Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christian Maier
aus Lugosch/Rumänien

1999

Nah-Infrarot Photometrie von Quasaren mit $z > 4$

Die Diplomarbeit wurde von Christian Maier ausgeführt an der
Landessternwarte Heidelberg
unter der Betreuung von

Herrn Priv.-Doz. Stefan Wagner

Zusammenfassung

Quasare, eine Untergruppe der Aktiven Galaktischen Kerne, zeichnen sich durch ihre hohe Leuchtkraft aus. Sie können darum bis zu hohen Rotverschiebungen entdeckt werden. In dieser Diplomarbeit werden Quasare mit einer Rotverschiebung $z > 4$ untersucht, die sich in einer frühen Phase des Universums befinden. Ihr UV-optisches Ruhespektrum ist in den beobachtbaren Nah-Infrarot Bereich verschoben. Es soll daher durch Nah-Infrarot Photometrie festgestellt werden, ob Evolutionseffekte im Vergleich zum optischen Kontinuum bei lokalen Quasaren vorhanden sind. Die Nah-Infrarot-Daten wurden auf dem Calar Alto (Spanien) mit der Infrarot Kamera MAGIC aufgenommen. Die Beobachtungen wurden in den Filtern J, H und K' gemacht, um die Farben J—H und H—K' der Quasare zu erhalten und sie mit den Farben der Quasare bei kleineren Rotverschiebungen zu vergleichen. Die Identifikation von manchen Quasaren erwies sich wegen nichtvorhandener Sucherkarten und falsch publizierter Koordinaten als schwierig. Ein Quasar wurde anhand von zusätzlichen optischen Beobachtungen identifiziert. Die Farbe J—H der Quasare wird ab $z \approx 4.35$ größer, was aber durch die Kontamination des H-Bandes durch die Mg II-Linie bei 2798 Å erklärt werden kann. Die Farben der Quasare mit $z > 4$ und ihre Spektralenergieverteilung unterscheiden sich nicht von lokalen Quasaren und zeigen keine Evolutionseffekte.

Abstract

Quasars form a subgroup of Active Galactic Nuclei and are characterized by their high luminosity. Therefore, they can be detected up to high redshifts. In this diploma thesis quasars with redshift $z > 4$ are analysed because they are important probes for studying the early universe. The restframe UV-optical spectral range of these quasars is redshifted to the near-infrared. Therefore, near-infrared data of quasars are studied in this diploma thesis to investigate if there are any evolution effects between the UV-optical continuum of quasars at $z > 4$ and local quasars. The near-infrared data were obtained at Calar Alto (Spain) with the infrared camera MAGIC. The observations were made in the bandpasses J, H and K', in order to get the colours J—H and H—K' of the quasars and to compare them with colours of quasars at lowerer redshifts. The identification of some quasars was rather difficult because of false published coordinates and of the absence of finding charts. One quasar could be identified by additional optical observations. The J—H colour of quasars increases at $z > 4.35$. However, this can be explained as a result of contamination of the H infrared bandpass by the Mg II line at 2798 Å. The colours of the quasars with $z > 4$ and their spectral energy distribution is quite similar to that of local quasars and show no evolution.

Meiner Meinung nach muß allem ...
eine ausgesprochen einfache Idee zugrunde liegen.
Und meiner Meinung nach wird diese Idee,
wenn wir sie schließlich entdeckt haben,
so zwingend, so schön sein,
daß wir zueinander sagen werden:
Ja, wie hätte es auch anders sein können.

John Wheeler, *The Creation of the Universe*

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Ein Teil der beobachtbaren Galaxien (10–30%) besitzt spektrale Eigenschaften, die sich nicht allein durch das Sternlicht erklären lassen. Darunter befinden sich auch die sogenannten Aktiven Galaktischen Kerne (englisch: **A**ctive **G**alactic **N**uclei, **AGN**), die sich durch eine hohe Energieproduktion über einen großen Spektralbereich auszeichnen, und zwar vom Radio- ($\nu \approx 10^9$ Hz) bis in den γ-Bereich ($\nu \approx 10^{26}$ Hz).

Eine Untergruppe der AGNs bilden die Quasare. Sie wurden in den sechziger Jahren entdeckt, als man aufgrund ihrer hohen Rotverschiebung erkannte, daß es sich dabei um sehr entfernte und energiereiche Objekte in einer jungen Phase des Universums handelt. 1963 identifizierte Maarten Schmidt die Emissionslinien des Quasars 3C 273 als rotverschobene Linien mit einer für damaligen Verhältnisse exotischen Rotverschiebung von $z = 0.158$.

In der letzten Zeit wurden mit neuen Suchtechniken Quasare bis Rotverschiebungen $z > 4$ entdeckt. Im Rahmen des Sloan Digital Sky Survey wurde im Dezember 1998 sogar der erste Quasar mit $z = 5.0$ gefunden (Fan et al., 1999 [10]). Eine signifikante Stichprobe von $z > 4$ Quasaren wird in dieser Diplomarbeit untersucht. Da bei solch hohen Rotverschiebungen typische Merkmale, die bei Quasaren mit kleinerem z im optischen Bereich auftauchen, ins Nah-Infrarot verschoben werden, kann man durch die Photometrie im Nah-Infrarot wichtige Informationen über die spektrale Energieverteilung im UV–optischen Ruhesystem der hochrotverschobenen Quasare gewinnen.

1.1 Klassifikation der AGNs

Die spektrale Energieverteilung der AGNs kann man abschnittsweise durch das Gesetz

$$f_\nu = C \cdot \nu^{-\alpha} \tag{1.1}$$

annähern, wobei f_ν der spezifische Fluß (oder die Flußdichte)[1], ν die Frequenz, C eine Proportionalitätskonstante und α der Spektralindex ist.

[1]Einheit: $\mathrm{erg\,s^{-1}cm^{-2}Hz^{-1}}$

Nach bestimmten Kriterien (z.B. Leuchtkraft, Radiofluß, Linienstärke und Linienbreite) kann man die AGNs in mehrere Gruppen unterteilen (Peterson, 1997 [30]):

Quasare

Quasare sind Objekte mit hoher Leuchtkraft und sternartigem Bild im Optischen. Da sie sich in großen Entfernungen befinden, ist der Helligkeitskontrast zwischen der schwächeren umgebenden Galaxie und dem helleren Kern so groß, daß die Quelle als ein **q**uasi-**s**tellares **O**bjekt erscheint (daher der Name QSO). Im Spektrum der Quasare erkennt man allgemein einen Überschuß (relativ zur Energieverteilung von Sternen) an Strahlung im Blauen und im Ultravioletten (UV). Im optischen Teil des Spektrums sind starke, breite Emissionslinien vorhanden, die nicht durch stellares UV-Licht angeregt werden. Die Energie, die von der Zentralquelle emittiert wird, ist um Faktor 100 oder mehr größer als die Energie, die von allen Sterne in der Galaxie emittiert wird (etwa 10^{11} $L_{\odot}$).

Die Quasare kann man nach ihrer Radioleuchtkraft in radiolaute (RLQs) und radioleise Quasare (RQQs) unterteilen. Man nennt Quasare mit $R_{r-o} \geq 10$ radiolaut, wobei das Verhältnis des Radioflusses zum optischen Fluß $R_{r-o} = \frac{f_\nu(5GHz)}{f_\nu(4400\text{Å})}$ ist (Kellermann et al., 1989 [24]). RLQs sind etwa 1000 mal heller im Radiobereich und etwa 3 mal heller im Röntgenbereich, verglichen zu RQQs. Die radiolauten Quasare kann man ihrerseits in mehrere Gruppen unterteilen: Core-Dominated Quasars (CDQs), die sich durch einen hellen, kompakten Kern auszeichnen, Flat-Spectrum-Radio-Quasars (FSRQs) mit einem Spektralindex $\alpha < 0.5$, die ein flaches Spektrum haben, Optically Violent Variables (OVVs), die starke Flußvariationen im Optischen zeigen und Highly Polarized Quasars (HPQs), die durch eine hohe Polarisation des Lichtes charakterisiert sind.

BL Lac-Objekte

BL Lac-Objekte weisen nur ein blaues, extrem polarisiertes Kontinuumspektrum ohne Emissionslinien auf und zeigen starke unregelmäßige Helligkeitsvariationen. Sie haben ähnliche optische Helligkeiten wie Radioquasare und Radiogalaxien und befinden sich meistens in elliptischen Galaxien. Da elliptische Galaxien nur wenig Gas enthalten, ist das Fehlen von Emissionslinien möglicherweise auf das Fehlen von ionisierten Gaswolken zurückzuführen. Aufgrund von stellaren Absorptionslinien in der Muttergalaxie war es möglich, die Entfernung und damit die absolute Helligkeit einiger dieser Objekte zu bestimmen. Zusammen mit den FSRQs bilden die BL Lac-Objekte die Gruppe der sog. Blazare.

Seyfert-Galaxien

Bei den Seyfert-Galaxien ist die Energie, die von der Zentralquelle emittiert wird, vergleichbar mit der Energie, die von allen Sternen in der Galaxie abgestrahlt wird (etwa 10^{11} $L_{\odot}$). Eine Seyfert-Galaxie hat eine schwache Radioemission und einen quasar-ähnlichen Kern, aber die Muttergalaxie ist eindeutig (als Spiralgalaxie) erkennbar. Die Seyfert-Galaxien kann man in 2 Untergruppen unterteilen: Seyfert 1-Galaxien und Seyfert 2-Galaxien.

Seyfert 1-Galaxien zeigen 2 Typen von Emissionslinien, die überlagert sind: breite und schmale erlaubte sowie schmale verbotene Emissionslinien. Das Fehlen von breiten verbotenen Emissionslinien zeigt, daß die Broad Line Region (siehe Abschnitt 1.2) eine hohe Dichte haben muß ($n_e \geq 10^9 cm^{-3}$), so daß nicht-elektrische Dipolübergänge durch Stöße unterdrückt werden.

Seyfert 2-Galaxien haben keine breiten Emissionslinien. In ihrem Spektrum lassen sich i.a. höchstens schmale verbotene und erlaubte Emissionslinien identifizieren. Schwache stellare Absorptionslinien, die der Population der Riesensterne in der Muttergalaxie zuzuschreiben sind, werden in den Spektren von Seyfertgalaxien beobachtet. Die schmalen Linien zeigen einen hohen Ionisationsgrad, typisch für ein Gas, das durch eine Quelle ionisiert wird, dessen Kontinuumsspektrum langsamer bei ionisierenden Wellenlängen abfällt, als nach dem Wienschen Gesetz vorhergesagt.

Radiogalaxien

Radiogalaxien zeigen eine starke Radioemission und zeigen im Radiobereich großflächige Strukturen, die sogenannten *Radio Lobes*. Man kann sie in broadline radio galaxies (BLRG) und narrowline radio galaxies (NLRG) unterteilen, die radiolauten Gegenstücke von Seyfert 1- bzw. Seyfert 2-Galaxien.

Liners

LINERs (low ionisation nuclear emission region) sind Emissionsliniengalaxien mit relativ geringer Leuchtkraft. Außerdem haben die Linien mit geringerem Ionisationspotential (z.B. [O I], [O II] oder [Si II]) vergleichbare Stärke wie die Linien mit hohem Ionisationspotential (z.B. [O III]).

Starburstgalaxien

Starburstgalaxien haben eine verstärkte blaue Kontinuumsstrahlung sowie Emissionslinien, die durch Strahlung ungewöhnlich vieler heißer Sterne verursacht werden. Bei diesen Galaxien werden innerhalb kurzer Zeiträume sehr viele junge, massereiche Sterne gebildet. Oft zeigen sie auch hohe Ferninfrarotflüsse (*FIR-Galaxien*).

1.2 Standardmodell

Die enorme Energie, die aus den Zentren von AGNs emittiert wird, ist nach heutigem Verständnis gravitativen Urprungs. Man nimmt an, daß ein sehr massereiches Schwarzes Loch ($M_{BH} \simeq 10^6 - 10^9 M_{\odot}$), das von einer Gasscheibe (innere Akkretionsscheibe) umrandet wird, sich im Zentrum des AGNs befindet. In die Scheibe strömt Plasma auf das Schwarze Loch zu. Das Gas hat einen Drehimpuls und formt diese Scheibe, bevor es in das Schwarze Loch hineingezogen wird. Die innere Akkretionsscheibe emittiert das thermische Spektrum, das im UV- bis weichen Röntgenbereich sichtbar ist.

Das Schwarze Loch und die innere Scheibe sind eingebettet in eine turbulente Gasscheibe aus Molekülwolken mit einem Radius von bis zu 100 pc (siehe Abbildung 1.1). Vom Rand der inneren Akkretionsscheibe und aus den Wolken über ihr stammen die breiten Emissionslinien (*Broad Line Region*, BLR). Die äußeren Gaswolken emittieren die thermische Staubstrahlung im Infraroten. Die schmalen Emissionslinien werden in den äußeren Wolken der äußeren Scheibe gebildet (*Narrow Line Region*, NLR). Das auf das Schwarze Loch einfallende Gas wird zum Teil zu einem magnetischen Wind kollimiert und bildet einen *Jet* senkrecht zur Akkretionsscheibe. Aufgrund der Gyration von relativistischen Elektronen im magnetischen Plasma wird Synchrotronstrahlung abgestrahlt.

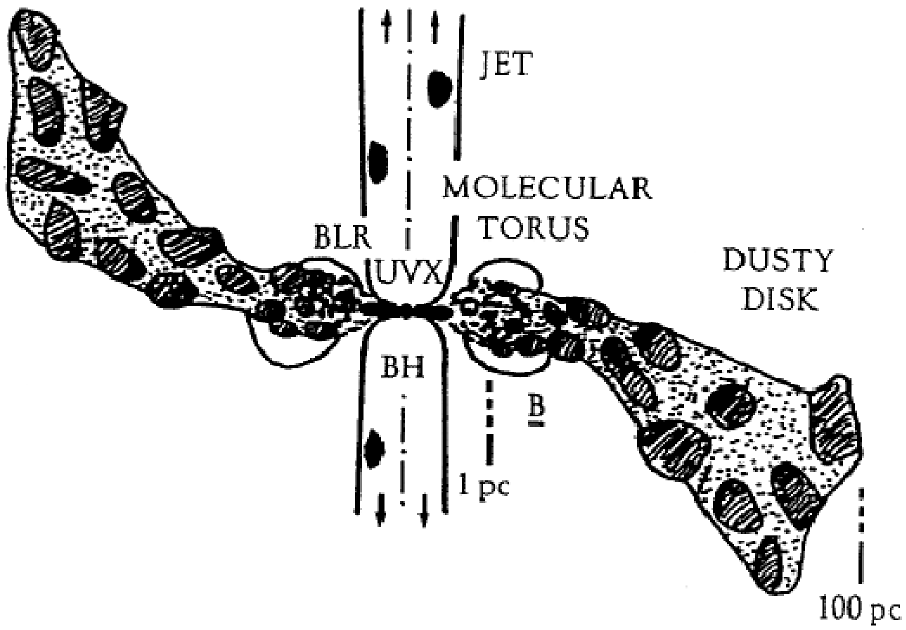


Abbildung 1.1: Modell des AGNs; aus Camenzind, 1995 [5]

Die Unterschiede zwischen den verschiedenen AGN-Typen können nach Meinung vieler Autoren (z.B. Woltjer et al., 1990 [45]) auf die unterschiedlichen Inklinationswinkel zwischen der Sichtlinie des Beobachters und der Symmetrieachse der AGN zurückgeführt werden. Demnach wäre der Inklinationswinkel bei Blazaren sehr klein (man schaut nahezu entlang des Jets), während bei Radiogalaxien der Beobachter das System unter einem großen Inklinationswinkel sieht, so daß ausgedehnte Strukturen (wie z. B. der Jet) sichtbar werden. Außerdem nimmt man an, daß der Inklinationswinkel bei Seyfert 2-Galaxien größer als bei Seyfert 1-Galaxien ist, so daß die Sicht auf die inneren Regionen des AGNs, die die breiten Emissionslinien produzieren, durch den äußeren Gastorus gesperrt ist.

1.3 Physikalische Prozesse

Die häufigsten Prozesse, die für die Kontinuumsstrahlung von astronomischen Objekten verantwortlich sind, sind thermische Strahlung, Synchrotronstrahlung, Compton- und inverse Comptonstreuung (Robson, 1996 [31]).

Alle Körper senden eine Strahlung aus, die im allgemeinen von Temperatur, Zusammensetzung und Beschaffenheit des Körpers abhängt (*thermische Strahlung*). Diese Strahlung wird oft mit der Strahlung eines *schwarzen Körpers* angenähert, also eines Körpers, der sich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befindet, und der sowohl ein perfekter Absorber als auch Emitter ist. Die Schwarzkörperstrahlung ist isotrop, nicht polarisiert und hat einen glatten Kontinuumsverlauf. Außerdem hat ein schwarzer Körper eine einzige definierende Temperatur T. Die spektrale Verteilung $B_\nu(\nu, T)$ der Intensität eines schwarzen Körpers der Temperatur T wird beschrieben durch das *Plancksche Gesetz* (z.B. Weigert, 1996 [44]):

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \tag{1.2}$$

Für große Frequenzen ν (d.h. $h\nu \gg kT$) kann man die *Wiensche Näherung* benutzen:

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot e^{-h\nu/kT} \tag{1.3}$$

und für kleine Frequenzen (d.h. $h\nu \ll kT$) die *Rayleigh-Jeans-Näherung*:

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} \cdot kT \tag{1.4}$$

Das Maximum der Intensitätsverteilung der Strahlung eines schwarzen Körpers verschiebt sich mit wachsender Temperatur T zu hohen Frequenzen, d.h. zu kurzen Wellenlängen. Für die Wellenlänge λ_{max} des Maximums von B_λ gilt das *Wiensche Verschiebungsgesetz*:

$$\lambda_{max} \cdot T = const. = 0.2879\,\mathrm{cm\,K} \tag{1.5}$$

Synchrotronstrahlung wird von relativistischen Elektronen in Magnetfeldern erzeugt. Das relativistische Elektron strahlt nicht wie ein klassischer Dipol, sondern in Bewegungsrichtung in einem Strahlungskegel, dessen Öffnung umgekehrt proportional zum γ-Faktor[2] des Elektrons ist. Wenn die Elektronen einer bestimmten Energieverteilung gehorchen, dann können sie ein Synchrotronspektrum über mehrerer Frequenzdekaden produzieren.

Die *Comptonstreuung* wird beobachtet, wenn ein Photon mit hoher Energie mit einem Elektron mit geringer Energie wechselwirkt. Die Energie des Elektrons wird erhöht auf Kosten der Energie des Photons. Die Comptonstreuung ist somit ein Kühlungsprozeß für das Photonenfeld und eine Energiequelle für die Elektronen. Das Photon, das Energie verliert, ändert seine Wellenlänge.

[2] der relativistische Gammafaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$

Inverse Comptonstreuung findet statt, wenn Elektronen mit sehr hohen Energien vorhanden sind. Ein solches Elektron wechselwirkt mit einem Photon und die Photonenenergie wird gesteigert auf Kosten der Elektronenenergie. Die inverse Comptonstreuung ist also eine Energiequelle für das Photonenfeld und ein Kühlungsprozeß für die hochenergetischen Elektronen.

1.4 Kontinuumsemission

Einer der Gründe, warum Hauptreihensterne viel besser als Quasare verstanden sind, ist die Tatsache, daß sie wie ein schwarzer Körper mit Temperaturen zwischen ≈ 4000 und $\approx 30000\,\mathrm{K}$ strahlen, so daß das Emissionsmaximum sich im optischen Wellenlängenbereich befindet. Da das Kontinuum der Quasare einen breiten Energiebereich im elektromagnetischen Spektrum überstreicht, ist es schwer, Merkmale analog zum Emissionsmaximum des schwarzen Körper zu sehen.

Die Kontinuumsspektren der AGNs sind recht komplex. Man kann ihre spektrale Energieverteilung (englisch: Spectral Energy Distribution, abgekürzt SED) durch das Auftragen von $log(\nu f_\nu)$ gegen $log\,\nu$ darstellen (siehe Abbildung 1.2). Wegen $\nu \cdot f_\nu = C \cdot \nu^{1-\alpha}$ erhält man für $\alpha = 1$ eine waagerechte Linie. νf_ν stellt die gesamte abgestrahlte Leistung pro Frequenzintervall dar. Also sind Darstellungen $log(\nu f_\nu)$ gegen $log\,\nu$ am besten geeignet, um die Frequenzbereiche zu identifizieren, in denen die meiste Energie freigesetzt wird. Im EUV (Extremes Ultraviolett, bei einer Frequenz $\nu \approx 10^{16}\mathrm{Hz}$) sind keine Beobachtungen möglich, da die Absorption durch den neutralen Wasserstoff in der galaktischen Scheibe Beobachtungen extragalaktischer Quellen zwischen 912 Å (die Kante des Lymankontinuums) und ≈ 100 Å unmöglich macht.

Das Kontinuum zeigt ein Minimum (unabhängig von der Leuchtkraft des AGNs) bei $1\,\mu$m im Ruhesystem, während die Leuchtkraft zu kleineren und größeren Wellenlängen wieder ansteigt. Das $1\,\mu$m Minimum soll aus einer Übergangsregion zwischen zwei üblichen Strahlungsmechanismen des AGNs kommen (Peterson, 1997 [30]). Der Bruch im Submillimeter-Bereich bedeutet, daß das Spektrum im Submillimeter-Bereich schnell zu längeren Wellenlängen abnimmt. Die Abnahme der Leuchtkraft im Radiobereich im Vergleich zum Submillimeter-Bereich geht über zwei Dekaden bei radiolauten und über fünf oder sechs Dekaden bei radioleisen Quasaren. Darum trägt das Radiospektrum wenig zur bololometrischen Helligkeit bei.

AGNs (mit Ausnahme der BL Lacs) haben ein flaches Spektrum im Optischen und UV. Man nimmt an, daß dieses flache Spektrum von der Akkretionsscheibe erzeugt wird. Das dominierende Merkmal der UV-optischen Spektren ist der *big blue bump*, in dem eine beachtliche Energiemenge emittiert wird. Er erstreckt sich von UV und EUV bis in die weichen Röntgenregionen (das Hochenergieende des big blue bumps), wo man einen Anstieg im Kontinuum mit abfallender Photonenenergie beobachtet (*soft X-ray excess*).

