Simulation von AGN-Evolution und deren Beobachtung mit XMM

Diplomarbeit

vorgelegt von

Kolja Giedke

Institut für Astronomie und Astrophysik
Universität Tübingen

12. März 2001

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

> 'Not from the stars I do my judgement pluck,
> And yet methinks I have astronomy...'
>
> (W.Shakespeare, Sonett XIV)

Für Jahrhunderte glaubte man, die Sterne seien gleichmäßig über den Himmel verteilt. Die Milchstraße, auch Galaxis (nach dem griechischen 'galachos': Milch), war nur als ein nebliges, leuchtendes Band am Himmel bekannt, das aber nicht mit den Sternen in Verbindung gebracht wurde. Erst mit der Erfindung des Teleskops im frühen 17. Jahrhundert gelang es Galileo Galilei die Milchstraße aufzulösen und sie als System unzähliger Einzelsterne zu entlarven. Im Jahre 1750 stellte Thomas Wright in seinem Werk 'Theory of the Universe' (Wright, 1750) die Vermutung auf, unsere Sonne sei Teil einer viel größeren, scheibenförmigen Ansammlung von Sternen. Es dauerte allerdings fast 200 Jahre, bis der amerikanische Astronom Harlow Shapley anhand von Untersuchungen an Kugelsternhaufen die tatsächliche Form und Ausdehnung der Galaxis bestimmen konnte. Heute ist bekannt, daß die Milchstraße ein aus ca. 200 Milliarden Sternen bestehendes, spiralförmiges Scheibensystem ist, welches einen Durchmesser von über 150.000 Lichtjahren (ca. 50 kpc) besitzt (Abb. 1.1 und 1.2). Zeitgleich zu Shapleys Arbeiten über die Struktur der Galaxis gab es eine erregte Diskussion unter den Astronomen: in 200 Jahren teleskopgestützter Beobachtungen hatte man eine große Anzahl von Objekten gefunden, welche sich nicht als Sterne identifizieren ließen und die aufgrund ihres Erscheinungsbildes als 'Nebel' bezeichnet wurden. Diese Nebel ließen sich in zwei Kategorien unterteilen: bei der einen Gruppe handelte es sich offensichtlich um leuchtende Gaswolken die sich zur Milchstraße hin konzentrierten, ein deutlicher Hinweis auf ihren galaktischen Ursprung. Die andere Gruppe bestand aus elliptischen und spiralförmigen Gebilden ('Spiralnebel'), die gleichmäßig über den Himmel verteilt waren. Dies war u.a. der Grund dafür, daß einige Astronomen in ihnen milchstraßenähnliche Sternansammlungen vermuteten, welche aber viel weiter entfernt waren. Schon Kant (1755) hatte in seiner Schrift 'Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels' die Vermutung geäußert, die Spiralnebel seien ganze Sternsysteme und nicht ungewöhnlich große Sterne:

> 'Weil natürlicher und begreiflicher ist es, daß es nicht einzelne so grosse Sterne, sondern Systemata von vielen seien, deren Entfernung si [sic!] in einem so engen Raume darstellt, dass das Licht, welches von jedem derselben einzeln unmerklich ist, bei ihrer unermesslichen Menge in einen einförmichen blassen Schimmer, ausschlägt.'

Der endgültige Beweis dieser These wurde aber erst 1924 von Edwin Hubble erbracht. Er konnte zeigen, daß einige der näheren Spiralnebel (speziell: M31) variable Sterne (Cepheiden) enthielten, die denen der Milchstraße glichen, jedoch sehr viel weiter entfernt waren. Diese Beobachtung gilt

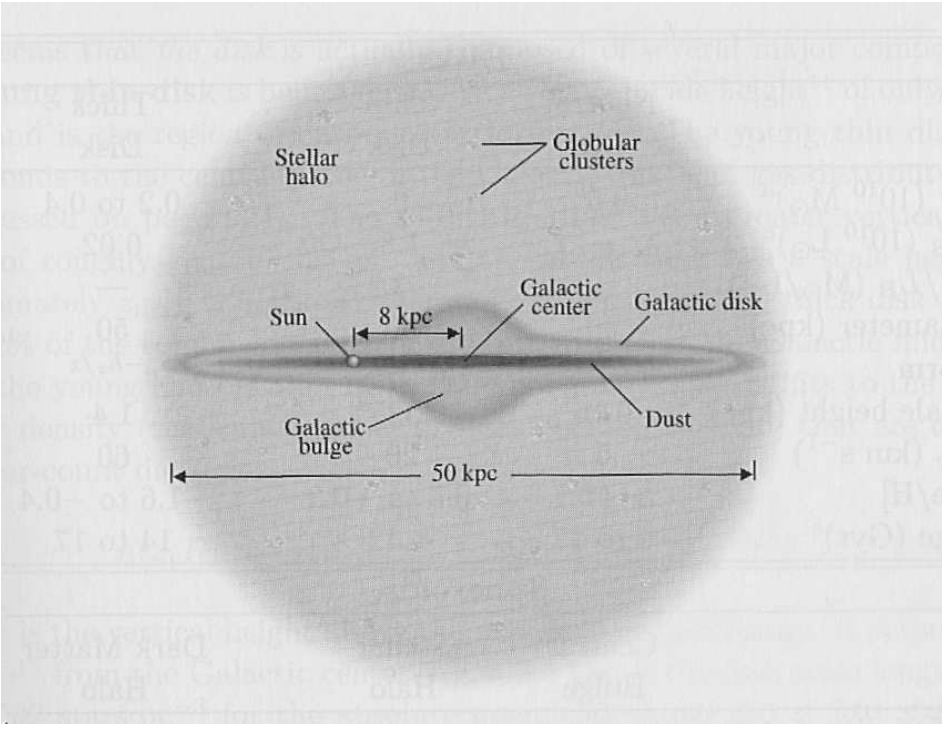


Abbildung 1.1: Schematische Seitenansicht der Milchstraße (Carroll & Ostlie, 1996).

als die Geburtsstunde der extragalaktischen Astronomie. Die neu entdeckten Sternsysteme wurden im Anklang an unsere Galaxis Galaxien genannt. Hubble begann, sie nach ihrer Erscheinungsform zu klassifizieren. Sein noch heute benutztes Schema unterscheidet Spiral-, Balken-, Elliptische und irreguläre Galaxien. Es folgte eine Phase intensiver Forschung, die eine Fülle von Details über die Anzahl, Zusammensetzung und räumliche Verteilung von Galaxien hervorbrachte. Bald wurde bemerkt, daß sich ein kleiner Teil der Galaxien vom großen Rest unterschied. Diese, heute als Aktive Galaxien bezeichneten Systeme, gleichen zwar morphologisch ihren 'normalen' Gegenstücken, besitzen jedoch eine ungewöhnlich hellen Kern sowie eine sehr hohe Leuchtkraft: Ihr Energieausstoß ist um ein vielfaches größer, als es die Summe der von den einzelnen Sternen emittierten Energie erwarten läßt. Heute kennt man ca. 10^{10} sichtbare Galaxien, von denen etwa ein Zehntel Aktive Galaxien sind. 1943 veröffentlichte Carl K. Seyfert einen Arbeit, in der er über eine Untergruppe dieser Aktiuven Galaxien (heute als 'Seyfert Galaxien' bekannt) berichtete, bei denen die hellen Kerne Quellen breiter Emissionslinien waren, die von Atomen in verschiedensten Ionisationsstufen stammten. Ein Jahr später entdeckte Grote Reber, Erfinder des Radioteleskops, die erste 'Radiogalaxie' (in der Konstellation Cygnus). Diese Galaxien, welche den Großteil ihrer Energie im Radiobereich emittieren, werden heute ebenso zu den Aktiven Galaxien gezählt, wie die 1963 identifizierten Quasare. Bis dahin nur als sternfömige optische Objekte bekannt, konnten Quasare schließlich mit starken Radioquellen identifiziert werden. Genauere Analysen zeigten, daß sie den Seyfert- und Radiogalaxien ähnelten, jedoch wesentlich weiter entfernt und vor allem um ein vielfaches leuchtkräftiger waren als diese. Mittlerweile ist die Zahl der bekannten Unterklassen Aktiver Galaxien weiter gestiegen (vgl. Abschnitt 3.1) und das Gebiet hat sich zu einem der dynamischsten und produktivsten in der Astronomie entwickelt. Entscheidenten Anteil daran hatten die beiden Röntgensatelliten HEAO-1 und ROSAT, deren vollständige Himmelsdurchmusterungen

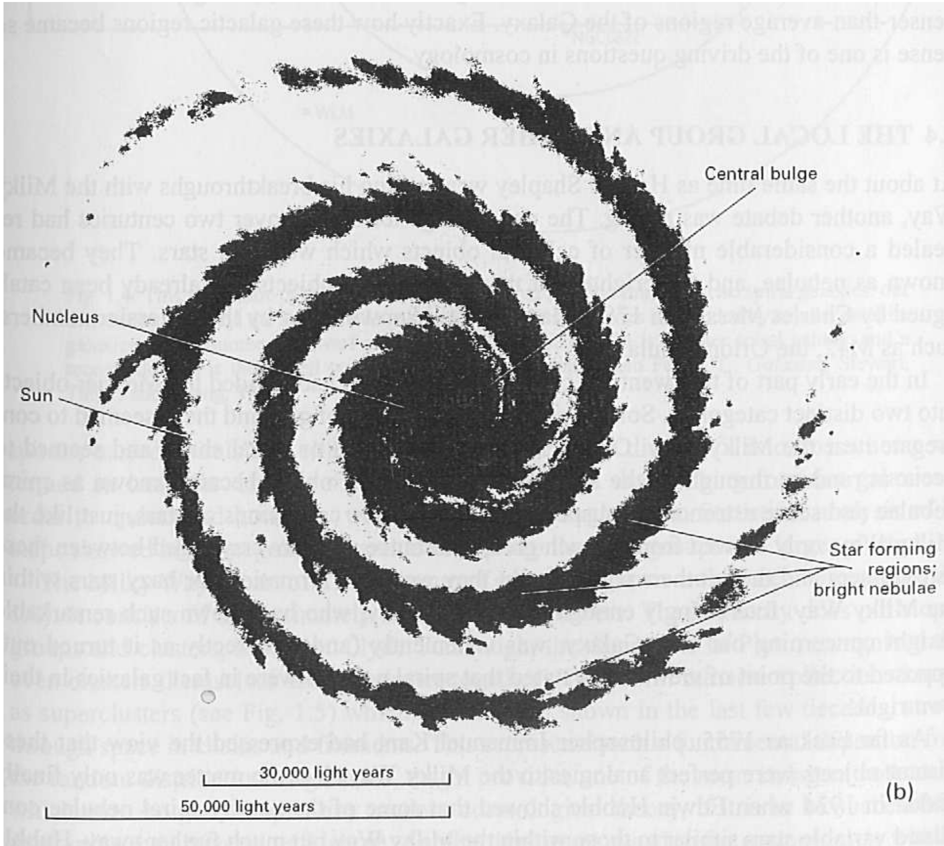


Abbildung 1.2: Struktur der Milchstraße im Blick von oben (Clark, 1997).

noch heute die Hauptinformationsquelle über Aktive Galaxien im Röntgenbereich bilden (Krolik, 1999, S. 35). Allein der deutschen ROSAT Mission gelang es, über 25000 bis dahin unbekannte Aktive Galaxien zu entdecken (Brinkmann, 1993).

Obwohl schon seit Jahren große Anstrengungen unternommen werden, die Entstehung und Entwicklung Aktiver Galaxien zu verstehen, gibt es bis heute darüber sehr wenig gesichertes Wissen. Die Ursache hierfür ist wohl hauptsächlich in der mangelhaften Datenlage zu suchen. Mit dem Start der beiden großen Röntgenobservatorien XMM-Newton und Chandra im Jahr 1999 ist die Hoffnung verbunden, daß sich diese Situation wesentlich verbessert. Hierin liegt die Hauptmotivation der vorliegenden Arbeit. Sie beschäftigt sich im besonderen mit der Evolution, d.h. der langfristigen, zeitlichen Veränderung Aktiver Galaxien. Ziel war es, die Möglichkeiten und Grenzen des europäischen Röntgensatelliten XMM-Newton (vgl. Kapitel 4) bei der Erforschung dieser Thematik zu bestimmen und dabei die Beobachtung eines AGN-Feldes mit XMM-Newton vorzubereiten, welche im Anschluß an diese Arbeit geplant ist. Die folgenden Kapitel stellen zuerst die benutzte Terminologie vor und führen etwas tiefer in das Gebiet der Aktiven Galaxien ein. Danach wird der theoretischen Rahmen der Arbeit abgesteckt, bevor in Kapitel 5 das für die Simulationen entwickelte Softwarepaket ‘QSim’ und die Ergebnisse der Studie vorgestellt werden.

Kapitel 2

Aktive Galaxien und Kosmologie

> Die zentrale Fragestellung der Kosmologie ist die nach einem gültigen Modell für das expandierende Universum. Wie groß und alt ist es? Wie entstanden die Elemente, wie ist die Materie verteilt und wie wird die zukünftige Entwicklung des Universums sein?
>
> (Karttunen, 1990, S. 437)

Aktive Galaxien sind extragalaktische Objekte, die aufgrund ihrer z.T. sehr hohen Leuchtkraft (bis $10^{48}\mathrm{erg\,sec}^{-1}$) bis hin zu großen Rotverschiebungen sichtbar sind. Bei der Umrechnung der gemessenen Rotverschiebungen in Entfernungen, beziehungsweise in Lichtlaufzeiten, stößt man auf Probleme: Es gibt mehrere, unterschiedlich definierte Entfernungen welche von dem jeweils benutzen kosmologischen Modell und von nicht genau bekannten kosmologischen Parametern abhängen (vgl. Abschnitt 2.2.4). Folglich sind alle Größen die über einen Abstand definiert werden (Volumen, Leuchtkraft, ...) ebenfalls nur im Rahmen eines bestimmten Modells definiert. Sollen nun vorhandene Meßdaten in Hinsicht auf eine kosmologische (rotverschiebungsabhängige) Evolution analysiert werden, kommt man nicht umhin, ein bestimmtes kosmologisches Modell zu postulieren und alle Ergebnisse unter der Voraussetzung von dessen Richtigkeit anzugeben.
Das Thema Kosmologie ist so umfangreich und komplex, daß eine vollständige Darstellung den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen würde. Das folgende Kapitel stellt also nur diejenigen kosmologischen Beobachtungen, Modelle und Größen vor, welche für die hier behandelten Theorie der AGN-Evolution relevant sind. Grundlage dafür bilden Clark (1997), Peacock (1999), Longair (1998) und Wilms (2000).

2.1 Kosmologische Beobachtungen

Jedes Modell des Universums muß sich an seiner Fähigkeit messen lassen, wie gut es dessen beobachtbaren Eigenschaften reproduzieren und beschreiben kann. Drei dieser kosmologischen Beobachtungen sind von so fundamentaler Bedeutung für unser heutiges Bild des Universums, daß sie hier speziell erwähnt werden sollen.

2.1.1 Das Hubble Gesetz

Im Jahre 1929 entdeckte Edwin Hubble, daß die Spektren entfernter Galaxien Rotverschiebungen aufweisen, die proportional zu ihrer Entfernung sind. Er deutete diese Rotverschiebung als Folge des Dopplereffekts. Demnach entfernen sich alle Galaxien voneinander und zwar mit einer Geschwindigkeit, welche ihrem gegenseitigen Abstand proportional ist. Anders ausgedrückt: der Kosmos als

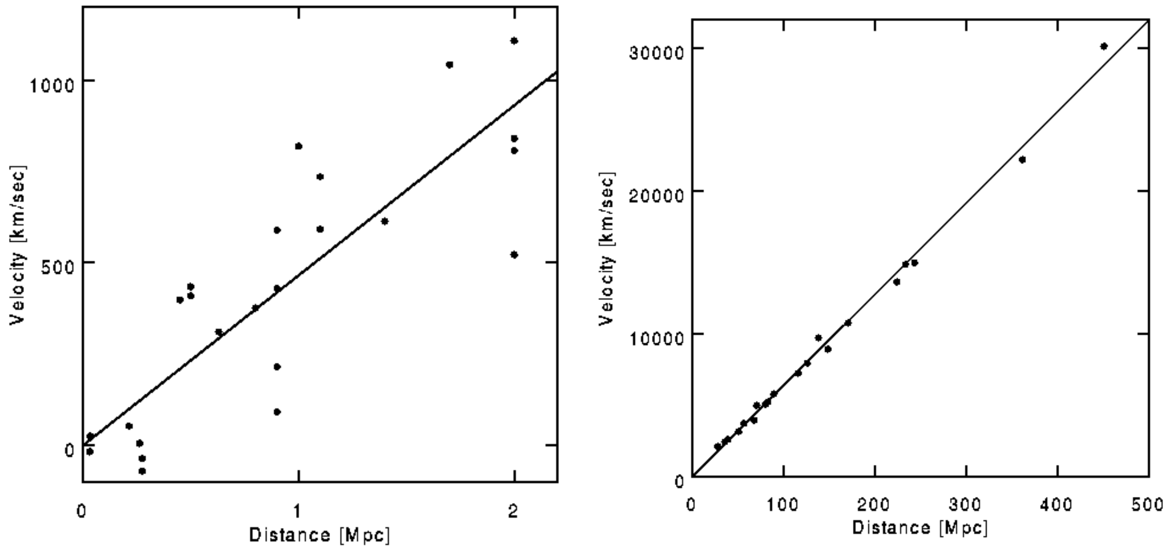


Abbildung 2.1: **links:** Hubbles Bestimmung der kosmischen Expansion (1929). Der damals gemessene Wert lag bei $H_0 \approx 500\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$. **rechts:** Messungen der Expansion mittels Supernovae Typ Ia (Riess, Press & Kirshner, 1996) ergeben $H_0 = 64 \pm 3$ (statistischer Fehler) km $\mathrm{s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (± 6 absoluter Fehler).

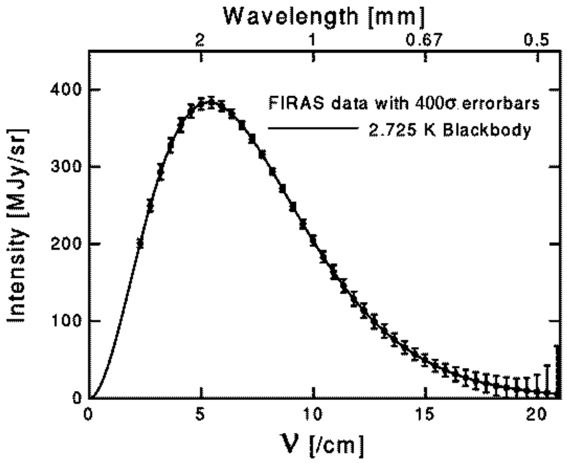
Ganzes expandiert. Diese zur damaligen Zeit heftig umstrittene Behauptung ist heute durch vielfältige Beobachtungen untermauert und allgemein anerkannt. Hubble errechnete damals aufgrund von fehlerhaften Messungen eine viel zu starke Expansion. Der heutige Wert liegt etwa eine Größenordnung unter seinen ursprünglichen Angaben (vgl. Abb. 2.1). Die Gleichung welche den Zusammenhang zwischen Entfernung und Fluchtgeschwindigkeit eines Objekts beschreibt ist als Hubblegesetz bekanntgeworden. Sie lautet:

$$v_r = H_0 r \tag{2.1}$$

wobei v_r die radiale Fluchtgeschwindigkeit in $\mathrm{km\,s^{-1}}$, r die Entfernung des Objekts in Mpc und H_0 der Hubbleparameter in $\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ ist. Die Fluchtgeschwindigkeit v_r wird dabei über: $v_r = z \cdot c = c \cdot \Delta\lambda/\lambda$ definiert. Der hier benutzte Begriff der Fluchtgeschwindigkeit ist nicht ganz korrekt. Zwar wird eine Rotverschiebung beobachtet, welche durch ein sich entfernendes Objekt erklärt werden könnte, es ist jedoch in Wirklichkeit der Raum zwischen Beobachter und Objekt, der expandiert. Diese Unterscheidung ist wichtig, da ansonsten 'Überlichtgeschwindigkeiten' $(v > c)$ auftreten könnten, was die Spezielle Relativitätstheorie verletzen würde. Auch die oft anzutreffenden relativistischen Formeln für die Fluchtgeschwindigkeit sind falsch. Die kosmologische Rotverschiebung basiert nicht auf einer Geschwindigkeit einzelner Objekte sondern auf der Expansion des Raums. Die genaue Definition des Hubbleparameters wird in Abschnitt 2.2 gegeben.

2.1.2 Die Mikrowellenhintergrundstrahlung

Die zweite fundamentale kosmologische Beobachtung wurde von Penzias & Wilson (1965) gemacht. Sie beobachteten eine Mikrowellenstrahlung ('Cosmic Microwave Background', CMB) die uniform aus allen Richtungen des Himmels kam. Das Spektrum dieser Strahlung ließ sich sehr gut mit dem Spektrum eines schwarzen Körpers bei 2.7° Kelvin beschreiben. Eine solche thermische Hintergrundstrahlung war schon Jahre früher von Gamow (1948) im Rahmen einer Arbeit über das junge Univer-



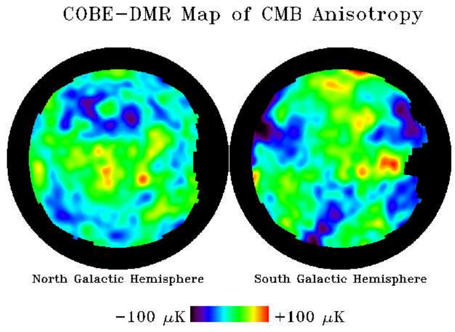


Abbildung 2.2: **links:** Das Spektrum des Mikrowellenhintergrunds (nach: Fixsen et al., 1996). **rechts:** relative Schwankung des CMB (NASA, 2000).

sum vorhergesagt worden . Sie wird heute als das Nachglühen von heißem Photonengas aus einer sehr frühen Phase des Universums gedeutet. Die Mikrowellenhintergrundstrahlung ist hier wichtig, da:

- Der CMB ist die beste direkt meßbare Bestätigung des Big-Bang-Modells.
- Die Isotropie der CMB läßt auf die Isotropie des Universums schließen.

Abbildung 2.2 zeigt neue Messungen des CMB-Spektrums mit dem COBE Satelliten. Die Abweichungen vom Schwarzkörperspektrum betragen weniger als 0.01%.

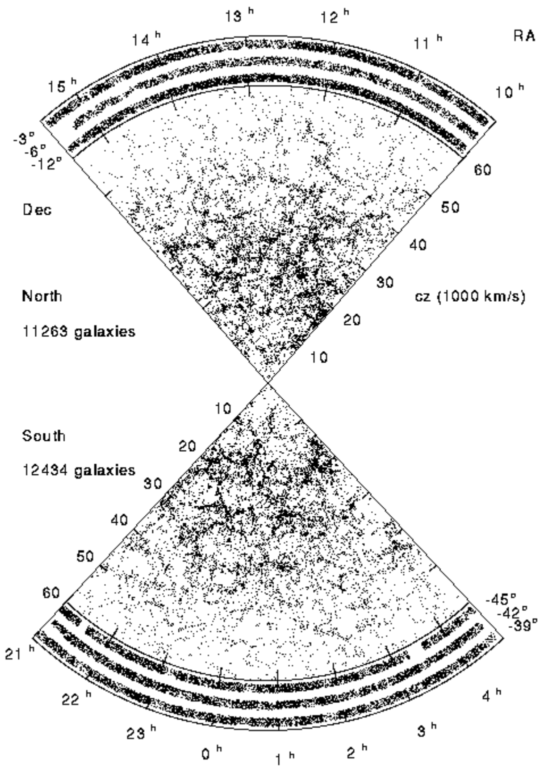
2.1.3 Das Kosmologische Prinzip

Unter dem Kosmologischen Prinzip versteht man die Annahme, daß der uns bekannte Teil des Universums homogen und isotrop ist. Häufig wird diese Vermutung auf das gesamten Universums übertragen. Da weder Homogenität Isotropie impliziert, noch die Isotropie um einen Punkt auf Homogenität schließen läßt, ist es notwendig beide Annahmen separat zu überprüfen. Die Homogenität läßt sich am besten testen, indem man die räumliche Verteilung von Galaxien studiert. Hierbei wurde festgestellt, daß diese auf Skalen von $\gtrsim 100\,\mathrm{Mpc}$ homogen im Universum verteilt sind (vgl. Abb. 2.3).
Betrachtet man Regionen von 100 Mpc Ausdehnung, so ist die Homogenität bis auf einige Prozent gewährleistet (vgl. Abb. 2.3 rechts). Das Kosmologische Prinzip ermöglicht es die allgemein-relativistische Beschreibung des expandierenden Universums wesentlich zu vereinfachen (vgl. Abschnitt 2.2), was die Zahl der möglichen Weltmodelle stark einschränkt.

2.2 Einfache Weltmodelle

> To the relativist, cosmology is the task of finding solutions to Einstein's field equations that are consistent with the large-scale matter distribution in the universe.
>
> (Peacock, 1999, S. 65)

Die im vorigen Abschnitt besprochenen Beobachtungen (Homogenität, Isotropie und Expansion) setzen den Rahmen für die Konstruktion kosmologischer Weltmodelle.
Alle physikalischen Theorien über das Universum müssen neben der Thermodynamik und Quantenmechanik auch im Einklang mit der Einsteinschen Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) stehen,



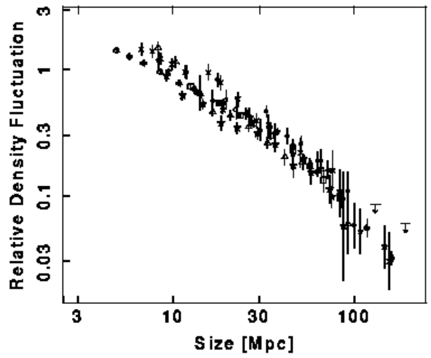


Abbildung 2.3: **links:** Der 'Las Campanas Redshift Survey' zeigt die Verteilung von 23697 Galaxien. Die Daten stammen aus einer Durchmusterung des galaktischen Nord- und Südpols. Insgesamt beträgt die abgedeckte Fläche über 700 □°. **rechts:** relative Dichteschwankungen im Universum. (Peacock & Dodds, 1994)

derjenigen Theorie, welche die Geometrie des Raums in Anwesenheit von Materie beschreibt. Glücklicher Weise läßt sich hier getrennt vorgehen. So kann man beim Erstellen einer Entwicklungsgleichung des Universums Thermodynamik und Quantenmechanik weitgehend außer acht lassen und sich im Wesentlichen auf die ART beschränken. Thermodynamik und Quantenmechanik werden erst dann wichtig, wenn es darum geht eine Zustandsgleichung für das Universums aufzustellen. Im folgenden werden ausschließlich Entwicklungsgleichungen behandelt, da nur diese relevant für die Beschreibunag von AGN-Evolution sind. Die ART setzt voraus:

- Wir leben in einem 4-dimensionalen Raum der gekrümmt sein könnte.
- Es gilt die Kovarianz: Alle physikalischen Gesetze sind unabhängig vom jeweiligen Koordinatensystem.
- Es gilt das Äquivalenzprinzip: Es läßt sich nicht zwischen einem frei fallenden und einem Inertialsystem unterscheiden.
- An jedem Punkt ist unser Raum lokal durch einen Minkowskiraum beschreibbar, d.h. es gilt die Spezielle Relativitätstheorie.

Zwei weitere nützliche Konzepte bei der Beschreibung isotroper Universen sind die kosmologische Zeit ('cosmic' or 'cosmological time') und der Fundamentalbeobachter ('fundamental observer'). Als fundamental observer bezeichnet man gedachte Beobachter, welche an verschiedenen Stellen des Universums postiert sind und sich relativ zu ihrer nahen Umgebung in Ruhe befinden. Diese Beobachter entfernen sich voneinander durch die Expansion des Universums. Die kosmologische Zeit t ist eine globale Zeitkoordinate, welche der Zeit entspricht, die Fundamentalbeobachter messen – d.h t ist die wahre Zeit, gemessen in einem sich relativ zu der lokalen Masseverteilung in Ruhe befindenden System. Diese Koordinate ist nur global sinnvoll und kann durch den Austausch von Lichtsignalen auf eine Standardzeit synchronisiert werden, z.B. wenn die universale homogene Dichte einen bestimmten Wert annimmt. Im weiteren wird ausschließlich die kosmologische Zeit verwendet.

