Bereich sein müssen. Liegen vom Kern zusätzlich Messungen in Röntgenbereich vor, so können die alten Diagramme nicht alleine verwendet werden. Um dieses Defizit zu beheben werde ich in diesem Abschnitt mit Hilfe der Stossfront Modelle (Dopita & Sutherland 1995) diagnostische Diagramme im optischen/UV und Röntgenbereich vorstellen (Abbildungen 3.13 - 3.19). Die Daten stammen direkt aus Dopita & Sutherland (1995). Die ausgesuchten Linien stammen aus schweren Elementen wie O, S, Mg, Ne, Fe, Ar und Ca für $100 \leq V_S \leq 800 \text{ km s}^{-1}$ (Tabelle 3.13).

Tabelle 3.13: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$,

Ion	λ (Å)	Ion	λ (Å)
N VI	28.8	Al IV	130.3
C V	33.4	Mg IV	147
C V	40.3	O VI	150.1
C V	41.5	N V	162.560
S VII	60.8	O VI	173.030
Si VI	69.2	Mg III	182.5
Si V	96.44	Ne V	184.7
Mg V	103.9	Mg III	186.5
O VI	115.8	O V	192.8
Ne V	119.010	S VI	195.5

Diese Ionen sind deshalb ausgesucht, weil sie den Einfluss von Geschwindigkeit auf die Intensitäten gut zeigen. Der magnetische Parameter spielt fast keine Rolle und es bedeutet, Im Röntgenbereich spielen die magnetischen Bedingungen viel niedrigere Rolle als im optischen/UV Bereich. Die Diagramme sind in mehrere Stufen hergestellt. Die erste Stufe beginnt für $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$, wobei die wichtigen Linien, die erst ab diese Geschwindigkeit zustande kommen (stossionisiert - angeregt), integriert sind. Die zweite Stufe befasst sich mit Linien, die ab Geschwindigkeit von 200 km s^{-1} zustande kommen. Diese Idee wird sich bis $V_S \geq 800 \text{ km s}^{-1}$ wiederholen. Bei höherer Geschwindigkeiten werden seltene Linien erzeugt, die bei Photoionisationsmodellen oder langsamen Stossfront Modellen überhaupt nicht erscheinen. In der Abbildung 3.13 sieht man noch ein Gitter. Das heisst,

sowohl die Geschwindigkeit als auch der magnetische Parameter bestimmen die Intensitäten.

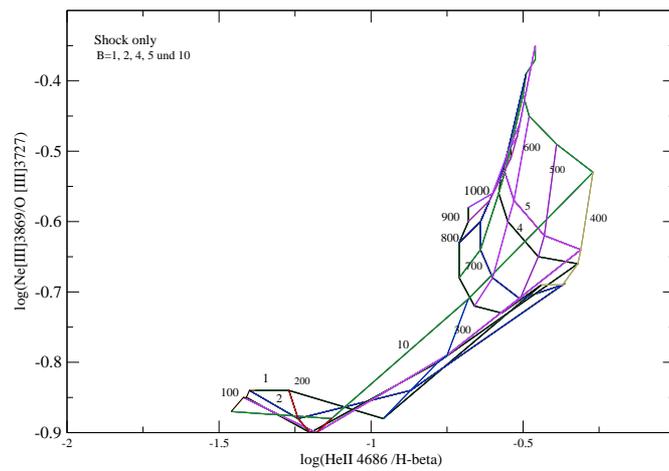


Abbildung 3.13: Stossionisationsmodell. HII/H β geg. Ne[III]/O[III]. Shock only. $100 \leq V_S \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$

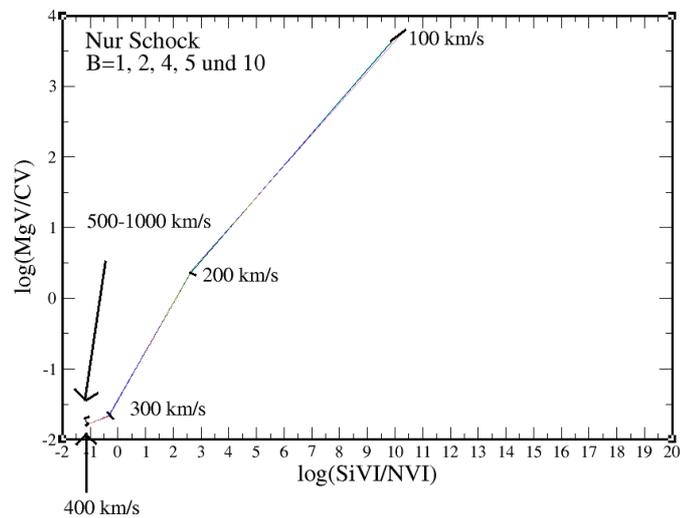


Abbildung 3.14: Stossionisationsmodell. SiVI/NVI geg. MgV/CV. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$. Das Gitter ist für $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{G cm}^{3/2}$ kaum erkennbar, denn es ist von B unabhängig

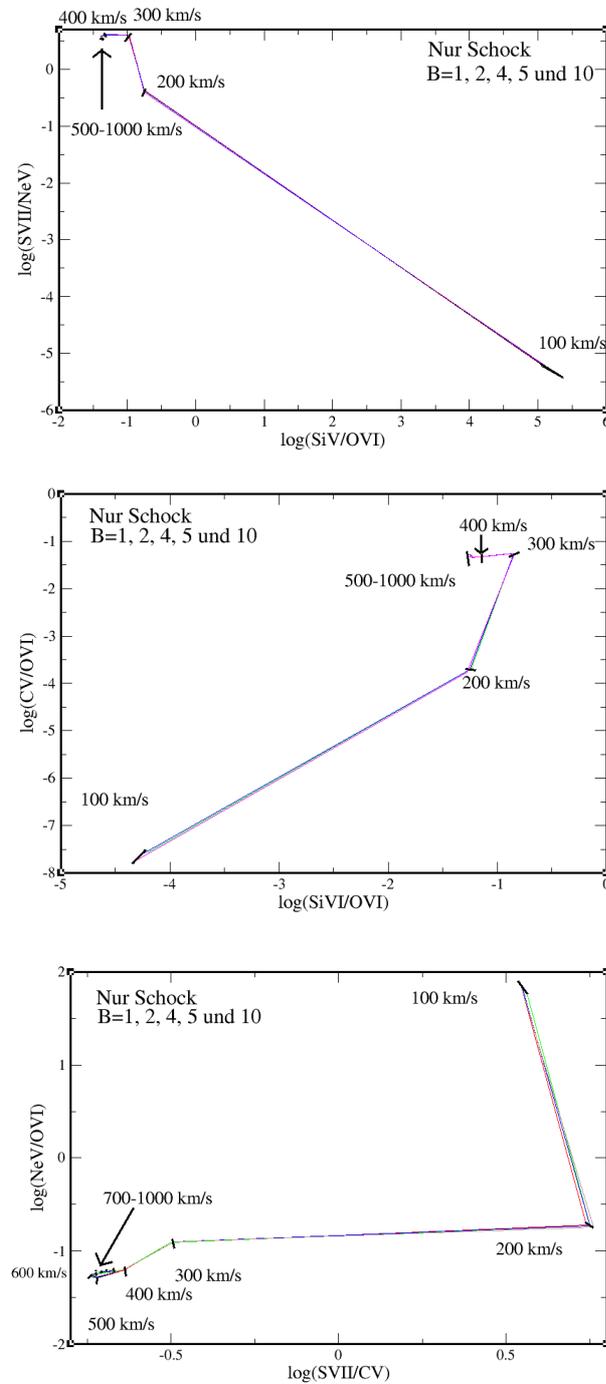


Abbildung 3.15: Stossionisationsmodell. Oben: SiV/OVI geg. SVII/NeV. Mitte: SiVI/OVI geg. CV/OVI. Unten: SVII/CV geg. NeV/OVI. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$. Das Gitter ist für $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{G cm}^{3/2}$ kaum erkennbar. Keine Abhängigkeit von B

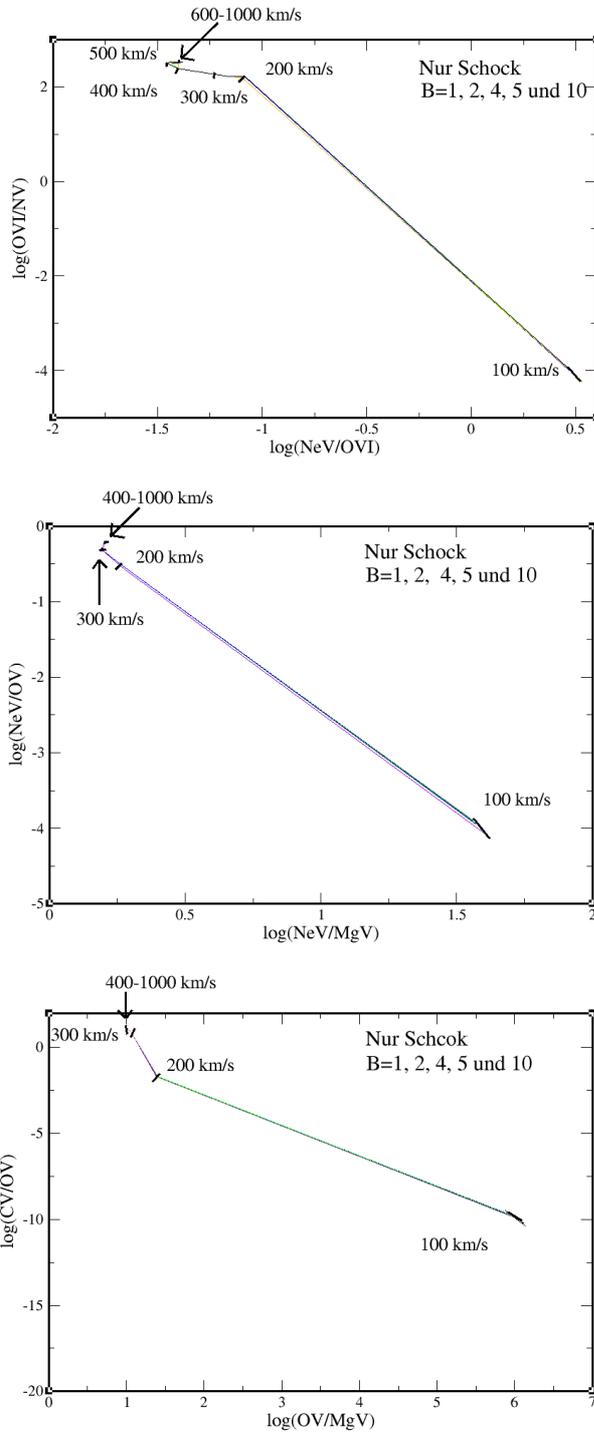


Abbildung 3.16: Stossionisationsmodell. Oben: NeV/OVI geg. OVI/NV. Mitte: NeV/Mg geg. NeV/OV. Unten: OV/MgV geg. CV/OV. $V_S \geq 100 \text{ km.s}^{-1}$. Das Gitter ist für $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$ schwer zu sehen. Der Parameter B ist unwirksam

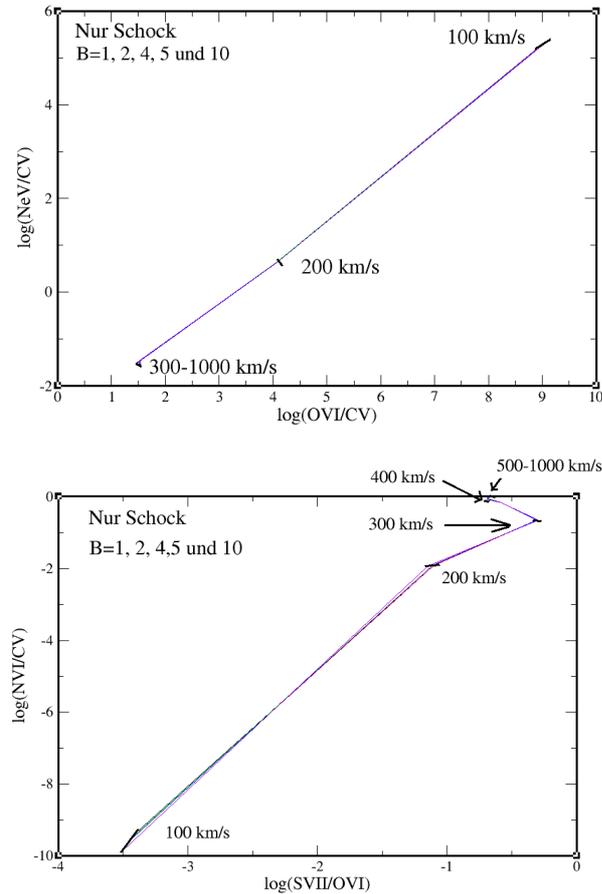


Abbildung 3.17: Stossionisationsmodell. Oben: OV/CV geg. NeV/CV. Unten: SVII/OVI geg. NVII/CV. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$. Ein dünnes Gitter ist für $B=1, 2, 4, 5$ und $10 \mu\text{G cm}^{3/2}$ zu erkennen. Die B-Werte machen keinen Unterschied

3.9.1 Diskussion

Die Linienintensitäten sind vom magnetischen Parameter unabhängig, im Gegensatz zu den alten Diagrammen und Linien im optischen/UV Bereich. Die Intensitäten von schweren Elementen im Röntgenbereich werden durch die Geschwindigkeit bestimmt. Etwas wie ein zweidimensionales Gitter ist nicht mehr zu sehen. Dies wird auch bei weiteren Diagrammen bestätigt, die nun folgen. Die unbedeutende Rolle des magnetischen Feldes geht darauf zurück, dass die Eisenlinien und Anregung von Elektronen eher auf hohe Temperatur und Stossionisation in einem heißen Plasma angewiesen sind als auf das Vorhandensein von einem magnetischen Feld. Kollision zwischen relativistischen Elektronen und Eisenatomen und darauf folgende Fluoreszenz sind die wesentlichen Mechanismen in diesem Bereich.

Tabelle 3.14: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 200 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Ne IX	11
Ne IX	13.6
Ne IX	13.7
O VII	21.6
O VII	22.1

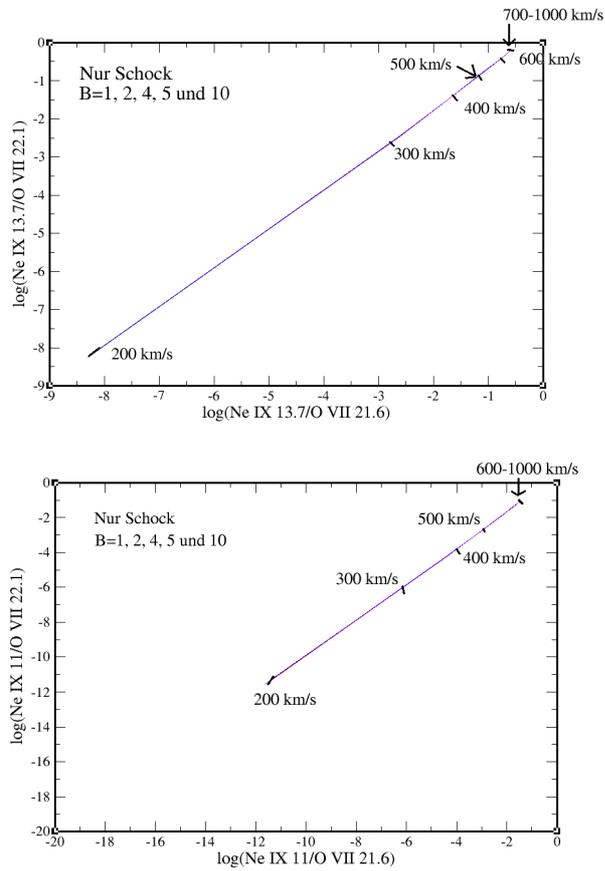
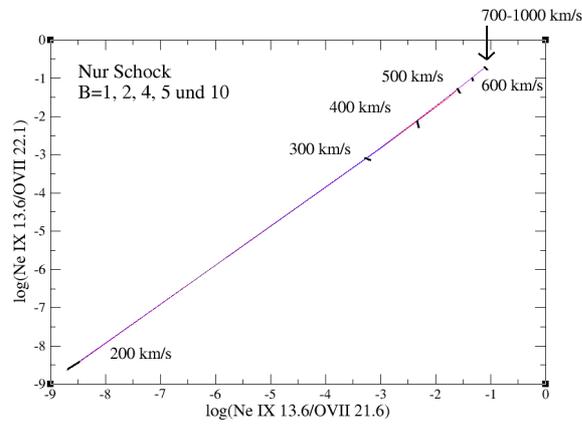
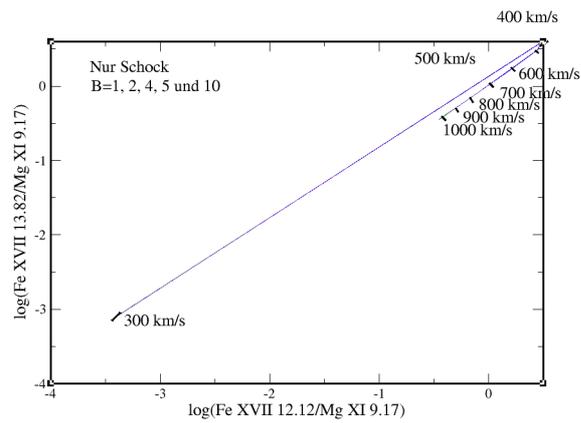


Abbildung 3.18: Stossionisationsmodell. Oben: NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. Unten: NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. $V_S \geq 200 \text{ km/s}^{-1}$. $B=1, 2, 4, 5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$. Das Gitter ist nicht zu erkennen, es ist nur von V_S abhängig

Tabelle 3.15: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 300 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Mg XI	9.17
Mg XI	9.31
Fe XVII	12.12
Fe XVII	12.51
Fe XVII	13.82

Abbildung 3.19: NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. $V_S \geq 200 \text{ km/s}^{-1}$. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$ Abbildung 3.20: XVII/MgXI geg. XVII/MgXI. $V_S \geq 300 \text{ km/s}^{-1}$. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$

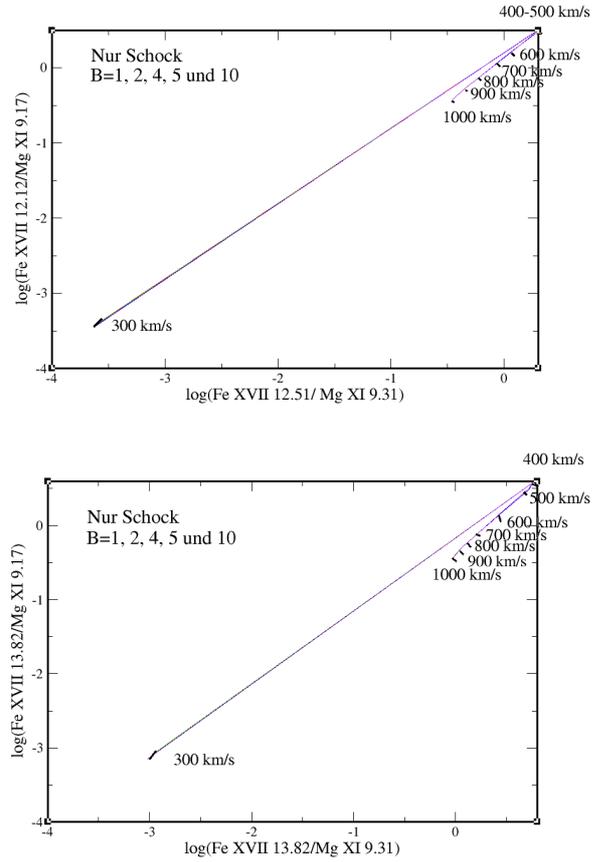


Abbildung 3.21: Oben: FeXVII/MgXI geg. FeXVII/MgXI. Unten: FeXVII/MgXI geg. FeXVII/MgXI. $V_S \geq 300 \text{ km s}^{-1}$. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$

Tabelle 3.16: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 400 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Ar XVII	3.95
S XV	4.30
Mg XII	6.46
Fe XIX	10.71

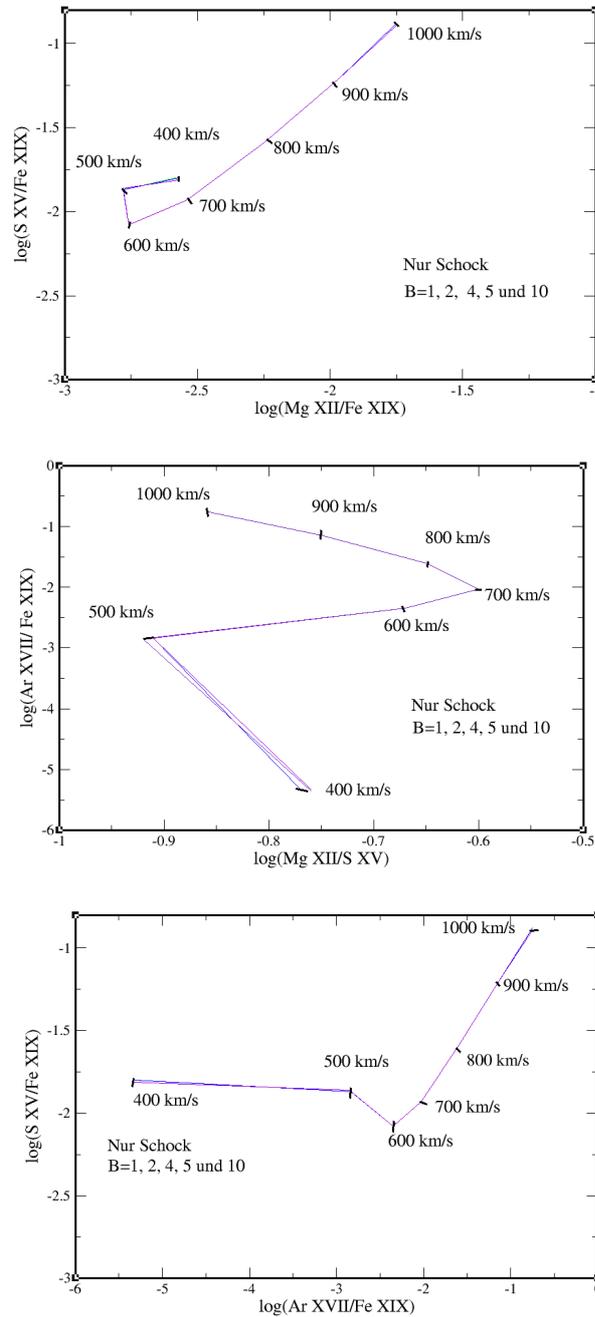


Abbildung 3.22: Oben: MgXII/FeXIX geg. SXV/FeXIX. Mitte: MgXII/SXV geg. ArXVII/FeXIX. Unten: ArXVII/FeXIX geg. SXV/FeXIX $V_S \geq 400\ km\ s^{-1}$. Das Gitter ist für B=1,2,4,5 und 10 $\mu G\ cm^{3/2}$ zu erkennen, gewisse Abhängigkeit von B

Tabelle 3.17: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 500 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Ca XIX	2.70
Ca XIX	3.20
Fe XXI	7.90
Fe XXII	9.03

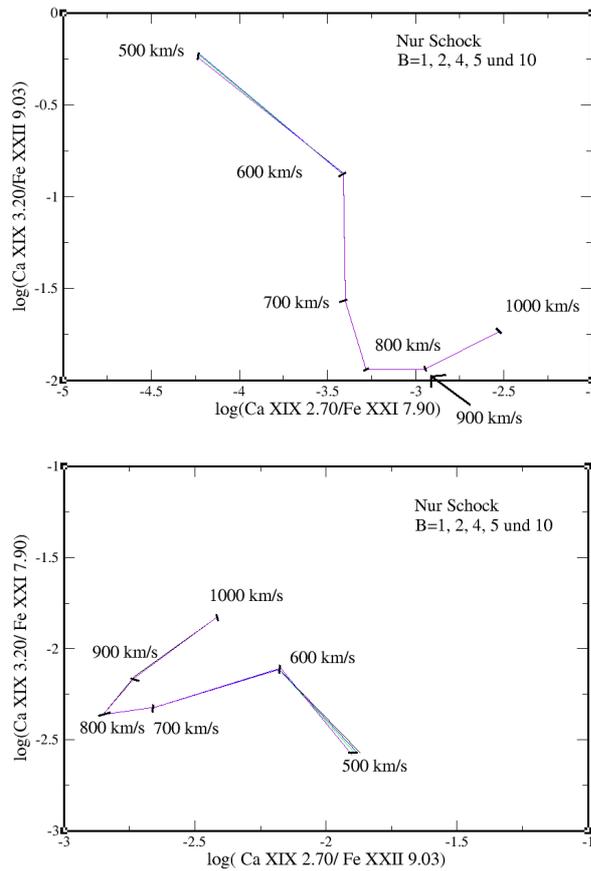


Abbildung 3.23: Oben: CaXIX/FeXXI geg. CaXIX/FeXXII. Unten: CaXIX/FeXXII geg. CaXIX/FeXXI. $V_S \geq 500 \text{ km/s}^{-1}$ und das Gitter. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$. Abhängigkeit nur von V_S

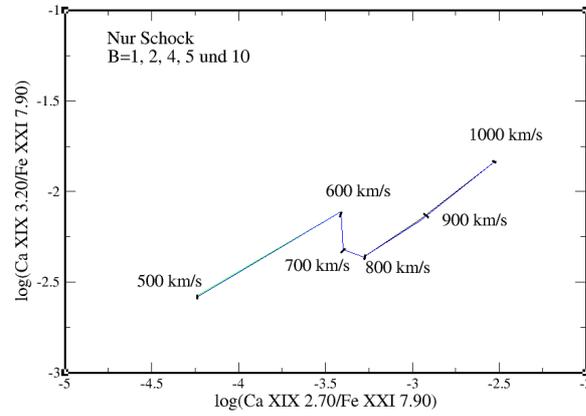


Abbildung 3.24: CaXIX/FeXXI geg. CaXIX/FeXXI. $V_S \geq 500 \text{ km s}^{-1}$ und das Gitter. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$. Keine Abhängigkeit von B

Tabelle 3.18: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 700 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Fe XXV	1.85
Fe XXV	1.87
Ca XIX	3.18
S XVI	4.00

Tabelle 3.19: Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 800 \text{ km/s}^{-1}$

Ion	λ (Å)
Fe XXV	1.46
Fe XXV	1.49
Fe XXV	1.59

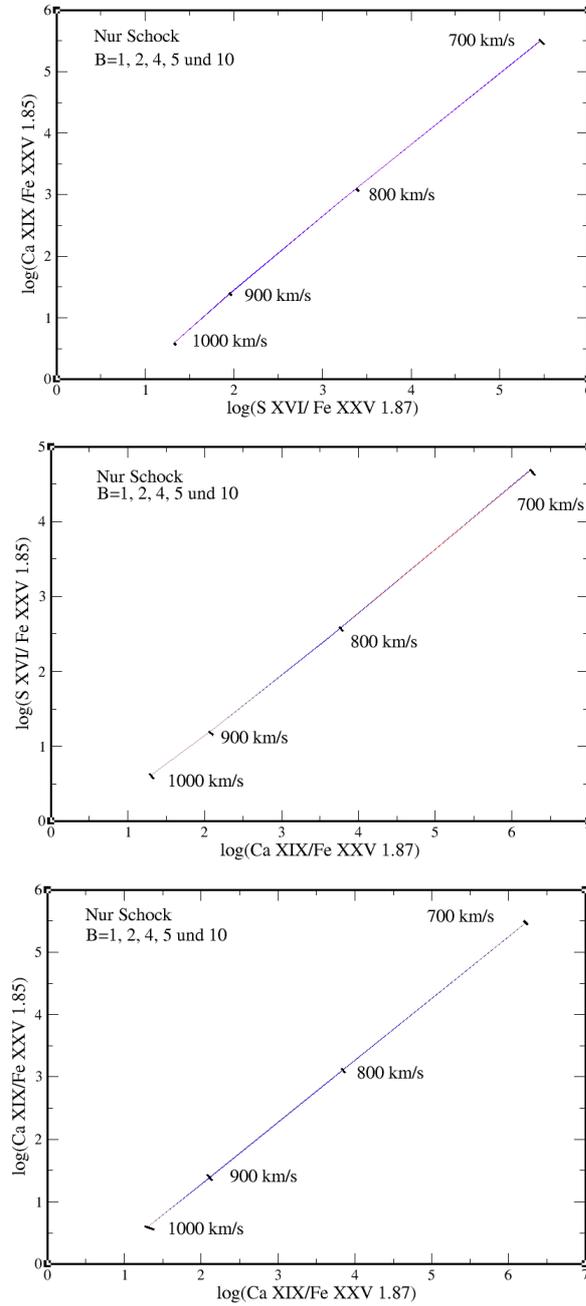


Abbildung 3.25: Oben: SXVI/FeXXV geg. CaXIX/FeXXV. Mitte: CaXIX/FeXXV geg. XVI/FeXXV. Unten: CaXIX/FeXXV geg. CaXIX/FeXXV. $V_S \geq 700 \text{ km s}^{-1}$ und das Gitter. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{G cm}^{3/2}$

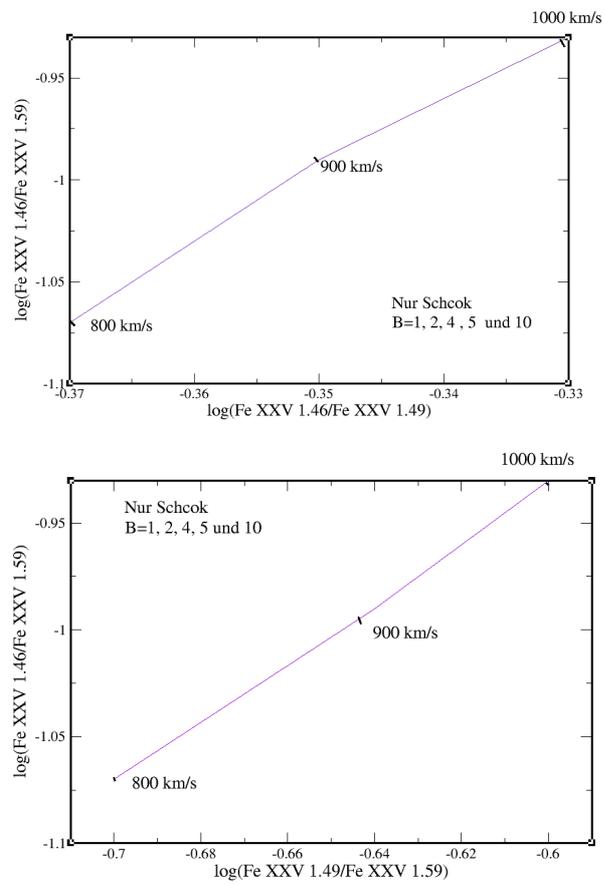


Abbildung 3.26: Oben: $\text{FeXXV}/\text{FeXXV}$ geg. $\text{FeXXV}/\text{FeXXV}$. Unten: $\text{FeXXV}/\text{FeXXV}$ geg. $\text{FeXXV}/\text{FeXXV}$. $V_S \geq 800 \text{ km s}^{-1}$ und das Gitter. $B=1,2,4,5$ und $10 \mu\text{Gcm}^{3/2}$

Kapitel 4

Anwendung & Beispiele

In den vorhergehenden Kapiteln habe ich Stossfront Theorie und Modelle (Dopita & Sutherland 1995-96) diskutiert. Nun sind wir soweit diese Theorie und die Modelle zu benutzen, um eine Aussage über die Existenz und Details von Stossfronten in einer Galaxie zu machen. Aufgrund der Modelle (Dopita & Sutherland 1995-96) kann ich die Frontsgeschwindigkeit und magnetische Parameter ableiten.

Ich brauche die beobachteten Emissionslinien im optischen/UV Bereich. Dann muss ich diese Emissionslinien mit den aus den Modellen (Dopita & Sutherland 1996) abgeleiteten Emissionslinien vergleichen. Sobald die beobachteten Emissionslinien einem Modell passen, kann ich über Physik und Kinematik der Galaxie Aussage machen. In diesem Kapitel werden zwei Galaxien NGC 3921 und Mrk 266 diskutiert, die als Verschmelzungsgalaxie schon lange studiert wurden, wo aber immer eine konkrete Aussage gefehlt hat, wie und wo Stossfronten mitspielen. Die Analysen stützen sich auf die von Dopita und Sutherland (1996) berechneten Tabellen.

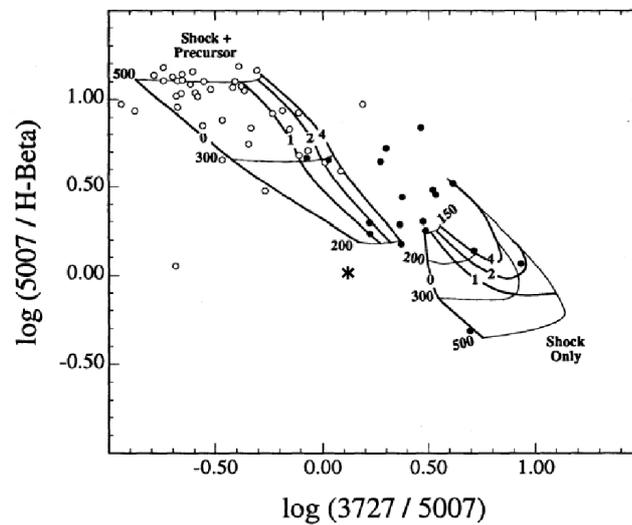
4.1 NGC 3921

In den Abschnitten 1.4 und 1.5 haben wir über die Natur des Kernes gesprochen. Stauffer (1982) und Nolan (2004) klassifizieren den Kern von NGC 3921 als einen LINER. Das wichtigste ist das, was im Abschnitt 3.8 diskutiert wurde. Da habe ich darauf hingewiesen, dass Akkretion eine mögliche Energiequelle für LINERs ist. Kollision zwischen kalten Nebeln, die schon von einer kalten Strömung weggerissen sind und nun in Anziehungskraft eines Potentialsfelds gefangen sind, oder einfach von einer Begleitgalaxie in der Nähe heftig gezogen werden, sind die besten Optionen, die man sich vorstellen kann (Nolan 2004). Da NGC 3921 eine Verschmelzungsgalaxie ist, sind die beiden Optionen sehr gut möglich. Die Tabelle 4.1 (Stauffer 1982) beinhaltet wichtige Emissionslinien, die nun gebraucht werden können um die Details im Kern zu studieren. Hier können fünf diagnostische Diagramme von Dopita & Sutherland (1995) gebraucht werden. In den Diagrammen werden folgende Notationen gebraucht.

- Seyfert Galaxie
- LINER
- × Radio Galaxie
- * NGC 3921

Tabelle 4.1: Gemessene Linienvverhältnisse. Kern NGC 3921

Linienverhältnisse	NGC 3921
$H\alpha/H\beta$	3.001
$[NII]\lambda 6583/H\alpha$	1.346
$[OI]\lambda 6300/H\alpha$	0.3684
$[OII]\lambda 3727/O[III]\lambda 5007$	1.505
$[OIII]\lambda 5007/H\beta$	1.036
$[SII]\lambda\lambda 6716 + 6731/H\alpha$	0.869

Abbildung 4.1: $[OII]/[OIII]$ geg. $[OIII]/H\beta$. Position von NGC 3921 (*) relativ zu den Stossionisationsmodellen, Seyferts (o) und LINERs (•) (Dopita & Sutherland 1996)

4.1.1 Diskusuion

Wenn wir uns die sechs Diagramme ansehen, auf denen die Position von NGC 3921 mit einem * gekennzeichnet ist, kommen wir auf eine Geschwindigkeit (V_S) $\simeq 300 \text{ km s}^{-1}$ und einen magnetischen Parameter 2 und zwar als *Nur Stossfront*- (engl. *Shock only*). Es wurde schon erwähnt, dass LINERs ziemlich gasarme Objekte sind und upstream Photonen, die die Front überholen, finden vor der Front wenig zu ionisieren. Deshalb sind so etwas wie eine ausgedehnte HII Region vor der Front und Vorläufer kaum zu sehen. Stauffer (1982) benutzt zwei wichtige Kriterien, um die Galaxien zu identifizieren, deren aus dem Zentrum stammende Emissionslinien nicht vollständig durch stellare Prozesse wie Photoionisation erzeugt werden, sondern auch Stossfronten eine wichtige Rolle spielen. Die Linienintensitäten sind $f\{[NII]\lambda 6583\} \geq 0.5 \times f(H\alpha)$ und stärkere $[OIII]\lambda 5007$ als $H\beta$. Bei NGC 3921 ist $[NII]\lambda 6583/H\alpha = 1.346$ und $[OIII]\lambda 5007/H\beta = 1.036$. Weitere wichtige Parameter für diese Galaxie sind folgende: $L(H\alpha) = 2.439 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$.

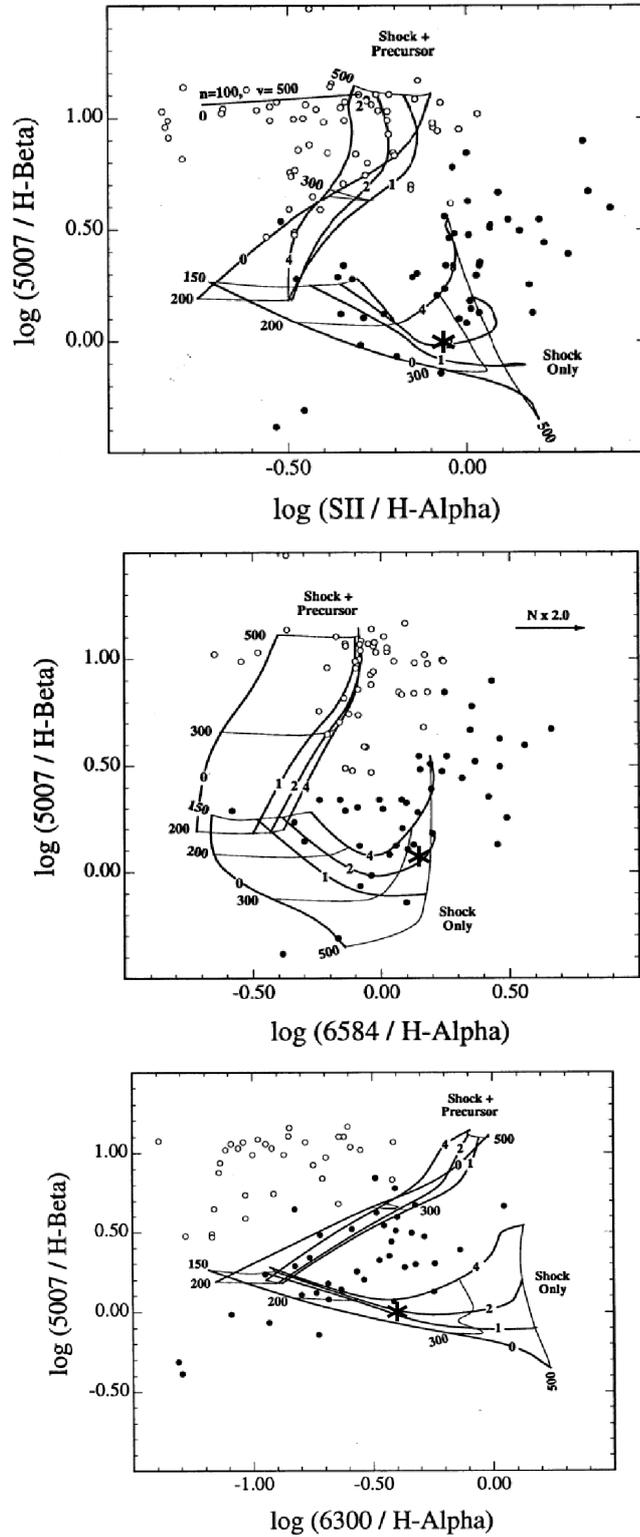


Abbildung 4.2: Oben: SII/H α geg. [OIII]/H β . Mitte: [NII]/H α geg. [OIII]/H β . Unten: [OI]/H α geg. [OIII]/H β . Position von NGC 3921 (*) relativ zu den Stos-
sionisationsmodellen, Seyferts (o) und LINERS (•) (Dopita & Sutherland 1996)

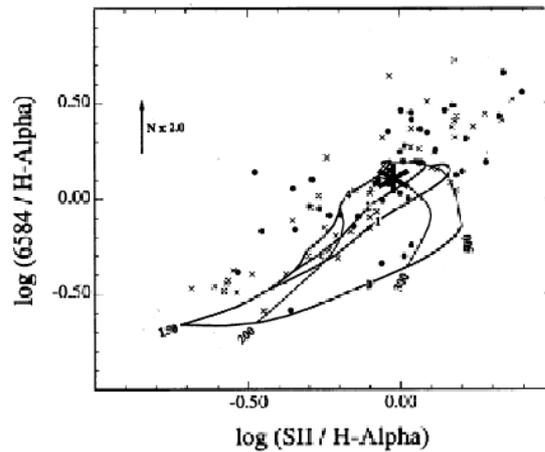


FIG. 3a

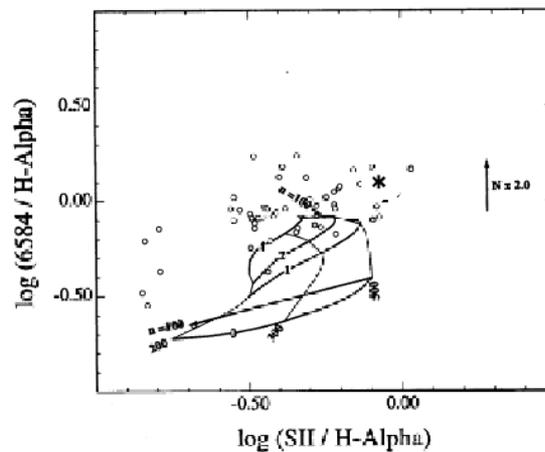


FIG. 3c

Abbildung 4.3: $[SII]/H\alpha$ geg. $[NII]/H\alpha$. Position von NGC 3921 (*) relativ zu den Stossionisationsmodellen. Oben: shock only. Unten: shock+precursor, Seyferts (o) und LINERs (•) (Dopita & Sutherland 1996)

$FWHM$ (Volle Linienbreite bei halber Maximumintensität) = 380.0 km s^{-1}

Die Ergebnisse aus den Diagrammen, und die von Stauffer (1982) gemachte Aussage zeigen, dass die beiden Methoden Dopita & Sutherland (1996) und Stauffer (1982) gleiche Ergebnisse geben. Sie stimmen aber nicht hundertprozentig mit der Aussage von Nolan (2004) überein. Sie hat sich bezüglich einer Stossfront im Zentrum skeptisch geäußert. Nolan (2004) hat viel Wert auf die punktförmigen Röntgenquellen (ULXs) gelegt, die ich im Abschnitt 1.6 diskutiert habe. Im Gegensatz dazu, die Beobachtungen von Stauffer (1982) bedecken die gesamte zentrale Region ohne sich

auf bestimmte Punkten zu beschränken. Das heisst, für ihn stehen die ULXs und ihre Hintergründe nicht im Zentrum des Interesses. Nolan (2004) konnte in ihrer Arbeit auch nicht die Existenz von Stossfronten ausschliessen, sondern ihre Skepsis geht darauf zurück, dass sie nicht konkret feststellen konnte, woher die Front kommt und wo die zugehörigen Energiequellen sind. Im Gegensatz zu Seyfert Galaxien und wie ich im Abschnitt 3.8 über die Gasströmung gesprochen habe, muss ein LINER nicht durch einen Jet versorgt werden sondern die Akkretion ohne Jet ist eine mögliche Alternative in LINERs. Da wurde hingewiesen, welche Formen diese Akkretion haben kann und wie die überhaupt zustande kommt. Nolan (2004) hat in ihrer Arbeit drei Varianten vorgeschlagen. Diese drei Varianten sind folgendes:

a) *Stellarwind*

b) *Strömung von heissem Gas*

c) *Strömung von kaltem Gas (HI)*

a) Wie erwartet, werden bei jeder Verschmelzungsgalaxie neue heisse O-B Sterne und Supernovae erzeugt. Der Stellarwind oder von Supernovae ausgeloster Stossfronten sind immer typische Eigenschaften, die zur Röntgenstrahlung beitragen können. Deshalb hat diese Variante ein Plus.

b) Während einer Verschmelzung werden möglicherweise eine Menge heisser Gase rausgeschleudert. Da sie grosse kinetische Energie besitzen, können sie bis einen grossen Radius weit entfernt von dem Zentrum gelangen bevor sie abgebremst werden. Bei einer starken Anziehungskraft der Galaxie können diese heissen weggeschleuderten Gase wieder in Galaxie gezogen werden, wobei es bei ihrer Rückkehr zu heftigen Kollisionen mit Nebeln und ISM in der Galaxie kommt. Diese Kollisionen setzen eine Menge kinetische Energie frei, die wiederum Stossfronten und -ionisation bedeutet. Diese führen zur Röntgenstrahlung. Nolan (2004) hat ziemlich wenige Indizes dafür gesehen und meint, dass dieser Mechanismus nicht ausschlaggebend ist. Geringe Mengen an Röntgenstrahlung in entferntem Abstand macht diese Variante fraglich. Es ist durchaus möglich, dass genug heisses Gas sich in einem entferntem Abstand bewegt aber dieses ist so diffus und nicht genug konzentriert, dass man es nicht entdecken kann. Die Rückkehr von heissem Gas erfolgt weitaus langsamer als die Rückkehr eines kalten Gases und man muss mit einer grossen Zeitskala rechnen.

c) Die Abbildung 4.4 zeigt uns die Verteilung vom heissen bzw. kalten Gas und 0.5-2.0 keV Energiekonturen in NGC 3921. Die weissen Flecken sind $H\alpha$ und schwarze Konturen zeigen HI, die Kreuze präsentieren die Sternhaufen. Hier muss nochmals gesagt werden, dass die Analysen von Nolan (2004) im Gegensatz zu denen von Stauffer (1982) regional sind. Nolan (2004) überprüfte ob für eine kleine Region eine Interpretation passt oder nicht. Für unterschiedliche Regionen im Zentrum kommt sie auf verschiedene Modelle. Wenn sie meint, dass Stossfrontmodelle richtig oder falsch sind, meint sie nicht die gesamten zentrale Region sondern sie meint die aktuelle Röntgenquelle. In dieser Hinsicht wird hier die letzte Variante, Kalte Gasströmung diskutiert.