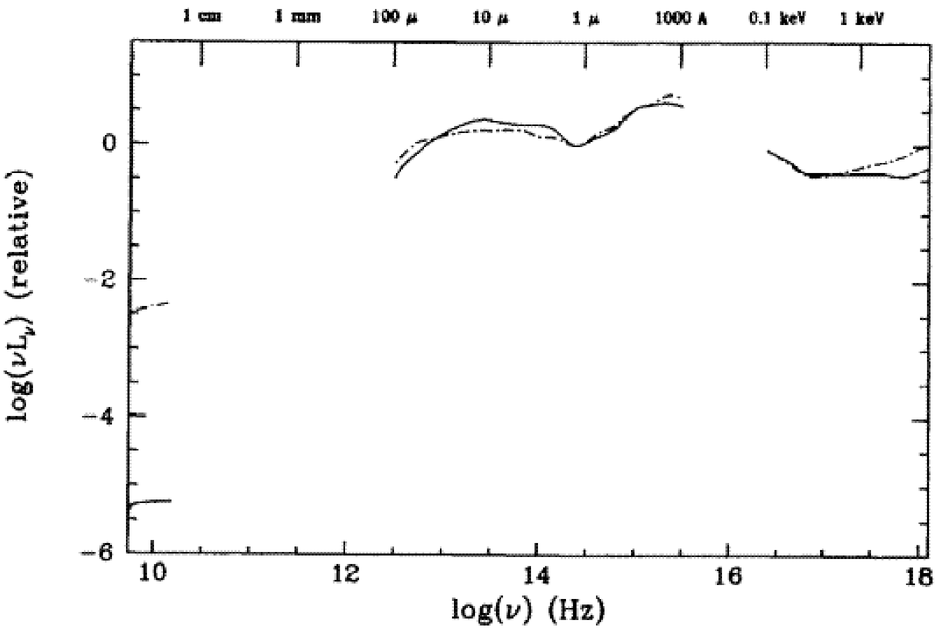


Abbildung 1.2: Die mittlerere spektrale Energieverteilung für eine Stichprobe radioleiser (durchgezogene Linie) und radiolauter (unterbrochene Linie) Quasare; die Flußskala wurde willkürlich auf den Fluß bei einer Wellenlänge von 1 μm normiert; aus Elvis et al., 1994 [9]

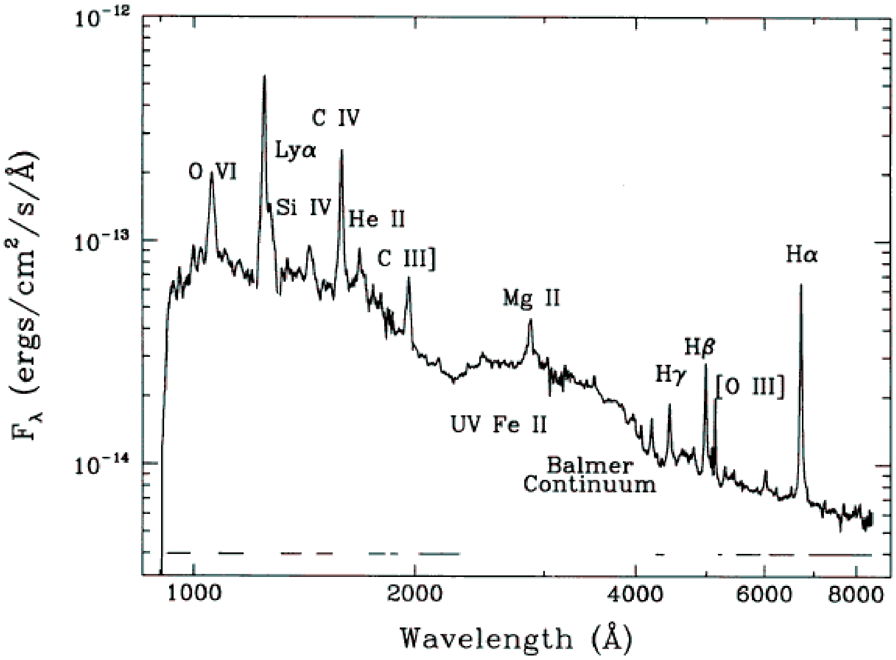


Abbildung 1.3: Der *small blue bump* in der Seyfert-Galaxie Mrk 335 (im Wellenlängenbereich von etwa 2500 Å bis 4000 Å); aus Zheng et al., 1995 [46]

Es wird angenommen, daß der big blue bump thermischen Ursprungs ist, aber es ist nicht klar, ob es sich dabei um optisch dicke (Schwarzkörper) oder um optisch dünne (frei-frei) Emission handelt. Bei etwa 300 nm liegt der sogennante *small blue bump* (siehe Abbildung 1.3), der von der Balmerkontinuumsemission und Fe II-Linien produziert wird.

Man beobachtet Variationen des UV und optischen Kontinuums, die vollkommen unregelmäßig stattfinden. UV und optisches Kontinuum variieren in Phase. Wenn der AGN heller wird, wird das Kontinuum härter (α nimmt ab), also sind Variationen bei kürzeren Wellenlängen größer. Kurzzeitvariationen, die im UV sichtbar sind, werden bei längeren Wellenlängen geglättet (Peterson, 1997 [30]).

Das Infrarot-Kontinuum zeigt dieselbe Variabilität wie im UV-optischen Bereich, aber mit einer signifikanten Zeitverzögerung. Diese wird interpretiert als die Laufzeit des Lichts zwischen den Regionen, die das UV-optische Kontinuum und denen, die das Infrarot-Kontinuum produzieren (Peterson, 1997 [30]). Man nimmt an, daß der Staub von der UV-optischen Strahlung geheizt wird. Die UV-optische Emission findet in einer sehr kompakten Region statt und die Infrarot-Emission geschieht im Staub weit weg von der Zentralquelle.

1.5 Hochrotverschobene Quasare

Die gemessene Wellenlänge einer Spektrallinie enthält die Information über die Geschwindigkeit der Lichtquelle relativ zu uns. Wenn die Strahlungsquelle sich mit einer Radialgeschwindigkeit v_r von uns weg ($v_r > 0$) oder auf uns zu ($v_r < 0$) bewegt, dann wird die gemessene Wellenlänge λ gegenüber der im Labor bei ruhender Lichtquelle gemessenen Wellenlänge (Ruhewellenlänge λ_0) verschoben. Im Falle $v_r \ll c$ gilt:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c} \tag{1.6}$$

$v_r > 0$ bedeutet also Verschiebung zu größeren (*Rotverschiebung*), $v_r < 0$ Verschiebung zu kleineren Wellenlängen (*Blauverschiebung*).

Für relativistische Bewegungen, wenn v_r vergleichbar mit der Lichtgeschwindigkeit c wird, gilt:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\sqrt{1-(v_r/c)^2}}{1-(v_r/c)} \tag{1.7}$$

Da die Galaxien sich von uns wegbewegen, zeigen sie in ihren Spektrallinien eine Rotverschiebung z:

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \tag{1.8}$$

1929 fand Hubble heraus, daß die Galaxien sich um so schneller von uns fortbewegen, je weiter sie von uns entfernt sind. Diese *Hubble Relation* schreibt man für $v_r \ll c$ in der Form:

$$v_r = c \cdot \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = c \cdot z = H_0 \cdot r \tag{1.9}$$

wobei v_r die Fluchtgeschwindigkeit der Galaxien, H_0 die Hubble-Konstante und r die Entfernung zur Galaxie ist.

Um Quasare zu finden, werden verschiedene Suchtechniken benutzt. Beispielsweise wird nach der Röntgenemission gesucht oder, da 80 bis 90% der Quasare variabel sind, nach Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen. Mitte der sechziger Jahre waren alle bekannte Quasare radioselektiert. 1965 wurden dann die ersten radioleisen Quasare entdeckt (indem man ein Farbkriterium benutzte) und man erkannte später, daß nur 5–10% der Quasare radiolaut sind. Um (radioleise) Quasare zu identifizieren, werden sog. *Farb-Surveys* durchgeführt. Dazu werden für mehrere Objekte in einem Feld mindestens 2 Farben gemessen (z.B. $U - B$ und $B - V$). Aus ihrem Ort in Zweifarbendiagrammen können dann die Quasare identifiziert werden, da sie sich in ihren Farben von Sternen und anderen Objekten unterscheiden. Quasare bei niedrigem z können anhand ihres $U - B$ Exzesses identifiziert werden.

Die Quasare, die in der Diplomarbeit untersucht werden, haben aber Rotverschiebungen von $3.9 < z < 4.7$. Bei diesen Rotverschiebungen werden die Spektrallinien soweit verschoben, daß die Quasare nicht mehr nach ihrer $U - B$ Farbe selektiert werden können. Welche Farben dann für die Identifikation wichtig werden, kann man sich anhand eines Quasar-Spektrums überlegen.

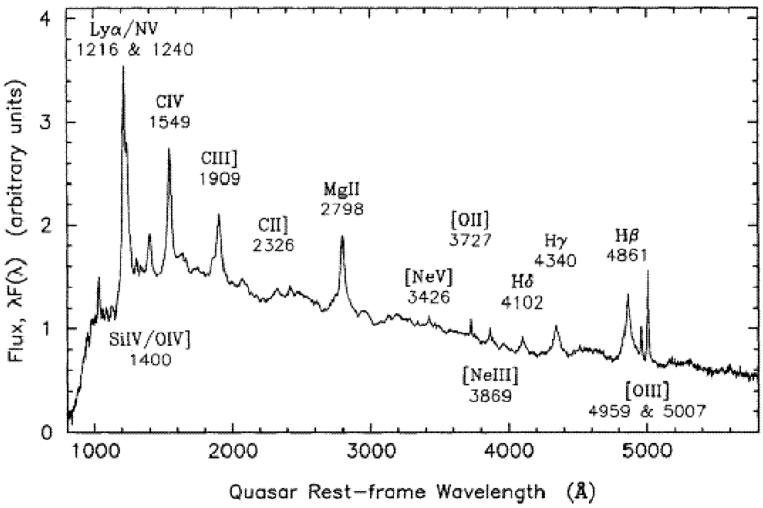


Abbildung 1.4: Ein mittleres Quasar-Spektrum aus Mittelung von über 700 Quasar-Spektren; aus Francis et al., 1991 [11]

Ein mittleres Quasar-Spektrum mit den wichtigsten Emissionslinien, das aus über 700 QSO-Spektren gewonnen wurde (Francis et al., 1991 [11]), zeigt Abbildung 1.4. Auffallend ist die starke Emissionslinie Lyα-Linie bei 1216 Å und andere starke Linien, wie N V λ 1240, C IV λ 1549, Mg II λ 2798, Hβ λ 4861 und [O III] λ 5007. Bei Wellenlängen kleiner als 1216 Å wird ein Teil des Kontinuums durch den Lyman-α-Wald und das Lymankontinuum absorbiert. Der Lyman-α-Wald besteht aus einer Gruppe sich überlagernder Lyα-Absorptionslinien, die auf viele ungleichmäßig verteilte Wasserstoff-Wolken zurückgeht, die sich im intergalaktischen Raum entlang der Sichtlinie zum Quasar befinden.

Wenn man in einem Farb-Survey nach Quasaren bei $z > 4$ sucht, dann überlegt man sich, wie die Verschiebung der Spektrallinien die Farbe der Quasare beeinflußt und welches Zweifarbendiagramm geeignet ist, um die Quasare zu finden. Beispielsweise konnten von Fan et al. (1999 [10]) Quasare mit $3.6 < z < 4.5$ anhand ihren Ortes im $r^* - i^*$ gegen $g^* - r^*$ Diagramm[3] identifiziert werden (siehe Abbildung 1.5). Die Absorptionssysteme (zuerst der Lyα-Wald, dann das Lymankontinuum) fangen ab $z = 3.6$ an das g^* Band zu dominieren. Sie absorbieren einen beträchtlichen Anteil der Kontinuumsemission im g^* Band. Die Lyα-Emissionslinie bewegt sich in das r^* Band. Darum beginnt die $g^* - r^*$ Farbe an, röter[4] zu werden, während die $r^* - i^*$ Farbe relativ klein bleibt. Nach diesem Farbkriterium kann man dann die Quasare bei $z > 4$ selektieren.

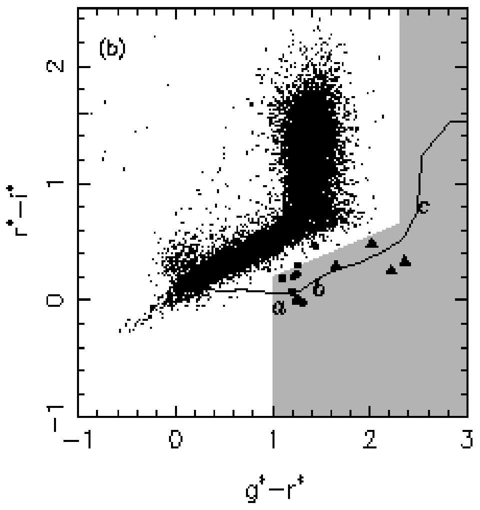


Abbildung 1.5: $r^* - i^*$ gegen $g^* - r^*$ Diagramm; die Kreise stellen Quasare mit $3.6 < z < 4.0$, die Dreiecke Quasare mit $4.0 < z < 4.5$ dar; aus Fan et al., 1999 [10]

Fast alle Quasare mit $z > 3.9$, die in dieser Arbeit untersucht werden, wurden durch Farb-Surveys entdeckt. RX J17594+6638 wurde wegen seiner Röntgenemission gefunden und PC 0027+0521 wurde zufällig entdeckt. Die Rotverschiebung von PC 0027+0521 wurde nur darum gemessen, da er während der Beobachtung eines benachbarten Emissionslinienkandidaten zufällig im Spalt lag.

[3] Das $u^*g^*r^*i^*z^*$ System ist das SDSS photometrische System: siehe Gunn & Weinberg, 1995 [40]

[4] das heißt sie nimmt größere Werte an

1.6 Ziel der Arbeit

In den letzten Jahren wurden einige Quasare bei einer Rotverschiebung $z > 4$ entdeckt. Trotzdem ist ihre Anzahl noch gering im Vergleich zur Anzahl der Quasare bei kleineren Rotverschiebungen. So stellt die Stichprobe der 34 Quasare, die in dieser Diplomarbeit untersucht wird, schon etwa ein Drittel aller bekannten Quasare mit $z > 4$ dar.

Ein hohes z bedeutet gleichzeitig, daß die Quasare sehr weit entfernt sind und daß sie sich sehr weit in der Vergangenheit befinden, nämlich in der Frühphase des Universums. Bei einer Rotverschiebung von $z = 4$ hatte das Universums ein Alter von etwa $(1+z)^{-1} \approx 20\%$ des heutigen Alters. Das entspricht, je nach Kosmologie, einem Alter von 1–3 Milliarden Jahre (siehe Abbildung 1.6).

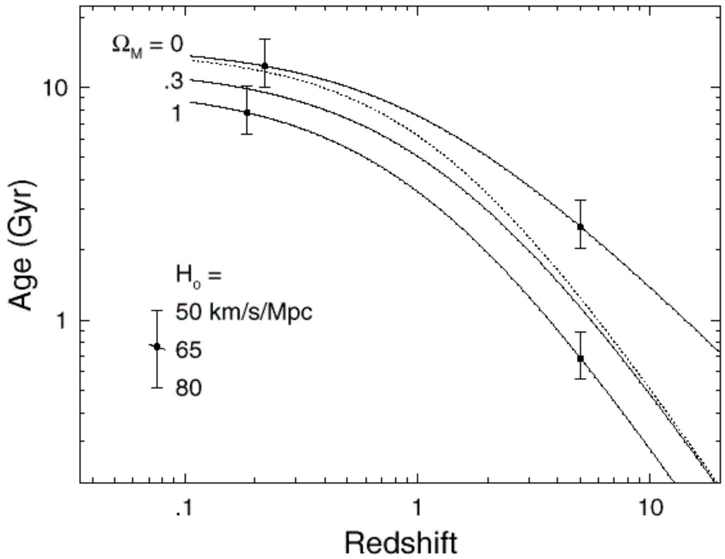


Abbildung 1.6: Das Alter des Universums als Funktion der Rotverschiebung für verschiedene Kosmologien. Die 3 Kurven entsprechen jeweils einer Materiedichte Ω_M von 0, 0.3 und 1 und einer Hubblekonstante $H_0 = 65\,\mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$. Die Fehlerbalken zeigen das mögliche Alter des Universums für H_0 zwischen 50 und 80 $\mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ (aus Carroll et al., 1992 [6])

Um Quasare bei hohen Rotverschiebungen zu finden, die ähnliche Eigenschaften wie Quasare bei kleineren Rotverschiebungen haben, könnte man auf 2 mögliche Probleme treffen: die Helligkeiten der Quasare und die Opazität des Universums. Ein Flat-Spectrum-Radio-Quasar mit einer absoluten Helligkeit $M = -27$ und einer Radioleuchtkraft $P = 10^{27}\,\mathrm{WHz^{-1}sr^{-1}}$ würde aber bei $z = 10$ eine Helligkeit von etwa 21 mag und eine Radio-Flußdichte von etwa 100 mJy haben, wenn er sich ähnlich wie ein lokaler Quasar verhält. Also müßte ein solches Objekt mit den bisherigen Suchmethoden zu finden sein.

Staub und Gas zwischen dem Quasar und dem Beobachter würde den Quasar nur bei optischen Wellenlängen verdecken, nicht im Infrarot und bei Radiowellenlängen, also stellt auch die Opazität des Universums kein Hindernis bei der Suche dar.

Die Tatsache, daß es bis jetzt so schwer war, Quasare bei hohen Rotverschiebungen zu entdecken, deutet also an, daß es vielleicht sehr wenig Quasare bei $z > 4$ gibt. Die Zeitskala für die Evolution (1–3 Milliarden Jahre, siehe Abbildung 1.6) ist vielleicht zu klein, damit viele solche Objekte sich bilden konnten. Es könnte aber auch sein, daß die Eigenschaften der Quasare bei hohen Rotverschiebungen sehr verschieden von denen der lokalen Quasare sind und daß sie mit den bisherigen herkömmlichen Suchtechniken nicht gefunden werden können. Durch die Untersuchung einer Stichprobe von Quasaren bei $z > 4$ könnte festgestellt werden, ob man einen Unterschied in den Eigenschaften (z.B. in den Farben) dieser Quasare relativ zu lokalen Quasaren erkennt. Wenn ein Unterschied vorhanden ist, dann könnte man diese Information nutzen, um neue Suchtechniken für hochrotverschobene Quasare zu entwickeln.

Der Wellenlängebereich, der bei den Quasaren mit $z > 4$ im Nah-Infrarot untersucht wird, entspricht etwa einem Wellenlängenbereich zwischen 200 nm und 500 nm im Ruhesystem. Demnach kann man durch die Untersuchung von Messungen im Nah-Infrarot den UV-optischen Kontinuumsverlauf dieser Quasare bestimmen und mit dem Kontinuumsverlauf bei lokalen Quasaren vergleichen. Auf diese Weise können Evolutionseffekte untersucht werden.

Kapitel 2

Beobachtung und Standardreduktion

2.1 Beobachtung

Die Beobachtungen wurden am 3.5-m-Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto (Spanien) in 5 Nächten im August 1996 und in einer Nacht im November 1996 von S. Wagner, M. Dietrich, und M. Sasaki durchgeführt. Außerdem wurde am 2.2-m-Teleskop auf dem Calar Alto 1 Nacht im Februar 1998 von M. Dietrich beobachtet. Mit Hilfe der MAGIC[1] wurden Aufnahmen in den Wellenlängenbereichen **J**$(1.13 - 1.37\,\mu\mathrm{m})$, **H**$(1.5 - 1.8\,\mu\mathrm{m})$ und **K'**$(1.94 - 2.3\,\mu\mathrm{m})$ gemacht. Die Daten wurden im August und November 1996 mit der MAGIC Blue an dem 3.5-m-Teleskop im high-resolution Mode (f/10) aufgenommen. Das beobachtete Feld ist 82 x 82 Bogensekunden groß. Dies entspricht (bei einer CCD-Größe von 256 x 256 Pixel) einer Skala von 0.32 Bogensekunden pro Pixel. Im Februar 1998 wurde mit der MAGIC Black am 2.2-m-Teleskop im high-resolution Mode (f/8) ein 164 x 164 Bogensekunden großes Feld beobachtet (dies entspricht einer Skala von 0.64 Bogensekunden/Pixel).

Neben 34 hochrotverschobenen Quasaren mit einer Rotverschiebung $3.9 \leq z \leq 4.7$, wurden auch Quasare bei niedrigeren Rotverschiebungen aufgenommen. Während der Beobachtungen wurde das Teleskop zwischen Serien von Aufnahmen eines Quasars jeweils um mehrere Bogensekunden bewegt, so daß die Quasare nicht immer auf derselben Position des Detektors aufgenommen wurden.

Neben den Quasar-Aufnahmen wurden noch Bias- und Domeflatfields-Aufnahmen gemacht (genaueres siehe Abschnitt 2.4 und 2.5). Außerdem wurden in jeder Nacht auch mindestens 2 UKIRT-Standardsterne (siehe Casali & Hawarden, 1992 [7]) aufgenommen, die zur photometrischen Kalibration dienen sollen. Die Tabelle 2.1 enthält die hochrotverschobenen Quasare, die in den jeweiligen Nächten beobachtet wurden, die Standardsterne (**F**aint **S**tandards = FS) stehen in der Tabelle 2.2 und die zusätzlichen Quasare geringerer Rotverschiebung in der Tabelle 2.3.