2.2.1 Metrik

Eine Metrik beschreibt die lokale Geometrie eines Raums. Im Euklidischen Raum $\mathbb{R}^3$ ist sie zum Beispiel durch den differentielle Abstand $\mathrm{d}s^2 = \mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}y^2 + \mathrm{d}z^2$ gegeben.
Eine andere Darstellungsweise benützt den Metriktensor $g_{\mu\nu}$. Dieser ist definiert über:

$$\mathrm{d}s^2 = \sum_{\mu}\sum_{\nu} g_{\mu\nu}\,\mathrm{d}x^{\mu}\,\mathrm{d}x^{\nu} =: g_{\mu\nu}\,\mathrm{d}x^{\mu}\,\mathrm{d}x^{\nu} \tag{2.2}$$

wobei die Einsteinsche Summenkonvention gilt. Eine grundlegende Aussage der Differentialgeometrie ist, daß der Metriktensor alle Information über die innere Geometrie des Raums beinhaltet.
Bei der geometrischen Beschreibung des (Welt-)Raums kann man nun vom Kosmologischen Prinzip Gebrauch machen und sich nur mit der Unterklasse homogen-isotroper Räume beschäftigen. Die allgemeinste Form mit der sich homogen-isotrope Räume beschreiben lassen ist die Robertson-Walker Metrik (RW-Metrik, Gleichung 2.3). Es gibt eine große Zahl unterschiedlicher Darstellungen der RW-Metrik, die leicht zu Mißverständnissen führen können. Einen guten Überblick bietet Wilms (2000), an dessen Darstellung sich folgende Ausführung orientiert.

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - R^2(t)\left[\mathrm{d}r^2 + S_k^2(r)\,\mathrm{d}\theta + \sin^2\theta\,\mathrm{d}\phi^2\right] \tag{2.3}$$

Der Krümmungsparameter k kann nur drei verschiedene Werte annehmen und legt die Geometrie des beschriebenen Raumes fest. Es gilt:

$$k = \begin{cases} +1 & : \text{sphärisch} \\ 0 & : \text{planar} \\ -1 & : \text{hyperbolisch} \end{cases} \tag{2.4}$$

$$S_k(r) = \begin{cases} \sin r & : \text{für } k = +1 \\ r & : \text{für } k = 0 \\ \sinh r & : \text{für } k = -1 \end{cases} \tag{2.5}$$

$R(t)$ ist eine skalare, zeitabhängige Größe, der sogenannte Skalenfaktor. In den hier besprochenen Modellen beschreibt er die Expansion des Universums. θ und ϕ sind Winkelkoordinaten und r der mitbewegte Radius. Mitbewegte Koordinaten ('comoving coordinates') berücksichtigen die Expansion des Universums. Objekte ohne Eigenbewegung behalten immer ihre mitbewegten Koordinatenwerte, unabhängig davon wie das Universum expandiert. Der reelle Abstand zwischen zwei Objekten berechnet sich dann aus der Differenz ihrer mitbewegten Koordinaten multipliziert mit dem Skalenfaktor $R(t)$. Diese Darstellungsweise hat sich als äußerst nützlich bei der Beschreibung von AGN-Leuchtkraftfunktionen (vgl. 3.3.2) erwiesen und wird im folgenden beibehalten.
Das Hubblegesetz läßt sich nun mit der RW-Metrik genauer beschreiben. Der wahre Abstand zwischen zwei Beobachtern ist gegeben durch

$$d = R(t)r \tag{2.6}$$

wobei r die mitbewegte Radialkoordinate ist. Eine Expansion ändert nun die Abstände:

$$\frac{\Delta d}{\Delta t} = \frac{R(t+\Delta t)r - R(t)r}{\Delta t} \tag{2.7}$$

Für $\Delta t \to 0$ gilt:

$$v = \frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}t} = \dot{R}r = \frac{\dot{R}}{R}d =: H\,d \tag{2.8}$$

Der lokale Hubbleparameter kann daher mit

$$H_0 = \frac{\dot{R}(t_0)}{R_0} = \dot{a}(t) \tag{2.9}$$

identifiziert werden.

2.2.2 Einsteinsche Feldgleichung und Friedmann Gleichungen

Die Einsteinschen Feldgleichungen verknüpfen den Energie-Impuls-Tensor $T^{\mu\nu}$ mit der Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit, welche durch den Ricci-Tensor $R^{\mu\nu}$, den Krümmungsskalar $\mathscr{R}$, den Metrik-Tensor $g^{\mu\nu}$ und die kosmologische Konstante Λ beschrieben wird.

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathscr{R}g^{\mu\nu} =: G^{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}T^{\mu\nu} + \Lambda g^{\mu\nu} \tag{2.10}$$

Dabei sind G die Gravitationskonstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Setzt man die RW-Metrik (2.3) in die Einsteinschen Feldgleichungen ein, so vereinfachen sich diese erheblich und man erhält zwei Differentialgleichungen in $R(t)$, die Friedmann-Gleichungen. Diese bilden den Ausgangspunkt für die hier besprochenen Weltmodelle:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{8\pi G\rho(t)R^2(t)}{3} + \frac{\Lambda R^2(t)}{3} - kc^2 \tag{2.11}$$

$$\frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho(t) + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda R(t)}{3} \tag{2.12}$$

Hier ist $R(t)$ der oben eingeführte, zeitabhängige Skalenfaktor, $\dot{R}$ und $\ddot{R}$ seine zeitlichen Ableitungen und k die Krümmungszahl. Die Dichte ρ und der Druck p setzen sich aus mehreren Komponenten zusammen, die von Materie, Strahlung und dem Quantenvakuums geliefert werden und beziehen sich auf das gesammte Universum.

$$\rho(t) = \rho_\mathrm{m}(t) + \rho_\mathrm{r}(t) + \rho_\mathrm{v}(t) \tag{2.13}$$

$$p(t) = p_\mathrm{m}(t) + p_\mathrm{r}(t) + p_\mathrm{v}(t) \tag{2.14}$$

Da die Energiedichte der Strahlung nur in den ersten 10^5 Jahren des Universums dominierte, kann sie für heutige kosmologische Modelle vernachlässigt werden, das heißt, nur $\rho_\mathrm{m}(t)$ und $\rho_\mathrm{v}(t)$ sind relevant. Die Erklärung hierfür ist in den unterschiedlichen Abhängigkeiten zwischen ρ und der kosmologischen Expansion zu suchen. Während die Massendichte mit $\rho_\mathrm{m} \propto R^{-3}$ abnimmt, sinkt die Strahlungsdichte mit $\rho_\mathrm{r} \propto R^{-4}$, da hier neben der Volumenexpansion noch die kosmologische Rotverschiebung eine Rolle spielt. Die Energiedichte des Quantenvakuum ist unabhängig von der Expansion (konstant) und wird häufig mit der kosmologischen Konstante gleichgesetzt oder zumindest mit ihr in einen gemeinsamen Term $\rho_{\Lambda\mathrm{v}} = \rho_\Lambda(t) + \rho_\mathrm{v}(t)$ zusammengefaßt (ab jetzt $\rho_{\Lambda\mathrm{v}} = \rho_\Lambda$).

2.2.3 Lösungen der Friedmann-Gleichungen

Der kosmische Skalenfaktor $R(t)$ liefert eine vollständige Beschreibung der aus der allgemeinen Relativitätstheorie und dem Kosmologischen Prinzip abgeleiteten homogenen Weltmodelle. Zur Lösung der Gleichungen ist zweckmäßig, ihn auf seinen heutigen Wert R_0 zu skalieren:

$$a(t) := \frac{R(t)}{R_0} \tag{2.15}$$

$$\dot{a}(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R_0} \tag{2.16}$$

Eine weitere wichtige Größe ist der Dichte-Parameter Ω. Er beschreibt die Gesamtdichte des Universums in Einheiten der kritischen Dichte ρ_c, derjenigen Dichte, die ein flaches Universum ($k = 0$) ergeben würde.

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \tag{2.17}$$

$$\text{mit:} \quad \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 10^{-29}\mathrm{g/cm^3} \tag{2.18}$$

Ω_{ges} setzt sich aus drei Termen (vgl. Gleichung 2.13) zusammen: $\Omega_{ges} = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_r$. Im weiteren sei $\Omega = \Omega_{ges}$. Es läßt sich zeigen (z.B. Wilms, 2000), daß die Geometrie des Universums (die Krümmungszahl k) allein von Ω abhängt. Es gilt:

$$\begin{aligned} \Omega > 1 &\Longrightarrow k > 0 \quad \text{geschlossenes Universum} \\ \Omega = 1 &\Longrightarrow k = 0 \quad \text{flaches Universum} \\ \Omega < 1 &\Longrightarrow k < 0 \quad \text{offenes Universum} \end{aligned} \tag{2.19}$$

Ein Universum mit $\Omega < 1$ wird unendlich lange expandieren, da nicht genügend Masse vorhanden ist, die Expansion gravitativ zu stoppen. Ein Universum mit $\Omega \geq 1$ unterliegt einer abgebremsten Expansion. Diese kommt im Fall $\Omega > 1$ irgendwann zu einem Halt und kehrt sich um. Das Universum fällt unter der eigenen Massenanziehung wieder in sich zusammen und es kommt zum 'Big Crunch'. Gilt $\Omega = 1$, so spricht man von einem flachen Universum. Es unterliegt ebenfalls einer abgebremsten Expansion, diese kommt jedoch im Gegensatz zu $\Omega > 1$ erst im Unendlichen zu einem Halt. Die drei Fälle $(k = -1, 0, +1)$ sind die sogenannten Standard-Weltmodelle oder Friedmann-Modelle, welche die theoretische Grundlage der Simulationen in Kapitel 5 bilden. Neue Untersuchungen an Supernovae (Riess et al., 1998) und (Perlmutter et al., 1999) weisen auf eine kosmologische Konstante (flaches Universum, $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$: $\Omega_\Lambda^{\text{flach}} \approx 0.7$) hin. Diese Ergebnisse sind allerdings noch stark umstritten. Im folgenden wird deswegen $\Omega_\Lambda = 0$ gesetzt, da dies die mathematische Darstellung stark vereinfacht. Die Lösungen sind:

- $k = 0$, materiedominiert

$$R(t) = R_0 \left(\frac{3H_0}{2} t\right) \tag{2.20}$$

- $k = +1$, materiedominiert

$$\xi = \frac{c}{H_0} \frac{\Omega_0}{(\Omega_0 - 1)^{\frac{3}{2}}} \tag{2.21}$$

$$R = \xi \sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{\xi}{2}(1 - \cos\theta) \tag{2.22}$$

$$ct = \frac{\xi}{2}(\theta - \sin\theta) \tag{2.23}$$

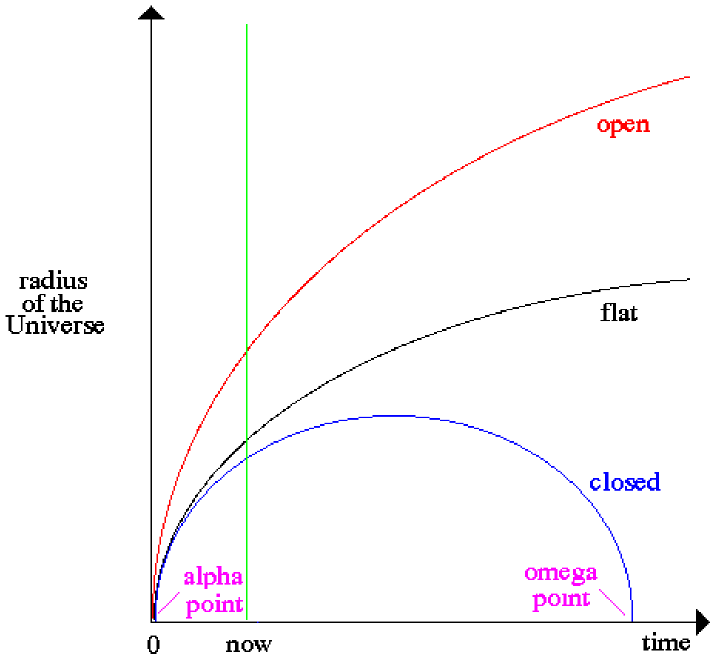


Abbildung 2.4: Mögliche Entwicklungswege eines Friedmann Universums

- $k = -1$, materiedominiert

$$\xi = \frac{c}{H_0} \frac{\Omega_0}{(1-\Omega_0)^{\frac{3}{2}}} \tag{2.24}$$

$$R = \frac{\xi}{2}(\cosh\theta - 1) \tag{2.25}$$

$$ct = \frac{\xi}{2}(\sinh\theta - 1) \tag{2.26}$$

Die Gleichungen 2.22 und 2.23 beziehungsweise 2.25 und 2.26 definieren Zykloide und können nur numerisch gelöst werden. Alle drei Lösungen sind in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt.
Die Lösungen der Friedmann-Gleichungen müssen die beobachteten Randbedingungen erfüllen. Diese sind:

1. Die heutige Expansionsrate des Universums, (Hubble-Parameter $H_0 = \dot{R}(t_0)/R_0$). In aktuellen Messungen liegt H_0 je nach Meßmethode zwischen $58.5 \pm 6.3\,\mathrm{km\ s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (90% confidence level, vgl. Tammann, Sandage & Saha, 2000) und $71 \pm 6\,\mathrm{km\ s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (Mould et al., 2000).
2. Die heutige mittlere Materiedichte $\rho_{m,0} = \rho_m(t_0)$. Aktuelle Messungen (Perlmutter et al., 1999) finden $\Omega_m^{\mathrm{flach}} = 0.28^{+0.09}_{-0.08}\,(1\,\sigma\,\mathrm{statistisch})\,^{+0.05}_{-0.04}$ (identifizierte systematische Fehler).

2.2.4 Kosmologie und Entfernungen

Der folgende Abschnitt behandelt einige für die Simulationen in Kapitel 5 wichtige Entfernungsdefinitionen und denen daraus abgeleiteten Größen wie das mitbewegte Volumen und den beobachteten

Fluß einer Quelle.

Die in der beobachtenden Kosmologie vermutlich wichtigste Formel ist die Beziehung zwischen der monochromatischen Flußdichte und der Leuchtkraft:

$$S_\nu(\nu_0) = \frac{L_\nu([1+z]\nu_0)}{4\pi R_0^2 S_k^2(r)(1+z)} \tag{2.27}$$

Mit $S_\nu(\nu_0)$ wird die beobachtete monochromatische Flußdichte bei der Frequenz ν_0 bezeichnet und dementsprechend ist $L_\nu([1+z]\nu_0)$ die Leuchtkraft der Quelle bei $[1+z]\nu_0$. Unter der Annahme isotroper Emission erhält man eine uniforme Flußdichte durch jede beliebige Kugelschale um die Quelle. Verlegt man den Koordinatenursprung in die Quelle, so befindet sich ein Beobachter auf einer Kugelschale mit Radius $4\pi[R_0 S_k(r)]^2$. Die kosmologische Rotverschiebung beeinflußt die beobachtete Flußdichte (2.27) vierfach:

1. die Energie der Photonen wird rotverschoben
2. die Ankunftsraten werden rotverschoben (Zeitdilatation)
3. die Bandbreite $d\nu$ wird um den Faktor $(1+z)$ verkleinert.
4. Die beobachteten Photonen der Frequenz ν_0 wurden bei einer Frequenz $\nu_0(1+z)$ emittiert, deshalb geht $L_\nu([1+z]\nu_0)$ statt $L_\nu(\nu_0)$ in die Formel ein.

Der beobachtete Fluß bei ν_0 ist also die Leuchtkraft bei $(1+z)\nu_0$ geteilt durch die gesamte Fläche und $(1+z)$. Die bolometrische Flußdichte integriert über alle Frequenzen und ist daher gegeben durch:

$$S_{\mathrm{bol}} = \frac{L_{\mathrm{bol}}}{4\pi R_0^2 S_k^2(r)(1+z)^2} \tag{2.28}$$

In einem Euklidischen $(k=0)$ Universum berechnet sich der beobachtete Fluß zu

$$f = \frac{L}{4\pi d_{\mathrm{L}}^2} \longleftrightarrow d_{\mathrm{L}} = \left(\frac{L}{4\pi f}\right)^{1/2} \tag{2.29}$$

Diese Gleichung liefert auch die Definition der Leuchtkraftentfernung d_{L} in einem Euklidischen Universum. Die allgemeine Definition der Leuchtkraftentfernung leitet sich analog aus Gleichung 2.28 ab. Es gilt:

$$d_{\mathrm{L}} := (1+z)\,R_0\,S_k(r) \tag{2.30}$$

und damit weiterhin $f = L/(4\pi d_{\mathrm{L}}^2)$. Bei der Berechnung der Kugelschale in Gleichung 2.27 taucht der Term $R_0 S_k(r)$ auf, der die Entfernung der Quelle zum Beobachter beschreibt. Um damit konkret arbeiten zu können ist es notwendig den Zusammenhang zwischen beobachtbaren kosmologischen Parametern und dieser Entfernung zu kennen. Die allgemeine Beziehung zwischen mitbewegter Entfernung und Rotverschiebung ist (Peacock, 1999, Gleichung 3.78):

$$\begin{aligned} R_0 \mathrm{d}r &= \frac{c}{H(z)}\mathrm{d}z \\ &= \frac{c}{H_0}\left[(1-\Omega)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda + \Omega_{\mathrm{m}}(1+z)^3 + \Omega_{\mathrm{r}}(1+z)^4\right]^{-1/2}\mathrm{d}z \end{aligned} \tag{2.31}$$

In einem massedominierten Friedmann Universum berechnet sich die Entfernung zu einem Objekt der Rotverschiebung z dann zu:

$$R_0\, r = \frac{c}{H_0}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{(1+z)\sqrt{1+\Omega z'}} \tag{2.32}$$

In ihrer ausintegrierten Form ist Gleichung 2.32 als Mattigs Formel (vgl. Mattig, 1958) bekanntgeworden:

$$R_0 S_\mathrm{k}(r) = \frac{2c}{H_0} \frac{\Omega z + (\Omega - 2)\left[\sqrt{1+\Omega z} - 1\right]}{\Omega^2 (1+z)} \tag{2.33}$$

Gleichung 2.33 ist die Standardform für Mattigs Formel, sie ist jedoch für kleine Werte von Ω rechnerisch schlecht definiert. Für Universen mit niedriger Dichte wird daher eine andere Formulierung bevorzugt:

$$R_0 S_\mathrm{k}(r) = \frac{c}{H_0} \frac{z}{(1+z)} \frac{1+\sqrt{1+\Omega z}+z}{1+\sqrt{1+\Omega z}+\Omega z/2} \tag{2.34}$$

Abschließend sei noch eine erweiterte Form der Mattig Formel angeführt, welche Modelle mit druckloser Materie (Ω_m) und Strahlung (Ω_r) abdeckt:

$$R_0 S_\mathrm{k}(r) = \frac{2c}{H_0} \frac{\Omega_\mathrm{m}\, z + (\Omega_\mathrm{m} + 2\Omega_\mathrm{r} - 2)[\sqrt{1+\Omega_\mathrm{m} z + \Omega_\mathrm{r}(z^2+2z)} - 1]}{[\Omega_\mathrm{m}^2 + 4\Omega_\mathrm{r}(\Omega_\mathrm{r} + \Omega_\mathrm{m} - 1)]\,(1+z)} \tag{2.35}$$

Das mitbewegte Volumenelement läßt sich einfach aus der Metrik ableiten:

$$\mathrm{dV} = 4\pi \left[R_0 S_k(r)\right]^2 R_0 \mathrm{d}r \tag{2.36}$$

Alle hier erwähnten Formeln sind in die Simulationen (Kapitel 5) integriert und stammen aus Peacock (1999).

Kapitel 3

Aktive Galaxien

Kerne Aktiver Galaxien[1] oder Active Galactic Nuclei (im weiteren: AGN) zählen zu den bedeutendsten extragalaktischen Quellen in der Astronomie und sind seit Jahren Objekte intensiver Forschung. Ziel dieses Kapitels, das im wesentlichen auf Krolik (1999), Robson (1996) und Longair (1998) basiert, ist es, den Leser in die gebräuchliche Terminologie einzuführen, sowie einen Überblick über die vielfältigen Erscheinungsformen von AGN zu geben und im besonderen auf die Entwicklung Aktiver Galaxien und die Methoden zu deren Erforschung einzugehen.

Aktive Galaxien sind seit etwa 100 Jahren bekannt. Die ersten Beobachtungen zeigten Galaxien, welche sich nicht normal verhielten, d.h. nicht so, wie es die Summe ihrer Einzelsterne erwarten ließ. Insbesondere die gemessene Leuchtkraft dieser Objekte überstieg die integrale Leuchtkraft ihrer Einzelsterne bei weitem.

Nach heutigem Wissen ist ungefähr jede zehnte Galaxie aktiv (Clark, 1997). Es gibt leider keine einheitliche Definition für Aktive Galaxien. Gebräuchlich ist es jedoch, von einem 'Kriterien-Menü' zu sprechen, einer Liste all der Eigenschaften, die nur bei AGN zu finden sind. Ein Objekt, welches mehrere dieser Kriterien erfüllt, wird dann als AGN bezeichnet. Alle dieser Eigenschaften werden praktisch nie bei normalen Galaxien beobachtet. Zu den wichtigsten Merkmalen gehören:

- **hohe Leuchtkraft:** Mit bolometrischen Leuchtkräften bis zu 10^{48} erg s^{-1} (das entspricht etwa dem 10000 fachen Energieausstoß einer normalen Galaxie) gehören die AGN zu den hellsten und damit am weitesten sichtbaren Lichtquellen am Himmel. Bekannt sind Quasare bis hin zu einer Rotverschiebung von $z = 5.82$ (Wright, 2000).

- **Spektrum:** Im starken Kontrast zu normalen Galaxien emittieren viele AGN fast gleichmäßig auf einem sehr breiten Frequenzintervall. Ihre Leuchtkraft pro Dekade ist in einigen Fällen auf 13 Größenordnungen hin annähernd konstant (vgl. Abb. 3.1). Auch das Linienspektrum Aktiver Galaxien zeigt Besonderheiten: Es dominieren breite Emissionslinien welche z.T. mit über 10% am optischen Gesamtfluß beteiligt sind (vgl. Abb. 3.2). Die Linienbreiten weisen auf (Rotations-) Geschwindigkeiten von bis zu 10^4 km s^{-1} hin. Des weiteren finden sich Absorptionslinien, die man Gaswolken zuschreibt, welche die AGN umhüllen.

- **Variabilität:** Ein weiteres Erkennungsmerkmal Aktiver Galaxien ist ihre zeitliche Variabilität. Im Optischen können AGN Helligkeitsschwankungen von bis zu 10% über den Zeitraum

[1] häufig spricht man einfach nur von *Aktiven Galaxien*.

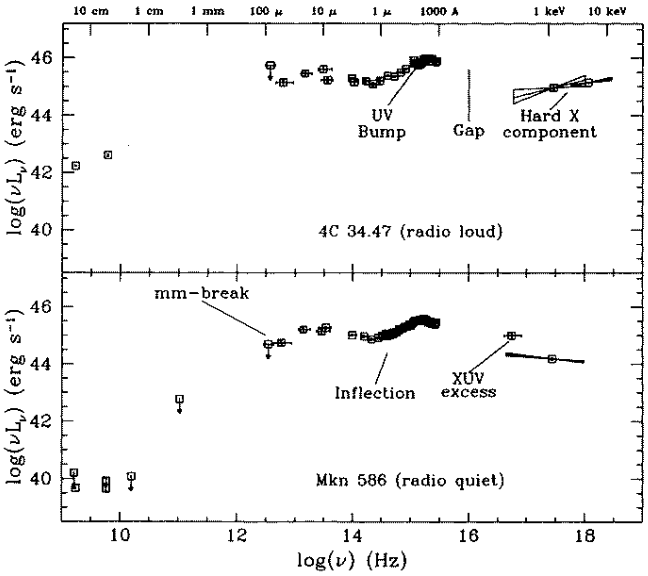


Abbildung 3.1: Spektrale Energieverteilung in AGN (Elvis et al., 1994).

von einigen Monaten bis Jahren hin zeigen. Noch stärker ausgeprägt ist die Variabilität im Röntgenbereich: hier kann sich die Leuchtkraft innerhalb von Minuten (Seyferts) oder Stunden (Quasare) um Faktoren ändern (vgl. Abb. 3.3).

- **Polarisation:** Fast alle Sterne und damit auch ein Großteil normaler Galaxien sind intrinsisch unpolarisiert. Beobachtet wird jedoch etwa 0.5% lineare Polarisation, welche von Transmissionspolarisation an interstellarem Staub hervorgerufen wird. Aktive Galaxien sind stärker (0.5 – 2 %) polarisiert, der Unterschied ist statistisch eindeutig und kann somit als Unterscheidungsmerkmal herangezogen werden.

- **Radioemission:** Obwohl die ersten bekannten AGN fast ausschließlich Radioquellen waren (daher auch der Begriff 'Quasar': Quasi-stellar Radio Source) und ein Großteil aller Radioquellen AGN sind, zeigen nur etwa 5–10% aller AGN Radioemission. Oft beobachtet man sogenannte 'double lobes', keulenartige Doppel-Strukturen (vgl. Abbildung 3.4), die auf Materieausstoß aus dem Kern der Galaxien hinweisen. Bei manchen dieser Quellen scheinen sich diese Materieströme ('Jets') mit Überlichtgeschwindigkeit zu bewegen. Dieser geometrisch einfach zu erklärende Effekt (siehe etwa Wright, 2000) ist unter dem Begriff 'superluminal motion' bekanntgeworden.

Wie oben bereits erwähnt, ist die Emission von AGN größer als die Summe der einzelnen Sternemissionen, d.h. es muß einen weiteren Mechanismus zur Energiegewinnung geben. Das heute weitgehend akzeptierte Standardmodell der AGN (siehe Abschnitt 3.2) geht dabei von masseakkretierenden supermassiven (bis zu $10^8 M_\odot$) Schwarzen Löchern in den Zentren Aktiver Galaxien aus. Die Emission findet in einem vergleichsweise kleinen Gebiet statt. Variabilitätsmessungen zeigen, daß die emittierenden Regionen typischerweise etwa die Ausdehnung unseres Sonnensystems, d.h. $\ll 1\,\mathrm{pc}$, besitzen.

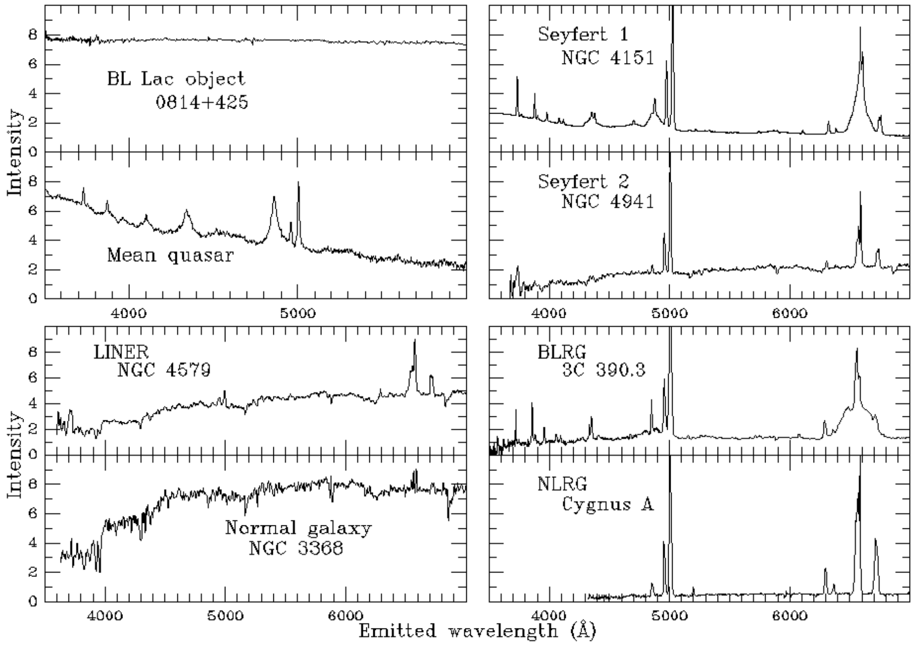


Abbildung 3.2: Optische Spektren verschiedener AGN-Typen im Vergleich mit dem Spektrum einer elliptischen ('normalen') Galaxie (Keel, 2000).