Um die maximale Temperatur infolge einer kalten Gasströmung, die im Zentrum hineinstürzt und die daraus resultierte Stossfront abzuschätzen, kann man die Gleichung von Cavaliere, Menci benutzen.

Seien T_1 die Temperatur vor der Front, T_2 die hinter der Front, m_p die Protonmasse und v die Geschwindigkeit des hineinstürzenden Gases, dann besteht folgendes:

$$kT_2 = \frac{1}{3}m_p v^2 + \frac{7}{8}kT_1$$

Diese Gleichung wurde für eine Quelle eingesetzt und eine Temperatur ~ 0.96 keV ($\sim 10^7$ K) herauskam, während das beste Modell von Nolan (2004) eine Temperatur ~ 1.94 keV herausgab. In diesem Fall kann solche Stossfront nicht die beste Alternative sein. Weitere Berechnungen

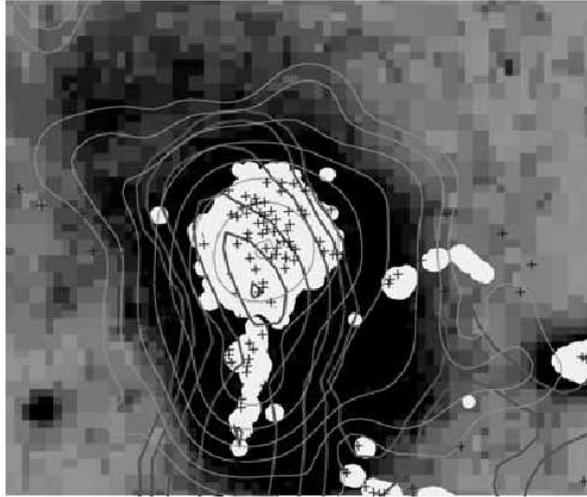


Abbildung 4.4: Heisses und kaltes Gas in NGC 3921. 0.5-2.0 keV helle Energiekonturen (EPIC). Die weissen Flecken sind $H\alpha$. Digitized Sky Survey Aufnahme (R-Band). Dunkle Linien sind HI-Konturen. Die Kreuze sind Sternhaufen. Norden:Oben, Osten:Links (Nolan 2004)

zeigen, dass die dritte Alternative nicht immer die beobachtete Helligkeit ($L_X = 10^{40} \text{ ergs}^{-1}$) und Temperatur (2.18 keV) erzeugen kann. Also kann das nicht allein für Energieversorgung verantwortlich sein. Was am Ende übrigbleibt, ist es, dass wir diese drei mögliche Varianten mit den unterschiedlichen Verhältnissen und Gewichten einsetzen müssen um ein detailliertes Bild zu schaffen. Unterschiedliche Phänomene sind mit den unterschiedlichen Stärken und Dominanz dabei, um die Temperatur und die Helligkeit im Zentrum von NGC 3921 zu erzeugen. Was man aber gewiss weiss, ist es, dass nur Photoionisation nicht in der Lage ist, das Bild in dieser Verschmelzungsgalaxie zu bieten sondern wie man am Anfang der Diskussion gesehen hat, eine Stossfront unausweichlich ist.

4.2 Mrk 266

Die Mrk 266 Galaxie wurde schon in den Abschnitten 1.4 und 1.5.1 vorgestellt. Die Abbildungen 1.4, 1.7 und die Tabelle 1.3 präsentieren detaillierte Angaben von den beiden Kernen. Die Abbildung 4.5 ist ein optisches Image von Mrk 266 (Khachikian et al. 2006) [23]. Sie wurde am Byurakan Observatory ,2 m Teleskop, gemacht. Mit Hilfe von den Stossionisationsmodellen (Dopita & Sutherland 1996) werde ich die Energiequelle in der Jet-Region diskutieren. Mir liegen auch Röntgen-Spektren von der Jet-Region vor. Diese Aufnahmen wurden mit Chandra und XMM-Newton aufgenommen. So stehen mir optische/UV- und Röntgenspektren zur Verfügung. Die Details jeder Beobachtung erzähle ich zur richtigen Stelle. Es gibt drei Interpretationen von Energiequelle in der nördlichen

Region. Diese drei werde ich in den nächsten Abschnitt eingehen.

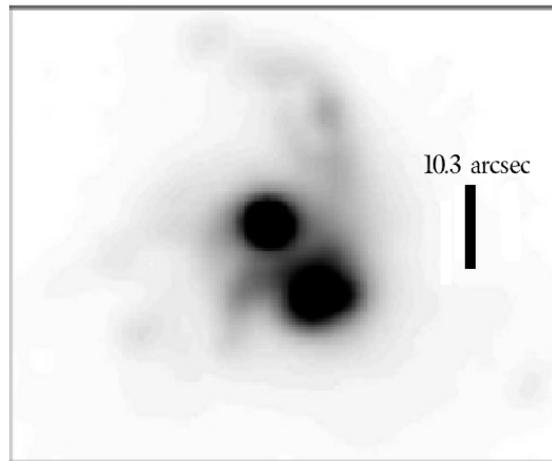


Abbildung 4.5: Mrk 266. Optisches Image. 2.6 m Teleskop am Byurakan Observatory. Norden:Oben, Osten:Links (Khachikian et al. 2006)

4.2.1 Historie

Die erste detaillierte Untersuchung geht zurück auf die Arbeit von Wang & Heckman (1997)[64]. 1997-98 folgen die Arbeiten von Kollatschny (1997) [28] und Kollatschny & Kowatsch (1998) [29]. Sie haben die nördliche Region beobachtet und verschiedene Spektren aufgenommen. Ishigaki et al. (1999) haben die ganze Galaxie Mrk 266 studiert und ihre Ergebnisse veröffentlicht. Ich diskutiere nur die Ergebnisse aus der Nord-Region. Ponman & Read (2007) haben die Beobachtungen im Röntgenbereich mit Chandra vorgestellt. Diese Arbeiten werde ich in der folgenden Reihenfolge tiefer eingehen.

- Stellare Interpretation : Die Interpretation von Wang & Heckman (1997), dazu ein Artikel von Ponman (2007)
- Jet Interpretation : Die Arbeit von Kollatschny & Kowatsch (1998) und Kollatschny (1997).
- Seyfert Interpretation : Die Arbeit von Ishigaki et al.(1999)

M. Mazzarella et.al (1988)[33], R. Davis et.al (2000) und E. Khachikian et.al (2006) haben erste Untersuchungen zur Galaxie Mrk 266 gemacht aber die neueren Arbeiten von Kollatschny (1997-98) und Ishigaki et.al (1999) sind detaillierter.

4.3 Stellare Interpretation

Wang & Heckman (1997) haben stellare Mechanismen als Energiequelle für die nördliche Region vorgeschlagen. Das Ausströmen von Gas, das durch freigesetzte kinetische Energie infolge Supernova Explosion oder Stellarwind hervorgerufen wurde, könnte die notwendige Energie für Ionisation und Anregung erzeugen.

Ponman und Read(2007) haben zwar wieder eine stellare Erklärung abgegeben, die aber nicht so exakt der Erklärung von Wang & Heckman (1997) ähnlich ist. Sie ziehen aktive Sternentstehung in dieser Region in Betracht. Ponman & Read (2007) erkennen eine Korrelation zwischen Röntgenstrahlung und $H\alpha$. Zudem finden sie eine Verbindung zwischen $H\alpha$ Emission und der staubigen

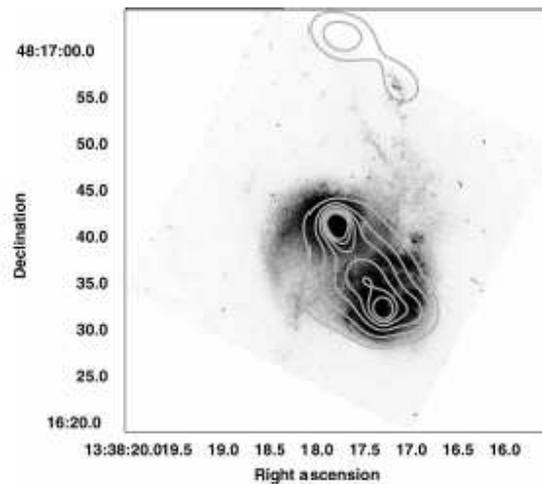


Abbildung 4.6: Mrk266. Optisches Bild (HST-WFPC2) überlagert mit Röntgen Konturen. Belichtungszeit 19.7 ks (Chandra ACIS-S: 0.3-8.0keV) (Ponman 2007)

Umgebung des Südkernes (Abbildung 4.6). In Hinsicht der beobachteten Helligkeit $\simeq 6.9 \times 10^{40}$ erg/sek und η (eng. filling factor) zwischen 0.02 und 1 haben Ponman & Read (2007) die Werte für E_{th} (eng. thermal energy) im Bereich $(6.72 \times 10^{54}, 3.36 \times 10^{56})$ erg abgeleitet. So kamen Ponman & Read (2007) auf eine Rate $r_{SN} = 0.05 SN J^{-1}$ oder eine Supernova alle 20 Jahre. Zudem gibt diese Berechnung eine Zeitdauer (20-500 Myr) für die laufende Sternentstehung. Dabei wird angenommen, dass sich die Entwicklung eines massiven Sternens bis zu einer Supernova $\simeq 1 \times 10^7 J$ dauert. Insgesamt müssen in dieser Zeit etwa $5 \times 10^5 - 2.5 \times 10^7$ Supernovae entstehen, um eine thermische Energie zwischen $\simeq 5 \times 10^{56}$ und $\simeq 2.5 \times 10^{58}$ erg freizusetzen. Daraus wird geschlossen, dass die Helligkeit in der nördlichen Region durch Sternentstehung als dominante Komponente entsteht. Die neusten Chandra-Aufnahmen zeigen Details aus der Region (Abbildung 4.7). Diese Aufnahme wurde mit der Software *CIAO tool WAVEDETECT* extrahiert um die Röntgenquellen zu entdecken. Dabei sind kreisförmige Regionen zu sehen. Der erste Kreisring ist mit dem Buchstabe **A** und der zweite mit **B** gekennzeichnet. Diese Kreisringe beinhalten keine Röntgenquelle (eng. source free) und dienen als Hintergrund. Im Zentrum jedes Kreisrings ist ein kleiner

Kreis zu sehen. Die beiden kleinen Kreise umgeben die Röntgenquelle und wurden von Ponman & Read (2007) als Vordergrund ausgesucht. Ponman & Read (2007) haben auch zum Vergleich

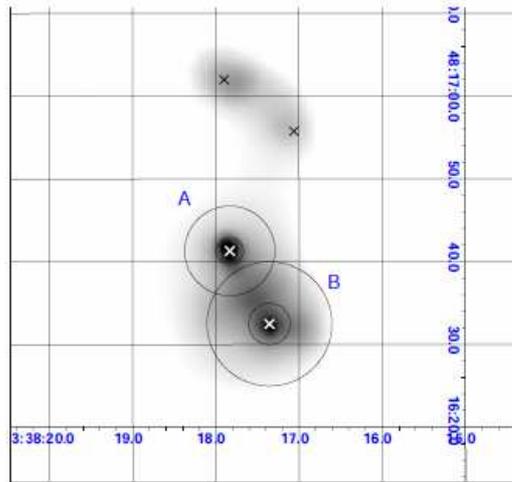


Abbildung 4.7: Mrk 266. 0.3-8.0 keV Chandra ACIS-S Aufnahme. Belichtungszeit 19.7 ks Röntgenquellen (X) extrahiert mit *WAVDETECT*. Grosse Kreisringe A und B sind Hintergrundregionen, kleine Kreise in Mitte sind Vordergrund (Ponman 2007)

die Ergebnisse von Wang et al. (1997), Kollatschny & Kowatsch (1998) und Ishigaki et al. (1999) diskutiert. Die Interpretationen von Kollatschny & Kowatsch (1998) und Ishigaki et al. (1999) werde ich in den nächsten Seiten vorstellen. Während Kollatschny & Kowatsch (1998) die Stossionisation (eng. Shock) als die Energiequelle in der nördlichen Region vorschlagen, haben Ponman & Read (2007) diese Möglichkeit in Betracht gezogen, dass die Röntgenstrahlung infolge massiver Sternstehung während der Verschmelzung zustande kommt. Die unterschiedlichen Interpretationen zwischen Ponman & Read (2007) und Kollatschny & Kowatsch (1998) ist darauf zurückzuführen, dass Kollatschny & Kowatsch (1998) die optischen Daten auch berücksichtigt haben. Kollatschny & Kowatsch (1998) haben im Röntgenbereich die Aufnahmen von ROSAT ausgewertet. Ponman & Read (2007) haben aber die späteren Chandra-Aufnahmen studiert (Abbildungen 4.6, 4.7 und 4.8) und aus diesen Aufnahmen neue Werte abgeleitet. Aus ROSAT Aufnahmen haben Kollatschny & Kowatsch (1998) für die nördliche Region $L_X = 3.1 \times 10^{41} \text{ ergs}^{-1}$ abgeleitet ($\log L_X = 41.49$). Ponman & Read (2007) haben dagegen aus einer Chandra-Aufnahme (Abbildung 4.8) für die gleiche Region den Wert $L_X = 6.9 \times 10^{40} \text{ ergs}^{-1}$ abgeleitet. Der angegebene Wert von Kollatschny & Kowatsch (1998) für L_X ist 4.49 Fach stärker als gemessene L_X von Ponman & Read (2007). Aufgrund der Chandra-Aufnahme halten Ponman & Read (2007) stellare Aktivitäten und Supernovae für die wahrscheinlichste Energiequelle. Ein Überblick auf die bekannten Supernovae wie Cas A und Cyg Loop zeigt uns, wie weit sie in der Lage sind, die beobachteten L_X zu erzeugen. Für meiste Supernovae gilt $35 \leq \log(L_X) \leq 36.86$ (Kollatschny & Kowatsch 1998). Das ist noch um 945 Fach schwächer als von Ponman & Read (2007) gemessene $L_X = 6.9 \times 10^{40} \text{ ergs}^{-1}$. Die Röntgen-

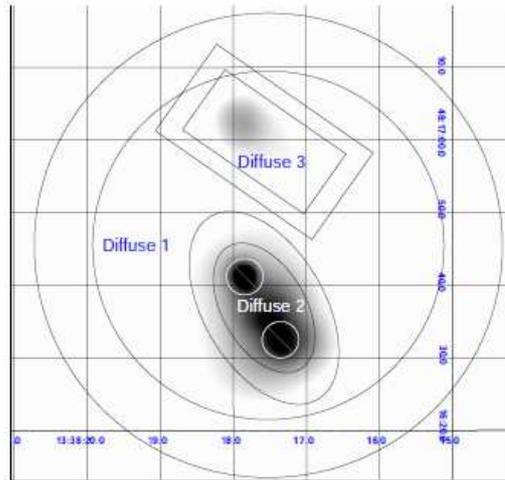


Abbildung 4.8: Mrk 266. 0.3-8.0 keV Chandra ACIS-S Aufnahme. Belichtungszeit 19.7 ks. Die Verteilung von diffusen Gasen extrahiert mit *ACISSPEC*. Das Viereck ist der Nordbereich. Die Kreise sind die beiden Kerne (Ponman 2007)

strahlung aus der Jet-Region ist sogar stärker als die in der Jet-Region von M87 oder Superwind in M82, wobei $L_X = 2 \times 10^{40}$ ist (Shopbell 1998[53]). Wir müssen nun weitere Interpretationen diskutieren um die eine bessere Erklärung für starke Röntgenstrahlung im Jetbereich von Mrk 266 zu finden.

4.4 Jet Interpretation

Lembeck(2005) [30] hat in ihrer Diplomarbeit die Ergebnisse zu der Galaxie Mrk 266 vorgestellt. Ihr lagen insgesamt fünf Beobachtungen zu NO-Kern in zwei verschiedenen Spaltstellungen vor. Sie hat ebenfalls fünf Beobachtungen zum SW-Kern diskutiert. In ihrer Arbeit wurden ausschliesslich die Beobachtungen des optischen Gesamtspektralbereiches von $\lambda\lambda$ 3691-7707 dargestellt. In der Abbildung 4.9 ist ein Konturplot im V-Band von Mrk 266 mit den verschiedenen Spaltstellungen zu sehen. Die beiden Kerne sind mit den Buchstaben a, b gekennzeichnet. "Die Spaltwinkel werden von Norden aus in Richtung Osten gemessen. Dabei werden nur die Winkel von 0° bis 180° benutzt und in Klammern dahinter die genaue Richtung angegeben, z.B. steht 0° (S-N) für eine Spaltstellung die bei 0° von Süden in Richtung Norden geht" (Lembeck 2005). Die dazugehörigen Plots würden die gemessenen Werte dementsprechend von Süden (links) aus in Richtung Norden (rechts) darstellen. Der Jet wurde in insgesamt zwei Spaltstellungen beobachtet. Eine Beobachtung wurde 1987 durchgeführt und 1998 veröffentlicht (Kollatschny & Kowatsch 1998). Die Spaltstellung geht durch den SW-Kern und den Jet (0°). Eine zweite Beobachtung ist im Juli 1997 durchgeführt worden und sie verläuft in SW-NO Richtung durch die Jet-Region (48°) (Kollatschny 1997). Als erste diskutiere ich die Beobachtung von 1987. Diese Beobachtung bezeichne ich als 0° (SW-Jet) und dann stelle ich die Ergebnisse zur zweiten Beobachtung von Juli 1997 vor, die ich als 48° (SW-NO) bezeichne.

Tabelle 4.2: Systemparameter von Mrk 266.(Lembeck 2005)

Parameter	Wert
Aktivitätsklasse	LINER-Sey2
Rotverschiebung	0.0278
Entfernung	111.373 Mpc
V-Helligkeit	$14^m.1$
Absolute Helligkeit	$-21^m.13$
Räumliche Ausdehnung	$A=0.4' \times 0.3'$
Galaktische Extinktion	$E_{B-V}=0.013$

4.4.1 Die Beobachtung 0° (SW-Jet)

Zu dieser Spaltrichtung (Abbildung 4.9) haben Kollatschny & Kowatsch (1998) am 20.Juni 1987 eine Beobachtung im Bereich $\lambda\lambda$ 3691-7077 Å gemacht, deren Belichtungszeit 20 Minuten beträgt (Lembeck 2005). Die Spektren wurden am Calar Alto Observatorium aufgenommen. Zudem haben sie Aufnahmen von ROSAT (1996), HST und dem Teleskop am Carla Alto Observatorium ausgewertet.

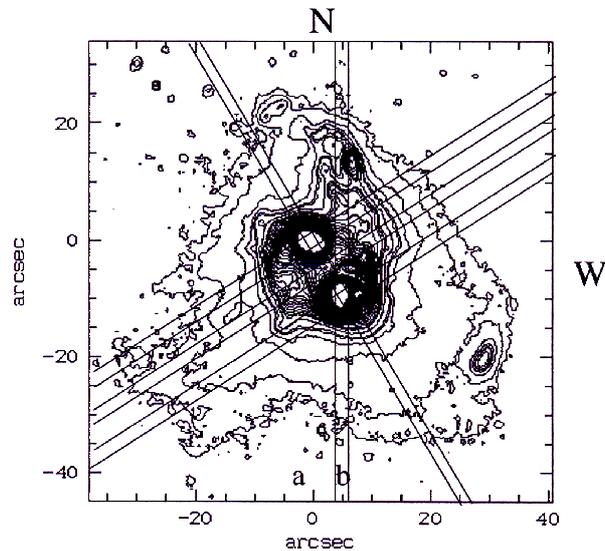


Abbildung 4.9: Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 und die Spaltstellungen. Jeder Spalt ist 2 Bogensekunden breit. Belichtungszeit 20 min. (Lembeck 2005)

Die Abbildung 4.10 ist eine V-Band Aufnahme mit Röntgenkonturen (Kollatschny & Kowatsch 1998). Die B, V, R-Aufnahmen von Calar Alto Observatorium haben ebenfalls Belichtungszeiten

von 3600, 1800 und 480 Sekunden, wobei die Spektren den Bereich $\lambda\lambda$ 3700-7100 Å überspannen. Ein Boller & Chivens Spektrograph wurde an das Teleskop angebracht, dessen Spalt eine Breite von 2 Bogensekunden und eine Länge von 2 Bogenminuten hat. Die V-R Aufnahme (Abbildung

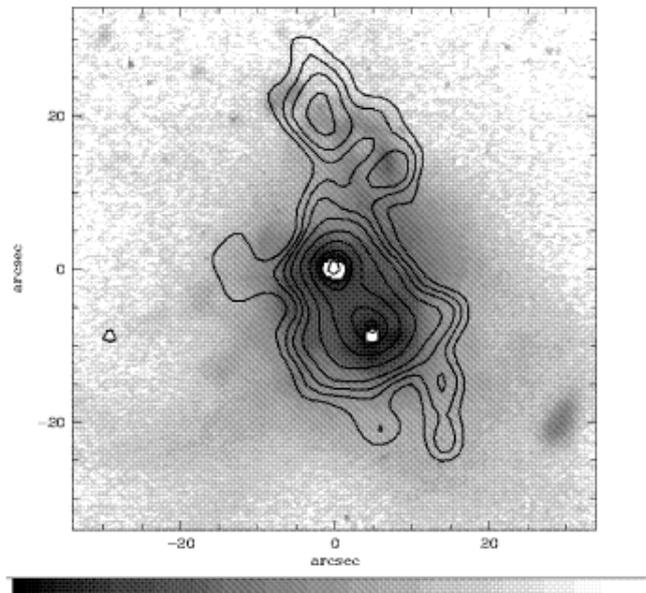


Abbildung 4.10: V-Band Aufnahme von Mrk 266. Bel.Zeit 1800 sek. (Calar Alto Observatory) mit ROSAT HRI Konturplot. Bel. Zeit 39,740 sek. Norden ist oben, Osten ist links (Kollatschny 1998)

4.11) ist im Zentrum homogen ($V-R=0.5 \pm 0.1$). Im Jet-Bereich ist sie blau ($V-R=-0.25 \pm 0.2$). Die Übereinstimmung zwischen den optischen und sowie Röntgen-Jet deutet auf den gleichen Ursprung für die beiden. Die dritte Aufnahme (Abbildung 4.12) stammt aus dem HST-Archiv. Die Belichtungszeit ist 500 Sekunden und sie wurde mit dem Detektor WFPC 2 aufgenommen. Der Fluss wurde im Bereich $\lambda\lambda$ 4700-7200 Å integriert. Der nördliche Jet-Struktur beginnt ab 15. Bogensekunde nördlich vom SW-Kern Sie erstreckt sich ca. 24 Bogensekunden in der Nord-Ost Richtung (Abbildung 4.9). Das entspricht eine Länge von 13 kpc für eine galaktische radiale Geschwindigkeit $v_r = 8280 \text{ km/sek}$ ($H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Die nördliche Jet-Struktur ist nur in der Linienemission zu erkennen. Sie ist im stellaren Kontinuum sehr schwach (Abbildung 4.13). Das können wir vor allem ab 10. Bogensekunde sehr gut sehen. Während die $[\text{OIII}]\lambda 5007$ Linie zwei Maxima zeigt (4991-5023 Å; obere Kurve), ist das stellare Kontinuum unauffällig (5042-5074 Å; untere Kurve). In dem optischen Spektrum der Jet-Region (Abbildung 4.14) ist zu erkennen, dass die $[\text{OIII}]\lambda\lambda$ 5007,4959 Linien im Vergleich zu $\text{H}\beta$ - und $\text{H}\alpha$ -Linien sehr stark sind. Kollatschny & Kowatsch (1998) haben die Verhältnisse $\text{HeII}\lambda 4686 / \text{H}\beta = 0.33$ und $[\text{NeIII}]\lambda 3869 / [\text{OII}]\lambda 3727 = 0.41$ gemessen. Diese Intensitätsverhältnisse sind grösser, als man sie normalerweise in anderen Galaxien mit typischen Werten von $\text{HeII}\lambda 4886 / \text{H}\beta \sim 0.17$ bzw. $[\text{NeIII}]\lambda 3869 / [\text{OII}]\lambda 3727 \sim 0.11$ misst. Die Emissionslinie $\text{HeII}\lambda 4886$ kommt in Spektren von O-Sternen vor. Da wir im Jet kein stella-

res Kontinuum haben (Abbildung 4.13), kann Photoionisation als Quelle nicht in Frage kommen. Die Herkunft von diesem starken Emissionslinie werde ich in den nächsten Seiten diskutieren. Das Geschwindigkeitsfeld des Jets in 0° (SW-Jet) Spaltrichtung ist von der restlichen Galaxie entkoppelt und gestört (Abbildung 4.15 unten), zeigt aber einen konstanten Gradienten an den Grenzen der faserartigen Strukturen. Es ist eine Korrelation zwischen der [OIII]-Intensität (Abbildung 4.15 oben) und dem Geschwindigkeitsfeld (Abbildung 4.15 unten) erkennbar. Die Geschwindigkeit ist auf $v_{rad}=0$ im SW-Kern normiert.

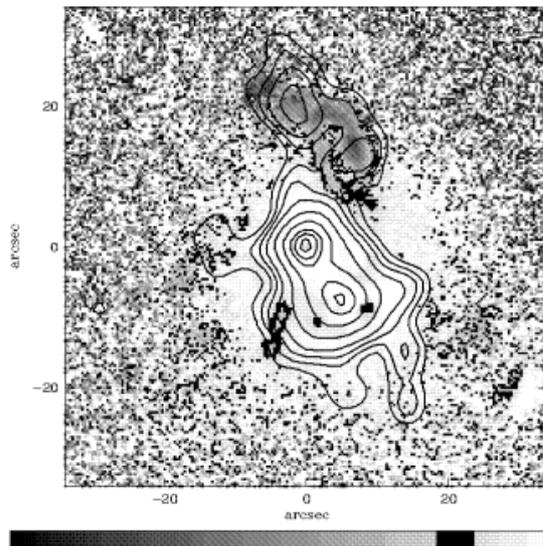


Abbildung 4.11: V-R Aufnahme von Mrk 266 (Calar Alto Observatory) und Röntgenkonturen wie Abb. 4.10. Norden ist oben. Osten ist links (Kollatschny 1998)

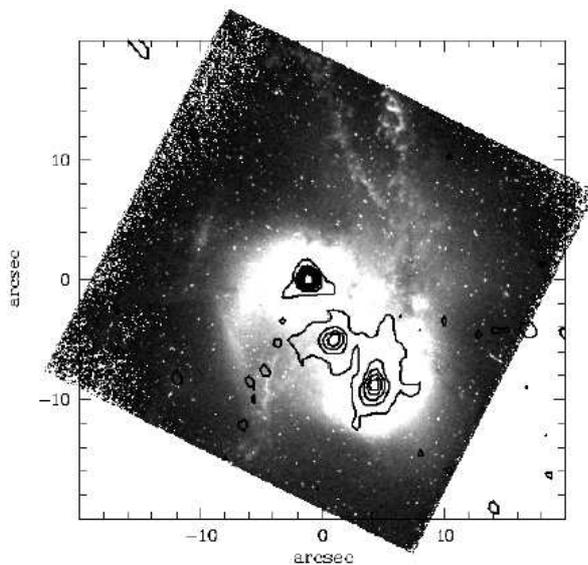


Abbildung 4.12: WFPC2 HST Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit 500 sek sowie Radioconturen (VLA 20cm). Norden ist oben. Osten ist links (Kollatschny 1998)

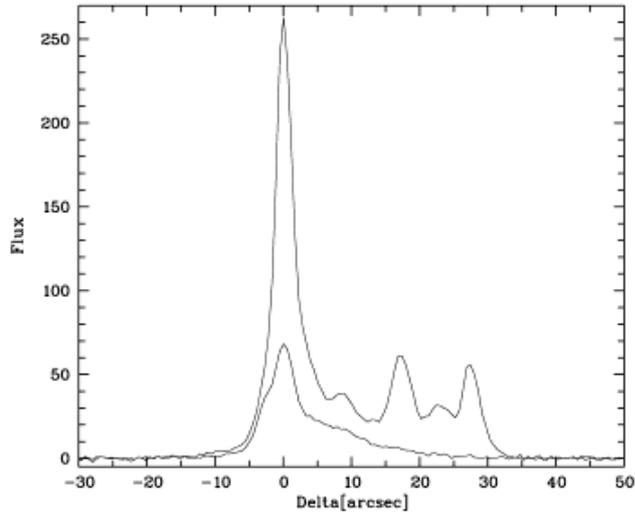


Abbildung 4.13: Intensität entlang der Spaltrichtung. [OIII] λ 5007 (4991-5023 Å. obere Kurve) und Kontinuum (5024-5074 Å. untere Kurve) (Kollatschny 1998)

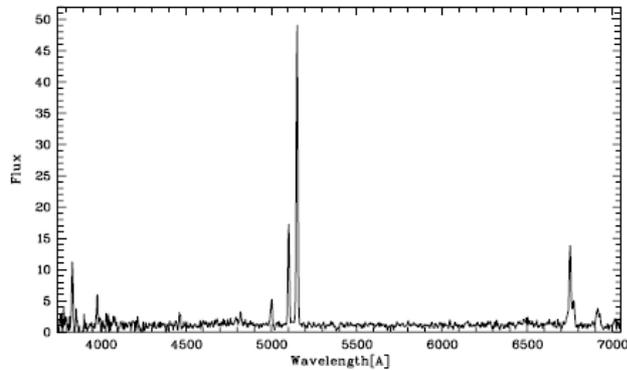


Abbildung 4.14: Optisches Spektrum der Jet-Region. [OIII] λ 5007, λ 4959 sind am stärksten (Kollatschny 1998)

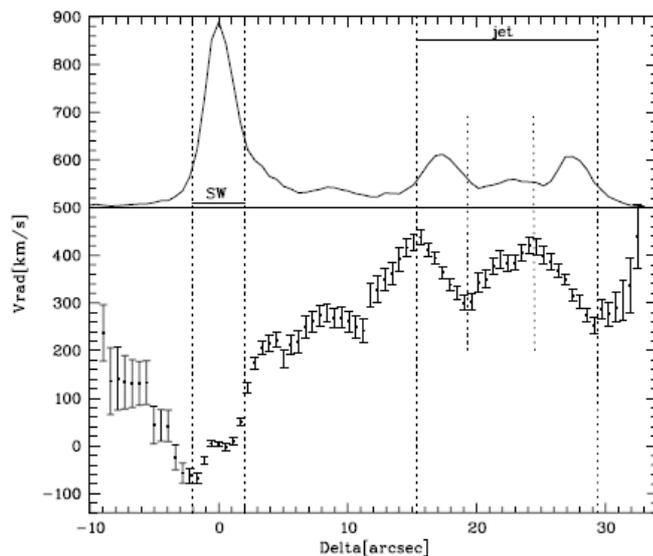
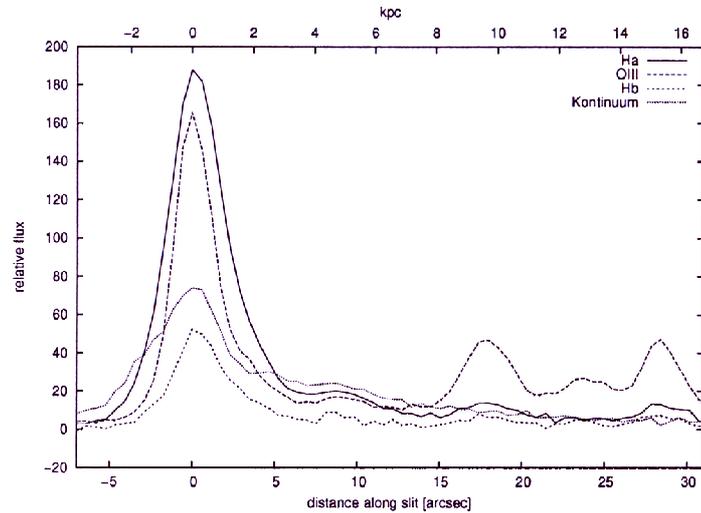


Abbildung 4.15: Oben: [OIII] Intensität ohne Kontinuum. Unten: Das Radialgeschwindigkeit entlang der Spaltstellung 0° (SW-Jet) abgeleitet von [OIII] λ 5007-Linie. Im Bereich [-2,+2] Bog.sek. ($0.001''$) sind die [OIII] λ 5007 Emissionen am stärksten. Im Bereich [15,30] Bog.sek. ($0.001''$) sind die [OIII] λ 5007 Emissionen am schwächsten.



(a) relativer Fluss

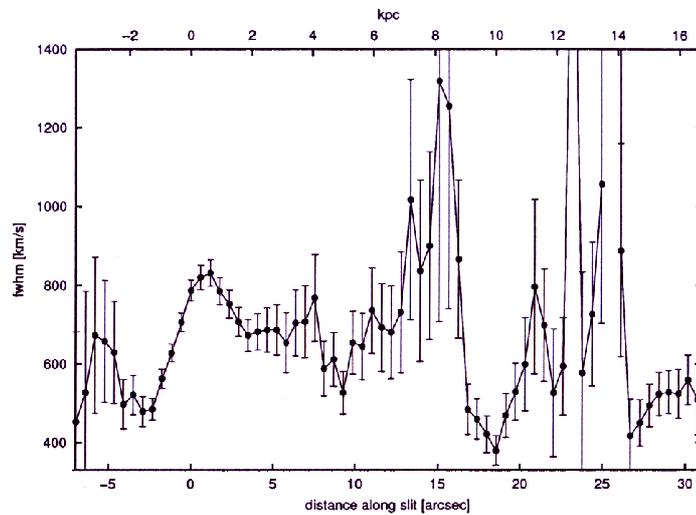
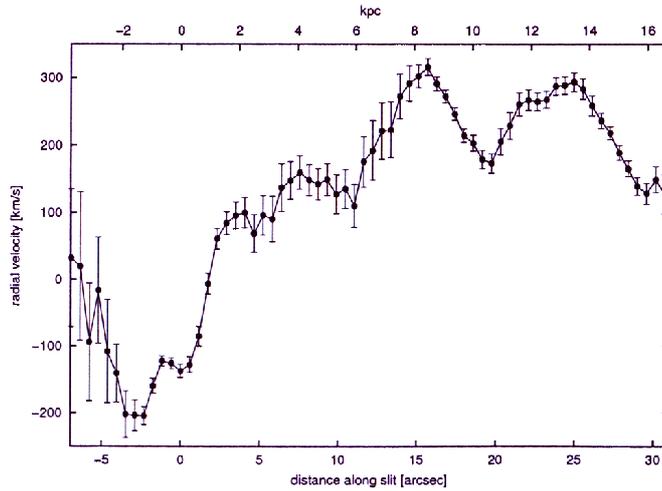
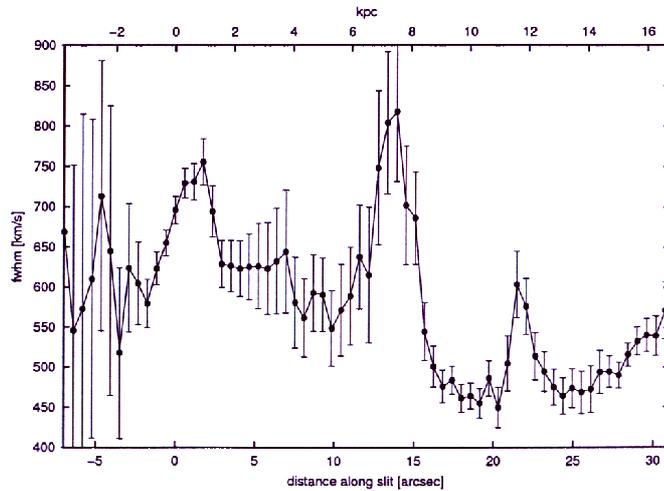
(b) H α -FWHM

Abbildung 4.16: Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87 (a): relativer Fluss (b): H α -FWHM. Im Bereich $[-2,+2]$ Bog.sek. findet AGN-Photoionisation statt. Ab 15. bis 30. Bog.sek. ist Stossionisation die Energiequelle. H α -FWHM variiert in diesem Bereich zwischen 350-1400 km/sek (Lembeck 2005)

Lembeck (2005) hat die notwendige Datenreduktion mit Hilfe des Programmpakets IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) durchgeführt. Hier präsentiere ich die wichtigen Diagramme aus ihrer Arbeit. Der Nullpunkt ist im südlichen Kern gelegt.

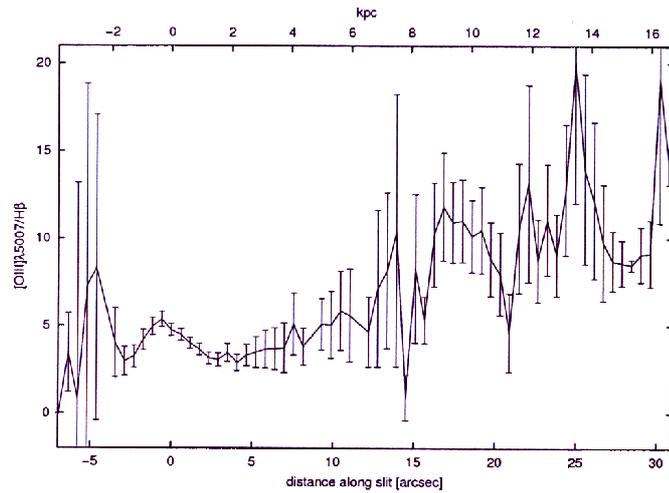
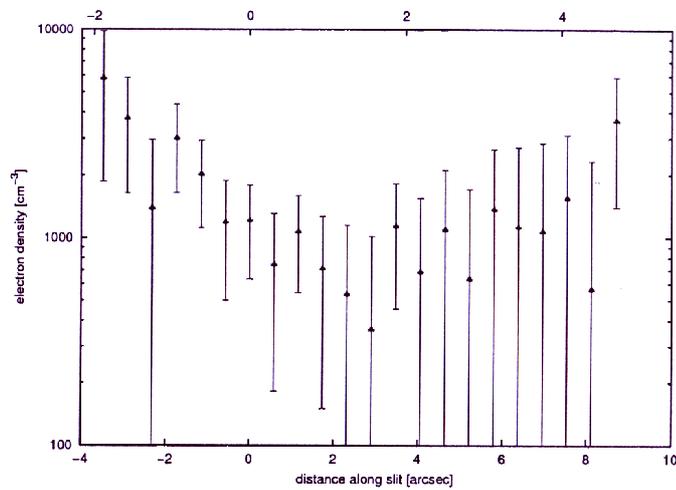


(c) Internes Geschwindigkeitsfeld von Mrk 266 für $[\text{OIII}]\lambda 5007$



(d) $[\text{OIII}]\lambda 5007$ -FWHM

Abbildung 4.17: Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, (c): Radialgeschwindigkeit für $[\text{OIII}]\lambda 5007$ (d): $[\text{OIII}]\lambda 5007$ -FWHM. Im SW-Kern (-2,+2) Bog.sek. findet AGN-Photoionisation statt. Nach 10. Bog.sek. im Jetbereich sind zwei Maxima infolge Stossionisation zu sehen. (Lembeck 2005)

(e) $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ -Verhältnis

(f) Elektronendichte

Abbildung 4.18: Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, (e): $[OIII]/H\beta$ Verhältnis (f): Elektronendichte. Im SW-Kern (-2,+2) Bog.sek. bis 10. Bog.sek. sind $[OIII]$ und $H\alpha$ stark (Abbildung 4.16) und so ist das Verhältnis gering. Nach 10. Bog.sek. sinkt $H\alpha$ und das Verhältnis steigt an. Nach 15. Bog.sek. sind drei Maxima auch zu erkennen. (Lembeck 2005)

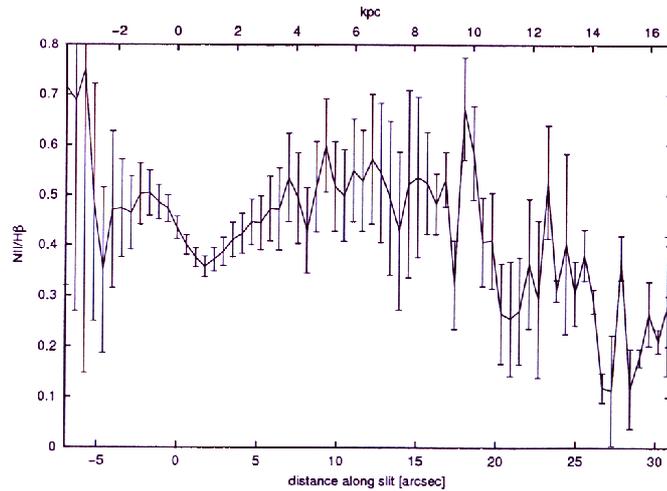
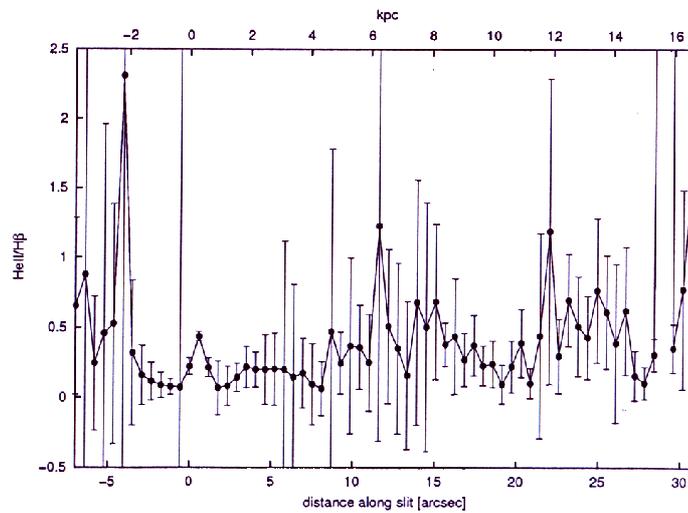
(g) $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ -Verhältnis(h) $\text{HeII}\lambda 4686/\text{H}\beta$ -Verhältnis

Abbildung 4.19: Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, gesamter optischer Bereich, (g): $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ (h): $\text{HeII}/\text{H}\beta$ Verhältnisse. Nach 10. Bog.sek. und im Jetbereich sind grosse Werte und Variationen für das $\text{HeII}/\text{H}\beta$ zu sehen, die nicht durch AGN-Photoionisation im SW-Kern zustande kommen. (Lembeck 2005)

Aus der Abbildung 4.18 (e) leite ich die Tabelle 4.3 ab.