[1](**MPI** für **A**stronomie **G**eneral-**P**urpose **I**nfrared **C**amera)

Tabelle 2.1: Tabelle mit den beobachteten hochrotverschobenen Quasaren im Nah-Infrarot; in der Spalte *Bez.* steht die Bezeichnung für die Quasare, die manchmal in der Diplomarbeit verwendet wird: hz = **h**igh **z** Quasar

Name	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	z	Nacht	Bez.
GB 1508+5714	15 10 02.92	+57 02 43.36	4.283	8./9.8.96	hz01
RX J17594+6638	17 59 27.9	+66 38 53	4.320	8./9.8.96	hz02
BR 2235-0301	22 38 22.47	−02 45 52.6	4.249	8./9.8.96	hz03
BR 0035-25	00 37 58.7	−25 13 31	4.150	8./9.8.96	hz04
PC 0027+0521	00 30 04.7	+05 38 13	4.210	8./9.8.96	hz05
PSS J1430+2828	14 30 31.7	+28 28 34	4.310	8./9.8.96	hz06
PSS J1438+2538	14 38 35.6	+25 38 32	4.240	9./10.8.96	hz07
PSS J1435+3057	14 35 23.6	+30 57 22	4.350	9./10.8.96	hz08
PSS J1443+2724	14 43 31.2	+27 24 37	4.420	9./10.8.96	hz09
Q 2203+29	22 06 02.7	+29 30 02.3	4.406	9./10.8.96	hz10
BR 2237-0607	22 39 53.6	−05 52 19	4.558	9./10.8.96	hz11
BR 0019-1522	00 22 08.0	−15 05 38	4.528	9./10.8.96	hz12
PC 2331+0210	23 34 31.98	+02 33 21.8	4.093	10./11.8.96	hz13
Q 0046-293	00 48 29.52	−29 03 21.2	4.008	10./11.8.96	hz14
PC 1301+4747	13 04 04.7	+47 31 30	4.004	20./21.8.96	hz15
PSS J0059+0003	00 59 22.8	+00 03 01	4.160	20./21.8.96	hz16
PC 0307+0222	01 06 49.64	+02 31 01.5	4.181	21./22.8.96	hz17
Q 0051-279	00 54 15.5	−27 42 07.9	4.430	21./22.8.96	hz18
PC 0307+0222	03 09 51.3	+02 33 21	4.379	21./22.8.96	hz19
APM 2212-1626	22 15 27.3	−16 11 32	3.990	3./4.11.96	hz20
APM 2248-1242	22 51 18.1	−12 27 03	4.161	3./4.11.96	hz21
BR 0103+0032	01 06 19.2	+00 48 22	4.437	3./4.11.96	hz22
BR 0151-0025	01 53 39.49	−00 10 59.8	4.194	3./4.11.96	hz23
BR0241-0146	02 44 02.6	−01 17 20	4.042	3./4.11.96	hz24
APM 0245-0608	02 47 56.5	−05 55 58	4.238	3./4.11.96	hz25
APM 0401-1711	04 03 56.6	−17 03 23	4.236	3./4.11.96	hz26
BR 0351-1034	03 53 46.9	−10 25 18	4.351	3./4.11.96	hz27
PSS J0248+1802	02 48 54.3	+18 02 50	4.430	3./4.11.96	hz28
PC 0751+5623	07 55 44.0	+56 15 07	4.285	3./4.11.96	hz29
APM 0945-0411	09 47 49.6	−04 25 15	4.145	7./8.2.98	hz30
BR 0951-0450	09 54 00.9	−04 44 12	4.369	7./8.2.98	hz31
BR 1202-0725	12 05 23.11	−07 42 32.5	4.694	7./8.2.98	hz32
BRI 1500+0824	15 02 45.02	+08 13 05.1	3.943	7./8.2.98	hz33
BRI 1745+6227	17 46 14.0	+62 26 54.7	3.889	7./8.2.98	hz34

Tabelle 2.2: Tabelle mit den beobachteten Standardsternen und ihre JHK'-Helligkeiten (aus Casali & Hawarden, 1992 [7])

Standard-stern	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$	Nacht	J	H	K'
FS 03	01 01 46.6	+03 57 34	8./9., 20./21., 21./22.8.96	12.600	12.725	12.822
FS 06	02 27 39.2	+05 02 34	8./9.8.96	13.239	13.305	13.374
FS 07	02 54 47.2	+00 06 39	3./4.11.96	11.105	10.977	10.940
FS 11	04 50 25.4	−00 19 34	3./4.11.96	11.354	11.294	11.278
FS 12	05 49 34.8	+15 52 37	7./8.2.98	13.681	13.807	13.898
FS 15	08 48 21.9	+11 55 02	7./8.2.98	12.778	12.420	12.360
FS 27	16 38 54.2	+36 26 56	9./10., 10./11.8.96	13.494	13.181	13.123
FS 29	21 49 53.0	+02 09 16	9./10., 10./11, 21./22.8.96	13.175	13.271	13.346
FS 31	23 09 50.4	+10 30 46	8./9., 20./21.8.96, 3./4.11.96	13.798	13.919	14.039

Tabelle 2.3: Tabelle mit den beobachteten Quasaren niedrigeren Rotverschiebung

Quasar	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	z	Nacht
3C 345	16 42 58.8	+39 48 37	0.5928	8./9.8.96
1749+70	17 48 32.84	+70 05 49.98	0.770	8./9., 20./21.8.96
1803+78	18 00 45.68	+78 28 04.02	0.684	8./9., 21./22.8.96
1928+73	19 27 48.50	+73 58 01.57	0.3021	8./9., 10./11.8.96
2007+77	20 05 30.93	+77 52 43.14	0.342	8./9., 10./11., 21./22.8.96
0016+73	00 19 45.79	+73 27 30.02	1.781	9./10.8.96
0528+134	05 30 56.42	+13 31 55.15	2.06	9./10., 10./11., 20./21.8.96
PKS 1622-297	16 26 06.02	−29 51 26.97	0.815	9./10.8.96
PKS 1406-076	14 08 56.48	−07 52 26.67	1.494	9./10.8.96
1150+81	11 53 12.50	+800 58 29.15	1.250	10./11.8.96
0153+74	01 57 34.96	+74 42 43.23	2.34	10./11, 20./21.8.96
0212+73	02 17 30.81	+73 49 32.62	2.370	10./11, 21./22.8.96
BL Lac	22 02 43.38	+42 16 40.0	0.069	20./21, 21./22..8.96
0446+112	04 49 07.67	+11 21 28.60	1.207	20./21.8.96
0454+84	05 08 42.36	+84 32 04.54	0.112	20./21.8.96
0716 +71	07 21 53.45	+71 20 36.36	0.3	21./22.8.96

2.2 Die MAGIC-Kamera

Optische CCDs bestehen allgemein aus Silizium, das Photonen mit einer Energie h$\nu > 1.1\,$eV ($\lambda < 1.1\,\mu$m) absorbieren kann. Diese Photonen haben genug Energie, um Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband zu befördern.

Infrarotdetektoren hingegen bestehen aus Halbleitern mit einer kleineren Energielücke zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband, da die Energie der Infrarotphotonen kleiner als die der optischen Photonen ist. Bei einer HgCdTe Legierung kann man die Größe der Energielücke ändern, indem man das Verhältnis Hg/Cd variiert. Auf dieser Weise wird die Energielücke klein genug, um Infrarotphotonen nachweisen zu können.

Bei den MAGIC-Kameras (MAGIC Blue und MAGIC Black), die vom Max Planck Institut für Astronomie Heidelberg für Infrarot Beobachtungen entwickelt worden sind, wurde die HgCdTe Legierung als Detektormaterial benutzt. Die Photoelektronen werden im Detektormaterial gesammelt und mittels eines Verstärkers ausgelesen. Da die Siliziumtechnologie ausgereifter ist, werden HgCdTe und InSb arrays hybridisiert. Das heißt, daß das Detektormaterial durch einzelne, voneinander getrennte Indiumkontakte, mit dem Silizium-Verstärker verbunden wird (siehe Abbildung 2.1). Diese Einheit wird als Chip bezeichnet und die Indium-Kontakte bilden die Bildelemente (**pict**ure **el**ements = *Pixel*). Durch die Hybridisierung wird verhindert, daß bei Überbelichtung die Ladung auf benachbarte Pixel übertragen wird.

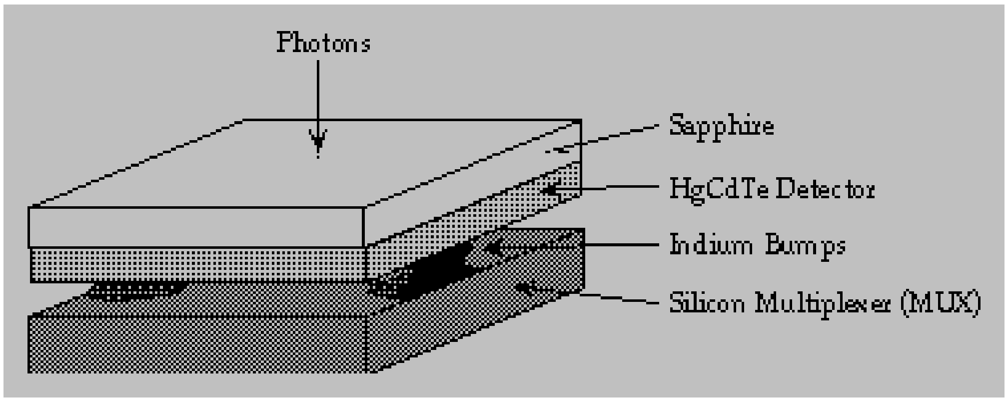


Abbildung 2.1: Aufbau des Rockwell NICMOS3 Infrarotarrays in MAGIC; aus Herbst, 1995 [16]

Während der Integrationszeit werden die Elektronen an den Pixeln gesammelt, die als Kapazitäten wirken und einen Potentialtopf bilden. Beim Auslesen wird die anliegende Spannung, die proportional zu der gesammelten Ladung ist, an den einzelnen Pixeln gemessen. Die Anzahl der Elektronen wird linear in digitale Zählraten (Analog to Digital Units, ADUs) umgewandelt. Der Konversionsfaktor beträgt bei MAGIC 9.7 e^{-1}/ADU (Herbst, 1995 [16]). Oberhalb eines Grenzwertes nimmt die Zählrate nicht mehr linear mit der Anzahl der Photonen zu. Die Grenze des Linearitätsbereichs wird bei etwa 10 000 Counts erreicht (Sasaki, 1997 [32]). Irgendwann ist im Potentialtopf der Pixel kein Platz für andere Elektronen mehr und man spricht von *Saturation*. Saturation beginnt bei 30 000 Counts (Herbst, 1995 [16]) im *Reset-Read-Read-Modus.*

Der Detektor umfaßt 256 x 256 Pixel und kann für Aufnahmen in einem Wellenlängenbereich von 1.0 bis 2.5 μm verwendet werden, also für den Nah-Infrarot Bereich. Die wichtigsten Rauschquellen im Nah-Infrarot sind: der Himmelshintergrund (siehe Abschnitt 3.2), das Ausleserauschen (definiert als das Rauschen in einer nichtbelichteten Aufnahme, in der das Photonenrauschen vernachlässigbar ist) und der Dunkelstrom (siehe Abschnitt 2.4). Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt:

$$\frac{S}{N} = \frac{G \cdot F_0 \cdot t}{\sqrt{N_{pix} \cdot ((G \cdot F_{tot} + I_d) \cdot t + N_r^2)}} \tag{2.1}$$

mit
t : die Integrationszeit,
G : der Konversionskaktor (e^{-1}/Photon),
F_0 : der gesamte Fluß von dem astronomischen Objekt (Photonen/s),
N_{pix} : die Anzahl der Pixel, die aufsummiert werden, um den Fluß des Objektes zu bekommen,
F_{tot} : der gesamte Fluß (Photonen/s) vom Objekt, Himmel, Teleskop etc.,
I_d : der Dunkelstrom (e^-/s)
N_r : das Ausleserauschen.

Das Ausleserauschen N_r beträgt bei MAGIC ungefähr 50 e^- und der Dunkelstrom 0.5 e$^-$/s. Das Photonenrauschen (des Himmelshintergrundes) wächst mit $\sqrt{t}$. Darum wächst S/N solange ungefähr linear mit der Zeit, bis genug Hintergrundphotonen gesammelt werden, um die anderen Rauschquellen zu übertreffen. Dies geschieht für $G \cdot F_{tot} \cdot t \geq N_r^2$. Diese Grenze wird *background limit* genannt (siehe Abbildung 2.2) und sie liegt bei der Magic-Kamera bei $\approx 50^2\, e^- = 2500\, e^-$.

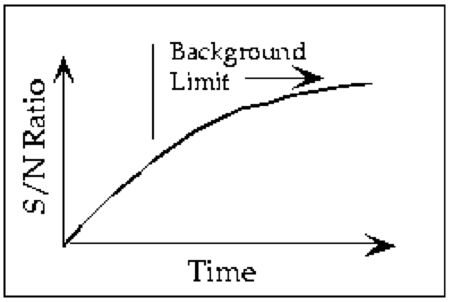


Abbildung 2.2: Entwicklung des Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit der Zeit; aus Herbst, 1995 [16]

Der Konversionsfaktor G beträgt bei MAGIC 9.7 e^-/ADU (Herbst, 1995 [16]). Darum sind Aufnahmen mit weniger als 250 Himmels-ADUs durch das Ausleserauschen limitiert. Wegen der Variabilität des Himmels im Infraroten ist es vorteilhaft, eine Belichtung dann zu beenden, wenn die *background limit* erreicht wird.

2.3 Standardreduktion

Die Ladung $N_{obs}(i,j)$, die an einem Pixel (i,j) gesammelt wird, kann geschrieben werden als (Joyce, 1992 [23]):

$$N_{obs}(i,j) = N_d(i,j,t_0) + N_S \cdot F(i,j) + N_0(i,j) \cdot F(i,j) \tag{2.2}$$

mit
$N_d(i,j,t_0)$: der Dunkelstrom in der Zeit t_0,
N_S : das Signal vom Himmel,
$F(i,j)$: auf eins normierte Flatfield-Aufnahme,
$N_0(i,j)$: das astronomische Signal.

Durch die Standardreduktion möchte man das astronomische Signal gewinnen, um es wissenschaftlich auswerten zu können. Darum wird zuerst aus den Rohbildern der Median der Biasbilder abgezogen. Die entstandenen Bilder werden dann durch die Flatfield-Aufnahme geteilt und man bekommt ein Bild mit dem astronomischen Signal und dem Signal des Himmels:

$$N_S + N_0(i,j) = \frac{N_{obs}(i,j) - N_d(i,j,t_0)}{F(i,j)} \tag{2.3}$$

Danach müssen noch die schlechten Pixel korrigiert werden. Dazu wird eine sog. Badpixelkarte erstellt, die den Ort der schlechten Pixel enthält.

In den nächsten Abschnitten werden wichtigste Aspekte der Standardreduktion, wie die Biassubtraktion, die Flatfield-Korrektur und die Erstellung der Badpixelkarte ausführlicher beschrieben. Für die Standardreduktion der Daten wurde das Datenverarbeitungssystem MIDAS (**M**unich **I**mage **D**ata **A**nalysis **S**ystem) in der Version NOV97 benutzt.

2.4 Bias- und Dunkelstrom-Aufnahmen

An dem Detektor liegt zunächst eine Vorspannung an, die man *Bias* nennt. Der Bias ist eine künstliche angelegte Spannung, die dazu dient, das Nullniveau zu heben, so daß alle Rauschspitzen über Null liegen und man kein zusätzliches Bit für das Speichern des Vorzeichens der Spannung benötigt.

Alle Aufnahmen wurden im sog. *Reset-Read-Read* Auslese-Modus gemacht, der den folgenden Ablauf hat (siehe Abbildung 2.3): Zu Beginn der Belichtung wird die Spannung auf den Bias-Wert gesetzt (*reset*) und die Spannung gemessen (*read*). Dann springt die Spannung auf ein veränderliches neues Niveau[2] (*Pedestal*) und nimmt linear mit der Zeit zu, da die Ladung von Photoelektronen und der Dunkelstrom sich im Detektor ansammeln. Am Ende der Belichtung wird die Spannung wieder gemessen (*read*). Die Differenz der Spannungen liefert die aufintegrierte Ladung. Dieses Verfahren eliminiert das kTC-Rauschen und andere Offsets, vergrößert aber das Ausleserauschen, da das Rauschen von zwei Auslesen in ein einziges Bild eingeht.

[2] die Veränderlichkeit kommt vom sogenannten kTC-Rauschen, verursacht durch thermischen Fluktuationen der Spannung an einer Kapazität C und bei der Temperatur T

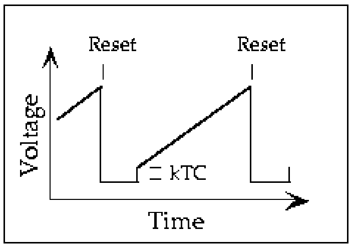


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Spannung an einem einzelnen Pixel in Abhängigkeit von der Zeit im Auslesemodus *Reset-Read-Read*; aus Herbst, 1995 [16]

Beim *Reset-Read-Read* Modus bei MAGIC muß die minimale Integrationszeit etwa 0.06 Sekunden betragen. Da man also keine Bias-Aufnahmen mit 0.0 s Integrationszeit machen kann, bekommt man immer den Dunkelstrom auf den Bias-Wert überlagert.

Der *Dunkelstrom* ist der Elektronenfluß bei einem nicht belichteten Detektor. Er entsteht dadurch, daß thermische Schwingungen Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband befördern und so Ladungen entstehen, ohne daß Photonen absorbiert werden. Wegen der kleinen Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband wird der Detektor auf etwa 77 K mittels flüßigem Stickstoff gekühlt, um den Dunkelstrom zu reduzieren. Die Dunkelstrom-Aufnahmen geben die Anzahl der thermisch angeregten Elektronen wieder, also hängen sie von den Integrationszeiten ab. Deshalb sollen zu allen Belichtungszeiten und Auslesemodi Dunkelstrom-Aufnahmen gemacht werden.

Aus Bias-Aufnahmen mit derselben Belichtungszeit wurde jeweils der Median gebildet und von den Rohbildern subtrahiert. Die Verwendung des Medians zur Mittelung der unterschiedlichen ADU-Werte eines Pixels in den Biasaufnahmen verringert den Einfluß der sogenannten *Cosmic Ray Events* (radioaktive Strahlung aus der Umgebung oder Höhenstrahlung, die einen hohen ADU-Wert an manchen Pixeln erzeugen). Durch Verwendung des *Medians* und nicht des *arithmetischen Mittels* verlieren extreme ADU-Werte, z.B. durch *Cosmic Ray Events* verursacht, ihr Gewicht.

2.5 Flatfield-Korrektur

Jede Aufnahme vom Himmel und den Objekten weist Pixel zu Pixel Schwankungen in den Zählraten auf, die nicht allein vom einfallenden Licht stammen. Die Ursachen sind Unterschiede in der Quantenausbeute an den einzelnen Pixeln und Staubteilchen auf dem Eintrittsfenster des Detektors. Eine Flatfield-Aufnahme ist ein Bild, das diese Störeffekte enthält und somit die Möglichkeit zur Korrektur dieser Variationen bietet. Der Zweck der Division einer Objekt-Aufnahme durch eine Flatfield-Aufnahme ist es, daß großräumige Variationen, z.B. durch Vignettierung verursacht, ebenso korrigiert werden wie kleinskalige Pixel zu Pixel Sensitivitätsvariationen.

Da es für die Photometrie sehr wichtig ist, daß die Pixel-Werte auf die homogene Empfindlichkeit der Detektorfläche korrigiert werden, damit man den Fluß der Objekte genau bestimmen kann, muß bei der Standardreduktion die optimalste Flatfield-Aufnahme benutzt werden. Um zwischen mehreren Flatfield-Aufnahmen zu vergleichen, um die beste Möglichkeit für die Flatfield-Korrektur herauszufinden, werden i. allg. Domeflatfield- , Dämmerungsflatfield- und Himmelsflatfield-Aufnahmen (auch Objektflatfield-Aufnahmen genannt) erstellt.

Dämmerungsflatfield-Aufnahmen sind Aufnahmen vom Himmel am Abend oder am Morgen in der Dämmerung (dann ist der Himmel in guter Näherung eine homogen beleuchtete Fläche). Zu den Nah-Infrarot-Daten aus dieser Diplomarbeit wurden keine solche Aufnahmen gemacht, da sie im Nah-Infrarot nicht so sinnvoll sind. Es ist nämlich schwierig, die erhöhte Wärmestrahlung des Himmels im Nah-Infrarot in Dämmerungs-Aufnahmen zu beseitigen. Solche Dämmerungsflatfield-Aufnahmen können aber bei Aufnahmen im optischen Spektralbereich eine Alternative zu anderen Flatfield-Aufnahmen sein.

Domeflatfield-Aufnahmen werden bei geschlossener Kuppel erzeugt. Eine schwache Lichtquelle wird eingeschaltet, so daß eine Fläche der Innenseite der Kuppel homogen beleuchtet wird und das Teleskop wird darauf gerichtet (LAMP-ON). Bei Nah-Infrarot-Beobachtungen werden auch Aufnahmen bei ausgeschalteter Lampe (LAMP-OFF) gemacht. Der Grund ist die Tatsache, daß die durch die Lampe erhöhte Wärmestrahlung der Instrumente bei Infrarotaufnahmen registriert wird, was durch Differenzbildung LAMPON — LAMPOFF beseitigt werden kann.

Um eine Domeflatfield-Aufnahme zu erzeugen, wird zuerst aus den LAMPON- und LAMPOFF-Aufnahmen der Bias abgezogen. Für jede Integrationszeit werden dann die LAMPON- und LAMPOFF-Aufnahmen jeweils auf ein mittleres Niveau normiert. Anschließend wird aus den normierten LAMPON- und LAMPOFF-Aufnahmen jeweils der Median gebildet. Die Differenz dieser Medianbilder (LAMPON — LAMPOFF) wird jeweils für jede Integrationszeit gebildet und dann normiert (durch den Median des Differenzbildes geteilt). So erhält man eine Domeflatfield-Aufnahme für jede Integrationszeit.

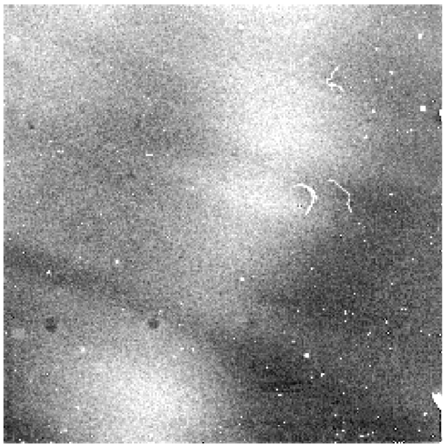


Abbildung 2.4: Domeflatfield-Aufnahme aus der Nacht 9./10.August 1996 (J-Band)

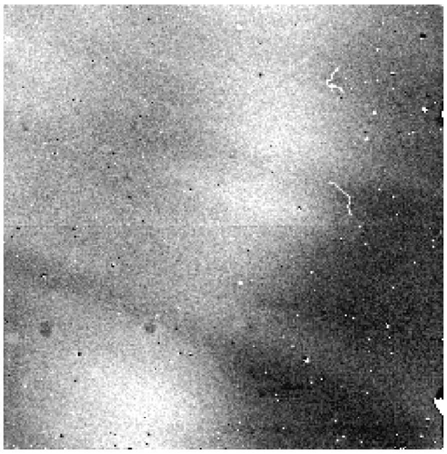


Abbildung 2.5: Himmelsflatfield-Aufnahme aus der Nacht 3./4. November 1996 (J-Band)

Himmelsflatfield-Aufnahmen entstehen durch die Medianbildung von normierten Aufnahmen, die ungefähr dieselbe mittlere Himmelshelligkeit besitzen und in denen das Teleskop ein paar Mal gefahren wurde, um denselben Objekt an verschieden Stellen auf dem Chip zu bekommen (darum auch der Name *Objektflatfield-Aufnahme*). Sie können auch durch die Medianbildung von normierten Aufnahmen von verschiedenen Objekten entstehen. Durch die Medianbildung verlieren die Objekte und Effekte wie *Cosmic Ray Events* (siehe Abschnitt 3.7) ihr Gewicht in der Statistik. Wenn im Idealfall jeder Pixel in weniger als 50% der Aufnahmen den Fluß von einem astronomischen Objekt registriert, dann ist das Medianbild ein Bild des Himmels (der lokale Himmel) und man bekommt eine Himmelsflatfield-Aufnahme (siehe Abbildung 2.5).

Um Aufnahmen mit derselben mittleren Himmelshelligkeit zu identifizieren, wird für jede Nacht für alle Bilder zweimal eine Statistik durchgeführt. Zuerst wird eine Statistik über dem ganzen Bild gemacht. Die zweite Statistik berücksichtigt dann nur die Pixel mit Werten zwischen $median - 4 \cdot \sigma$ und $median + 4 \cdot \sigma$, wobei *median* der Wert des Medians und σ die Standardabweichung aus der ersten Statistik ist. Auf dieser Weise wird dafür gesorgt, daß nur die Pixel mit dem Signal des Himmels in die zweite Statistik einbezogen werden und nicht auch die astronomischen Objekte, deren Pixelwerte außerhalb des Bereiches $[median - 4 \cdot \sigma, median + 4 \cdot \sigma]$ liegen. Der Median-Wert, den man auf dieser Weise bekommt, wird durch die Integrationszeit des jeweiligen Bildes geteilt und so erhält man die Himmelshelligkeit (in ADUs/Sekunde) im jeweiligen Bild.