3.1 Der AGN-Zoo

Wie bereits erwähnt, ist der Begriff AGN aufgrund der sehr unterschiedlichen Erkennungsmerkmale nicht eindeutig definiert. Die vielen unterschiedlichen Merkmale von AGN lassen sich aber zu einer verfeinerten Kategorisierung benützen. Auch diese Einteilung ist nicht eindeutig und eher durch Beobachtungen als physikalisch begründet. Dennoch wird sie (aus historische Gründen und einem Mangel an Alternativen) allgemein verwendet. Die gebräuchlichen Unterklassen sind:

- Seyfert 1 Galaxien (Sy 1)
- Seyfert 2 Galaxien (Sy 2)
- 'Broad-line radio galaxies' (BLRG)
- 'Narrow-line radio galaxies' (NLRG)
- Radio-laute Quasare
- Radio-leise Quasare
- 'OVV' Quasare (Optically Violently Variable)
- BL Lac Objekte (nach dem Objekt BL Lac benannt, heute anders definiert)
- 'Blazars' (ein Überbegriff für OVV Quasare und BL Lac Objekte)
- 'LINER' (Low-Ionization Nuclear Emission Region)

3.1.1 Seyfert Galaxien

Seyfert Galaxien (kurz: Seyferts), benannt nach ihrem Entdecker Carl Seyfert, kennt man seit 1943. Morphologisch gesehen gehören die Seyferts zu den Spiralgalaxien, sie unterscheiden sich aber von diesen insbesondere durch ihre breiten Emissionslinien und ihre sehr helle Kernregion. Es wird zwi-

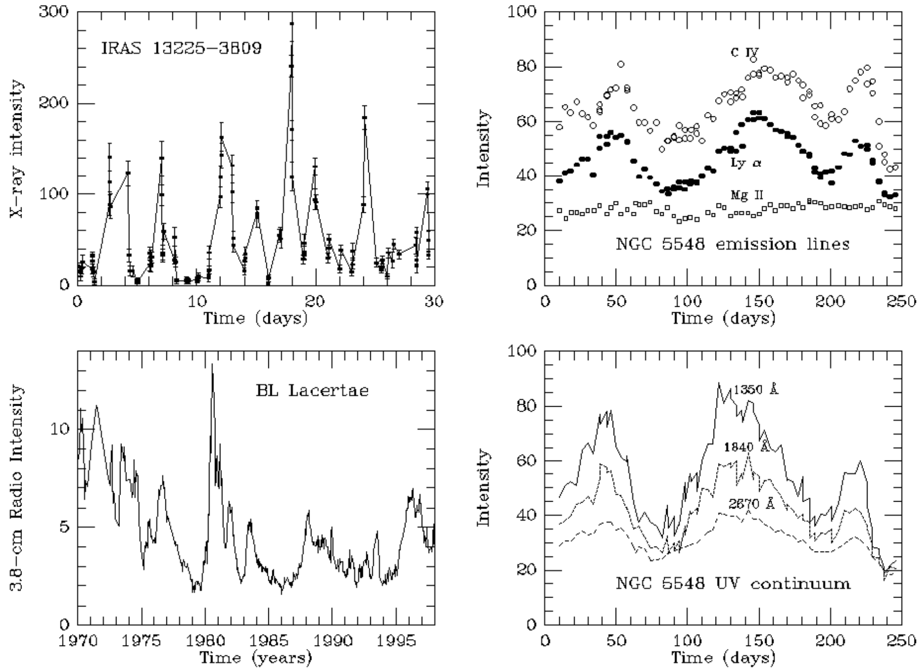


Abbildung 3.3: AGN-Lichtkurven in verschiedenen Energiebereichen (Keel, 2000).

schen Seyfert 1 und Seyfert 2 Galaxien unterschieden. In Seyfert 1 Galaxien (Sy 1) finden sich erlaubte Linien von H, HeI, HeII, FeII mit sehr breiten FWHM ('full width at half maximum'). Es wird angenommen, daß diese Linienbreiten durch Dopplerverbreiterung entstehen, was auf Geschwindigkeiten in den Quellen zwischen $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ und $5000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ hinweist. Des weiteren beobachtet man verbotene Linien (z.B OIII) bei denen die breiten Flügel fehlen und deren FWHM auf Geschwindigkeiten von $\approx 1000\mathrm{km\,s^{-1}}$ schließen lassen. Die Breiten der verbotenen Linien entsprechen Geschwindigkeiten von $\approx 500\mathrm{km\,s^{-1}}$. In Seyfert 2 Galaxien sind erlaubte wie verbotene Linien ungefähr gleich breit (FWHM $\rightarrow 500\mathrm{km\,s^{-1}}$). Diese Beobachtungen unterstützen das Standardmodell (Abschnitt 3.2), welches davon ausgeht, daß im Falle von Sy 1 Galaxien der Beobachter freien Blick auf 'Narrow Line Region' und 'Broad Line Region' hat, während bei Sy 2 Galaxien der Sichtwinkel so liegt, daß die 'Broad Line Region' durch den Staubtorus verdeckt wird. Die obenerwähnten 'Broad Line' und 'Narrow Line Radio Galaxies' entsprechen den Sy 1 und Sy 2 Galaxien, zeigen jedoch wesentlich stärkere Radioemission.

3.1.2 Quasare

Quasare (von Quasi Stellar Radio Object) oder QSO (Quasi Stellar Object) wurden erstmals 1960 als starke Radioquellen entdeckt. Anfangs war es aufgrund der ungenauen Meßmethoden nicht möglich, ihnen eindeutig einen optischen Begleiter zuzuordnen. Bessere Radiotechnik und damit genauere Positionen ließen dann aber die optische Identifizierung mit sternförmigen Quellen zu. Die Spektren dieser Objekte sind stark rotverschoben und zeigen Emissions- wie Absorptionslinien. Die aus den Rotverschiebungen abgeschätzten Entfernungen lassen auf Leuchtkräfte bis $10^{48}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$ schließen.

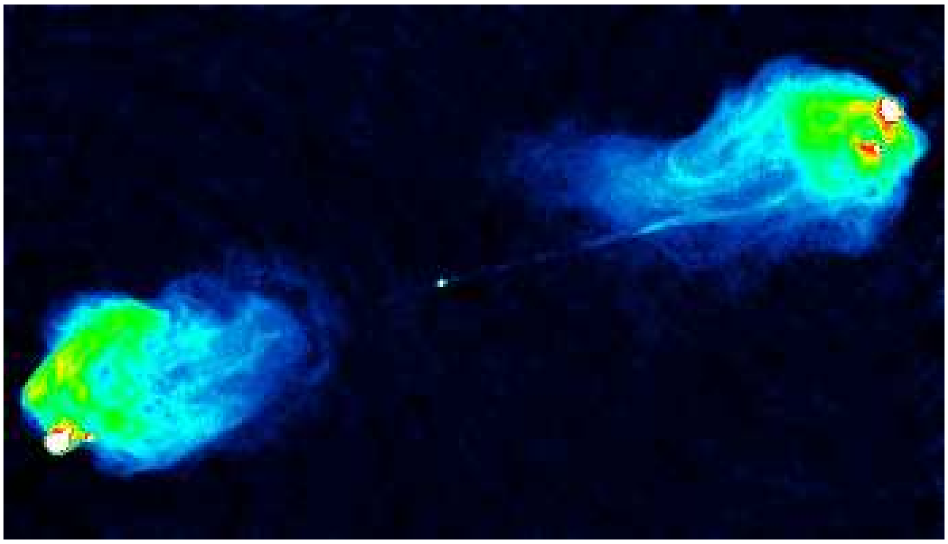


Abbildung 3.4: Jets und Double Lobes in der Radiogalaxie Cygnus A. Aufnahme bei $\lambda = 6\,\mathrm{cm}$ (Perley, Dreher & Cowan, 1995)

3.1.3 BL Lac Objekte

Diese nach ihrem damaligen[2] Prototypen BL Lacertae benannten Objekte kennt man seit den späten 70er Jahren. Früher als nicht erklärbare variable Sterne geführt, konnten sie als hoch variable Kerne weit entfernter Galaxien identifiziert werden. BL Lacs besitzen ein fast völlig strukturloses optisches Spektrum (vgl. Abb. 3.2). Der Kern ist so hell, daß er die umgebende Galaxie meist überstrahlt. Er zeigt keine Emissions- oder Absorptionslinien mit denen sich eine Rotverschiebung bestimmen ließe. Diese können entweder über die umgebende Galaxie gewonnen werden oder in den seltenen Phasen sehr geringer Intensität, wenn die Strahlung des Kerns die des ihn umgebenden Gases nicht überstrahlt. BL Lac Objekte sind für ihre starke und schnelle Variabilität in Polarisation und Intensität bekannt, ein Phänomen welches in allen Wellenlängen zu beobachten ist. Es wird angenommen, daß BL Lac Objekte Radiogalaxien sind, deren Jet direkt auf uns gerichtet ist. Man beobachtet folglich eher doppler-geboostete Strahlung vom Jet als den Kern und seine Umgebung. Einige Quasare mit ungewöhnlich schwachen Emissionslinien besitzen eine ähnliche Variabilität. Sie werden gemeinsam mit den BL Lac Objekten als ‘Blazars’ bezeichnet.

3.2 Das Standardmodell der AGN

In den Anfängen der AGN Forschung wurde davon ausgegangen, daß die verschiedenen Typen der AGN Familie unterschiedliche Objekte repräsentieren, die nicht notwendigerweise etwas miteinander zu tun haben. Die in den letzten Jahren stark gewachsene Menge an AGN-Beobachtungsdaten hat jedoch eine Reihe von Gemeinsamkeiten hervorgebracht welche die Hoffnung weckten, das Phänomen AGN auf ein einziges physikalische Modell reduzieren zu können. Es gibt allerdings noch keine allgemeine Übereinstimmung über die genauen Einzelheiten dieses Modells. Seine Hauptaufgabe besteht darin, einen Rahmen für die Organisation und Interpretation der AGN-Beobachtungen zu liefern.
Die verschiedenen Erscheinungsformen von AGN sind im Rahmen eines solchen Modells durch

[2]heute wird BL Lac nicht mehr zu den BL LAC Objekt gezählt.

unterschiedliche Orientierung des Beobachters im Bezug auf das anisotrop strahlende Objekt und unterschiedliche Akkretionsraten zu erklären. Zwei Möglichkeiten, anisotrope Strahlung zu erzeugen, liegen entweder in einem intrinsisch-anisotropen Strahlungsmechanismus oder einem isotropen Strahler welcher durch externe Absorption kollimiert wird. Das Standardmodell der AGN

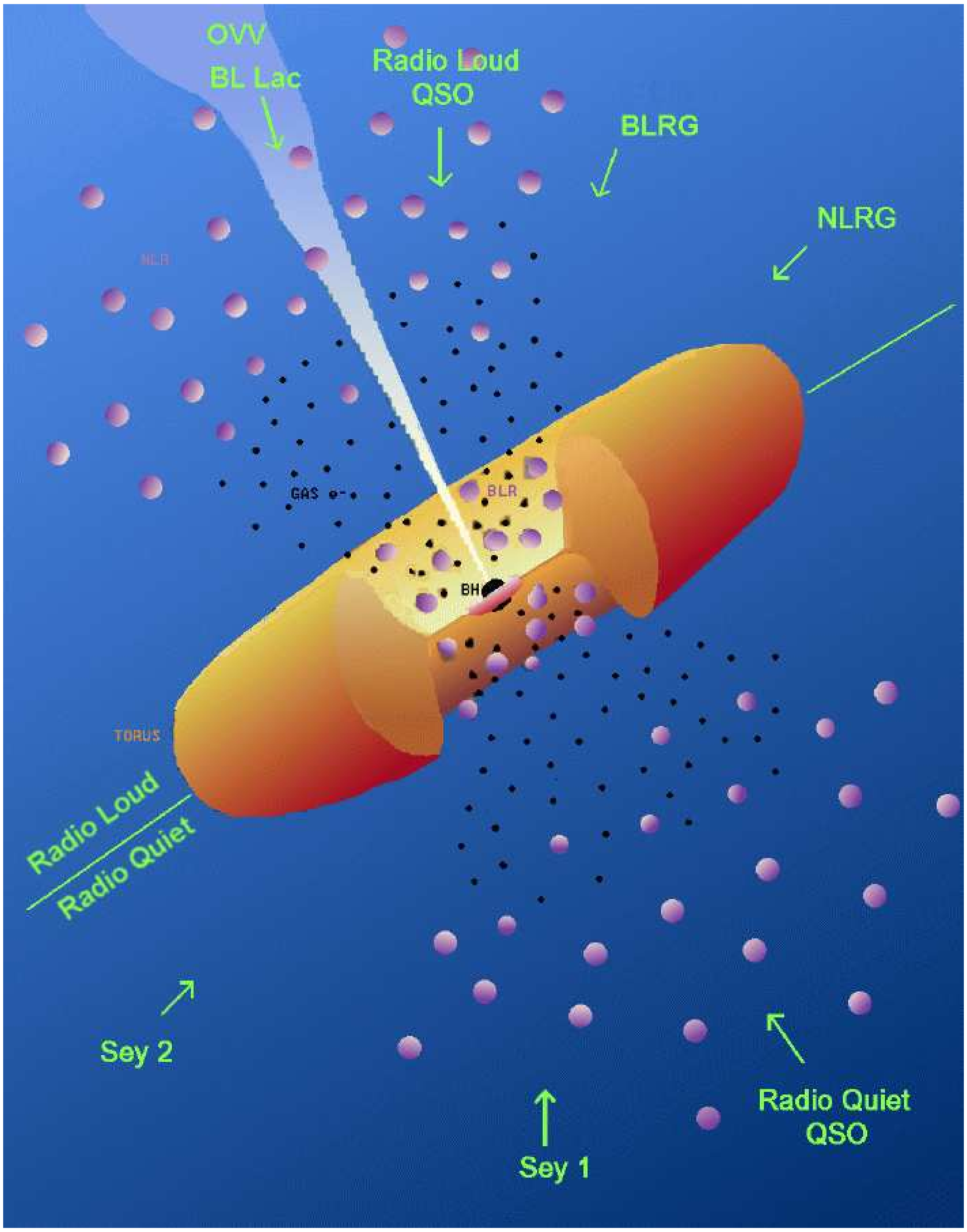


Abbildung 3.5: Das vereinheitlichte AGN-Modell: je nach Beobachtungswinkel sieht der Beobachter ein unterschiedliches Objekt. Die Grafik wurde aus (Urry & Padovani, 1995) entnommen. Erläuterungen: siehe Kapitel 3.1

oder 'Unified Model' (vgl. Abb. 3.5) gibt diese Vorstellungen wieder. Der zentrale Mechanismus zur Energieerzeugung ist hier die Massenakkretion auf ein supermassives Schwarzes Loch. Gas welches in das Potential des BH kommt, besitzt immer Drehmoment. Aus dynamischen Gründen bildet es dann eine Akkretionsscheibe um das BH (Shakura & Sunyaev, 1973) in welcher ein Teil seiner potentiellen Energie in Strahlung umgewandelt wird. In einigen Fällen entstehen auch 'Jets', diametrale Materieauswürfe die vor allem im Radiobereich sichtbar sind. Je nachdem wie stark der gemessene Radiofluß ist, wird dann von radio-lauten oder radio-leisen Objekten gesprochen (Stocke et al., 1992). Die Akkretionsscheibe ist eingebettet in die sogenannte Broad Line Region (BLR), eine Gaswolke von ungefähr 1 pc Radius deren Gas vom zentralen Objekt auf 15000–20000° K erhitzt und dabei photoionisiert wird. Dem Standard Modell zufolge umschließt ein optisch dicker Torus aus Gas und Staub die Broad Line Region. Dieser Torus ist opak und verhindert bei der Beobachtung von Sy 2 beziehungsweise NLRG den direkten Blick auf Zentralregion und die Broad Line Region. Es wird angenommen, daß das Gas in der Broad Line Region nicht homogen verteilt, sondern 'klumpig' ist. Außerhalb des Staubtorus gibt es eine weitere Gaswolke, welche durch die Kontinuumsstrahlung des Kerns beleuchtet und photoionisiert wird. Diese Narrow Line Region beinhaltet mehr Masse als die Broad Line Region und zeigt im Gegensatz zu dieser verbotene und erlaubte Linien. Die Ursache hierfür wird in der höheren Dichte der BLR gesehen, welche zu häufigen Kollisionen und damit zur Zerstörung von metastabilen Zuständen führt.

3.2.1 Beobachtungen die für ein vereinheitlichtes Modell sprechen

Abbildung 3.6 zeigt $L_{\mathrm{H}\alpha}$, die Leuchtkraft der Hα Emissionslinie, sowie $\mathrm{L_K}$ (die Leuchtkraft des Kontinuums) bei einer Wellenlänge von 4800 Å für verschiedene AGN-Typen. Wenn die Hα Emissionslinien, wie im Standardmodell angenommen, tatsächlich durch Photoionisation von Wasserstoffatomen durch die Kontinuumsstrahlung und anschließende Rekombination entstehen, dann sollten die beiden Leuchtkräfte $\mathrm{L_{H\alpha}}$ und $\mathrm{L_K}$ proportional zueinander sein und in einem log-log Diagramm eine Gerade der Steigung eins ergeben. Die gestrichelte Linie in Abb. 3.6 hat eine Steigung von 1.05, eine gute Bestätigung für $\mathrm{L_{H\alpha}} \propto \mathrm{L_K}$. Dieses Ergebnis ist Hinweis auf einen gemeinsamen Ursprung der breiten wie schmalen Hα Emissionslinien die in Sy 1, Sy 2, NLRG, BLRG und Quasaren beobachtet werden. Die bislang wichtigste Beobachtung die das Standardmodell stützt, wurde von Antonucci & Miller (1985) gemacht. Als sie die Seyfert 2 Galaxie NGC 1068 in polarisiertem Licht beobachteten, fanden sie ein Sy 1 Spektrum mit breiten Emissionslinien. Diese und ähnliche spätere Beobachtungen weisen darauf hin, daß sich innerhalb einer Seyfert 2 Galaxie ein Seyfert 1 Kern befindet, der normalerweise durch optisch dickes Material abgeschirmt wird. Die hier beobachteten, schwachen Seyfert 1 Spektren stammen von Photonen welche am interstellaren Medium (außerhalb der Kernregion) reflektiert wurden, uns also nur indirekt erreichen.

3.3 AGN Entstehung und Entwicklung

Die Entstehung von Galaxien im frühen Universum ist ein Gebiet intensiver Forschung. Leider gibt es zur Zeit nur wenig gesicherte Fakten und dementsprechend viel Spekulation. Die ältesten bekannten AGN (Quasare) haben eine Rotverschiebung von ca. $z = 6$, was sich im Rahmen eines flachen Friedmann-Universums (mit $H_0 = 65\,\mathrm{km\ s^{-1}\,Mpc^{-1}}$) in ein Alter von ungefähr 230 Mio Jahre nach dem Urknall umrechnet. Im Rahmen des Standardmodells (vgl. Abschnitt 3.2) wird davon ausgegangen, daß die Hauptenergiequelle von Aktiven Galaxien masseakkretierende, supermassive Schwarze

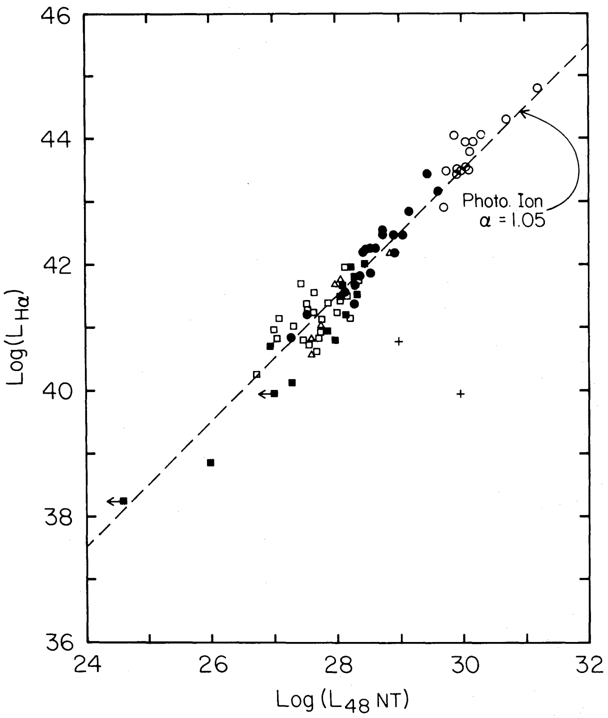


Abbildung 3.6: Leuchtkraft der Hα Emissionslinie gegen die Leuchtkraft des Kontinuums bei 4800 Å (in erg s^{-1}). Symbole: Quasare (offene Kreise), Seyfert 1s (gefüllte Kreise), Seyfert 2s (offene Quadrate), NLRGs (Dreiecke), mehr Sy 2 und NLRGs (gefüllte Quadrate). (Shuder, 1981).

Löcher sind. Deshalb ist die Frage nach der AGN-Evolution eng mit der Entstehung und Entwicklung solcher Objekte verbunden. Es wird angenommen, daß es in Verbindung mit der Galaxienentstehung zu Prozessen kommt, die zur Bildung solcher supermassiven Schwarzen Löcher in den Zentren (mancher) Galaxien führt. Abbildung 3.7 zeigt mögliche Szenarien die zur Bildung eines Schwarzen Lochs führen können (Rees, 1978). Alle verfügbare Materie (interstellares Medium, Sterne, ...) der Gastgalaxie wird dann von dem zentralen Schwarzen Loch akkretiert. Nicht-symmetrische Potentiale (zum Beispiel durch nahen Nachbargalaxien oder galaktischer Balkenbildung), können die Akkretionsrate noch erhöhen (keine strenge Drehimpulserhaltung bei diesen Potentialen) und so für die großen Massen der Schwarzen Löcher mitverantwortlich sein. Es ist des weiteren bekannt, daß AGN mittlerer Rotverschiebung häufig in Systemen auftreten, die aus der Kollision einer oder mehrerer Galaxien hervorgegangen sind ('galaxy mergers'). Dies legt die Vermutung nahe, daß auch solche Kollisionen eine wichtige Rolle bei der Entstehung von AGN spielen (vgl. Robson, 1996, S. 240 ff.).
Die Aufgabe der folgenden Abschnitte ist es zu zeigen, welche Möglichkeiten ein Beobachter hat, bestehende Theorien der AGN-Evolution und Entwicklung zu testen, welche Ergebnisse bisherige Messungen lieferten und welche Rolle XMM-Newton bei der Erforschung dieses Gebiets spielen kann. Da die Simulationen und Analysen in der vorliegenden Arbeit sich ausschließlich auf Röntgendaten beziehen, behandeln die folgenden Ausführungen auch vorwiegend diesen Energiebereich.

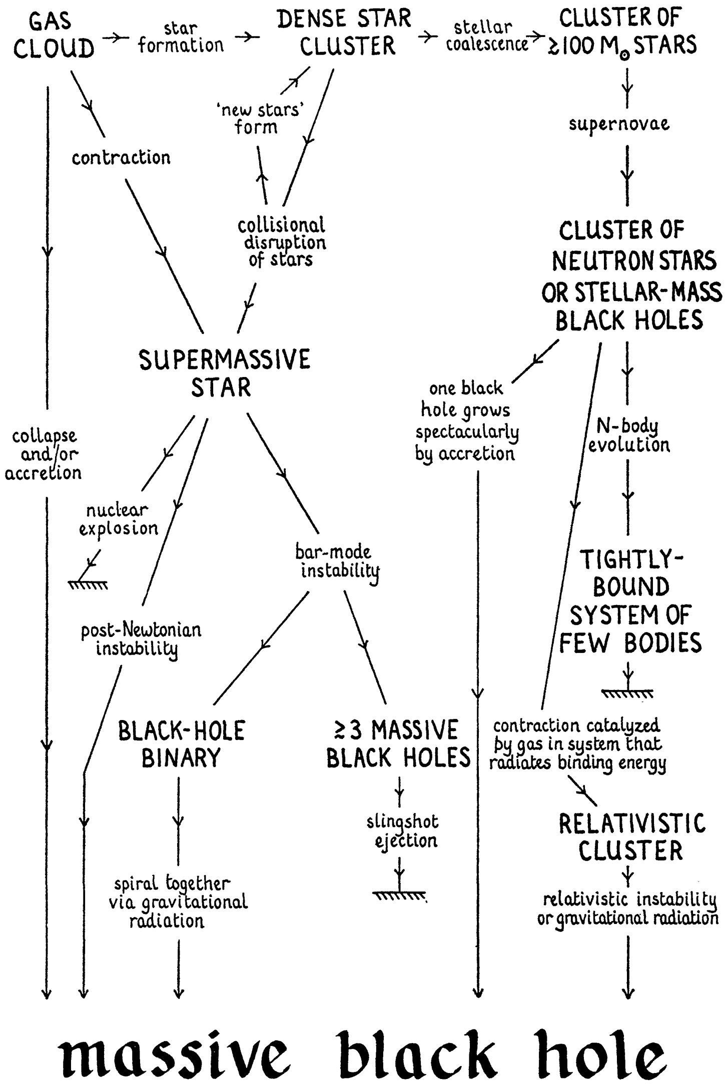


Abbildung 3.7: Mögliche Entwicklungswege eines Schwarzen Loches im Kern einer Galaxie. (Rees, 1978)

3.3.1 Source Counts

Source Counts (auch: 'Number Counts') sind die älteste und einfachste Methode etwas über die zeitliche Entwicklung extragalaktischer Objekte zu erfahren. Die Source Count Funktion $N(\geq m)$ gibt an, wieviele Quellen bis zu einer bestimmten Helligkeit m pro Raumwinkel am Himmel beobachtet werden. Ursprünglich waren Source Counts von Edwin Hubble dazu eingesetzt worden, die Verteilung von Galaxien zu studieren. Bald stellte sich jedoch heraus, daß evolutionäre Effekte und die nicht-euklidische Geometrie des Universums einen starken Einfluß auf die Ergebnisse hatten. Die Funktionsweise der Source Count Methode soll nun anhand eines Beispiels näher erläutert werden. Das Vorgehen läßt sich in drei Schritte unterteilen:

- Messen der scheinbaren Helligkeiten aller Quellen die heller als eine bestimmte Grenzhelligkeit

m_{grenz} sind und sich im Raumwinkel $\Delta\Omega$ befinden.
- Konvertieren der Helligkeiten in Flüsse:

$$F_i = 10^{0.4(m_0 - m_i)} F_0 \tag{3.1}$$

mit F_i : Fluß der i-ten Quelle und m_0: willkürlich gewählte Helligkeit zum Fluß F_0
- Tabellieren der Source Count Funktion durch Abzählen: zu jedem beliebigen Fluß (bis hinunter zum Grenzfluß der Beobachtung) wird gezählt, wieviele Quellen mit größerem Fluß es gibt.