Tabelle 4.3: Linienverhältnisse von Mrk 266. Spaltrichtung 0° (SW-Jet)

Bogensekunde	[OIII]/H β	Bogensekunde	[OIII]/H β
-6.41	3.12 (-1.87,+2.52)	13.42	8.57 (-4.96,+4.10)
-5.94	1.25 (-1.25,+11.90)	13.94	10.27 (-7.57,+7.96)
-5.47	6.50 (-6.50,+12.37)	14.47	2.15 (-2.15, 0)
-4.27	8.07 (-8.07,+8.90)	15.19	7.78 (-3.76,+4.82)
-3.44	3.95 (-1.87,+2.05)	15.65	5.92 (-2.11,+0.35)
-3.04	2.90 (-0.81,+0.80)	16.31	9.85 (-2.57,+3.36)
-2.36	3.26 (-0.76,+0.55)	16.90	11.64 (-2.86,+3.29)
-1.68	4.30 (-0.76,+0.42)	17.43	10.95 (-2.31,+2.33)
-1.14	4.86 (-0.49,+0.49)	17.96	10.95 (-2.24,+2.54)
-0.54	5.28 (-0.42,+0.50)	18.48	10.34 (-2.13,+1.92)
0	4.72 (-0.28,+0.42)	19.07	10.34 (-2.27,+2.6)
0.53	4.44 (-0.28,+0.28)	19.73	8.64 (-2.07,+2.38)
1.20	3.81 (-0.20,+0.49)	20.26	7.78 (-2.14,+2.56)
1.73	3.61 (-0.35,+0.34)	20.86	5.35 (-3.06,+1.57)
2.33	2.98 (-0.21,+0.35)	21.46	10.47 (-3.55,+3.84)
3.0	2.98 (-0.35,+0.42)	21.93	12.60 (-5.03,+6.13)
3.4	3.33 (-0.42,+0.55)	22.66	9.28 (-2.93,+1.88)
4.06	2.84 (-0.41,+0.49)	23.13	10.82 (-2.9,+3.49)
4.60	3.33 (-0.70,+0.62)	23.80	9.71 (-3.0,+1.72)
5.27	3.47 (-0.97,+0.97)	24.40	12.46 (-3.32,+4.01)
5.87	3.61 (-1.11,+1.11)	24.93	18.66 (-6.61,+3.34)
6.41	3.61 (-1.11,+1.32)	25.46	13.97 (-5.4,+5.39)
6.95	3.61 (-1.32,+1.53)	26.18	11.5 (-3.72,+5.19)
7.63	4.86 (-1.53,+1.99)	26.64	9.78 (-3.43,+3.30)
8.17	3.88 (-1.11,+1.05)	27.30	8.78 (-1.71,+1.69)
9.32	4.93 (-1.32,+1.57)	27.69	8.64 (-1.43,+1.28)
9.93	4.93 (-1.81,+2.14)	28.42	8.64 (-0.54,+0.26)
10.52	5.71 (-2.24,+1.14)	29.01	9.07 (-1.57,+1.73)
11.05	5.50 (-2.59,+2.78)	29.47	9.42 (-2.21,+1.58)
12.30	4.72 (-2.09,+3.70)	30.06	17.95 (-7.15,+0.92)
12.82	6.85 (-4.22,+6.57)	30.72	14.93 (-1.93,+0.17)

4.4.2 FWHM

Für H α und [OIII] λ 5007 sind die FWHM-Kurven in $km\,s^{-1}$ angegeben (Abbildung 4.16 (b),4.17 (d)). H α - Halbwertbreiten schwingen im Bereich 300-1400 $km\,s^{-1}$ und [OIII] λ 5007-Halbwertbreiten befinden sich im Bereich 400-900 $km\,s^{-1}$. Mit zunehmendem Abstand vom SW-Kern (ab 10. Bogensekunde), zeigt H α -FWHM extreme Maxima und Minima, während für [OIII]-FWHM die Maxima und Minima in einem kleineren Bereich schwingen und nicht so stark wie H α ausgeprägt sind.

Dies ist ein Hinweis auf Turbulenzen in der Jet-Region. Zum Vergleich kann ich im Bereich [-6,-4] Bogensekunde für $H\alpha$ - und [OIII]-FWHM ein Maximum erkennen. Auch im Kernbereich bei 0 Bogensekunde steigen die beiden an. Kurz vor 10. Bogensekunde zeigen die beiden kleine Maxima und Minima. Im Bereich [13, 15] Bogensekunde erreichen die $H\alpha$ - und [OIII]-FWHM ihre grosse Werte 1400 bzw 900 km/sek. Nach 20. Bogensekunde können wir wieder Anstiege sehen. Bei 24. Bogensekunde erkenne ich einen Unterschied. Denn $H\alpha$ -FWHM steigt an, aber [OIII]-FWHM sinkt. Erst ab 26. Bogensekunde steigen die beide wieder an. Heckman et al. (1999) [28] diskutierte eine mögliche Korrelation zwischen dem Linienvhältnis $[NII]\lambda 6584/H\alpha$ und der $H\alpha$ -FWHM. Mit dem zunehmenden Abstand vom Kern besteht zwischen beiden Grössen eine direkte Korrelation, aber in der Nähe des Kernes kann diese Korrelation nicht mehr bestehen (Abbildung 4.16 (b), 4.19 (g)). In der Nähe des SW-Kerns, (-3 bis 0 Bogensekunde), zeigt die $[NII]/H\alpha$ -Kurve (Abbildung 4.19 (g)) ein lokales Maximum, wobei ich bei der $H\alpha$ -FWHM (Abbildung 4.16 (b)) auch ein lokales Maximum (-2 bis 3 Bogensekunde) erkenne. Heckman (1999) meint, dass in der Nähe des Kernes die Linienerweiterung auf starke Gravitation zurückzuführen ist. Weit entfernt vom Kern führt er diese direkte Korrelation auf stossionisiertes Gas zurück, so besteht ein Zusammenhang zwischen $[NII]/H\alpha$ und $H\alpha$ -FWHM. Ab 10. Bogensekunde zeigen die beiden grosse Schwankungen, die auf ein gestörtes Geschwindigkeitsfeld hinweist,

4.4.3 BPT-Diagramme

Lembeck (2005) hat in ihrer Diplomarbeit die Ergebnisse zu der Galaxie Mrk 266 vorgestellt und diskutiert. Dazu gehören die Linienvhältnisse, Elektronendichte, FWHM- und BPT-Diagramme von Mrk 266. Lembeck (2005) hat folgendermassen das BPT-Diagramm in ihrer Arbeit beschrieben. "Im BPT-Diagramm (Peterson, 1997 [37] ; Baldwin et al., 1981[4] ; Veilleux & Osterbrock, 1987[62]) können die AGN anhand von Linienvhältnissen in Seyfert (\bullet), Starburst (\circ) und LINER (Dreieck) unterschieden werden "(Lembeck 2005). Die Linienvhältnisse $[NII]\lambda 6583/H\alpha$ und $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ werden hier diskutiert (Abbildung 4.20).

"Im Allgemeinen gilt zur Unterscheidung der Seyfert Galaxien von LINERn, dass $[OIII]\lambda 5007/H\beta > 3$ ist. Jedoch kann diese Grenze nicht ohne Probleme übernommen werden . Zum einen gilt $[OIII]\lambda 5007/H\beta > 3$ auch für einige HII-Regionen und zum anderen gibt es keine wirklich gerade gezogene Grenzlinie zwischen den einzelnen Typen "(Lembeck 2005). Im BPT-Diagramm des Jets (Abbildung 4.21 (j)) liegen die beiden Verhältnisse im Seyfert-Bereich aber auch nah an der Grenze von Starburst.

4.4.4 Radiokomponente. S-Struktur

Lembeck (2005) diskutiert in ihrer Arbeit die Ergebnisse zu einer weiteren Besonderheit bei der Galaxie Mrk 266. Im Radiobereich finden sich zwischen den optischen Kernen eine dritte Komponente, die im optischen nicht sichtbar ist (Kollatschny & Kowatsch 1998). In der Abbildung 4.12 ist die Radioquelle zu sehen. Die Lage dieser Radioquelle wurde mit Hilfe einer Überlagerung des Radio- und des optischen Bildes bestimmt. Diese Radiokomponente hat eine S-Form, die sich um 13.5 Bogensekunden (7.7 kpc) in Richtung Süd-Ost und 12.5 Bogensekunden (7.1 kpc) in Richtung Nord-West, Richtung Röntgen Jet, erstreckt. Die S-Struktur zeigt den möglichen Verlauf des Röntgen Jets (Kollatschny & Kowatsch 1998).

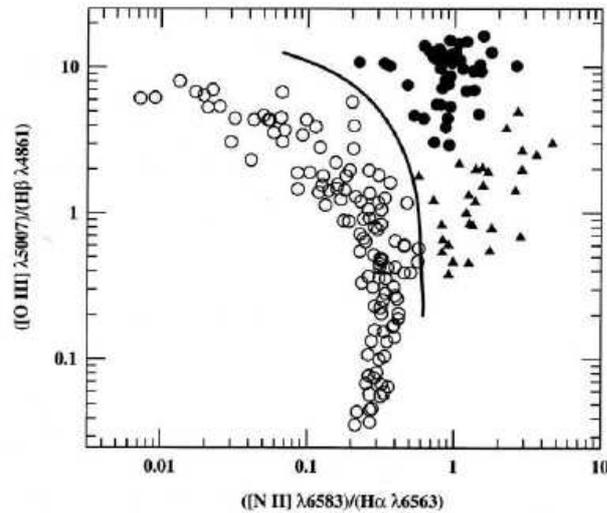
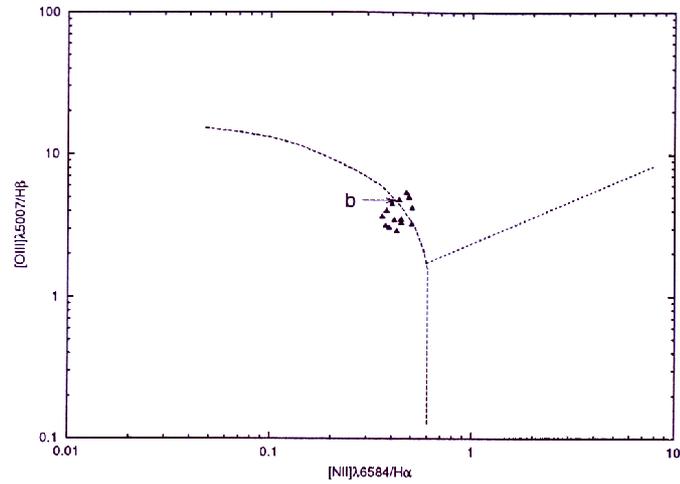


Abbildung 4.20: BPT-Diagramm. Seyfert (●), Starburst (○) und LINER (Dreieck) (Peterson 1997)

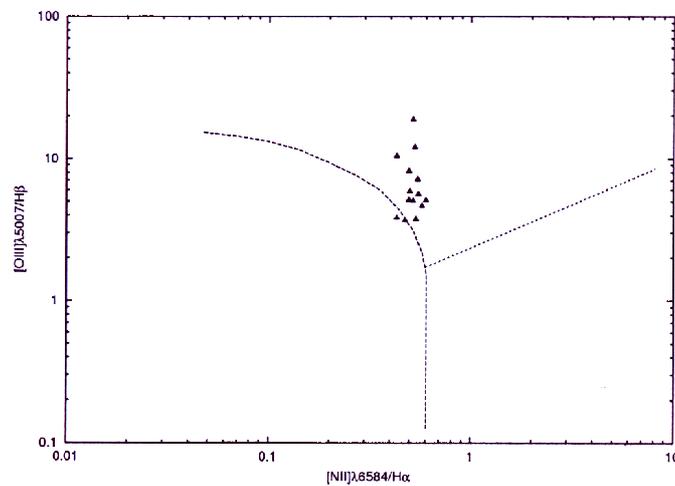
4.4.5 Diskussion

Kollatschny & Kowatsch (1998) ziehen vier mögliche Energiequellen für Röntgenstrahlung in der Jet-Region in Betracht.

- Starburst in einer nicht zentralen (eng. extranuclear) Region
 - Photoionisation und Anregung durch einer der beiden Kerne
 - Zentrale Starburst mit Superwind
 - Ionisation des Gases durch Stossionisation (eng. Shock)
- Kollatschny & Kowatsch (1998) halten nicht-zentrale Starbursts für unwahrscheinlich. Es gibt keinen Beweis für eine Starburst Komponente im Kontinuum (Abbildung 4.13). Der Röntgenfluss ist zu hoch ($\log L_X = 41.49$) um mit Supernova ($\log L_X = 33-36$) oder Doppelsternen ($\log L_X = 37.5-38.5$) erklärt werden zu können. Zudem unterstützen die optische- und Röntgenmorphologie nicht diese Möglichkeit. Bei einem stellaren Wind ist eine bipolare Strömung zu erwarten wie in der Galaxie M82 (Strickland 2001)[58].
- Photoionisation durch den SW-Kern ist auch nicht wahrscheinlich. Dagegen spricht die Tatsache, dass die Anregung in der Region zwischen dem Jet und dem SW-Kern gering ist (Abbildungen 4.11-4.12)(Kollatschny & Kowatsch 1998)
 - Ein Superwind-Modell mit Starburst im Zentrum (eng. central Starburst) kann auch nicht in Frage kommen, weil die Geometrie nicht radial ist (Abbildung 4.12). Die Öffnungswinkel von [OIII]- und Röntgenregion sind im Vergleich kleiner als andere uns bekannte bipolare Strömungen in Starburstgalaxien (Kollatschny & Kowatsch 1998). Wang et al.(1997) bevorzugen ein Superwind-Modell, um Röntgenstrahlung in der Jet-Region zu erklären. Die von ihm verwendete Aufnahme



(i) BPT-Diagramm von Mrk 266 b. Der mittlere Fehler in x-Richtung beträgt ± 0.034 und der mittlere Fehler in y-Richtung ± 0.477 .



(j) BPT-Diagramm vom Jet von Mrk 266. Der mittlere Fehler in x-Richtung beträgt ± 0.107 und der mittlere Fehler in y-Richtung ± 3.340 .

Abbildung 4.21: Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, gesamter optischer Bereich, (i): BPT Diagramm. Mrk266 (j): BPT Diagramm. Nur Jet. Die beiden Verhältnisse $[NII]/H\alpha$ und $[OIII]/H\beta$ liegen im Seyfert-Bereich (Lembeck 2005)

war nicht aufschlussreich genug, vor allem was die Kinematik betrifft. Darüberhinaus ist die Helligkeit in der Jet-Region ($\log L_X=41.49$) grösser als die in vielen Starburstgalaxien wie ARP 299 mit $\log L_X \sim 41.30$ (Heckman et al. 1999).

- Aufgrund der Linienverhältnisse, optischen- und Röntgenmorphologie sowie L_X , halten Koltschny & Kowatsch (1998) Stossionisation (eng. Schock) als die plausibelste Erklärung für die Energie in der Jet-Region. Das stellare Kontinuum verschwindet im Jet und so kommt Photoionisation nicht in Frage (Abbildung 4.13). Das ionisierte Gas befindet sich in einer Postshock-Phase und emittiert EUV/Röntgen Strahlung.

4.4.6 Die abgeleitete Front-Geschwindigkeit

Es besteht eine direkte Korrelation zwischen Frontsgeschwindigkeit und $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ Verhältnis (Dopita & Sutherland 1995-96). Wenn die Frontsgeschwindigkeit zunimmt, nimmt das Verhältnis auch zu. Ich präsentiere einen Ausschnitt aus den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96). Die Frontsgeschwindigkeit befindet sich im Bereich 200-625 km/sek und magnetischer Parameter ist 2. Die Frontsgeschwindigkeiten sind aquidistant verteilt und sie haben gleiche Abstände (25 km/sek). Aufgrund der Modelle von Dopita & Sutherland (1995), Allen & Dopita (1999) und

Tabelle 4.4: Direkte Korrelation zwischen V_S und $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$. Die Geschwindigkeiten sind aquidistant verteilt (25 km/sek Abstand). Shock+Precursor Modelle (Dopita & Sutherland 1995)

Frontsgeschwindigkeit(km/sek)	$[\text{OIII}]/\text{H}\beta$
200	0.64
225	1.54
250	2.424
275	3.976
300	4.577
325	5.189
350	5.362
375	6.202
400	7.618
425	9.273
450	11.69
475	13.96
500	16.35
525	18.13
550	20.65
575	22.80
600	24.14
625	25.28

der $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ -Verhältnisse (Tabellen 4.3, 4.4) kann ich das folgende Geschwindigkeitsfeld (V_S) für die Stossfront entlang der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) ableiten. Die von mir abgeleitete Frontsgeschwindigkeit (Abbildung 4.22) beschreibt den Verlauf von Stossfronten in der Jet-Region. Ab

10. Bogensekunde variiert die Geschwindigkeit zwischen 240 und 540 $km\,s^{-1}$. Solche Maxima und Minima sind in der Abbildung 4.15 ebenfalls zu sehen. Die beobachteten [OIII]/H β -Werte (Tabelle 4.3) liegen im Bereich 1.25-18.66. Diese [OIII]/H β -Werte liegen im Bereich *shock+precursor*, wie aus dem diagnostischen Diagramm (Abbildung 3.8) zu erkennen ist. Im SW-Kern (-2, 2 Bogensekunde) findet AGN-Photoionisation statt. Erst ab 16. Bogensekunde beginnt der Jetbereich, wo Stossionisation die Energiequelle ist. Ich habe die Frontsgeschwindigkeit (V_S) auf $V_{rad}=69$ km/sek an der Stelle 5. Bogensekunde normalisiert und die beiden Kurven zusammengestellt (Abbildung 4.22). Im Jetbereich zeigen die beiden Geschwindigkeiten harmonische Amplitude. Ab 30. Bogensekunde steigt aber die Frontsgeschwindigkeit an. Wir müssen darauf achten, dass die Radialgeschwindigkeit anhand [OIII]-Fluss (Abbildung 4.16) und mit der CCF-Methode (cross-correlation function- Anhang B) berechnet wurde (Lembeck 2005) aber die Frontsgeschwindigkeit wurde anhand [OIII] λ 5007/H β Verhältnis (Abbildung 4.18) und der direkten Korrelation mit Frontsgeschwindigkeit abgeleitet (Tabelle 4.4). Die unterschiedlichen angewendeten Referenzspektren und die Tatsachen, dass die Radialgeschwindigkeit in zwei Komponenten, zu und weg von uns, betrachtet wird aber die Frontsgeschwindigkeit sich wegen chaotischen Verhältnissen während Verschmelzung zweier Galaxien in verschiedenen vektoriellen Komponenten zerlegen lässt, sorgen dafür, dass die Radialgeschwindigkeit (V_{rad}) und die Frontsgeschwindigkeit (V_S) unterschiedlich ausfallen (Abbildung 4.22). Trotzdem, weil das H β -Verhältnis im Jetbereich einen ziemlich konstanten Verlauf und niedrige Werte zeigt (Abbildung 4.16), ist das Verhältnis [OIII]/H β im Jetbereich stärker von [OIII] abhängig als von H β . Das Ergebnis ist es, dass der [OIII]-Fluss und das Verhältnis [OIII]/H β im Jetbereich ansteigen (Abbildungen 4.16, 4.18) und so können wir eine Harmonie zwischen den beiden Geschwindigkeiten erkennen.

4.4.7 Die Beobachtung 48°(SW-NO)

Im Juli 1997 beobachtete Kollatschny (1997) am Calar Alto Observatorium diese Spaltrichtung, wobei der Nullpunkt in einer Zwerggalaxie gelegt ist (Abbildungen 4.23-4.24). Die Belichtungszeit beträgt 10 Minuten. Die Spektren überspannen den Wellenlängenbereich $\lambda\lambda$ 3690 - 7077 Å (Lembeck 2005). Dabei wurde ein Spektrograph verwendet, dessen Spalt 2 Bogensekunden breit war. Der Spaltwinkel 48° wird von Norden aus in Richtung Osten gemessen. Diese Spaltrichtung überdeckt einen Teil von der Heimatgalaxie in Südwest Region und sie geht weiter in der Richtung Nordost (Abbildungen 4.23, 4.24). Ab ungefähr 38. Bogensekunde beginnt der Jetbereich. Diese Spaltrichtung gibt uns die Möglichkeit von einem anderen Winkel den Jetbereich zu untersuchen und die beobachteten bzw. abgeleiteten Werte mit denen aus der letzten Spaltrichtung zu vergleichen. So können wir feststellen, wie die Eigenschaften wie Geschwindigkeit oder Verhältnisse von den unterschiedlichen Richtungen aussehen. Lembeck (2005) hat die notwendige Datenreduktion mit Hilfe des Programmpakets IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) durchgeführt. Hier präsentiere ich die wichtigen Diagramme aus ihrer Arbeit für die Spaltstellung 48°(SW-NO). Sie bestehen aus Emissionlinien Flüsse, Verhältnisse und H α - und [OIII]-FWHM Diagramme. Wir können den Verlauf von Kontinuum im Jetbereich unter diesem Winkel mit dem von der Spaltrichtung 0°(SW-Jet) vergleichen (Abbildungen 4.16, 4.25). Auch hier sinkt das Kontinuum im Jetbereich und stattdessen zeigen Linienemission [OIII] λ 5007, H α und H β Maxima und Minima. Anschliessen werde ich die H α - und [OIII]-FWHM diskutieren sowie die abgeleitete Frontsgeschwindigkeit.

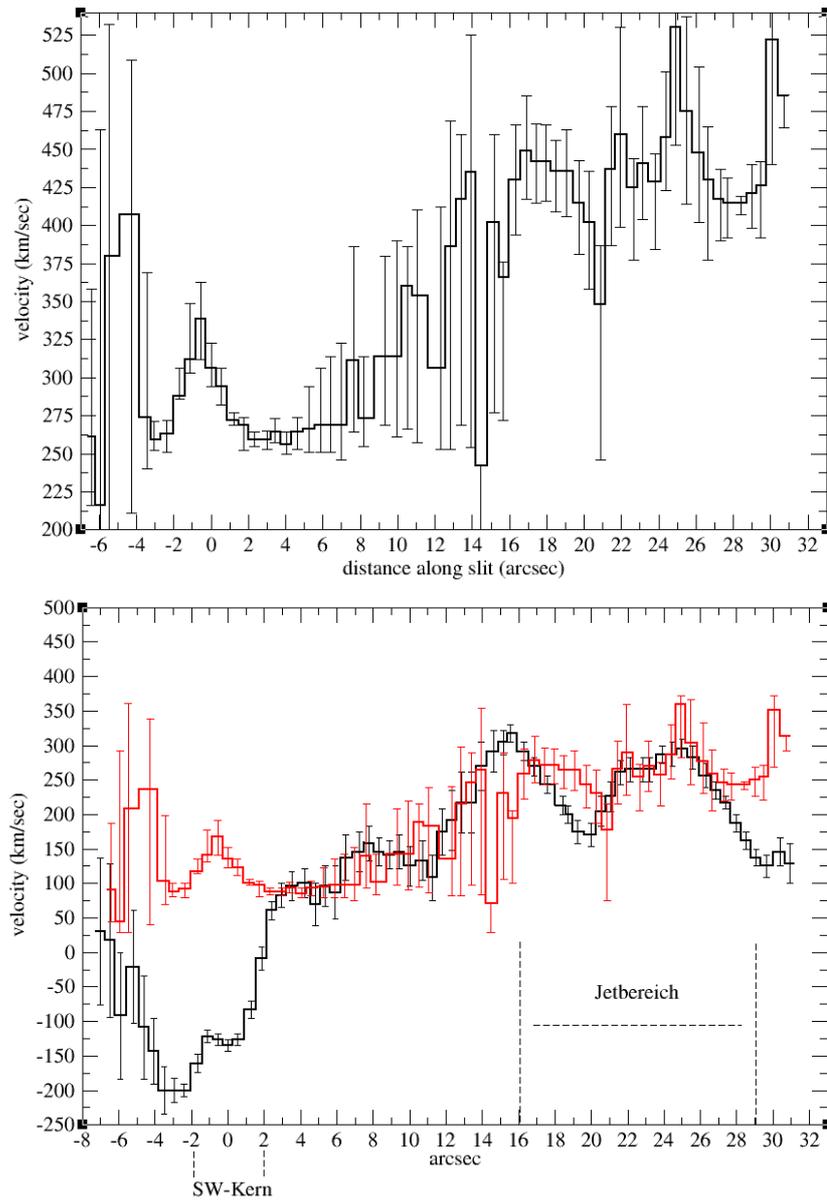


Abbildung 4.22: Oben: Frontgeschwindigkeit. Spaltrichtung 0° (SW-Jet). Unten: Zum Vergleich die Radialgeschwindigkeit V_{rad} (schwarz) und die Frontgeschwindigkeit V_S (rot). V_S wurde auf $V_{rad} = 69 \text{ km/sec}$ an der 5. Bogensekunde normalisiert. Im SW-Kern findet AGN-Photoionisation statt, ab 16. Bogensekunde beginnt der Jetbereich und Stossionisation

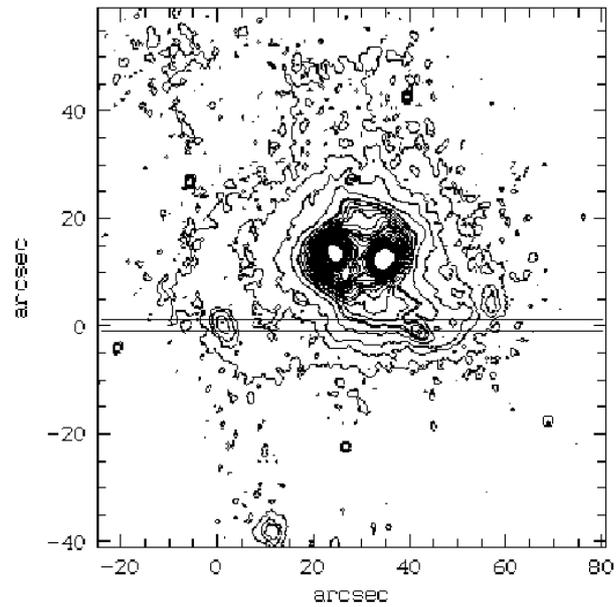


Abbildung 4.23: Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 und die Spaltrichtung 48° (SW-NO). Der Spalt ist 2 Bogensekunden breit. Bel.Zeit: 10 min. Nordosten:Rechts. Osten:Oben (Kollatschny 1997)

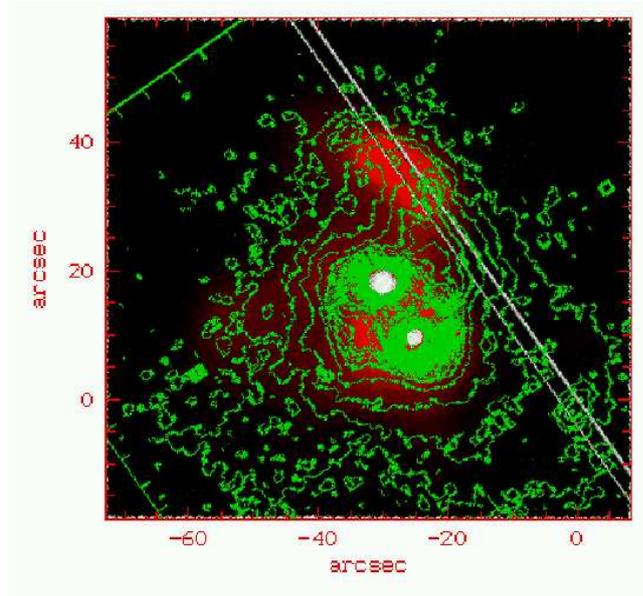
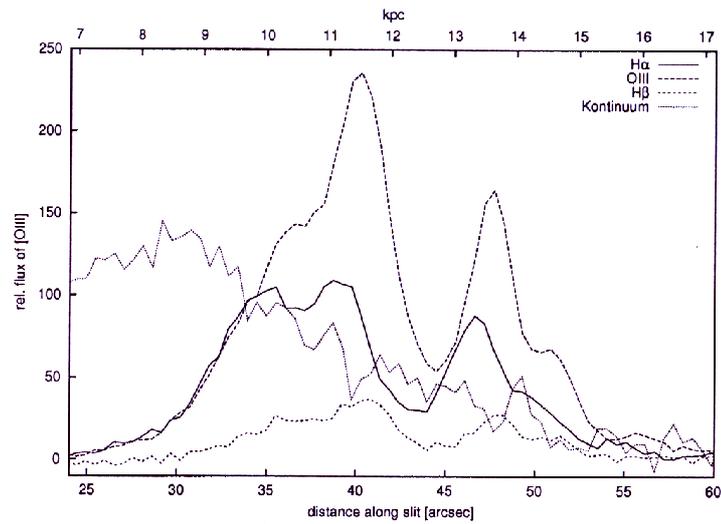


Abbildung 4.24: Chandra-Röntgen-Aufnahme überlagert mit Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 sowie Spaltrichtung 48° (SW-NO). Norden:Oben, Osten:Links (Kollatschny 1997)



(a) relative Fluss

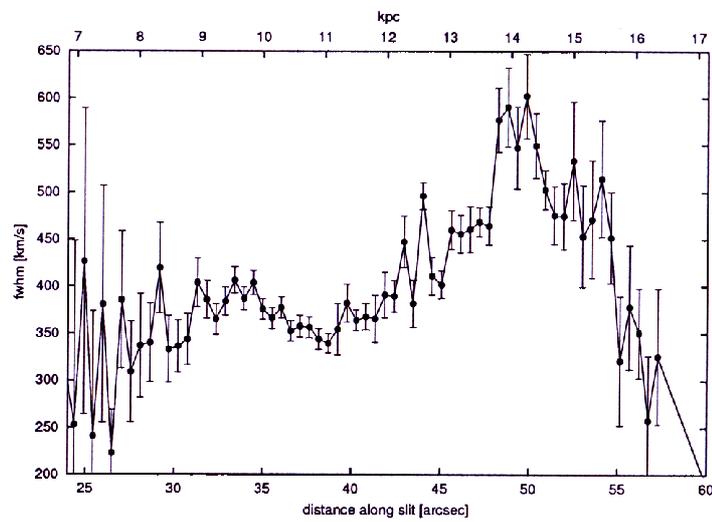
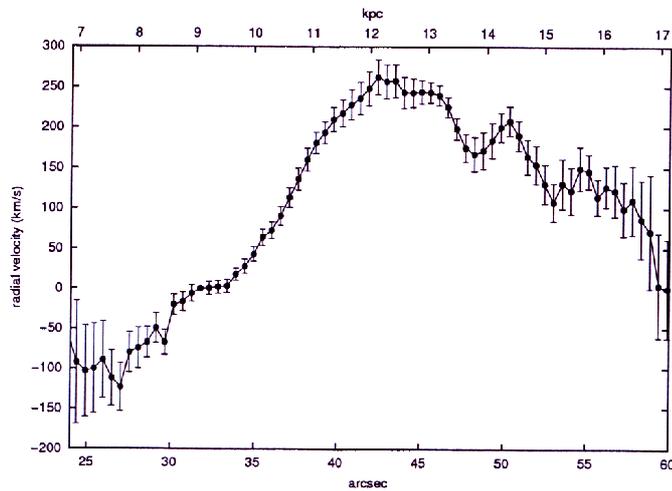
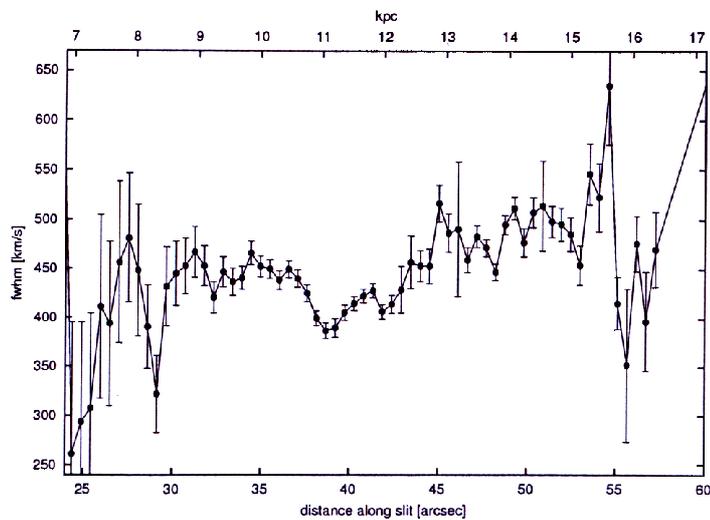
(b) H α -FWHM

Abbildung 4.25: Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (a): relativer Fluss (b): H α -FWHM (Lembeck 2005)

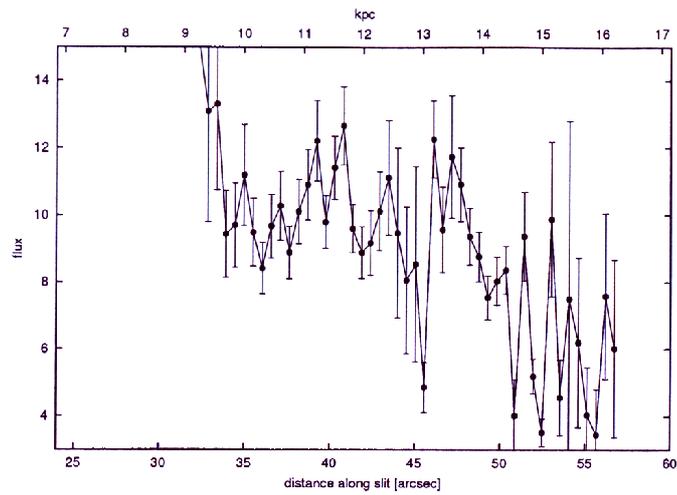


(c) Internes CCF-Geschwindigkeitsfeld

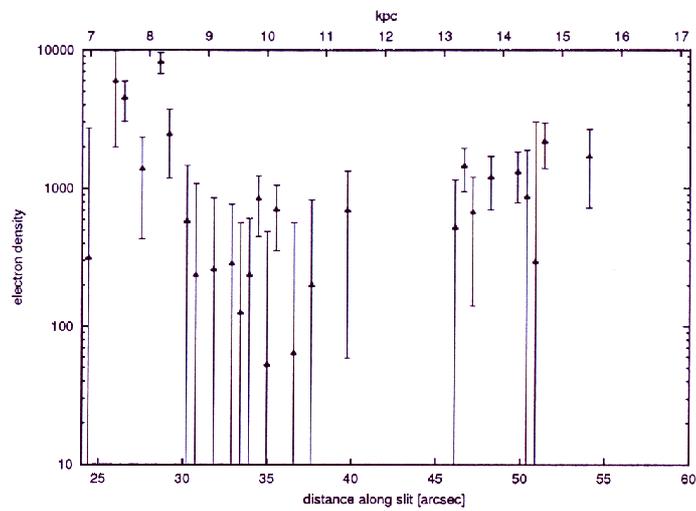


(d) [OIII]λ5007-FWHM

Abbildung 4.26: Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (c): CCF-Geschwindigkeit. CCF (cross-correlation functions) ist eine Methode, mit der die Radialgeschwindigkeit mit Hilfe eines Spektrums berechnet wird (Zverko 2007) [67] und Anhang B zum Thema CCF-Methode. (d): [OIII]-FWHM (Lembeck 2005)



(e) [OIII]λ5007/Hβ-Verhältnis



(f) Elektronendichte

Abbildung 4.27: Spaltstellung 48°(SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (e): [OIII]/Hβ Verhältnis (f): Elektronendichte (Lembeck 2005)

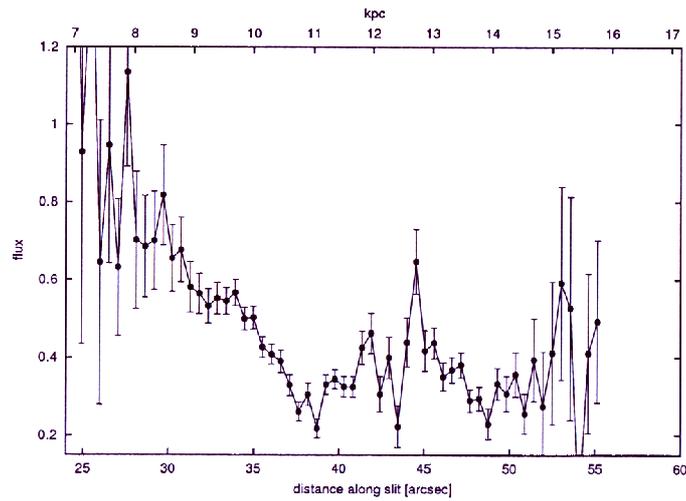
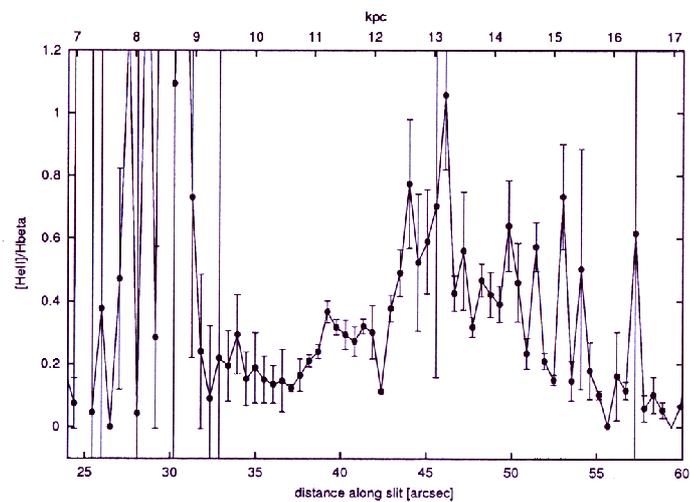
(g) $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ -Verhältnis(h) $\text{HeII}\lambda 4686/\text{H}\beta$ -Verhältnis

Abbildung 4.28: Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (g): $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ (h): $\text{HeII}\lambda 4686/\text{H}\beta$ Verhältnisse (Lembeck 2005)

Tabelle 4.5: Linienverhältnisse von Mrk 266. Spaltrichtung 48°(SW-NO) Hauptwerte. Untere und obere Grenzen

Bogensekunde	[OIII]/H β	Untere Grenze	Obere Grenze
34.5	9.6	8.48	10.94
35	11.2	9.66	12.70
35.5	9.5	8.45	10.47
36	8.4	7.68	9.18
36.5	9.6	8.69	10.60
37	10.27	9.24	11.26
37.5	8.9	8.09	9.66
38	10.12	9.15	11.04
38.5	10.92	9.84	11.93
39	12.18	10.98	13.38
39.5	9.8	9.03	10.53
40	11.4	10.44	12.3
40.5	12.6	11.49	13.78
41	9.6	8.87	10.28
41.5	8.9	8.12	9.63
42	9.16	8.21	10.09
42.5	10.12	8.96	11.26
43	11.1	9.39	12.76
43.5	9.5	6.95	12
44	8	5.87	10.22
44.5	8.52	5.62	11.46
45	4.89	4.12	5.56
45.5	12.27	11.11	13.41
46	9.6	8.33	10.88
46.5	11.7	9.90	13.53
47	10.94	9.84	12
47.5	9.4	8.57	10.19
48	8.78	8.15	9.51
48.5	7.54	6.85	8.24
49	8	7.36	8.78
49.5	8.36	7.65	9.09
50	4	0	5.12
50.5	9.36	8.09	10.66
51	5.2	4.68	5.75
51.5	3.5	0	4
52	9.9	7.55	12.18
52.5	4.5	3	5.68
53	7.5	0	12.8
53.5	6.2	3	8.72
54	4	0	5.46
54.5	3.45	0	4.81
55	7.56	5.09	10
55.5	6	2	8.66

4.4.8 FWHM

Die $H\alpha$ - sowie [OIII]-Linienbreiten sind in den Abbildungen 4.25 (b), 4.26 (d) dargelegt. Die $H\alpha$ -Halbwertbreiten schwingen im Bereich $200-650 \text{ km s}^{-1}$ und [OIII] $\lambda 5007$ -Halbwertbreiten befinden sich im Bereich $250-650 \text{ km s}^{-1}$. Mit zunehmendem Abstand von der SW-Region (ab 45. Bogensekunde), zeigen die $H\alpha$ -FWHM und die [OIII]-FWHM Maxima und Minima. Dies ist ein Hinweis auf Turbulenzen in der Jet-Region. Ab 45. bis 50. Bogensekunde wächst $H\alpha$ -FWHM um 250 km/sek an und erreicht den Wert 650 km/sek , während [OIII]-FWHM im Bereich $400-550 \text{ km/sek}$ schwingt, so sind die Schwankungen von $H\alpha$ -FWHM in diesem Bereich stärker. Ab 52. Bogensekunde fällt $H\alpha$ -FWHM schrittweise runter aber bei [OIII]-FWHM steigt das an (Abbildung 4.25 (b), 4.26(d)).

Diskussion und Vergleich

Entlang der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) befindet sich $H\alpha$ -FWHM im Bereich $300-1400 \text{ km/sek}$ (Abbildung 4.16). Die $H\alpha$ -FWHM entlang der Spaltrichtung 48° (SW-NO) schwingt im Bereich $200-650 \text{ km/sek}$. So ist das Maximum dieser Grösse entlang der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) um 750 km/sek grösser und es kann auf eine aktivere Kinematik und grössere kinetische Energie infolge der Verschmelzung in dieser Richtung zurückgeführt werden. Auch Die [OIII]-FWHM zeigt dieselbe Tendenz. Die [OIII]-FWHM entlang der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) erreicht das Maximum 900 km/sek , währenddessen der höchste Wert entlang der Spaltrichtung 48° (SW-NO) 700 km/sek ist (Abbildungen 4.17, 4.26). Die unterschiedlichen interne Turbulenzen und Geschwindigkeiten entlang den beiden Richtungen können diese Unterschiede bei $H\alpha$ -FWHM hervorrufen. Auch der Kollisionswinkel zwischen den beiden Elterngalaxien während der Verschmelzung kann mitverantwortlich sein und es braucht neue Untersuchungen sowie Modellierung der Kollision und Verschmelzung der Elterngalaxien. So können wir die Kinematik im Jetbereich und Linienverbreitungen besser diskutieren.

4.4.9 Die abgeleitete Front-Geschwindigkeit

In Übereinstimmung mit den Modellen von Dopita & Sutherland (1995) und Dopita & Allen (1999) kann ich nun die Front-Geschwindigkeit entlang der Spaltrichtung 48° (SW-NO) ableiten. Ich wiederhole die Methode, die ich für die Spaltrichtung 0° (SW-Jet) angewendet habe. Dazu brauche ich die beobachteten [OIII] $\lambda 5007/H\beta$ Linienverhältnisse (Tabelle 4.5). Es besteht eine direkte Korrelation zwischen [OIII] $\lambda 5007$ Verhältnis und Frontgeschwindigkeit (Tabelle 4.4). Zudem sehe ich mir das diagnostische Diagramm von Dopita & Sutherland (1995-96) an (Abbildung 3.8 Mitte). Anhand der vorliegenden Verhältnisse (Abbildungen 4.27, 4.28) kann nach einem Vergleich die Front-Geschwindigkeit folgendermassen rückwärts bestimmt werden (Abbildung 4.29). Die Geschwindigkeit entlang der Spaltrichtung 48° (SW-NO) ist variable und ist ab 44. Bogensekunde von Maxima und Minima geprägt. Die beobachteten [OIII]/ $H\beta$ -Werte liegen im Bereich $3.45-12.27$ und die beobachteten [NII]/ $H\alpha$ -Werte ab 35. Bogensekunde befindet sich im Bereich $0.10-0.80$ (Abbildung 4.28(g)). Aus dem diagnostischen Diagramm (Abbildung 3.8 Mitte) lese ich ab, dass die beiden beobachteten Verhältnisse im Bereich *Shock+ Precursor* liegen.

4.4.10 Diskussion

Die gemessenen [OIII]/ $H\beta$ - und [NII]/ $H\alpha$ Verhältnisse sowie die abgeleitete Front-Geschwindigkeit entlang der Spaltrichtung 48° (SW-NO) unterstützen die Interpretation von Kollatschny & Ko-

watsch (1998). Das stellare Kontinuum ist so gering (Abbildung 4.25(a)), dass es nicht als Energiequelle in Frage kommt. Der wahrscheinlichste Mechanismus in der Jet-Region ist Stossionisation und das Gas befindet sich in einer *Postshock-Phase*. Die Abbildung 4.29 zeigt den Verlauf der Frontgeschwindigkeiten entlang dieser Spaltrichtung. Ab 44. Bogensekunde schwingt die Geschwindigkeit im Bereich $260\text{-}460 \text{ km s}^{-1}$. Ich habe die Frontgeschwindigkeit (V_S) auf $V_{rad}=135 \text{ km/sek}$ an der 38. Bogensekunde normalisiert und die beiden Kurven zusammengestellt (Abbildung 4.29). Ab 38. Bogensekunde beginnt der Jetbereich. In diesem Bereich erreicht die Radialgeschwindigkeit das Maximum etwa 300 km/sek . Die Radialgeschwindigkeit wurde mit der CCF-Methode anhand $[\text{OIII}]\lambda 5007$ berechnet (Lembeck 2005). Der $[\text{OIII}]$ -Fluss in diesem Bereich zeigt grosse Werte (Abbildung 4.25). Diese Tendenz können wir auch bei der Radialgeschwindigkeit sehen (Abbildung 4.26). Ich kann aber Abweichungen zwischen der Radialgeschwindigkeit und der Frontgeschwindigkeit erkennen. Sie gehen auf zwei Tatsachen zurück. Es wurden zwei unterschiedliche Methoden angewendet, eine ist CCF-Methode und die andere ist die direkte Korrelation aus der Tabelle 4.4. Zudem brauche ich $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ -Verhältnis um die Frontgeschwindigkeit abzuleiten. Der Verlauf dieses Verhältnis ist nicht mit dem von dem $[\text{OIII}]$ -Fluss vergleichbar (Abbildungen 4.25, 4.27). So kommt es zu der Abweichungen. Auch müssen wir wissen, dass Radialgeschwindigkeit nicht der Frontgeschwindigkeit ähnlich sein muss. In einem Postshock Zustand wie in Jetbereich von Mrk 266 nach Verschmelzung herrschen chaotische Verhältnisse, die kaum zu berechnen sind

4.5 Seyfert Interpretation

In der Arbeit von Ishigaki et al. (1999) werden Spektren von Mrk 266 diskutiert, die 1997 am Okayama Astrophysical Observatory (OAO) 188 cm Teleskop aufgenommen wurden. Die beobachteten Emissionslinien sind $\text{H}\alpha$, $[\text{SII}]\lambda 6716$, $[\text{SII}]\lambda 6731$ und $[\text{OIII}]\lambda 5007$. Zudem wurde in dieser Arbeit eine weitere Aufnahme von Mrk 266 aus dem Archiv benutzt. Für diesen Zweck wurde das Filter F606W eingesetzt, so dass die Emissionslinien wie $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]$, $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]$ und $[\text{SII}]$ zu sehen sind. Bei diesen Beobachtungen sind auch Aufnahmen im optischen Wellenlängenbereichen aufgenommen worden. Diese Aufnahmen decken die Wellenlängenbereiche von $\lambda\lambda 6525\text{-}6835$ (Zenter 6680) Å, $\lambda\lambda 6670\text{-}6990$ (Zenter 6830) Å und $\lambda\lambda 5085\text{-}5295$ (Zenter 5190) Å ab (Tabelle 4.6 Ishigaki 1999). Im Folgenden diskutiere ich die Ergebnisse aus der Jet-Region.