Die Himmelshelligkeit wird dann für jede Nacht und jeden Filter betrachtet. Zum Beispiel zeigt die Abbildung 2.6 die Himmelshelligkeit als Funktion der Zeit für die Nacht 9./10. August im J-Band.

Drei Himmelsflatfield-Aufnahmen wurden in dieser Nacht erzeugt: eine aus den Bildern mit einer Himmelshelligkeit kleiner als 40 ADUs (FS 27, FS 29, Q 2203+29 (hz10) und BR 2237-0607 (hz11)), eine aus den Aufnahmen mit einer Himmelshelligkeit zwischen 40 und 60 ADUs (PSS J1430+2828 (hz06), PSS J1438+2538 (hz07), PSS J1435+3057 (hz08), PSS J1443+2724 (hz09), BR 0019-1522 (hz12) und einen Teil der 0528+134-Aufnahmen) und eine aus den Aufnahmen in der Dämmerung mit einer Himmelshelligkeit von über 60 ADUs.

Jede Aufnahme der Quasare oder der Standardsterne, von der die Bias-Aufnahme abgezogen wurde, wird durch die entsprechende Flatfield-Aufnahme geteilt. Die Abbildung 2.7 zeigt eine Aufnahme des Quasars PSS J1438+2538, von denen der Bias abgezogen wurde, die aber noch nicht durch die Flatfield-Aufnahme geteilt wurde. Nach der Flatfield-Korrektur (Abbildung 2.8) ist der Hintergrund flach und der Quasar, der vorher nicht sichtbar war, ist deutlich zu erkennen.

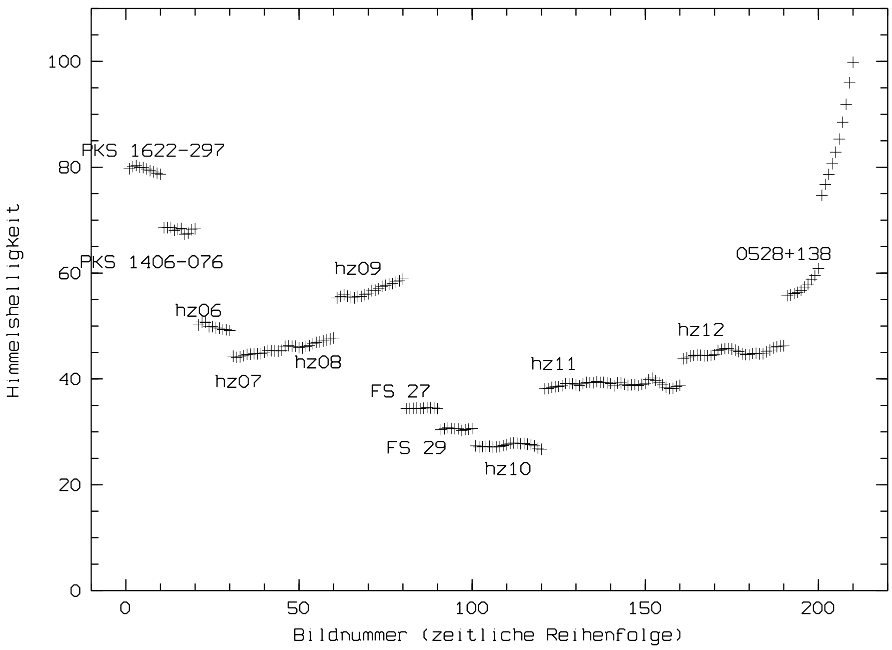


Abbildung 2.6: Die Himmelshelligkeit der Nacht 9./10. August 1996 im J-Band

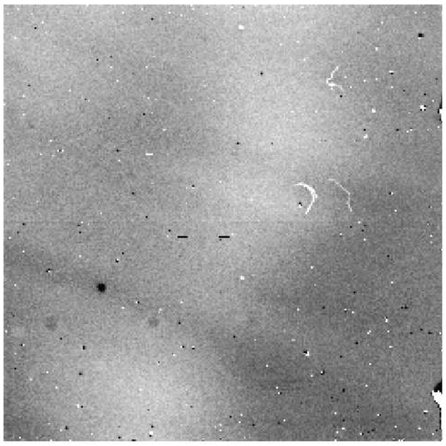


Abbildung 2.7: Aufnahme von PSS J1438+2538 aus der Nacht 9./10. August 1996 (J-Band) vor der Flatfield-Korrektur; die Position von PSS J1438+2538 wird durch Balken dargestellt

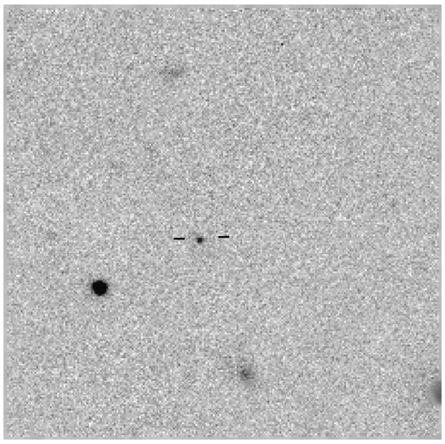


Abbildung 2.8: Aufnahme von PSS J1438+2538 aus der Nacht 9./10. August 1996 (J-Band) nach der Flatfield-Korrektur; die Position von PSS J1438+2538 wird durch Balken dargestellt

2.6 Badpixelkarte

Die schlechten Bildelemente (*Badpixels*) des Chips einer Kamera sind zum Teil schon bei der Herstellung vorhanden und vermehren sich im Laufe der Zeit. Diese Pixel messen entweder keine Strahlung oder die ADU-Werte, die an diesen Pixeln gemessen werden, sind zu klein oder zu groß für den entsprechenden Photoneneinfall. In einer sog. *Badpixelkarte* werden solche schlechten Pixel markiert.

Für die MAGIC-Kamera existiert eine Badpixelkarte, die manuell durch visuelle Identifikation erstellt wurde. In dieser Badpixelkarte werden die schlechten Pixel durch den Wert eins markiert, während die restlichen Pixel den Wert Null besitzen.

Da die Badpixel sich im Laufe der Zeit vermehren, wird jeweils eine neue Badpixelkarte für die MAGIC Black und MAGIC Blue erstellt. Dazu wird einer größere Menge von Aufnahmen mit einer Himmelshelligkeit zwischen 40 und 70 ADUs/Sekunde benutzt, die also ein nicht zu hohes Himmelsrauschen besitzen.

In jeder dieser Aufnahmen wird für jedes einzelne Pixel sein ADU-Wert mit dem Mittelwert seiner Umgebung verglichen. Dazu wird zuerst mit Hilfe der MIDAS-Prozedur *filter/median* jedes einzelne Pixel durch den Median-Wert der in seiner 7 x 7 Pixel Umgebung liegenden Pixel ersetzt. Dieses neu enstandene Bild wird mit dem Ausgangsbild verglichen. Bei allen Pixeln, bei denen die Abweichung des Pixelwertes vom Median über einen Schwellenwert σ liegt (wobei σ die Standardabweichung der Pixelwerte in dem jeweiligen Ausgangsbild ist), wird in einem Extrabild, das am Anfang überall den Wert Null hatte, der Wert um eins erhöht.

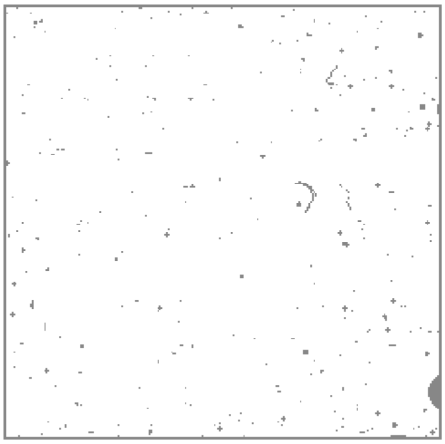
So erhält man ein Bild, in dem die Pixel Werte zwischen Null und der Anzahl der eingegangenen Bilder haben. Aus diesem Bild wird die Badpixelkarte gebildet und zwar bekommen in einem Bild (die Badpixelkarte), das am Anfang überall den Wert Null hatte, die Pixel, die in mehr als 50% der Bilder als schlecht erklärt wurden, den Wert 1 in der Badpixelkarte.

Diese Badpixelkarte wird dann mit der Badpixelkarte aus der visuellen Identifikation verglichen. Man erkennt, daß die erzeugte Badpixelkarte etwa 0.4% mehr Badpixel als die Badpixelkarte aus der visuellen Identifikation enthält, ein Zeichen dafür, daß die schlechten Pixel sich seit der Erstellung der Badpixelkarte aus der visuellen Identifiation vermehrt haben. Die Vereinigungsmenge der schlechten Pixel aus den beiden Badpixelkarten stellt dann die endgültige Badpixelkarte dar (Abbildung 2.9).

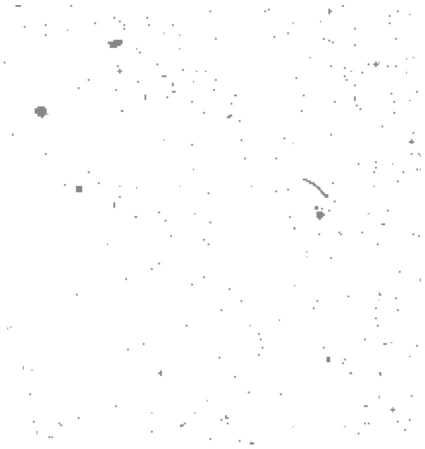
Benutzung der Badpixelkarte

Die Bilder, aus denen der Bias abgezogen wurde und die durch die Flatfield-Aufnahme geteilt wurden, werden mit der Badpixelkarte verglichen. Solche Pixel, die in der Badpixelkarte als schlecht gekennzeichnet sind, werden in den flatfieldkorrigierten Bildern durch den Medianwert in einer 7 x 7 Pixelumgebung ersetzt.

Schlechte Pixel, bei denen die 7 x 7 Pixelumgebung in den flatfieldkorrigierten Bildern keine Objekte, sondern nur Himmel umfaßt, werden so ersetzt, daß



(a) Badpixelkarte, MAGIC Blue



(b) Badpixelkarte, MAGIC Black

Abbildung 2.9: Die endgültigen Badpixelkarten

ihr neuer Wert den Himmel an dieser Stelle wiedergibt. Problematisch wird es, wenn ein Badpixel an der Stelle eines Quasars liegt. Der Median der 7 x 7 Pixelumgebung umfaßt dabei Werte mit hohen ADU-Zahlen (Objekt) und mit niedrigeren ADU-Zahlen (Himmel). Der Wert, den man bei der Medianbildung erhält, wird einen kleineren Wert als der tatsächliche Fluß für den betreffenden Pixel ergeben. Der Einfluß der Badpixel auf die gemessenen Flüsse wird im Abschnitt 3.7 untersucht.

2.7 Test der Flatfield-Korrektur

Anhand des Medianbildes kann man grob schon erkennen, ob die erzeugte Flatfield-Aufnahme gut ist. Eine gute Flatfield-Aufnahme darf keine Sterne enthalten und keine großräumige Strukturen.

Für die genauere Untersuchung, ob die Himmelsflatfield- oder das Domeflatfieldkorrektur besser für die Reduktion der Daten geeignet ist, wurde der Kalibrationsstern FS 27 benutzt. Der Stern gehört zu den schwachen Standardsternen (faint standards) und hat eine Helligkeit von etwa 13 mag in den J, H und K'-Bändern (die Werte stammen aus Casali & Hawarden, 1992 [7]). Bei der Aufnahme von FS 27 in der Nacht von 10.August 1996 wurde das Teleskop so bewegt, daß der Stern in einem 4 x 4 Gitter an 16 verschiedenen Stellen auf dem Chip aufgenommen wurde.

Die Aufnahmen von FS 27 werden zweimal standardreduziert, einmal wird die Domeflatfield- und einmal die Himmelsflatfield-Korrektur angewandt. Die Badpixel werden ebenfalls korrigiert, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben. In den reduzierten Bildern wird dann die Helligkeit des Sterns an die verschiedenen Positionen gemessen[3].

[3] mit der MIDAS-Prozedur MAGNITUDE/RECTANGLE

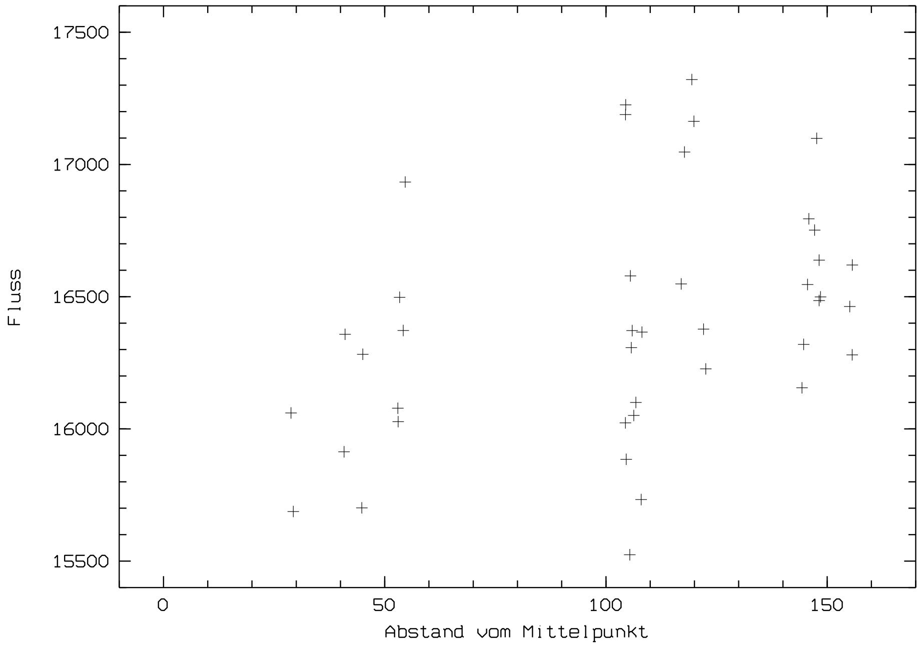
Der gemessene Fluß des Sterns wird über dem Abstand des Sterns vom Mittelpunkt aufgetragen. Dadurch sollen großräumige Strukturen in den mit der Flatfield-Aufnahme korrigierten Bildern erkannt werden. Für jede Flatfield-Korrektur und jeden Filter wird ein getrenntes Diagramm erstellt (Abbildungen 2.10, 2.11 und 2.12). Man sieht, daß die Flußwerte zwar eine Streuung zeigen, daß aber keine signifikante Veränderung eintritt, wenn der Stern näher am Mittelpunkt oder am Rand des Chips liegt. Also ist keine großräumige Struktur in den korrigierten Bildern erkennbar.

Um zu entscheiden, ob die Domeflatfield- oder die Himmelsflatfield-Korrektur besser ist, wird die auf den mittleren Flußwert normierte Standardabweichung der Meßwerte σ_{rel} betrachtet (Tabelle 2.4).

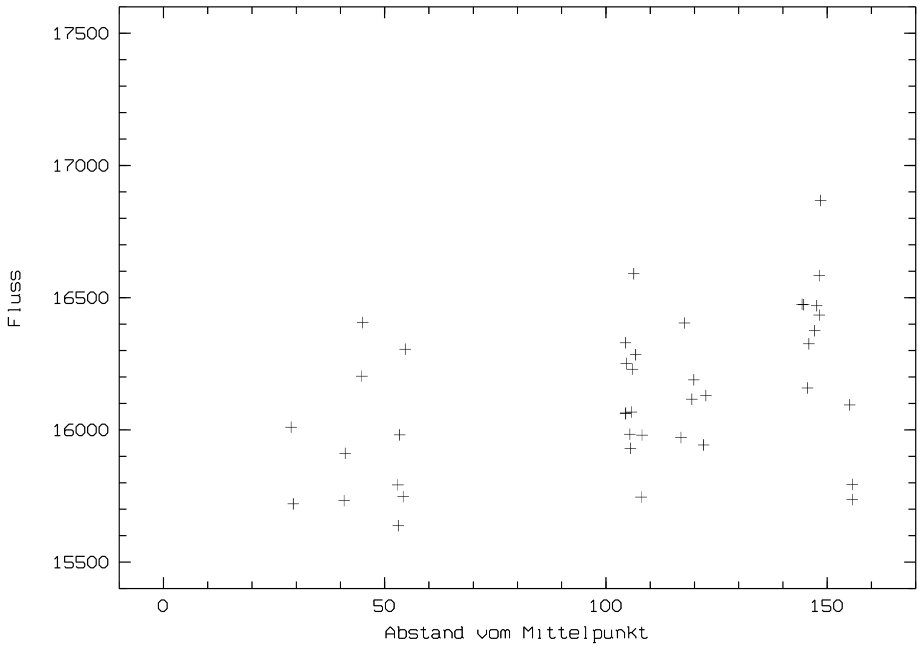
Filter	σ_{rel} bei Photometrie nach Domeflatfield-Korrektur	σ_{rel} bei Photometrie nach Himmelsflatfield-Korrektur
J	2.72%	1.77%
H	3.65%	2.70%
K'	7.94%	3.72%

Tabelle 2.4: Auf den mittleren Flußwert normierte Standardabweichung der Meßwerte σ_{rel} zu verschiedenen Methoden der Standardreduktion

Die Streuung des Flußes zeigt, wie inhomogen die Korrektur des Bildes durch die Flatfield-Aufnahme erfolgte. Es stellt sich heraus, daß die Schwankungen der Flüsse bei der Domeflatfield- größer als bei der Himmelsflatfield-Korrektur sind und zwar in allen 3 Filtern (J, H und K'). Darum wird bei der Standardreduktion der Nah-Infrarot-Aufnahmen die Himmelsflatfield-Korrektur benutzt.

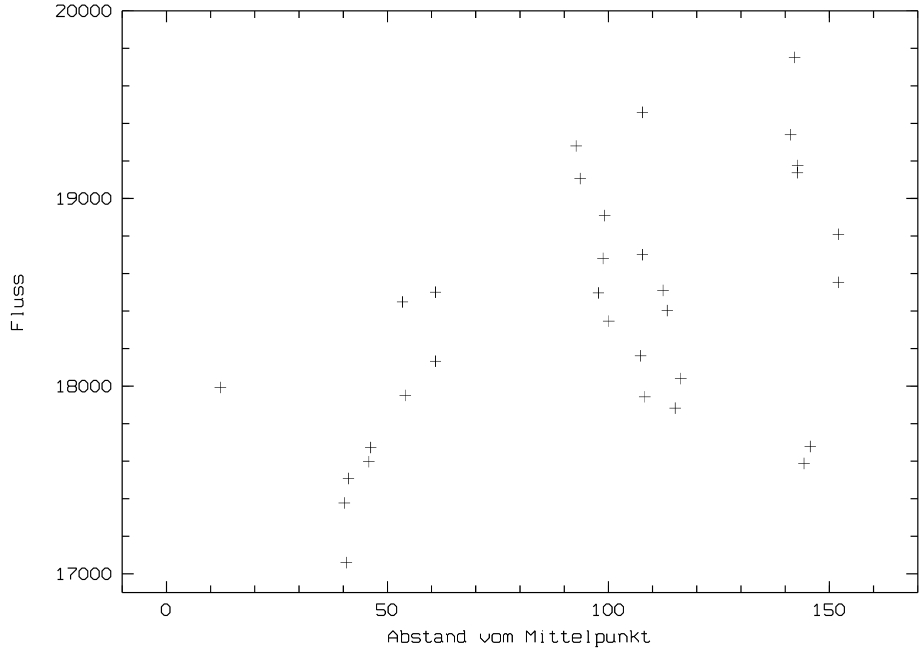


(a) nach Flatfield-Korrektur mit Domeflatfield-Aufnahmen

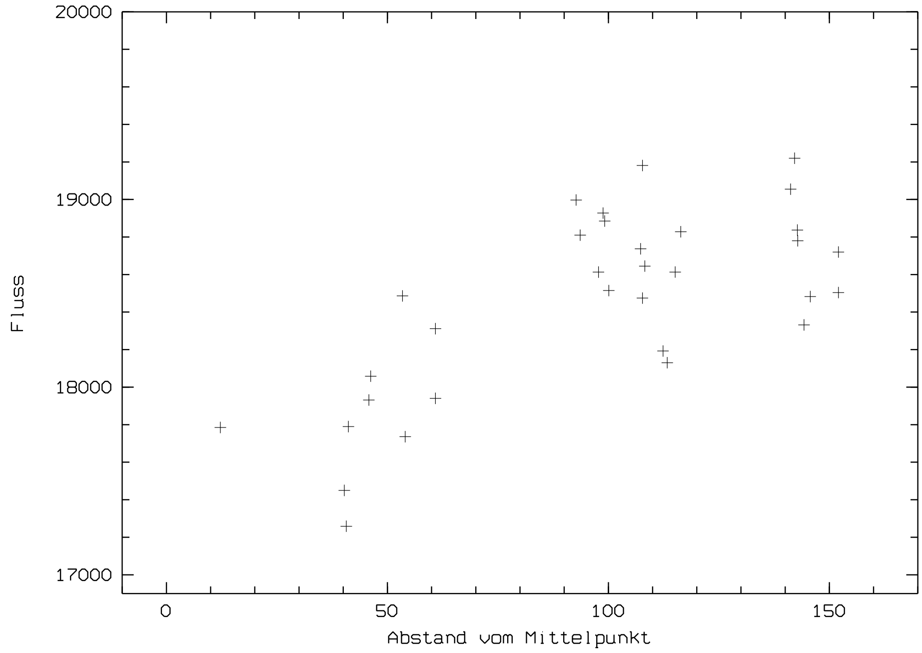


(b) nach Flatfield-Korrektur mit Himmelsflatfield-Aufnahmen

Abbildung 2.10: Der Fluß des Sternes FS 27 in J als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt

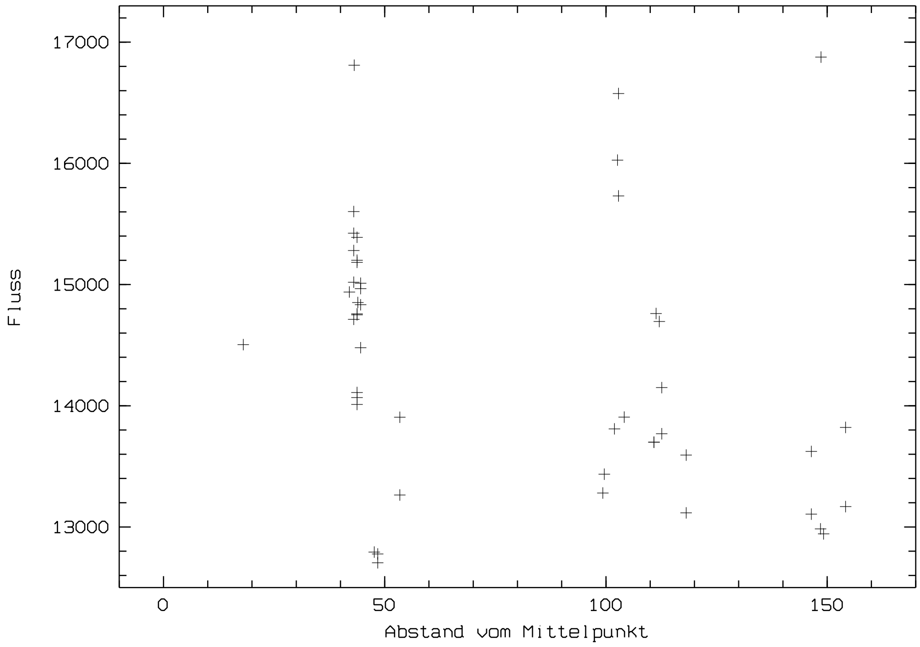


(a) nach Flatfield-Korrektur mit Domeflatfield-Aufnahmen

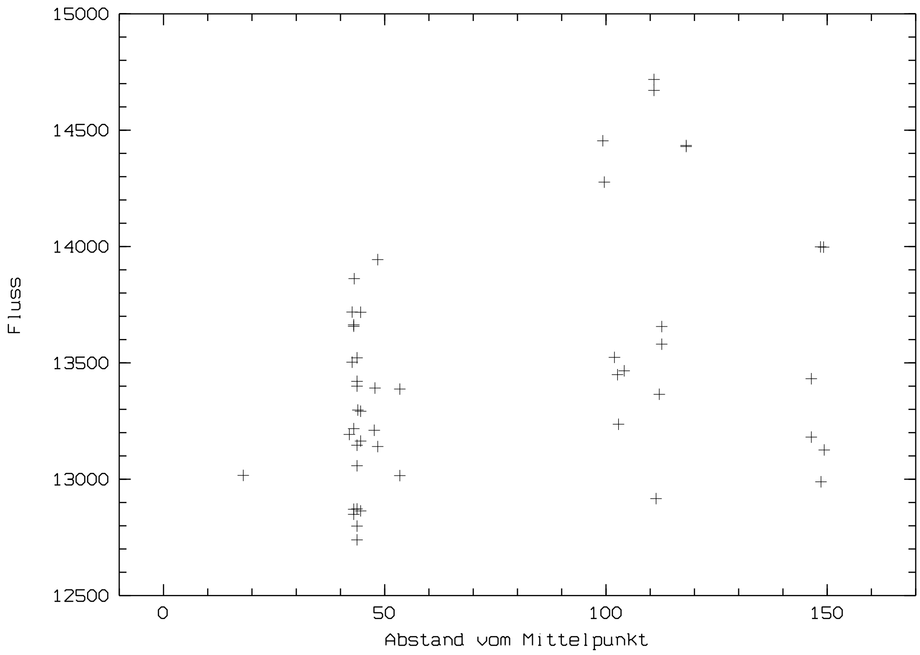


(b) nach Flatfield-Korrektur mit Himmelsflatfield-Aufnahmen

Abbildung 2.11: Der Fluß des Sternes FS 27 in H als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt



(a) nach Flatfield-Korrektur mit Domeflatfield-Aufnahmen



(b) nach Flatfield-Korrektur mit Himmelsflatfield-Aufnahmen

Abbildung 2.12: Der Fluß des Sternes FS 27 in K' als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt

Kapitel 3

Photometrie

3.1 Scheinbare Helligkeit und Helligkeitssysteme

Die *scheinbare Helligkeit* **m** eines Sterns ist ein Maß für den mit der vorgegebenen Meßapparatur gemessenen Strahlungsstrom s^1, d.h. die pro Zeit- und Flächeneinheit vom Empfänger registrierte Energie. Die Skala der Größenklassen ist historisch motiviert und wird so definiert, daß, wenn für zwei Sterne die Strahlungsströme s_1 und s_2 gemessen werden, ihre scheinbare Helligkeit die Differenz Δm haben (Weigert & Wendker, 1996 [44]):

$$\Delta m = m_1 - m_2 = -2.5 \cdot log_{10} \left(\frac{s_1}{s_2} \right) \tag{3.1}$$

Dies kann auch geschrieben werden als:

$$\frac{s_1}{s_2} = 10^{-(m_1 - m_2)/2.5} \tag{3.2}$$

oder als

$$log_{10}\, s_1 - log_{10}\, s_2 = -0.4 \cdot m_1 + 0.4 \cdot m_2 \tag{3.3}$$

Eine Helligkeitsdifferenz von z.B. 1^m bzw. 5^m bedeutet also, daß sich die Strahlungsströme um ein Verhältnis 2.512 bzw. 10^2 unterscheiden.

Die Meßapparatur (Empfänger) mißt nur Strahlung in einem begrenzten Wellenlängenbereich und spricht auf Strahlungen verschiedener Wellenlängen λ ganz unterschiedlich stark an. Diese Eigenschaft der Meßapparatur wird durch die sogennate *Empfängerfunktion* P(λ) beschrieben (auch *spektrale Empfindlichkeit* oder *Empfindlichkeitsfunktion* genannt).

Wenn die zu messende Strahlung außerhalb der Erdatmosphäre im Intervall $[\lambda, \lambda{+}\Delta\lambda]$ einen Strahlungsstrom $S(\lambda) {\cdot} d\lambda$ hat, dann wird von der Meßapparatur ein Strahlungsstrom $s = \int\limits_0^\infty S(\lambda) \cdot P(\lambda) d\lambda$ registriert[2] und die entsprechende Helligkeit ist (Weigert & Wendker, 1996 [44, S.62]):

[1] Einheit: W/m^{-2}

[2] S(λ) beschreibt die spektrale Energieverteilung des Objektes

$$m = -2.5 \cdot log_{10}\Big[\int_0^{\infty} S(\lambda) \cdot P(\lambda) d\lambda\Big] + const. \tag{3.4}$$

Die additive Konstante legt den zu diesem Meßsystem gehörende Nullpunkt fest. Als Standardspektrum zur Festlegung des Nullpunktes wird das Spektrum von Wega genommen.

Die scheinbare Helligkeit m hängt also von S(λ) des Objektes und von der Empfängerfunktion P(λ) der Meßapparatur ab. Beispielsweise bekommt man scheinbare visuelle (m_{vis}) oder photographische Helligkeiten (m_{pg}), indem man P(λ) der spektralen Empfindlichkeitsfunktion des Auges oder von Photoplatten anpaßt. Helligkeitssysteme, wie z.B. das Johnson UBVRI-System, haben P(λ)-Kurven, die durch Kombinationen von Photomultipliern oder Plattenarten mit gewissen Filtern erreicht werden können.

Die Differenz der Helligkeiten eines Objektes in zwei verschiedenen Systemen P(λ) hängt von der Kurvenform S(λ) ab, also anschaulich gesprochen von der *Farbe* des Objektes ab. Sie wird darum *Farbindex* FI genannt und es gilt:

$$\mathrm{FI} = \mathrm{m_{kurzwellig}} - \mathrm{m_{langwellig}} \tag{3.5}$$

3.2 Infrarot-Photometrie

Der Infrarotbereich erstreckt sich von 0.8 μm bis etwa 1 mm. Er wird unterteilt im Nah-Infrarot (1.5 bis 5 μm), Infrarot (5 bis 30 μm) und Ferninfrarot (30 μm bis 1 mm).

Die Erdatmosphäre hat im Infrarot ein komplexes und starkes Absorptionsspektrum aufgrund von Molekülen wie H_2O, CO_2, N_2O und O_3. Zwischen den molekularen Bändern gibt es eine Reihe von schmalen Frequenzbereichen (*atmosphärische Fenster*), in denen die Strahlung den Boden erreichen kann (Sterken & Manfroid, 1992 [38, Seite 183]). In diesen Fenstern wurden Wellenlängenbereiche ausgewählt, um Standard-Helligkeitssysteme zu definieren.

Die Bänder im Infrarot, die analog zum Johnson-Morgan UBV-System definiert wurden, werden mit J, H, K, L und M bezeichnet (in Reihenfolge aufsteigender Wellenlänge). In der Abbildung 3.1 werden die Transmissionskurven der Filter JHK dargestellt, die der Transmission der Atmosphäre im Wellenlängenbereich 1 bis 1.25 μm angepaßt wurden.

Nicht nur die Absorption, sondern auch die Emission des Himmels stellt ein Problem dar. Für Wellenlängen kleiner als 2.3 μm entsteht die meiste Emission durch Moleküle, die durch die Sonneneinstrahlung während des Tages angeregt wurden, hauptsächlich OH und O_2. Die Himmelsemission ist stark und variabel, sowohl räumlich als auch zeitlich (vor allem in der Dämmerung). Das Hauptproblem bei der Himmelsemission liegt in der Tatsache, daß sie ausgesprochen ungleichmäßig ist und von großskaligen Raumgradienten beeinträchtigt wird, so daß sie zeitlich variabel ist (Sterken & Manfroid, 1992 [38, S.184]). Anders gesagt, das Rauschen der Himmelsemission ist nicht nur auf Photonenrauschen beschränkt.

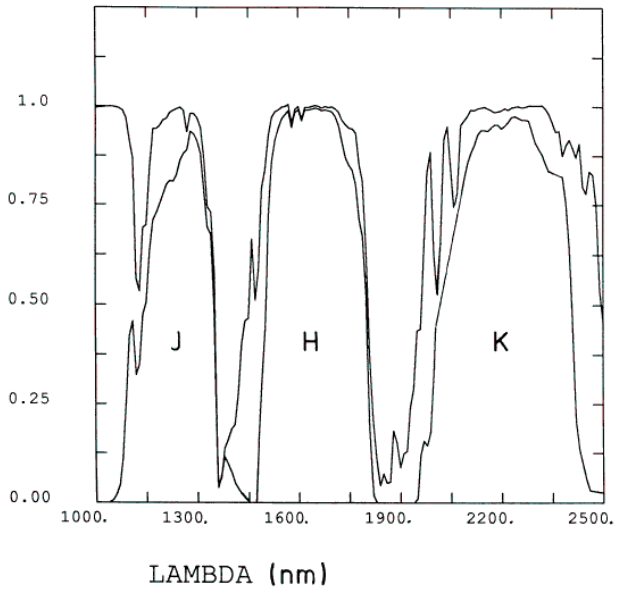


Abbildung 3.1: Die Transmissionskurven der Filter JHK (untere Kurve), die an der Transmission der Atmosphäre (obere Kurve) im Wellenlängenbereich 1 bis 1.25 μm angepaßt wurden; aus Bessel & Brett, 1988 [4]

Um tiefe Aufnahmen vom Boden zu machen (wie z.B. von hochrotverschobenen Quasaren) ist man im Infraroten auf die Bänder J, H und K beschränkt. Der Grund dafür ist die Tatsache, daß die thermische Emission vom Teleskop, Instrument und Himmel in den atmosphärischen Fenstern jenseits von 2.5 μm es unmöglich machen, tiefe Bodenaufnahmen vergleichbar zu denen im Optischen und Nah-Infrarot zu machen. In J und H kommt der Hintergrund hauptsächlich von OH–Molekülen, während in K eine stark temperaturabhängige thermische Emission dominiert.

Tabelle 3.1: Die Zentralwellenlängen λ_0 und die Breite $\Delta\lambda$ der J, H, K und K' Filter (aus Herbst, 1995 [16, S.30])

Filter	λ_0(nm)	$\Delta\lambda$(nm)
J	1250	300
H	1650	300
K	2200	400
K'	2100	340

Ein neuer Filter K', der bei kürzeren Wellenlängen als K liegt (Tabelle 3.1), wurde eingeführt, um eine wesentlich geringere thermische Komponente des Hintergrundes wie in K bei ähnlichen Wellenlängen zu erhalten. In der Abbildung 3.2 werden die Transmissionskurven der Filter K und K' dargestellt. Deutlich wird aus dieser Abbildung auch der größere Einfluß des Hintergrundes im K-Band verglichen zum K'-Band. Trotzdem bleibt der Hintergrund auch in K' größer als in J und H (da die Hälfte des Hintergrundes in K' thermischen

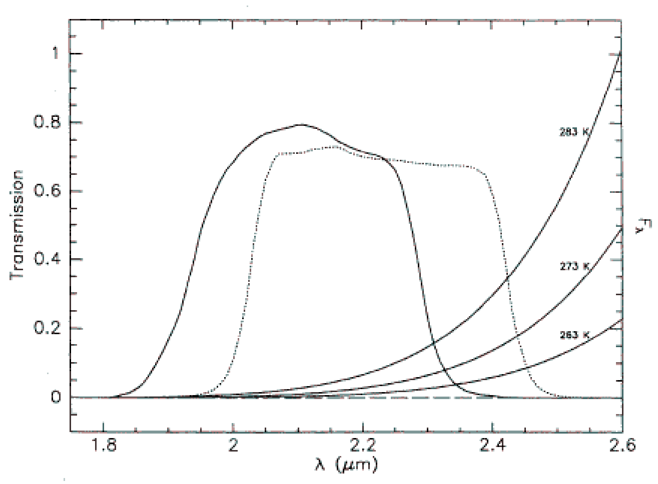


Abbildung 3.2: Die Transmissionskurven des Filters K' (durchgezogene Linie), verglichen mit K (punktierte Linie); außerdem die Schwarzkörper-Flußdichten für einige Temperaturen, die typisch für Bodenbeobachtungen sind; aus Wainscoat & Cowie, 1992 [43]

Ursprung hat). Darum sind die K'-Aufnahmen auch schwieriger flatfieldzukorrigieren als die J und H-Aufnahmen.

3.3 Absolute Photometrie

Um die Helligkeit von punktförmigen Objekten zu bestimmen, wird die MIDAS-Prozedur MAGNITUDE/RECTANGLE benutzt. Die Region um ein Objekt wird durch drei konzentrische Quadrate in drei Bereiche aufgeteilt (siehe Abbildung 3.3).

Im inneren Bereich (Bereich 1) wird die Zahl der ADU in den Pixeln aufsummiert, um den Fluß des Objektes wiederzugeben.

Der Bereich 3 dient zur Bestimmung des Hintergrundes. Hierzu werden die Pixelwerte aufsummiert und auf die Fläche des Bereiches 1 normiert. Dieser Wert (Signal des Himmels) wird dann vom gemessenen Fluß abgezogen.

Der Bereich 2 (*no_man's_land*) dient als Pufferzone zwischen Bereich 1 und 3, so daß der Bereich für die Himmelsmessung weit genug vom Objekt entfernt ist, damit der Fluß vom Rand des Objektes die Himmelsmessung nicht kontaminieren kann.

Die Midas-Prozedur *magnitude/rectangle* liefert die Zählrate (in ADU), die man zuerst in eine instrumentelle Magnitude X_{ins} im Band X umwandeln kann. Für die scheinbare Helligkeit X_{std} gilt:

$$X_{std} = X_{ins} + NP + a \cdot LM + b \cdot LM \cdot (X - Y)_{std} \tag{3.6}$$

mit
X_{std} : scheinbare Helligkeit außerhalb der Erdatmosphäre im Band X,
X_{ins} : instrumentelle Helligkeit im Band X[3],

[3] $X_{ins} = -2.5 \cdot log(Zählrate(ADU)/Integrationszeit)$

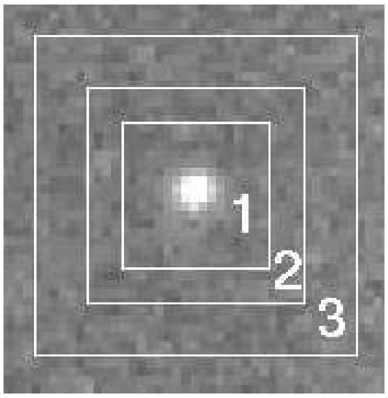


Abbildung 3.3: Die 3 Bereiche, auf denen MAGNITUDE/RECTANGLE operiert

NP : Nullpunkt,
LM : Luftmasse,
$(X - Y)_{std}$: Farbe $X - Y$,
a : Extinktionskoeffizient 1. Ordnung[4],
b : Extinktionskoeffizient 2. Ordnung[5].

Die Luftmasse LM wird definiert als (Sterken & Manfroid, 1992):

$$LM = \frac{\int_{h_0}^{h_1} \varrho(h)\, sec\, z(h) dh}{\int_{h_0}^{h_1} \varrho(h) dh} \tag{3.7}$$

wobei $\varrho(h)$ die spezifische Masse der Luft, z die Zenitdistanz, h_0 die Höhe des Beobachters und h_1 die Höhe der äußeren Atmosphärenhülle ist.

Für kleine Zenitdistanzen kann man die Atmosphäre durch eine flache Scheibe konstanter Dichte annähern und in dieser Approximation gilt:

$$LM = sec\, z = \frac{1}{cos\, z} = \frac{1}{sin\Phi \;\, sin\delta + cos\Phi \;\, cos\delta \;\, cosh} \tag{3.8}$$

mit
Φ : die geographische Breite des Beobachtungsortes,
δ : die Deklination des Sterns,
z : die Zenitdistanz,
h : der Stundenwinkel des Sterns (gemessen in Grad).

Bei einer Zenitdistanz $z > 0°$ hat man entlang der Sichtlinie einen Faktor LM mal die Luftmenge, die man in Richtung Zenit sieht. Dieser Faktor LM ist die Luftmasse. Befindet sich der Stern im Zenit, so gilt $\sec z = \sec 0° = 1$, also gilt für die Luftmasse: $1 \leq LM$. Bei Zenitdistanzen $z \geq 60°$ gilt die Näherung $LM = sec\, z$ nicht mehr, da die Krümmung der Atmosphäre, die

[4]entspricht dem Extinktionskoeffizient eines astronomischen Objektes mit der Farbe $X - Y = 0$

[5]entspricht der Zunahme des Koeffizienten a für einen astronomischen Objekt mit dem Farbindex $X - Y = 1$

atmosphärische Refraktion und die Schwankung der atmosphärischen Dichte mit der Höhe eine größere Rolle spielen. Eine oft benutzte Näherung für die Luftmasse bei beliebiger Zenitdistanz ist (Hardie, 1962 [14]):

$$x = sec\, z - 0.0018167 \cdot (sec\, z - 1) - 0.002875 \cdot (sec\, z - 1)^2 - 0.0008083 \cdot (sec\, z - 1)^3 \tag{3.9}$$

Nach Ausrechnen der Extinktionskoeffizienten und des Nullpunktes (siehe Abschnitt 3.5), kann man mit Gleichung 3.6 die scheinbare Helligkeit der Quasare außerhalb der Erdatmosphäre berechnen. Um diese *absolute Photometrie* durchzuführen, braucht man aber konstant gute Wetterbedingungen in der ganzen Nacht. Unabhängig davon, zu welcher Nachtzeit der Fluß eines Sterns gemessen wird, muß sich für X_{std} derselbe Wert innerhalb der Fehlergrenzen ergeben. Solche Nächte nennt man *photometrische Nächte.*

3.4 Extinktion

Atmosphärische Extinktion bedeutet, im weitesten Sinne, die Schwächung der Intensität der Strahlung infolge der *Absorption* und *Streuung* durch die Erdatmosphäre.

Die Absorption der Strahlung von astronomischen Objekten durch Moleküle in der Atmosphäre ist ein destruktiver Prozeß: ein Photon wird vernichtet und seine Energie wird in die absorbierende Moleküle transferiert, die einen Übergang von einem niedrigen in einen höheren Zustand erlebt.

Streuung schließt die Kollision eines Photons mit einem Teilchen ein, was zur Folge eine Veränderung der Bewegungsrichtung und des Energieinhaltes des Photons (und des Teilchens) hat. Atmosphärische Streuung wird verursacht durch Teilchen verschiedener Grössen (Sterken & Manfroid, 1992 [38]):

- *Rayleigh Streuung* wird durch Luftmoleküle ($10^{-4}\mu m$) verursacht und ist proportional zu $\lambda^{-4.1}$

- *Aerosol Streuung* wird durch Staubpartikel (kosmischer Staub, vulkanische Asche, Verbrennungsrückstände, organische Teilchen, die von Bäumen und Pflanzen freigesetzt werden, und sogar Salzwassertropfen von den Wellen in den Ozeanen) und durch flüssiges Wasser verursacht (Dunstteilchen ($10^{-2}\,\mu m$), Wolkentropfen (1 bis 10 μm))

- *Mie Streuung* wird durch kleine kugelförmige Teilchen (Wellenlänge in der Grössenordnung der Lichtwellenlänge) verursacht.

Die tatsächliche Verteilung der Teilchen verschiedener Grössen resultiert in einer Streuung proportional zu λ^{-1}. Die Extinktion ist daher im roten Teil des Spektrums weniger problematisch für Photometrie als im Ultravioletten. Zum Beispiel ist der Extinktionskoeffizient bei 2.2 μm nur etwa 10% von dem bei 0.5 μm (Joyce, 1992 [23]).

3.5 Standardsterne

In jeder Nacht wurden (mindestens) zwei Standardsterne aufgenommen, die zu den Faint Infrared Standard Stars gehören (siehe Casali & Hawarden, 1992 [7]). Die Aufnahmen mit den Standardsternen werden analog zu denen der Quasare standardreduziert.

In den einzelnen Bildern wird dann die Position des Standardsterns bestimmt. Außerdem wird die Position aller Objekte im ersten Bild bestimmt. So kann man aus dem ersten Bild als Referenzbild die Relativkoordinaten aller Objekte relativ zum Standardstern in allen Bildern berechnen. An diesen Positionen wird mit *magnitude/rectangle* der Fluß (in ADUs) ermittelt und in eine Tabelle geschrieben. Es gilt

$$X_{lit} = X_{ins} + NP + a \cdot LM + b \cdot LM \cdot (X - Y)_{std} \tag{3.10}$$

X_{lit} ist der Literaturwert für die Helligkeit des Standardsterns, die anderen Größen wurden im Abschnitt 3.3 definiert.

Bestimmung des Nullpunktes

Man vernachlässigt in der Gleichung 3.10 die Extinktionskoeffizienten a und b (da sie im Infrarot sowieso klein sind; siehe Abschnitt 3.4). Man erhält:

$$X_{std} = X_{ins} + mag_0 \tag{3.11}$$

Der Nullpunkt wird in der Gleichung 3.11 mit mag_0 bezeichnet, zur Unterscheidung von NP in Gleichung 3.6, wo a und b nicht vernachlässigt werden. Mit Hilfe des Literaturwertes aus Casali & Hawarden (1992 [7]) für den Standardstern kann man dann mag_0 ausrechnen:

$$mag_0 = X_{std} - X_{ins} = X_{std} + 2.5 \cdot log(\text{Zählrate[ADU]/Integrationszeit}) \tag{3.12}$$

Man bekommt jeweils für J, H und K' einen Nullpunkt für jeden Standardstern. Die Nullpunkte für die Standardsterne sind in den Abbildungen 3.4, 3.5 und 3.6 dargestellt. Sie zeigen eine Streuung (Tabelle 3.2), die kleiner als der im Abschnitt 3.7 ausgerechnete photometrische Fehler ist.