Die Bedeutung der Source Count Funktion wird klar, wenn man sie unter der Annahme sphärisch-symmetrisch verteilter Quellen mit einer entfernungs-unabhängigen Leuchtkraftfunktion betrachtet. Die Leuchtkraftfunktion $n(L)\mathrm{d}L$ ist als die mitbewegte Raumdichte aller Quellen mit einer Leuchtkraft zwischen L und dL definiert. Sie wird wegen ihrer herausragenden Bedeutung bei der Beschreibung der AGN-Evolution in Abschnitt 3.3.2 noch eingehender behandelt. Zu jeder Leuchtkraft L gehört die Leuchtkraft-Entfernung

$$d_{\mathrm{L}}(L) = (L/4\pi F)^{1/2}. \tag{3.2}$$

Die Anzahl der sichtbaren Quellen mit einem Fluß größer als F ist dann gegeben durch

$$N_{\mathrm{Eucl}}(\geq F) = \int \mathrm{d}L\, V[d_{\mathrm{L}}(L,F)] \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}L} \tag{3.3}$$

wobei dn/dL die Leuchtkraftfunktion und $V[d_{\mathrm{L}}(L,F)]$ dasjenige Volumen ist, in welchem eine Quelle der Leuchtkraft L mit einem Fluß von mindestens F beobachtet würde. In einem Euklidischen Universum gilt $V[d_{\mathrm{L}}(L)] = (\Delta\Omega/3)\, d_{\mathrm{L}}^3$ und somit wird aus Gleichung (3.3)

$$N(\geq F) = \frac{\Delta\Omega}{3(4\pi)^{3/2}} F^{-3/2} \int \mathrm{d}L\, L^{3/2} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}L} \tag{3.4}$$

Das Ergebnis zeigt, daß die integrierten Source Counts einer sphärisch-symmetrischen, homogenen Population unabhängig von der Form ihrer Leuchtkraftfunktion und sich proportional zu $F^{-3/2}$ verhalten. Dieses Ergebnis ($N(\geq F) \propto F^{-3/2}$) ist für jede Klasse extragalaktischer Objekte als ‘Euklidische Source Counts’ bekanntgeworden. Hieraus folgt, daß die Source Count Funktion in einem homogenen, Euklidischen Universum keinerlei Aussagen über die Form der Leuchtkraftfunktion liefern kann. Ist jedoch eine der beiden Voraussetzungen nicht gegeben, d.h. liegt keine Euklidische Geometrie oder eine sich mit Entfernung oder Richtung ändernde Leuchtkraftfunktion vor, wird die Kurve von ihrer $F^{-3/2}$-Form abweichen. Wendet man zum Beispiel die Source Counts auf alle Sterne am Himmel an, so findet man $N(\geq F) \propto F^{-3/2}$ für sehr helle Sterne. Mit sinkendem F steigt die Kurve aber immer schwächer als $F^{-3/2}$ an, was einerseits durch die planare Geometrie der Milchstraße bedingt wird, andererseits werden die Flüsse schwacher, weit entfernter Sterne durch interstellare Absorption vermindert, was diesen Effekt ebenfalls verstärkt.
Will man Source Counts in einem kosmologischen Zusammenhang wie der AGN Evolution benützen, so findet man einen ähnlichen Effekt. Der Zusammenhang zwischen betrachtetem Volumen und Leuchtkraftentfernung ist nicht so einfach, wie in einem statischen Euklidischen Universum. Das beobachtbare Volumen in einem expandierenden Universum wächst wesentlich langsamer mit zunehmender Entfernung (‘coordinate distance’) als in einem statisch-euklidischen Universum, da die kosmologische Rotverschiebung die Leuchtkraftentfernung stark reduziert:

$$d_{\mathrm{L}} = d_{\mathrm{A}} \cdot (1+z)^2 \tag{3.5}$$

mit d_{A} : ‘coordinate distance’. Die kosmologische Rotverschiebung wirkt also in einer ähnlichen Weise wie der interstellare Staub in der Milchstraße: schwache, weit entfernte Quellen werden seltener beobachtet. Da dieser Effekt nur auf der Expansion des Universums beruht, ist er weitgehend unabhängig von den spezifischen Werten von Ω und Λ. Um die Source Counts qualitativ zu beschreiben, benützt man das mitbewegte Volumen (vgl. Gleichung 2.36), da die Objektdichte in bezug auf dieses konstant ist, wenn sich die Anzahl der Quellen nicht ändert. Liegt in der Leuchtkraftfunktion der Quellen keine Evolution vor, so steigt die Funktion $\mathrm{N}(\geq F)$ in jedem realistischen kosmologischen Modell langsamer mit abnehmendem F an, als es ein Euklidisches Modell voraussagen würde: mit $V_{\mathrm{co}} \propto d_{\mathrm{L}}^{x}$, gilt $\mathrm{N}(\geq F) \propto F^{-x/2}$, da für $z \simeq 1$ in praktisch jedem kosmologischen Modell x klein ist (keine Evolution!). Die Source Count Funktion wird also flacher sobald $z \approx 1$.

Diese Argumentation ändert sich nur unwesentlich, wenn sich die Leuchtkraftfunktion mit der Zeit ändert. Die Form für $\mathrm{N}(\geq F)$ lautet dann:

$$N(\geq F) = \int \mathrm{d}L \int_{0}^{r_1(\mathrm{d_L})} \mathrm{d}r \,\Delta\Omega \,\frac{r^2}{(1-kr^2)^{1/2}} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}L}(r) \tag{3.6}$$

wobei r die mitbewegte Radialkoordinate und k die Krümmungszahl ist. Dieser Zusammenhang zwischen Expansion des Universums und der Source Count Funktion hat zur Folge, daß diese von der Form der Leuchtkraftfunktion abhängt, auch wenn keine Evolution vorliegt. Leuchtkräftigere Objekte können bis zu größeren Leuchtkraftentfernungen gesehen werden und so ändert sich die Form der Source Counts mit d_{L}.

Ein Problem welches die Anwendung der Source Count Methode auf das Studium der AGN Evolution erschwert, ist, daß Aktive Galaxien nicht wie normale Galaxien eine charakteristische Leuchtkraft besitzen, sondern sie eine breite Leuchtkraft-Spanne belegen. Das heißt, AGN unterschiedlichster intrinsischer Leuchtkraft können die gleichen scheinbaren Helligkeit besitzen, wenn sie nur entsprechend weit entfernt sind.
In der Röntgenastronomie gehören Source Counts zum Standard. Abbildung 3.8 zeigt AGN Source Counts die aus einer kombinierten ROSAT/HEAO-2(EMSS) Beobachtung stammen (Boyle et al., 1993).

3.3.2 Die Leuchtkraftfunktion

Die ersten Hinweise auf eine starke kosmologische Evolution extragalaktischer Objekte wurden in den 50er und 60er Jahren gefunden, als man begann den Himmel systematisch nach Radioquellen und Quasaren zu durchmustern. Hierbei fanden sich wesentlich mehr schwache Quellen, als es im Rahmen aller uniformen Weltmodelle zu erwarten gewesen war (Longair, 1998, Kapitel 17). Es wurde daraus gefolgert, daß es in früheren Epochen wesentlich mehr solcher Objekte pro mitbewegtem Volumen gab als heutzutage (vgl. Abb. 3.9). Ähnliche Ergebnisse lieferte die erste tiefen Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich mit dem deutschen Satelliten ROSAT in den 90er Jahren. Auch hier wurde ein Überschuß an schwachen Quellen ('excess of faint sources') gefunden.

Unter AGN-Evolution versteht man also die Veränderung bestimmter Eigenschaften von AGN auf großen Zeitskalen. Die beiden wichtigsten Variablen sind hierbei die mitbewegte Raumdichte der betrachteten AGN Population und die Leuchtkraft der einzelen AGN. Dementsprechend unterscheidet man zwischen zwei grundlegenden Entwicklungsmodellen: In der reinen Dichte-Entwicklung (pure density evolution) ändert sich die Anzahl der Quellen pro mitbewegtem Raumvolumen, d.h. neue AGN entstehen oder vorhandene erlöschen. Unter reiner Leuchtkraft-Entwicklung (pure luminosity evolution) versteht man die Veränderung der Leuchtkraft einzelner AGN bei gleichbleibender

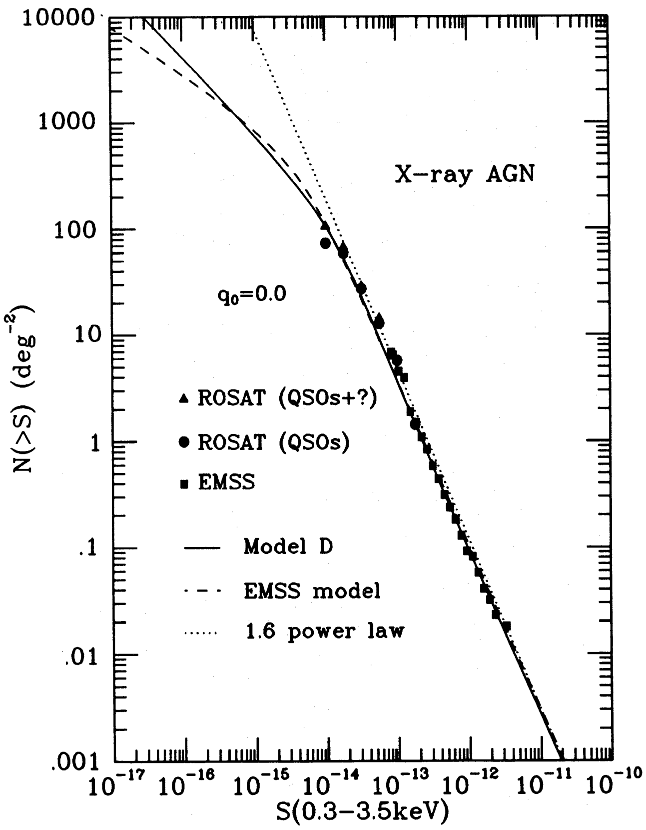


Abbildung 3.8: Integrierte AGN Source Counts mit ROSAT und HEAO-2 (Einstein). Die gepunktete Linie gibt das Euklidische Ergebnis an (Boyle et al., 1993).

Quellzahl.

Die Häufigkeit mit der man Quellen bestimmter Leuchtkraft und Rotverschiebung findet, wird durch die Leuchtkraftfunktion (LKF) $n(L)\mathrm{d}L$ beschrieben. Diese wird als mitbewegte Raumdichte derjenigen Quellen definiert, die eine Leuchtkraft im Bereich L bis $L+\mathrm{d}L$ besitzen. Typischerweise wird die Leuchtkraftfunktion in einem doppelt logarithmischen Diagramm für verschiedene z-Werte dargestellt (vgl. Abbildung 3.10).

Von Röntgenleuchtkraftfunktion (kurz XLF für 'X-ray luminosity function') spricht man, wenn die Leuchtkräfte der Quellen im Röntgenbereich gemessenen wurden. Beobachtungen mit ASCA (Boyle et al., 1998) zeigen, daß im Bereich von 0,2–10 keV eine 'two-power-law' Leuchtkraftfunktion der Form

$$\begin{aligned}\Phi_0(L_X) &= K_1 L_0^{-\gamma_1},\ L_0 < L_{\mathrm{break}}\\ \Phi_0(L_X) &= K_2 L_0^{-\gamma_2},\ L_0 > L_{\mathrm{break}}\end{aligned} \tag{3.7}$$

in Zusammenhang mit reiner Leuchtkraftentwicklung, die gemessenen Daten gut beschreibt. Hier stehen $\Phi_0(L_X)$ und L_0 für L und $\Phi(L_X)$ bei einer Rotverschiebung von $z=0$. Allerdings ist dieses

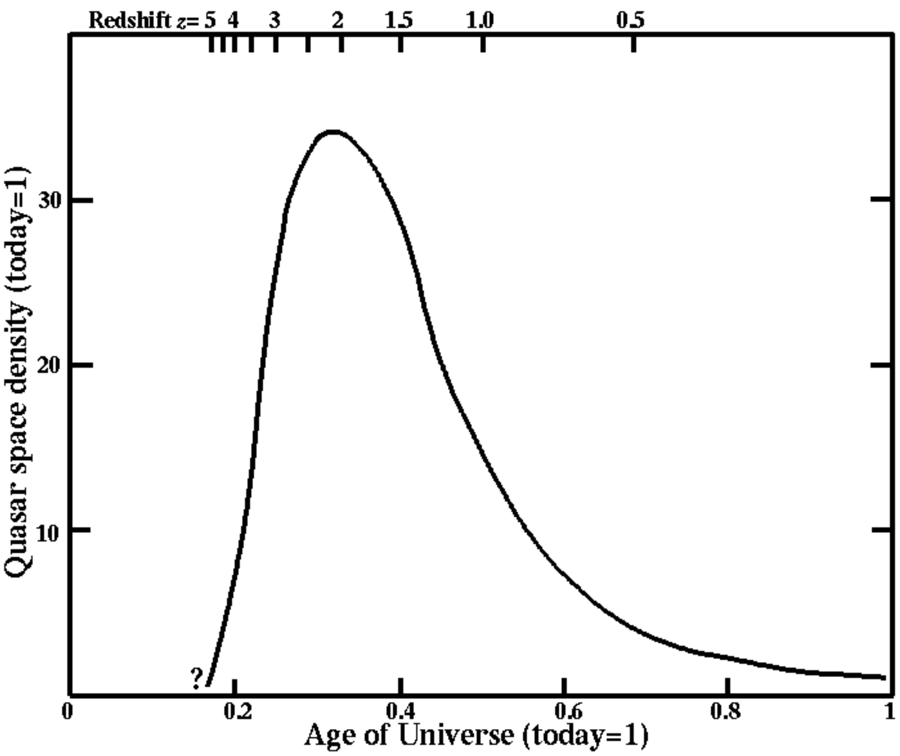


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der relativen Quasar-Raumdichte als Funktion der kosmischen Zeit (aus: Shaver et al., 1996)

Ergebnis nicht unumstritten. So finden Miyaji, Hasinger & Schmidt (2000) mit ROSAT im Bereich 0.5–2 keV zwar auch eine 'two-power-law' Leuchtkraftfunktion, als Entwicklungsmodell wird hier jedoch die Leuchtkraftentwicklung statistisch verworfen und ein LDDE ('luminosity dependent density evolution') Modell als bester Fit präsentiert (vgl. Abschnitt 3.3.3).

3.3.3 Die Entwicklung der Leuchtkraftfunktion

Änderungen der Leuchtkraftfunktion (vgl. Abschnitt 3.3.2) mit der Rotverschiebung können zwei Ursachen haben. Entweder verändert sich die mitbewegte Dichte der Quellen oder deren Leuchtkraft. Ändert sich nur die Dichte, so spricht man von reiner Dichte-Entwicklung oder 'pure density evolution' (PDE). Bleibt die Dichte konstant und nur die Leuchtkräfte ändern sich, wird von reiner Leuchtkraft-Entwicklung oder 'pure luminosity evolution' (PLE) gesprochen. Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, läßt sich die lokale Röntgenleuchtkraftfunktion gut durch die 'two-power-law representation' (auch: 'broken power law') beschreiben. Dadurch wird es möglich zwischen den beiden Entwicklungsmodellen zu unterscheiden (vgl. Abb. 3.11).

a) Leuchtkraft-Entwicklung Bei reiner Leuchtkraft-Entwicklung wird von einer konstanten Quelldichte und sehr langlebigen Objekten ausgegangen: Nach einer frühen Phase der AGN-Entstehung bei hohen Rotverschiebungen würden die Leuchtkraft der AGN langsam abnehmen (beschrieben durch die Evolutionsparameter) und die heute (d.h. bei sehr kleinen Rotverschiebungen)

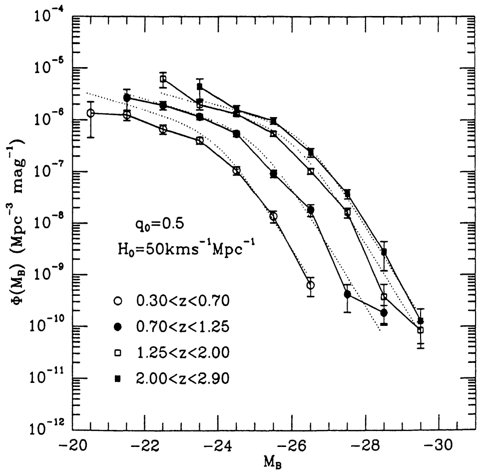


Abbildung 3.10: Die optische Leuchtkraftfunktion radio-leiser Quasare (Boyle et al., 1991).

beobachteten schwachen Quellen wären als ein Nachglühen einer sehr viel aktiveren Vergangenheit zu deuten. Eine häufig benutzte Parametrisierung der Leuchtkraft-Entwicklung ist:

$$\Phi(L,z)\,\mathrm{d}L = \Phi_0(L_0)\mathrm{d}L_0$$
$$L = f(z)\cdot L_0$$
$$\Phi(L,z) = \frac{\Phi_0[L/f(z)]}{f(z)} \tag{3.8}$$
$$\tag{3.9}$$

Die Entwicklungsfunktion f(z) wird oft als Potenzgesetz $(1+z)^{\mathrm{c}}$ oder Polynom $10^{(\mathrm{c}z+\mathrm{c}_1z^2)}$ angesetzt.

Wie bereits erwähnt, können Messungen der XLF im Bereich 2–10 keV mit ASCA (Boyle et al., 1998) gut durch ein broken powerlaw Modell mit reiner Leuchtkraftentwicklung beschrieben werden ($L \propto (1+z)^{\mathrm{c}}$, $c = 2.04^{+0.16}_{-0.22}$), diese Beschreibung ist aber nicht unumstritten.

b) Dichte-Entwicklung Mit Dichte-Entwicklung bezeichnet man die Veränderung der integrierten Quelldichte mit der Rotverschiebung. Liegt eine reine Dichte-Entwicklung vor, so beobachtet man die Superposition von (gegen das Alter des Universums) kurzlebigen Quasar-Ereignissen, deren Auftreten sich mit der kosmologischen Epoche ändert. Ein gängiger Ansatz (z.B. in Page et al., 1997) die Dichte-Entwicklung zu parametrisieren ist

$$\Phi(L,z) = g(z)\,\Phi_0(L) \tag{3.10}$$

wobei $g(z)$ eine Funktion ist, welche die Entwicklung in z beschreibt. Φ ist die Leuchtkraftfunktion. Wie ROSAT Messungen zeigen, kann mit einem Dichte-Entwicklungs-Modell mit

$$g(z) = \begin{cases} (1+z)^{\mathrm{p1}} & (z \le z_{\mathrm{c}}) \\ g(z_{\mathrm{c}})[(1+z)/(1+z_{\mathrm{c}})]^{\mathrm{p2}} & (z > z_{\mathrm{c}}) \end{cases} \tag{3.11}$$

die AGN-Leuchtkraftfunktion gut beschrieben werden (Miyaji, Hasinger & Schmidt, 2000). Allerdings ist dies nicht die beste Beschreibung der Daten. Diese wird durch ein Modell erreicht, welches beide bisher vorgestellten Modelle integriert:

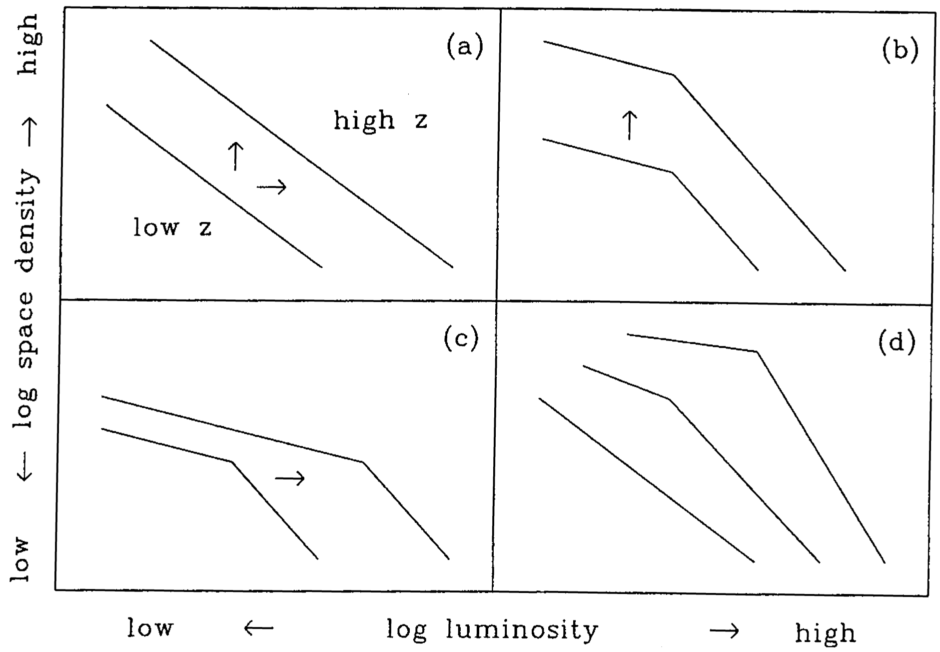


Abbildung 3.11: Einfache Entwicklungsmodelle der Leuchtkraftfunktion. **a)** einfaches Powerlaw, keine Unterscheidung zwischen Leuchtkraft- und Dichte-Entwicklung möglich. **b)** Broken Powerlaw Darstellung, nur Dichte-Entwicklung. **c)** dasselbe, aber nur Leuchtkraft-Entwicklung **d)** Leuchtkraft-abhängige Entwicklung: die Form der LKF ändert sich mit z (Wisotzki, 1998).

c) Leuchtkraftabhängige Dichte-Entwicklung Eine etwas kompliziertere Variante der Dichte-Entwicklung ist die Leuchtkraftabhängige Dichte-Entwicklung ('luminosity-dependent density evolution', LDDE). Hier hängt die Änderung der Quell-Dichte nicht nur von der Epoche (z), sondern zusätzlich auch von der Leuchtkraft der Quellen ab. Die Beschreibung der in Absatz b) erwähnten ROSAT Beobachtungen wurde durch den Einsatz von 'luminosity-dependent density evolution models' signifikant verbessert (gegenüber reiner Dichte-Entwicklung). Die explizite Form dieser Beschreibung der XLF ist:

$$g(z,L_X) = \begin{cases} (1+z)^{\max(0,\mathrm{p1}-\alpha\log[L_a/L_X])} & \text{für } (z \le z_c\,;\, L_X < L_a) \\ (1+z)^{\mathrm{p1}} & \text{für } (z \le z_c\,;\, L_X \ge L_a) \\ g(z_c,L_X)\,[(1+z)/(1+z_c)]^{\mathrm{p2}} & \text{für } (z > z_c) \end{cases} \tag{3.12}$$

Der Parameter α gibt an, wie stark die Dichte-Entwicklung bei $L_X < L_a$ von der Leuchtkraft abhängt. Der Spezialfall $\alpha = 0$ entspricht der reinen Dichte-Entwicklung, größere Werte beschreiben langsamere Dichte-Entwicklung bei niedrigen Leuchtkräften. Die 'best-fit' Werte des LDDE Modells hängen stark vom benutzten kosmologischen Modell ab und sind bei Miyaji, Hasinger & Schmidt (2000) nachzulesen.

Die XLF für große z ist für eine Theorie der AGN-Bildung und -Evolution unbedingt notwendig, da sie eine der wenigen verfügbaren Informationsquellen über die Entwicklung von AGN darstellt. Leider liegen zur Zeit nur wenige und ungenaue Messungen der XLF von Quasaren und Seyfert Galaxien für $z \geq 3$ vor. Bei Quasaren besteht zudem das Problem, daß es keine genügend nahen, leuchtkräftigen Exemplare gibt um eine XLF aufzustellen (Robson, 1996, S. 245). Diese Situation sollte sich, zumindest was die XLF bei hohen Rotverschiebungen betrifft, durch XMM-Beobachtungen stark verbessern lassen.

Die letzte hier vorgestellte Methode evolutionäre Effekte in Quellpopulationen zu entdecken ist der V/V_{max} Test:

3.3.4 V/V_{max} oder Leuchtkraft-Volumen Test

Eine weitere Möglichkeit die räumliche Verteilung und damit eine mögliche Evolution extragalaktischer Quellen zu studieren ist der V/V_{max} oder Leuchtkraft-Volumen Test nach Schmidt (1968) und Rowan-Robinson (1968). Voraussetzung für diesen Test ist eine vollständige Stichprobe von Quellen (‘complete sample’), von dem jedoch im Gegensatz zu den Source Counts die Entfernung beziehungsweise Rotverschiebung jeder einzelnen Quelle bekannt sein muß. Die Grundidee dieser Methode ist es, herauszufinden ob die Verteilung der betrachteten Objekte innerhalb des durch die Beobachtungskriterien festgelegten Raum-Gebiets statistisch gleichmäßig ist oder nicht.
Angenommen es liegt ein vollständiger Satz von Quellen vor, in welchem alle Flußdichten größer als ein bestimmter Grenzwert F_0 und die Rotverschiebungen der Quellen bekannt sind. Zunächst seien alle Leuchtkräfte gleich groß. Nun berechnet man für jede Quelle den Wert V/V_{max}. Dabei ist V das sichtbare mitbewegte Raumvolumen bis hin zur Rotverschiebung der Quelle und V_{max} dasjenige mitbewegte Volumen innerhalb dessen die Quelle hätte liegen können, so daß sie immer noch im vollständigen Satz enthalten gewesen wäre. Das Volumen V_{max} hängt mit der maximalen Rotverschiebung z_{max} zusammen bei der eine Quelle der Leuchtkraft L noch mit einer Flußdichte F_0 beobachtet werden würde. Dann gilt

$$\frac{V}{V_{\mathrm{max}}} = \frac{\int_0^r D^2 \mathrm{d}r}{\int_0^{r_{\mathrm{max}}} D^2 \mathrm{d}r} \tag{3.13}$$

wobei D die Entfernung und r sowie r_{max} die mitbewegten radialen Koordinaten sind. Sind nun die Quellen gleichmäßig im Raum verteilt, so gilt für den Mittelwert von V/V_{max}

$$\left\langle \frac{V}{V_{\mathrm{max}}} \right\rangle = \frac{\int_0^{r_0} \left(\frac{V}{V_{\mathrm{max}}}\right) D^2 \,\mathrm{d}r}{\int_0^{r_0} D^2 \mathrm{d}r} \tag{3.14}$$

Mit

$$\int_0^r D^2 \mathrm{d}r = X, \qquad \frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}r} = D^2, \tag{3.15}$$

folgt

$$\left\langle \frac{V}{V_{\mathrm{max}}} \right\rangle = \frac{\int_0^{r_0} X \left(\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}r}\right) \mathrm{d}r}{X^2 (r_0)} = \frac{1}{2}. \tag{3.16}$$

Wird nun bei einem vollständigen Satz Quellen eine Abweichung von dem erwarteten Mittelwert 0.5 gemessen, so ist dies ein Hinweis auf vorliegende Evolution. Eine einfache Möglichkeit, die Signifikanz dieser Abweichung zu messen, besteht in folgendem: Ist V/V_{max} gleichmäßig zwischen 0 und 1 verteilt, so ist die Standardabweichung $\sigma_0 = 1/\sqrt{12} = 0.288$. Ist die Zahl der Quellen N hinreichend groß, so nähert sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung von $\langle V/V_{max}\rangle$ einer Gaußverteilung mit der Standardabweichung $N^{-1/2}$ der ursprünglichen Verteilung an: $\sigma = \sigma_0/N^{1/2}$.

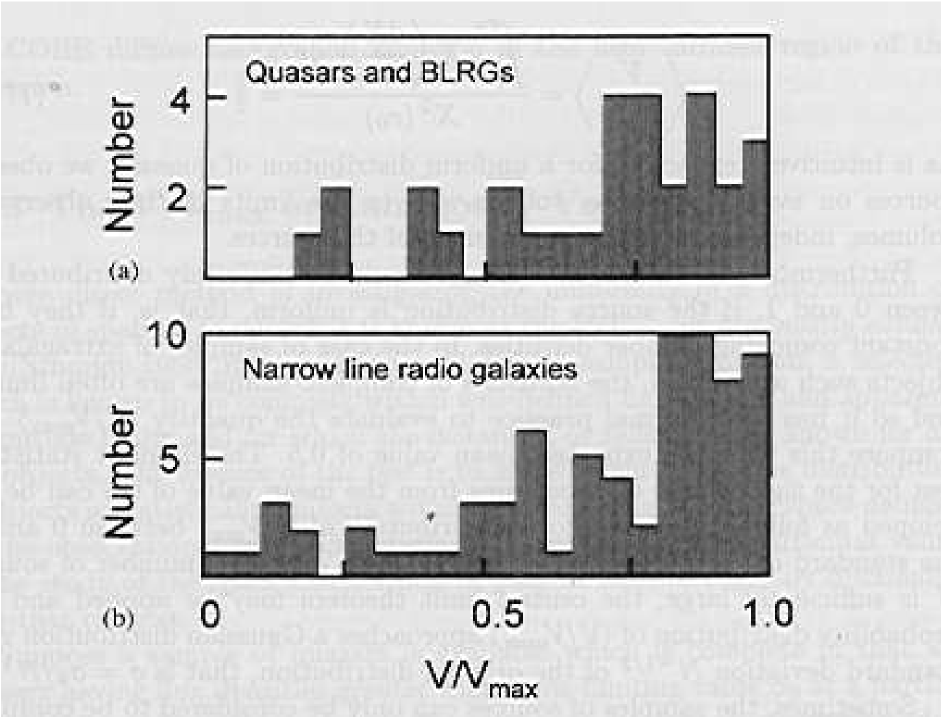


Abbildung 3.12: Die V/V_{max}-Verteilung von **a)** Quasaren und BLRG und **b)** NLRG. Die Rotverschiebung aller Objekte wurde gemessen und die Stichprobe ist bis zu einem (Radio-) Grenzfluß von 9.7 Jy bei 178 Mhz vollständig (Longair, 1998).