Tabelle 4.6: Übersicht der beobachteten Wellenlängenbereiche

Wellenlänge (Å)	Belichtung (sek)	Anmerkung
5147	1800s×4	$[\text{OIII}]\lambda 5007$
5190	1800s×2	Kontinuum
6680	1800s×3	Kontinuum
6746	1800s×3	$\text{H}\alpha$
6830	1800s×4	Kontinuum
6904	1800s×2	$[\text{SII}]\lambda 6716$
6919	1800s×3	$[\text{SII}]\lambda 6731$

4.5.1 Ergebnisse

Ishigaki et al. (1999) klassifizierten den SW-Kern als Seyfert und den NO-Kern als LINER. Aus seinen Beobachtungen erhielt er $L_{\text{Bolometrisch}} = 2 - 6 \times 10^{10} L_{\text{sun}}$ und $L_{\text{IFR}} \sim 3 \times 10^{11} L_{\text{sun}}$. Die $\text{H}\alpha$ + $[\text{NII}]$ -Helligkeit beträgt $2 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$.

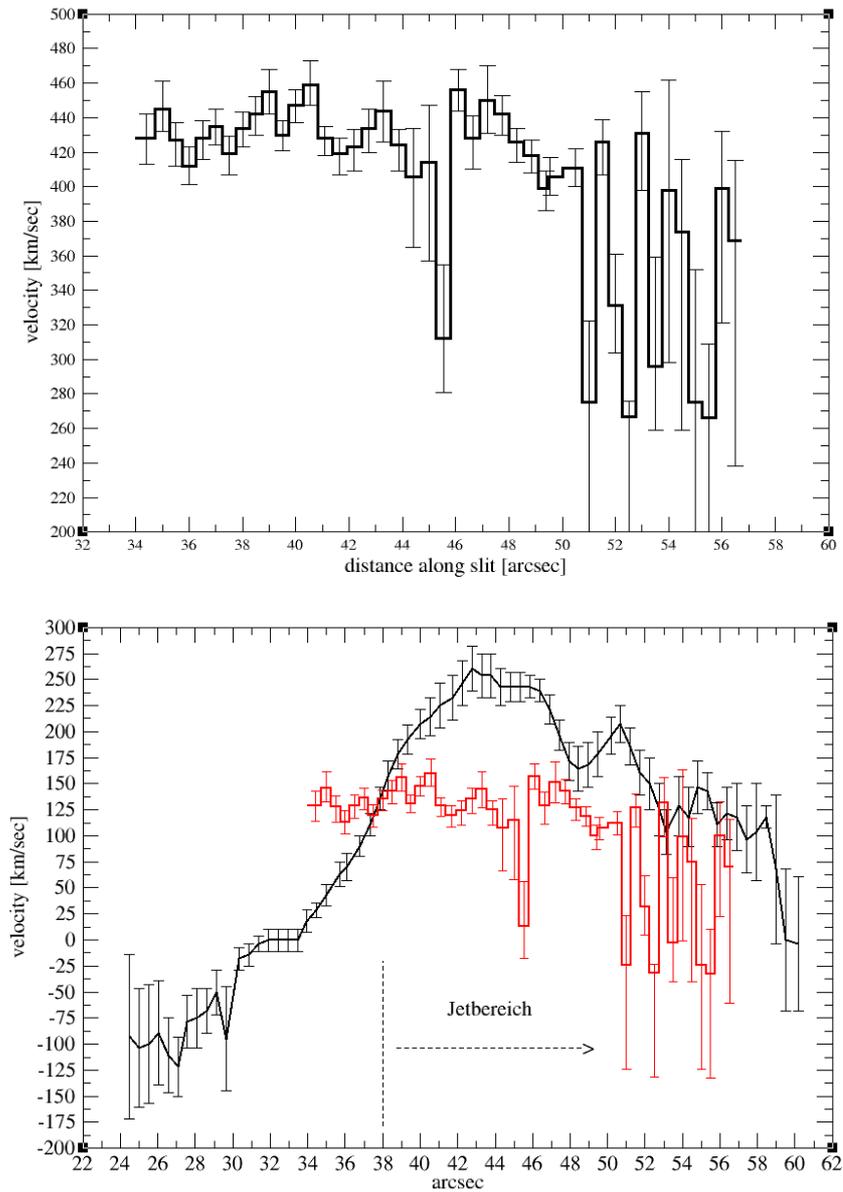


Abbildung 4.29: Oben: Frontgeschwindigkeit. Spaltrichtung 48° (SW-Jet). Unten: Zum Vergleich die Radialgeschwindigkeit V_{rad} (schwarz) und die Frontgeschwindigkeit V_S (rot). V_S wurde auf $V_{rad} = 135\text{km/sec}$ an der 38. Bogensekunde normalisiert

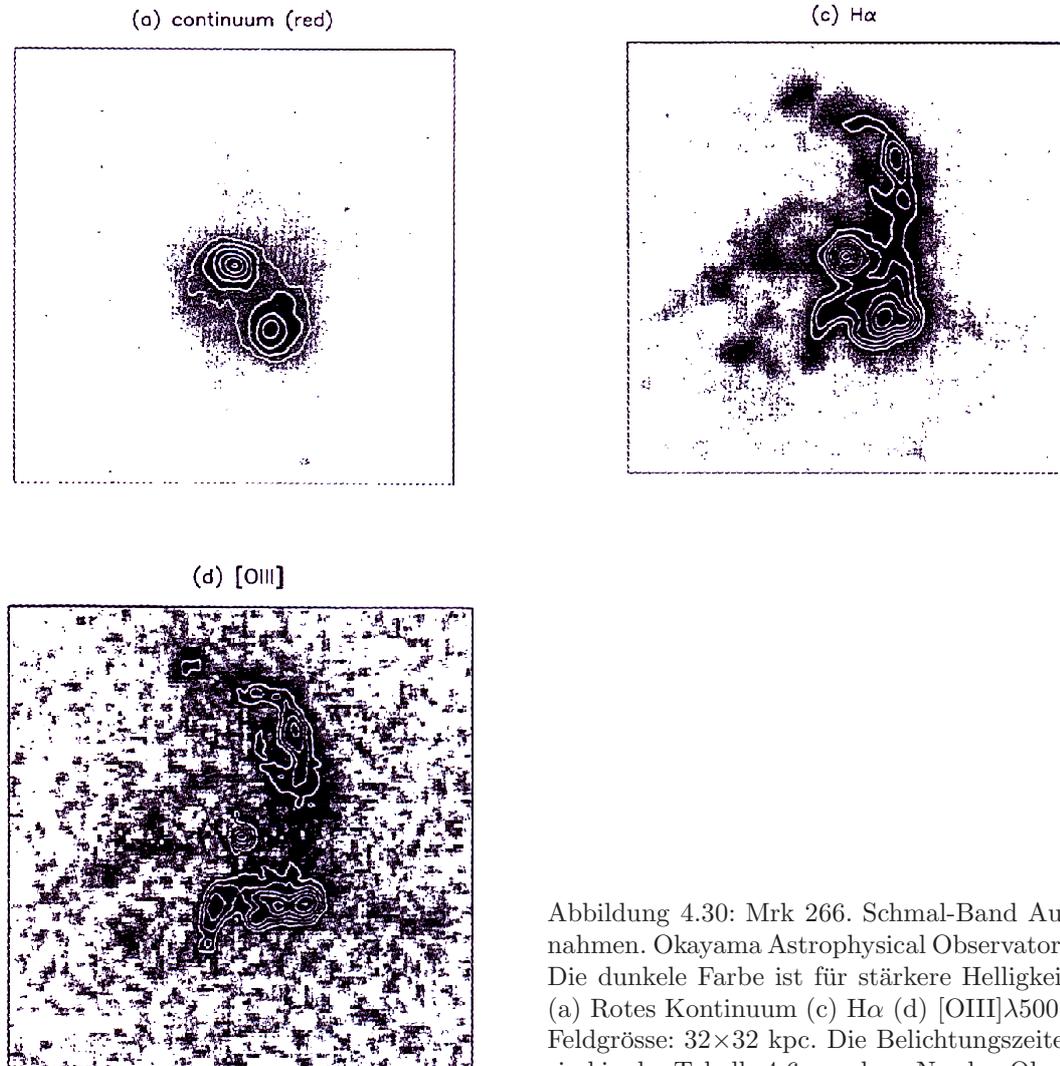


Abbildung 4.30: Mrk 266. Schmal-Band Aufnahmen. Okayama Astrophysical Observatory. Die dunkle Farbe ist für stärkere Helligkeit. (a) Rotes Kontinuum (c) $H\alpha$ (d) $[OIII]\lambda 5007$. Feldgröße: 32×32 kpc. Die Belichtungszeiten sind in der Tabelle 4.6 zu sehen. Norden:Oben, Osten:Links (Ishigaki 1999)

Morphologie: Die Kontinuum- und Emissionslinien-Aufnahmen (Abbildung 4.30,(a),(c),(d)) zeigen, dass die nördliche Jet-Struktur nur in der Linienemission $H\alpha$ und $[OIII]$ zu erkennen ist, im stellaren Kontinuum ist sie nicht vorhanden. Aus der $[OIII]$ -Aufnahme (Abbildung 4.30,d) schließen Ishigaki et al. (1999) auf eine geringe Anregung zwischen dem Jet und dem SW-Kern. Sie ziehen in Erwägung, dass die $[OIII]$ -Emission von Staub-Extinktion geschwächt wird.

Linienverhältnisse Karte

Die Abbildungen 4.31 (a),(b) zeigen die Linienverhältnisse von $[\text{OIII}]/\text{H}\alpha$ sowie $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$. Die Farbe zeigt die Stärke von Verhältnissen an. In der Abbildung 4.31 ist die weisse Farbe für ein grosses Linienverhältnis und die schwarze Farbe für ein kleines. Das $[\text{OIII}]/\text{H}\alpha$ -Verhältnis ist in der Jet-Region (northern tail-like region) stärker als das in den restlichen Regionen. Das $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ -Verhältnis ist in der Jet-Region klein. Die beiden Aufnahmen zeigen den Anregungszustand in der Galaxie Mrk 266. Diese Aufnahmen sind aus den Schmal-Band Aufnahmen (Ishigaki 1999) gemacht.

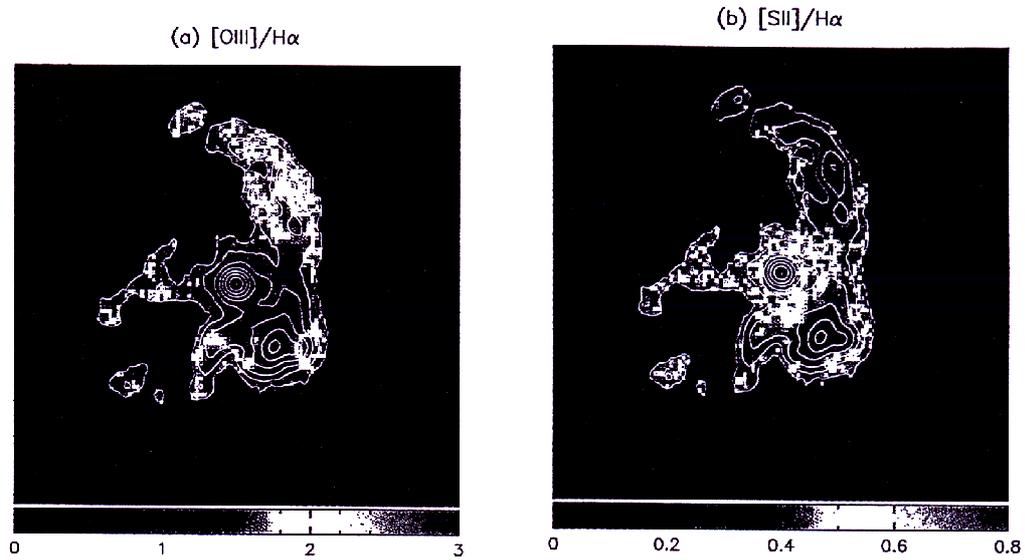


Abbildung 4.31: Linienverhältnisse von Mrk 266. (a) $[\text{OIII}]/\text{H}\alpha$. (b) $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$. $\text{H}\alpha$ Konturlinien sind jeder Aufnahme überlagert. 32×32 kpc. Norden:Oben. Osten:Links (Ishigaki 1999)

Blockstellung

Tabelle 4.7: Die Blockparameter. Mrk 266

Block	Grösse (kpc)	$\text{H}\alpha$ Hellig. ergs^{-1}
1	2.9×2.3	2.1×10^{40}
2	5.2×2.9	6.6×10^{40}
3	2.9×3.4	8.0×10^{40}
4	2.3×3.4	3.1×10^{40}
5	2.9×2.9	5.2×10^{40}

In der Abbildung 4.32 ist ein $\text{H}\alpha$ -Konturplot mit den verschiedenen Blockstellungen zu sehen. Ishigaki et al. (1999) haben die Galaxie Mrk 266 in 15 Blöcken eingeteilt und die notwendigen Datenreduktionen mit Hilfe des Programmpakets IRAF durchgeführt. Die Blöcke 1 bis 5 decken die nördliche Jet-Region (northern tail-like region) ab. Die Tabelle 4.7 zeigt eine Übersicht von 5 Blöcken, die die Jet-Region abdecken. In der Tabelle 4.7 sind Grösse und $\text{H}\alpha$ -Helligkeit jedes Block aufgelistet.

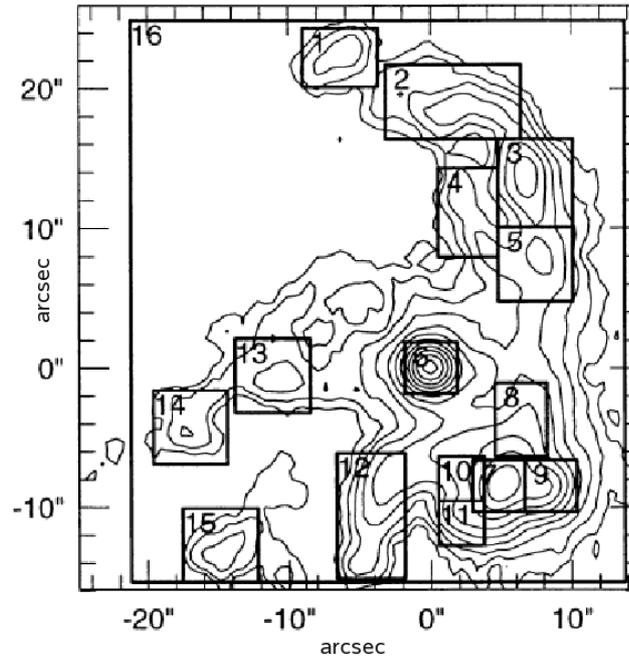


Abbildung 4.32: Mrk 266. $H\alpha$ Konturlinien und Blockstellung. Belichtungszeit 5400 sek. Okayama Astrophysical Observatory. Norden:Oben, Osten:Links (Ishigaki 1999)

Geschwindigkeit & FWHM

In der Abbildung 4.33 sind die abgeleiteten Radialgeschwindigkeiten anhand der $H\alpha$ - und $[OIII]$ -Konturplots zu sehen. Die weisse Farbe ist für eine grosse Geschwindigkeit, etwa $8600\text{-}8800\text{ km s}^{-1}$. Bei grossräumiger Betrachtung nimmt die $[OIII]$ -Geschwindigkeit in der Jet-Region zu. Es findet sich eine Korrelation zwischen der $[OIII]$ -Intensität und der Radialgeschwindigkeit. Auf diese Korrelation werde ich eingehen. Wang et al. (1997) haben aufgrund der Emissionslinien eine Geschwindigkeit (systemic velocity) von 8420 km s^{-1} für die Galaxie Mrk 266 abgeleitet.

Für $H\alpha$ und $[OIII]\lambda 5007$ sind die FWHM-Werte in km s^{-1} angegeben (Abbildung 4.34). Jede Aufnahme ist $32\text{ kpc} \times 32\text{ kpc}$ gross. Die weisse Farbe ist für eine FWHM im Bereich $550\text{-}800\text{ km s}^{-1}$. In der Jet-Region sind nur kleine Gebiete mit einer FWHM im Bereich $600\text{-}800\text{ km s}^{-1}$. Anhand der Radialgeschwindigkeit in der Galaxie Mrk 266 ($8600\text{-}8800\text{ km s}^{-1}$) ziehen Ishigaki et al. (1999) neben Gravitation weitere Mechanismen in Betracht, die das Gas ionisieren und beschleunigen. Darüber werde ich in dem nächsten Abschnitt diskutieren.

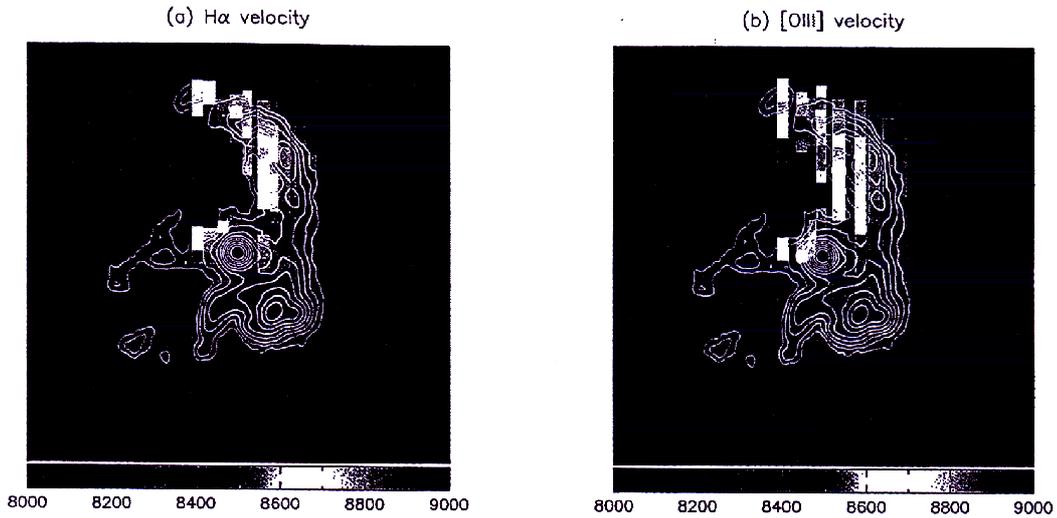


Abbildung 4.33: Radialgeschwindigkeit von Mrk 266 für $H\alpha$ (a) sowie $[OIII]$ (b). $H\alpha$ Konturlinien sind jeder Aufnahme überlagert. 32×32 kpc. Die weisse und schwarze Farben sind am unteren Rand beschrieben. Norden:Oben, Osten:Links (Ishigaki 1999)

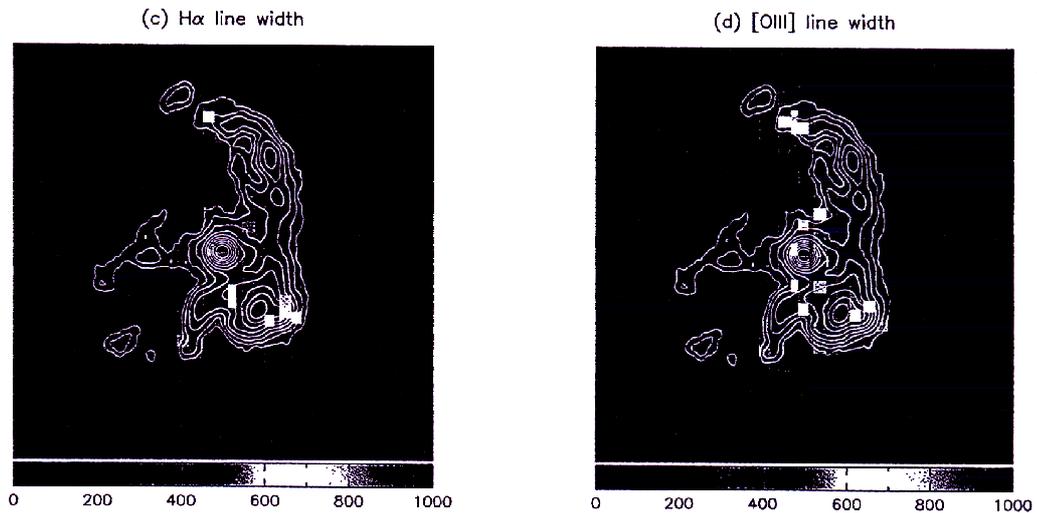


Abbildung 4.34: Mrk 266. (c) $H\alpha$ -FWHM. (d) $[OIII]$ -FWHM. $H\alpha$ Konturlinien sind jeder Aufnahme überlagert. 32×32 kpc. Die weisse und schwarze Farben sind am unteren Rand beschrieben. Norden:Oben, Osten:Links (Ishigaki 1999)

Linienintensitäten

Die Emissionslinien Verhältnisse von der Beobachtung (Ishigaki et al. 1999) sind in den beiden Tabellen 4.8 und 4.9 aufgelistet. Sie stammen aus den Blöcken 1 bis 5, die die nördliche Jet-Region abdecken.

Tabelle 4.8: Gemessene Emissionslinien Verhältnisse. (blau)

Block	[OIII] λ 5007/H β	HeII λ 4686/H β
1	9.7 ± 2.6	< 0.25
2	8.2 ± 1.5	0.31 ± 0.09
3	10.1 ± 0.3	0.38 ± 0.04
4	10.2 ± 0.6	0.12 ± 0.06
5	8.7 ± 0.6	0.20 ± 0.05

Zu der Tabelle 4.9:

2. Spalte ... [NII] λ 6583/H α
3. Spalte ... [SII] λ 6716+[SII] λ 6731/H α
4. Spalte ... [OI] λ 6300/H α
5. Spalte ... [SII] λ 6716/[SII] λ 6731

In den Linienverhältnissen Diagrammen (Veilleux & Osterbrock (1987); Veilleux et al. 1995) können die Blöcke anhand von Linienverhältnissen in Seyfert-; LINER- und HII-Region- Bereichen unterschieden werden. Die Jet-Region (im Diagramm: northern tail-like region) liegt im Seyfert-Bereich (Abbildung 4.35)

Tabelle 4.9: Gemessene Emissionslinien Verhältnisse. (rot)

Block	[NII]/H α	[SII]/H α	[OI]/H α	[SII]/S[II]
1	0.19 ± 0.03	0.36 ± 0.07	0.10 ± 0.02	1.26 ± 0.35
2	0.22 ± 0.03	0.30 ± 0.06	< 0.02	0.82 ± 0.24
3	0.25 ± 0.01	0.26 ± 0.02	0.03 ± 0.01	1.36 ± 0.15
4	0.25 ± 0.03	0.27 ± 0.05	< 0.03	1.28 ± 0.31
5	0.42 ± 0.01	0.46 ± 0.03	0.04 ± 0.01	1.50 ± 0.15

Notation zur Abbildung 4.35:

—: Die Grenzlinie zwischen den einzelnen Typen (Veilleux & Osterbrock 1987, Veilleux et al. 1995[63]).

•••••: Die Photoionisation Modelle durch Potenz-Gesetz (power-law). Die Wasserstoffdichte beträgt 100 cm^{-3} , $\alpha = -1.5$ und -1.3 und der Ionisationsparameter variiert von 10^{-4} bis 10^{-2} (Cloudy, Ferland 1996)[11]

•—•—• : Stossionisation Modelle (shock+ precursor HII region) von Dopita & sutherland (1996). Wobei $B/n^{\frac{1}{2}} = 1\mu G cm^{\frac{3}{2}}$ und $200 \leq V_S \leq 500 km s^{-1}$ ist (jede $50 km s^{-1}$).

- - - : HII-Region Modelle von Evans & Dopita (1985)[10] für die Temperaturen 38500 K, 40000 K und 45000 K.

Buchstaben: G,H sind Stossionisation Modelle (Shull & Mckee 1979 [54]) mit $100 \leq V_S \leq 130 km s^{-1}$

Es fällt auf, dass in der Jet-Region die [OIII] λ 5007- Linie im Vergleich zur H β - und H α -Linie stark ist, [OIII]/H $\beta \sim 10$, [OIII]/H $\alpha \sim 2$ (Abbildung 4.31, Tabelle 4.8). Das [OIII]-Geschwindigkeitsfeld des Jets ist von der restlichen Galaxie entkoppelt und es befindet sich im Bereich $8600-8800 km s^{-1}$. Es findet sich eine direkte Korrelation zwischen dem [OIII]-Intensität und der Radialgeschwindigkeit (Abbildung 4.33 (b)). Das [OIII]/H α -Verhältnis zeigt den Anregungszustand der Galaxie. Daraus sehe ich, dass die Jet-Region hoch angeregt ist (Abbildung 4.31 (a)).

4.5.2 Diskussion

Ishigaki et al. (1999) ziehen 3 mögliche Ionisationsquellen für den Jet in Betracht.

- Photoionisation durch Starburst
 - Stossionisation des Gases
 - Photoionisation durch SW-Kern
- Aufgrund des starken HeII/H β -Verhältnisses (Tabelle 4.8) halten Ishigaki et al. (1999) die Photoionisation durch Starburst nicht für möglich. Die beobachteten Verhältnisse der Jet-Region liegen im Seyfert-Bereich (Abbildungen 4.35 (a),(b),(c)). Sowohl Stossionisations- als auch Photoionisations Modelle (Potenz-Gesetz) können diese Linienverhältnisse herausgeben. Allen & Dopita (1999) haben ein diagnostisches Diagramm entwickelt und vorgestellt, das diese Möglichkeit zeigt (Abbildung 4.37). In diesem Diagramm sind 3 Gitter eingezeichnet. Shock+precursor, shock only und Potenz-Gesetz. Diese 3 Gitter überlagern sich für bestimmte Modellparameter. Das heisst, gewisse Werte können von Stossionisation- und Potenz-Gesetz Modelle gleichzeitig herausgegeben werden (Abbildung 4.37). Ich habe die Positionen der 5 Blöcke (1-5) in diesem Diagramm eingezeichnet. Sie sind sehr nah an dem Potenz-Gesetz-Modelle und am shock+precursor Modell. Nun diskutiere ich die beiden weiteren Ionisationsquellen.
- Ishigaki et al. (1999) haben die beobachteten Linienverhältnisse mit den aus den Modellen abgeleiteten Linienverhältnissen (Dopita & Sutherland 1996) verglichen (Abbildung 4.35 (a),(b),(c),(d)). Die beobachteten [OIII]/H β und HeII/H β Verhältnisse (Tabelle 4.8) im Jet können gut mit den Modellen ($V_{shock} = 400 km s^{-1}$) erklärt werden (Abbildung 4.35 (a),(d)). Die beobachteten [NII]/H α , [SII]/H α und [OI]/H α Verhältnisse (Tabelle 4.9) sind aber kleiner als die von den Modellen (Abbildung 4.35 (a),(b),(c)). Ishigaki et al. (1999) meinen, diese Abweichungen erscheinen, wenn wir versuchen Seyfert-ähnliche Werte mit Stossionisations-Modellen zu erklären. Schnelle Stossfronte und Kollisionen mit freien Elektronen können solche angeregten Ionen wie [SII] abregen und infolgedessen fallen Verhältnisse wie [SII]/H α ab. Zudem spricht gegen die Stossionisation als Ionisationsquelle die von Ishigaki et al. (1999) beobachtete FWHM und die abgeleitete Stossfront Geschwindigkeit. Die FWHM beträgt in dem Jet $\sim 200 km s^{-1}$ (Abbildung 4.34). Diese FWHM-Geschwindigkeit ist nicht verträglich mit der von Ishigaki et al. (1999) abgeleitete Stossfront Geschwindigkeit ($400 km s^{-1}$). Daher erwägen Ishigaki et al. (1999) eher Photoionisation durch den

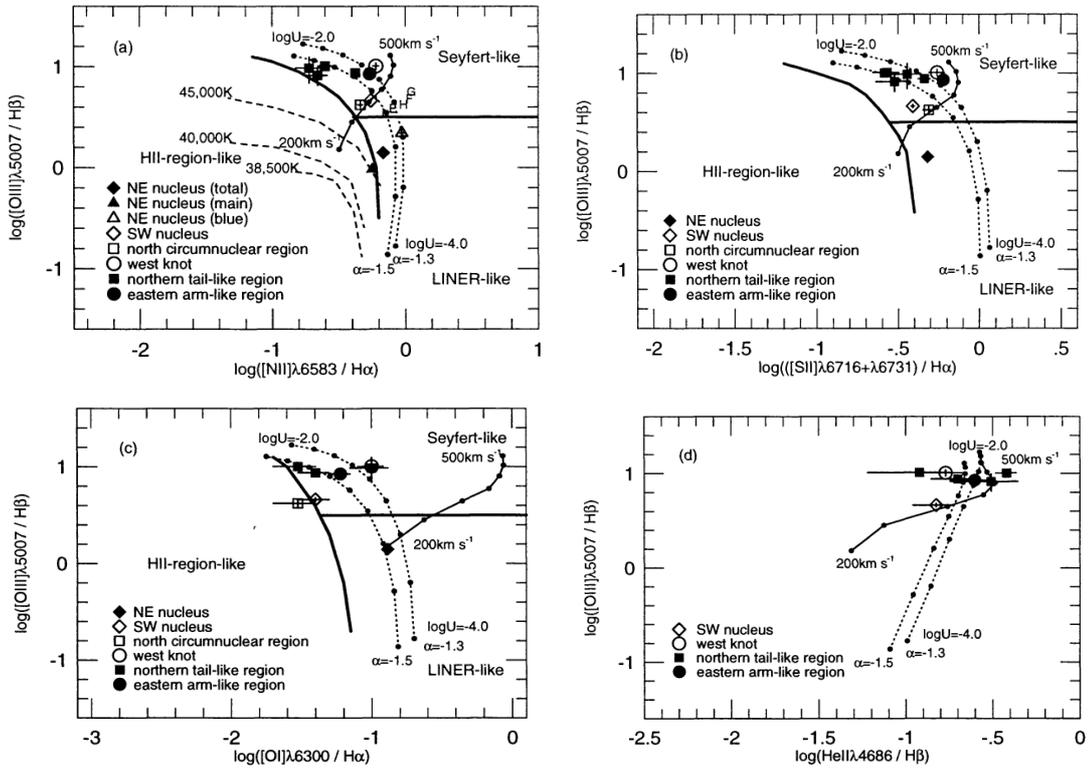


Abbildung 4.35: Logarithmische diagnostische Diagramme. (a) $[NII]/H\alpha$ geg. $[OIII]/H\beta$. (b) $[SII]/H\alpha$ geg. $[OIII]/H\beta$. (c) $[OI]/H\alpha$ geg. $[OIII]/H\beta$. (d) $HeII/H\beta$ geg. $[OIII]/H\beta$. Die Regionen sind durch die Symbole auf der linken Seite gekennzeichnet. Photoionisations- und Stossionisationsmodelle (CLOUDY, Ferland 1996, Dopita & sutherland 1996, Shull & Mckee 1979) sind eingezeichnet. Seyfert-like, HII-region-like und LINER-like sind nach Veilleux & Osterbrock (1987) und Veilleux et al. (1995) definiert. Die Details, Modellparameter und Grenzen sind im Text unter **Notation zur abbildung 4.35** aufgeföhrt (Ishigaki 1999)

(f) sketch

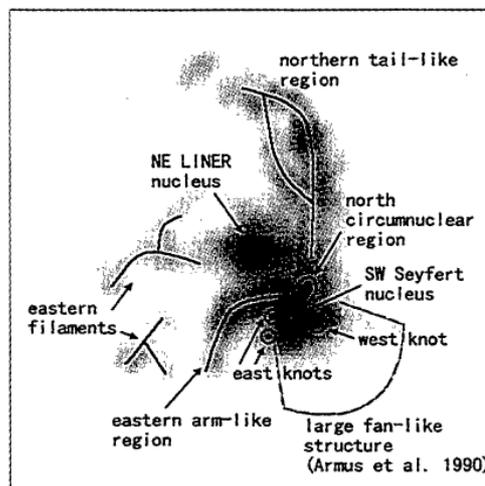


Abbildung 4.36: Die innere Morphologie von Mrk 266. Norden :oben, Osten:Links (Ishigaki 1999)

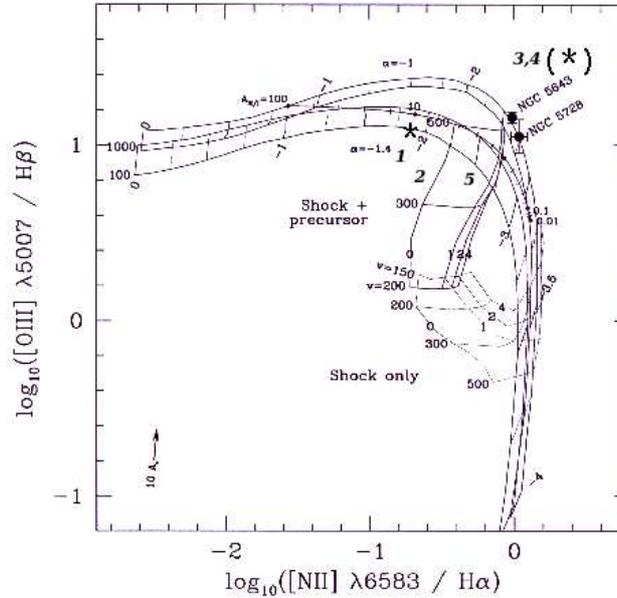


Abbildung 4.37: $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ geg. der $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$. Stossionisations- und Photoionisationsmodelle sowie die beobachteten Positionen der Blöcke 1-5 eingezeichnet mit 1 bis 5. $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/n^{1/2} \leq 4 \mu\text{G cm}^{3/2}$. $n_H = 100$ und 1000 cm^{-3} . $\alpha = -1$ und -1.4 . $10^{-4} \leq U \leq 1$ (every 0.25 dex). $0.001 \leq A_{M/I} \leq 100$ (solid-angle ratio of matter to ionization- bounded clouds-at interval of 0.2 dex) (Allen & Dopita 1999)

SW-Kern als Ionisationsquelle.

- Ishigaki et al. (1999) halten Photoionisation durch den SW-Kern als Ionisationsquelle für den Jet. Sie haben Potenz-Gesetz-Modelle vorgestellt (CLOUDY-Ferland 1996), die die beobachteten Linienverhältnisse gut wiedergeben (Abbildung 4.35 (a),(b),(c)). Für diese Modelle wurden $n_H = 100 \text{ cm}^{-3}$, $\alpha = -1.5, -1.3$ und U im Bereich $10^{-3.0} - 10^{-2.0}$ gesetzt. Sie fanden ebenfalls eine geringe Anregung zwischen dem Jet und dem SW-Kern, jedoch meinen sie, dass die $[\text{OIII}]$ -Emission von Staub-Extinktion geschwächt wird und die schwache Anregung auf die Position von Starburst-Region erklärt werden kann.

4.5.3 Spaltstellung 0° (SW-Jet) und Blockstellung

Im Folgenden stelle ich die beobachteten $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ -Verhältnisse der Spaltstellung 0° (SW-Jet) (Kollatschny & Kowatsch 1998) vor, welche durch die Blöcke 5, 4, 3 und 2 (Ishigaki et al. 1999) verlaufen (Abbildung 4.38). Die beobachteten Linienverhältnisse aus der Spaltstellung sind in der Abbildung 4.18 (e) und Tabelle 4.3 zu sehen, wobei der SW-Kern an der Position 0 auf der x-Achse liegt. In der Tabelle 4.8 sind die Linienverhältnisse der 4 Blöcke zusammengefasst. Kollatschny (1998) und Ishigaki (1999) haben unterschiedliche Koordinatensysteme angewendet. Kollatschny (1998) hat den Nullpunkt im südlichen Kern gelegt, und diese Koordinaten wurde von Lembeck (2005) auch

in ihrer Diplomarbeit benutzt (Abbildung 4.9) während Ishigaki et al. (1999) den Nullpunkt in den nördlichen Kern gelegt haben (Abbildung 4.32). So muss ich den Unterschied in Betracht ziehen und umrechnen. Ich orientiere mich nach den Abbildungen 4.18 (e) und 4.32. Der Block 5 fällt mit dem Spaltausschnitt 13-18 Bogensekunde zusammen. Der Block 4 wird von dem Spaltausschnitt 16-20 Bogensekunde überlagert. Der Block 3 fällt mit dem Spaltausschnitt 18-24 zusammen und der Block 2 wird von dem Spaltausschnitt 24-30 Bogensekunde überlagert. Zum Vergleich habe ich den Durchschnitt der beobachteten [OIII]/H β -Verhältnisse in jedem Spaltausschnitt (Tabelle 4.3) mit dem jeweilig assoziierten Block in der Tabelle 4.10 aufgelistet. V_S ist die abgeleitete Frontsgeschwindigkeit (Dopita & Sutherland 1995-96) für jeden Ausschnitt bzw. Block. Die Spaltrichtung 0°(SW-Jet) ist in den Abbildung 4.9 eingezeichnet. Die Blöcke sind in der Abbildung 4.32 zu sehen.

Tabelle 4.10: Spaltrichtung 0°(SW-Jet) und Blockstellung. Die Farben sind in der Abb. 4.38 erkennbar

Farbe	Spaltausschnitt	[OIII]/H β	V_S	Block	[OIII]/H β	V_S
Violett	13 - 18	$8.67^{+3.39}_{-3.20}$	415^{+36}_{-77}	5	8.7 ± 0.6	416^{+9}_{-9}
Gelb	16 - 20	$10.38^{+2.35}_{-2.63}$	435^{+29}_{-29}	4	10.2 ± 0.6	434^{+6}_{-6}
Blau	18 - 24	$9.53^{+2.91}_{-2.81}$	427^{+30}_{-45}	3	10.1 ± 0.3	433^{+3}_{-3}
Türkis	24 - 30	$11.09^{+3.0}_{-2.77}$	443^{+30}_{-36}	2	8.2 ± 1.5	408^{+21}_{-25}

Spaltausschnitt in Einheiten von Bogensekunde
 V_S in Einheiten von kms^{-1}

Die Abweichung zwischen Frontsgeschwindigkeiten vor allem im Bereich vom 4. Spaltausschnitt (24-30 Bog.sek) und dem 2. Block geht auf unterschiedliche Grössen zurück. Der 2. Block ist 5.2×2.9 kpc gross. Der 4. Spaltausschnitt fällt auf der rechten Seite des 2. Blocks und er überdeckt nur einen kleinen Teil des 2. Blocks. Das gemessene [OIII]/H β -Verhältnis in diesem Spaltausschnitt beträgt $11.09^{+3.0}_{-2.77}$ und im 2. Block ist es 8.2 ± 1.5 . Zudem wurden die Aufnahmen von Kollatschny, die im Jahr 1987 gemacht wurden, und die von Ishigaki (1999) nicht unter exakt ähnliche instrumentale Bedingungen gemacht. Besonders sind die von ihnen angesetzten Belichtungszeiten unterschiedlich. Dennoch wenn wir die angegebenen Fehler in Betracht ziehen (Tabelle 4.10), können wir gemeinsame Werte für die beiden Verhältnisse bemerken.

4.5.4 Spaltstellung 48°(SW-Jet) und Blockstellung

In diesem Abschnitt stelle ich die beobachteten [OIII]/H β -Verhältnisse der Spaltstellung 48°(SW-NO) (Kollatschny 1997) und der Blöcke 5, 3 und 2 (Ishigaki et al. 1999) zusammen (Abbildung 4.39). Für diese Beobachtung hat Kollatschny (1997) den Nullpunkt in einer Zwerggalaxie gelegt (Abbildung 4.24). Die beobachteten Linienvverhältnisse aus der Spaltstellung sind in der Abbildung 4.27 (e) und Tabelle 4.5 zu sehen. In der Tabelle 4.8 sind die Linienvverhältnisse von Blöcken zu sehen. Die Spaltstellung 48°(SW-NO) kreuzt die Blöcke 5, 3 und 2. In der Abbildung 4.27 (e) sind die Verhältnisse von den Blöcken 5, 3 und 2 vorhanden. Ich richte mich nach der Abbildung 4.27 (e) um die Spaltausschnitte zu erklären. Der Block 5 wird vom Spaltausschnitt 35.0-38.25

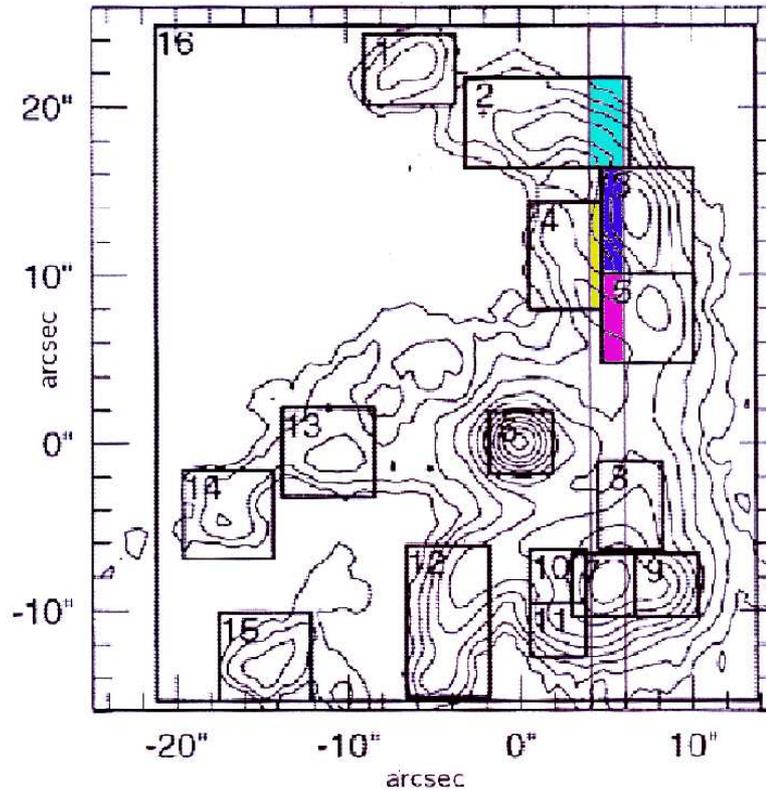


Abbildung 4.38: Mrk 266. $H\alpha$ Konturlinien und Blockstellungen. Der Nullpunkt liegt im Nordkern (Ishigaki 1999). Die Spaltstellung 0° (SW-Jet) ist eingezeichnet, 2 Bog.Sekunden breit. Der Nullpunkt liegt im Südkern. Norden: Oben. Osten: Links

Bogensekunde überlagert. Der Block 3 fällt mit dem Spaltausschnitt. 38.25-43.75 Bogensekunde zusammen und der Block 2 wird von dem Spaltausschnitt 46-52 Bogensekunde überlagert. In der Abbildung 4.39 habe ich die beiden Spaltstellungen eingezeichnet. Zum Vergleich habe ich den Durchschnitt der beobachteten $[OIII]/H\beta$ -Verhältnisse in jedem Spaltausschnitt (Tabelle 4.5) und mit ihm assoziiertem Block in der Tabelle 4.11 aufgelistet. V_S ist die abgeleitete Frontgeschwindigkeit (Dopita & sutherland 1995-96) für jeden Ausschnitt bzw. Block. Auch hier muss ich darauf hinweisen, dass die Blöcke grössere Flächen als die Spaltausschnitten haben. Dieser Unterschied sorgt für Abweichungen in der Tabelle 4.11, obwohl sie gering sind.