Tabelle 3.2: Tabelle mit den Nullpunkten mag_0

Filter	Mittelwert mag_0	Standardabweichung
J	22.28	0.11
H	22.12	0.05
K'	21.69	0.06

Die Extinktion 1.Ordnung berücksichtigt die Variation der Extinktion bei verschiedenen Luftmassen. Der Extinktionskoeffizient a kann durch die Beobachtung eines Standardsterns bei verschiedenen Luftmassen bestimmt werden.

Da der Nullpunkt mit der Luftmasse kaum variiert (Abbildungen 3.4, 3.5 und 3.6), ist die Extinktion 1. Ordnung vernachlässigbar.

Durch die *Extinktionskorrektur 2.Ordnung* wird die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion, d.h. Farbvariationen, berücksichtigt. Der Extinktionskoeffizient 2. Ordnung wird durch die Beobachtung zweier räumlich benachbarter Standardsterne mit möglichst verschiedenen Farben bestimmt. Wegen der räumlichen Nähe kann dann die Luftmasse beider Sterne als gleich angesehen werden. Da zwei räumlich benachbarte Standardsterne (mit verschiedenen Farben) nicht aufgenommen wurden, kann man den Extinktionskoeffizienten 2.Ordnung b aus den gemachten Beobachtungen nicht berechnen. b ist allerdings klein im Nah-Infrarot. Demnach kann die Extinktion 2. Ordnung im Nah-Infrarot vernachlässigt werden.

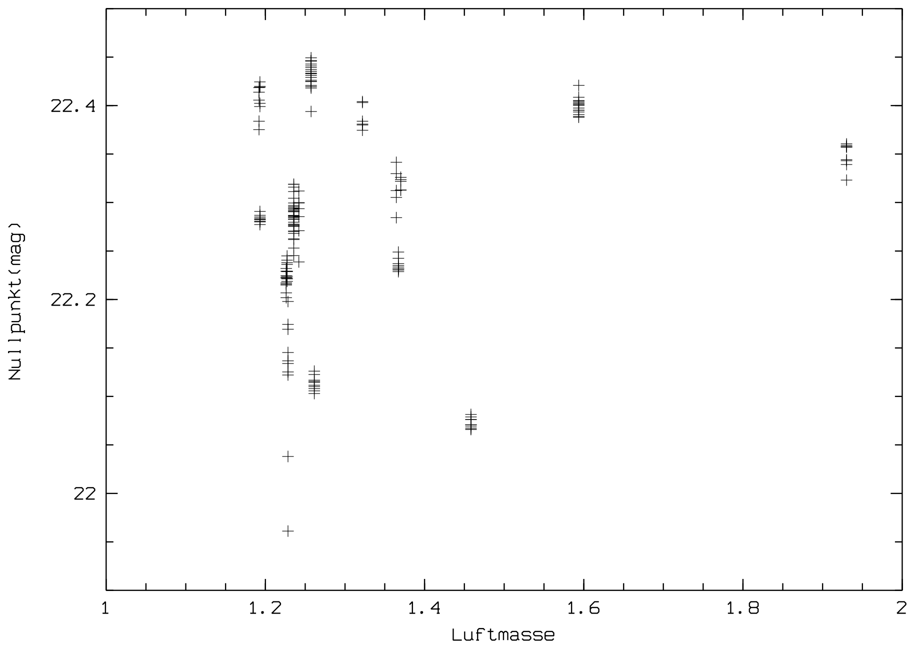


Abbildung 3.4: Der Nullpunkt mag_0 für die Standardsterne in J

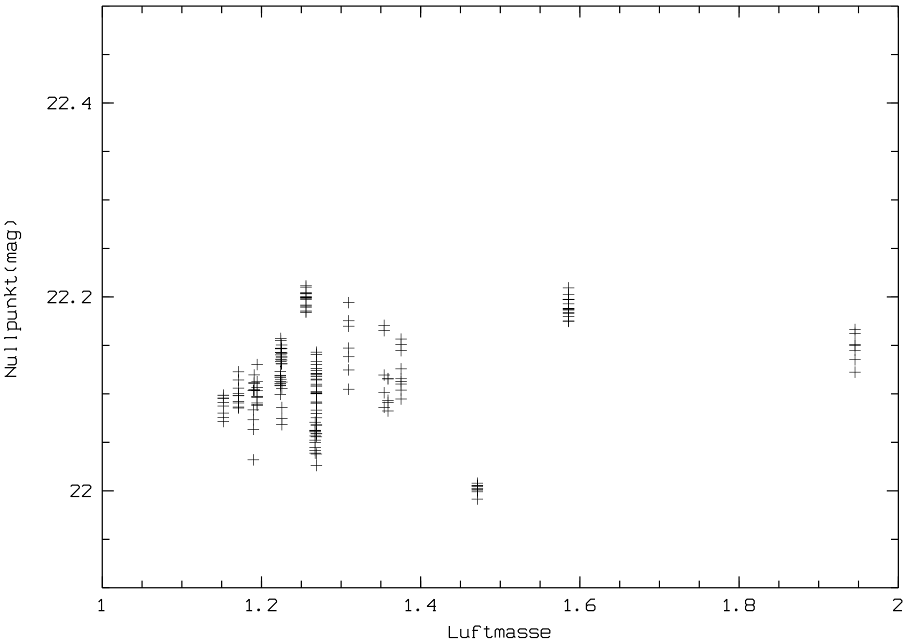


Abbildung 3.5: Der Nullpunkt mag_0 für die Standardsterne in H

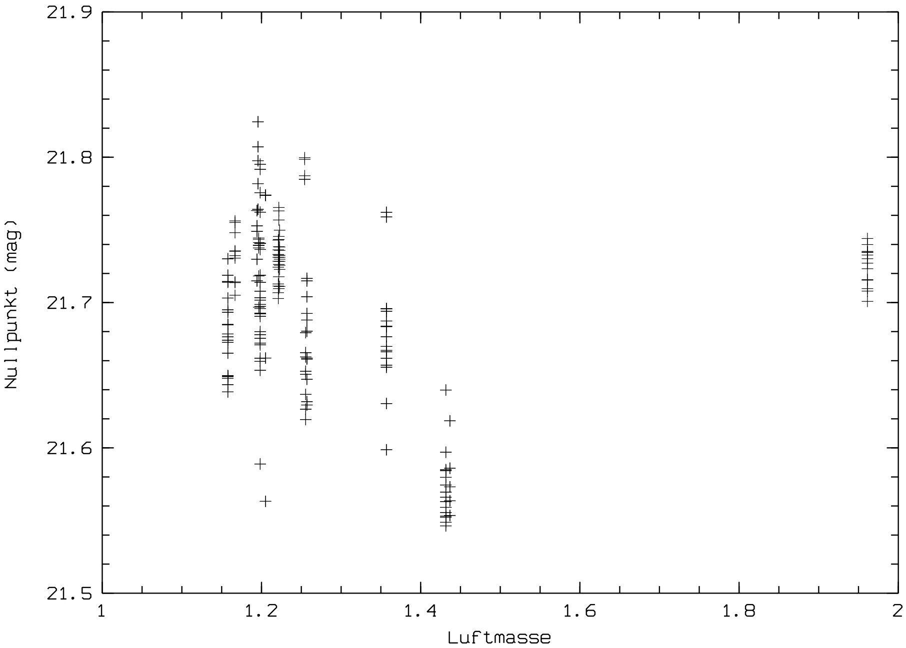


Abbildung 3.6: Der Nullpunkt mag_0 für die Standardsterne in K'

3.6 Stichprobe der hochrotverschobenen Quasare

34 hochrotverschobene Quasare wurden in 7 Nächten beobachtet. Anhand vorhandener Sucherkarten im optischen Spektralbereich oder der aus der Literatur bekannten Position sollten diese Quasare auf den JHK'-Aufnahmen identifiziert werden. Außerdem sollten ihre J, H und K'-Helligkeiten bestimmt werden.

3.6.1 Identifikation der Quasare

Die einzelnen Aufnahmen der Quasare haben Integrationszeiten von etwa 20–30 Sekunden, um die Saturation der helleren Objekte in den Bildern zu vermeiden. Allerdings sind die schwachen hochrotverschobenen Quasare in diesen einzelnen Bildern in vielen Fällen nicht sichtbar. Darum werden mehrere Aufnahmen gemittelt, um ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu bekommen und um die Identifikation der Quasare zu ermöglichen.

Die Aufnahmen der hochrotverschobenen Quasare werden zunächst standardreduziert, so wie in Kapitel 2 beschrieben. Da bei der Aufnahme der Quasare nach einer bestimmten Anzahl von Aufnahmen das Teleskop bewegt wurde, befinden sich die Objekte auf verschiedenen Bildern an verschiedenen Positionen. Darum mußten die Aufnahmen zuerst gegeneinander verschoben werden, bevor sie gemittelt werden.

Die über alle Aufnahmen gemittelten Bilder werden mit den Sucherkarten aus der Literatur oder mit DSS[6]-Aufnahmen verglichen, um die Quasare zu identifizieren.

28 der 34 Quasare konnten auf diese Weise identifiziert werden. Die Nah-Infrarot-Bilder im J-Band, auf denen die Position des Quasars gekennzeichnet ist, befinden sich im Anhang A. Für die anderen 6 Quasare war mit Hilfe der DSS-Sucherkarten und der Sucherkarten aus der Literatur keine Identifikation möglich. Sie wurden dann von S.Wagner und mir im Februar 1999 am Calar Alto-Observatorium im optischen Spektralbereich beobachtet, um bessere optische Sucherkarten zu erstellen. Die Ergebnisse dieser Beobachtung werden in Kapitel 5 präsentiert.

3.6.2 Flußmessungen

Für die identifizierten Quasare wird der Fluß gemessen. In dem über alle Aufnahmen gemittelten Bild wird die Position aller Objekte bestimmt. An diesen Positionen wird mit *magnitude/rectangle* der Fluß ermittelt. Der Bereich 2 bei *magnitude/rectangle* hat eine Ausdehnung von 6 Pixeln, der Bereich 3 von 8 Pixeln und der Bereich 1 hat eine Kantenlänge von 4.5 mal der Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum) des Objektes (die Halbwertsbreite wird durch die Anpassung eines Gaußprofils bestimmt). Auf diese Weise bekommt man für den Fluß der Quasare ADU-Werte, die einige 100 bis 1000 ADUs betragen.

Die gemessenen Flüsse (in ADUs) werden nach der Formel

$$X_{wahr} = -2.5 \cdot log\left(\frac{Fluß\ des\ Quasars[ADU]}{Integrationszeit}\right) + NP \qquad (3.13)$$

[6]Digital Sky Survey

in J, H bzw. K' Helligkeiten umgewandelt. NP ist der Nullpunkt, der mit Hilfe der Standardsterne bestimmt wurde (siehe Abschnitt 3.5). X_{wahr} steht für die scheinbaren Helligkeiten der Quasaren (J, H bzw. K' Helligkeiten).

Die gemessenen J, H und K' Helligkeiten stehen in der Tabelle 3.3. Außerdem werden in der Tabelle die Helligkeiten im optischen Bereich aus der Literatur aufgeführt.

3.6.3 Umwandlung der Flüsse in physikalische Einheiten

Um physikalische Aussagen über die Quasare machen zu können, möchte man aber die *absolute Helligkeit* haben, also die Helligkeit, die der Quasar in einer Entfernung von 10 pc haben würde. Nach Véron & Véron-Cetty 1991 [41, Seite 8] geschieht die Umwandlung der scheinbaren in absolute Größen nach der Formel:

$$M = m + 5 - 5 \cdot logD - k + \Delta m(z) \tag{3.14}$$

mit
M : die absolute Helligkeit,
m : die scheinbare Helligkeit,
z : die Rotverschiebung,
$D = \frac{c}{H_0} \cdot A$ (A ist die Leuchtkraftentfernung $A = z(1 + \frac{z}{2})$),
$k = -2.5 \cdot log(1 + z)^{1-\alpha}$,
$\Delta m(z) = 0.73$ für $z > 3.9$,
$H_0 = 50\,km\ s^{-1}\mathrm{Mpc}^{-1}$,
$q_0 = 0$,
$\alpha = 0.7$.

Um die Helligkeiten in J, H, K' mit Literaturwerten in anderen Helligkeitssystemen zu vergleichen, möchte man dann die absoluten Helligkeiten in physikalische Einheiten umwandeln. Als physikalische Einheit für den Fluß wird der Jansky[7] benutzt. Aus den Helligkeiten im Johnson-Morgan-System wird der Fluß in Jansky (f_{Jy}) nach der folgenden Formel berechnet[8]:

$$logf_{Jy} = logf_\nu(m_x) + 26 = -0.4 \cdot m_x + logf_\nu(0) + 26 \tag{3.15}$$

m_X ist die Magnitude im Filterband X (mit X = J, H oder K') mit der Zentralwellenlänge $\lambda_0(X)$, $f_\nu(m_X)$ die Strahlung in $\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{Hz}^{-1}$ und $f_\nu(0)$ die absolute Strahlung bei 0 mag. Die Größen $f_\nu(0)$ wurden Zombeck 1992 [47] entnommen.

Damit kann die spektrale Energieverteilung der Quasare erstellt werden. Dazu wird $log\,(\nu_0 \cdot f_{Jy})$ als Funktion von $log\,\nu_0$ dargestellt, wobei ν_0 die Ruhefrequenz ist. Außer den gemessenen Flüssen in J, H, K' werden auch die Helligkeiten im optischen Spektralbereich aus der Literatur benutzt (siehe Tabelle 3.3). Aus diesen Helligkeitsmessungen ergeben sich die im Anhang B gezeigten Darstellungen der spektralen Energieverteilung.

[7] $1\,\mathrm{Jy} = 10^{-26}\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{Hz}^{-1}$
[8] Zombeck, 1992 [47, S.100], vergleiche auch mit Gleichung 3.3

Tabelle 3.3: Die hochrotverschobenen Quasare

Bez.	Quasar	z	J	H	K'	R	r	g	Lit.[a]
hz01	GB 1508+5714	4.283				18.9			[19], [39]
hz02	RX J17594+6638	4.320	19.20	18.45	17.93			V=21.9	[17]
hz03	BR 2235-0301	4.249	16.60	15.79	15.24	18.2			[39]
hz04	BR 0035-25	4.150				18.9			[22]
hz05	PC0027+0521	4.210	21.08	19.46			21.93		[35]
hz06	PSS J1430+2828	4.310	17.94	17.28	16.48		19.3		[25]
hz07	PSS J1438+2538	4.240	17.57	16.71	16.61		19.5		[26]
hz08	PSS J1435+3057	4.350	17.83	17.19	16.51		19.3		[25]
hz09	PSS J1443+2724	4.420	17.83	16.71	16.60		19.3		[25]
hz10	Q 2203+29	4.406	19.51	18.41	17.80		20.87	22.32	[33]
hz11	BR 2237-0607	4.558				18.3			[28], [39]
hz12	BR 0019-1522	4.528				19.0			[28], [39]
hz13	PC 2331+0210	4.093	19.00	18.32	17.49		19.98	21.13	[33]
hz14	Q 0046-293	4.008	18.28	17.93	16.97		19.3	20.1	[33]
hz15	PC 1301+4747	4.004	19.54	19.61	18.64		21.31	22.2	[34]
hz16	PSS J0059+0003	4.160	17.93	17.22	16.54		19.5		[25]
hz17	PC 0104 + 0215	4.171	19.14	17.87	17.73		19.73	20.78	[33]
hz18	Q 0051-279	4.395	18.31	16.78			20.18	21.67	[33]
hz19	PC 0307+0222	4.379	18.96	18.13	17.79		20.39	22.01	[33]
hz20	APM 2212-1626	3.990	16.91	16.20	15.53	18.1			[39]
hz21	APM 2248-1242	4.161	17.45	16.75	16.23	18.5			[39]
hz22	BR 0103+0032	4.437	17.52	16.62	16.01	18.6	19.1		[39], [25]
hz23	BR 0151-0025	4.194	17.27	16.54	16.04	18.9			[39]
hz24	BR0241-0146	4.053	16.58	16.02	15.85	18.2			[39]
hz25	APM 0245-0608	4.238	17.56	16.91	16.34	18.6			[39]
hz26	APM 0401-1711	4.236	17.95	17.43	17.11	18.7			[39]
hz27	BR 0351-1034	4.351				18.6			[28], [39]
hz28	PSS J0248+1802	4.430	16.99	16.12	15.61		18.4		[25]
hz29	PC 0751+5623	4.281	18.10	17.52	17.03		19.91	21.89	[33]
hz30	APM 0945-0411	4.145	17.90	16.95	16.52	18.8			[39]
hz31	BR 0951-0450	4.369	16.43	15.66	15.68	18.9			[39]
hz32	BR 1202-0725	4.694	17.24	16.20		18.7			[39]
hz33	BRI 1500+0824	3.943	17.98	17.43	16.72	19.3			[39]
hz34	BRI 1745+6227	3.901	18.17	17.49		18.3			[39], [3]

[a] [3]: Becker et al. (1992), [17]: Henry et al. (1994), [19]: Hook et al. (1995), [22]: Irwin & McMahon (1990), [25]: Kennefick et al. (1995), [28]: McMahon et al. (1992), [33]: Schneider et al. (1989), [34]: Schneider et al. (1991), [35]: Schneider et al. (1994), [39]: Storrie et al. (1996).

3.6.4 Das Thuan-Gunn-Filtersystem

Die gemessenen Helligkeiten im J, H und K'-Band und die Helligkeiten im R-Band aus der Literatur können mit Hilfe der $f_\nu(0)$-Werte aus Zombeck (1992 [47]) in Jansky umgewandelt werden.

In Kennefick et al. 1995 [25] [26] und in Schneider et al. 1991 [34] sind die Helligkeiten im optischen Spektralbereich in den Thuan-Gunn-Filtern g und r (Transmissionskurven siehe Abbildung 3.7) für die hochrotverschobenen Quasare angegeben. Für das Thuan-Gunn-Filtersystem konnten keine Angaben für $f_\nu(0)$-Werte in der Literatur gefunden werden. Darum mußten die $f_\nu(0)$-Werte für den Thuan-Gunn r- (Zentralwellenlänge $\lambda = 493\,\mathrm{nm}$) und den Thuan-Gunn g-Filter (Zentralwellenlänge $\lambda = 655\,\mathrm{nm}$) berechnet werden.

Um die $f_\nu(0)$-Werte auszurechnen, wird jeweils die Transmissionsfunktion der Filter mit dem Spektrum von Wega gefaltet und dieses Ergebnis durch das Integral über das Transmissionsspektrum des Filters geteilt. Es gilt also:

$$f_\nu(0) = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) \cdot T(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty T(\lambda) d\lambda} \tag{3.16}$$

In der Abbildung 3.8 sind $S(\lambda)$ und $S(\lambda) \cdot T(\lambda)$ dargestellt. Um die Integrale zu berechnen, wird die Midas-Prozedur *statistics/image* auf das Bild mit der Transmissionfunktion $T(\lambda)$ des Filters und auf das Produkt aus der Transmissionsfunktion des Filters und des Spektrums von Wega $(S(\lambda) \cdot T(\lambda))$ angewandt. Der Mittelwert wird mit der Anzahl der Pixel multipliziert, um das jeweilige Integral auszurechnen.

Mit der Gleichung 3.16 erhält man dann $f_\nu(0) = 2.939 \cdot 10^{-23}\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{Hz}^{-1}$ für den Thuan-Gunn r Filter und $f_\nu(0) = 3.8676 \cdot 10^{-23}\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{Hz}^{-1}$ für den Thuan-Gunn g Filter.

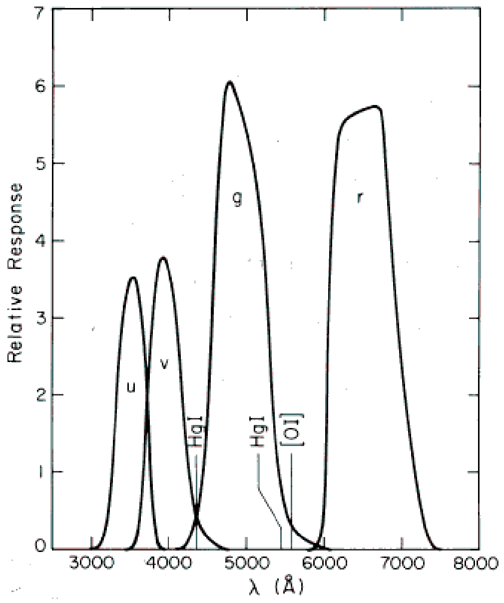


Abbildung 3.7: Die Transmissionskurven der Thuan-Gunn-Filter uvgr; aus Thuan & Gunn (1976 [40])

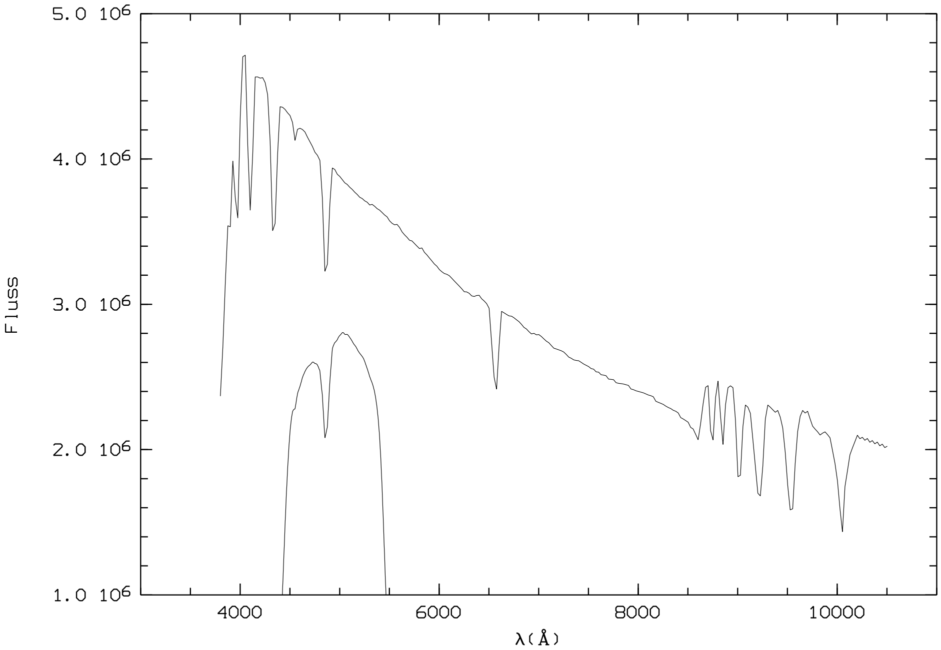


Abbildung 3.8: Die obere Kurve ist das Spektrum $S(\lambda)$ von Wega, die untere das Produkt $S(\lambda)\cdot T(\lambda)$ des Spektrums von Wega mit der Transmissionsfunktion des Filters Thuan-Gunn g

3.7 Fehlerbetrachtung

Wie die Flußmessung am Standardstern FS 27 (Abschnitt 2.7) gezeigt hat, erfolgt die Photometrie mit einer Ungenauigkeit von wenigen Prozent. Fehlereinflüsse, die die Photometrie beeinträchtigen, sind zum Beispiel schlechte Pixel und Cosmic Ray Events. Der statistische Fehler der Zählrate n infolge des Photonenrauschen des astronomischen Objektes und des Rauschens des Himmels im Hintergrund ist $\sqrt{n}$. Da die Transparenz der Atmosphäre eine Komponente ist, die von Aufnahme zu Aufnahme verschieden ist, kann der photometrische Fehler vom statistischen Fehler etwas abweichen. Um den photometrischen Fehler abzuschätzen, werden im folgenden relative Flüsse der Objekte betrachtet.