Abbildung 3.12 zeigt ein Beispiel für eine V/V_{max}-Verteilung anhand von 3CR Radiogalaxien und radiolauten Quasaren. Diese Objekte stellen jeweils eine vollständige Stichprobe der hellsten Radioquellen am Nordhimmel dar und haben beide die gleiche Rotverschiebungsverteilung (Longair, 1998, Kapitel 17.3). Es ist leicht zu sehen, daß beide Stichproben eine eindeutige Tendenz hin zu V/V_{max}-Werten größer 0.5 haben. Die Werte von $\langle V/V_{max}\rangle$ für die Quasare und Radiogalaxien sind $\langle V/V_{max}\rangle = 0.686 \pm 0.042$ beziehungsweise 0.697 ± 0.031, was zeigt, daß die Objekte in den Stichproben zahlreicher bei großen Rotverschiebungen waren. Der V/V_{max}-Test ist eine sehr leistungsfähige Methode, die Gleichverteilung und Raumdichte von Objekten jeder Klasse zu testen. Das beobachtete Volumen muß nicht sphärisch-symmetrisch um den Beobachter sein - es ist nur wichtig, daß die ausgewählte Stichprobe im Rahmen der definierten Auswahlkriterien statistisch vollständig ist.

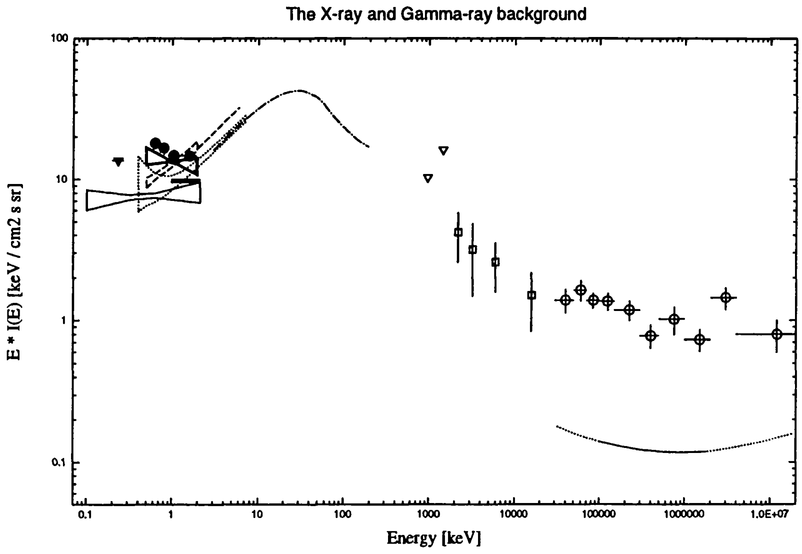


Abbildung 3.13: Das Spektrum des Röntgenhintergrunds (Hasinger, 1996)

3.4 AGN und der Röntgenhintergrund

Seit seiner Entdeckung durch Giacconi (1962), gilt der Röntgenhintergrund ('X-ray background') als eines der großen ungelösten Probleme der extragalaktischen Röntgenastronomie. Nachdem frühe Untersuchungen auch bei hohen Energien einen Ursprung in diffusem heißen Gas für möglich gehalten hatten, hat sich heute die Vorstellung durchgesetzt, daß der Röntgenhintergrund oberhalb von 0,8 keV durch die Superposition der Emission vieler schwacher Aktiver Galaxien entsteht (Hasinger, 1996), (Fabian & Barcons, 1992, und die darin angegebene Literatur). Diese Vermutung konnte durch Beobachtungen mit den Röntgensatelliten ROSAT, Chandra und XMM gestützt werden, mit denen es gelang, $\sim$ 80% des Hintergrunds zwischen 1 und 10 keV in Einzelquellen aufzulösen (Hasinger et al., 1998; Mushotzky et al., 2000; Hasinger, 2001). Diese Quellen sind hauptsächlich gering absorbierte AGN vom Typ 1. Oberhalb von $\sim$3 keV ist das Spektrum des Röntgenhintergrunds (vgl. Abb. 3.13) mit $\Gamma \sim 1.4$ (Miyaji et al., 1998) härter als das typische AGN Spektrum in diesem Bereich ($\Gamma \sim 1.8$ vgl. Page, 1998). Daher wurde eine weitere Klasse hochabsorbierter AGN des Typs 2 postuliert, welche für dieses härtere Spektrum mit verantwortlich sein soll. In der Tat läßt sich, wie Abbildung 3.14 zeigt, das Spektrum des Röntgenhintergrundes gut als eine Überlagerung der Spektren von AGN 1 und AGN 2 beschreiben (vgl. Comastri et al., 1995, und die darin angegebene Literatur). Dieses 'population synthesis model' benutzt gemittelte AGN-Spektren, welche mit der beobachteten AGN-Leuchtkraftfunktion und den entsprechenden kosmologischen Entwicklungsmodellen (Boyle et al., 1993) gefaltet und über die kosmische Zeit integriert werden. Dieses Model beschreibt den harten Röntgenhintergrund nur mit bekannten Quellen und ist konsistent mit praktisch allen AGN-Beobachtungsdaten wie $\log(N) - \log(S)$ Relationen in verschiedenen Energiebändern, der Rotverschiebungsverteilung von AGN in flußlimitierten Durchmusterungen und dem gemittelten Spektrum des XRB. Eine Weiterentwicklung dieses Modells durch Zdziarski (1996) kann auf diese Weise den gesamten Hintergrund zwischen 1 keV und 10 GeV erklären. Beide Modelle basieren auf einfachen Annahmen über die Form und Entwicklung der Röntgenleuchtkraftfunktion von AGN. Speziell wird angenommen, daß die Leuchtkraftfunktion der u.a. von Comastri postulierten, absorbierten Objekte

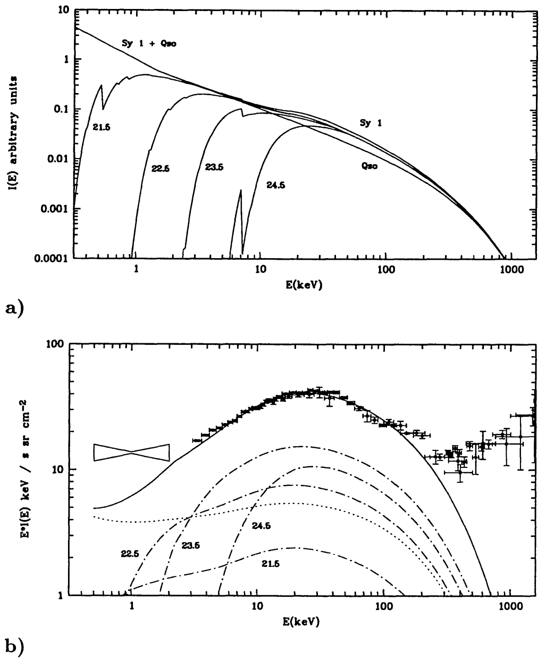


Abbildung 3.14: Das ‘population synthesis model’ nach Comastri et al. (1995): **a)** die vermuteten AGN-Eingangsspektren mit den verschiedenen Wasserstoff-Säulendichten. **b)** Vergleich mit dem Gesamtspektrum des XRB. Gestrichelt: Beitrag der sichtbaren Sy 1 und QSO Population. Strich-Punkt: absorbierte AGN mit den dazugehörigen $\log(N_{\mathrm{H}})$ (Hasinger, 1996).

die gleiche Form hat, wie die der bekannten, unabsorbierten AGN. Aufschluß über die Richtigkeit dieser Vermutung erwartet man aus AGN-Beobachtungen mit XMM-Newton, deren Vorbereitung das bereits erwähnte Ziel diese Diplomarbeit ist. Eine erste, bislang unveröffentlichte XMM-Beobachtung eines tiefen AGN-Feldes (‘Lockman Hole’, Hasinger, 2001) weist auf eine große Anzahl ($\sim 40\,\%$) von Röntgenquellen mit hartem, vermutlich intrinsisch absorbiertem Spektrum hin und bestätigt so eine Aussage des ‘population synthesis model’.
Unterhalb von 0,8 keV wird der XRB von galaktischen Quellen dominiert. So spielt die Emission von lokalem heißen ($T \sim 10^6$ K) interstellaren Medium und Supernova-Überresten (wie zum Beispiel der ‘local bubble’) eine wesentliche Rolle.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

- Ein Großteil des XRB stammt von AGN.
- Der weiche XRB (0.5–2 keV) wurde von ROSAT zu 68–81 % aufgelöst.
- Der harte XRB (2–10 keV) wurde von Chandra und XMM zu 56–81 % aufgelöst.
- AGN Modelle des XRB ergeben gute Fits für den Energiebereich 1 keV bis 10 GeV.
- Endgültigen Aufschluß über die Herkunft des XRB erwartet man von detailierten Beobachtungen mit XXM-Newton und Chandra.

Kapitel 4

XMM-Newton

4.1 Aufgaben der Mission

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror) ist die zweite ‘Cornerstone Mission’ des ESA-Rahmenprogramms ‘Horizont 2000’. Anfang der 1980er Jahre vorgeschlagen, wurde das Projekt 1985 beschlossen und im Jahr 1996 mit der Entwicklung des Satelliten begonnen. Nach erfolgreichem Start am 10. Dezember 1999 (Kourou/Französisch Guayana) wurde der Satellit zu Ehren von Sir Isaac Newton von XMM in XMM-Newton umbenannt.
Die Instrumentierung des Satelliten besteht aus drei parallel angeordneten, bauartgleichen Wolter-Spiegelteleskopen, drei abbildenden Röntgenkameras (EPIC: European Photon Imaging Cameras), zwei Reflexionsgitter-Spektrometer (RGS: Reflection Grating Spectrometers) und einem optischen Monitor (OM: Optical Monitor). XMM kann somit gleichzeitig im optischen/UV und im Röntgenbereich beobachten.
Die wissenschaftlichen Ziele der Mission sind im besonderen die detaillierte Charakterisierung von Röntgenemissionsprozessen, d.h. das Erstellen von Spektren, die Aufnahme von Emissionsverteilungen und die Zeitreihenanalyse. Aufgrund seiner im Vergleich zu anderen Röntgensatelliten bislang unerreicht großen Sammelfläche von über 4500 cm^2 (bei 1 keV: vgl. Abb. 4.2), ist auch mit der Entdeckung vieler neuer, leuchtschwacher Quellen (vor allem im Energiebereich zwischen 2 und 10 keV) zu rechnen.
Obwohl die nominelle Dauer der XMM-Mission zunächst nur zwei Jahre beträgt, wurde der Satellit für eine zehnjährige Betriebsdauer konzipiert.

4.2 Orbit und Beobachtungsarten von XMM

Abbildung 4.3 zeigt den stark elliptischen Orbit von XMM mit einem Apogäum von 114.000 km und einem Perigäum von 7000 km.
Die Umlaufzeit beträgt 48 Stunden, es kann jedoch nur ca. 40 Stunden pro Orbit beobachtet werden, da die wissenschaftlichen Instrumente beim Durchqueren des Strahlungsgürtel (d.h. unterhalb

Abbildung 4.1: Künstlerische Darstellung von XMM-Newton

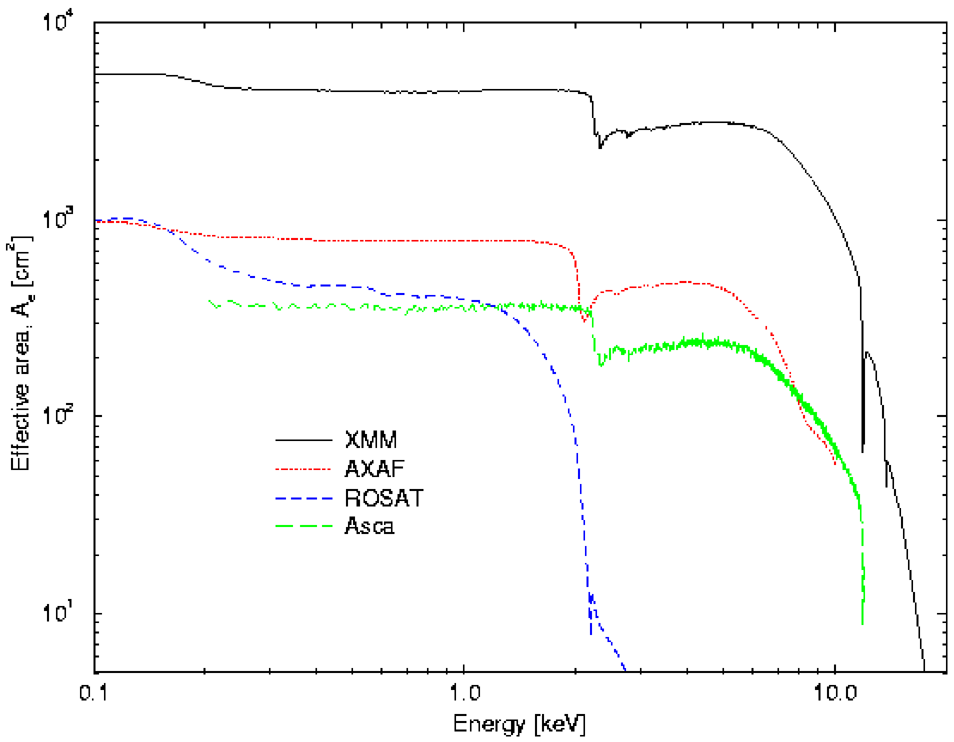


Abbildung 4.2: Die effektive Fläche von XMM im Vergleich zu anderen Röntgensatelliten

von 40000 km) ausgeschaltet werden müssen, um sie vor eventuellen Strahlungsschäden zu schützen. Zudem besteht zur Zeit noch ein durch den Wechsel zwischen den beiden Bodenstationen bedingter 'Telemetrie-gap' im Apogäum, der jeden Orbit in zwei Sichtbarkeitsintervalle von ca. 20 Stunden Dauer unterteilt. Die Röntgenkameras auf XMM (EPIC-PN und EPIC-MOS) sind so konzipiert, daß sie in verschiedenen Beobachtungsmoden betrieben werden können, die verschiedenen Aufgabenstellungen angepaßt wurden. Tabelle 4.1 gibt eine kurze Zusammenfassung dieser Moden.

4.3 Aufbau und Instrumentierung von XMM

XMM-Newton ist der größte bisher in Europa gebaute wissenschaftliche Satellit. Er wurde von einem internationalen Indusriekonsortium aus über 46 Firmen unter der Leitung von Dornier Satellitensysteme (Friedrichshafen) hergestellt. Bei einem Startgewicht von 3,8 Tonnen beträgt die Gesamtlänge 10,75 m, die Breite bei ausgefahrenen Solarpanelen ist 16,16 m. Der Satellit ist in drei Achsen stabilisiert und hat eine Pointierungsgenauigkeit von einer Bogensekunde.

4.3.1 Die Röntgenteleskope

Die XMM-Optik besteht aus drei parallel angeordneten, faßförmigen Spiegelmodulen die ihrerseits aus jeweils 58 ineinander geschachtelten Wolterspiegeln aufgebaut sind. Zwei dieser Teleskope haben ein Reflexionsgitter im Strahlengang welches ca. 50% des Lichts auf ein CCD-Array im Sekundärfokus ablenkt (vgl. Abb. 4.4 und 4.5). Beide Teleskope sind an eine EPIC-MOS Kamera angeschlossen (vgl. Abschnitt 4.3.2). Das Teleskop ohne Spektrograph arbeitet mit einer EPIC-PN Kamera, zu deren Bereitstellung die Tübinger Astronomie wesentliche Beiträge geleistet hat.

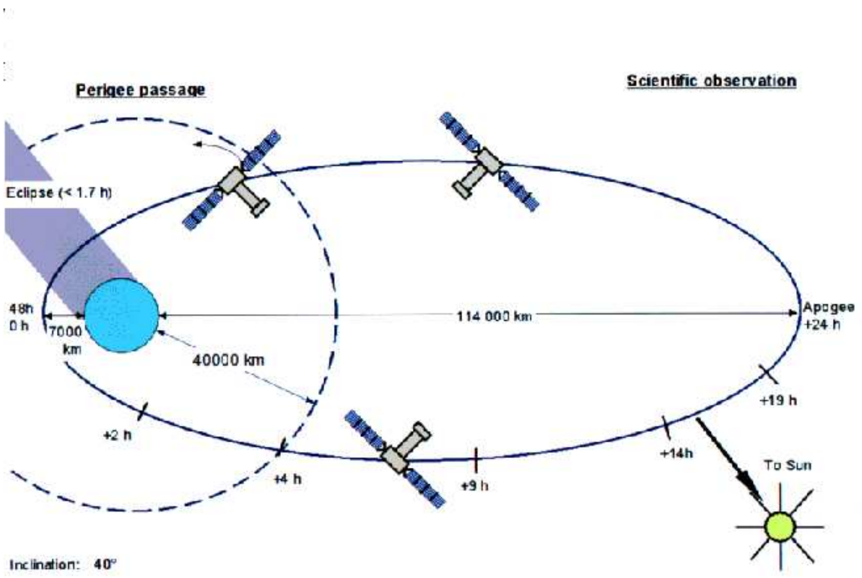


Abbildung 4.3: Der Orbit von XMM

Die wichtigsten Kenndaten der XMM-Röntgenteleskope sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.
Neben den Röntgenteleskopen befindet sich noch ein verbessertes Ritchey-Chretien Teleskop mit einer Apertur von 30 cm an Bord ($17' \times 17'$ FOV), mit dem Quellen bis zu einer Grenzhelligkeit von 24^{mag} beobachtet werden können. Die PSF (FWHM) beträgt $\sim 1''$. Dieser Optische Monitor ist ebenfalls parallel zu den anderen Teleskopen ausgerichtet. Die spektrale Bandbreite des Geräts beträgt 160–550 nm. Somit ist die Möglichkeit gegeben, mit dem OM und den Röntgenteleskopen gleichzeitig in unterschiedlichen Energiebereichen zu beobachten.

4.3.2 EPIC

Die EPIC (European Photon Imaging Cameras) besteht aus drei CCD-Kameras welche die Energie und Ankunftszeit der einfallenden Photonen registrieren und einem Strahlungsmonitor, welcher die Strahlungsdosis während der Durchquerung des Strahlungsgürtels mißt. Zwei der Kameras arbeiten auf der Basis von Metall-Oxid-Halbleiter-CCDs (MOS-CCDs), während die dritte einen speziell für diese Mission entwickelten PN-CCD benutzt (Strüder et al., 2000). Der MOS-Detektor ist für die Detektion weicher Röntgenstrahlung ausgelegt und bietet in diesem Bereich eine gute Energieauflösung. Durch seine dünne sensitive Siliziumschicht (40μm) ist der MOS-Detektor weniger empfindlich für harte Strahlung. Zudem besticht er durch seine sehr gute Ortsauflösung. Der PN-Detektor deckt mit einer Dicke von 300μm auch den harten Teil des Spektrums ab. Er hat eine dem MOS-Detektor vergleichbare Energieauflösung, seine Quantenausbeute ist jedoch (vor allem im harten Teil des Spektrums) wesentlich höher und im Bereich.

Um alle Detektoren vor Strahlungsschäden zu schützen, sind die drei Kameras von einer 3 cm dicken Aluminiumwand umgeben und können bei Bedarf über einen Shutter im Strahlengang völlig isoliert werden. Alle Kameras sind an passive Kühlelemente (‘radiators’) angeschlossen, die sie auf ihre Arbeitstemperatur von $-100°$C abkühlen.

Tabelle 4.1: Die verschiedenen Beobachtungsmoden von XMM-Newton

EPIC-MOS Moden	**Beschreibung**
Full window	gesamtes Gesichtsfeld (alle 7 CCDs), niedrige Zeitauflösung (ca. 3 s)
Partial window	Nur ein Teil des zentralen Chips wird als 2-D Bild ausgelesen, mehrere verschieden große Fenster sind wählbar.
Timing	Der zentralen Chip wird nicht als 2-D Bild ausgelesen, sondern die Daten werden zu einer 1-D Reihe in einem benutzer-definierten Bereich zusammengefaßt um schnelle Photometrie zu ermöglichen (bis 1.5 ms).
EPIC-PN Moden	**Beschreibung**
Full window	gesamtes Gesichtsfeld, niedrige Zeitauflösung (ca. 70–250 ms)
Partial window	2-D Bilder werden aus einem Teil des CCD-Arrays mit verbesserter Zeitauflösung ausgelesen. Mehrere Größen sind wählbar.
Timing	Die Information eines Chips wird vor dem Auslesen zu einer 1-D Reihe zusammengefaßt. Maximale Zeitauflösung von ca. 30 μs
Burst	spezielle Variante des Timing Modes mit sehr hoher Zeitauflösung (7 μs), aber geringem ‘duty cycle’ (0.3% live time).

4.3.3 RGS

Zwei der drei XMM-Newton Röntgenteleskope sind mit Reflexionsgitter-Spektrometern (RGS) und den ‘RGS Fokal Kameras (RFCs)’ ausgestattet. Sie eignen sich insbesondere für hochauflösende ($E/\Delta E$ von 200 – 800) Röntgenspektroskopie im Energiebereich von 0.35–2.5 keV (5–35 Å). In diesem Bereich findet sich eine sehr große Anzahl von (Röntgen-) Emissionslinien: die L-Schalen Übergänge schwerer Elemente wie Fe und Ni und die K-Schalen Übergänge leichterer Elemente wie N, O, Ne, Mg, und Si. Dies gibt dem Beobachter eine Vielzahl diagnostischer Möglichkeiten, die Zusammensetzung des emittierenden Materials zu studieren. Im Timing Mode bietet das RGS die Möglichkeit, schnelle Röntgen-Spektro-Photometrie an einzelnen Linien zu betreiben.

Die Reflexionsgitter haben eine durchschnittliche ‘Rillendichte’ von 645.6 Linen pro mm. Die Dispersion beträgt 7.39 beziehungsweise 11.144 mm/Å für die 1. beziehungsweise 2. Ordnung. Die RGS sind im Lichtweg der beiden Röntgenteleskope mit EPIC-MOS Kameras im Primärfokus angebracht und lenken ungefähr 58% des gesamten, durch die Spiegelmodule fokusierten Lichts auf die RFCs ab.

4.4 Der XMM-Simulator SciSim

SciSim ist ein von der ESA entwickeltes Programmpaket, welches zur Simulation von XMM Beobachtungen entwickelt wurde. Es ermöglicht die zufällige Generierung von Photonenverteilungen, welche dann durch die simulierte XMM Teleskopoptik geschickt werden. Um Rechenzeit zu sparen,

Tabelle 4.2: Leistungsdaten der Röntgenteleskope

Brennweite	7,5 m
Auflösung	5"(FWHM) bzw. 14"(HEW) bei allen Wellenlängen
Abgedeckter Spektralbereich	1–120 nm beziehungsweise (12-0.1) keV
point-spread function	6"(FWHM)
Gesichtsfeld	30’
Spektroskopische Auflösung (E/dE)	‘wenige bis einige hundert’
Effektive Fläche	4500 cm^2 bei 1 keV vgl. Abb. 4.2

kann in SciSim, im Gegensatz zum reellen Satellit, jedes Instrument von der Simulation ausgeschlossen werden. Bei der Programmierung von SciSim wurde stark auf ein möglichst große Ähnlichkeit zu XMM-Newton geachtet. Allerdings gibt es einige Abweichungen die auf unzureichende oder noch nicht verfügbare Informationen zum Zeitpunkt der Programmerstellung beruhen. So war zum Beispiel die Positionierung der Instrumente relativ zueinander nicht bekannt. Desweiteren wurde die Validierung der von SciSim erzeugten Daten nur in begrenztem Rahmen und unter Verwendung von ‘ground calibration data’ durchgeführt. Weitere Probleme (welche insbesondere die schnelle Durchführung der hier vorliegenden Diplomarbeit behinderten) waren, daß das Softwarepaket zur Analyse von XMM Daten (SAS) erst im August 2000 verfügbar war und daß keine Interface-Programme zur Konvertierung der von SciSim produzierten Datenformate in gängige Formate zu Verfügung standen. Eine ausführliche Liste der Probleme und Schwächen von SciSim sind im XMM User’s Handbook (Dahlem, 2000) zu finden. SciSim läßt sich in sieben unabhängige Module unterteilen.

1. Der ‘Cosmic Simulator’ (CSIM) wird dazu benutzt astrophysikalische Daten zu generieren, welche anschließend in den Instrument-Simulatoren weiterverarbeitet werden. Dieser Teil des Simulators wurde durch das im Rahmen dieser Diplomarbeit geschriebene Programm QSim ergänzt, da die gegebenen Möglichkeiten zu gering waren (vgl. Kapitel 5).
2. Der ‘Ray Generator’ (GSIM) ist ein Interfaceprogramm für die einheitliche Übertragung der Daten zwischen den einzelnen Komponenten.
3. Der ‘Mirror Module Simulator’ (MSIM) ist ein Ray Tracing Programm welches die Röntgenresponse der XMM-Spiegelmodule simuliert.
4. ‘Reflection Grating Spectrometer Simulator’ (RSIM)
5. ‘Reflection Grating Spectrometer Focal Camera Simulator’ (RFCSIM)
6. ‘European Photon Imaging Camera Simulator’ (ESIM)
7. ‘Optical Monitor Simulator’ (OSIM)

Die von SciSim gebotenen Möglichkeiten bei der Generierung beliebiger Photonenverteilungen sind leider eingeschränkt. Vor allem das Erstellen ganzer Objektfelder mit globalen Eigenschaften (wie zum Beispiel bestimmten Leuchtkraft- oder Rotverschiebungsverteilungen) ist schwierig und mühselig. Mit dem Programmpaket QSim (vgl. Kapitel 5) wurde versucht, diese Einschränkungen weitgehend aufzuheben.

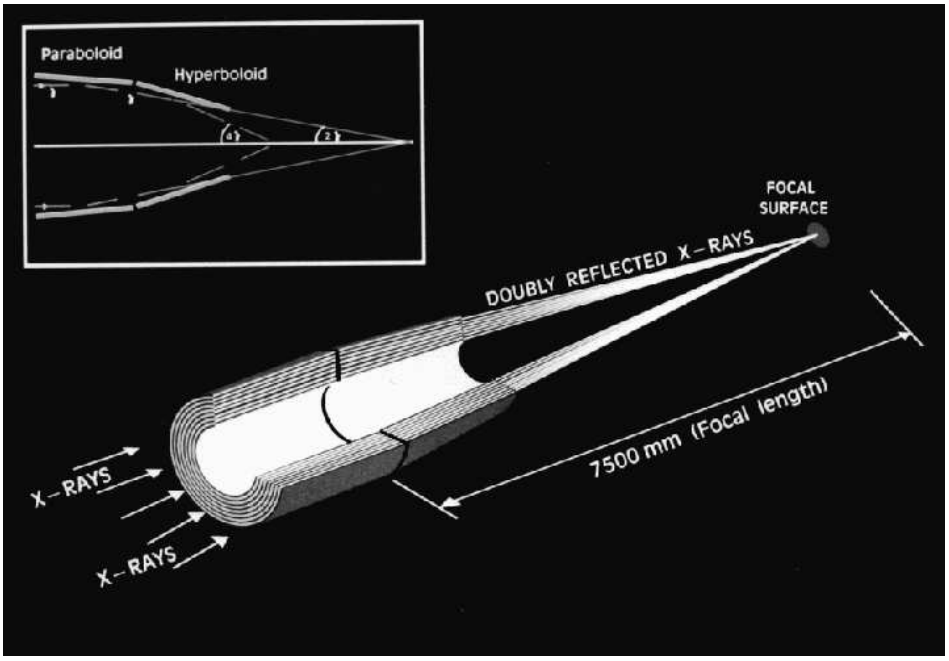


Abbildung 4.4: Lichtweg im offenen XMM-Röntgenteleskop

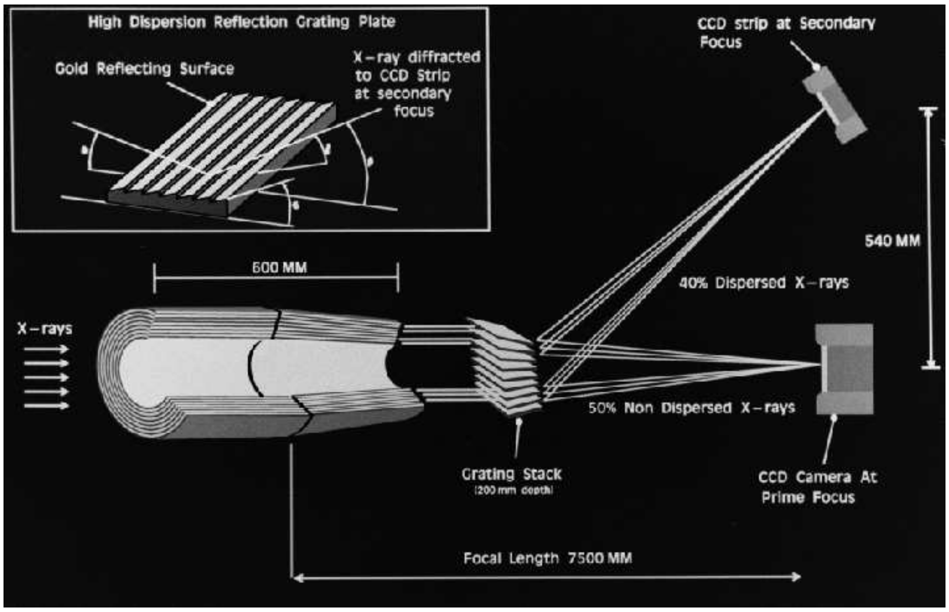


Abbildung 4.5: Lichtweg mit Reflexionsgitter im XMM-Röntgenteleskop

Kapitel 5

Das Programmpaket QSim

Die Erstellung des Programmpakets QSim[1] stellt den Kern der hier vorliegenden Diplomarbeit dar. Ziel war es, auf der Grundlage einfacher kosmologischer Weltmodelle (vgl. Kapitel 2) realistische räumliche AGN-Verteilungen zu generieren und anhand des XMM-Simulators SciSim zu testen, ob und in wieweit sich XMM-Beobachtungen für kosmologische Fragestellungen, insbesondere für das Studium der AGN-Evolution, eignen.
Alle Routinen von QSim wurden in der Programmiersprache IDL (Version 5.1) geschrieben. Neben SciSim (Version 2.0.4) wurden zur Datenanalyse und -verarbeitung die Programmpakete XSPEC (Version 11.0.1) und die XMM-SAS (release xmm_sas_20001016_1900) benutzt. Ein typischer Simulationsablauf besteht aus fünf Schritten (vgl. Abb. 5.1):

- Erstellen von Quellfeldern (inklusive Spektren) mit QSim.
- Simulation einer XMM-Newton Beobachtung mit SciSim.
- Quelldetektion in den SciSim-Daten mit `eboxdetect` (XMM-SAS).
- Extraktion der einzelnen Quell-Spektren mit `get_spec`.
- Analyse der extrahierten Spektren und Vergleich mit den Eingangsmodellen (XSPEC).