• Gemeinsamkeit der Spaltrichtungen

Die beiden Spaltrichtungen 0° (SW-Jet) und 48° (SW-Jet) schneiden sich in einem kleinen Gebiet (Abbildung 4.39). Das Gebiet fällt mit dem Block 3 (Ishigaki 1999) zusammen. Der Ausschnitt 19.0 - 21.50 Bogensekunde von der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) ist dem Ausschnitt 41.50 - 44.50

Tabelle 4.11: Spaltrichtung 48° (SW-Jet) und Blockstellung

Farbe	Spaltausschnitt	[OIII]/H β	V_S	Block	[OIII]/H β	V_S
Grün	35-38.25	$9.71^{+0.93}_{-1.08}$	429^{+10}_{-14}	5	8.7 ± 0.6	416^{+9}_{-9}
Rot	38.25-43.75	$10.48^{+0.94}_{-0.98}$	437^{+10}_{-10}	3	10.1 ± 0.3	433^{+7}_{-5}
Violett	46-52	$8.17^{+1.57}_{-0.68}$	408^{+21}_{-11}	2	8.2 ± 1.5	408^{+21}_{-25}

Spaltausschnitt in Einheiten von Bogensekunde

 V_S in Einheiten von kms^{-1}

Bogensekunde von der Spaltrichtung 48° (SW-Jet) überlagert (Abbildung 4.39). Aus den Tabellen 4.3 und 4.5 lese ich die [OIII]/H β -Werte ab und ich rechne den Durchschnitt von diesen Werten aus.

$$0^\circ(\text{SW-Jet}) : 19.0 - 21.50 \text{ Bogensekunde} \Rightarrow [\text{OIII}]/\text{H}\beta = 8.51^{+2.59}_{-2.62}$$

$$48^\circ(\text{SW-Jet}) : 41.50 - 44.50 \text{ Bogensekunde} \Rightarrow [\text{OIII}]/\text{H}\beta = 9.32^{+1.68}_{-0.91}$$

Aus den Stossionisation Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) leite ich anhand dieser Werte von [OIII]/H β zwei Frontsgeschwindigkeiten ab. Diese Werte von [OIII]/H β passen sehr gut mit Modellen, die als *Shock+precursor* (Dopita & Sutherland 1995-96) bekannt sind. Für [OIII]/H β = $8.51^{+2.59}_{-2.62}$ leite ich die Frontsgeschwindigkeit $V_S=413^{+30}_{-48}$ km/sek ab und für [OIII]/H β = $9.32^{+1.68}_{-0.91}$ ist die Frontsgeschwindigkeit $V_S=425^{+17}_{-13}$ km/sek. Die abgeleiteten Ergebnisse aus den beiden Spaltrichtungen liegen nah aneinander. Die kleine Abweichung um 12 km/sek zwischen den beiden abgeleiteten Geschwindigkeiten ist ein Ergebnis von kleinen Fehlerbalken (Abbildungen 4.22, 4.29)). Die Punkten aus der Spaltrichtung 0° (SW-Jet) erstrecken sich in der Richtung Süd-Nord und die Punkten aus der Spaltrichtung 48° (SW-Jet) sind in der Richtung SW-NO verteilt, was die Abweichung zurechtmacht

$$0^\circ(\text{SW-Jet}) : 19.0 - 21.50 \text{ Bogensekunde} \Rightarrow V_S = 413^{+30}_{-48} \text{ km/sek.}$$

$$48^\circ(\text{SW-Jet}) : 41.50 - 44.50 \text{ Bogensekunde} \Rightarrow V_S = 425^{+17}_{-13} \text{ km/sek}$$

4.5.5 Fazit

Die beobachteten Emissionslinien (Ishigaki et al. 1999) fallen in den Seyfertbereich (Abbildung 4.35). Ishigaki et al. (1999) leiten eine Frontsgeschwindigkeit von $V_S = 400kms^{-1}$ für den Jet ab. Die beobachtete Kinematik im Jet (V_S und FWHM) passt nach ihrer Ansicht nicht mit Stossionisation im Jet. Sie halten die Photoionisation durch den SW-Kern für die Ionisationsquelle. Kollatschny & Kowatsch (1997-98) stellen zwei detaillierte Untersuchungen vor. Anhand der Spaltstellungen 0° (SW-Jet) und 48° (SW-NO) habe ich die Frontsgeschwindigkeiten entlang der beiden Spaltstellungen abgeleitet (Abbildungen 4.22 und 4.29). Diese Geschwindigkeiten sind nicht konstant und das Geschwindigkeitsfeld ist gestört. Die beobachteten Verhältnisse (Kollatschny & Kowatsch 1997-98) fallen in den Postshock+precursor Bereich (Dopita & sutherland 1996). Die [OIII]-Emission zwischen dem Jet und dem SW-Kern ist nach der Meinung von Ishigaki et al. (1999) von Staub-Extinktion geschwächt. Angesichts der detaillierten Beobachtungen entlang der beiden Spaltstellungen und der abgeleiteten Frontsgeschwindigkeit ist Stossionisation die wahr-

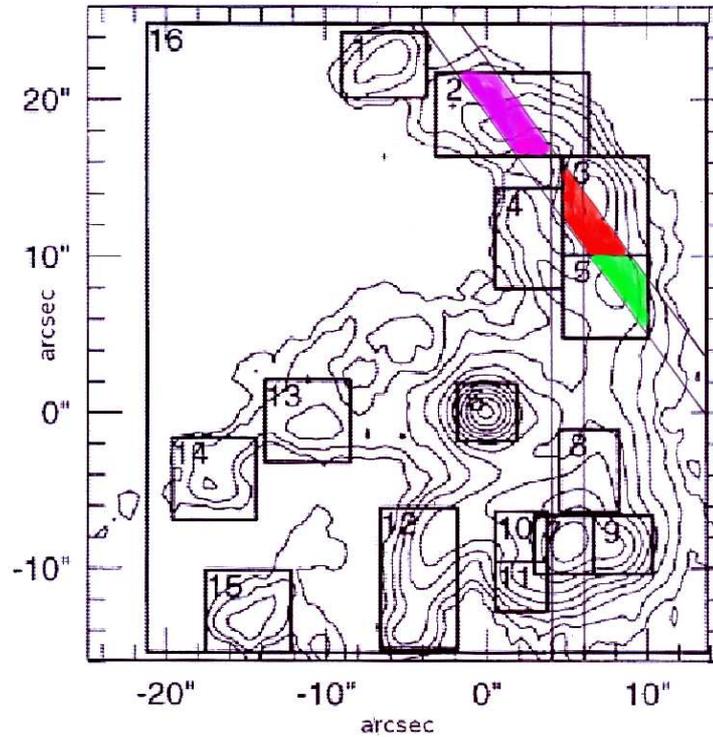


Abbildung 4.39: Mrk 266. $H\alpha$ Konturlinien und Blockstellungen (Ishigaki 1999). Die Spaltstellungen 0° (SW-Jet) und 48° (SW-NO) sind eingezeichnet, jeder Spalt 2 Bog.Sekunden breit. Norden: Oben. Osten: Links

scheinlichste Ionisationsquelle für den Jet. Im Anbetracht der $HeII/H\beta$ Verhältnisse (Abbildungen 4.19(h) und 4.28(h)) und des $HeII\lambda 4686/H\beta = 0.33$ (Kollatschny & Kowatsch 1998) schliesst Kollatschny (1998) die Photoionisation in der Jet-Region aus, denn 0.33 ist zum Vergleich relativ zum beobachteten Wert in der inneren Galaxie (0.17) sehr hoch. Die Ionisierungsenergie des neutralen He (χ_0) beträgt um 24.59 eV. Aber zu dieser Ionisierung brauchen wir stellares Kontinuum, weil He II Linien in Spektren von Sternen vorkommen (Weigert & Wendker 1996 [65]). Wir können dennoch in dem nördlichen Jet kein stellares Kontinuum erkennen (Abbildungen 4.13, 4.25 (a)). Auch Photoionisation durch SW-Kern ist sehr unwahrscheinlich, weil die Anregung in dem optischen Bereich zwischen dem Jet und SW-Kern ist gering (Kollatschny 1998). Das heisst, dass die Voraussetzungen für Photoionisation in dem nördlichen Jet nicht vorhanden sind. Die Stossionisation Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) ergeben Werte für $\log(HeII/H\beta)$ im Bereich $[-1.5, -0.4]$, die zu *shock* oder *shock + precursor* passen. Der angegebene Wert $\log(HeII/H\beta) = -0.48$ (Kollatschny & Kowatsch 1998) passt auch sehr gut in diesem Bereich. Das bestätigt, dass Stossionisation in dem nördlichen Jet die Energiequelle ist. Diese Art Plasma, welches sowohl die

Eigenschaften von Photoionisation im Kernbereich als auch von Stossionisation im Jet aufweist, wird als hybrid Plasma bezeichnet (Porquet 2001[43]).

HST und Mrk 266

Die Abbildung 4.40 zeigt Mrk 266. Sie wurde 1994 von HST aufgenommen (Hubble Legacy Archive). Die Belichtungszeit beträgt 500 Sekunden, dabei wurde der Detector WFPC2 eingesetzt. Die beiden Kerne und die helle Region nördlich vom SW-Kern sind hier besser zu erkennen. Die helikale Struktur ist kaum zu erkennen.

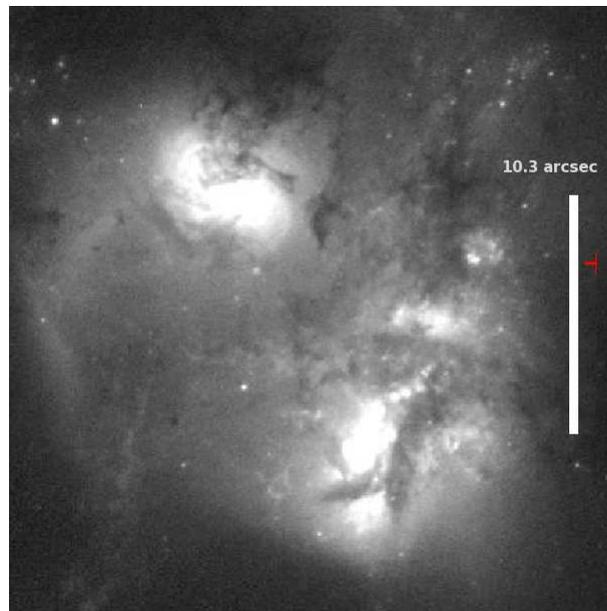


Abbildung 4.40: HST-Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit:500 sek. Die beiden Kerne sind erkennbar. Detector:WFPC2. Norden:Oben Osten:Links. (Hubble Legacy Archive)

Die Abbildung 4.41 ist eine HST-Aufnahme mit einer Belichtungszeit von 2130 Sekunden. Die Aufnahme wurde 2005 mit dem Detector ACS/WFC gemacht und stammt aus Hubble Legacy Archive. Die Strukturen im optischen Bereich sind sehr gut aufgezeigt. Im Nord-West ist die ausgedehnte helikale Struktur deutlich zu sehen. Die Ausdehnung dieser Struktur übertrifft weitere Teile der Galaxie.

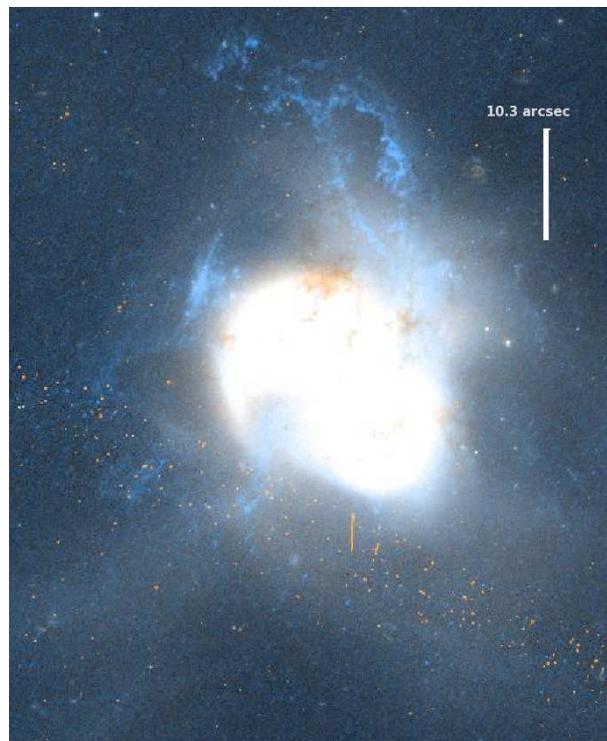


Abbildung 4.41: HST-Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit: 2130 sek. Der Jet im Norden ist zu sehen. Detector: ACS/WFC. Norden:Oben Osten:Links. (Hubble Legacy Archive)

Kapitel 5

Röntgen Spektren

In diesem Kapitel diskutiere ich die Ergebnisse im Röntgenbereich zu drei Galaxien. Radio-loud Quasar 3C 234 und NGC 4151 sind zwei Galaxien, in denen Photoionisation als die wichtigste Hauptquelle vermutet wird. In Mrk 266 habe ich im optischen Bereich Ergebnisse vorgestellt, die auf Stossionisation hindeuten. Emissionslinien und Linienverhältnisse im Röntgenbereich können uns helfen um festzustellen welche Energiequelle die wahrscheinlichste ist. Aufgrund der Emissionslinien im Röntgenbereich stelle ich die Frontgeschwindigkeit in der Jet-Region von Mrk 266 fest.

5.1 RRC Linien

Die Abkürzung RRC steht für *Radiative Recombination Continua* für H-like und He-like Elemente von N, O, Ne und C. Sie entstehen, wenn freie Elektronen direkt und ohne Kaskadeneffekt zum Grundzustand runterfallen. Das ist eine Art direkter Rekombination. Breite aber schwache RRC Linien sind typisch für stossionisiertes Plasma und im Gegensatz dazu schmale aber starke RRC Linien sind bei photoionisiertem Plasma zu sehen. Solch starke Erscheinungen können nur zustande kommen, wenn die Temperatur niedrig ist. Denn bei hoher Temperatur sind Elektronen so energisch, dass sie nicht zu einer direkten Rekombination kommen können. Die RRC Linien sind wichtige Indikatoren, mit denen Größen wie T_e und n_e berechnet werden können. Die anfängliche Energie von Elektronen vor der Rekombination hängt von der Elektronentemperatur im Plasma ab. Deshalb kann die Breite von RRC Linien zur Bestimmung der Elektronentemperatur bei Rekombination beitragen (Liedahl & Paerels 1996 [31]; Liedahl 1999). RRC Linien, die in einem heissem Plasma entstehen, sind breit. Im Gegensatz dazu, RRC Linien sind in einem relativ kühlen Plasma schmal. In Spektren einiger Galaxien sind diese RRC Linien vorhanden. Piconcelli (2008) [38] hat diese RRC Linien im Spektrum vom Quasar 3C 234 untersucht und wichtige Rückschlüsse gezogen. Die Abbildungen 5.3 und 5.7 sind gute Beispiele für RRC Linien. In den nächsten Abschnitten werde ich darüber diskutieren.

5.2 R & G Verhältnisse

Die drei prominenten Röntgen Emissionslinien von Wasserstoff-ähnliche Ionen bestehen aus den Übergängen von der Schale $n=2$ zu $n=1$.

Die Übergänge resonance $W(r)$, intercombination $X, Y(i)$ und verboten $Z(f)$ sind in der Abbildung 5.1 dargestellt

Aus zwei Verhältnisse $R=f/i$ und $G=(i+f)/r$ können für jedes Element, die n_e und T_e in Regionen abgeleitet werden, in denen solch Elemente ionisiert werden. Neben RRC Linien sind diese Verhältnisse die zweite Methode, mit der wir die Temperatur und die Elektronendichte ableiten können.

$R=f/i$: sensibel zur Elektronendichte im Plasma

$G=(i+f)/r$: sensibel zur Elektronentemperatur im Plasma

(Pradhan et. al. 1981 [47], Porquet & Dubau 2000 [44] und Porquet et. al 2002)[45]

Diese Verhältnisse wurden erst 1969 von Gabriel & Jordan [14] angewendet um die Atmosphäre der Sonne zu studieren. Anregung infolge von Kollision schwächt verbotene Linien $Z(f)$ und gleichzeitig werden intercombination - Linien $X, Y(i)$ verstärkt. Bei einem stossangeregten - ionisierten Plasma fällt R ab. Genauer gesagt, Stossanregung und -ionisation entvölkern die 3S_1 Ebene und bevölkern $^3P_{0,1,2}$ Ebene. Ebenfalls werden bei einem stossangeregten - ionisierten Plasma Resonance-Linien $W(r)$ verstärkt. Die 1S_0 Ebene wird entvölkert und die 1P_1 Ebene wird bevölkert (Abbildung 5.1). Ein Stossangeregtes - ionisiertes Plasma zeigt einen Wert $G \sim 1$ und für photoionisiertes Plasma ist $G \sim 4$. Die Abbildung 5.1 ist die Darstellung von Energiezuständen für ein He-like Ion (Porquet 2001).

$W(r)$: resonance. $^1S_0 - ^1P_1$

$X, Y(i)$: intercombination. $^1S_0 - ^3P_2, ^1S_0 - ^3P_1$

$Z(f)$: Verboten. $^1S_0 - ^3S_1$

Diese drei Linien sind als *triplet* bekannt.

Die prominentesten Ionen und ihre Wellenlängen sind in der Tabelle 5.1 aufgelistet (Porquet 2001).

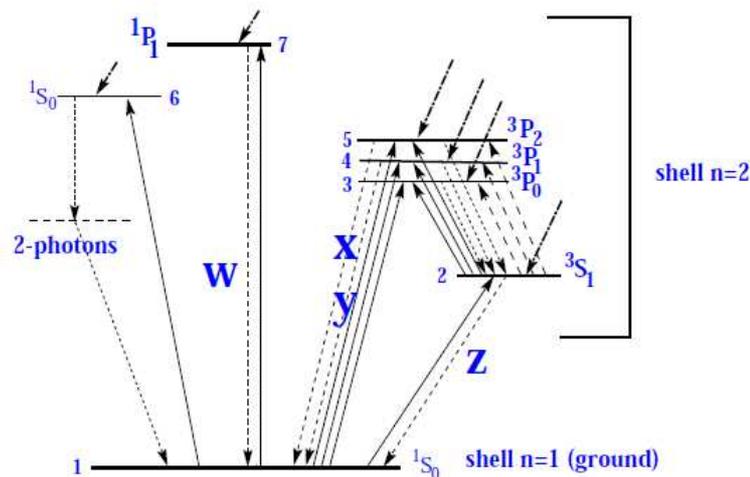


Abbildung 5.1: Die schematische Darstellung von Anregungen und Übergänge. $W(r)$: resonance, $X, Y(i)$: intercombination, $Z(f)$: verboten. (Porquet 2001)

Tabelle 5.1: triplet Ionen und Wellenlänge (Å)

Übergang	label	C V	N VI	O VII	Ne IX
$^1S_0 - ^1P_1$	w(r)	40.279	28.792	21.603	13.447
$^1S_0 - ^3P_2$	x	40.711	29.074	21.796	13.548
$^1S_0 - ^3P_1$	y	40.714	29.076	21.799	13.551
$^1S_0 - ^3S_1$	z(f)	41.464	29.531	22.095	13.697

5.3 NGC 4151 und photoionisiertes Plasma

Schurch et. al (2004) [50] stellten die Ergebnisse zur Galaxie NGC 4151 vor. NGC 4151 ist eine Seyfert 1.5 Galaxie in einer Entfernung von 50 Mil. Lichtjahren. Sie wurde von dem Satellit Chandra im Jahr 2000 beobachtet und eine Röntgen Aufnahme mit *Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)* gemacht. Schurch et al.(2004) berechnen eine $L_X = 6 \times 10^{43} \text{ergs}^{-1}$ für das zentrale Gebiet. Aufgrund der beobachteten Emissionslinien meinen Schurch et al. (2004), dass das Gas photoionisiert ist. Das Spektrum zeigt viele Emissionslinien im Röntgen-Bereich und RRC (radiative recombination continua), die von Schurch et. al (2004) untersucht und analysiert wurden.

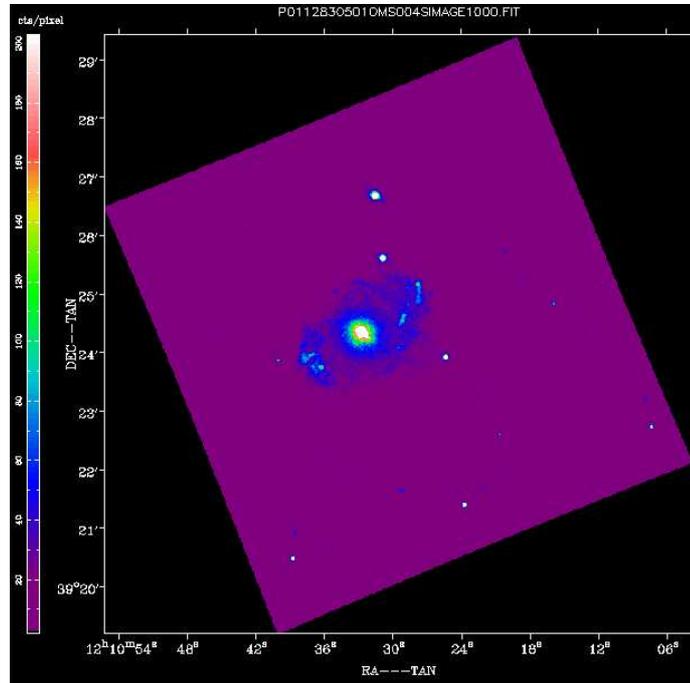


Abbildung 5.2: Optisches Bild von NGC 4151. Belichtungszeit 4000 Sek. $z=0.003319$. Norden ist oben, Osten ist links (XMM-Newton)

Die Spektren (0-37 Å) von NGC 4151 zeigen viele Details (Abbildung 5.3) Die Spektren wurden mit RGS-Kamera (RGS1-RGS2, Reflection Grating Spectrometer) an Bord von XMM-Newton aufgenommen. Das rote Spektrum stammt aus der RGS1-Kamera mit einer Belichtungszeit von 128 ks und das blaue stammt aus der RGS2-Kamera, wobei die Belichtungszeit 125 ks beträgt. Die Spektren sind in den drei nacheinander kommenden Teilen aufgeteilt, 5-16, 16-27 und 27-37 Å (Abbildung 5.3). Einzelne Emissionslinien und ihre Flüsse sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt

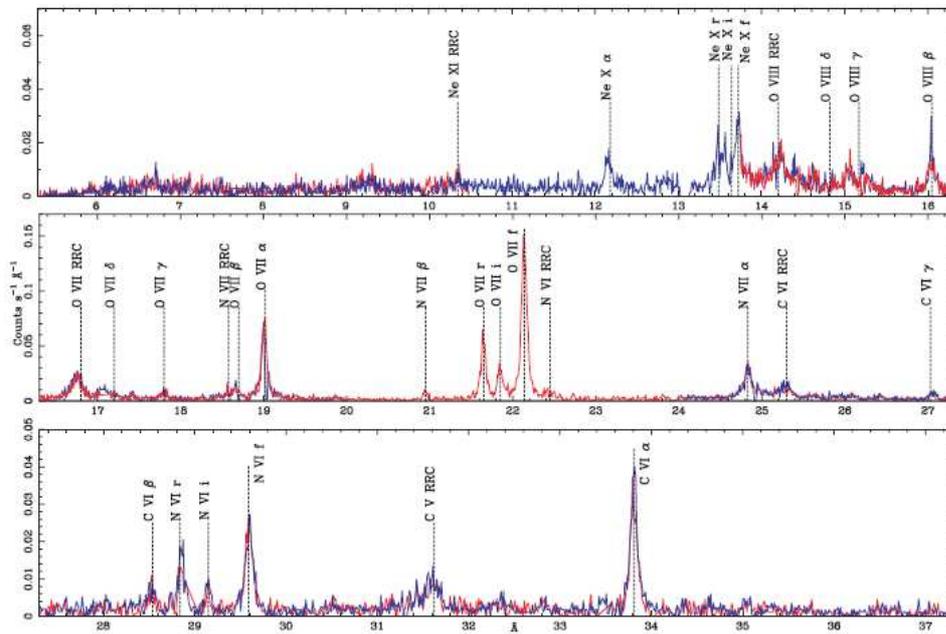


Abbildung 5.3: RGS1-Spektrum (rot), Belichtungszeit 128 ks, und RGS2-Spektrum (blau), Belichtungszeit 125 ks, von NGC 4151 sowie Emissionslinien (Tabelle 5.2). Das RGS2-Spektrum (blau) im Bereich ($\lambda \sim 20-24$ Å) fällt wegen defekter CCD aus. XMM-Newton (Schurch 2004)

(Schurch 2004). Diese Linien sind in dieser Hinsicht wichtig, weil sie diagnostische Mittel sind, mit denen wir die Temperatur und Elektronendichte bestimmen können. Fluss in Einheiten von $\text{Photon s}^{-1} \text{cm}^{-2}$

r : resonance

f : forbidden

i : intercombination

5.4 Diagnostische Linienverhältnisse

In den Abschnitten 5.1 und 5.2 habe ich die Bedeutung von RRC Linien und R & G Verhältnisse diskutiert. Aus der Existenz und Breite von RRC Linien können wir auf Elektronentemperatur bei Rekombination schließen und R & G Verhältnisse können bei Bestimmung von Elektronendichte

Tabelle 5.2: NGC 4151. Die Emissionslinien und gemessene Flüsse.

	Ion	λ (Å)	Fluss($\times 10^{-4}$)
1.	Ne X α	12.134	0.42
2.	Ne IX r	13.447	0.47
3.	Ne IX i	13.550	0.46
4.	Ne IX f	13.697	1.03
5.	O VIII β	16.006	0.37
6.	O VIII α	18.969	1.60
7.	O VII r	21.603	1.19
8.	O VII i	21.798	0.75
9.	O VII f	22.101	3.89
10	N VII β	20.910	0.22
11	N VII α	24.781	0.81
12	N VI r	28.792	0.45
13	N VI i	29.075	0.36
14	N VI f	29.531	1.15
15	C VI β	28.466	0.37
16	C VI α	33.736	1.79

Fluss in Einheiten von $photons^{-1}cm^{-2}$

und Temperatur angewendet werden. Schurch (2004) leitete mit Hilfe von diesen Indikatoren und Linien die Elektronentemperaturen ab. So kam er auf den Schluss, dass das Plasma in NGC 4151 photoionisiert ist. Diese Folgerung ist wichtig, weil er ohne optische Emissionslinien sondern anhand von Emissionslinien im Röntgenbereich (Abbildung 5.3) zu diesem Ergebnis kam.

• **RRC Linien** : Die Energie von Elektronen vor Rekombination hängt von der Elektronentemperatur im emittierenden Plasma ab. Deshalb kann aus der Breite von RRC Linien die Elektronentemperaturen bei Rekombination abgeleitet werden (Liedahl 1999). Anhand der beobachteten Breiten von RRC Linien für unterschiedliche Ionen in NGC 4151 (Abbildung 5.3) leitete Schurch (2004) die Elektronentemperaturen (T_e) bei Rekombination in den Gebieten von NGC 4151 ab (Tabelle 5.3)

• **R & G Verhältniss**: Die R & G Verhältnisse sind für drei Ionen in der Tabelle 5.4 vorgestellt (Schurch 2004). Für die Galaxie NGC 4151 sind die G-Werte (Tabelle 5.4) im Bereich 3.2-3.9. Die Elektronentemperatur im Plasma ist etwa $\leq 10^5$ K. Aus den beiden Indikatoren (G, R) schliesst Schurch (2004), dass das Plasma in NGC 4151 photoionisiert ist.

5.5 Radio-loud Quasar 3C 234

Im Folgenden diskutiere ich das EPIC-Spektrum von Radio-loud Quasar 3C 234. 3C 234 ist eine FR II Radio Galaxie, mit $z=0.1848$. Für diese Rotverschiebung entspricht einer Bogensekunde eine Länge von 3.1 kpc. Die Galaxie wurde von der optischen Kamera (OM optical monitor)) an Bord von XMM-Newton fotografiert. Die Belichtungszeit ist 400 Sek (Abbildung 5.4).

Tabelle 5.3: Die Ionen und Elektronentemperaturen, abgeleitet von RRC Linien (Abbildung 5.3)

	Ion (RRC Linie)	T_e (eV)
1.	C V	2.5
2.	C VI	4.0
3.	N VI	3.0
4.	N VII	4.0
5.	O VII	4.0
6.	O VIII	6.0

Tabelle 5.4: Die Ionen und gemessene R, G Verhältnisse

	Ion	R	G
1.	Ne IX (r, i, f)	2.3	3.2
2.	O VII (r, i, f)	3.4	3.9
3.	N VI (r, i, f)	3.0	3.4

Die Wellenlängen sind in der Tabelle 5.2 angegeben

5.6 EPIC Spektrum von 3C 234

Piconcelli (2008) diskutierte die Ergebnisse zu radio-loud quasar 3C 234. Das Röntgen-Spektrum überspannt den Bereich 0.5-10 keV. Das Spektrum wurde 2006 mit der EPIC-Kamera an Bord von XMM-Newton aufgenommen. Die Belichtungszeit beträgt 40 ks. Für die EPIC-Kamera wurde eine kreisförmige Region vom Radius 25 Bogensekunde ausgesucht (1 Bogensekunde entspricht 3.1 kpc). Die Kamera wurde auf das Maximum von der Röntgenquelle fokussiert. Das weiche Spektrum (soft X-ray) ist in der Abbildung 5.5 zu sehen. Piconcelli (2008) identifizierte die Emissionslinien folgendermassen:

Tabelle 5.5: Übersicht der beobachteten Emissionslinien

Energie (keV)	Intensität	Identifikation
0.65 ± 0.01	$17.2^{+4.9}_{-2.7}$	O VIII Ly α
$0.74^{+0.01}_{-0.02}$	$11.1^{+2.1}_{-1.9}$	O VII RRC, Fe XVII 3s-2p
0.89 ± 0.01	$12.3^{+1.2}_{-1.9}$	O VIII RRC, Ne IX He α , Fe XVIII 3d-2p
$1.02^{+0.01}_{-0.02}$	$1.4^{+0.6}_{-0.9}$	Ne X Ly α , Fe XXI 3d-2p
1.17	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$	Fe XXIV L, Ne X Ly β , Ne IX RRC
1.34	1.4 ± 0.5	Mg XI He α
2.44	$0.4^{+0.3}_{-0.1}$	S XV He α

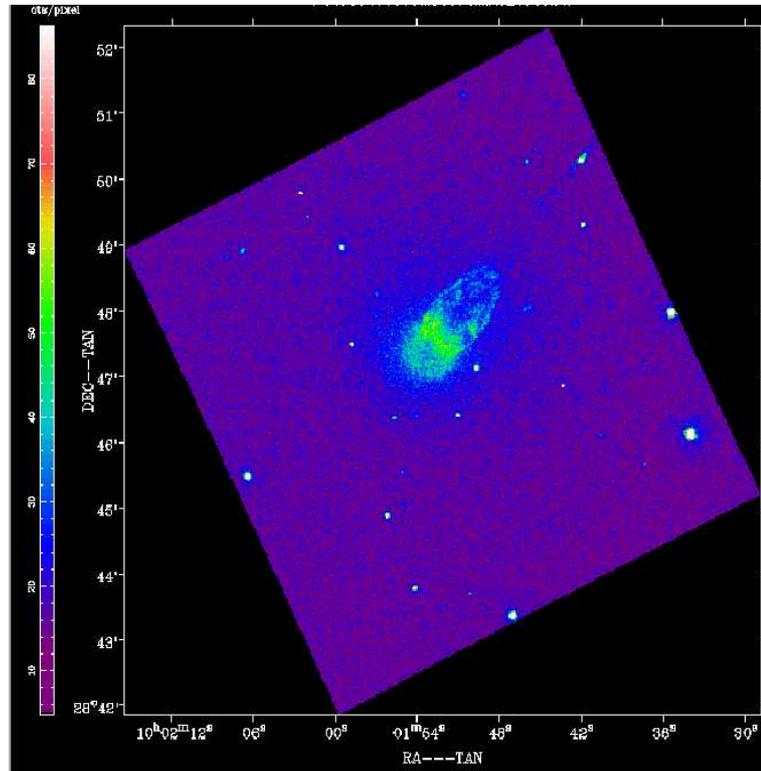


Abbildung 5.4: Optische Aufnahme von 3C 234. Belichtungszeit ist 400 Sek. $N_H \sim 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ $L_{0.5-2} \sim 6 \times 10^{42} \text{ ergs}^{-1}$ Norden ist Oben, Osten ist links. (XMM-Newton)

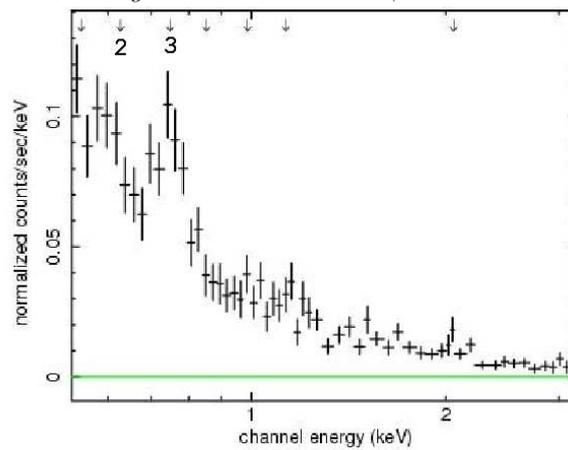


Abbildung 5.5: EPIC-Spektrum von 3C 234. Die Pfeile zeigen die Emissionslinien (Tabelle 5.5). OVII (0.74 keV) und OVIII (0.89 keV) RRC Linien sind mit den Nummern 2 bzw. 3 gekennzeichnet (Piconcelli 2008)

5.7 Diskussion

Die Entdeckung von zwei RRC Linien in diesem Spektrum von Piconcelli (2008) ist sehr schlüssig. 0.74 und 0.88 keV können den RRC Linien O VII und O VIII zugeordnet werden. Da $z = 0.1848$ ist, fallen sie auf 0.624 und 0.742 keV. Sie sind die zweite und die dritte Stelle in der Abbildung 5.5, die von links mit Pfeilen gekennzeichnet sind. Dieselben RRC Linien sind auch in der Abbildungen 5.3 und 5.7 anwesend. Im Röntgenbereich gelingt es uns nicht immer gut aufgelöstes Spektrum zu extrahieren, aber wenn wir die Anzeichen von RRC Linien in einem EPIC-Spektrum finden, können wir konkret über Photoionisation Rückschlüsse ziehen. Wie ich im Abschnitt 5.1 diskutiert habe, die Anwesenheit der beiden RRC Linien, die gut erkennbar sind, ist ein Zeichen für niedrige Temperatur bzw. Photoionisation in dieser Galaxie (Liedahl 1999)[32]. Man kann im Bereich 0.74 - 0.89 keV ($0.624 - 0.751$) eine V Form erkennen und ab 0.89 keV (0.751) ein monotones Gefälle.

5.8 Mrk 266 und XMM-Newton

Mrk 266 wurde von den Röntgen Satelliten Rosat, Chandra und XMM-Newton mehrfach beobachtet. Die Abbildungen 4.7 und 4.8 in Abschnitt 4.3 gehören zu den Aufnahmen im Bereich 0.3-8.0 keV, die von Chandra aufgenommen worden sind. Die Abbildung 4.8 zeigt drei Regionen, Diffuse 1, Diffuse 2 und Diffuse 3. Die nördliche Emission-Region ist als Diffuse 3 bekannt und entspricht der von den Stossfronten ionisierten Region. Ishigaki et. al (1999) meinen, dass Staub den grossen Teil des Spektrums im optischen Bereich zwischen der Jet-Region (Diffuse 3) und der zentralen Region (Diffuse 2) absorbiert. Mrk 266 wurde 2002 von Read [49], fotografiert. Dabei wurde die EPIC-Kamera an Bord von XMM-Newton eingesetzt. Die Belichtungszeit (Proposed Duration) beträgt 23187 Sekunden. Die Röntgenaufnahmen und Spektren in der vorliegenden Arbeit wurden von Grupe (2004, 2009) [16] aus der nördlichen Region extrahiert (Abbildung 5.6). Dabei wurde die Software SAS (Science Analysis System) benützt. Die Emissionslinien habe ich identifiziert (Tabelle 5.6). Ich werde in dem nächsten Abschnitt die Flüsse ausmessen und daraus die Frontgeschwindigkeit in der Nord Region ableiten. Die Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) geben uns die Möglichkeit die Existenz und den Verlauf von Stossfronten im Röntgenbereich zu diskutieren. Nebenbei vergleiche ich das Röntgen-Spektrum von radio-loud Quasar 3C 234 und NGC 4151 mit dem von Mrk 266. Die Emissionslinien im weichen Bereich, 0.3-1.0 keV, sind wichtige Indikatoren. Diese Linien lassen uns Rückschlüsse auf die Existenz und die Geschwindigkeit von Stossfronten ziehen. Sie stammen im wesentlichen von schweren Elementen (Tabelle 5.6). Diese Linien sind heissem Plasma zuzuordnen. Infolge Wechselwirkung zwischen Plasma und Stossfronten erscheinen diese Linien. Zum Vergleich stelle ich das Röntgen-Spektrum von NGC 1068 (Kinkhabwala 2002 [25]) vor (Abbildung 5.7). Die Belichtungszeit beträgt 110 ks. NGC 1068 ist eine Seyfert 2 Galaxie. Die Existenz von starken RRC Linien wie Ne X, O VIII, N VI und C VI deutet auf niedrige Temperaturen in der Galaxie, denn bei einer hohen Temperatur könne freie Elektronen nicht direkt ohne Kaskadeneffekt zum Grundzustand runterfallen (Abschnitt 5.1). Das Spektrum überspannt den Bereich $\lambda\lambda$ 6-38 Å ($E=0.35-2.5\text{keV}$) und $z=0.00379 \pm 0.00001$ ist. In diesem Spektrum sind eine Fülle von Emissionslinien im Röntgen Bereich zu erkennen, von denen einige auch im Spektrum vom Mrk 266 (Abbildung 5.6) zu sehen sind, wie C VI Ly α , N VII Ly α und Fe XVII. Die abgeleitete Temperaturen aus den RRC Linien variieren im Bereich $(2.8-4.6) \times 10^4$ K. Kinkhabwala et al. (2002) haben R & G Verhältnisse für N VI und O VII abgeleitet. Die G-Werte für die beiden Ionen sind im Bereich 2.5 ± 0.2 sowie die R-Werte befinden sich im Bereich $5.5 \pm 0.8 - 6.9 \pm 1.1$. Aufgrund der R- und G-Werte ziehen Kinkhabwala et al. (2002) die Photoionisation als die wichtigste Energiequelle in der Galaxie in Betracht.

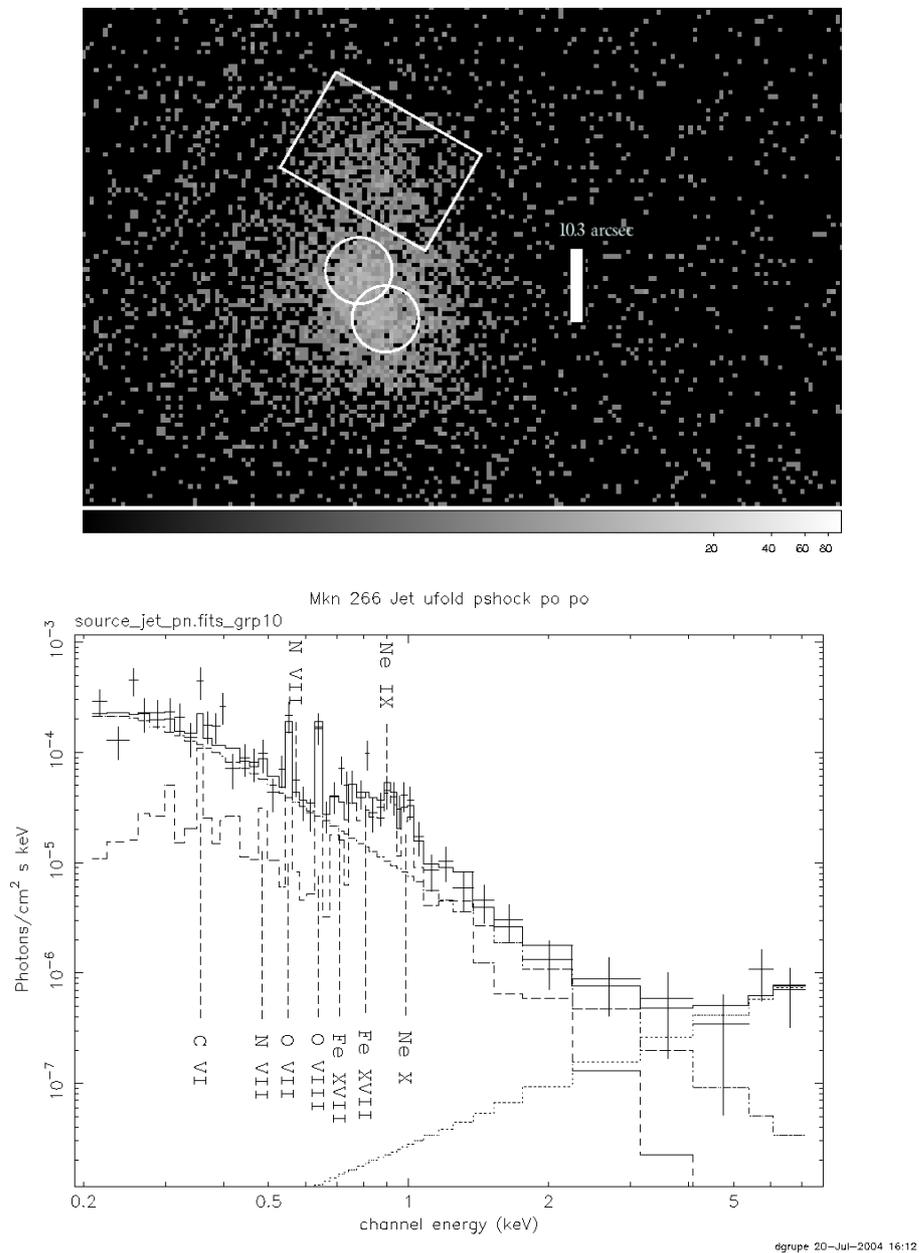


Abbildung 5.6: Oben: Mrk 266. XMM-Newton Aufnahme. Die nördliche Region (Viereck) und die beiden Kerne (Kreise) sind gekennzeichnet. Belichtungszeit 23187 Sek. Norden: Oben, Osten: Links. (Grupe 2009). Unten: Das EPIC-Spektrum von Mrk 266 aus der Nord-Region. +: Das Spektrum. -: Das Modell. Die gestrichelten (- -) und punktierten (-.) Linien sind die Komponenten von Modell. Die identifizierten Emissionslinien sind in der Tabelle 5.6 zu sehen (Aus der vorliegenden Arbeit & Grupe 2004)

5.9 Analyse

Die Stossfront-Modelle von Dopita und Sutherland (1996) berechnen für $100 \leq V_S \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ die Flüsse dieser Emissionslinien. Nun lässt sich ein Vergleich machen, um Rückschlüsse auf die Stossfront-Geschwindigkeit in der nördlichen Region zu erhalten. Drei Geschwindigkeiten, 475, 500 und 525 km s^{-1} kommen in Frage. Die Tabelle 5.7 gibt eine Liste von diesen Linien und deren Flüssen, die unter diesen drei Geschwindigkeiten erzeugt werden (Dopita & Sutherland 1996). Die Abbildung 5.6 präsentiert das Spektrum (+). Insbesondere der Bereich 0.2 - 1.5 keV ist von

Tabelle 5.7: Ionen und die berechneten Flüsse (Spalten 4, 5 und 6) für drei Frontsgeschwindigkeiten (Dopita & Sutherland 1995-95). Fluss in Einheiten von $\text{ergs/cm}^{-2}\text{sec}$. $F(\text{H}\beta)=1$

Ion	$\lambda(\text{\AA})$	E(eV)	475 km s^{-1}	500 km s^{-1}	525 km s^{-1}
C VI Ly α	33.76	367.158	2.938	3.22	3.5
N VII Ly α	24.80	499.743	1.396	1.628	1.852
O VII He α	21.60	574.001	9.903	10.81	11.34
N VII	20.93	592.289	0.1554	0.1870	0.2192
O VIII Ly α	18.99	652.726	9.979	13.78	17.47
Fe XVII L	17.07	726.328	4.595	7.176	10.09
Fe XVII	15.0	826.562	2.121	3.499	5.169
Ne IX	13.40	925.256	1.097	1.699	2.399
Ne X Ly β	12.15	1019.88	0.1164	0.2872	0.5963

Bedeutung und mit Hilfe von IRAF und der Software XMGRACE wird das Spektrum von mir in diesem Bereich in der Form eines Histogramms rekonstruiert. Dieser Bereich beinhaltet 40 Datenpunkte (Abbildungen 5.8-5.11). Nur diese 40 Datenpunkte und ihre normierte Werte sind in Abbildung 5.8 geplottet. Die Emissionslinien sind in der Tabelle 5.8 aufgelistet. Die Ausmessung

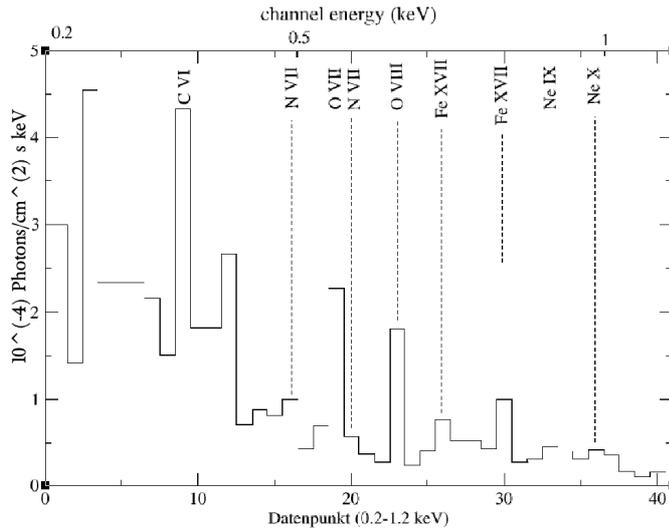


Abbildung 5.8: Das rekonstruierte Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region (IRAF). Zum Vergleich siehe Tabelle 5.6 ($\times 10^{-4}$)

der Linien erfolgte mit Hilfe von IRAF. Ich nehme drei unterschiedliche Kontinua an und erstelle drei Tabellen.