Um festzustellen, wie groß der Einfluß der schlechten Pixel auf die gemessenen Flüsse der Standardsterne ist, wird der Fluß von FS 27 in Bildern der Nacht 10./11. August 1996 gemessen, auf die die Himmelsflatfield-Korrektur angewandt wurde, in denen aber die schlechten Pixel nicht korrigiert wurden. Der Stern FS 27 wurde in dieser Nacht in einem 4 x 4 Gitter an 16 verschiedenen Stellen auf dem Chip aufgenommen, so daß er sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an manchen Positionen in der Nähe von schlechten Pixeln befindet. Beim Vergleich der Flüsse mit Badpixelkorrektur (Abschnitt 2.7) und ohne Badpixelkorrektur stellt man fest, daß die Badpixel den Fluß des Standardsterns um weniger als 0.5% verfälschen. Dieser Fehler ist somit gegenüber den anderen Fehlerquellen zu vernachlässigen.

Cosmic Ray Events sind auf Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung bzw. Umgebungsradioaktivität zurückzuführen, die im Detektor freie Ladungen erzeugen. Sie sind meistens auf wenige Pixel beschränkt und weisen ein nadelförmiges Profil auf. Wenn sie im Bereich der Himmels- oder Objektblende auftreten, beeinflussen sie die Flußmessung. Innerhalb der Himmelsblende sind sie leicht gegenüber dem Himmelsniveau als hohes, spitzes Signal zu erkennen. In der Objektblende hingegen können sie sich mit der Gaußverteilung des Objekts überlagern. Dann sind sie durch Ausmessung der Gaußverteilung, die unsymmetrisch ist oder eine sehr kleine Halbwertsbreite im Vergleich zum Seeing benachbarter Objekte besitzt, erkennbar. Bilder, in denen die Cosmic Ray Events sich nahe am interessierenden Objekt befinden, sollen nach Möglichkeit nicht berücksichtigt werden.

Da die Nah-Infrarot-Aufnahmen der hochrotverschobenen Quasare in einer begrenzten Anzahl vorhanden waren, mußten auch die Bilder verwendet werden, in denen ein Cosmic Ray Event sich in der Nähe oder innerhalb eines Objektes befand. Die Bilder mit den hochrotverschobenen Quasaren werden aber gemittelt und der Fluß wird in den gemittelten Bildern gemessen. Darum verfälschen Cosmic Ray Events den Fluß um weniger als 1% und der Fehler ist klein im Vergleich zum photometrischen Fehler.

Um den Fehler bei der Bestimmung der Flüsse zu bestimmen, werden Serien von einzelnen Bildern betrachtet, die ein helles nichtüberbelichtetes Objekt enthalten. Die Flüsse aller Objekte in allen Aufnahmen einer Serie werden gemessen und der relative Fluß der Objekte wird berechnet. Das helle Objekt dient als Vergleichsobjekt für die relative Photometrie, da dessen photometrischer Fehler am kleinsten ist.

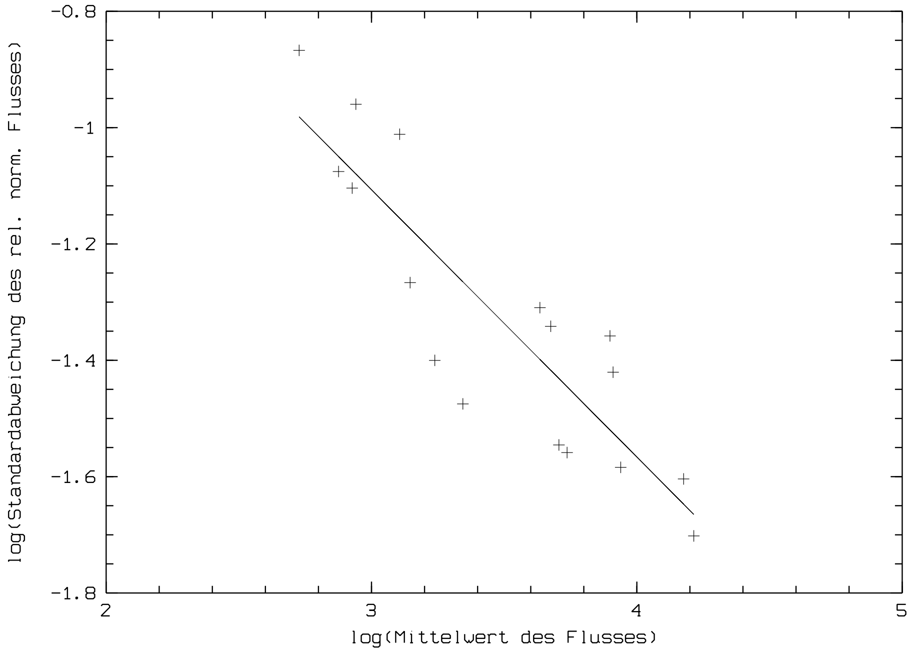


Abbildung 3.9: Das Diagramm $\log \sigma$ gegen $\log I$

Beispielsweise sei das Objekt obj_1 das hellste nichtüberbelichtete Objekt im Bild und man messe die Flüsse von n Objekten obj_i $(i = 1, 2, ..., n)$ in k Bildern. Die relativen Flüsse obj_i/obj_1 werden normiert und die Standardabweichung σ des auf eins normierten, relativen Flußes wird ausgerechnet. Außerdem wird für jedes Objekt der Mittelwert I seines Flusses in den k Bildern bestimmt. Wichtig für die Statistik ist es, daß man jeweils eine Reihe von möglichst vielen Bildern desselben Objektes hat, also daß k möglichst groß ist.

Sei I_1 der mittlere Fluß vom hellsten Objekt obj_1 und I_i der mittlere Fluß des Objektes obj_i. Die Standardabweichung σ des auf eins normierten, relativen Flußes von obj_i zu obj_1 ist (da $I_1 \gg I_i$):

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_i}{I_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2} \approx \frac{\Delta I_i}{I_i} \tag{3.17}$$

Das heißt, daß σ in etwa den relativen Fehler des Mittelwertes des Flusses eines Objektes wiedergibt.

Der statistische Fehler der Zählrate n ist $\sqrt{n}$. Der relative Fehler f beträgt somit $1/\sqrt{n}$. Für kleinere Werte des Flußes ist also f größer als für größere Werte des Flusses. In logarithmischer Form sieht die Beziehung zwischen f und der Zählrate n folgendermaßen aus:

$$log\, f = log\, \frac{1}{\sqrt{n}} = -\frac{1}{2} \cdot log\, n \tag{3.18}$$

Eine ähnliche Beziehung wird auch zwischen σ und dem Mittelwert I gesucht. Zu diesem Zweck wird $\log \sigma$ gegen $\log I$ aufgetragen (Abbildung 3.7) und man nimmt an, daß eine lineare Beziehung zwischen den zwei Größen existiert:

$$log\,\sigma = a + b \cdot log\,I \tag{3.19}$$

Durch lineare Regression[9] wird $log\,\sigma$ als eine Funktion von $log\,I$ angenähert und man erhält für die Koeffizienten a und b: $a = 0.271 \pm 0.101$, $b = -0.459 \pm 0.201$.

Mit Hilfe der Koeffizienten a und b kann man die Fehler der Flüsse der Quasare und Standardsterne abschätzen. Für einen Fluß von etwa 10000 ADU erhält man einen Fehler von ca. 2.7%, für einen Fluß von 1000 ADU ca. 7.8 %. Daraus folgt einen Fehler zwischen 0.1 mag und 0.2 mag für die JHK'-Helligkeiten der Quasare, je nachdem, wie hell der jeweilige Quasar ist.

Außer diesem Fehler trägt auch die Variabilität der Quasare zum Fehler der Helligkeiten bei. Nach Hook et al. (1991 [20], 1994 [21]) zeigen Quasare mit einer höheren Rotverschiebung (die im allgemeinen auch heller sind) eine Variabilität im Optischen von etwa 0.1 mag auf Zeitskalen von Monaten und Jahren, während Quasare mit einer niedrigeren Rotverschiebung (im allgemeinen weniger hell) eine Variabilität von etwa 0.25 mag zeigen. Im nächsten Kapitel wird untersucht, ob die Variabilität von Quasaren im Nah-Infrarot die gemessenen Helligkeiten und Farben beeinflußt.

[9] mit Hilfe der MIDAS-Prozedur *regression/linear*

Kapitel 4

Variabilität von Quasaren

Quasare wurden öfters in mehreren Wellenlängenbereichen (Radio-, Optischen-, Röntgen- und γ-Bereich) beobachtet. In all diesen Energiebereichen ist Variabilität auf Zeitskalen bis hin zu wenigen Tagen bzw. Stunden nachgewiesen worden. Manche Objekte zeigen sogar Variabilität auf Zeitskalen von Minuten und Sekunden (siehe z.B. Sasaki,1997 [32]). Wenn eine Variabilität auf sehr kurzen Zeitskalen bei Quasaren im Nah-Infrarot-Bereich festgestellt würde, dann könnte dies bedeuten, daß die gemessenen Farben $J-H$ und $H-K'$ für die hochrotverschobenen Quasare durch Variabilität des Kontinuums beeinflußt wären. Deshalb ist es wichtig, daß man Variabilität von Quasaren im Nah-Infrarot auf Zeitskalen von Minuten und Tagen untersucht. Für diese Untersuchung eignen sich sehr gut die Quasare bei kleineren Rotverschiebungen (Tabelle 2.3), die in einigen Nächten im August 1996 aufgenommen wurden.

4.1 Relative Photometrie

Bei der relativen Photometrie wird der Fluß des Quasars mit dem Fluß von Sternen verglichen, die einen konstanten Fluß haben, also nicht variabel sind.

Man bestimmt zunächst den Fluß des Quasars n_{quas} und die Flüsse der v Vergleichssterne n_1, n_2, ... , n_v in allen Bildern. Die Verhältnisse n_{quas}/n_i (i=1,...,v) werden für die Flüsse in jedem der Bilder gebildet und normiert. Die Streuung der normierten Flüsse n_{quas}/n_i anhand der gemessenen Flüsse in allen Bildern wird berechnet. Wenn diese Streuung kleiner als die Streuung des Flusses des Vergleichsobjekt ist, dann läßt dies folgern, daß der Quasar im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Variation zeigt.

4.2 Variabilität auf einer Zeitskala von Minuten und Sekunden

Quasar 2007+77

Der Quasar 2007+77 wurde in mehreren Nächten aufgenommen. Allerdings stellte sich heraus, daß das Vergleichsobjekt 2 (siehe Abbildung 4.1) auf vielen Aufnahmen saturiert war und daß das Vergleichsobjekt 3 sich nicht auf manchen Aufnahmen befand. Darum wurden zur Untersuchung der Variabilität nur die Aufnahmen im H-Filter von der Nacht 21./22.August 1996 benutzt. Auf den 131 Aufnahmen mit einer Integrationszeit von 5 Sekunden befindet sich der Quasar und zwei Vergleichsobjekte (Abbildung 4.1). Alle 3 Objekte sind nicht saturiert.

Die Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf des normierten Flusses Quasar/Stern 2 als Funktion der Zeit. Der Stern 2 wird als Vergleichsstern genommen, da er der hellste nichtsaturierte Stern im Feld ist und dessen photometrischen Fehler am kleinsten ist. Die Streuung des normierten Flusses Quasar/Stern 2 beträgt 2.99%, während die Streuung des Flusses des Vergleichssternes 3.05% ist. Daraus folgt, daß der Quasar 2007+77 keine Variation auf einer Zeitskala von Minuten zeigt.

BL Lac

BL Lac wurde im J-Filter in der Nacht von 21./22. August aufgenommen. 48 Bilder mit 5 Sekunden Integrationszeit wurden aufgenommen. Das hellste nichtsaturierte Objekt im Feld (Objekt 5, siehe Abbildung 4.3) wird als Vergleichsstern für die relative Photometrie benutzt.

Die Abbildung 4.4 zeigt den Verlauf des normierten Flusses Quasar/Stern 5 als Funktion der Zeit. Die Streuung des normierten Flusses Quasar/Stern 5 beträgt 3.98%, während die Streuung des Flusses des Vergleichssternes 4.11% ist. Dies läßt folgern, daß BL Lac keine Variation auf einer Zeitskala von Minuten zeigt.

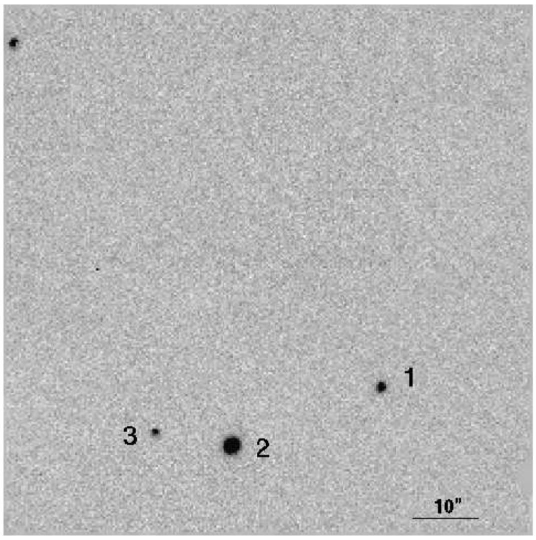


Abbildung 4.1: Der Quasar 2007+77 (Objekt 1) im H-Band

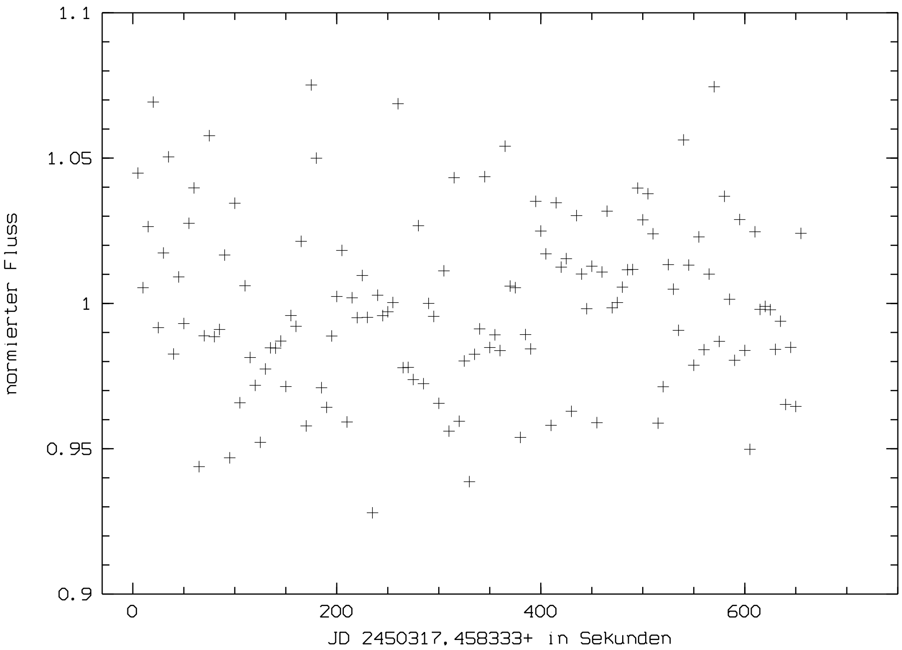


Abbildung 4.2: Normierter Fluß Quasar(2007+77)/Stern 2 als Funktion der Zeit

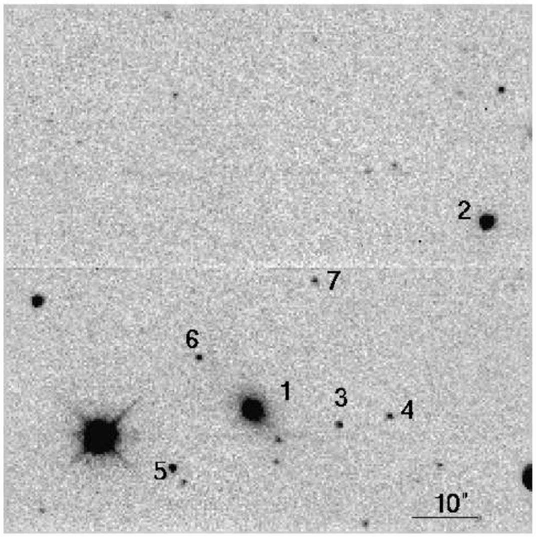


Abbildung 4.3: BL Lac (Objekt 1) im J-Band

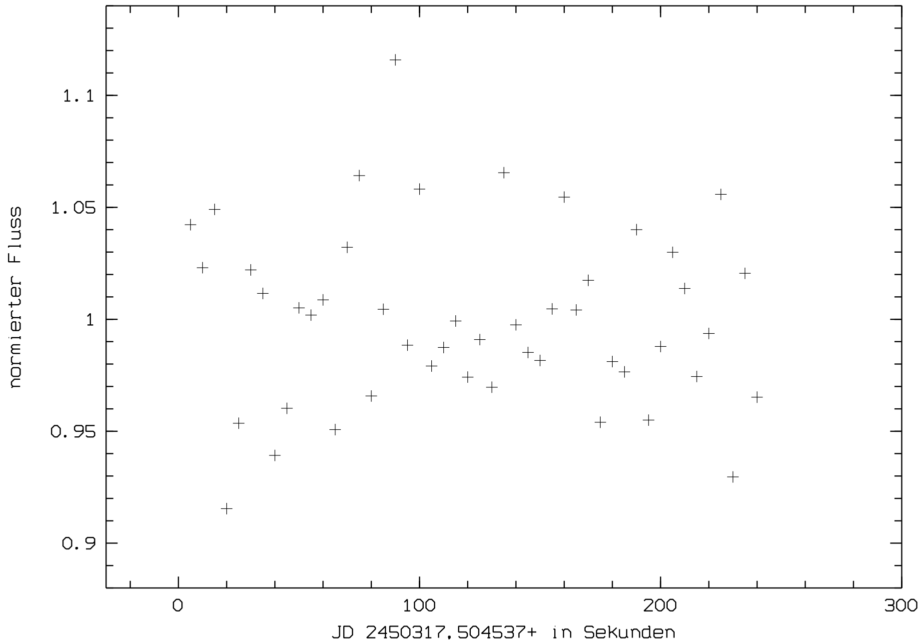


Abbildung 4.4: Normierter Fluß BL Lac/Stern 5 als Funktion der Zeit

4.3 Variabilität auf einer Zeitskala von Tagen

Der Quasar 0153+74 wurde in den Nächten 10./11. August und 20./21. August im J-Filter aufgenommen. Der Quasar hat eine Rotverschiebung von $z = 2.34$. Dies bedeutet, daß der Wellenlängenbereich, der im J-Filter für 0153+74 beobachtet wird, einem Wellenlängenbereich von 340 nm bis 410 nm im Ruhesystem entspricht. Dies ist in etwa der Bereich im Ruhesystem, der beobachtet wird, wenn man einen Quasar bei $z \approx 4$ im K'-Filter beobachtet. Darum kann durch die Untersuchung von 0153+74 im J-Filter Variabilität in einem Ruhewellenlängebereich untersucht werden, der auch bei den Quasaren bei $z > 4$ untersucht wird.

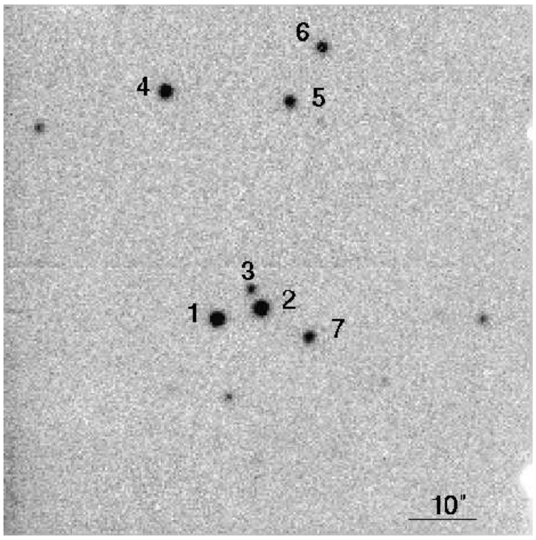


Abbildung 4.5: Der Quasar 0153+74 (Objekt 1) im J-Band

In der Nacht von 10./11. August wurden 12 Aufnahmen und in der Nacht von 20./21. August 14 Aufnahmen von 0153+74 gemacht (alle mit einer Integrationszeit von jeweils 30 Sekunden). Die Vergleichssterne 2 und 7 werden ausgewählt, da sie sich auf allen Aufnahmen befinden und da sie die hellsten nichtsaturierten Objekte im Feld sind. Die Streuung des normierten Flusses Quasar/Stern 2 beträgt 4%, während die Streuung des normierten Flusses Quasar/Stern 7 7.6% ist. Da das Verhältnis der Sterne 2 und 7 eine Streuung von 8.96% zeigt, kann man folgern, daß 0153+74 keine Variation auf der Zeitskala von 10 Tagen zeigt.

4.4 Folgerungen

Für die untersuchten Quasare wurde keine Variation im Nah-Infrarot festgestellt, sowohl auf Zeitskalen von Minuten und Sekunden, als auch auf Zeitskalen von Tagen. Dies läßt folgern, daß die Kontinuumsemission der Quasare zwischen den jeweiligen Messungen in J, H und K' keine Variationen zeigt, so daß die gemessenen Farben $J-H$ und $H-K'$ für die Quasare bei $z > 4$ nicht von einer

Variation beeinflußt werden, sondern tatsächlich den Verlauf des Kontinuums beschreiben.

Kapitel 5

Optische Daten

Sechs von den 34 hochrotverschobenen Quasaren, die in der Diplomarbeit untersucht wurden, konnten auf den Aufnahmen im Nah-Infrarot anhand optischer Sucherkarten nicht identifiziert werden. Fünf der nichtidentifizierten hochrotverschobenen Quasare wurden im Februar 1999 von S. Wagner und mir während einer Beobachtungskampagne am Observatorium auf dem Calar Alto beobachtet. Der sechste nichtidentifizierte Quasar, BR 2237-0607, konnte aufgrund seiner Koordinaten im Februar nicht beobachtet werden. Ziel der Beobachtungen war, bessere optische Sucherkarten zu erstellen und, durch die Messung der Helligkeit, die Quasare anhand veröffentlichten Helligkeiten zu identifizieren.