In den folgenden Abschnitten werden die jeweiligen Schritte genauer erläutert und die Möglichkeiten und Grenzen der Simulationen aufgezeigt.

5.1 QSim

Ein möglicher Weg, die Evolution Aktiver Galaxien zu studieren ist es, die Entwicklung ihrer Leuchtkraftfunktion zu betrachten (vgl. 3.3.2). Um die LKF aufzustellen, benötigt man detailiertes Wissen über die Anzahl, Leuchtkraft und vor allem die Rotverschiebung der Quellen. Wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, hängen aber Entfernungen und die daraus abgeleiteten Größen (d.h. u.a. auch die Leuchtkraft) von dem benutzten kosmologischen Modell ab. Da in der beobachtenden Kosmologie noch immer große Uneinigkeit über das ‘beste’ Weltmodell und vor allem über die genauen Werte der kosmologischen Parameter (H_0, Λ, Ω, ...) herrscht, sollte ein Simulationsprogramm dessen Ergebnisse von diesen Parametern abhängen, alle relevanten Größen als Variablen beinhalten. Somit lassen sich einerseits neue Simulationen immer auf dem aktuellsten Stand der beobachtenden Kosmologie ausführen, andererseits ist die Möglichkeit gegeben, real beobachtete Leuchtkraftfunktionen mit Modellrechnungen zu vergleichen, um so möglicherweise den Wertebereich der kosmologischen Parameter

[1]Mit QSim wird einerseits das gesamte Programmpaket, andererseits auch die spezielle Routine zum Erstellen von Quellfeldern bezeichnet.

einzuschränken zu können.
Das Programm QSim bietet die Möglichkeit, Quellfelder von beliebiger Größe in einem frei konfigurierbaren Friedmann-Universum zu simulieren. Abbildung 5.2 zeigt den schematischen Aufbau des Programms: Anhand der Dichteparameter (Ω_m, Ω_r) und des Hubbleparameters H_0 wird die Art des Weltmodells festgelegt[2]. Im speziellen heißt das, daß berechnete Entfernungen (siehe Gleichung 2.34), Volumina (siehe Gleichung 2.36) und Dichteverteilungen von diesen Parametern abhängen. Über eine frei wählbare maximale Rotverschiebung z_{max} und einen Raumwinkel ϕ wird das zu berechnende (mitbewegte) Raumvolumen definiert. Dieses wird dann mit Punktquellen besetzt, deren Positionen in x und y (Rektaszension und Deklination) zufallsgeneriert werden. Die Anzahl und Verteilung in der radialen Entfernung ($\propto z$) der Quellen kann über die Quelldichte ρ (in Quellen pro Mpc^3) und eine Verteilungsfunktion ('z_dist(z)') festgelegt werden. Dies ist Aufgabe der IDL-Routine `distrand`, die zu jeder beliebigen analytischen Verteilungsfunktion ein Monte-Carlo-simuliertes Sample erstellt. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen zwei typische, mit QSim erstellte Quellfelder mit einer jeweils um $z = 2.5$ gaussverteilten AGN-Population.
Die Leuchtkraft der Quellen wird ebenfalls über eine Verteilungsfunktion ('lx_dist(z)') zufallsgeneriert. Hierbei kann jeder Rotverschiebung z eine unterschiedliche Leuchtkraftverteilung zugeordnet werden. In Abbildung 5.5 ist beispielhaft eine Gaussverteilung dargestellt, deren Schwerpunkt sich mit wachsender Rotverschiebung verschiebt. Die Leuchtkraft jeder Quelle wird anhand des benutzten Friedmann-Modells und ihrer Rotverschiebung in einen beobachtbaren Fluß umgerechnet. Alle Quellen werden mit einem Potenzgesetz-Spektrum (frei wählbarer Photonenindex Γ) versehen, welches eine gaussförmige Emissionslinie enthalten kann (Fe-Kα bei 6,4 keV als Standard). Diese sicher vereinfachte Darstellung eines AGN-Röntgenspektrums (Potenzgesetz + Fe-Linie) ist hier ausreichend, da es dessen grobe Struktur in dem für XMM-Newton zugänglichen Bereich (0.2–12 keV) gut wiedergibt (vgl. Page, 1998). Das gesamte Spektrum wird rotverschoben. Abbildung 5.6 zeigt ein mit QSim erstelltes Spektrum mit einer Fe-K$S\alpha$ Linie. Die gesamte Information über das simulierte Feld (Quellpositionen, Spektren und Flüsse) wird in Form eines SciSim Sourcefiles abgespeichert und kann direkt von SciSim eingelesen werden. Tabelle 5.1 faßt alle Eingabeparameter von QSim zusammen.

5.2 Simulation einer XMM-Beobachtung mit SciSim

Der XMM-Simulator SciSim wurde schon in Kapitel 4.4 vorgestellt. Die für die Simulationen benutzte Konfiguration ist in Tabelle 5.2 angegeben. Es wurde ausschließlich mit dem EPIC-PN Simulator ESIM gearbeitet, da das einzige XMM-Röntgenteleskop ohne RGS mit einer EPIC-PN Kamera ausgestattet ist. Dieses eignet sich deshalb besonders gut für das Studium schwacher Quellen, weil hier keine Intensitätsverluste durch Spektrometer (über 50%) auftreten. Als Simulationsdauer wurden 100 ks gewählt, ein typischer Wert für Untersuchungen tiefer AGN-Felder ('deep fields'). Der 'PrimeFullWindow Mode' ist aufgrund seines maximalen Gesichtsfeldes für die gleichzeitige Beobachtung vieler Quellen besonders gut geeignet. Die Röntgenhintergrundstrahlung wurde von SciSim (in Standardeinstellung) generiert, die Absorption durch interstellares Medium wurde vorerst vernachlässigt. Diese ist jedoch für spätere Versionen eingeplant.

Die SciSim Ergebnisdateien (bei Simulationen mit der EPIC-PN ist dies die Datei `tempe`) wurden mit dem Programm `podf` in das 'FITS'-Format konvertiert. In diesem Stadium liegt für jeden der 12 PN-CCD-Chips eine eigene Datei vor (`pn_ccdx.fits`), die allgemeinen Informationen über

[2] In den Simulationen wurde mit $\Omega_m = 1$, $\Omega_r = 0$ und $H_0 = 65\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ gearbeitet.

Tabelle 5.1: Eingabeparameter des Programms QSim

H_0	Hubbleparameter (heutiger Wert)
$\Omega_{\mathrm{m,r}}$	kosmologische Dichteparameter (Masse, Strahlung)
z_{max}	maximale Rotverschiebung der Simulation
ϕ	Raumwinkel (definiert das FOV)
ρ	Quelldichte (in Mpc^{-3}); bestimmt Gesamtzahl der Quellen
dz	Größe der Rotverschiebungsintervalle
z_dist (z)	Dichte-Verteilungsfunktion
lx_dist (z)	Leuchtkraft-Verteilungsfunktion
Γ	Photonenindex des Potenzgesetz-Spektrums
E	Energie der Emissionslinie (in keV)
EW	Äquivalentbreite der Emissionslinie (in keV)
σ	σ der gaussförmigen Emissionslinie

Tabelle 5.2: In den SciSim Simulationen benutzte Parametereinstellungen

Dauer	100 ks
mirror	Flight Model 1 (fm1), simulation: accurate
RGS	ausgeschaltet
Kamera	EPIC-pn (im ‘PrimeFullWindow’ Mode)
Filter	medium
Quellen	Punktquellen
Absorption	ausgeschaltet
Hintergrund	ausgeschaltet oder SciSim Standardeinstellung

die Simulation werden in `pn_aux.fits` abgespeichert. Um nun auf die gesamte Beobachtung direkt zugreifen zu können, wurde die IDL-Routine `e2i` geschrieben, die alle für die folgende Analyse benötigten Daten (Energiekanal und Postion der beobachteten Photonen) in eine einzige Datei zusammenfaßt (`final.fits`). Alle weiteren Operationen wie die Quelldetektion und die Extraktion der Spektren beziehen sich also auf diese Datei.

5.3 Quelldetektion

Um aus in den SciSim Daten die Quellpositionen zu gewinnen, wurde die Routine `eboxdetect` aus dem XMM Science Analysis System (XMM-SAS) benutzt. Sie basiert auf dem ‘sliding box’-Prinzip: ein Suchrahmen der Größe 5×5 Pixel wird über das Bild geschoben und die darin gemessenen Zählraten mit denen des Hintergrunds verglichen, bis statistisch signifikante[3] Abweichungen entdeckt werden. Die Hintergrundstrahlung wurde von SciSim generiert. Das zugrundeliegende Modell basiert auf ASCA Beobachtungen (Gendreau et al., 1995) und ist ein Potenzgesetz mit $\Gamma = 1.4$

[3] hier: minimum detection likelihood = 10.0 (ca. 4 σ).

und einem Fluß von ca. $1.152 \cdot 10^{-3}$ Photonen $\mathrm{mm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ (0.25 – 12 keV). Eboxdetect speichert die Informationen über alle gefundenen Quellen in einer Datei (`quellen.fits`) ab.
Abbildung 5.7 zeigt die SciSim Beobachtung eines simulierten Quellfeldes mit 20 Objekten ohne Hintergrund. Alle Quellen besitzen die gleiche Leuchtkraft[4] ($1.6 \cdot 10^{-8}$ erg $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$), wurden durch `eboxdetect` wiedergefunden und mit Kreisen gekennzeichnet. Die von den Quellen ausgehenden Streifen sind sogenannte 'out of time events', Photonen welche während des Auslesevorgangs auf die Detektoren fielen. Dieser Effekt ist bei der Beobachtung schwacher Quellen ($< 10^{-13}$ erg $\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-2}$) unwichtig, da die 'out of time' Photonen dann vernachlässigbar gegenüber der Röntgenhintergrundstrahlung sind. In Abbildung 5.8 ist ein Quellfeld mit 10 Objekten bei eingeschaltetem Röntgenhintergrund zu sehen. Die Leuchtkräfte dieser Quellen (vgl. Tabelle 5.3) sind eine repräsentative Auswahl aus einer Chandra 'deep field'-Beobachtung (Mushotzky et al., 2000) und können daher als ein realistisches Modell eines tiefen AGN-Feldes angesehen werden. Die Kreise in Abbildung 5.9 markieren die von eboxdetect gefundenen Objekte. Bei der Quelldetektion gelang es, alle Quellen bis zu einem Grenzfluß von ca. $1 \cdot 10^{-15}$ erg $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-2}$ wiederzuentdecken (bei einer 'minimum detection likelihood' von 10.0, d.h. ca. 4σ). Der mit XMM-Newton tatsächlich erreichbare Grenzfluß ist jedoch sicher niedriger, da in der Simulation einige Aspekte nur unzureichend berücksichtigt wurden. So sind die nicht wiedergefundenen Quellen so schwach, daß sie in der dem benutzten XRB-Modell zugrundeliegenden ASCA Beobachtung nicht als Quellen, sondern nur als Hintergrund in Erscheinung treten. Dieser müßte also geringer angesetzt werden, was die Detektionswahrscheinlichkeit für schwache Quellen erhöhen würde. Eine genaue Analyse dieses Effekts ist geplant, ebenso wie der Einsatz weiterer Detektionsroutinen aus der XMM-SAS (u.a. `ewavelet`), die aufgrund ihres späten Veröffentlichungsdatums hier nicht mehr berücksichtigt werden konnten.

5.4 Extraktion und Analyse der Spektren

Die Extraktion der einzelnen Quellspektren aus den simulierten SciSim Beobachtungen ist Aufgabe der IDL-Routine `get_spec`. Mit ihr werden anhand der durch `eboxdetect` gelieferten Quellpositionen die Eventfiles durchsucht und die entsprechenden Rohdaten ausgelesen. Hierbei war es notwendig eine 'Split Correction' (vgl. etwa Kirsch, 1998; Kuster, 1997) durchzuführen: Röntgenphotonen welche in den Randregionen eines Detektor-Pixels oder tief im CCD Chip absorbiert werden, können in zwei oder mehreren Pixeln Ladung erzeugen. Diese Signale werden 'Split Events' genannt und müssen korrigiert werden, weil sonst ein fehlerhaftes Spektrum entsteht: Anstatt einem Event der Energie E, werden zwei Photonen der Gesamtenergie E registriert. Da über 95% aller Split Events nur in zwei Pixeln Signale erzeugen, wurden nur diejenigen Ereignisse korrigiert, welche zur gleichen Zeit (im gleichen 'Frame') und in zwei benachbarten Pixeln stattfanden. In Abbildung 5.10 ist ein gefittetes Potenzgesetz-Spektrum ($\Gamma = 1.7$) dargestellt, bei dem zu Demonstrationszwecken keine Split-Correction durchgeführt wurde. Im Bereich 0.2 – 0.5 keV ist die Abweichung der gemessenen Daten vom Eingangsmodell deutlich zu erkennen. In Abbildung 5.11 ist zum Vergleich ein Spektrum mit (eingeschalteter) Split-Correction zu sehen.
Ein weiterer Effekt der die Spektren verfälschen kann, ist das 'Photonen Pile-up': Treffen zwei oder mehrere Photonen einen Pixel der CCD-Kamera bevor dieser ausgelesen wurde, so werden diese nicht getrennt, sondern wie ein einziges Photon höherer Energie registriert. Bei der Betrachtung schwacher Quellen ist dies jedoch aufgrund der geringen Photonenflüsse ein vernachlässigbares

[4] alle Leuchtkraftwerte beziehen sich ab jetzt immer auf den Energieintervall 2–10 keV.

Problem.

Um eine beobachtete Quelle einer Objektklasse zuordnen zu können, muß man neben ihrer Leuchtkraft auch ihr Spektrum kennen. Die EPIC-PN ist für die Spektralanalyse prinzipiell gut geeignet (vgl. Abschnitte 4.3.2 und 4.3.3) und die vor dem Start durchgeführten Kalibrationsmessungen geben erste Hinweise auf die zu erwartenden Empfindlichkeitsgrenzen bei verschiedenen Beobachtungszeiten und Quellspektren (vgl. Dahlem, 2000). Der genaue Zusammenhang zwischen der spektralen Form einer Quelle, dem XRB und derjenigen Leuchtkraft, bei sich dieses Spektrum noch eindeutig reproduzieren läßt, ist jedoch nicht bekannt. Um erste Anhaltspunkte über diese Thematik in bezug auf AGN-Feldern zu erhalten, wurde die obenerwähnte ‘deep field’-Simulation auf die Reproduzierbarkeit der Eisenlinien hin untersucht. Dies ist insofern wichtig, als daß die Rotverschiebung eines Spektrums (die zur Erstellung der XLF benötigt wird), über die Lage von Linien bestimmt wird. Wäre XMM-Newton in der Lage, die Rotverschiebungen schwacher AGN zu messen, so könnte dies die Erstellung der XLF und die Identifikation der Quellen stark vereinfachen, und man wäre dann nicht mehr so stark auf optische oder Radio-Nachfolgeuntersuchungen angewiesen, wie dies bisher bei tiefen Röntgenbeobachtungen der Fall war.
Um eine vernünftige Statistik zu gewährleisten, wurden alle Spektren mit dem Programm `grppha` (FTOOLS) so gruppiert (‘gebinnt’), daß es mindestens 30 Ereignisse pro Bin gab. Falls nicht anders angegeben, beziehen sich alle Fits auf so gruppierte Spektren. Die in der ‘deep field’-Simulation verwendeten AGN-Röntgenspektren (Potenzgesetz mit $\Gamma = 1.7$) wurden mit einer gaussförmigen Fe-Kα Linie ($\sigma = 0.2$ und $\mathrm{EW} = 0.15$) versehen. Alle Quellen haben die gleiche Rotverschiebung ($z = 0.01$), so daß sich die Lage der Eisenlinie von 6.40 keV nach 6.34 keV verschiebt. Die mittels `get_spec` gewonnenen Spektren wurden mit XSPEC (Arnaud, 1996), einem interaktiven Programmpaket zum Anpassen von theoretischen Modellen an gemessene Röntgenspektren, analysiert. Die Ergebnisse sind:

- Der Photonenindex der Potenzgesetz-Spektren aller detektierten Quellen ließ sich gut reproduzieren, wobei allerdings die Fehler mit sinkender detektierter Quell-Leuchtkraft stark anstiegen (vgl. Tabelle 5.3).
- Der Versuch die Fe-Emissionslinien in der ‘deep field’ Simulation wiederzufinden schlug fehl. Um aber trotzdem einen Grenzfluß für die Detektion typischer Eisenemissionslinien zu erhalten, wurde eine weitere Simulation mit stärkeren Quellen (Spektren und Beobachtungsdauer blieben gleich) durchgeführt. Hier gelang es bis zu einer Quellstärke von $\sim 2 \cdot 10^{13}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ die Emissionslinien nachzuweisen. Die prinzipielle Reproduzierbarkeit der Eisenemissionslinie wurde anhand von Simulationen ohne Hintergrund überprüft (vgl. Abb. 5.6.
  Wie aktuelle XMM-Beobachtungen (Hasinger, 2001) und die Ergebnisse der ‘deep field’-Simulation in Abschnitt 5.3 zeigen, kann XMM Quellen bis zu einem Grenzfluß von $\sim 1 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ detektieren. Dieses Ergebnis unterstreicht die Notwendigkeit optischer Nachfolge-Beobachtungen, um die bei der Erstellung der Leuchtkraftfunktion so elementaren Rotverschiebungen zu erhalten.
- Bei dem Versuch die Flüsse der Quellen zu reproduzieren stellte sich heraus, daß die Ausleseroutine `get_spec` zu ungenau für diese Aufgabe arbeitet. Es konnten zwar die relativen Quellstärken richtig wiedergegeben werden, die absoluten Werte wichen jedoch von den eigentlichen Werten ab. Die Ursache hierfür liegt in der Art wie `get_spec` die relevanten Photonen auswählt: es werden alle Events innerhalb eines Kreises um die gemessene Quellposition herangezogen, unabhängig von der Lage und Stärke der Quelle. Der Radius des Kreises wurde so gewählt, daß die ausgelesene Fläche der gemittelten on-axis PSF von XMM

entspricht. Die reelle PSF ist aber energie- und positionsabhängig (vgl. Dahlem, 2000, S.), so daß der hier benutzte Ansatz nur begrenzt anwendbar ist. Dieser Effekt wird deutlich in Tabelle 5.3 und Abbildung 5.9 demonstriert: der Fluß der stärksten Quelle (Quelle Nr. 1, links unten) wird nur zu ~ 25 % registriert, wohingegen die benachbarte Quelle (Quelle Nr. 5, rechts darüber) schon mit ~ 80 % registriert wird. Eine verbesserte Version von `get_spec` sollte zudem eine XRB-Subtraktion vornehmen, da dieser bislang sowohl in die Bestimmung der Quellstärken, als auch in die Quellspektren miteingeht.

- Split Events machen sich, falls nicht korrigiert stark bemerkbar und verfälschen (erhöhen) den gemessenen Photonenindex.

5.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit dem Programmpaket QSim wurde ein Werkzeug entwickelt, welches es ermöglicht, Modelle der Entwicklung von AGN-Populationen zu überprüfen. Mit QSim ist es möglich, Quellfelder für den XMM-Simulator SciSim zu erstellen, deren Rotverschiebungs- und Leuchtkraftverteilung durch analytische Funktionen bestimmt werden können. Dies erweitert die bisherigen Möglichkeiten von SciSim, da dort eine solche Option bisher fehlte. Die simulierten AGN-Felder wurden nach der 'Beobachtung' mittels SciSim mit der XMM-SAS Routine `eboxdetect` auf Quellen hin untersucht. Die Spektren der wiedergefundenen Quellen wurden extrahiert (`get_spec`) und mittels XSPEC analysiert. Dabei stellte sich heraus, daß Objekte bis zu einem Grenzfluß von $\sim 1 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ nach der 'Beobachtung' mit dem SciSim wiederentdeckt wurden. Die Spektren der wiedergefundenen Quellen lassen sich qualitativ gut reproduzieren. Mit sinkender Quellstärke steigen allerdings die Fehler stark an. Schwache Charakteristika wie Emissionslinien sind nicht reproduzierbar.

5.6 Schwächen und nötige Ergänzungen - Ein Ausblick

Die Simulation der Beobachtung von AGN-Quellfeldern durch die Programme QSim und SciSim produziert realistische Ergebnisse und zeigt, daß XMM-Newton sich prinzipiell gut für das Studium tiefer AGN-Felder eignet. Es wurde allerdings auch deutlich, daß bei der Erstellung des Programmpakets QSim einige Aspekte nicht genügend stark berücksichtig wurden. Diese sollten in der Nachfolgeversion implementiert werden. Es folgt eine Liste der bemerkten Schwächen und nötigen Ergänzungen, sortiert nach den einzelnen Programmteilen:

- **QSim:**
  - Um die Quellfelder realistischer zu gestalten, sollte es möglich sein, aus den verschiedenen AGN-Unterklassen gemischte Populationen zu erstellen. Hierbei sollte jede Unterklasse ihre eigenen, individuellen Verteilungen besitzen (in z, L_X und ρ).
  - Die Form der generierten Emissionslinien sollte realistischer gestaltet werden. Vor allem sollten Gravitationsrotverschiebung und Dopplerverschiebung berücksichtigt werden (Wilms, Speith & Reynolds, 1998; Tanaka et al., 1995), da beides die Linienform beträchtlich verändert.
  - Bislang werden nur Friedmann Modelle ohne kosmologische Konstante unterstützt. Da neuste Messungen (Perlmutter et al., 1999) aber immer deutlicher auf die Existenz von Λ hinweisen, sollten Modelle mit kosmologischer Konstante aufgenommen werden.
- **SciSim:**

  - Bislang wurde keine Absorption durch interstellare Materie berücksichtigt. Zwar bietet SciSim diese Möglichkeit, allerdings nur in Form eines einfachen Wasserstoffsäulen Wertes (N_H). Ein wesentlich ausführlicheres Modell stammt von Wilms, Allen & McCray (2000). Die Integration der bereits als IDL-Code vorliegenden Formalismen in QSim würde die Qualität der simulierten Spektren stark verbessern.
  - Alle Programme beziehen sich bislang auf die SciSim Version 2.0.4. Mittlerweile liegt aber eine erweiterte und verbesserte Nachfolgeversion vor, an die das Softwarepaket QSim angepaßt werden sollte.

- **Quelldetektion:**
  - Da die Veröffentlichung der endgültigen XMM-SAS erst kurz vor Abschluß dieser Arbeit erfolgte, konnten nicht alle vorhandenen SAS-Routinen zur Quelldetektion verwendet werden. Insbesondere die Detektions-Routine `ewavelet` sollte herangezogen werden um die bisherigen Ergebnisse zu überprüfen.
- **`get_spec`:**
  - Beim Auslesen der Spektren aus den Eventfiles wird bislang nicht auf die Änderung der PSF mit Energie und Position eingegangen.
  - Es findet keine XRB-Subtraktion statt, d.h. gemessene Spektren und Flüsse sind immer Überlagerung aus eigentlicher Quelle und Hintergrund. Dies führt vor allem bei schwachen Quellen zu großen Fehlern.
  - Die Split-Correction-Routine in `get_spec` berücksichtigt momentan nur 'double events'. Erzeugt ein Photon also mehr als zwei Signale im Detektor so bleibt dies unberücksichtigt. Die Erweiterung des Programms um 3er und 4er Events sollte die Qualität der Spektren verbessern.

Unabhängig von den soeben erwähnten notwendigen Ergänzungen, kann QSim schon jetzt dazu eingesetzt werden, Modelle der AGN-Evolution zu simulieren und die Simulationsergebnisse mit bereits gemessenen $\log N - \log S$-Verteilungen und XLF zu vergleichen, um so Hinweise über die Evolution Aktiver Galaxien zu erhalten.