Tabelle 5.8: Die Emissionslinien für das Spektrum Abbildung 5.8

	Ion	$\lambda(\text{\AA})$	E(eV)
1.	C VI Ly α	33.76	367.158
2.	N VII Ly α	24.80	499.743
3.	O VII He α	21.60	574.001
4.	NVII	20.93	592.289
5.	O VIII Ly α	18.99	652.726
6.	Fe XVII L	17.07	726.328
7.	Fe XVII L	15.0	826.562
8.	Ne IX	13.40	925.256
9.	Ne X Ly β	12.15	1019.88

1. Beim ersten Fall wird eine obere Grenze für das Kontinuum unter den Linien angenommen. Für eine Linie werden die zwei Punkte der unter liegenden Seite der Linie zusammen verbunden und dann die Fläche des Histogramms gemessen (IRAF Methode). Mit einem Beispiel erkläre ich die Methode (Abbildung 5.9). Die zwei Ecken von identifizierten Linien sind verbunden. Die

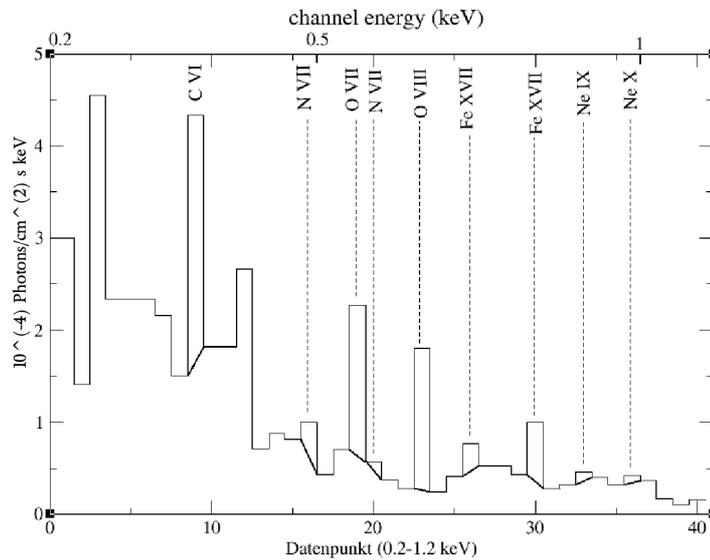


Abbildung 5.9: Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum. Die obere Grenze für das Kontinuum. Die Emissionslinien in der Tabelle 5.9. Aus der vorliegenden Arbeit

Tabelle 5.9: Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.9. Kontinuum in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{skeV}$

	Ion	$\lambda(\text{\AA})$	E(eV)	Kont.	Fluss(Linie)
1.	C VI Ly α	33.76	367.158	1.53	0.070
2.	N VII Ly α	24.80	499.743	0.60	0.010
3.	O VII He α	21.60	574.001	0.63	0.040
4.	NVII	20.93	592.289	0.29	0.007
5.	O VIII Ly α	18.99	652.726	0.28	0.038
6.	Fe XVII L	17.07	726.328	0.43	0.008
7.	Fe XVII L	15.0	826.562	0.35	0.016
8.	Ne IX	13.40	925.256	0.326	0.0035
9.	Ne X Ly β	12.15	1019.88	0.322	0.0025

Fluss in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s}$.

Kontinuumwerte und Linienflüsse sind tabellarisch in der Tabelle 5.9 zu sehen. Fluss ist in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s}$.

2. Das zweite Kontinuum ist eine mittlere Grenze. Die Abbildung 5.10 erläutert es. Die Flüsse sind in der Tabelle 5.10 aufgelistet. Fluss ist in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s}$.

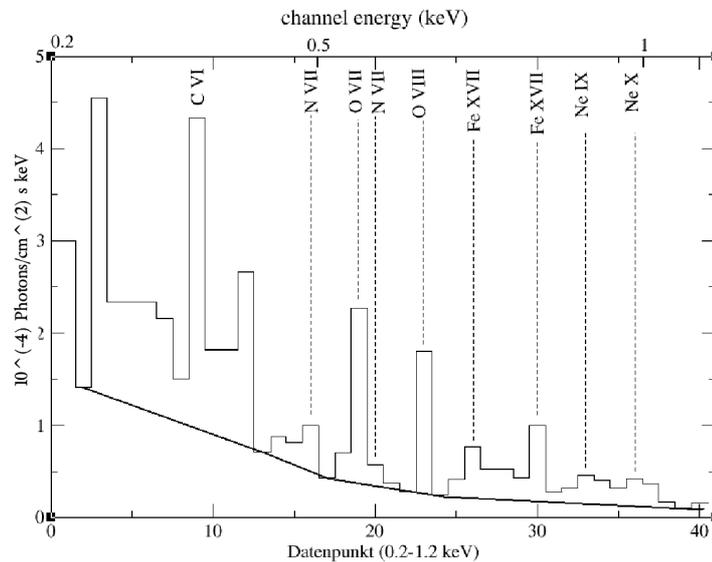


Abbildung 5.10: Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum. Die mittlere Grenze für das Kontinuum. Die Emissionslinien in der Tabelle 5.10. Aus der vorliegenden Arbeit

Tabelle 5.10: Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum
Abbildung 5.10. Kontinuum in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s keV}$

	Ion	$\lambda(\text{\AA})$	E(eV)	Kont.	Fluss(Linie)
1.	C VI Ly α	33.76	367.158	0.944	0.087
2.	N VII Ly α	24.80	499.743	0.469	0.012
3.	O VII He α	21.60	574.001	0.378	0.054
4.	NVII	20.93	592.289	0.342	0.011
5.	O VIII Ly α	18.99	652.726	0.263	0.038
6.	Fe XVII L	17.07	726.328	0.176	0.020
7.	Fe XVII L	15.0	826.562	0.176	0.025
8.	Ne IX	13.40	925.256	0.176	0.012
9.	Ne X Ly β	12.15	1019.88	0.176	0.011

Fluss in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s}$

3. Das dritte Kontinuum (Abbildung 5.11) ist eine untere Grenze. Das Kontinuum ist niedrig und die Intensitäten von den Emissionslinien werden relativ gross. Die Flüsse sind in der Tabelle 5.11

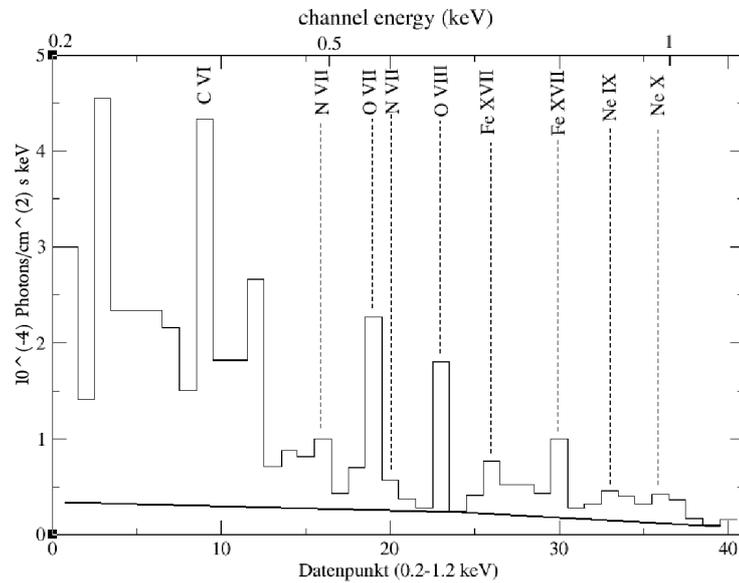


Abbildung 5.11: Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum. Die untere Grenze für das Kontinuum. Die Emissionslinien in der Tabelle 5.11. Aus der vorliegenden Arbeit

aufgelistet. Fluss ist in Einheiten von $10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{s}$. Die letzten beiden Kontinua unterscheiden sich nur in den ersten 23 Datenpunkten (0.2 - 0.6 keV) und ab 0.6 bis 1.2 keV sind sie identisch.

Tabelle 5.11: Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.11. Kontinuum in Einheiten von $10^{-4}Photons/cm^2s$

	Ion	$\lambda(\text{\AA})$	E(eV)	Kont.	Fluss(Linie)
1.	C VI Ly α	33.76	367.158	0.295	0.106
2.	N VII Ly α	24.80	499.743	0.263	0.023
3.	O VII He α	21.60	574.001	0.247	0.062
4.	NVII	20.93	592.289	0.247	0.015
5.	O VIII Ly α	18.99	652.726	0.263	0.038
6.	Fe XVII L	17.07	726.328	0.176	0.020
7.	Fe XVII L	15.0	826.562	0.176	0.025
8.	Ne IX	13.40	925.256	0.176	0.012
9.	Ne X Ly β	12.15	1019.88	0.176	0.011

Fluss in Einheiten von $10^{-4}Photons/cm^2s$

5.10 Diskussion

Wichtige Linienverhältnisse, die zum diagnostischen Zweck eingesetzt werden können sind in der nächsten Tabelle aufgelistet. Die Linien sind ebenfalls bei Modellen von Dopita & Sutherland (1996) zu sehen und somit ist ein Vergleich möglich. So können mit Hilfe vom Röntgenspektrum Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit gezogen werden. Die Verhältnisse aus den drei Spektren 1, 2 und 3 sind in der Tabelle 5.12 zu sehen.

Tabelle 5.12: Die abgeleiteten Linienverhältnisse. Die Zahlen in Klammer verweisen auf die Ionen in der Tabelle 5.11

Spektrum \rightarrow	1	2	3	XMM-Spektrum
(5:3) O VIII/O VII	0.93	0.70	0.61	1.32 ± 0.38
(7:6) Fe XVII/Fe XVII	2.0	1.25	1.25	1.53 ± 0.31
(8:9) Ne IX/Ne X	1.4	1.09	1.09	1.12 ± 0.32
(4:2) N VII/N VII	0.7	0.91	0.65	0.57 ± 0.59
(1:4) C VI /N VII	10	7.9	7.06	13.83 ± 2.76

Bemerkung: Die linke Spalte in der Tabelle ist ein Verweis auf die Tabelle 5.11. In der Tabelle 5.11 sind die genaue Wellenlängen und Energien für die Ionen angegeben. Zum Beispiel bedeutet (5:3) das Verhältnis zwischen der 5. und 3. Linien aus den Tabellen 5.9, 5.10 und 5.11. Für jedes Kontinuum sind zwei Verhältnisse von Bedeutung, (5:3) und (8:9). Denn ein Vergleich mit den gleichen Verhältnissen aus den Modellen von Dopita & Sutherland (1995) führt zu Rückschlüssen auf die Frontgeschwindigkeit V_S . Ich bin bei der Auswahl von Verhältnissen der Empfehlung von Veilleux (1987) nachgegangen, nach der wir Verhältnisse aussuchen sollen, deren Wellenlängen nah aneinander sind. So können wir die Fehler bei Rotverschiebung-Korrektur oder Kalibration minimieren.

Kontinuum 1: O VIII(18.99 \AA) / O VII(21.60 \AA)=0.93 $\Rightarrow V_S = 467$ Km/Sek

$$\text{Ne IX}(13.40 \text{ \AA}) / \text{Ne X}(12.15 \text{ \AA}) = 1.41 \Rightarrow V_S = 625 \text{ Km/Sek}$$

Kontinuum 2: $\text{O VIII}(18.99 \text{ \AA}) / \text{O VII}(21.60 \text{ \AA}) = 0.70 \Rightarrow V_S = 445 \text{ Km/Sek}$

$$\text{Ne IX}(13.40 \text{ \AA}) / \text{Ne X}(12.15 \text{ \AA}) = 1.098 \Rightarrow V_S = 675 \text{ Km/Sek}$$

Kontinuum 3: $\text{O VIII}(18.99 \text{ \AA}) / \text{O VII}(21.60 \text{ \AA}) = 0.61 \Rightarrow V_S = 435 \text{ Km/Sek}$

$$\text{Ne IX}(13.40 \text{ \AA}) / \text{Ne X}(12.15 \text{ \AA}) = 1.098 \Rightarrow V_S = 675 \text{ Km/Sek}$$

Das Spektrum 1 ist die obere Grenze. Das Spektrum 2 die mittlere und das 3. Spektrum ist die untere Grenze. Dieselbe Tendenz ist auch hier bei V_S zu erkennen. Die abgeleiteten Geschwindigkeiten kann ich folgendermassen zusammensetzen (Tabelle 5.13). Hier habe ich anhand der Emissionslinien

Tabelle 5.13: Emissionslinien Verhältnisse und die abgeleiteten Geschwindigkeiten (V_S)

Verhältnis	Wert(IRAF)	V_S (km/sek)	Wert(XMM)	V_S (km/sek)
O VIII(18.99 Å) / O VII(21.60 Å)	$0.70^{+0.22}_{-0.09}$	445^{+22}_{-10}	1.32 ± 0.37	504 ± 36
Ne IX(13.40 Å) / Ne X(12.15 Å)	$1.09^{+0.31}_{-0.0}$	$626^{+49}_{-1.0}$	1.12 ± 0.32	655^{+66}_{-33}

im Röntgenbereich und der Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) die Frontsgeschwindigkeiten in der Jetregion abgeleitet. Drei IRAF-Varianten und ein XMM-Spektrum (Grupe 2004) wurden diskutiert, wobei ich unterschiedliche Kontinua ausgesucht habe. Eine weitere Variante wird nun diskutiert, für die ich die Ausmessungen mit der Software XSPEC ausführe. Nachdem stelle ich zwei weitere Galaxien vor. Für diese Galaxien habe ich für dieselbe Linien Flüsse ausgemessen. Anhand dieser Ausmessungen vergleiche ich die besten Ergebnisse von Mrk 266 mit denen aus den beiden Galaxien .

5.11 Modell Analyse

Mir liegt ein EPIC-Spektrum von der nördlichen Region vor (Abbildung 5.12). Das EPIC-Spektrum wurde von Grupe (2009) mit der Software SAS extrahiert. Ich habe ein Modell (XSPEC Software) an das Spektrum angefitet. Das Modell besteht aus drei Komponenten. Die erste zwei Komponenten sind MEKAL-Komponenten. Die MEKAL-Komponenten sind geeignet für ionisiertes Plasma in dem Post-Shock Zustand. Der isr der Zustand, in dem das Plasma durch nicht thermische Energie wie Stossionisation ionisiert ist. Diese beiden Komponenten können das Spektrum und Emissionslinien im Energiebereich kleiner als 1.0 keV modellieren. Die dritte Komponente ist eine Potenz-Gesetz (eng. powerlaw) Komponente, die die Energie grösser als 1.0 erklären kann. Die Modellparameter sind in der Tabelle 5.14 aufgelistet. Das Genauigkeitskriterium für dieses Modell ist $\chi^2_{\nu}(\text{dof})=1.09(66)$. Das bedeutet, dass das Modell sehr gut ist.

5.12 Diskussion

In dem Abschnitt 5.9 habe ich die Linienverhältnisse, die ich durch IRAF-Methode ausgerechnet habe, diskutiert (Tabelle 5.6) und die Frontsgeschwindigkeiten abgeleitet (Tabelle 5.13) (Dopita & Sutherland 1995-96). Zum Vergleich rechne ich wieder diese Verhältnisse mit der Software XSPEC aus. Dann werde ich diese Verhältnisse mit denen aus den Stossionisation Modellen von

Tabelle 5.14: Modellparameter für das Spektrum Mrk 266. Nordbereich (Abbildung 5.12)

Modell	MEKAL 1	MEKAL 2	Power law	Summe
kT/keV	0.10 (+/- 1.0E-02)	0.63 (+/- 2.17E-02)	-	-
Abundance	0.70 (frozen)	0.90 (frozen)	-	-
Photon Index	-	-	0.63 (+/-0.13)	-
$N_H/10^{22} \text{cm}^{-2}$	-	-	4.23E-02 (+/-1.72E-02)	-
$\log(L_X)(\text{ergs}^{-1})$ (1)	-	-	-	41.58
$\chi^2_{\nu}(\text{dof})$	-	-	-	1.09(66)

(1): $\log(L_X)$ im Bereich 0.2 - 8.0 keV. Zum Vergleich $\log L_X = 41.49$ (Kollatschny 1998)
 Fluss (0.2-2.0 keV)= $1.17\text{E-}13$, (2.0-8.0 keV)= $1.17\text{E-}13 \text{ ergs/cm}^{-2}\text{sec}$

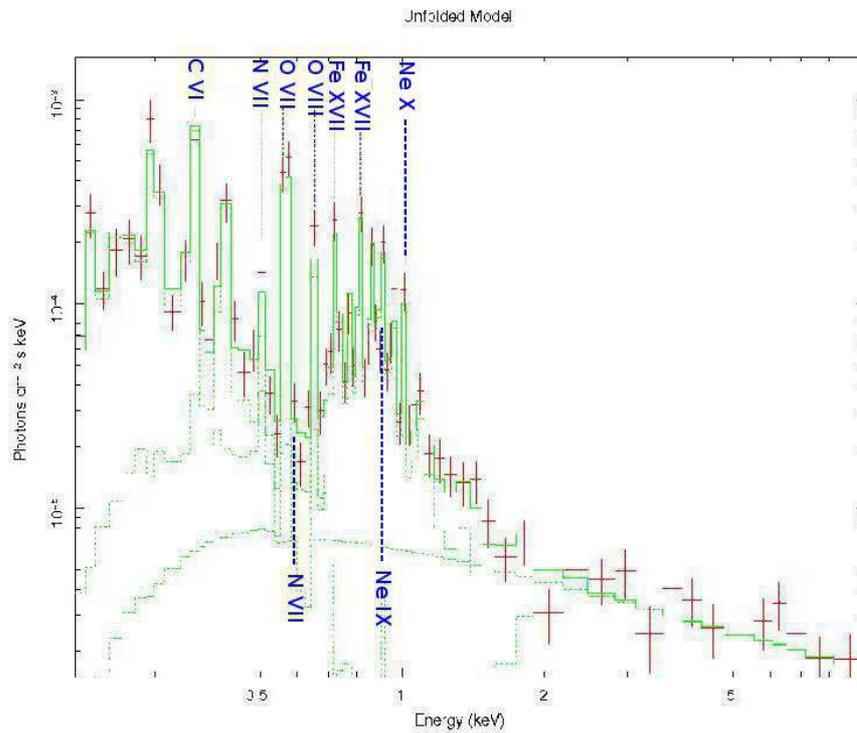


Abbildung 5.12: Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region. Die Kreuze stellen das Spektrum dar. Die durchgezogene Linie ist das Modell. (· · ·) sind die Komponenten. Zwei MEKAL-Komponenten, 0.10 und 0.63 keV sowie Powerlaw Komponente $\alpha=0.63$. Die identifizierten Emissionslinien in der Tabelle 5.15. $z=0.027$. Aus der vorliegenden Arbeit & Grupe 2009

Dopita & Sutherland (1995-96) vergleichen und die Frontgeschwindigkeiten ableiten (Tabellen

5.15,5.16) Aus den beiden Methoden IRAF und XSPEC habe ich anhand der Modelle (Dopita & Sutherland 1995-96) die Frontgeschwindigkeiten im Jetbereich abgeleitet. Nun stelle ich die beiden Ergebnisse in der Tabelle 5.17 zusammen.

Tabelle 5.15: Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.12

	Ion	E(eV)	λ (Å)	Fluss
1.	C VI Ly α	367.158	33.7686	$7.06^{+1.2}_{-5.8}$
2.	N VII Ly α	499.743	24.8096	$1.98^{+0.13}_{-0.48}$
3.	O VII He α	574.001	21.6000	$3.60^{+0.95}_{-2.02}$
4.	NVII	592.289	20.9331	$0.72^{+0.07}_{-0.10}$
5.	O VIII Ly α	652.726	18.9948	$5.70^{+0.40}_{-0.88}$
6.	Fe XVII L	726.328	17.0700	$2.96^{+0.34}_{-0.42}$
7.	Fe XVII L	826.562	15.0	$3.14^{+0.36}_{-0.30}$
8.	Ne IX	925.256	13.40	$1.90^{+0.26}_{-0.24}$
9.	Ne X Ly β	1019.88	12.1567	$1.38^{+0.19}_{-0.23}$

Fluss in Einheiten von $10^{-6} photons/cm^2 sec$

Tabelle 5.16: Emissionslinien Verhältnisse und die abgeleiteten Geschwindigkeiten (XSPEC-Software)

Verhältnis	Wert	Geschwindigkeit(km/sek)
O VIII(18.99 Å) / O VII(21.60 Å)	$1.58^{+0.92}_{-0.43}$	528^{+90}_{-38}
Ne IX(13.40 Å) / Ne X(12.15 Å)	$1.37^{+0.19}_{-0.18}$	629^{+21}_{-16}

Tabelle 5.17: Vergleich zwischen Frontgeschwindigkeiten im Jetbereich. XSPEC- und IRAF-Methode. In den Spalten 2 und 3 sind Geschwindigkeiten in Einheiten von km/sek

Verhältnisse	IRAF. V_S (km/sek)	XSPEC. V_S (km/sek)
O VIII(18.99 Å) / O VII(21.60 Å)	445^{+22}_{-10}	528^{+90}_{-38}
Ne IX(13.40 Å) / Ne X(12.15 Å)	626^{+49}_{-1}	629^{+21}_{-16}

Der Unterschied zwischen Ergebnisse in der Tabelle 5.17 ist auf das Kontinuum zurückzuführen. Zur der IRAF-Methode habe ich drei unterschiedliche Kontinua angesetzt und die Verhältnisse gemessen (Tabelle 5.12). Diese Messungen sind unabhängig von einem Modell und ich habe kein Modell an das Spektrum angefitet. Die drei Kontinua sind sehr gut erkennbar, sodass ich mit

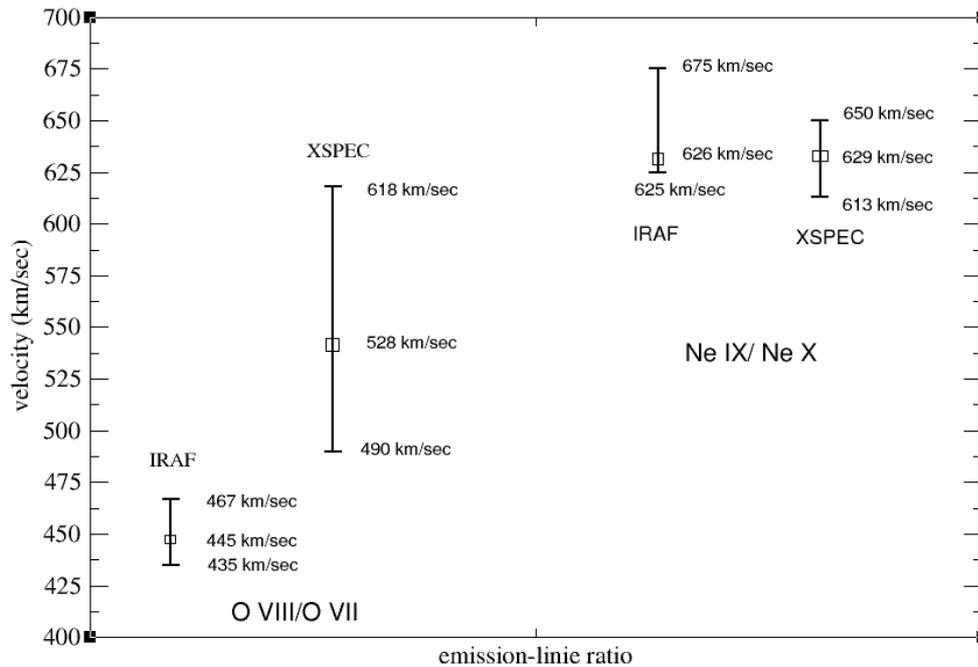


Abbildung 5.13: Die abgeleiteten Frontgeschwindigkeiten durch die zwei Verhältnisse in der Tabelle 5.17. Die angewendeten Methoden IRAF und XSPEC sind gekennzeichnet

der Task `Plot` unter IRAF die Flüsse messen konnte. Bei XSPEC kann ich nicht das Kontinuum beliebig aussuchen. Ich muss erst ein Modell an das Spektrum anfitten und dann mit XSPEC-Befehlen die Flüsse messen. XSPEC ist nicht in der Lage das Kontinuum genau und exakt von Emissionslinien zu trennen. Das Kontinuum ist oft durch Emissionslinien kontaminiert. Diese Kontamination sorgt für Abweichungen und Differenzen zwischen der IRAF- und XSPEC-Methode. Ich habe diese Differenzen in der Abbildung 5.13 dargelegt. Die abgeleiteten Geschwindigkeiten durch zwei Verhältnisse inklusive Fehlerbalken, die in der Tabelle 5.17 aufgelistet sind, sind in diesem Diagramm zu sehen. In diesem Diagramm habe ich die beiden Methoden angegeben, mit denen ich die Verhältnisse messe. Zwei Ergebnisse passen sehr gut zusammen.

5.13 ASCA Spektrum von Mrk 231

Nachdem ich das Röntgenspektrum von der Jetregion in Mrk 266 diskutiert habe und ein Modell daran angefitet habe (Abbildung 5.12), möchte ich zum Vergleich die Galxie Mrk 231 und ihr Röntgenspektrum vorstellen. Das Spektrum zeigt gewisse Ähnlichkeit mit dem von der Jetregion in Mrk 266. Turner (1999 [60]) hat zwei Röntgenbeobachtungen aus dieser Galaxie diskutiert. Mrk 231 ($z=0.042$) ist eine ultrahelle infrarote Galaxie und ein starker Fe II Emittter mit $M_V=-22.5$, $L_{8-1000\mu} \sim 4 \times 10^{12} L_{sun}$, $L_{IR}/L_B = 200$ und $L_{BOL} > 10^{46} \text{ ergs}^{-1}$ (Turner 1999). Boksenberg et

al. (1997 [5]) haben die Existenz eines aktiven Kernes in dieser Galaxie nachgewiesen, breite Emissionslinien und erlaubte Übergänge sowie Linienbreite wurden beobachtet, die denen von Seyfert 1 Galaxien ähnlich sind aber es fehlt an schmalen Emissionslinien (eng. narrow emission) mit der Ausnahme von $[OII]\lambda 3727$. Diese Emissionslinien werden angeblich in heissem Gas, das von heissen und jungen Sternen ionisiert ist, erzeugt. Der Kern kann nicht dazu beitragen, weil er von dichtem Staub umgeben ist (Turner 1999). Turner (1999) klassifizierte Mrk 231 als radio quiet quasar. Smith et al. (1998 [55]) haben eine starke und kompakte Radioemission Region im Zentrum dieser Galaxie gefunden, die auf einen aktiven Kern hinweist. Mrk 231 wurde von den Röntgensatelliten Rosat (0.5-2 keV) und ASCA (0.4-10 keV) beobachtet. Die Beobachtung von Rosat geht auf das Jahr 1996 zurück. Die Belichtungszeit bei dieser Beobachtung ist 31 ks gewesen. Aus dieser Beobachtung wurden der Fluss $F(0.5-2 \text{ keV}) = 1 \pm 0.1 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und die Helligkeit $L(0.1-2 \text{ keV}) \sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ gemessen. Diese Werte sind grösser als die Werte, die wir aus stellaren Beobachtungen oder den des heissen Gases in normalen Galaxien sowie Starburst Aktivitäten kennen (Turner 1999). Zudem gehört dieser Galaxie eine wichtige Auffälligkeit, die als BAL bezeichnet wird. BAL ist eine Abkürzung für blueshifted broad absorption line. Diese speziellen Absorptionslinien stammen aus Gas, wenn das mit grösser Geschwindigkeit aus dem Kern weggeschleudert wird und zwar sich auf uns zubewegt. Die Abbildung 5.14 ist eine ROSAT HRI-Aufnahme von Mrk 231 (HRI: High Resolution Instrument). Sie hat eine Belichtungszeit von 31 ks. Das weisse Kreuz zeigt die Position vom optischen und Radiokern.

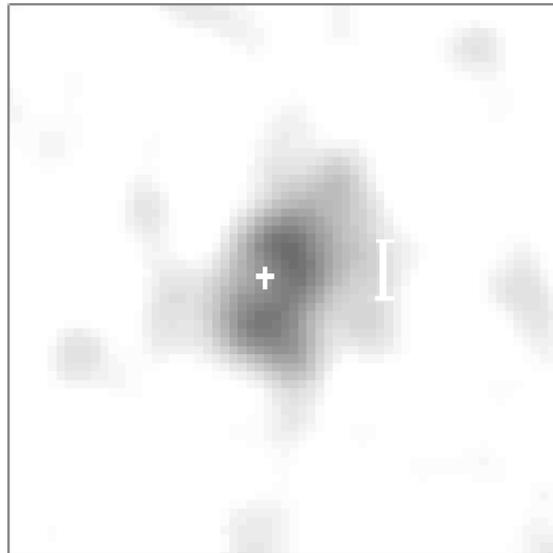


Abbildung 5.14: ROSAT HRI-Aufnahme von Mrk 231. Das Kreuz zeigt die Position vom optischen Kern. Die Bel. Zeit ist 31 ks. Der weisse Streifen ist etwa 10 kpc. Norden:Oben, Osten:Links (Turner 1999).

1994 wurde Mrk 231 von dem Satellit ASCA beobachtet. Dabei wurden zwei Spektrometer eingesetzt, solid-state imaging spectrometer (SIS, 0.4-10 keV) und gas imaging spectrometer (GIS, 0.8-10 keV). Die Belichtungszeit betrug 20 ks. Aus dieser Beobachtung liegen mir folgende Werte vor. $F(2-10 \text{ keV}) \sim (1.0 \pm 0.3) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $L(2-10 \text{ keV}) = 8 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ und $F(0.5-2 \text{ keV}) \sim (1.9 \pm 0.5) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Turner 1999). Mit Dem SIS-Spektrometer wurde ein Spektrum von Mrk 231 aufgenommen (Abbildung 5.15) und Modelle wurden daran angefitet (Turner 1999). Das Spektrum stammt aus dem Kern von Mrk 231.

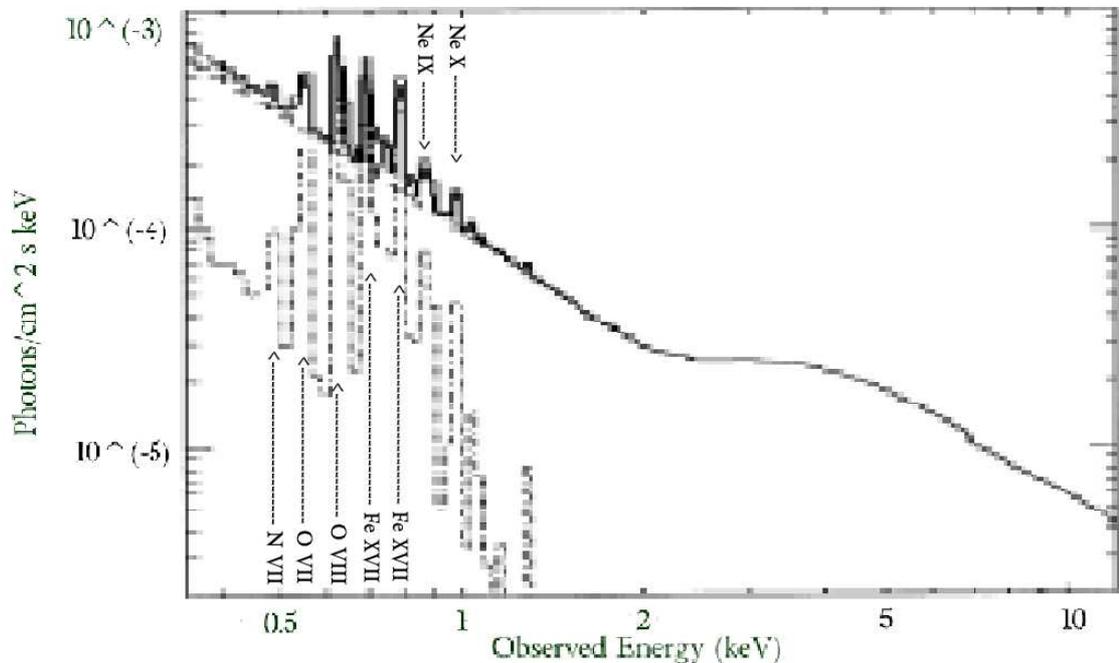


Abbildung 5.15: Spektrum aus dem Kern Mrk 231(ASCA-Satellit). Im Bereich 0.4-1.5 keV sind Emissionslinien von heißem ionisiertem Plasma (Turner 1999). Die Linienidentifizierung aus der vorliegenden Arbeit. (Tabelle 5.18)

5.14 Vergleich zwischen Spektren

Mrk 231 ist ein BAL QSO (eng. blueshifted broad absorption line quasar) (Turner 1999). Aus dem Kern wird Gas mit hoher Geschwindigkeit rausgeschleudert. Dieses Gas bewegt sich auf uns zu, deshalb bezeichnen wir das als blauverschoben. Es wurde versucht unterschiedliche Modelle an das ASCA-Spektrum von Mrk 231 anzufitten (Turner 1999). Ich diskutiere hier ein Modell, das meinem Modell für den Jetbereich in Mrk 266 ähnlich ist. Für den Jetbereich in Mrk 266 habe ich

ein Modell mit 2 MEKAL-Komponenten sowie ein Power-law Komponente. Die beiden MEKAL Komponenten sind geeignet für das Gas im Post-shock Zustand und sie haben die Emissionslinien im Jetbereich erklären können (Tabelle 5.14). Turner (1999) hat ebenfalls ein Modell für Mrk 231 vorgestellt, das aus drei Komponenten besteht. Zwei Komponenten sind Raymond-Smith Komponenten. Sie sind geeignet für heisses, optisch dünnes Plasma. Diese beiden Komponenten können die Emissionslinien im weichen Bereich (≤ 2.0 keV) wiedergeben. Sie haben jeweils Temperaturen von $kT=0.31$ und 1.8 keV. Eine dritte Komponente ist ein Power-law Gesetz mit dem Photonindex ~ 0.6 . Für dieses Modell ist $\chi^2/(\text{dof})=96.3/99$ ($=0.97$). Das angefittete Modell an das ASCA-Spektrum bestätigt die Ähnlichkeit zwischen den beiden Regionen, Mrk 231 BAL-Region und Mrk 266 Jetbereich, was die Modelle belangt. Aus dem ASCA-Spektrum (Abbildung 5.15) stelle ich fest, dass sich die meisten Emissionslinien als hohe Erhebungen im Bereich 0.4 - 1.3 keV befinden, wie wir im XMM-Spektrum von Mrk 266 Jetbereich auch sehen können (Abbildungen 5.6 und 5.12). Emissionslinien von schweren Elementen wie Ne X, Ne IX, Fe XVII, O VII und C VI (Tabelle 5.15) sind auch in ASCA-Spektrum von Mrk 231 zu erkennen. Ich lege zwei Kontinua fest. Das erste

Tabelle 5.18: Die Emissionslinien aus dem ASCA-Spektrum Mrk 231 ($z=0.042$). Abb. 5.15. Kontinuum und Länge in Einheiten von $10^{-4}Photons/cm^2s$. Fluss in Einheiten von $10^{-4}Photons/cm^2s$

Ion	E(eV)(rest)	λ (Å)(rest)	E(eV) (obs)	Fluss ^(a)	Kont.	Länge	Fluss
N VII	499.743	24.80	479.59	0.16 ± 0.07	4.60	1.13	0.04 ± 0.01
O VII	574.001	21.60	550.86	0.18 ± 0.08	3.88	2.50	0.08 ± 0.04
O VIII	652.726	18.99	626.41	0.26 ± 0.12	3.18	5.53	0.19 ± 0.08
Fe XVII	726.328	17.07	697.05	0.21 ± 0.09	3.0	4.18	0.14 ± 0.06
Fe XVII	826.562	15.00	793.24	0.18 ± 0.07	2.28	3.87	0.13 ± 0.06
Ne IX	925.256	13.40	887.96	0.07 ± 0.03	1.63	1.51	0.05 ± 0.02
Ne X	1019.88	12.15	978.77	0.04 ± 0.02	1.0	1.32	0.04 ± 0.02

(a): Das Kontinuum zu dieser Ausmessung ist $1 \times 10^{-4}Photons/cm^2s$

ist ein horizontales in Höhe von $1 \times 10^{-4}Photons/cm^2s$ und das zweite ist ein geneigtes, das in der Tabelle 5.18 aufgelistet ist. Nachdem messe die Flüsse von Emissionslinien relativ zu den beiden Kontinua aus und stelle ich zwei Verhältnisse auf. Dann vergleiche ich diese Verhältnisse mit denen aus den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) und leite ich die Geschwindigkeiten ab. Es stellt sich heraus, dass Stossionisation Modelle diese Verhältnisse gut erklären können. So wird eine Ähnlichkeit zwischen Mrk 231 und Mrk 266 Jetbereich bestätigt (Tabelle 5.19).

5.15 Seyfert 1 Galaxie 1H 0419-577

Zum Schluss diskutiere ich das Spektrum von der Galaxie 1H 0419-577. Die Besonderheiten an dieses Spektrum sind die Emissionslinien im Bereich 0.3 - 1 keV. Die Galaxie 1H 0419-577 wurde 2002 von XMM-Newton beobachtet (Pounds 2004 [46]). Die Belichtungszeiten für diese Beobachtungen waren 10.2 , 13.9 , 13.1 und 13.9 ks. Pounds et al.(2004) haben in der Tat die Schwankung und Variabilität in Spektren untersucht und den sogenannten Überschuss an die Röntgenstrahlung

Tabelle 5.19: Vergleich zwischen Frontsgeschwindigkeiten im Mrk 266 Jetbereich und Mrk 231. (a) steht für die Werte relativ zum Kontinuum $1 \times 10^{-4} \text{Photons/cm}^2 \text{skeV}$ in Mrk 231. (b) steht für die Werte relativ zum zweiten Kontinuum (Tabelle 5.18 , 6. Spalte) in Mrk 231. V_S in Einheiten von km/sek

Verhältnisse	Wert ^(a)	V_S	Wert ^(b)	V_S	Wert(Mrk 266)	V_S
O VIII/ O VII	1.44 ± 0.61	515^{+60}_{-57}	2.37 ± 1.55	602^{+173}_{-144}	$1.58^{+0.92}_{-0.43}$	528^{+90}_{-38}
Ne IX / Ne X	1.75 ± 0.80	598^{+64}_{-36}	1.25 ± 0.80	642^{+133}_{-59}	$1.37^{+0.19}_{-0.18}$	629^{+21}_{-16}

im Bereich ≤ 1 keV (eng. strong soft excess) diskutiert. Pounds et al. (2004) haben zwei unterschiedliche Phasen von Schwankungen diskutiert. Die erste ist *intermediate-flux state* und die zweite ist *extreme low state*. In der Phase *extreme low state* wurden folgende Größen gemessen, nachdem ein Modell an das Spektrum angefitet wurde. $F(0.3-1 \text{ keV}) = 1.9 \times 10^{-12} \text{ergss}^{-1} \text{cm}^{-2}$, davon $\sim 67\%$ aus einer Blockbody Komponente, $F(1-2 \text{ keV}) = 0.9 \times 10^{-12} \text{ergss}^{-1} \text{cm}^{-2}$ und $F(2-10) = 8 \times 10^{-12} \text{ergss}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Die Helligkeit im Bereich 0.3-10 keV (*low state*) beträgt $2.3 \times 10^{44} \text{ergss}^{-1}$ (Abbildung 5.16).

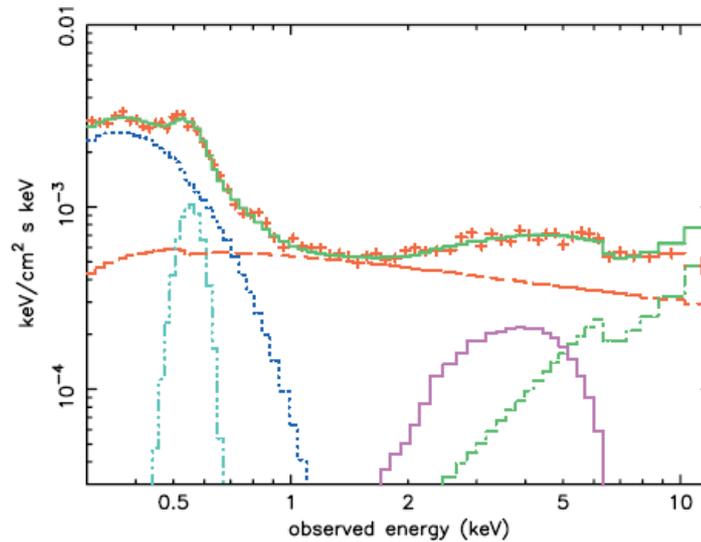


Abbildung 5.16: EPIC-Spektrum (low state). 1H 0419-577. Das Modell besteht aus power-law(rot), reflection(grün), Laor line (hellviolett), Blockbody (dunkel blau) und narrow Gaussian emission linie (hell blau). Zur Details von Komponente siehe Pounds et al. 2004

Diese Galaxie ($z \sim 0.104$) ist genauer gesagt ein radio-quiete Seyfert Galaxie mit 8.4GHz Fluss ~ 3 mJy. Es wird ein schwarzes Loch im Zentrum dieser Galaxie vermutet, das eine Masse von

$1.3 \times 10^8 M_{sun}$ haben kann (Pounds 2004). Pounds et al. (2004) bringen den Überschuss an die Röntgenstrahlung im Bereich ≤ 1 keV mit Rekombination in einer ausgedehnten hoch ionisierten Region in Verbindung. Das Gas in dieser Region soll sich in einem hoch ionisierten Zustand befinden, wobei bei dem Kühlungsprozess die Emissionslinien im Röntgenbereich zustande kommen. Pounds et al. (2004) haben unterschiedliche Modelle probiert um das EPIC-Spektrum zu erklären. Ein Modell ist das pc-Modell. PC ist eine Abkürzung für **partial covering**. Das ist ein multikomponentes Modell wobei eine power-law Komponente für den Bereich 2-10 keV vorhergesehen ist. Für den Bereich ≤ 1 KeV werden zwei Komponenten eingesetzt, ein Blockbody und ein Gaussian Emission. So erreichen wir eine Genauigkeit von $\chi^2/(dof)=997/1038$. Die Abbildung 5.17 (oben) zeigt das Verhältnis zwischen dem pc-Modell und dem Spektrum. Im Bereich ≤ 1 keV können wir uns eine Abweichung merken. Sie geht an den Überschuss in diesem Bereich. Bei dem nächsten Versuch haben Pounds et al. (2004) das EPIC-Spektrum (Abbildung 5.17 unten) mit einem XSTAR-Modell modelliert. Ein XSTAR-Modell ist ein Photoionisation Modell, mit dem wir vor allem Absorptionslinien in Kontinuum erklären können. Es wurde ein Modell an das Spektrum angefitet, mit chemischer Zusammensetzung C, N, O, Ne und Fe von jeweils 0.4, 0.4, 0.15, 0.35 und 0.45 relativ zur Sonne (Abbildung 5.17 unten). Die Genauigkeit dieses Modells beträgt $\chi^2=1028/1058$ dof(0.97). Diese Emissionslinien habe ich auch im Spektrum von Mrk 266 Jetbereich (Tabelle 5.15) identifiziert. In der Abbildung 5.17 können wir diese Linien als hohe Erhebung wieder finden. Wie angesprochen, ist Galaxie 1H 0419-577 eine Seyfert 1 Galaxie. Allen & Dopita (1999) haben die Stossionisation Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) weiter entwickelt und gezeigt, dass diese Modelle für bestimmte Parameter Seyfert Werte erzeugen können (Abbildung 4.37). Die Entdeckung von der Linien O VIII Ly α 18.99 Å und ihren starken Fluss deutet auf Photoionisation in dieser Region hin (Pounds et al. 2004). Ich habe die Emissionslinien identifiziert (Abbildung 5.17 unten) und in der Tabelle 5.21 aufgestellt. Das Verhältnis, das mit den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) erklärt werden kann, ist das O VIII Ly α (652.726 eV)/ O VII (574.001 eV) = 0.59 ± 0.32 . Daraus leite ich die Geschwindigkeit 434_{-40}^{+32} km/sek ab. Das zweite Verhältnis Ne IX(925.256 eV)/ Ne X(1019.88 eV)= 20 ± 50 passt mit einer Geschwindigkeit von 445_{-8}^{+3} km/sek zusammen (Tabelle 5.20). Ein Vergleich mit diesen Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) zeigt, dass die Verhältnisse auch mit diesen Modellen erklärt werden können. In diesem Fall können Photoionisation Modelle (Pounds 2004) und Stossionisation Modelle (Dopita & Sutherland 1995-96) die beobachteten Werte gleichzeitig erklären. Piconcelli (2008) und Porquet (2001) haben diesen Fall diskutiert. Es geht um den Fall, in dem wir die Röntgenstrahlung (≤ 1.5 keV) mit den beiden Modellen erklären können. Diese Art von Plasma wird als **Hybrid Plasma** bezeichnet (eng. photoionization+collisional ionization) (Porquet 2001). Die Galaxie 1H 0419-577 ist ein Beispiel dafür.

Tabelle 5.20: Vergleich zwischen Frontsgeschwindigkeiten im Mrk 266 Jetbereich und Galaxie 1H 0419-577.

Verhältnisse	Wert	V_S	Wert(Mrk 266)	V_S
O VIII/ O VII	0.59 ± 0.19	434_{-22}^{+19}	$1.58_{-0.43}^{+0.92}$	528_{-38}^{+90}
Ne IX / Ne X	20 ± 11	445_{-15}^{+32}	$1.37_{-0.18}^{+0.19}$	629_{-16}^{+21}

Tabelle 5.21: Die Emissionslinien aus dem XMM-Spektrum 1H 0419-577 ($z=0.104$). Abb 5.17. Fluss in Einheiten von $Photons/cm^2s$

	Ion	E(eV)(rest)	λ (Å)(rest)	E(eV) (obs)	Fluss(10^{-3})
1	C VI Ly α	367.158	33.768	332.57	0.12 ± 0.04
2	N VI (f)	420.286	29.531	380.69	0.01 ± 0.02
3	N VI (r)	430.501	28.792	389.94	0.01 ± 0.008
4	N VII Ly α	499.743	24.809	452.66	0.15 ± 0.03
5	O VII	574.001	21.600	519.92	0.22 ± 0.05
6	O VIII Ly α	652.726	18.994	591.23	0.13 ± 0.03
7	Fe XVII L	726.328	17.070	657.90	0.07 ± 0.02
8	Fe XVII L	826.562	15.00	748.69	0.02 ± 0.01
9	Ne IX	925.256	13.40	838.09	0.04 ± 0.01
10	Ne X Ly β	1019.88	12.156	923.80	0.002 ± 0.001

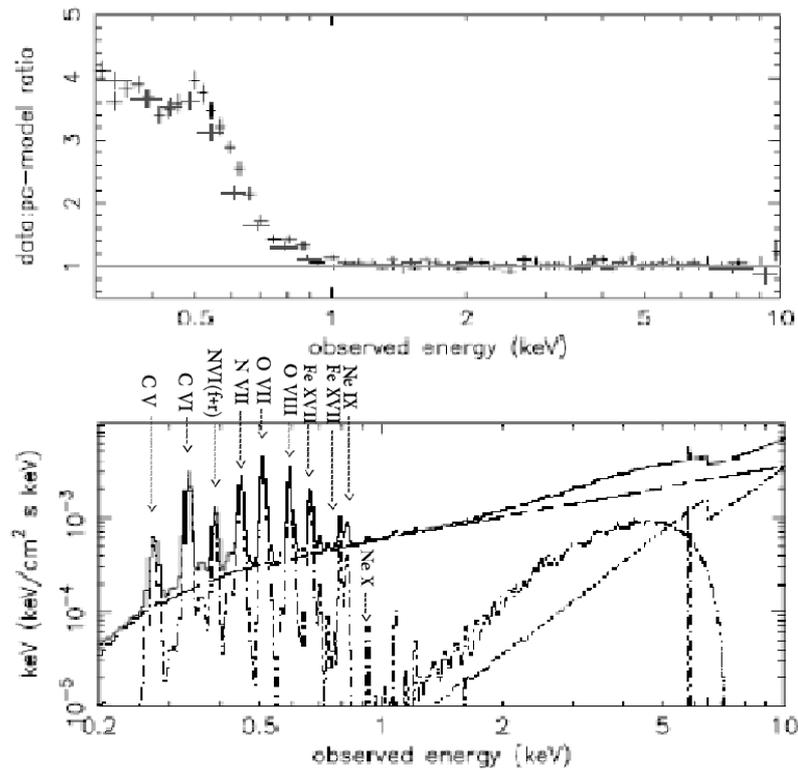


Abbildung 5.17: Oben: EPIC-Spektrum. Galaxie 1H 0419-577. Der Überschuss im Röntgenbereich (≤ 1 keV) ist zu erkennen. Unten: XSTAR-Emissionsmodell (Pounds 2004) Emissionslinien Identifizierung aus der vorliegenden Arbeit

5.16 Vergleich

In diesem Abschnitt vergleiche ich die Ergebnisse von drei Galaxien. Die Galaxie Mrk 231, 1H 0419-577 und Mrk 266. Die vier Emissionslinien und zwei Verhältnisse wurden diskutiert. Die Verläufe von Flüssen sind in der Abbildung 5.18 (oben) präsentiert. Das Verhältnis OVIII/OVII ist kleiner als eins, wenn die Frontsgeschwindigkeit unter 475 km/sek ist. Über diese Geschwindigkeit ist das Verhältnis grösser als eins. Zum Vergleich ist das zweite Verhältnis NeIX/NeX immer grösser als eins. Der Treffpunkt der beiden Flüsse O VIII sowie O VII wurden mit einem Kreis gekennzeichnet (Abbildung 5.18 oben). Ich stelle fest, dass für die beiden Galaxien Mrk 231 und 1H 0419-577 die beiden Verhältnisse immer auf einer Seite dieses Kreises fallen, entweder auf der linken Seite oder rechten Seite. So stehen die beiden abgeleiteten Geschwindigkeiten anhand der beiden Verhältnisse (Dopita & Sutherland 1995) relativ nah aneinander. Nur bei der Galaxie Mrk 266 ist dies nicht immer der Fall. Die beiden abgeleiteten Geschwindigkeiten anhand der beiden Verhältnisse zeigen etwa 100 km/sek Differenz für ein XMM-Spektrum aus dem Jetbereich in Mrk 266 (Tabelle 5.16). Währenddessen beträgt sie für die Galaxie 1H 0419-577 um etwa 11 km/sek und in der Galaxie Mrk 231 ist die Differenz 40 km/sek (Tabellen 5.19, 5.20). Mrk 266 ist eine wechselwirkende Galaxie, in der chaotische Verhältnisse vorherrschen. Die beiden Kerne sind noch getrennt. Die Wechselwirkungen sind so heftig, dass die Verteilung von Ionen, Temperaturen und der kinetischen Energie nicht gleichmässig sein können. In unterschiedlichen Regionen können Ionen unterschiedlich angereichert sein. Auch die Kühlungsprozesse können in diesen Galaxien unterschiedlich ausfallen, sodass wir solche Unregelmässigkeiten im Nordbereich von Mrk 266 beobachten. Ich habe vier Varianten diskutiert und unterschiedliche Verhältnisse ausgerechnet. Bei der IRAF-Variante fallen die beiden Verhältnisse auf den unterschiedlichen Seiten des Kreises. Für zwei Varianten (XMM-Spektrum) scheint es so, als ob die beiden Verhältnisse grösser als eins sind. Vor allem aus dem XMM-Spektrum, das ich mit XSPEC untersucht habe (Abbildung 5.12) kommen bessere Ergebnisse heraus (Tabelle 5.16). Ich habe ein diagnostisches Diagramm vorgestellt (Abbildung 5.18 unten), das anhand der beiden Verhältnisse konstruiert worden ist. Das Diagramm wurde mit der Datei aus den Stossionisationsmodellen (Dopita & Sutherland 1995) zusammengestellt. Im Röntgenbereich spielt der magnetische Parameter keine Rolle und die Werte sind nur abhängig von der Frontsgeschwindigkeit. So entsteht nicht mehr ein Gitter wie im optischen Bereich sondern nur ein schmaler Graph. Wir können in der Abbildung 5.18 unten die Abhängigkeit zwischen den Werten und Modellparameter sehen. Im nächsten Schritt muss ich die ausgerechneten Verhältnisse auf das Diagramm übertragen und ihre Positionen einzeichnen. An drei Stellen sind die Galaxien eingezeichnet (Abbildung 5.18 unten). Da im Röntgenbereich ein Gitter nicht erkennbar ist, ist es mühsam die Kurve exakt zu treffen und so liegen die Galaxien ausserhalb der Kurve. Die Galaxie 1H 0419-577 sowie Mrk 231 befinden sich näher an der Kurve als die Galaxie Mrk 266. Der kleine Abstand bedeutet, dass die Modelle die beiden Galaxien mit einer kleinen Abweichung erklären können. Diese Tendenz ist auch in den Tabellen 5.19 und 5.20 zu sehen, wo ich die Geschwindigkeiten abgeleitet habe. Es ist mir gelungen aus den zwei unterschiedlichen Verhältnissen zwei Geschwindigkeiten abzuleiten, die nicht weit auseinander liegen. Für die Galaxie Mrk 266 ist es anders. Sie liegt weiter entfernt. Für solche Fälle, in denen wir nicht eindeutig die Frontsgeschwindigkeit bestimmen können, benutze ich die Methode von Allen & Dopita (1999). Es wurden in dieser Arbeit (Allen & Dopita 1999) Fälle diskutiert, in denen die Verhältnisse nicht mit einem Modell übereinstimmen. Für solche Fälle haben Allen & Dopita (1999) vorgeschlagen, dass erst aus den separaten Vergleichen die Modellparameter ermittelt werden und in dem zweiten Schritt der Durchschnitt der Modellparameter ausgerechnet wird, um diese als die endgültige Parameter

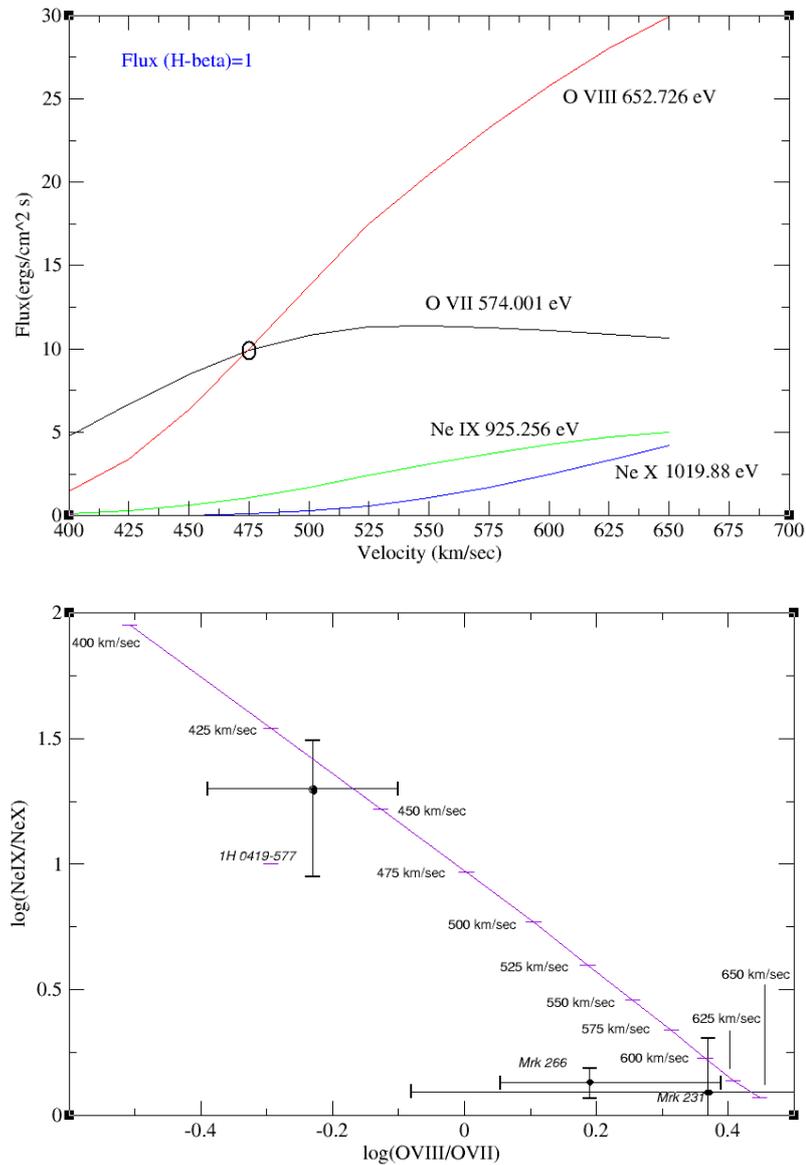


Abbildung 5.18: Oben: Der Verlauf von Flüssen in Abhängigkeit von Geschwindigkeiten (Dopita & Sutherland 1995). Unten: Diagnostisches Diagramm O VIII($\lambda 18.99\text{\AA}$)/O VII($\lambda 21.60\text{\AA}$) gegen Ne IX ($\lambda 13.40\text{\AA}$)/Ne X($\lambda 12.15\text{\AA}$). Magnetischer Parameter hat keine Wirkung auf den Verlauf (Dopita & Sutherland 1995). Zum Vergleich sind die Positionen von 3 Galaxien eingezeichnet. Mrk 266 liegt weit von der Kurve. Es führt zu den unterschiedlichen abgeleiteten Geschwindigkeiten. Aus der vorliegenden Arbeit

anzugeben. Dazu setze ich für die beiden Verhältnisse die Fehlerbalken in Bewegung. Wenn die Fehlerbalken sich in den zulässigen Bereichen bewegen, überstreichen sie ein Parallelogramm (Abbildung 5.19). In der Abbildung 5.19 sind drei Parallelogramme für drei Galaxien zu sehen. Diese Parallelogramme treffen die Modelle an den bestimmten Stellen (Abbildung 5.19). So kann ich feststellen, welche Modelle von den Fehlerbalken getroffen werden. Die getroffenen Modelle kommen als die Lösung in Frage. Aus der Abbildung 5.19 lese ich ab, dass für die Galaxie 1H 0419-577 die Frontsgeschwindigkeiten im Bereich 430-456 km/sek mit Fehlerbalken in Berührung kommen. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt 443 km/sek. Für die Galaxie Mrk 231 stelle ich anhand der Abbildung 5.19 fest, dass die Modelle mit Geschwindigkeiten im Bereich 583-650 von den Fehlerbalken getroffen werden, wobei ich auf die mittlere Geschwindigkeit 616 km/sek schliessen kann. Als letztes fällt es auf, dass die Fehlerbalken von Mrk 266 zu einer geringen Berührung mit den Modellen kommen, welche sich im Bereich 613-625 km/sek befinden. Die mittlere Geschwindigkeit ist 619 km/sek (Tabelle 5.22). Die drei angegebenen mittleren Geschwindigkeiten für die drei Galaxien haben jeweils den geringsten Abstand zu den jeweiligen Mittelpunkten von den Fehlerbalken.

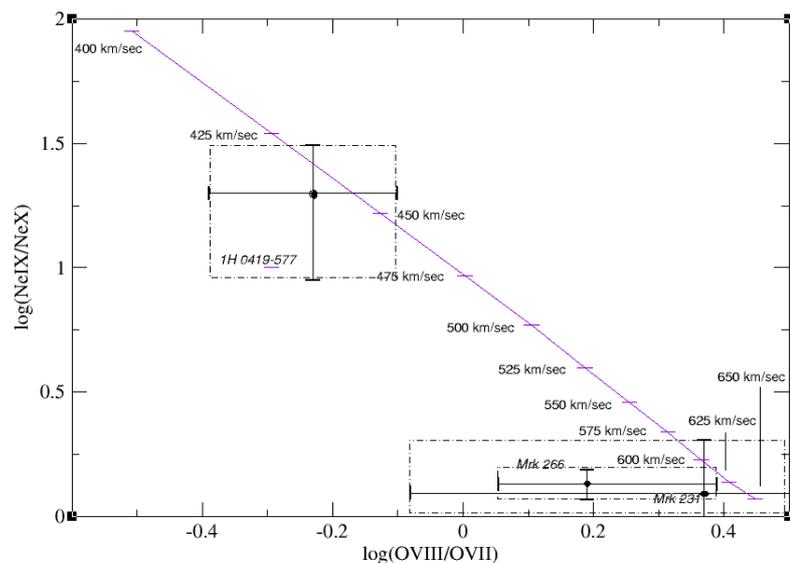


Abbildung 5.19: Diagnostisches Diagramm $\text{OVIII}(\lambda 18.99\text{\AA}) / \text{OVII}(\lambda 21.60\text{\AA})$ gegen $\text{NeIX}(\lambda 13.40\text{\AA}) / \text{Ne X}(\lambda 12.15\text{\AA})$. Magnetischer Parameter hat keine Wirkung auf den Verlauf (Dopita & Sutherland 1995). Zum Vergleich sind die Positionen von 3 Galaxien eingezeichnet. Die Fehlerbalken überstreichen Parallelogramme. Diese Parallelogramme treffen die Modelle, wonach die Geschwindigkeiten abgelesen werden.

Fazit

Die Seyfert 1.5 Galaxie NGC 4151 und der Radio-loud Quasar 3C 234 sind zwei Beispiele, von denen uns die RGS- und EPIC-Spektren (Abbildungen 5.3 und 5.5) vorliegen. In den EPIC-Spektren

Tabelle 5.22: Die abgeleiteten Geschwindigkeiten und ihre mittlere Werte

Galaxie	$V_S(km/sek)$ Bereich	Mittlere $V_S(km/sek)$
1H 0419-577	430-456	443 ± 13
Mrk 231	583-650	616 ± 34
Mrk 266	613-625	619 ± 6

können wir die RRC Linien erkennen. Schurch (2004) und Piconcelli (2008) schliessen anhand der RRC Linien und R & G Verhältnisse (Tabellen 5.2, 5.3 und 5.4) auf Photoionisation in den beiden Galaxien. Im Gegensatz dazu, fehlen diese Eigenschaften bei dem EPIC-Spektrum von Mrk 266 (Abbildung 5.6). Stattdessen sehen wir eine gezackte Struktur im Bereich 0.2-1.0 keV, wobei die RRC Linien nicht besonders stark sind. Dies weist darauf hin, dass die notwendige niedrige Temperatur für Rekombination und Entstehung von RRC Linien in der Nord Region von Mrk 266 nicht vorhanden ist. Dies ist aber zu erwarten, weil die Region infolge der Verschmelzung zweier Galaxien zustande gekommen ist. Hitze und kinetische Energie sind die Haupteigenschaften. Aufgrund der hohen Elektronentemperaturen vor der Rekombination, haben die Elektronen keine Möglichkeit direkt und ohne Kaskadeneffekt zum Grundzustand zurückzufallen. Die Existenz von RRC Linien sind in den drei Spektren (Abbildungen 5.3, 5.5 und 5.6) diskutierbar. Sie erscheinen mit unterschiedlichen Stärken. Im RGS-Spektrum von NGC 4151 (Abbildung 5.3) sind sie gut erkennbar, das EPIC-Spektrum vom Quasar 3C 234 (Abbildung 5.5) weist sie ebenfalls auf, dennoch können wir sie im Spektrum Mrk 266 (Abbildung 5.6) kaum identifizieren. Zum Schluss habe ich die Spektren von dem BAL Quasar Mrk 231 und der Seyfert 1 Galaxie 1H -419-577 mit dem vom Mrk 266 Jetbereich verglichen. Das ASCA-Spektrum von Mrk 231 (Abbildung 5.15) zeigt dieselben Emissionslinien im Bereich ≤ 1 keV wie bei denen von Mrk 266. Weitere Vergleiche mit den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) bestätigen, dass auch diese Galaxie ein Beispiel für Stossionisation ist (Tabelle 5.19). Bei der zweiten Galaxie 1H 0419-577 ist dies ebenfalls der Fall (Abbildung 5.17). Die Verhältnisse können vernünftig mit den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96) erklärt werden. Diese Galaxien zeigen, wir können im Röntgenbereich aufgrund von RRC Linien und R & G Verhältnissen sowie weiterer Verhältnissen im Spektrum feststellen, ob Photoionisation, Stossionisation oder sogar beides (hybrid Plasma) die wahrscheinlichsten Energiequellen sind. Auch die Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) haben sich im Röntgenbereich bewährt und wir können aus den Beobachtungen im Röntgenbereich Schlussfolgerungen ziehen und Diagnosen stellen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Wechselwirkende und verschmelzende Galaxien gehören zu der Gruppe AGN (aktive galactic nuclei), wobei ihre Gesamtleuchtkraft nicht mit der Summe aller Sternenleuchtkräfte erklärt werden kann. In der vorliegenden Arbeit habe ich am Anfang die Eigenschaften von solchen Galaxien diskutiert. Die beiden Galaxien NGC 3921 und Mrk 266 sind zwei Verschmelzungsgalaxien, deren Besonderheiten und Systemparameter von mir im ersten Kapitel vorgestellt worden sind, und wo ich Emissionslinien, Spektren und Aufnahmen im optischen/UV- und Röntgenbereich präsentiert habe. Die Gesamtleuchtkraft in den verschmelzenden Galaxien kann nicht allein mit den thermischen Energiequellen erklärt werden. Aufgrund dessen müssen wir eine zweite Energiequelle in Betracht ziehen und versuchen festzustellen, wie weit welche Energiequelle als die wichtigste zur Leuchtkraft beiträgt. Im Kapitel 2 habe ich die Stossfront Theorie eingeführt (Osterbrock 2004, Dopita & Sutherland 1995-96, Allen & Dopita 1999). Stossionisation ist die zweite Energiequelle, die in AGN als Energiequelle in Frage kommt. Diese Theorie besteht aus mathematischen Gleichungen und physikalischen Betrachtungen, mit denen wir eine Front beschreiben können. Aufgrund dieser mathematischen Grundlage sind Modelle entwickelt worden. Zum Beispiel die Modelle Dopita & Sutherland (1995-96) und Allen & Dopita (1999), die ausführlich die Emissionslinien von Stossionisation im optischen/UV- und Röntgenbereich erzeugen. Diese Modelle habe ich im dritten Kapitel vorgestellt. Wichtige Tabellen, Diagramme und Spektren von Dopita & Sutherland (1995-96) und Allen & Dopita (1999) sind in diesem Kapitel zitiert worden. Wenn wir unsere beobachteten Werte und Verhältnisse von einer Galaxie mit den von Modellen abgeleiteten Werten und Verhältnissen vergleichen, können wir aussagekräftige Ergebnisse und Schlüsse ziehen und feststellen, ob Stossionisation in einer Galaxie in Frage kommt oder nicht, und wenn ja, wie hoch die Frontsgeschwindigkeit ist. So können wir weitere wichtige Werte aus den Modellen ableiten. Im Kapitel 4 habe ich dieses Ziel erreicht. Mir lagen Spektren und Emissionslinien von Galaxien NGC 3921 und Mrk 266 vor. Diese Werte sind im optischen/UV Bereich. Für die Galaxie Mrk 266 habe ich zwei Spaltrichtungen 0° (SW-Jet) und 48° (SW-Jet) diskutiert. Kollatschny (1997) und Kollatschny & Kowatsch (1998) haben die beiden Spaltrichtungen beobachtet und Lembeck (2005) hat in ihrer Diplomarbeit diese Ergebnisse analysiert. Ich habe aufgrund der Modelle von Dopita & Sutherland (1995-96) und Allen & Dopita (1999) die Frontsgeschwindigkeiten entlang der Front ableiten können (Abbildungen 4.22 und 4.29). Ein wichtiges Ziel meiner Doktorarbeit war es, diese Methode auch im Röntgenbereich anzuwenden. Neben den Möglichkeiten, die ich in den Modellen (Dopita & Sutherland 1995-96, Allen & Dopita 1999) gefunden habe, wurde mir

klar, dass im Röntgenbereich die Anwendung von RRC Linien und R & G Verhältnissen (Piconcelli 2008, Schurch 2004) von Bedeutung sind. Im Kapitel 5 wurden diese Indikatoren von mir diskutiert. Drei Galaxien habe ich ausgesucht um mit Hilfe von Stossfront Theorie und der Anwendung von RRC Linien bzw. R & G Verhältnissen die Existenz und den Verlauf von Stossionisation zu diskutieren. Die Galaxie NGC 4151, Radio-loud Quasar 3C 234 und die Galaxie Mrk 266 sind diese drei Galaxien, die von mir analysiert worden. Sie sind in dieser Hinsicht ausgesucht, weil sie unterschiedliche Besonderheiten aufweisen. Mrk 266 ist eine verschmelzende Galaxie, NGC 4151 ist eine Seyfert 1.5 Galaxie, in der Photoionisation als wichtige Energiequelle in Gang ist (Schurch 2004) und 3C 234 ist ein Quasar. Das heisst diese drei Galaxien sind so unterschiedlich, dass wir die Anwendung der Stossionisationstheorie auf sie gut studieren können und unterschiedliche Schlüsse ziehen können. Die Existenz von RRC Linien wie O VII und OVIII (Abbildung 5.5) in dem Spektrum von 3C 234 oder C V, N VII und weitere RRC Linien in dem Spektrum von NGC 4151 (Abbildung 5.3) sind klare Anzeichen für Photoionisation, während die geschwächten RRC Linien in dem Spektrum von der Nord Region in Mrk 266 (Abbildung 5.6) ein Hinweis auf Stossionisation sind und zwar in Übereinstimmung mit den abgeleiteten Werten im optischen/UV Bereich. Die von beobachteten Linien im Röntgenbereich abgeleiteten Frontsgeschwindigkeiten liegen sehr nah an der Frontsgeschwindigkeit, die ich von Beobachtungen im optischen/UV Bereich abgeleitet habe. Die Spektren von den Galaxien Mrk 231 und 1H 0419-577 zeigen Ähnlichkeiten mit denen von Mrk 266. Unsere Untersuchungen haben erwiesen, dass die beiden Galaxien auch mit den Stossionisationsmodellen (Dopita & Sutherland 1995-96) erklärt werden können. Das Spektrum von der Galaxie 1H 0419-577 zeigt Emissionslinien wie O VII und OVIII, welches ein Hinweis auf Photoionisation und Stossionisation (Hybrid Plasma) sein kann. Am Ende sind wir in der Lage die beobachteten Werte im Röntgenbereich mit den von der Theorie abgeleiteten Werten zu vergleichen und Mechanismen wie Photoionisation und Stossionisation zu diskutieren. Multifrequente Beobachtungen und Studien von Galaxien, wie ich in dieser Arbeit diskutiert habe, helfen uns die abgeleiteten Ergebnisse von unterschiedlichen Wellenlängenbereichen zusammen zu führen und zu vergleichen. Diese Arbeit kann in Zukunft im Gamma Bereich fortgesetzt werden, wobei Beobachtungen im Gamma Bereich durchgeführt und die neuen abgeleiteten Werte mit denen, die wir schon im optischen/UV- und Röntgenbereich abgeleitet haben, verglichen werden. Auf jeden Fall haben sich die Stossfrontmodelle von Dopita & Sutherland (1995-96) , Allen & Dopita (1999) und RRC Linien im Röntgenbereich bewährt.

Anhang A

Die beigelegten Tabellen

Die beigelegten Tabellen (Dopita 1995-96) werden im Abschnitt 3.2 gebraucht.

Tabelle 2D: column densities for a sequence of shock models having a magnetic parameter of $4 \mu G \text{cm}^{3/2}$

Tabelle 3D: mean ionic temperatures for a sequence of shock models having a magnetic parameter of $4 \mu G \text{cm}^{3/2}$

Tabelle 4: the ionizing photon fields of radiative shocks as a function of velocity

Tabelle 6: ionic column densities for the sequence of photoionized precursors of shock models ($200 \leq V \leq 500 \text{ km/s}$)

Tabelle 8: principal optical lines produced by the shock

Tabelle 10: principal optical lines produced by the precursor HII region

Tabelle 11: principal UV lines produced by the precursor HII region

TABLE 4
THE IONIZING PHOTON FIELDS OF RADIATIVE SHOCKS AS A FUNCTION OF VELOCITY

V_{low} (eV)	Photon Flux ($\text{erg cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$) for given Shock Velocity ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$):										Photon Flux ($\text{erg cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$) for given Shock Velocity ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$):										
	200	250	300	350	400	450	500	200	250	300	350	400	450	500	200	250	300	350	400	450	500
.000	7.394e-22	1.928e-21	4.272e-21	7.367e-21	1.220e-20	2.129e-20	3.545e-20	3.964e-20	6.607e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19	3.964e-20	6.607e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19
.139	7.374e-22	1.915e-21	4.254e-21	7.333e-21	1.214e-20	2.120e-20	3.529e-20	4.706e-20	6.686e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19	4.706e-20	6.686e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19
.196	7.374e-22	1.915e-21	4.254e-21	7.333e-21	1.214e-20	2.120e-20	3.529e-20	4.706e-20	6.686e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19	4.706e-20	6.686e-20	9.246e-20	1.187e-19	1.519e-19	1.930e-19	2.419e-19
.297	7.310e-20	1.195e-19	2.176e-19	4.044e-19	5.373e-19	7.558e-19	1.056e-18	1.352e-20	2.435e-20	3.673e-20	5.009e-20	6.493e-20	8.960e-20	1.172e-19	1.352e-20	2.435e-20	3.673e-20	5.009e-20	6.493e-20	8.960e-20	1.172e-19
.400	7.360e-22	1.903e-21	4.207e-21	7.242e-21	1.199e-20	2.098e-20	3.486e-20	9.845e-21	1.806e-20	2.789e-20	3.877e-20	5.073e-20	7.175e-20	9.549e-20	9.845e-21	1.806e-20	2.789e-20	3.877e-20	5.073e-20	7.175e-20	9.549e-20
.505	7.352e-22	1.897e-21	4.190e-21	7.210e-21	1.194e-20	2.084e-20	3.471e-20	5.481e-19	6.809e-19	8.280e-19	9.793e-19	1.135e-18	1.294e-18	1.452e-18	5.481e-19	6.809e-19	8.280e-19	9.793e-19	1.135e-18	1.294e-18	1.452e-18
.612	7.347e-22	1.891e-21	4.174e-21	7.180e-21	1.189e-20	2.075e-20	3.457e-20	2.370e-20	3.607e-19	6.568e-19	8.516e-19	1.045e-18	1.285e-18	1.556e-18	2.370e-20	3.607e-19	6.568e-19	8.516e-19	1.045e-18	1.285e-18	1.556e-18
.721	7.339e-22	1.881e-21	4.147e-21	7.139e-21	1.180e-20	2.060e-20	3.432e-20	2.345e-19	2.767e-19	3.838e-19	4.433e-19	5.061e-19	5.707e-19	5.707e-19	2.345e-19	2.767e-19	3.838e-19	4.433e-19	5.061e-19	5.707e-19	5.707e-19
.866	7.330e-22	1.871e-21	4.120e-21	7.078e-21	1.172e-20	2.045e-20	3.407e-20	3.561e-21	1.064e-20	3.086e-20	4.537e-20	6.691e-20	7.307e-20	9.224e-20	3.561e-21	1.064e-20	3.086e-20	4.537e-20	6.691e-20	7.307e-20	9.224e-20
.113	7.327e-22	1.866e-21	4.107e-21	7.054e-21	1.167e-20	2.038e-20	3.395e-20	2.447e-21	4.580e-21	7.940e-21	1.121e-20	1.739e-20	2.121e-20	4.121e-20	2.447e-21	4.580e-21	7.940e-21	1.121e-20	1.739e-20	2.121e-20	4.121e-20
.179	7.323e-22	1.862e-21	4.095e-21	7.031e-21	1.164e-20	2.031e-20	3.384e-20	5.304e-21	8.167e-21	1.174e-20	1.602e-20	2.139e-20	3.128e-20	4.482e-20	5.304e-21	8.167e-21	1.174e-20	1.602e-20	2.139e-20	3.128e-20	4.482e-20
.299	7.318e-22	1.856e-21	4.080e-21	7.002e-21	1.159e-20	2.023e-20	3.370e-20	2.070e-20	2.898e-19	4.252e-19	5.050e-19	5.840e-19	6.585e-19	7.554e-19	2.070e-20	2.898e-19	4.252e-19	5.050e-19	5.840e-19	6.585e-19	7.554e-19
.421	7.348e-22	1.855e-21	4.070e-21	6.981e-21	1.155e-20	2.015e-20	3.357e-20	2.582e-20	3.347e-20	4.180e-20	5.103e-20	6.163e-20	7.570e-20	9.309e-20	2.582e-20	3.347e-20	4.180e-20	5.103e-20	6.163e-20	7.570e-20	9.309e-20
.546	7.307e-22	1.844e-21	4.048e-21	6.944e-21	1.149e-20	2.005e-20	3.342e-20	1.701e-21	2.990e-21	5.266e-21	8.167e-21	1.232e-20	2.011e-20	3.166e-20	1.701e-21	2.990e-21	5.266e-21	8.167e-21	1.232e-20	2.011e-20	3.166e-20
.673	7.304e-22	1.838e-21	4.028e-21	6.928e-21	1.144e-20	1.997e-20	3.328e-20	9.636e-21	1.278e-20	1.702e-20	2.184e-20	2.796e-20	3.755e-20	5.094e-20	9.636e-21	1.278e-20	1.702e-20	2.184e-20	2.796e-20	3.755e-20	5.094e-20
.802	9.054e-22	2.143e-21	4.629e-21	8.168e-21	1.329e-20	2.284e-20	3.741e-20	3.433e-21	5.067e-21	7.528e-21	1.051e-20	1.472e-20	2.330e-20	3.372e-20	3.433e-21	5.067e-21	7.528e-21	1.051e-20	1.472e-20	2.330e-20	3.372e-20
.935	7.285e-22	1.825e-21	3.999e-21	6.854e-21	1.134e-20	1.979e-20	3.299e-20	1.482e-20	2.102e-20	2.641e-20	3.245e-20	3.982e-20	5.055e-20	6.511e-20	1.482e-20	2.102e-20	2.641e-20	3.245e-20	3.982e-20	5.055e-20	6.511e-20
.1069	7.809e-22	1.874e-21	4.043e-21	6.896e-21	1.137e-20	1.979e-20	3.295e-20	7.321e-19	1.682e-19	3.843e-19	5.924e-19	7.793e-19	9.995e-19	1.249e-18	7.321e-19	1.682e-19	3.843e-19	5.924e-19	7.793e-19	9.995e-19	1.249e-18
.207	2.055e-21	3.452e-21	5.943e-21	9.162e-21	1.401e-20	2.284e-20	3.640e-20	1.322e-19	1.682e-19	3.843e-19	5.924e-19	7.793e-19	9.995e-19	1.249e-18	1.322e-19	1.682e-19	3.843e-19	5.924e-19	7.793e-19	9.995e-19	1.249e-18
.347	1.353e-21	2.491e-21	4.823e-21	8.033e-21	1.267e-20	2.132e-20	3.478e-20	2.324e-20	2.996e-20	4.095e-20	5.892e-20	7.786e-20	9.724e-20	1.180e-19	2.324e-20	2.996e-20	4.095e-20	5.892e-20	7.786e-20	9.724e-20	1.180e-19
.489	1.736e-21	2.904e-21	5.403e-21	8.612e-21	1.344e-20	2.230e-20	3.90e-20	6.492e-20	1.289e-19	1.716e-19	2.093e-19	2.722e-19	3.176e-19	3.920e-19	6.492e-20	1.289e-19	1.716e-19	2.093e-19	2.722e-19	3.176e-19	3.920e-19
.635	7.220e-22	1.790e-21	3.915e-21	6.708e-21	1.110e-20	1.938e-20	3.233e-20	1.614e-21	2.688e-21	9.822e-21	1.493e-20	1.838e-20	2.278e-20	3.050e-20	1.614e-21	2.688e-21	9.822e-21	1.493e-20	1.838e-20	2.278e-20	3.050e-20
.646	7.205e-22	1.784e-21	3.900e-21	6.681e-21	1.106e-20	1.931e-20	3.221e-20	1.325e-19	1.780e-19	2.138e-19	2.503e-19	2.879e-19	3.289e-19	3.742e-19	1.325e-19	1.780e-19	2.138e-19	2.503e-19	2.879e-19	3.289e-19	3.742e-19
.870	1.952e-19	2.506e-19	2.695e-19	3.191e-19	3.681e-19	4.185e-19	4.706e-19	2.826e-19	1.162e-18	1.370e-18	1.589e-18	1.813e-18	2.040e-18	2.272e-18	2.826e-19	1.162e-18	1.370e-18	1.589e-18	1.813e-18	2.040e-18	2.272e-18
.1151	6.480e-21	8.823e-21	1.234e-20	2.279e-20	2.279e-20	3.239e-20	4.651e-20	6.480e-21	8.823e-21	1.234e-20	2.279e-20	2.279e-20	3.239e-20	4.651e-20	6.480e-21	8.823e-21	1.234e-20	2.279e-20	2.279e-20	3.239e-20	4.651e-20
.1406	7.600e-22	1.795e-21	3.865e-21	6.594e-21	1.088e-20	1.898e-20	3.164e-20	8.979e-21	1.177e-20	1.493e-20	1.838e-20	2.278e-20	3.050e-20	4.216e-20	8.979e-21	1.177e-20	1.493e-20	1.838e-20	2.278e-20	3.050e-20	4.216e-20
.569	8.255e-21	1.100e-20	1.517e-20	2.014e-20	2.681e-20	3.725e-20	5.204e-20	3.792e-21	5.499e-21	8.286e-21	1.828e-20	6.308e-20	1.648e-19	2.934e-19	3.792e-21	5.499e-21	8.286e-21	1.828e-20	6.308e-20	1.648e-19	2.934e-19
.905	1.410e-20	1.707e-20	2.160e-20	2.703e-20	3.415e-20	4.498e-20	6.033e-20	1.020e-21	1.885e-21	3.614e-21	5.856e-21	9.319e-21	1.579e-20	2.588e-20	1.020e-21	1.885e-21	3.614e-21	5.856e-21	9.319e-21	1.579e-20	2.588e-20
.078	6.475e-20	7.323e-20	8.508e-20	1.023e-19	1.184e-19	1.398e-19	1.687e-19	2.501e-21	4.024e-21	6.593e-21	1.008e-20	1.539e-20	2.169e-20	2.985e-20	2.501e-21	4.024e-21	6.593e-21	1.008e-20	1.539e-20	2.169e-20	2.985e-20
.618	2.297e-20	3.081e-20	4.149e-20	5.289e-20	6.513e-20	8.061e-20	1.003e-19	3.384e-20	4.680e-20	6.539e-20	8.556e-20	1.086e-19	1.366e-19	1.627e-19	3.384e-20	4.680e-20	6.539e-20	8.556e-20	1.086e-19	1.366e-19	1.627e-19
.995	2.076e-19	2.555e-19	3.152e-19	3.750e-19	4.343e-19	4.928e-19	5.528e-19	2.076e-19	2.555e-19	3.152e-19	3.750e-19	4.343e-19	4.928e-19	5.528e-19	2.076e-19	2.555e-19	3.152e-19	3.750e-19	4.343e-19	4.928e-19	5.528e-19
.1189	7.585e-19	1.032e-18	1.478e-18	2.471e-18	3.357e-18	4.630e-18	6.167e-18	1.965e-19	1.390e-18	1.617e-18	1.859e-18	2.103e-18	2.357e-18	2.619e-18	1.965e-19	1.390e-18	1.617e-18	1.859e-18	2.103e-18	2.357e-18	2.619e-18
.360	1.139e-20	1.368e-20	1.749e-20	2.300e-20	3.007e-20	4.117e-20	5.677e-20	5.043e-21	8.100e-21	1.185e-20	1.625e-20	2.133e-20	3.110e-20	4.449e-20	5.043e-21	8.100e-21	1.185e-20	1.625e-20	2.133e-20	3.110e-20	4.449e-20
.589	5.923e-22	1.751e-21	2.272e-21	3.272e-21	4.652e-21	6.515e-21	8.895e-21	1.478e-21	3.125e-21	5.727e-21	8.977e-21	1.307e-20	2.109e-20	3.262e-20	1.478e-21	3.125e-21	5.727e-21	8.977e-21	1.307e-20	2.109e-20	3.262e-20
.795	1.341e-20	1.791e-20	2.272e-20	2.872e-20	3.531e-20	4.596e-20	6.098e-20	1.295e-21	5.459e-21	2.876e-20	3.812e-20	5.294e-20	7.125e-20	9.277e-20	1.295e-21	5.459e-21	2.876e-20	3.812e-20	5.294e-20	7.125e-20	9.277e-20
.004	1.972e-21	3.114e-21	5.236e-21	8.001e-21	1.218e-20	1.988e-20	3.194e-20	6.260e-20	8.752e-20	1.194e-19	1.655e-19	2.246e-19	3.056e-19	4.072e-19	6.260e-20	8.752e-20	1.194e-19	1.655e-19	2.246e-19	3.056e-19	4.072e-19
.260	1.806e-20	2.334e-20	2.833e-20	3.350e-20	3.948e-20	4.951e-20	6.467e-20	2.850e-21	4.372e-21	6.647e-21	9.328e-21	1.300e-20	1.974e-20	2.997e-20	2.850e-21	4.372e-21	6.647e-21	9.328e-21	1.300e-20	1.974e-20	2.997e-20
.436	1.744e-20	2.274e-20	2.913e-20	3.604e-20	4.452e-20	5.650e-20	7.476e-20	2.162e-21	3.432e-21	5.456e-21	7.984e-21	1.159e-20	1.809e-20	2.799e-20	2.162e-21	3.432e-21	5.456e-21	7.984e-21	1.159e-20	1.809e-20	2.799e-20
.658	5.753e-22	1.423e-21	3.212e-21	5.630e-21	9.484e-21	1.685e-20	2.849e-20	1.358e-20	1.849e-20	2.308e-20	2.963e-20	5.531e-									

TABLE 6
 IONIC COLUMN DENSITIES FOR THE SEQUENCE OF PHOTOIONIZED PRECURSORS OF SHOCK MODELS ($200 \leq V \leq 500 \text{ km s}^{-1}$)

V=200	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca	Fe
I	3.161E+20	3.086E+19	1.212E+16	3.537E+16	2.717E+17	3.397E+16	3.645E+14	2.086E+12	2.533E+11	6.724E+14	5.119E+12	4.915E+12
II	2.370E+20	2.227E+19	1.259E+17	9.279E+15	9.506E+16	1.613E+16	1.321E+16	1.407E+16	4.976E+15	5.420E+14	3.781E+13	8.679E+15
III	0.	9.208E+17	6.229E+16	1.680E+16	1.002E+17	1.768E+16	7.183E+15	2.599E+15	3.550E+15	7.619E+14	6.430E+14	2.453E+15
IV	0.	0.	4.829E+14	6.104E+14	3.750E+15	2.637E+14	2.738E+14	2.848E+15	4.411E+14	3.196E+13	4.024E+13	3.359E+15
V	0.	0.	1.035E+13	3.603E+12	5.220E+13	3.224E+12	2.617E+12	1.043E+14	4.098E+12	8.719E+10	2.998E+12	5.271E+13
VI	0.	0.	5.633E+06	2.220E+10	1.056E+11	4.103E+09	6.412E+09	4.560E+11	1.312E+11	7.608E+08	2.819E+10	8.221E+11
VII	0.	0.	0.	313.	5.434E+07	4.199E+04	2.754E+06	3.411E+07	4.412E+07	3.388E+06	3.316E+07	3.696E+09
VIII	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.564E+04	2.323E+06

V=300	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca	Fe
I	2.361E+21	2.275E+20	3.163E+16	2.649E+17	2.014E+18	2.241E+17	9.525E+14	4.366E+12	5.709E+11	5.120E+15	4.706E+12	1.576E+13
II	8.137E+20	6.716E+19	8.389E+17	1.281E+16	8.319E+16	6.394E+16	8.866E+16	8.799E+16	3.299E+16	3.636E+15	7.421E+13	6.278E+16
III	0.	1.550E+19	2.504E+17	6.065E+16	4.971E+17	8.959E+16	2.321E+16	1.873E+15	1.117E+16	1.882E+15	3.682E+15	2.677E+15
IV	0.	0.	1.910E+16	1.694E+16	9.732E+16	1.073E+16	5.621E+15	1.407E+16	6.473E+15	8.337E+14	2.585E+14	1.556E+16
V	0.	0.	1.248E+16	7.994E+14	9.319E+15	2.120E+15	1.923E+15	6.622E+15	6.651E+14	4.931E+13	1.532E+14	2.223E+15
VI	0.	0.	3.241E+13	9.435E+13	5.175E+14	9.240E+13	2.958E+14	1.995E+15	1.812E+14	3.085E+12	1.116E+13	2.240E+14
VII	0.	0.	7.283E+09	6.340E+10	1.530E+13	1.278E+11	2.547E+13	7.355E+13	1.029E+12	1.527E+11	3.721E+11	1.271E+13
VIII	0.	0.	0.	2.680E+05	1.184E+08	5.109E+08	2.604E+11	3.946E+11	2.650E+10	6.601E+08	7.686E+09	2.758E+11
IX	0.	0.	0.	0.	0.	8.886E+05	4.625E+08	1.813E+09	7.414E+07	1.793E+06	7.340E+07	2.723E+09
X	0.	0.	0.	0.	0.	0.	7.081E-04	1.325E+06	1.88	2.741E+03	1.104E+05	7.770E+06

V=400	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca	Fe
I	2.376E+21	2.237E+20	1.535E+16	2.617E+17	2.004E+18	1.587E+17	4.991E+14	3.318E+12	4.688E+11	4.000E+15	1.730E+12	1.252E+13
II	1.816E+21	1.266E+20	8.826E+17	2.459E+16	1.426E+17	1.087E+17	8.470E+16	9.102E+16	3.046E+16	5.065E+15	4.617E+13	6.290E+16
III	0.	5.926E+19	3.655E+17	7.689E+16	9.545E+17	1.897E+17	4.460E+16	1.492E+15	1.480E+16	2.071E+15	3.873E+15	4.649E+15
IV	0.	0.	1.131E+17	9.203E+16	3.841E+17	4.097E+16	1.418E+16	1.376E+16	1.629E+16	3.437E+15	8.958E+14	2.929E+16
V	0.	0.	1.398E+17	9.185E+15	7.020E+16	1.593E+16	1.026E+16	2.272E+16	4.060E+15	5.701E+14	6.191E+14	1.049E+16
VI	0.	0.	5.388E+15	5.756E+15	1.080E+16	1.586E+15	4.017E+15	1.653E+16	2.322E+15	6.861E+13	8.336E+13	2.029E+15
VII	0.	0.	3.211E+13	1.022E+14	7.891E+14	5.880E+12	1.018E+15	3.065E+15	2.926E+13	6.954E+12	6.290E+12	2.260E+14
VIII	0.	0.	0.	4.321E+10	5.289E+11	1.198E+11	6.722E+13	1.128E+14	5.232E+12	6.957E+10	3.355E+11	1.233E+13
IX	0.	0.	0.	0.	2.732E+07	1.697E+09	7.950E+11	3.956E+12	1.773E+11	4.598E+08	8.346E+09	3.569E+11
X	0.	0.	0.	0.	0.	0.	5.086E+09	4.025E+10	9.886E+08	1.391E+07	3.626E+07	7.954E+09
XI	0.	0.	0.	0.	0.	0.	8.734E+06	7.877E+07	7.169E+06	1.070E+05	5.378E+04	1.622E+07
XII	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	7.414E+04	2.340E+04	232.	200.	5.765E-07

V=500	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca	Fe
I	8.693E+21	8.368E+20	4.335E+16	9.674E+17	7.378E+18	6.769E+17	3.090E+14	5.292E+12	1.089E+12	1.769E+16	6.783E+11	1.671E+13
II	3.710E+21	2.576E+20	3.215E+18	5.816E+16	3.060E+17	3.136E+17	3.181E+17	3.246E+17	1.241E+17	1.523E+16	8.954E+13	2.300E+17
III	0.	1.176E+20	5.002E+17	9.244E+16	1.768E+18	3.932E+17	7.990E+16	1.740E+15	2.865E+16	2.428E+15	1.259E+16	1.081E+16
IV	0.	0.	2.395E+17	1.681E+17	6.715E+17	7.134E+16	2.179E+16	1.561E+16	2.699E+16	7.784E+15	2.064E+15	5.794E+16
V	0.	0.	4.131E+17	3.628E+16	2.754E+17	5.609E+16	1.952E+16	3.586E+16	1.087E+16	1.424E+15	1.163E+15	1.753E+16
VI	0.	0.	8.853E+16	6.163E+16	1.323E+17	1.468E+16	1.700E+16	3.935E+16	9.887E+15	3.683E+14	3.549E+14	7.526E+15
VII	0.	0.	3.352E+15	7.508E+15	2.506E+16	1.595E+14	1.196E+16	1.974E+16	3.311E+14	9.788E+13	7.698E+13	2.091E+15
VIII	0.	0.	0.	6.665E+13	4.100E+14	9.120E+12	2.831E+15	2.790E+15	2.630E+14	2.681E+12	1.262E+13	3.233E+14
IX	0.	0.	0.	0.	6.365E+11	5.371E+11	1.365E+14	4.060E+14	4.393E+13	5.319E+10	9.376E+11	2.964E+13
X	0.	0.	0.	0.	0.	1.286E+08	4.729E+12	2.137E+13	1.655E+12	1.151E+10	1.263E+10	2.839E+12
XI	0.	0.	0.	0.	0.	0.	5.656E+10	2.643E+11	8.841E+10	7.093E+08	7.084E+07	2.821E+10
XII	0.	0.	0.	0.	0.	0.	3.497E+05	2.481E+09	2.191E+09	1.265E+07	4.788E+06	4.103E+07
XIII	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.211E+07	1.394E+07	2.360E+05	5.328E+04	1.924E+05
XIV	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	7.022E+04	1.076E+03	171.	721.