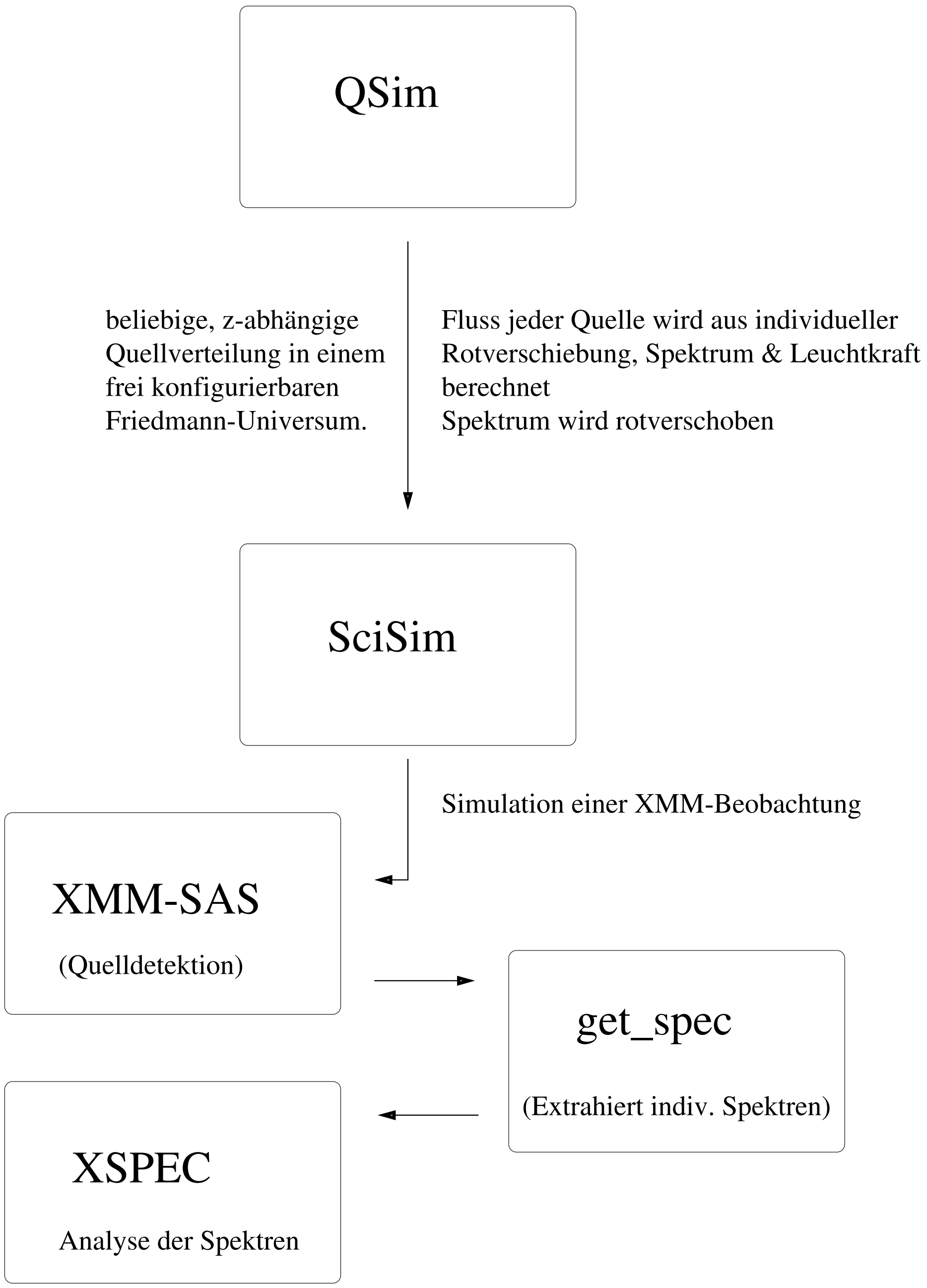


Abbildung 5.1: Schematischer Ablauf einer Simulation mit QSim

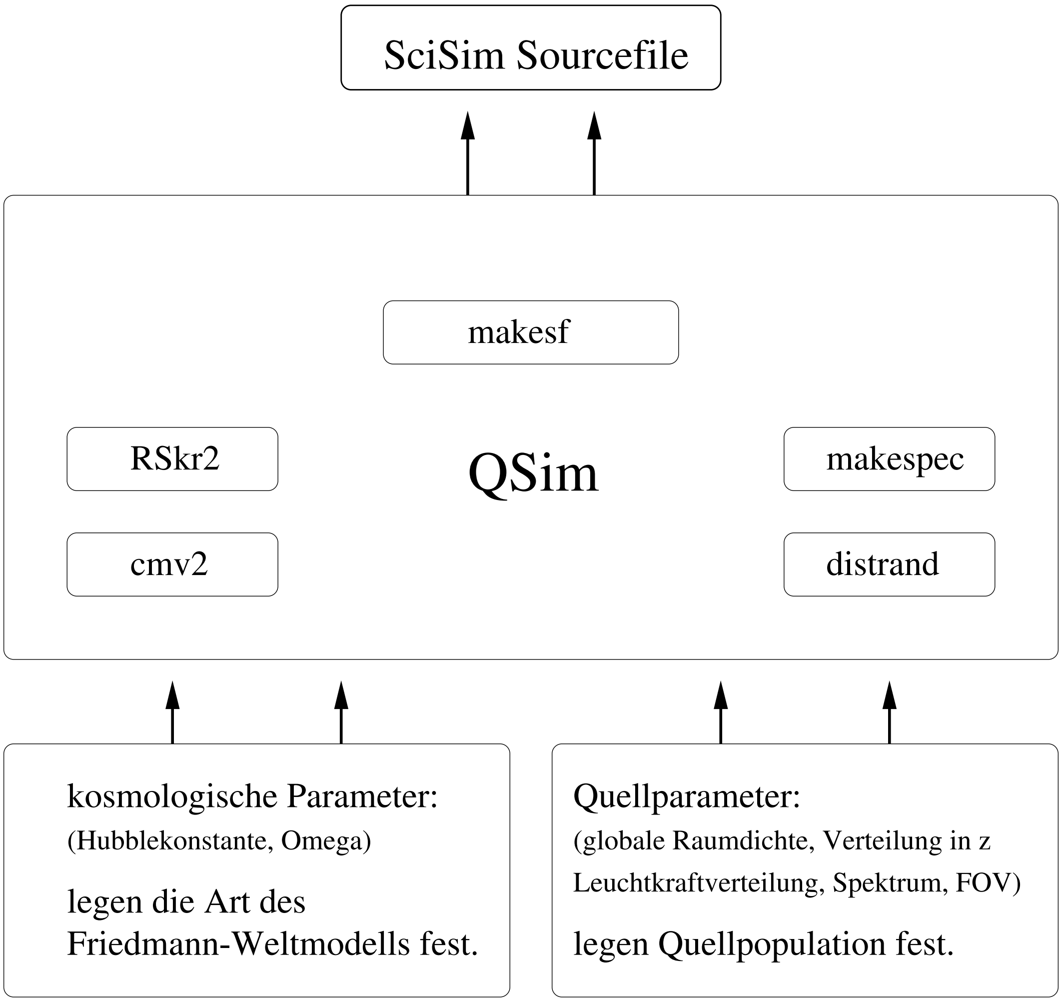


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des Programms QSim: Die Routinen `cmv2` und `RSkr2` berechnen mitbewegtes Raumvolumen und Entfernung. Die Routine `distrand` erzeugt zu jeder beliebigen analytischen Verteilungsfunktion ein Monte-Carlo-simuliertes Sample. In `makespec` werden anhand der vorgegebenen Daten Spektren generiert, die als qdp-File abgespeichert werden. Die Routine `makesf` faßt alle Daten über das erzeugte Quellfeld zusammen und schreibt sie in Form eines SciSim-Sourcesfiles auf Platte.

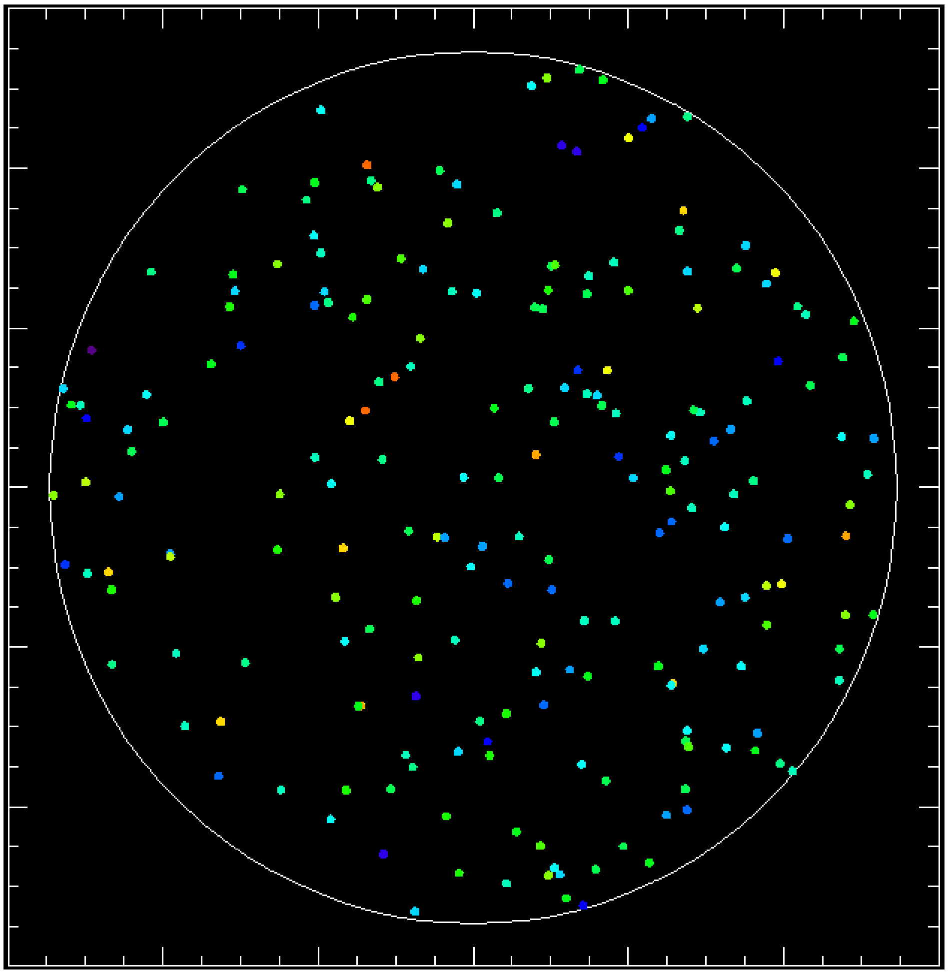


Abbildung 5.3: Mit QSim erstelltes Quellfeld. Die unterschiedlichen Farben entsprechen der jeweiligen Rotverschiebung: von $z = 0$ (blau) bis $z = 5$ (rot)

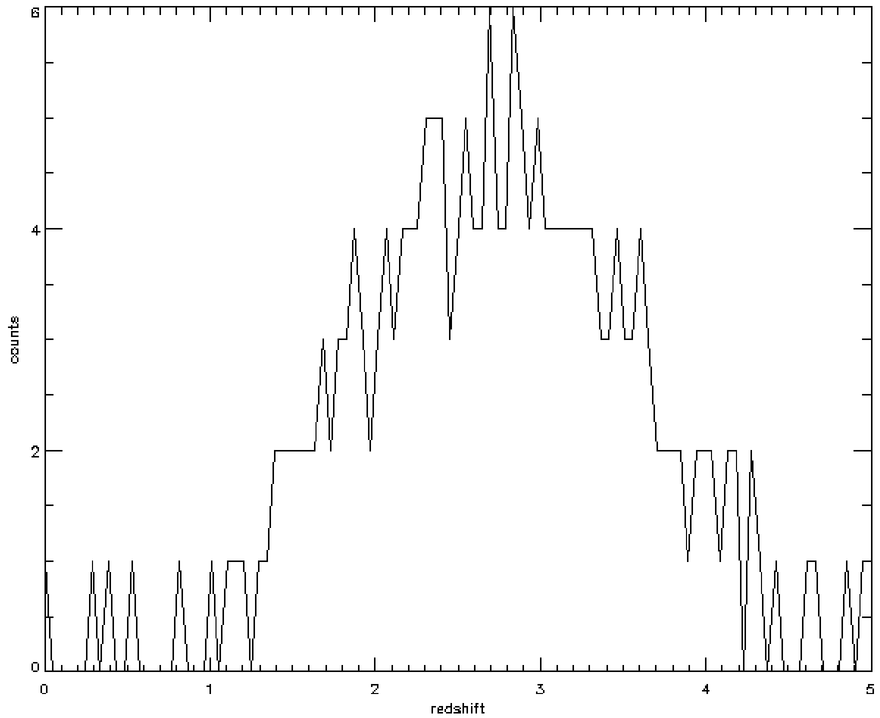


Abbildung 5.4: Anzahl der Quellen als Funktion der Rotverschiebung (213 Quellen um $z = 2.5$ gaussverteilt).

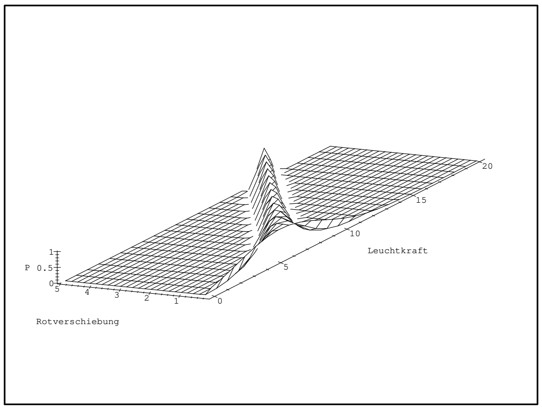


Abbildung 5.5: Leuchtkraftverteilung der Quellen als Funktion der Rotverschiebung am Beispiel einer Gaussverteilung: $P(L,z) = \exp\frac{-(2z+5-L)^2}{2z}$. Die Einheiten sind willkürlich gewählt.

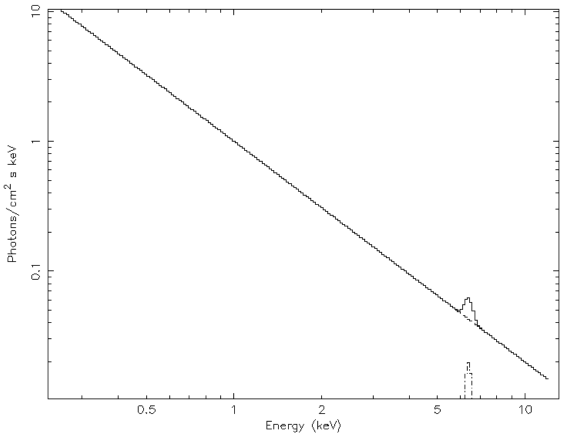


Abbildung 5.6: Potenzgesetz-Spektrum mit $\Gamma = 1.7$ und einer Emissionslinie bei 6,4 keV

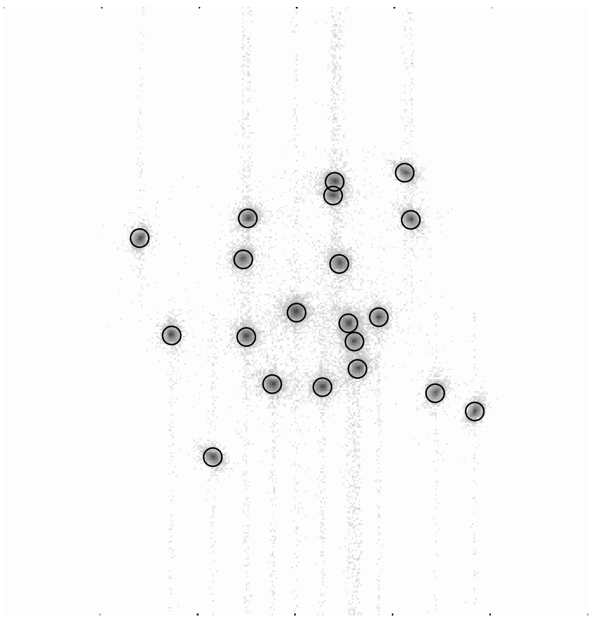


Abbildung 5.7: SciSim Beobachtung eines AGN-Feldes (20 Objekte) ohne Hintergrundstrahlung. Alle Quellen wurden von eboxdetect gefunden (Kreise).

Tabelle 5.3: Leuchtkräfte und Spektren in der 'deep field'-Simulation

Quelle Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
tatsächliche LK in $10^{-5}\,\frac{\mathrm{eV}}{\mathrm{mm}^2\,\mathrm{s}}$	24.0	6.0	4.8	3.6	3.0	2.4	1.2	0.6	0.3	1.5
tatsächliche LK in $10^{-15}\,\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}}$	40	10	8	6	5	4	2	1	0.5	0.25
gemessene LK in $10^{-15}\,\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}}$	11	5.2	2.8	5.1	4.0	3.1	5.6	2.2	-	-
gemessenes Γ	$1.7^{+0.08}_{-0.08}$	$1.74^{+0.12}_{-0.11}$	$1.45^{+0.33}_{-0.33}$	$1.69^{+0.14}_{-0.13}$	$1.55^{+0.24}_{-0.24}$	$1.43^{+0.27}_{-0.25}$	$1.71^{+0.13}_{-0.12}$	$1.90^{+0.26}_{-0.25}$	-	-
Eisenlinie bei (keV)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

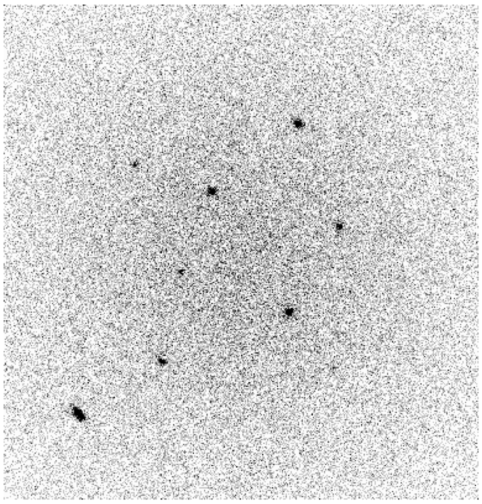


Abbildung 5.8: SciSim Beobachtung einer 'deep field'-Simulation (10 Objekte) mit Hintergrund.

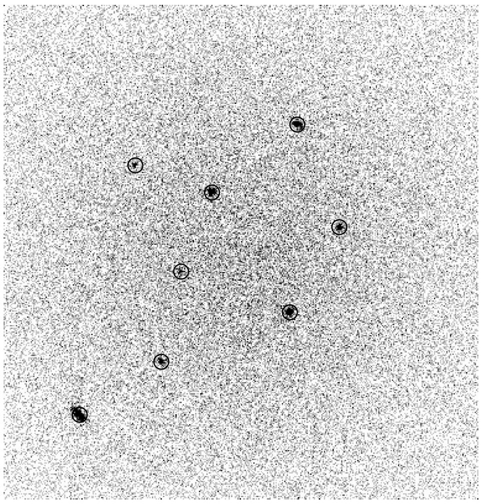


Abbildung 5.9: SciSim Beobachtung der 'deep field'-Simulation (10 Objekte, vgl. Tabelle 5.3) mit Hintergrund. 8 Quellen wurden von eboxdetect mit 4σ wiedergefunden (Kreise). Die beobachtbare Grenzhelligkeit beträgt $\sim 1 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$.

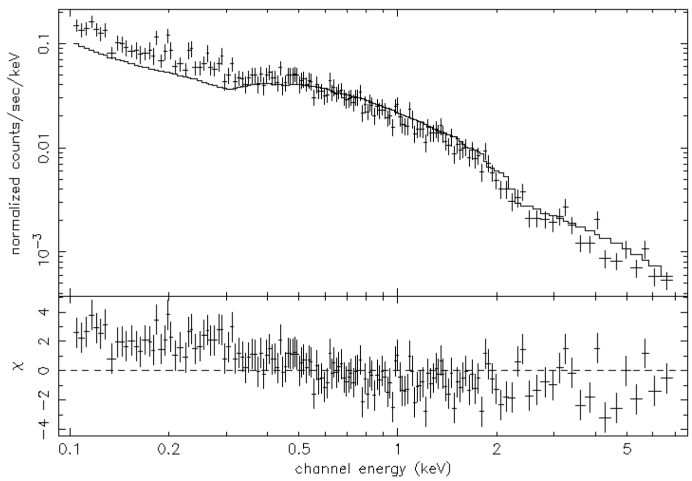


Abbildung 5.10: Gemessenes Potenzgesetz-Spektrum ohne Split-Correction. Die Meßwerte weichen vom Modell (durchgezogene Linie) im Bereich 0.1-0.3 keV deutlich ab. Ein Fit ergibt einen Photonenindex von 1.9 statt der 1.7 des Modells.

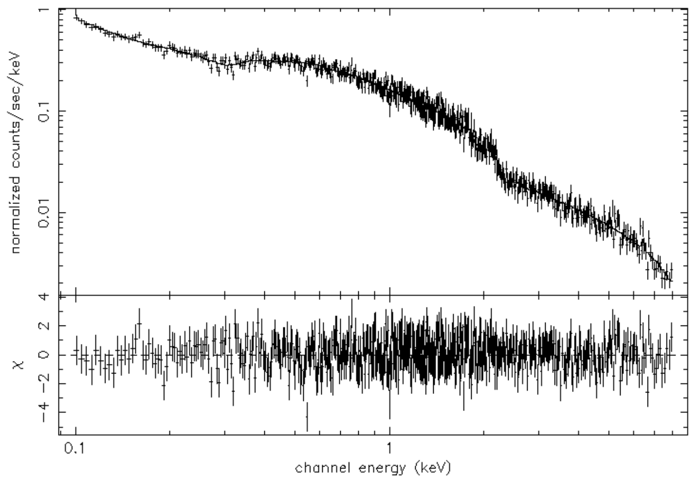


Abbildung 5.11: Gemessenes Potenzgesetz-Spektrum ($\Gamma = 1.7$) mit Fe-Kα Linie (inkl. Split Correction). Im Fit werden Photonenindex des Potenzgesetzes und die Emissionslinie wiedergefunden.

Anhang A

Der Quellcode von QSim

Es folgt eine Auflistung des Quellcodes von Qsim.

qsim

Die Routine `qsim` ist der Kern des ganzen Programmes.

```
;; Qsim Ver 0.023
;; last change: 20/10/2000

  @cmv2                         ; berechnet das comoving volume zw. z und
                                ; z+dz im raumwinkel dOmega

  @RSkr2                        ; berechnet den Faktor RSkr
                                ; (vgl. Kapitel AGN und Kosmologie)

  @distrand                     ; produces a random data set according
                                ; to a given distribution function

;  @scale                        ; berechnet Skalenfaktoren

  @rho                          ; Dichtefunktion: Quellen mit Lx bei z

  @get_lx                       ; gives a random value for lx according to the
                                ; redshift and the luminosity
                                ; function lx(z)

  @makesf                       ; produces a scisim sourcefile

  twh = 0.15                    ; oeffnungswinkel des teleskops/2
                                ; bislang =2.5 (nachpruefen !!)

  AGN_lx= 1d45                  ; angenommene Lx fuer AGN
                                ; soll random oder Verteilung werden !

  omega = 1d0                   ; Das Omega

  z_max = 5d0                   ; maximale Rotverschiebung
```

```
dz = 0.01                       ; Groesse eines z-Intervalls

steps=round(z_max/dz)+1.        ; Anzahl der Intervalle zwischen 0 und z_max

qz=fltarr(steps)                ; Anzahl der Quellen pro redshift-interval
                                ; (real)

vz=fltarr(steps)                ; size of comoving volume at z

rz=fltarr(steps)                ; rho at z

sources=0                       ; counter: total number of sources

path = "home/kolja/sim/qsim_out/"
                                ; Pfad zum gewuenschten Output-Verzeichnis
                                ; noch nicht weiter implementierte Idee


 ;;----------------------------------------------------------------------
                                ; Calculates the comoving volume in a given solid
                                ; angle at redshift z



FOR i=0, steps-1 DO BEGIN       ; for each redshift-intervall do...

                                ;print,'i=',i
    rs = 0.+(i)*dz              ;redshift

                                ; vgl. Peacock99a  p.90 [3.79]
    rh=rho(rs,1d0)
    cmv= cmv2(omega, rs, dz, twh,1d0,5d1)
    qz[i] = rh*cmv              ; Quellenzahl ??
    print, qz[i]

                                ; Calculates how many sources there are
                                ; in each redshift bin: qz[i]

                                ; vz[i] = cmv2(omega,rs,dz,twh,1.)
                                ; visible comoving volume at z

                                ; rz[i] = rho(rs,1.)
                                ; number-density at z

    IF (qz[i]) LE 1.0 THEN BEGIN
                                ; falls 0.xxx Quellen in einem
                                ; redshift-shell sind : statistisches
                                ; Vorgehen
        zufall=randomu(seed,1.)
        IF (zufall[0]) LE (qz[i]) THEN BEGIN
            qz[i]=1.
            sources=sources+1
```

```
        ENDIF ELSE BEGIN
            qz[i]=0.
        ENDELSE
    ENDIF

    IF (qz[i]) GT 1.0 THEN BEGIN
        rest = qz[i]-fix(qz[i])
        zufall=randomu(seed,1.)
        IF (zufall[0]) LE (rest) THEN BEGIN
            qz[i] = fix(qz[i])+1.
            sources=sources+qz[i]
        ENDIF ELSE BEGIN
            qz[i]=fix(qz[i])
            sources=sources+qz[i]
        ENDELSE
    ENDIF
                                ;print,'Sources:',sources
                                ;print,'total(qz)=',total(qz)
                                ;Sicherheitscheck..
  ENDFOR
  print,'Sources:',sources
  print,'total(qz)=',total(qz)

;define object "all" with coordinates, flux, luminosity,...

  object = {x:0.0, y:0.0, z:0.0, r:0.0, psi:0.0, lx:0d0, fx:0.0, class:''}
  all = replicate(object,sources)

  ;; all.lx : x-ray luminosity
  ;; all.fx : x-ray flux
  ;; all.z : redshift
  ;; all.class : object class

  l=0

  FOR i = 0, steps-1 DO BEGIN

    IF (qz[i] GE 1.) THEN BEGIN
        FOR k = 1, qz[i] DO BEGIN
            all[l].z = i*dz+dz*randomu(seed,1)
            all[l].class="AGN"
            xy=2.
            WHILE (xy GT 0.25) DO BEGIN
                ;;ensures that the source is in our field of view
                all[l].x = randomu(seed,1)-0.5
                                ;print,all[l].x
                all[l].y = randomu(seed,1)-0.5
                xy = all[l].x^2+all[l].y^2
            ENDWHILE

            all[l].lx = get_lx(all[l].z,z_max)*AGN_lx

                                ; Nachpruefen !!!
```

```
            all[l].fx = 100
            ;; 100 ist dummywert und muss geandert werden !!!
            ;; sollte aus der Verteilung uebernommen werden

            l=l+1

        ENDFOR
    ENDIF
ENDFOR



!P.MULTI=0
define graphic window

window, xsize=700, ysize=700
plot,[-0.6,+0.6],[-0.6,+0.6], xstyle=1, ystyle=1,/nodata

; draw the borderline of our field of view
b=findgen(110)*(!PI*2./100.)
device, decomposed=1

plot,0.5*cos(b),0.5*sin(b), xtitle='X-Axis', ytitle='Y-Axis'

;define a new plotting symbol (circle)
a = findgen(20) * (!PI*2./20.)
usersym, cos(a), sin(a),/FILL

loadct,39
cl=fltarr(sources)
clr=fltarr(sources)

;plot our field of view

FOR i=0, sources-1 DO BEGIN
                                ;print,'farbzuweisung:',i
    cl[i]=(all[i].z/z_max)
    CASE 1 OF
        (cl[i] LE 0.333):  clr[i]='bb1111'XL+fix(cl[i]*'110000'XL)
        (cl[i] GT 0.333) AND (cl[i] LE 0.666): clr[i]='00bb00'XL+cl[i]*'1100'XL
        (cl[i] GT .666):  clr[i]='bb'XL+cl[i]*'11'XL
    ENDCASE
    plots, all[i].x, all[i].y, psym=8, color=clr[i]

ENDFOR

; plot a histogram of all redshifts

window,1

; to ensure that p and h have the same dimension:
; bins=z_max/n_elements(p)
```

```
   h_bin =0.1
   lx_bin =10.

;h=histogram(all.z, min=0.0, max=z_max,  binsize=h_bin)
;lx=histogram(all.lx, min=0.0, max=1000., binsize=lx_bin)

; plot counts vs. redshift and counts vs. x-ray luminosity

   xarr=findgen(n_elements(h))*(1./lx_bin)
   plot, xarr, h, psym=10, xtitle='redshift', ytitle='counts'

   xarr=findgen(n_elements(lx))*(1./h_bin)
   plot, xarr, lx, psym=10, xstyle=1, xtitle='x-ray  luminosity', ytitle='counts'

   makesf, sources, alle=all, 'makesf_test'

END
```

cmv2

cmv2 berechnet das mitbewegte Volumen zwischen z und dz.

```
; calculates the comoving volume between z and z+dz within
; a given solid angle rw
; this function (formula) is only valid for Friedman-Lemaitre-Models with
; Lambda = 0
; the formula for the co-moving volume was taken from J.A. Peacocks book:
; Cosmological Physics, p.91 [3.85]

; RSkr=R_0*S_k(r)
; S_k(r):= sin(r),r,sinh(r) fuer Omega: >1,1,<1
; S_k(r)*R_0: see Peacock p.89 or p.90 [3.78],[3.81]

; Vorsicht waehle willkuerlich H_0 = 50  im Aufruf von RSkr2 !!

@RSkr2
@rho
FUNCTION cmv2, omega, z, dz, winkel, k, H_0
    c=3d10                        ; in cm/s
    H=1d5*H_0                     ; H_0 in km/(sec*Mpc)
                                  ; cH = 1.8516d28 ; in cm

                                  ;RSkr(Omega_m, Omega_r,)

                                  ; mit winkel = Oeffnungswinkel/2 des Teleskops in rad
                                  ; rw= Raumwinkel in sterad, berechnet aus dem "winkel"
                                  ;mit: rw=4*Pi*sin^2(winkel)
                                  ;VORSICHT falsch fuer winkel > 90 grad

    rw   = 4.*!DPi*sin(winkel)^2. ; Raumwinkel

    Rdr  = (c/H)*dz/((1.+z)*sqrt(1.+omega*z))
```

```
                                ; in Mpc
                                ; Rdr =R_0*dr
                                ; Peacock. p.92 [3.93]
                                ; er hat noch einen Faktor c/H_0 !!!

   rs =RSkr2 ( omega ,0 d0 , H_0, z )    ; FUNCTION RSkr, ( O_m, O_r, H_0, z)
                                ;stop
   dVco =   rw* rs ^2 d0* Rdr
                                ; comoving volume, Peacock p.91 [3.85]
                                ;stop
                                ; welche Einheiten ?
                                ; Vermutung (22/8/00): Mpc^3

   RETURN, dVco

END
```