TABLE 8
PRINCIPAL OPTICAL LINES PRODUCED BY THE SHOCK

Model:	logVs	logF(H β)	H α	He II	He I	S III	O II	S II	S II	S II	N II	O I	O III	O III	Ne III	O II	Ne V
#15010	2.176	-4.701	3.167	0.048	0.060	0.293	0.277	0.274	0.330	0.693	0.693	0.206	1.840	0.187	0.314	5.556	0.055
#20010	2.301	-4.455	3.091	0.039	0.140	0.283	0.183	0.486	0.511	0.642	0.444	1.210	0.120	0.292	3.739	0.307	
#25010	2.398	-4.201	3.040	0.032	0.230	0.422	0.135	0.868	0.835	0.860	1.045	0.881	0.086	0.212	2.912	0.213	
#30010	2.477	-4.015	3.007	0.043	0.267	0.513	0.110	1.352	1.224	1.141	1.871	0.745	0.070	0.188	2.600	0.164	
#35010	2.544	-3.869	2.986	0.068	0.309	0.624	0.098	1.948	1.696	1.457	3.068	0.657	0.060	0.199	2.561	0.136	
#40010	2.602	-3.717	2.972	0.087	0.335	0.753	0.090	2.410	1.999	1.813	4.172	0.560	0.050	0.220	2.579	0.109	
#45010	2.653	-3.586	2.964	0.086	0.340	0.847	0.086	2.568	2.008	2.011	4.685	0.481	0.043	0.221	2.539	0.090	
#50010	2.699	-3.505	2.959	0.083	0.347	0.932	0.090	2.683	1.995	2.129	5.110	0.446	0.039	0.224	2.538	0.083	
#15011	2.176	-4.678	3.124	0.046	0.067	0.338	0.264	0.485	0.657	1.027	0.352	1.764	0.178	0.301	5.707	0.052	
#20011	2.301	-4.436	3.038	0.042	0.155	0.533	0.181	0.808	1.074	1.472	0.835	1.178	0.116	0.293	4.841	0.294	
#25011	2.398	-4.158	2.985	0.047	0.205	1.063	0.140	1.009	1.317	2.167	1.496	0.837	0.079	0.246	5.141	0.194	
#30011	2.477	-3.970	2.960	0.098	0.217	1.408	0.135	1.446	1.875	2.969	2.683	0.770	0.066	0.365	6.308	0.148	
#35011	2.544	-3.831	2.946	0.167	0.221	1.748	0.151	1.841	2.361	3.804	4.030	0.777	0.059	0.574	7.843	0.124	
#40011	2.602	-3.671	2.947	0.199	0.215	2.031	0.168	1.903	2.392	4.346	4.484	0.785	0.049	0.717	9.074	0.098	
#45011	2.653	-3.538	2.964	0.193	0.214	2.258	0.185	1.823	2.249	4.559	4.549	0.796	0.043	0.779	9.806	0.081	
#50011	2.699	-3.479	2.994	0.175	0.214	2.385	0.189	1.691	2.054	4.470	4.440	0.783	0.037	0.777	9.831	0.068	
#15012	2.176	-4.679	3.092	0.047	0.067	0.396	0.267	0.572	0.801	1.277	0.382	1.791	0.180	0.306	6.174	0.054	
#20012	2.301	-4.434	3.018	0.046	0.154	0.717	0.186	0.811	1.122	1.805	0.801	1.200	0.117	0.308	5.656	0.295	
#25012	2.398	-4.170	2.967	0.058	0.191	1.437	0.158	0.963	1.282	2.654	1.458	0.934	0.084	0.313	6.740	0.199	
#30012	2.477	-3.986	2.948	0.124	0.196	1.854	0.161	1.270	1.730	3.480	2.497	0.994	0.072	0.510	8.343	0.154	
#35012	2.544	-3.831	2.938	0.204	0.191	2.236	0.185	1.527	2.060	4.294	3.521	1.124	0.064	0.763	10.349	0.125	
#40012	2.602	-3.677	2.946	0.241	0.186	2.546	0.201	1.503	2.001	4.714	3.720	1.350	0.056	0.925	11.770	0.100	
#45012	2.653	-3.541	2.968	0.231	0.186	2.787	0.225	1.436	1.893	4.823	3.873	1.498	0.050	0.990	12.369	0.082	
#50012	2.699	-3.421	2.993	0.209	0.187	3.003	0.229	1.340	1.756	4.659	3.942	1.574	0.045	0.988	12.305	0.069	
#15014	2.176	-4.687	3.074	0.049	0.069	0.496	0.275	0.626	0.894	1.634	0.360	1.905	0.188	0.322	6.807	0.052	
#20014	2.301	-4.442	3.005	0.051	0.150	0.954	0.198	0.772	1.096	2.111	0.704	1.301	0.122	0.344	6.715	0.299	
#25014	2.398	-4.177	2.955	0.069	0.175	1.820	0.175	0.771	1.088	2.964	1.216	1.144	0.090	0.404	8.213	0.203	
#30014	2.477	-3.998	2.935	0.154	0.174	2.351	0.188	1.032	1.451	3.835	2.143	1.565	0.082	0.683	10.375	0.159	
#35014	2.544	-3.841	2.922	0.252	0.164	2.790	0.220	1.185	1.545	4.533	2.843	2.162	0.076	0.972	12.587	0.129	
#40014	2.602	-3.689	2.950	0.290	0.162	3.095	0.242	1.156	1.603	4.767	3.096	2.767	0.070	1.140	13.652	0.103	
#45014	2.653	-3.543	2.972	0.270	0.161	3.361	0.246	1.070	1.477	4.655	3.212	3.307	0.065	1.183	13.700	0.083	
#50014	2.699	-3.445	2.970	0.249	0.165	3.755	0.251	1.106	1.527	4.601	3.992	3.524	0.062	1.234	13.747	0.074	

NOTE.—Models are identified (left to right) by shock velocity, density, and magnetic parameter.

TABLE 10
PRINCIPAL OPTICAL LINES PRODUCED BY THE PRECURSOR H II REGION

Model:	logVs	logF(H β)	H α 6563	He II 4686	He I 5876	S III 9069+ 9532	O II 7318+ 7324	S II 6731	S II 6717	N II 6584	O I 6300	O III 5007	O III 4363	Ne III 3868	O II 3727+ 3729	Ne V 3426
p2001	2.301	-4.347	2.971	0.054	0.141	1.261	0.007	0.074	0.109	0.523	0.035	1.80	0.002	0.099	1.167	0.000
p2501	2.398	-4.067	2.946	0.097	0.135	1.291	0.009	0.045	0.066	0.374	0.059	4.44	0.009	0.263	0.998	0.001
p3001	2.477	-3.908	2.913	0.240	0.116	1.116	0.013	0.050	0.073	0.332	0.111	7.61	0.025	0.504	0.975	0.020
p3501	2.544	-3.773	2.887	0.380	0.097	0.998	0.016	0.060	0.088	0.304	0.224	10.43	0.047	0.750	1.022	0.057
p4001	2.602	-3.639	2.862	0.447	0.089	0.899	0.017	0.074	0.109	0.287	0.389	14.70	0.097	1.116	1.020	0.140
p4501	2.653	-3.515	2.846	0.389	0.090	0.822	0.018	0.092	0.134	0.284	0.591	19.36	0.171	1.528	0.984	0.350
p5001	2.699	-3.419	2.837	0.358	0.091	0.787	0.019	0.111	0.162	0.299	0.801	23.41	0.267	1.931	1.004	0.709

NOTE.—Models are identified by shock velocity and density.

TABLE 11
PRINCIPAL UV LINES PRODUCED BY THE PRECURSOR H II REGION

Model:	C III 977	N III 991	Ne VI 1000	O VI 1035	N II 1085	O V 1218	N V 1240	C II 1335	O IV 1402	N IV 1486	C IV 1550	O III 1666	N III 1750	S III 1886	C III 1909	C II 2326	Ne IV 2423	O II 2470	Mg II 2800	C I 2967
p2001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.015	0.000	0.005	0.124	0.000
p2501	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.002	0.000	0.000	0.006	0.005	0.002	0.002	0.005	0.021	0.008	0.007	0.176	0.000
p3001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.004	0.008	0.004	0.097	0.019	0.011	0.006	0.082	0.031	0.057	0.009	0.255	0.000
p3501	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.002	0.003	0.008	0.023	0.014	0.298	0.043	0.019	0.012	0.153	0.046	0.130	0.012	0.356	0.000
p4001	0.000	0.001	0.000	0.004	0.000	0.012	0.015	0.015	0.072	0.044	0.891	0.110	0.038	0.018	0.668	0.067	0.262	0.013	0.463	0.000
p4501	0.000	0.000	0.000	0.069	0.000	0.076	0.095	0.025	0.269	0.136	2.712	0.243	0.064	0.019	1.273	0.099	0.542	0.014	0.574	0.000
p5001	0.021	0.000	0.002	0.585	0.000	0.320	0.351	0.038	0.690	0.283	5.723	0.460	0.092	0.020	1.803	0.134	0.886	0.014	0.683	0.000

Anhang B

Kreuzkorrelation (eng. CCF)

Die Radialgeschwindigkeiten entlang der beiden Spaltrichtungen wurden anhand des Flusses von [OIII] λ 5007 Linie ermittelt (Lembeck 2005). Lembeck (2005) hat die Kreuzkorrelation Methode (KK) angewendet, wobei wir die Methode unter IRAF mit der Task `fxcor` aus dem `rv`-Paket ausführen können. Diese Methode ist unter den Namen CCF (cross correlation function) auch in Literatur bekannt. Die Methode hat den Vorteil, dass alle schmale Linien berücksichtigt werden. Nun diskutiere ich, wie diese Methode funktioniert. Meine Quelle für diese Diskussion ist folgendes: www.astro.buecke.de/Fachbeiträge/Kreuzkorrelation

Die KK-Methode beruht sich darauf, dass die Übereinstimmung zweier Spektren in Abhängigkeit von deren Verschiebung bestimmt wird. Ein Spektrum ist das Referenzspektrum (Spektrum A), dessen Radialgeschwindigkeit uns bekannt ist und das zweite Spektrum ist dasjenige, dessen Radialgeschwindigkeit ermittelt werden muss (Spektrum B). Wir müssen die Grösse der Verschiebung des Spektrums-B ermitteln, die notwendig ist, um eine maximale Übereinstimmung der korrelierten Spektren zu erzielen. Sei für eine bestimmte Verschiebung s_{max} die maximale Übereinstimmung erreicht, dann lässt sich die Radialgeschwindigkeit des Spektrums-B folgenderweise berechnen:

$$V_{r,B} = c(s_{max} - \frac{V_{r,A}}{c})$$

$V_{r,A}$: Die Radialgeschwindigkeit des Referenzspektrums-A

$V_{r,B}$: Die Radialgeschwindigkeit des Spektrums-B

c : Lichtgeschwindigkeit

s_{max} : Die Verschiebung, für die die maximale Übereinstimmung zweier Spektren erzielt wird.

Zur weiteren Diskussionen verweise ich auf die oben gennante Quelle, wo man die mathematische Beschreibung studieren kann. Wir können über die Task `fxcor` unter IRAF auch in der Arbeit von Fitzpatrick (1993) [12] wichtige Details finden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zwei Galaxien im Prozess der Verschmelzung: Die 300 Millionen Lichtjahre entfernten Mäuse-Galaxien in	
1.2	Simulation einer Begegnung zweier Galaxien (NASA)	9
1.3	NGC 3921. Digitized Sky Survey Aufnahme. (links, R-Band) und NGC 7252 (rechts, B_j -Band). Diffuse I	
1.4	$2\mu\text{m}$ Kontinuum. Die beiden Kerne in Mrk 266 sind 5.9 kpc voneinander entfernt. UKIRT Teleskop. CGS	
1.5	Schwarzes Loch und Jet (Chandra Archiv)	13
1.6	NGC 3921. 20 kpc entsprechen dem weissen Streifen rechts. R-Band (KPNO Teleskop) und HI Konturen	
1.7	Optisches Bild von Mrk 266. Beide Kerne sind erkennbar. Belichtungszeit 1000 sek. (XMM-Newton) 15	
1.8	Das Linienprofil. Nordost Kern.(T.Ishigaki 1999)	16
1.9	Das Linienprofil. Südwest Kern.(T.Ishigaki 1999)	16
1.10	Wagenrad-Galaxie (Wolter & Trinchieri 2003) [66]	19
1.11	ULXs Verteilung in NGC 3921. Optische Konturen von R-Band Image sind überlagert. Norden:Oben, OS	
1.12	Röntgendoppelstern mit Akkretionsscheibe und Jet (NASA)	21
1.13	NGC 3921. Digitized Sky Survey Aufnahmen (R-Band) mit X-Ray Konturen. Kreuze stellen Kugelförmig	
1.14	Oben: NGC 3921 EPIC-PN Aufnahme Reduziert mit SAS. Belichtungszeit 23200 sek. Unten: Röntgen Sp	
1.15	NGC 3921-X1. Röntgen Spektrum. Multikomponenten Modell. $N_{\text{ph}} = 1.188\text{e-}01$. $\chi^2/\nu=1.23$. XSPEC So	
1.16	Emissionslinien aus dem Modell für NGC 3921-X1. XSPEC Software aus der vorliegenden Arbeit 26	
2.1	Energie-Ebene Diagramm für O^{++} zeigt die Übergänge, die [OIII] $\lambda\lambda$ 4363, 4959, 5007 erzeugen (Osterbro	
2.2	Flussverhältnis in Abhängigkeit von T_e und n_e . Hier $n_e = 0$ (Osterbrock 2004)	29
2.3	Cygnus Loop (NASA.HST)	30
2.4	Erzeugung von Bremsstrahlung durch Abbremsung eines schnellen Elektrons in dem Coulombfeld eines A	
2.5	Ionisationsverhältnisse für H, He, O und Fe in Abhängigkeit der Temperatur infolge von Stossionisation	
2.6	Eine kugelförmige symmetrische Stossfront	34
2.7	Photoionisation Modell. Die Ausdehnung der HII-Region um einen O-Stern in Abhängigkeit vom Radius	
2.8	Vorwärts gerichtete Photonen Strömung(pre ionized)	38
3.1	EUV/weiche & Röntgen Strahlung. $V_S = 200, 300, 400$ und 500 km s^{-1} . Elektron-Bremsstrahlung Kontin	
3.2	Das Spektrum einer Front. Zahlreiche Emissionslinien sind erkennbar. $V_S = 400 \text{ km s}^{-1}$. Das Maximum i	
3.3	Die Emissionslinien des Modells $V_S = 100 \text{ km s}^{-1}$. Der Grossteil der Linien befinden sich im Bereich 2 - 3	
3.4	Die Emissionslinien des Modells $V_S = 400 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien sind bis 100 eV stark (Dopita&Sutherland	
3.5	Die Emissionslinien des Modells $V_S = 700 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien erstrecken sich bis 1100 eV (Dopita&Sauth	
3.6	Die Emissionslinien des Modells $V_S = 1000 \text{ km s}^{-1}$. Die Linien sind überall verteilt (Dopita&Sutherland	
3.7	[OIII]/ $H\beta$ geg. [OII]/[OIII]. Stossionisationsmodell und die beobachteten Positionen von Seyferts (o) und	
3.8	Stossionisationsmodell. Oben:[SII]/ $H\alpha$ geg. [OIII]/ $H\beta$. Mitte: [NII]/ $H\alpha$ geg. [OIII]/ $H\beta$ Unten: [OI]/ $H\alpha$ g	

- 3.9 Stossionisationsmodell. Oben:[SII]/H α geg.[NII]/H α (Shock only). Mitte: wie oben aber für shock+precu
3.10 Stossionisations- und Photoionisationsmodelle. CIV/CIII] geg. [OIII]/H β . $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/\nu$
3.11 Stossionisations- und Photoionisationsmodelle. [NII]/H α geg. [OIII]/H β . $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$, $0 \leq B/\nu$
3.12 Stossionisationsmodell. [OIII]/H β geg. [OIII]/[OIII]. Seyferts (\circ) und LINERs (\bullet). $150 \leq V_S \leq 500 \text{ km s}^{-1}$
3.13 Stossionisationsmodell. HII/H β geg. Ne[III]/O[III]. Shock only. $100 \leq V_S \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ 61
3.14 Stossionisationsmodell. SiVI/NVI geg. MgV/CV. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$. Das Gitter ist für B=1,2,4,5 und 10
3.15 Stossionisationsmodell. Oben: SiV/OVI geg. SVII/NeV. Mitte: SiVI/OVI geg. CV/OVI. Unten: SVII/CV
3.16 Stossionisationsmodell. Oben:NeV/OVI geg. OVI/NV. Mitte: NeV/Mg geg. NeV/OV. Unten: OV/MgV
3.17 Stossionisationsmodell.Oben: OV/CV geg. NeV/CV. Unten: SVII/OVI geg. NVI/CV. $V_S \geq 100 \text{ km s}^{-1}$.
3.18 Stossionisationsmodell. Oben: NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. Unten: NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. $V_S \geq 2$
3.19 NeIX/OVII geg. NeIX/OVII. $V_S \geq 200 \text{ km s}^{-1}$. B=1,2,4,5 und 10 $\mu\text{Gcm}^{3/2}$ 66
3.20 XVII/MgXI geg. XVII/MgXI. $V_S \geq 300 \text{ km s}^{-1}$. B=1,2,4,5 und 10 $\mu\text{Gcm}^{3/2}$ 66
3.21 Oben: FeXVII/MgXI geg. FeXVII/MgXI. Unten: FeXVII/MgXI geg. FeXVII/MgXI. $V_S \geq 300 \text{ km s}^{-1}$. B
3.22 Oben: MgXII/FeXIX geg. SXV/FeXIX. Mitte: MgXII/SXV geg. ArXVII/FeXIX. Unten: ArXVII/FeXIX
3.23 Oben: CaXIX/FeXXI geg. CaXIX/FeXXII. Unten: CaXIX/FeXXII geg. CaXIX/FeXXI. $V_S \geq 500 \text{ km s}^{-1}$
3.24 CaXIX/FeXXI geg. CaXIX/FeXXI. $V_S \geq 500 \text{ km s}^{-1}$ und das Gitter. B=1,2,4 5 und 10 $\mu\text{Gcm}^{3/2}$. Keine
3.25 Oben: SXVI/FeXXV geg. CaXIX/FeXXV. Mitte: CaXIX/FeXXV geg. XVI/FeXXV. Unten: CaXIX/FeX
3.26 Oben: FeXXV/FeXXV geg. FeXXV/FeXXV. Unten: FeXXV/FeXXV geg. FeXXV/FeXXV. $V_S \geq 800 \text{ km}$
- 4.1 [OII]/[OIII] geg. [OIII]/H β . Position von NGC 3921 (*) relativ zu den Stossionisationsmodellen, Seyferts
4.2 Oben: SII/H α geg. [OIII]/H β . Mitte: [NII]/H α geg. [OIII]/H β . Unten: [OI]/H α geg. [OIII]/H β . Position
4.3 [SII]/H α geg. [NII]/H α . Position von NGC 3921 (*) relativ zu den Stossionisationsmodellen. Oben: shock
4.4 Heisses und kaltes Gas in NGC 3921. 0.5-2.0 keV helle Energiekonturen (EPIC). Die weissen Flecken sind
4.5 Mrk 266. Optisches Image. 2.6 m Teleskop am Byurakan Observatory. Norden:Oben, Osten:Links (Khach
4.6 Mrk266. Optisches Bild (HST-WFPC2) überlagert mit Röntgen Konturen. Belichtungszeit 19.7 ks (Char
4.7 Mrk 266. 0.3-8.0 keV Chandra ACIS-S Aufnahme. Belichtungszeit 19.7 ks Röntgenquellen (X) extrahiert
4.8 Mrk 266. 0.3-8.0 keV Chandra ACIS-S Aufnahme. Belichtungszeit 19.7 ks. Die Verteilung von diffusen G
4.9 Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 und die Spaltstellungen. Jeder Spalt ist 2 Bogensekunde
4.10 V-Band Aufnahme von Mrk 266. Bel.Zeit 1800 sek. (Calar Alto Observatory) mit ROSAT HRI Konturpl
4.11 V-R Aufnahme von Mrk 266 (Calar Alto Observatory) und Röntgenkonturen wie Abb. 4.10. Norden ist
4.12 WFPC2 HST Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit 500 sek sowie Radiokonturen (VLA 20cm). Norde
4.13 Intensität entlang der Spaltrichtung.[OIII] λ 5007 (4991-5023 Å. obere Kurve) und Kontinuum (5024-5074
4.14 Optisches Spektrum der Jet-Region. [OIII] λ 5007, λ 4959 sind am stärksten (Kollatschny 1998) 86
4.15 Oben: [OIII] Intensität ohne Kontinuum.Unten: Das Radialgeschwindigkeit entlang der Spaltstellung 0° (
4.16 Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87 (a): relativer Fluss (b): H α -FWHM. Im Bereich [-2,+2] Bog.sek. finde
4.17 Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, (c): Radialgeschwindigkeit für [OIII] (d): [OIII]-FWHM. Im SW-Ker
4.18 Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, (e): [OIII]/H β Verhältnis (f): Elektronendichte. Im SW-Kern (-2,+2)
4.19 Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, gesamter optischer Bereich, (g): [NII]/H α (h): HeII/H β Verhältnisse.
4.20 BPT-Diagramm. Seyfert (\bullet), Starburst (\circ) und LINER (Dreieck) (Peterson 1997) . 93
4.21 Spaltstellung 0° (SW-Jet). 20.07.87, gesamter optischer Bereich, (i): BPT Diagramm. Mrk266 (j): BPT D
4.22 Oben: Frontsgeschwindigkeit. Spaltrichtung 0° (SW-Jet). Unten: Zum Vergleich die Radialgeschwindigkei
4.23 Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 und die Spaltrichtung 48° (SW-NO). Der Spalt ist 2 Bog
4.24 Chandra-Röntgen-Aufnahme überlagert mit Konturplot der V-Band-Aufnahme von Mrk 266 sowie Spalt
4.25 Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (a): relativer Fluss (b): H α -FWHM (Lemb
4.26 Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (c): CCF-Geschwindigkeit. CCF (cross-cor

- 4.27 Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (e): [OIII]/H β Verhältnis (f): Elektronen-
 4.28 Spaltstellung 48° (SW-NO). 1997, gesamter optischer Bereich, (g): [NII] λ 6584/H α (h): HeII λ 4686/H β Ver-
 4.29 Oben: Frontsgeschwindigkeit. Spaltrichtung 48° (SW-Jet). Unten: Zum Vergleich die Radialgeschwindigke-
 4.30 Mrk 266. Schmal-Band Aufnahmen. Okayama Astrophysical Observatory. Die dunkle Farbe ist für stärk-
 4.31 Linienvverhältnisse von Mrk 266. (a) [OIII]/H α . (b) [SII]/H α . H α Konturlinien sind jeder Aufnahme über-
 4.32 Mrk 266. H α Konturlinien und Blockstellung. Belichtungszeit 5400 sek. Okayama Astrophysical Observa-
 4.33 Radialgeschwindigkeit von Mrk 266 für H α (a) sowie [OIII] (b). H α Konturlinien sind jeder Aufnahme ü-
 4.34 Mrk 266. (c) H α -FWHM. (d) [OIII]-FWHM. H α Konturlinien sind jeder Aufnahme überlagert. 32×32 k-
 4.35 Logarithmische diagnostische Diagramme. (a) [NII]/H α geg. [OIII]/H β . (b) [SII]/H α geg. [OIII]/H β . (c)
 4.36 Die innere Morphologie von Mrk 266. Norden :oben, Osten:Links (Ishigaki 1999) . 113
 4.37 [NII]/H α geg. der [OIII]/H β . Stossionisations- und Photoionisationsmodelle sowie die beobachteten Posit-
 4.38 Mrk 266. H α Konturlinien und Blockstellungen. Der Nullpunkt liegt im Nordkern (Ishigaki 1999). Die Sp-
 4.39 Mrk 266. H α Konturlinien und Blockstellungen (Ishigaki 1999). Die Spaltstellungen 0° (SW-Jet) und 48°
 4.40 HST-Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit:500 sek. Die beiden Kerne sind erkennbar. Detector:WFPC
 4.41 HST-Aufnahme von Mrk 266. Belichtungszeit: 2130 sek. Der Jet im Norden ist zu sehen. Detector: ACS/
- 5.1 Die schematische Darstellung von Anregungen und Übergänge. W(r): resonance, X, Y(i): intercombinatio
 5.2 Optisches Bild von NGC 4151. Belichtungszeit 4000 Sek. $z=0.003319$. Norden ist oben, Osten ist links (λ
 5.3 RGS1-Spektrum (rot), Belichtungszeit 128 ks, und RGS2-Spektrum (blau) , Belichtungszeit 125 ks,von N
 5.4 Optische Aufnahme von 3C 234. Belichtungszeit ist 400 Sek. $N_H \sim 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ $L_{0.5-2} \sim 6 \times 10^{42} e$
 5.5 EPIC-Spektrum von 3C 234. Die Pfeile zeigen die Emissionslinien(Tabelle 5.5). OVII (0.74 keV) und OV
 5.6 Oben: Mrk 266. XMM-Newton Aufnahme. Die nördliche Region (Viereck) und die beiden Kerne (Kreise)
 5.7 RGS1-Spektrum (rot) und RGS2-Spektrum (blau) von NGC 1068, entrötet ($z=0.00379$). Das RGS2-Spel
 5.8 Das rekonstruierte Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region (IRAF). Zum Vergleich siehe Tabelle 5.6 (
 5.9 Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum.Die obere Grenze für das Kontinuum. D
 5.10 Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum. Die mittlere Grenze für das Kontinuum
 5.11 Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region und Kontinuum. Die untere Grenze für das Kontinuum.
 5.12 Das Spektrum von Mrk 266 aus der Jet-Region. Die Kreuze stellen das Spektrum dar. Die durchgezogen
 5.13 Die abgeleiteten Frontsgeschwindigkeiten durch die zwei Verhältnisse in der Tabelle 5.17. Die angewende
 5.14 ROSAT HRI-Aufnahme von Mrk 231. Das Kreuz zeigt die Position vom optischen Kern.Die Bel.Zeit ist
 5.15 Spektrum aus dem Kern Mrk 231(ASCA-Satellit). Im Bereich 0.4-1.5 keV sind Emissionslinien von heiss
 5.16 EPIC-Spektrum (low state). 1H 0419-577. Das Modell besteht aus power-law(rot), reflection(grün), Laor
 5.17 Oben: EPIC-Spektrum. Galaxie 1H 0419-577. Der Überschuss im Röntgenbereich (≤ 1 keV) ist zu erken
 5.18 Oben: Der Verlauf von Flüssen in Abhängigkeit von Geschwindigkeiten (Dopita & Sutherland 1995). Unt
 5.19 Diagnostisches Diagramm OVIII($\lambda 18.99 \text{ \AA}$) /OVII($\lambda 21.60 \text{ \AA}$) gegen NeIX ($\lambda 13.40 \text{ \AA}$)/Ne X($\lambda 12.15 \text{ \AA}$). Ma

Tabellenverzeichnis

1.1	Kurze tabellarische Merkmale beider Galaxien	11
1.2	Gemessene Linienvverhältnisse. Kernregion NGC 3921	13
1.3	Gemessene Linienvverhältnisse. Die beiden Kernregionen Mrk 266	15
1.4	NGC 3921. Die Koordinaten der ULXs	21
1.5	Modellparameter. NGC 3921-X1	24
1.6	Endgültige Modellparameter. NGC 3921-X1	25
1.7	Ion. Potential für schwere Ionen	25
1.8	Energiebereich & Helligkeit & Fluss abgeleitet aus dem Modell	25
2.1	Emissionslinien Parameter	28
2.2	Übergangswahrscheinlichkeit	29
2.3	Beobachtete Emissionslinien in Cygnus Loop	30
3.1	Chemische Zusammensetzung von Modellen (Dopita & Sutherland 1995)	40
3.2	[OIII] $\lambda\lambda 4363/5007$ Verhältnisse	43
3.3	Linienintensität relativ zu $H\beta$. $V_S = 500 km/sec$	43
3.4	Linienintensität vor der Front relativ zu $H\beta$	44
3.5	Linienintensität. Hinter der Front relativ zu $H\beta$	44
3.6	Die 50 stärksten Linien. Hinter der Front. $V_S = 400 km/s^{-1}$	45
3.7	$V_S \geq 200 km/s^{-1}$. Linien Flüsse ($erg cm^{-2} sek^{-1}$)	49
3.8	$V_S \geq 400 km/s^{-1}$. Linien Flüsse($erg cm^{-2} sek^{-1}$)	50
3.9	$V_S \geq 500 km/s^{-1}$. Linien Flüsse ($erg cm^{-2} sek^{-1}$)	51
3.10	$V_S \geq 700 km/s^{-1}$. Linien Flüsse($erg cm^{-2} sek^{-1}$)	52
3.11	$V_S \geq 800 km/s^{-1}$. Linien Flüsse($erg cm^{-2} sek^{-1}$)	53
3.12	Linienstärke ($H\beta=100$) in Abhängigkeit von $V_S(km/sec)$	54
3.13	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 100 km/s^{-1}$,	60
3.14	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 200 km/s^{-1}$	65
3.15	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 300 km/s^{-1}$	66
3.16	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 400 km/s^{-1}$	67
3.17	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 500 km/s^{-1}$	69
3.18	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 700 km/s^{-1}$	70
3.19	Die ausgesuchten Ionen. $V_S \geq 800 km/s^{-1}$	70
4.1	Gemessene Linienvverhältnisse. Kern NGC 3921	74

4.2	Systemparameter von Mrk 266.(Lembeck 2005)	83
4.3	Linienverhältnisse von Mrk 266. Spaltrichtung 0°(SW-Jet)	91
4.4	Direkte Korrelation zwischen V_S und $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$. Die Geschwindigkeiten sind aquidistant verteilt (2)	103
4.5	Linienverhältnisse von Mrk 266. Spaltrichtung 48°(SW-NO) Hauptwerte. Untere und obere Grenzen	103
4.6	Übersicht der beobachteten Wellenlängenbereiche	105
4.7	Die Blockparameter. Mrk 266	108
4.8	Gemessene Emissionslinien Verhältnisse. (blau)	111
4.9	Gemessene Emissionslinien Verhältnisse. (rot)	111
4.10	Spaltrichtung 0°(SW-Jet) und Blockstellung. Die Farben sind in der Abb. 4.38 erkennbar	115
4.11	Spaltrichtung 48°(SW-Jet) und Blockstellung	117
5.1	triplet Ionen und Wellenlänge (\AA)	123
5.2	NGC 4151. Die Emissionslinien und gemessene Flüsse.	125
5.3	Die Ionen und Elektrontemperaturen, abgeleitet von RRC Linien (Abbildung 5.3)	126
5.4	Die Ionen und gemessene R, G Verhältnisse	126
5.5	Übersicht der beobachteten Emissionslinien	126
5.6	Die Emissionslinien aus dem Spektrum Mrk 266-Nordbereich. Abb 5.6. Fluss in Einheiten von 10^{-4}Phot	126
5.7	Ionen und die berechneten Flüsse (Spalten 4, 5 und 6) für drei Frontsgeschwindigkeiten (Dopita & Sutherland)	126
5.8	Die Emissionslinien für das Spektrum Abbildung 5.8	132
5.9	Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.9. Kontinuum in Einheiten von 10^{-4}Phot	132
5.10	Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.10. Kontinuum in Einheiten von 10^{-4}Phot	132
5.11	Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.11. Kontinuum in Einheiten von 10^{-4}Phot	132
5.12	Die abgeleiteten Linienverhältnisse. Die Zahlen in Klammer verweisen auf die Ionen in der Tabelle 5.11.1	132
5.13	Emissionslinien Verhältnisse und die abgeleiteten Geschwindigkeiten (V_S)	136
5.14	Modellparameter für das Spektrum Mrk 266. Nordbereich (Abbildung 5.12)	137
5.15	Die Emissionslinien und gemessene Flüsse für das Spektrum Abbildung 5.12	138
5.16	Emissionslinien Verhältnisse und die abgeleiteten Geschwindigkeiten (XSPEC-Software)	138
5.17	Vergleich zwischen Frontsgeschwindigkeiten im Jetbereich. XSPEC- und IRAF-Methode. In den Spalten 4, 5 und 6	138
5.18	Die Emissionslinien aus dem ASCA-Spektrum Mrk 231 ($z=0.042$). Abb. 5.15. Kontinuum und Länge in Einheiten von 10^{-4}Phot	138
5.19	Vergleich zwischen Frontsgeschwindigkeiten im Mrk 266 Jetbereich und Mrk 231. (a) steht für die Werte in der Tabelle 5.11.1	138
5.20	Vergleich zwischen Frontsgeschwindigkeiten im Mrk 266 Jetbereich und Galaxie 1H 0419-577.	144
5.21	Die Emissionslinien aus dem XMM-Spektrum 1H 0419-577 ($z=0.104$). Abb 5.17. Fluss in Einheiten von 10^{-4}Phot	144
5.22	Die abgeleiteten Geschwindigkeiten und ihre mittlere Werte	149

Literaturverzeichnis

- [1] Allen, M. & Dopita, M. 1999, ApJ, 521:531-546
- [2] Anders, E. & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- [3] Armus, L., Heckman, T. M., & Miley, G. K. 1990, ApJ, 364, 471
- [4] Baldwin, J., Phillips, M., & Tedevich, R. 1981, PASP
- [5] Boksenberg, A., et al. 1997, ApJ, 178,451
- [6] Cecil, G. N. 1988, ApJ, 329,3
- [7] Davies R. et. al., 2000 ApJ, 535:735-747
- [8] Dopita ,M & Sutherland, R. 1995, ApJ 455:468-479
- [9] Dopita ,M & Sutherland. R. 1996, ApJ 102:161-188
- [10] Evans I.N, Dopita M.A. 1985, ApJS 58,125
- [11] Ferland, G. , 1996, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy, University of Kentucky
- [12] Fitpatrick, M, J 1993 , ASP Conference Series, Vol. 52, 1993
- [13] Fosbury, R. A. E. 1989, in Extranuclear Activity in Galaxies, ed. E. J. A. Meurs & R.A.E. Fosbury (Garching:ESO),169
- [14] Gabriel A. H.,& Jordan C. MNRAS 1969. 145,241
- [15] Gallant Roy A.: Unser Universum. 1998
- [16] Grupe. D. 2004, 2009 private communication
- [17] Heckman T.M et al., 1999, Astrophysical Journal, 517:130-147
- [18] Hibbard J. E., Mihos J.C., 1995, AJ, 110,140
- [19] Hibbard J.E.,van Gorkom J.H., 1996, AJ, 111, 655
- [20] Hutchings J.B. et. al., 1988, AJ, 96, 1227
- [21] Ishigaki T. et al., 1999 PASJ:Japan 52,185-207

- [22] Joseph M. et. al. ,1988, ApJ 333:168-180
- [23] Khachikian E. et. al. 2006 Mon. Not. R. Astron. Soc. 368,461-470
- [24] King A. R., 2002,MNRAS, 335, L13
- [25] Kinkhabwala A. et. al. 2002, ApJ 575:732-746
- [26] Kollatschny W, & Frike K.J. 1984, A & A 135,171
- [27] Kollatschny. W 1989 Sterne und Weltraum, 28, 215
- [28] Kollatschny W, 1997 private communication
- [29] Kollatschny. W & Kowatsch P. 1998 A&A 336,L21-L24
- [30] Lembeck. Y 2005 Diplomarbeit. Universität Göttingen
- [31] Liedahl D. A., Paerels F., 1996, ApJ, 468, L33
- [32] Liedahl, D. A. 1999, in X-Ray Spectroscopy in Astrophysics, ed. J. van Paradijs & J. A. M. Bleeker (Berlin: Springer), 189
- [33] Mazzarella J. M et. al. 1988 Astrophysical Journal, 333:168-180
- [34] Müller A. 2007. <http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen> Universität München
- [35] Nolan L.A et al., 2004, RAS, MNRAS 353, 221-242
- [36] Osterbrock D. Astrophysics of Gaseous Nebulae and Aktive Galactic Nuclei. 2004
- [37] Peterson, B.M. 1997, An Introduction to Active Galactic nuclei (Cambridge University Press)
- [38] Piconcelli E. et. al, 2008, Astronomy & Astrophysics manuscript aa8746v2
- [39] Pogge, R. W. 1988a, ApJ, 328, 519
- [40] Pogge, R. W. 1988b, ApJ, 332,702
- [41] Pogge, R. W. 1989, ApJ, 354, 730
- [42] Ponman Trevor J. et al., 2007, Mon. Not. R. Astron. Soc.377, 1439-1456
- [43] Porquet D. et. al, 2001,A & A 376 1113-1122
- [44] Porquet D., Duba J., 2000, A&AS, 143, 495
- [45] Porquet D., Meve R., Dubau J., Raassen A. J.J, Kaastra J.S., 2002, A&A, 376,1113
- [46] Pounds K.A et al. 2004 Astrophysical Journal, 616:696-706
- [47] Pradhan A. K., Norcross D. W., Hummer D. G., 1981, ApJ, 246, 1031
- [48] Read A.M., Ponman T.J., 1998, MNRAS 353, 221-242

- [49] Read. R. 2002. XMM-Newton Archiv. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>
- [50] Schurch N. J. et. al, 2004, Mon Not. R. Astron. Soc. 350, 1-9(2004)
- [51] Schweizer F. 1996, AJ, 111, 109
- [52] Silk, J: Die Geschichte des Kosmos. 1999
- [53] Shopbell P. L., Bland-Hawthorn J. 1998 ApJ 493:129-153
- [54] Shull J.M, Mckee C.F, 1979,ApJ 227,131
- [55] Smith, H. E et al. 1998, ApJ, 492,137
- [56] Sparks, W. B., Ford, H. C., & Kinney, A. L. 1993, ApJ, 413, 531
- [57] Stauffer John R., 1982, ApJ, 262:66-80
- [58] Strickland D. 2001, ASP Conference Series, Vol. xxx, 2001
- [59] Tadhunter, C.N., & Tsvetanov. Z., 1989, Nature, 341, 422
- [60] Turner T.J 1999 Astrophysical Journal, 511:142-148
- [61] van Breugel, W, Miley, G., Heckman, T., Butcher, H., & Bridle, A. 1985, ApJ, 290, 494
- [62] Veilleux S., Osterbrock D.E. 1987, ApJS 63, 295
- [63] Veilleux S., Kim D.C., Sanders D.B., Mazzarella J.M., Soifer B.T. 1995, ApJS 98, 171
- [64] Wang J., Heckman T.M., Weaver K.A., Armus L. 1997, ApJ 474, 659
- [65] Weigert A., Wendker J. Astronomie und Astrophysik. Ein Grundkurs 1998
- [66] Wolter, A., Trinchieri, G. 2003 Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement, v.3, p.273
- [67] Zverko et al. 2007 Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 37,49-62

Lebenslauf

Ich wurde am 15.12.1965 in Teheran, Iran geboren. Im Jahre 1972 wurde ich eingeschult und beendete meine schulische Laufbahn im Jahre 1983 an der Oberschule Erschad in Teheran. Im Jahre 1985 habe ich die Aufnahmeprüfung an der Universität Isfahan bestanden und begann das Studium im Fach Computeringenieurwesen, welches ich im Jahre 1991 mit dem Diplom beendete. Im Wintersemester 1994 /95 begann ich an der Georg-August- Universität zu Göttingen das Studium der Mathematik. Im Februar 2001 bestand ich erfolgreich die Vordiplomprüfung. Im Jahre 2005 habe ich meine Diplomarbeit in der Mathematik mit dem Titel 'Einige explizite Berechnungen lokaler Indexformen' bei Herrn Prof. Dr. Bunke abgeschlossen und meine Diplomprüfung abgelegt. Im Sommersemester 2005 fing ich mit der Doktorarbeit am Institut für Astrophysik in Göttingen an. Meine Doktorarbeit befasst sich mit aktiven sowie wechselwirkenden Galaxien.

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Kollatschny und Herrn Prof. Dr. Kneer, die meine Doktorarbeit begutachtet haben danken. Herr Prof. Kollatschny hat als Referent meine Arbeit betreut. Herr Dr. Hessman hat mir viele wertvolle Tips für meine Arbeit im Röntgenbereich gegeben. Herrn Matthias Zetzl verdanke ich vieles. Die numerischen Rechnungen und Datenverarbeitungen mit der Software IRAF waren ohne seine Hilfe nicht möglich. Herr Sascha Werhahn hat mir bei Formulierung und Korrekturen des Textes geholfen.