RSkr2

`RSkr2` ist eine Hilfsroutine zur Berechnung von Entfernungen.

```
FUNCTION RSkr2 , O_m, O_r, H_0, z

;  written 16/5/2000 by K.Giedke
;  Aenderung gegenueber RSkr.pro: der Faktor c/H_0 wieder eingefuegt.
;  weiterer Parameter eingefuehrt: H_0


                                ; der ausgegebene Wert ist in Mpc
                                ; Willkuer: H_0= 50. km/(sec*Mpc)


   c=3d10                       ; in cm/s
   H=1d5*H_0                    ;H_0 in km/(sec*Mpc)
                                ;H in cm/(sec*Mpc)
                                ;cH=

   Om2 = O_m*O_m

   IF ( O_r = 0.) THEN BEGIN
      IF ( O_m LT 0.2) THEN BEGIN
         RS2 = ( c/H)*2 d0*(O_m*z+(O_m-2d0 )*( sqrt (O_m*z+1d0)-1d0 ))/( Om2+Om2*z)
                                ; Mattigs Formel aus Peacock p.89 [3.78]

      ENDIF ELSE BEGIN
         RS2 =( c/H)* ( z/(1 d0+z))*(1 d0+sqrt (1 d0+O_m*z)+ z )/ $
                     (1 d0+sqrt (1 d0+O_m*z )+( O_m*z/2 d0 ))
                                ; Peacock p.90 [3.79]
                                ;stop
      ENDELSE

   ENDIF ELSE BEGIN             ; Omega_rad > 0
```

```
        RS2 =(c/H)*2d0*(O_m*z+(O_m+2d0*O_r-2d0)*(sqrt(1d0+O_m*z+O_r*$
             (z*z+2d0*z))-1d0))/((Om2+4d0*O_r*(O_r+O_m-1d0))*(1d0+z))
                                  ;stop      ;Peacock p.90 [3.81]
    ENDELSE

    RETURN, RS2
                                  ;wert in Mpc ?
END
```

makespec

Die Routine **makespec** generiert Spektren, in SciSim-kompatiblen Format.

```
; started May 2000 by K.Giedke
; last change: 30/10/00

@writewdata

; AGN Lx ca. 1/4 von 10^42-10^48 erg/sec im Band 2-10 keV

;; erzeugt ein AGN Spektrum (Powerlaw) mit beliebiger (Eisen-) Linie
;; Parameter: gamma (pwl) , E0 (Linie), sigma (linien-sigma), ew
;; (Aequivalentbreite der Linie)
;; welches rotverschoben ist (z=...)

PRO MAKESPEC, klasse, rv, lx, e_max, e_min, name, O_m, O_r, H_0, $
              path=path, opath=opath, gamma=gamma, $
              sigma=sigma, ew=ew, line0=line0



    lim = -50.                    ; Limit der Gauss-Berechnung: wird der
                                  ; Exponent der e-Fkt kleiner als lim
                                  ; so wird er auf lim gesetzt um
                                  ; underflows zu vermeiden

    steps = 4096
                                  ; anzahl der energiebins
                                  ; am 31.10.2000 von 1000 auf 4096
                                  ; erhoeht, da scisim ab 2keV
                                  ; verrauschtes Spektrum zeigt.


    IF (n_elements(opath) EQ 0) THEN BEGIN
        opath='./data/'
    END

    print
    print, '   Objektklasse:  ', klasse
    a = e_min*(1.+rv)
    b = e_max*(1.+rv)
    print, '   Roentgenleuchtkraft(lx) = ', strtrim(string(lx),1), ' erg/sec'
```

```
print, '   im Intervall [', strtrim(string(a),1), ',', strtrim(string(fix(b)),1), '] keV'
print, 'Rotverschiebung(z) = ',rv

;;-----------------typische AGN-Werte------------------------------

IF (n_elements(sigma) EQ 0) THEN ew=0.15 ;; in keV
IF (n_elements(gamma) EQ 0) THEN gamma=1.7 ;; Photonenindex
IF (n_elements(line0) EQ 0) THEN line0=6.4 ;; in keV
IF (n_elements(sigma) EQ 0) THEN sigma=0.2  ;; in keV



;;-------Normierung des Powerlaws auf die vorgegebene Energie ----------

gm1 = 1.-gamma
int = 1./gm1*(e_max^gm1-e_min^gm1)
;; Integral(E^(-gamma))dE von e_min bis e_max analytisch geloest...

                             ; print,'int = ',int,'  keV/(sec*cm^2*keV)'

A= lx/int                    ; Normierungskonstante des Powerlaws

                             ; print,'A = lx/int = ', A,'keV/(s*keV)'

z=rv                         ; Rotverschiebung der Quelle

;; E0=e_min+findgen(steps)*(e_max-e_min)/(steps+1)
;; setze Energiewerte im Satellitensystem
;; hier: linear

dlogE =(alog10(e_max)-alog10(e_min))/(steps+1)
E0 =1d1^(alog10(e_min)+findgen(steps)*dlogE)
;; logarithmische energieskala im

                             ; E0 : beobachtete Energie (observed)
                             ; E  : Energie im Quellsystem

E=E0*(1.+z)
line=line0                   ; Linie im Beobachtersystem

power=A*E^(-gamma)           ; powerlaw ohne Gausslinie
                             ; gamma = Photonenindex

                             ; de=shift(E,-1)-E
                             ; breite energiebin
                             ; de[n_elements(de)-1]=de[n_elements(de)-2]
                             ; korrigiere letztes element

de0=shift(E0,-1)-E0          ; breite der energiebins beobachter-system
                             ; (log oder lin) siehe oben

de=shift(E,-1)-E             ; breite der energiebins im quell-system
```

```
de[n_elements(de)-1]=de[n_elements(de)-2] ;; korrigiere letztes element
de0[n_elements(de0)-1]=de0[n_elements(de0)-2];; korrigiere letztes element


s2 =sigma^2.
norm=1./sqrt(2.*!pi*s2)          ; zur Gaussfunktion
ex =-(E-line)^2./(2.*s2)


                                 ; setzt zu kleine Exponenten auf einen
                                 ; Minimalwert um underflows zu vermeiden
ndx=where(Ex LT lim)
IF (ndx[0] NE -1) THEN ex[ndx]=lim

gauss=norm*exp(ex)

                                 ;    ew_norm=total(gauss/power*de);joerns version
                                 ;    gauss=gauss*ew/ew_norm;joerns version

ew_norm_k=ew/total(gauss*de/power) ; koljas version
gauss=gauss*ew_norm_k            ; koljas version

fe=power+gauss
                                 ; F_e - gauss= A*E^(-Gamma+1) = L_v
                                 ; oops: wir nennen Gamma+1 = gamma


radius = RSkr2(O_m,O_r,H_0,rv)*3.08d24
                                 ; in cm

se= fe/(4d0*!pi*(radius^2d0)*(1d0+z))


;; hier benutzt : Peacock p.91   (3.87)
                                 ; der Faktor 3.08d24 rechnet den in
                                 ; Mpc gegebenen Wert aus RSkr2 in cm
                                 ; um !!


                                 ; moegliche Alternativen:
                                 ; Krolik  p.570
                                 ; Longair p.129


                                 ;dpf=se/E0
                                 ; ??? diff. Photonenfluss = Energiefluss/Energie
dpf=se                           ;; Versuch am 30/10/00:  Index stimmt jetzt

                                 ; plot, /xlog ,/ylog, e0, se

                                 ; print,'diff. photonenfluss (',E,'
                                 ; keV)  ist =',dpf,' phot/(cm^2 sec keV)'
                                 ; path="~/sim/src/test/"
```

```
                                        ; name=path+name

   print,'    gemessener Energiefluss in erg * cm^-2 * sec^-1 :', total(se*de0)
   print,'    erzeugtes spektrum-file : ', name,'b.qdp'
   print
   name=opath+name+'b'
   writewdata, name, E0, de, dpf, serr=1

END
```

makesf

Die Routine `makesf` fast alle von QSim generierten Daten zusammen und schreibt sie in Form eines SciSim Sourcefiles auf Platte.

```
;+
; NAME:
;      MAKESF
;
; PURPOSE:
;       produces a scisim source-file (.src)
;       according to the qsim-simulated universe and AGN-density
;
; CALLING SEQUENCE:
;       MAKESF,sources,alle,filename
;
; INPUTS:
;     sources: number of sources
;     all.class, all.z : Class and redshift of object.
;     filename:  output-filename
;
; OUTPUTS:
;     *.src file (SciSim sourcefile)
;
; MODIFICATION HISTORY:
;       Version 0.1  08/05/2000 by K. Giedke, AIT
;       Version 0.2  05/06/2000
;
;-------------------------------------------------------------

 @makespec

PRO makesf, sources, alle=alle, filename
                                        ;verbesserungsidee: sources=n_elements(alle.z)

   ra   =  13.35537
   dec  =  -34.1745
   column=0.003

   ;; coordinates of MCG-6-30-15 = center of FOV as a test
   ;; spaeter als Inputparameter !!!
```

```
openw, unit, filename+'.src',/get_lun


printf,unit,'# Source list created by Q_Sim'
printf,unit,'begin'
printf,unit,'column'+string(column)
printf,unit,'ident              CsimData'
printf,unit,'optical_sky        begin'
printf,unit,'background        0'
printf,unit,'diffSpect          diffuse'
printf,unit,'diffuse           0'
printf,unit,'zodSpect           zodiacal'
printf,unit,'zodiacal          0'
printf,unit,'end'
printf,unit,""
printf,unit,'sources           begin'

printf,unit,'begin'
printf,unit,'dir begin 13.35537 -34.17450 end'
printf,unit,'label        mcg-6-30-15'
printf,unit,'opt               begin none 0 end'
printf,unit,'origin            0'
printf,unit,'ray begin 0 stationary 0.156037 e 2000 10000 xspec $
          0 /home/kolja/idl/data/test_spectrum.qdp point end'
printf,unit,'end'
printf,unit,""


FOR j=1,sources DO BEGIN

    file='qsim_spectrum'+strtrim(string(j),1)

    ;; zur Erinnerung:
    ;; makespec-parameter:,klasse,rv,lx,e_max,e_min,name,O_m,O_r,H_0


    makespec,alle[j-1].class,alle[j-1].z,alle[j-1].lx,$
          15d0,0.1d0,file,1d0,0d0,6.5d1


    ;;produces a red-shifted spectrum
    ;;according to the object class with
    ;;O_m = 1, O_r =0, H_0=65

    d=strtrim(string((ra+0.14)-0.28*randomu(seed,1)),1)
    d2=strtrim(string((dec+0.14)-0.28*randomu(seed,1)),1)

    ;; momentaner koordinatengenerator. wird spaeter
    ;; von scisim/qsim uebernommen...

    printf,unit,'begin'
    printf,unit,'dir begin ',d+' '+d2+' end'
```

```
        printf, unit, 'label              jo'+strtrim(string(j),1)
        printf, unit, 'opt                begin none 0 end'
        printf, unit, 'origin           0'
        printf, unit, 'ray begin 0 stationary
        '+strtrim(string(alle[j-1].fx),1),' $
          e 2000 10000 xspec 0 /home/kolja/idl/data/qsim_spectrum'$
        +strtrim(string(j),1)+'.qdp    point end'
        printf, unit, 'end'
        printf, unit, ""

    ENDFOR

    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""
    printf, unit, 'spacecraft         begin'
    printf, unit, 'attitude           begin ', strtrim(string(ra),1), $
           ' ', strtrim(string(dec),1)+' 0 end'
    printf, unit, 'spacecraft_effects begin'
    printf, unit, 'drift              begin'
    printf, unit, 'angle            0'
    printf, unit, 'velocity         0'
    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""

    printf, unit, 'jitter             begin'
    printf, unit, 'frequency        0'
    printf, unit, 'stepsize         0'
    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""

    printf, unit, 'slew               begin'
    printf, unit, 'angle            0'
    printf, unit, 'velocity         0'
    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""

    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""
    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""

    printf, unit, 'xraybackground   begin'
    printf, unit, 'dir                begin 13.35537 -34.1745 end'
    printf, unit, 'label              xrb'
    printf, unit, 'opt                begin NONE 12 end'
    printf, unit, 'origin           0'
    printf, unit, 'ray                begin 0 stationary 1e-19 p 250 12000 $
                xspec 0.003 default_xrb.qdp ellipse 0 2 0 0 end'
    printf, unit, 'end'
    printf, unit, ""
    printf, unit, 'end'

    free_lun, unit
```

```
END
```

distrand

Die Routine `distrand` generiert zu einer beliebigen analytischen Verteilungsunktion eine Stichprobe.

```
;-------------------------------------------------------------
;+
; NAME:
;       DISTRAND
; PURPOSE:
;       produces a random floating-point number
;       according to the distribution function p_x
; CATEGORY:
; CALLING SEQUENCE:
;       DISTRAND, seed, x, p_x, x_min=x_min, x_max=x_max
; INPUTS:
;       seed = seed for the random-number generator         in
;       x    = array of x values.                           in
;       p_x  = array containing probabilities.              in
; KEYWORD PARAMETERS:
; OUTPUTS:
;       alpha = the random number.                           out
; COMMON BLOCKS:
; NOTES:
; MODIFICATION HISTORY:
;       Written 1999 by K. Giedke, AIT
;
;
; Copyright (C) 1999, Eberhard Karls Universitaet/Astronomical Institute
; This software may be used, copied, or redistributed as long as it is not
; sold and this copyright notice is reproduced on each copy made.  This
; routine is provided as is without any express or implied warranties
; whatsoever.  Other limitations apply as described in the file disclaimer.txt.
;
;-------------------------------------------------------------

FUNCTION DISTRAND, seed, x, p_x, x_min=x_min, x_max=x_max

   IF (n_elements(x_min) EQ 0) THEN BEGIN
        x_min= min(x)
   ENDIF

   IF (n_elements(x_max) EQ 0) THEN BEGIN
        x_max= max(x)
   ENDIF

   IF (x_min LT min(x) ) THEN BEGIN
        x_min = min(x)
   END
   IF (x_max GT max(x) ) THEN BEGIN
```

```
        x_max = max(x)
    END

    p_max = max(p_x)
    dist=0
    WHILE (dist EQ 0) DO BEGIN
        alpha = x_min+((x_max-x_min)*randomu(seed,1))[0]
        beta  = p_max*(randomu(seed,1))[0]
        tabinv, x, alpha, i_eff  ; gibt den index der zelle in x in der alpha liegt
        p_alpha = p_x[i_eff]+(alpha-x[i_eff])*(p_x[i_eff+1]-p_x[i_eff])/ $
          (x[i_eff+1]-x[i_eff])
        IF (p_alpha GE beta) THEN BEGIN
            dist = 1
        END
    ENDWHILE

    RETURN, alpha
END
```

get_spec2

`get_spec2` liest die SciSim Ergebnissdateien aus und extrahiert Spektren.

```
PRO get_spec2, source_file=source_file, path=path, opath=opath, $
    out_file=out_file, exptime=exptime


; NAME:
;          get_spec2
;
;
; PURPOSE:
;          read all EPIC pn SciSim FITS files (generated by running
;          podf on the output of SciSim), read variables: frame rawx,
;          rawy, energy channel,read the coordinates of
;          all sources found by XMM-SAS eboxdetect, reconstruct the split
;          events, and return the correct EPIC pn spectra.
;
;
; CATEGORY:
;          IAAT XMM Tools
;
;
; CALLING SEQUENCE:
;          get_spec2,source_file=source_file,path=path,out_file=out_file, $
;          exptime=exptime
;
;
; INPUTS:
;          source_file: file containing all information about the
;                       found sources (x,y coordinates, radius,...)
;                       produced by eboxdetect
;          path       : path to the EPIC pn FITS files  (incl. the
```

```
;                       source_file)
;          opath      : path to the directoty to store output-files
;          exptime    : exposure time of the observation
;                       (default: 1d5 sec)
;          out_file   : trunk name of the outfiles (source spectra *.pha)
;
; KEYWORD PARAMETERS:
;
; OUTPUTS:
;       source spectra: out_file_xx.pha
;
;
; RESTRICTIONS:
;            For the purpose of this subroutine, 'Split events' are
;            defined as all those events happening simultaneously (=in
;            the same time frame) AND within 1 pixel to each other. No
;            effort is taken to account for split events where more
;            than two pixels contribute. Beware in the case of bright
;            sources, where more than photon might get detected during
;            the readout of one frame. These can look like splits
;
;
; MODIFICATION HISTORY:
;          Version 0.1, 2000/08/14, Kolja Giedke
;                                   (giedke@astro.uni-tuebingen.de)
;          Version 0.2  2000/10/24, Kolja Giedke
;                       Splitkorrektur eingebaut
;          Version 0.3  2000/10/31, Kolja Giedke
;                       Fehler in der Zuweisung der Gesamtkoordinaten
;                       behoaben.
;

   ;; Alle events die in einem Energiechanel > 4095 sind werden
   ;; ignoriert !!


   rad=6

   ;; Radius des Auslesefensters. In spaeteren Versionen als
   ;; Eingabeparameter



   IF (n_elements(exptime) EQ 0) THEN BEGIN exptime=1d5
   ENDIF

                                 ; Laenge der Scisim Simulation (default=1d5)


   IF (n_elements(opath) EQ 0) THEN BEGIN opath='~/tmp/data/'
   ENDIF
```

```
;; reads all pn_ccd.fits files into the array all_events and
;; corrects the x and y coordinates

ccdarray =[[2,1,199],[1,1,199],[0,1,199],[3,1,199],[4,1,199],[5,1,199], $
          [3,0,0],[4,0,0],[5,0,0],[2,0,0],[1,0,0],[0,0,0]]

stru ={event, frame:0., rawx:0., rawy:0., energy:0.}


FOR j = 0,11 DO BEGIN         ; Schleife ueber alle ccds
    filename=path+'pn_ccd'+strtrim(string(j+1),1)+'.fits'
    IF (file_exist(filename)) THEN BEGIN
        print,'reading : '+filename
        tmp = mrdfits(filename, 1, header, columns=['FRAME', $
                                                    'RAWX', 'RAWY', 'ENERGY'])
        tmp_events=replicate(stru, n_elements(tmp.rawx))
        tmp_events.rawx=abs(64*(ccdarray(1,j)-1)+tmp.rawx)+ccdarray(0,j)*64.
        tmp_events.rawy=abs(ccdarray(2,j)-tmp.rawy)+ccdarray(1,j)*200.
        tmp_events.frame=tmp.frame
        tmp_events.energy=tmp.energy

        IF j EQ 0 THEN BEGIN
            all_events = tmp_events
        END ELSE BEGIN
            all_events = [all_events, tmp_events]
        END

    END ELSE BEGIN
        print,'File does not exist: '+filename
    END

ENDFOR


;; splitcorrection-----------------------------------------------------
;; we'll assume that all events in the same frame are split events

ndx=where(shift(all_events.frame,-1) eq all_events.frame, nsplit)

print,'Checking '+strtrim(nsplit,2)+' events' ;Kommentar was geht

IF (nsplit GT 0) THEN BEGIN
    ndx1=ndx+1

    ;; split events: adjacent pixels!

    a=fix(all_events[ndx].rawx)
    b=fix(all_events[ndx1].rawx)
    c=fix(all_events[ndx].rawy)
    d=fix(all_events[ndx1].rawy)
    nd=where((abs(a-b) LT 2) AND $
             (abs(c-d) LT 2), nsplit)
```

```
      print,'    found '+strtrim(nsplit,2)+' real splits'

   ENDIF

   IF (nsplit GT 0) THEN BEGIN split=ndx(nd)
   ENDIF

   ;; combine split events
   ;; and remove them from the image

   all_events[split].energy=all_events[split].energy+ $
     all_events[split+1].energy
   all_events[split+1].energy=-1



;; end of split correction ------------------------------------------------



;; read positions of found sources (by eboxdetect)-------------------------

   file=path+source_file+'.fits'


   ;;  Read columns 'X_IMA','Y_IMA' (+ERRORS) of
   ;;  the first extension of a FITS file.

   sources = mrdfits(file, 1, header, $
                     columns=['X_IMA','X_IMA_ERR','Y_IMA','Y_IMA_ERR'])

   sources.x_ima=round(sources.x_ima)
   sources.y_ima=round(sources.y_ima)

;; write a ds9.reg file to show where the sources are ---------------------

   openw,unit,'ds9.reg',/get_lun

   printf,unit,'# Region file format: DS9 version 3.0'
   printf,unit,'global color=black font="helvetica 10 normal" edit=1$
   move=1 delete=1 include=1 fixed=0'
   FOR i = 0, n_elements(sources)-1 DO BEGIN
      printf,unit,'image;circle(',strtrim(string(fix(sources[i].X_IMA)),1) $
        ,',', strtrim(string(fix(sources[i].Y_IMA)),1), ',',$
        strtrim(string(rad),1), ')'

      ;; string(sources[i].radius)
      ;; so soll der Radius spaeter eingelesen werden

   ENDFOR

   free_lun,unit
```

```
;;------------------------------------------------------------------------


  ;; lese die Spektren der gefundenen Quellen und schreibe sie als--------
  ;; *.pha file auf Festplatte

  FOR i = 0, n_elements(sources)-1 DO BEGIN ; Schleife ueber alle Quellen

      dist=sqrt((all_events.rawx-sources[i].x_ima)^2.+ $
                (all_events.rawy-sources[i].y_ima)^2.)

      ;; src=where(dist LE sources[i].radius)
      ;; spaeter!

      src=where(dist LE rad)

      spec=histogram(all_events[src].energy,min=0,max=4095,binsize=1)

      spec_err=sqrt(spec)
      ;; Fehler nach der Poisson Statistik

      ofile=opath+out_file+'_'+strtrim(string(i+1),1)+'.pha'
      writepha,spec,spec_err,ofile,exposure=exptime,object=ofile

  END

;;------------------------------------------------------------------------

END
```

Literaturverzeichnis

Antonucci, R.R.J., Miller, J.S., 1985, Astrophys. J., 297, 621

Arnaud, K.A., 1996, in ASP Conf. Ser. 101: Astronomical Data Analysis Software and Systems V, Vol. 5, 17+

Boyle, B.J., Georgantopoulos, I., Blair, A.J., et al., 1998, Mon. Not. R. Astron. Soc., 296, 1

Boyle, B.J., Griffiths, R.E., Shanks, T., et al., 1993, Mon. Not. R. Astron. Soc., 260, 49

Boyle, B.J., Jones, L.R., Shanks, T., et al., 1991, in ASP Conf. Ser. 21: The Space Distribution of Quasars, 191

Brinkmann, W., 1993, Advances in Space Research, 13, 201

Carroll, B.W., Ostlie, D.A., 1996, An introduction to Modern Astrophysics, Reading, Massachusetts: Addison Wesley

Clark, S., 1997, Towards the edge of the universe, Chichester: Wiley

Comastri, A., Setti, G., Zamorani, G., Hasinger, G., 1995, Astron. Astrophys., 296, 1

Dahlem, M., (ed.) 2000, XMM Users' Handbook, ESA, `http://xmm.vilspa.esa.es/user/uhb/xmm_uhb.html`

Elvis, M., Wilkes, B.J., McDowell, J.C., et al., 1994, Astrophys. J., Suppl. Ser., 95, 1

Fabian, A.C., Barcons, X., 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 429

Fixsen, D.J., Cheng, E.S., Gales, J.M., et al., 1996, Astrophys. J., 473, 576

Gamow, G., 1948, Phys. Rep., 73, 803

Gendreau, K.C., Mushotzky, R., Fabian, A.C., et al., 1995, Publ. Astron. Soc. Jpn., 47, L5

Giacconi, R., 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

Hasinger, G., 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 120, C607

Hasinger, G., 2001, Astron. Astrophys., 365, in press

Hasinger, G., Burg, R., Giacconi, R., et al., 1998, Astron. Astrophys., 329, 482

Kant, I., 1755, Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, München: Kindler (1971).

Karttunen, H., 1990, Astronomie, Berlin: Springer

Keel, W.C., 2000, Quasars and Active Galactic Nuclei, `http://www.astr.ua.edu/keel/agn/`

Kirsch, M., 1998, Auswertung von Eichmessungen des Röntgen-pn-CCDs für die Satelliten XMM und ABRIXAS, Staatsexamensarbeit, Universität Tübingen

Krolik, J., 1999, Active Galactic Nuclei, Princeton, New Jersey: Princeton University Press

Kuster, M., 1997, Untersuchung spezieller Eigenschaften des pn-CCDs Arrays für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS, Diplomarbeit, Universität Tübingen

Longair, M.S., 1998, Galaxy Formation, Berlin: Springer

Mattig, W., 1958, Astronomische Nachrichten, 284, 109

Miyaji, T., Hasinger, G., Schmidt, M., 2000, Astron. Astrophys., 353, 25

Miyaji, T., Ishisaki, Y., Ogasaka, Y., et al., 1998, Astron. Astrophys., 334, L13

Mould, J.R., Huchra, J.P., Freedman, W.L., et al., 2000, Astrophys. J., 529, 786

Mushotzky, R.F., Cowie, L.L., Barger, A.J., Arnaud, K.A., 2000, Nature, 459

NASA 2000, COBE Homepage, `http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html`

Page, M.J., 1998, Mon. Not. R. Astron. Soc., 298, 537

Page, M.J., Mason, K.D., McHardy, I.M., et al., 1997, Mon. Not. R. Astron. Soc., 291, 324

Peacock, J.A., 1999, Cosmological Physics, Cambridge: Cambridge University Press

Peacock, J.A., Dodds, S.J., 1994, Mon. Not. R. Astron. Soc., 267, 1020

Penzias, A.A., Wilson, R.W., 1965, Astrophys. J., 142, 419

Perley, R.A., Dreher, J.W., Cowan, J.J., 1995, in Astronomy Data Image Library, 04

Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al., 1999, Astrophys. J., 517, 565

Rees, M.J., 1978, Observatory, 98, 210

Riess, A.G., Filippenko, A.V., Challis, P., et al., 1998, Astron. J., 116, 1009

Riess, A.G., Press, W.H., Kirshner, R.P., 1996, Astrophys. J., 473, 88

Robson, I., 1996, Active Galactic Nuclei, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons

Rowan-Robinson, M., 1968, Mon. Not. R. Astron. Soc., 138, 445

Schmidt, M., 1968, Astrophys. J., 151, 393

Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, Astron. Astrophys., 24, 337

Shaver, P.A., Wall, J.V., Kellermann, K.I., et al., 1996, Nature, 384, 439

Shuder, J.M., 1981, Astrophys. J., 244, 12

Stocke, J.T., Morris, S.L., Weymann, R.J., Foltz, C.B., 1992, Astrophys. J., 396, 487

Strüder, L., Meidinger, N., Pfeffermann, E., et al., 2000, to be published

Tammann, G.A., Sandage, A., Saha, A., 2000, astro-ph/0010422

Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A.C., et al., 1995, Nature, 375, 659

Urry, C.M., Padovani, P., 1995, Publ. Astron. Soc. Pac., 107, 803

Wilms, J., 2000, Observational Cosmology, Vorlesungsskript, Universität Tübingen

Wilms, J., Allen, A., McCray, R., 2000, Astrophys. J., 542, 914

Wilms, J., Speith, R., Reynolds, C.S., 1998, in Black Holes: Theory and Observation, 69

Wisotzki, L., 1998, Astronomische Nachrichten, 319, 257

Wright, E.L., 2000, private Homepage, `http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmolog.htm`

Wright, T., 1750, An original theory or new hypothesis of the Universe, London: Chapelle

Zdziarski, A.A., 1996, Mon. Not. R. Astron. Soc., 281, L9

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn **Prof. Dr. Staubert**, dem ich meine Begeisterung für die Röntgenastronomie verdanke und der mir ein so interessanten Themas bereitstellte sowie Herrn **Dr. Jörn 'Centurio' Wilms** für seine immer kompetente und freundliche Betreuung.
Desweiteren möchte ich danken: Ingo Kreykenbohm für unermüdliche IDL-, Unix- und LaTeX-Beratung, Sara und Katja für das angenehme Arbeitsgruppenklima, meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und all denen am Institut, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.