Tabelle 5.1: Tabelle mit den optischen Beobachtungen (Quasare und Standardfelder)

Nacht	Objekt
5./6. Februar 99	BR 0351-1034
	NGC 7790
	NGC 4147
	GB 1508+5714
6./7. Februar 99	BR 0035-25
	APM 0401-1711
	NGC 2264
7./8. Februar 99	BR 0019-1522
	NGC 7790
	NGC 2419

5.1 Beobachtung

Die Beobachtungen im Februar 1999 wurden in 3 Nächten am 1.23-m-Teleskop des Observatoriums auf dem Calar Alto (Spanien) durchgeführt. Die fünf hochrotverschobenen Quasare wurden in den Röser V, I und R Filtern[1] aufgenommen. Gleich nach (oder vor) jedem Quasar wurden Standardfelder (siehe Chris-

[1] Filterbeschreibung siehe Anhang E

tian et al., 1985 [8]) aufgenommen, um eine absolute Photometrie der Objekte zwecks Identifikation[2] zu ermöglichen. Die Tabelle 5.1 enthält die Quasare und die Standardfelder, die beobachtet wurden.

5.2 Reduktion

Das verwendete CCD hat eine Größe von 1146 x 1024 Pixeln. Der Overscanbereich erstreckt sich von 1024 bis 1146 in x-Richtung. Der Linearitätsbereich geht bis 40 000 ADUs und Saturation beginnt bei etwa 62 000 ADUs. Die beobachteten Felder sind 7 x 7 Bogenminuten groß, also erhält man eine Skala von 0.41 Bogensekunden pro Pixel.

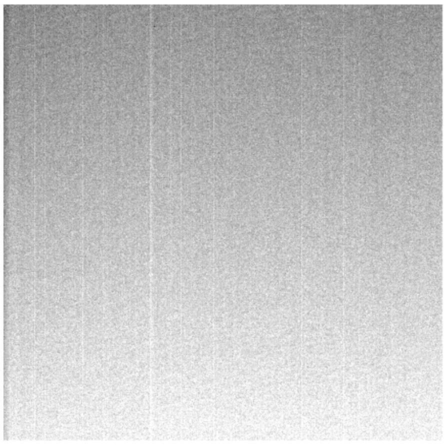


Abbildung 5.1: Der Median der Bias-Bilder im Optischen

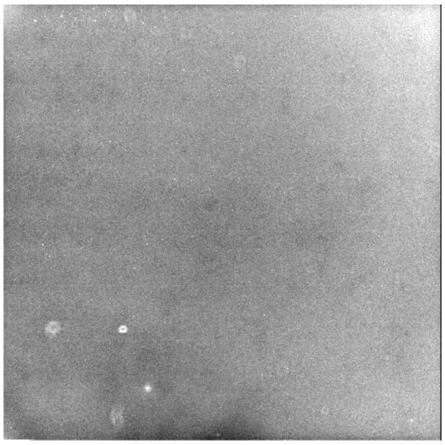


Abbildung 5.2: Himmelsflatfield-Aufnahme im Röser R Filter

Biassubtraktion

Die Bias-Aufnahmen werden zuerst additiv auf ein mittleres Niveau angeglichen. Aus diesen angelichenen Bildern wird der Median gebildet (siehe Abbildung 5.1) und von allen Aufnahmen abgezogen. Dann wird der Median im Overscanbereich der erzeugten Bilder gemessen. Dieser Median wird von den Objektaufnahmen abgezogen, so daß man im Overscanbereich der Objektaufnahmen den Wert Null bekommt.

Flatfield-Korrektur

Man erzeugt normierte Bilder (wie bei den Infrarotdaten, Abschnitt 2.5, der Median wird dabei im 1024 x 1024 großen Bild ohne Overscanbereich berechnet) und aus den normierten Bildern wird ein Medianbild erzeugt. So erhält man Himmelsflatfield-Aufnahmen. Eine Himmelsflatfield-Aufnahme ist in der Abbildung 5.2 dargestellt.

[2] anhand der R-Helligkeiten aus der Literatur

5.3 Photometrie

Zur photometrische Kalibration der Aufnahmen wird ein Standardfeld benutzt, das unmittelbar vor oder nach dem Quasar aufgenommen wurde, möglichst bei vergleichbarer Zenitdistanz.

Die Extinktionskoeffizienten können in der photometrischen Nacht vom 7./8. Februar bestimmt werden. Das Standardfeld NGC 2419 wurde in dieser Nacht bei verschiedenen Luftmassen und in mehreren Filtern aufgenommen. Um die Nullpunkte und die Extinktionskoeffizienten zu bestimmen, benutzt man die Gleichung 3.6 aus Abschnitt 3.3:

$$X_{std} = X_{ins} + NP + a \cdot LM + b \cdot LM \cdot (X - Y)_{std}$$

Die Helligkeiten der Standardsterne von NGC 2419 werden Christian et al. 1985 [8] entnommen.

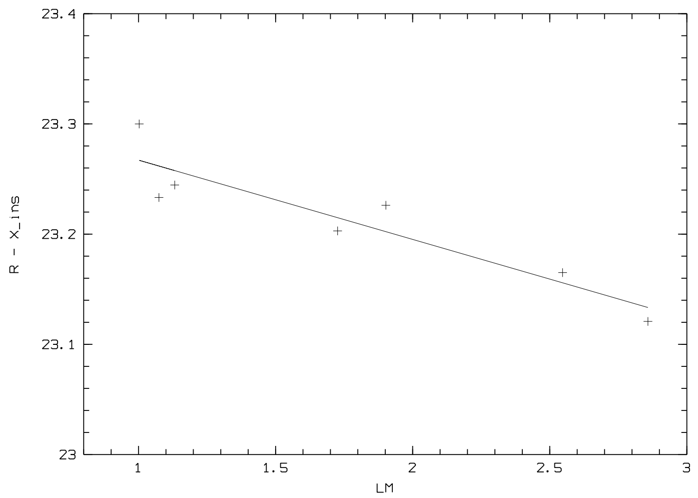


Abbildung 5.3: Bestimmung des Extinktionskoeffizienten 1.Ordnung anhand des Sternes Z aus NGC 2419

Der Extinktionskoeffizient 1.Ordnung a kann durch die Beobachtung eines Standardsterns bei verschiedenen Luftmassen bestimmt werden. Man vernachlässigt in der Gleichung 3.6 den Extinktionskoeffizienten 2. Ordnung b. Dann gilt

$$X_{std} = X_{ins} + NP + a \cdot LM \tag{5.1}$$

und daraus

$$X_{std} - X_{ins} = NP + a \cdot LM \tag{5.2}$$

Wenn man $X_{std} - X_{ins}$ über die Luftmasse LM aufträgt, erhält man eine Gerade, deren Steigung der Extinktionskoeffizient 1.Ordnung a ist und deren Schnittpunkt mit der y-Achse den Nullpunkt darstellt. In der Nacht vom 7./8. Februar 1999 wurde das Standardfeld NGC 2419 bei mehreren Luftmassen beobachtet. Aus der Steigung der Geraden (siehe Abbildung 5.3) für den Stern Z,

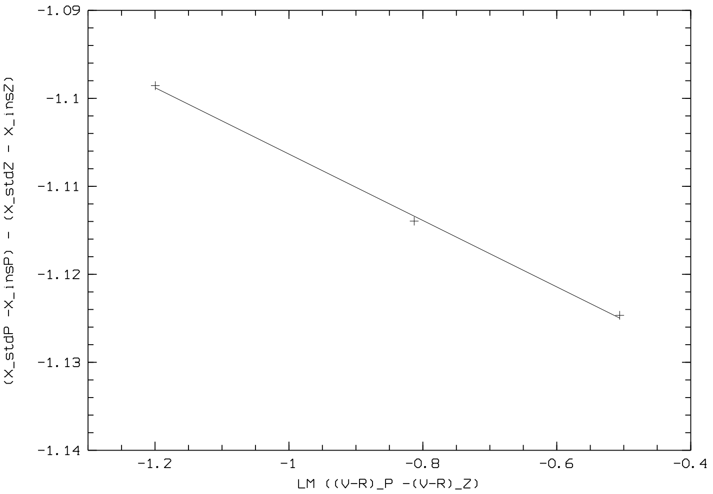


Abbildung 5.4: Bestimmung des Extinktionskoeffizienten 2.Ordnung anhand der Sternen Z und P aus NGC 2419

hellster Stern im Standardfeld NGC 2419, der nicht saturiert ist, ergibt sich $a = -0.072 \pm 0.014$ und $NP = 23.339 \pm 0.025$.

Um den Extinktionskoeffizienten 2.Ordnung auszurechnen, werden zwei räumlich benachbarte Standardsterne mit möglichst verschiedenen Farben benutzt. Für die zwei Sterne gilt
$X_{std1} - X_{std2} = (X_{ins1} + NP + a \cdot LM + b \cdot LM \cdot (X - Y)_{std1}) - (X_{ins2} + NP$
$+a \cdot LM + b \cdot LM \cdot (X - Y)_{std2})$
und damit:

$$X_{std1} - X_{std2} = b \cdot LM \cdot ((X - Y)_{std1} - (X - Y)_{std2}) + (X_{ins1} - X_{ins2}) \quad (5.3)$$

Die Farbe $(X - Y)_{std}$ entnimmt man ebenfalls Christian et al. (1985 [8]). In dem man $(X_{std1} - X_{ins1}) - (X_{ins2} - X_{ins2})$ über $LM \cdot ((X - Y)_{std1} - (X - Y)_{std2})$ aufträgt bekommt man eine Gerade, deren Steigung der Extinktionskoeffizient 2.Ordnung b ist. Gewählt werden in diesem Fall die Sterne Z und P (die hellsten Standardsterne im Feld) mit den unterschiedlichsten Farben $V - R$ (Z hat $V - R = 0.803$, P hat $V - R = 0.332$). Man trägt $(X_{stdP} - X_{insP}) - (X_{insZ} - X_{insZ})$ über $LM \cdot (V - R)_P - (V - R)_Z$ auf und bekommt aus der Steigung der Geraden $b = -0.038 \pm 0.001$ (siehe Abbildung 5.4).

Um den Fehler bei der Photometrie abzuschätzen werden für alle Standardsterne im Feld von NGC 2419 ihre R-Werte mit der Formel 3.6 bestimmt, indem man die ausgerechneten Extinktionskoeffizienten a und b benutzt. Man erhält die Werte aus der Tabelle 5.2. Anhand der Abweichung des Literaturwertes vom gemessenen Wert kann der photometrische Fehler auf etwa 0.10 mag abgeschätzt werden.

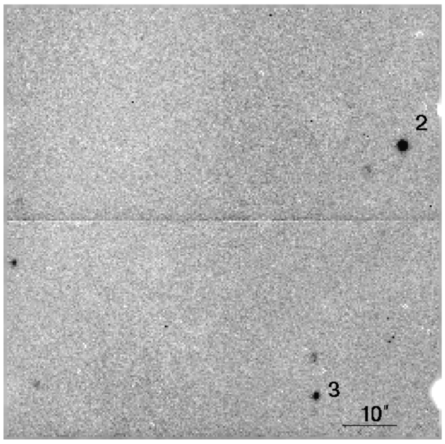
Stern	R(aus Lit.)	R(gemessen)	Abweichung
I	13.374	13.339	0.035
A-II-55	17.118	17.068	0.049
A-II-73	17.869	17.800	0.069
A-II-89	17.148	17.150	-0.002
B-II-11	16.508	16.442	0.066

Tabelle 5.2: Abschätzen des phtometrischen Fehlers

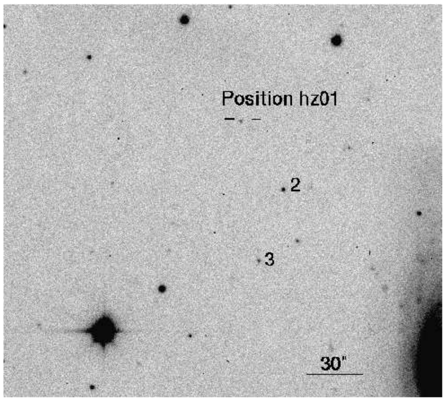
5.4 Nichtidentifizierte Quasare im Optischen

Der Fluß der Objekte wird mit der MIDAS-Prozedur *magnitude/rectangle* gemessen. Wenn es mehr als ein Bild im R-Filter von dem Quasar gibt, werden die Bilder mit Hilfe der Midas-Prozedur *average/image* gemittelt und die Helligkeit der Objekte wird in diesem entstandenen Bild gemessen. Die Umwandlung des Flusses in Helligkeiten geschieht nach der Formel 3.6 aus Abschnitt 3.3.

GB 1508+5714 wurde in der Nacht vom 5./6. Februar 1999 aufgenommen. Der Literaturwert für die R-Helligkeit des Quasars (aus Storrie et al., 1996 [39]) beträgt 18.90 ± 0.25 mag und eine Sucherkarte für den Quasar erhält man aus Hook et al. 1995 [19].



(a) J-Aufnahme (Calar Alto 1996)

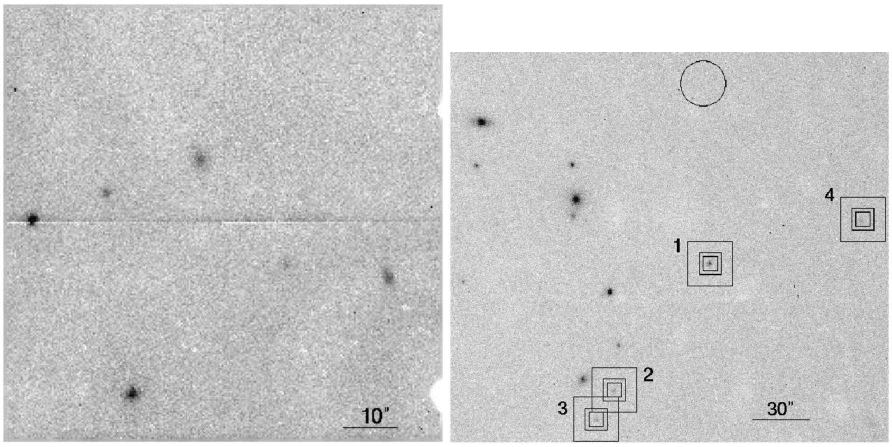


(b) R-Aufnahme (Calar Alto 1999)

Abbildung 5.5: Aufnahme von GB 1508+5714

Beim Vergleich der Aufnahmen im J- und R-Filter (siehe Abbildung 5.5) sieht man, anhand der Objekte 2 und 3, daß ein Feld im Nah-Infrarot beobachtet wurde, in dem sich der Quasar nicht befindet. Durch einen Positionierungsfehler des Teleskops wurde ein Feld etwa eine halbe Bogenminute von der Position des Quasars entfernt beobachtet.

BR 0035-25 wurde in der Nacht vom 6./7. Februar 1999 aufgenommen. Die Helligkeit von BR 0035-25 im R-Filter beträgt laut Literatur 18.90 ± 0.20 mag und seine Position anhand der DSS-Karten[3] ist in der Abbildung 5.6 durch einen Kreis in der R-Aufnahme angegeben.



(a) J-Aufnahme (Calar Alto 1996) **(b)** R-Aufnahme (Calar Alto 1999)

Abbildung 5.6: Aufnahme von BR 0035-25

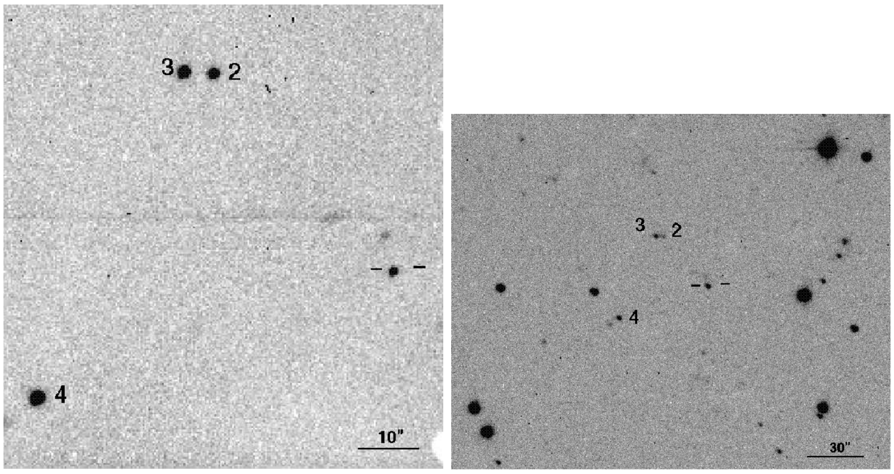
Für das Objekt 1 in der R-Aufnahme (siehe Abbildung 5.6) wurde eine Helligkeit von 17.18 gemessen, während die schwächsten Objekte im Bild (die Objekte 2, 3 und 4) Helligkeiten von 18.71, 18.34 und 17.88 mag haben. BR 0035-25 müßte also etwa die Helligkeit vom Objekt 2 haben, wenn die Photometrie (aus der Literatur) im R-Filter stimmt. An der Position, an der man den Quasar anhand der DSS-Karten erwartet, ist aber kein Objekt sichtbar. Also muß BR 0035-25 schwächer als 18.9 mag sein, falls die veröffentlichte Astrometrie stimmt.

Wenn die Photometrie in R (aus der Literatur) stimmen würde, dann könnte der Quasar das Objekt 2 sein, aber er würde sich etwa 2 Bogenminuten von der veröffentlichten Position entfernt befinden. In I hat das Objekt 2 eine Helligkeit von 17.51 mag, also beträgt die $R-I$-Farbe 1.2 mag. In V wird für das Objekt 2 ein Wert von 18.95 mag gemessen, also ist $V-R=0.24$. Diese Farben $R-I$ bzw. $V-R$ wären für einen Quasar bei $z>4$ möglich. Demzufolge ist entweder die veröffentlichte Photometrie oder die Astrometrie falsch. Die Koordinaten und die Helligkeit des Quasars BR 0035-25 wurden *Irwin & McMahon, 1990, Gemini 30,6* entnommen. Da der Quasar BR 0035-25 aus demselben Farb-Survey wie *BR 2237-0607*, *BR 0019-1522* und *BR 0351-1034* stammt und da bei den drei zuletzt genannten Quasare die Koordinaten zuerst falsch publiziert wurden (siehe unten), ist es denkbar, daß die Koordinaten von BR 0035-25 ebenfalls falsch publiziert wurden.

APM 0401-1711 wurde in der Nacht vom 6./7. Februar 1999 aufgenommen. Beim Vergleich der Aufnahmen in R und in J und der Position auf der DSS-Karte kann man den Quasar APM 0401-1711 anhand der relativen Position der Objekte 2, 3 und 4 identifizieren (siehe Abbildung 5.7). Die Position des

[3]DSS = Digited Sky Survey

Quasars ist mit Balken gekennzeichnet. Die Messung der Helligkeit des Quasars ergibt einen Wert von 18.61 für die R-Helligkeit, in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von 18.70 ± 0.25 von Storrie et al. 1996 [39]. Damit wurde APM 0401-1711 anhand der R-Aufnahme in Calar Alto im Februar 1999 identifiziert und konnte danach auch in J, H und K' gemessen werden.

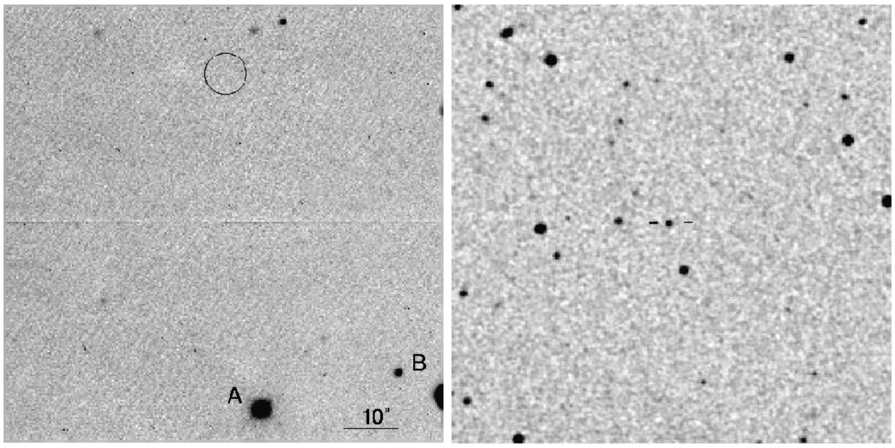


(a) J-Aufnahme (Calar Alto 1996) **(b)** R-Aufnahme (Calar Alto 1999)

Abbildung 5.7: Aufnahme von APM 0401-1711

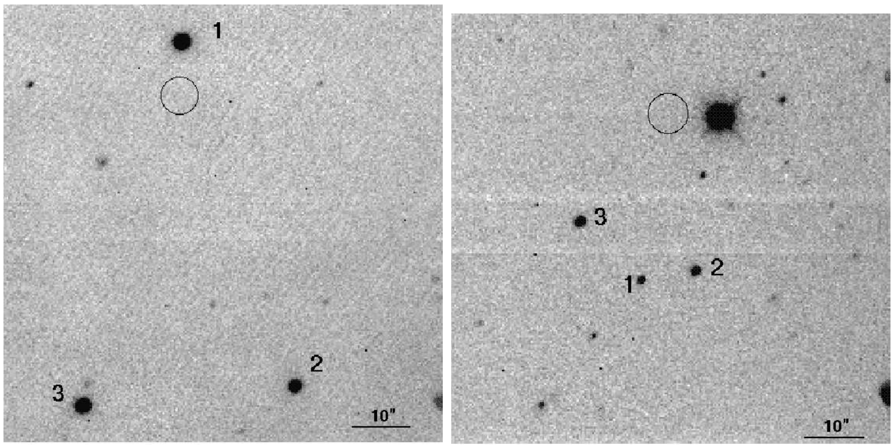
Der Quasar **BR 2237-0607** war im Februar 1999 nicht beobachtbar. Allerdings wurden die Nah-Infrarot-Aufnahmen im August 1996 an einer falschen Position gemacht (etwa 22 Bogenminuten von der wahren Position entfernt), da die Koordinaten des Quasars in McMahon et al. 1992, *MPE report N235, 399* falsch angegeben wurden. Die Abbildung 5.8 zeigt die J-Aufnahme von August 1996, in der die erwartete Position des Quasars anhand der falsch publizierten Koordinaten durch einen Kreis gekennzeichnet ist und die DSS-Aufnahme, die die wahre Position des Quasars zeigt (durch Balken gekennzeichnet). Die korrekten Koordinaten stammen aus *Storrie-Lombardi & Mc Mahon 1996, ApJ 468,121 [39]*, eine spätere Publikation.

Für die Quasare **BR 0019-1522** und **BR 0351-1034** waren die verwendeten Positionen für die Nah-Infrarot-Aufnahmen im August 1996 ebenfalls fehlerhaft, da die Koordinaten, wie bei BR 2237-0607, ebenfalls McMahon et al. 1992, *MPE report N235, 399* entnommen wurden, wo sie falsch publiziert wurden. In den J-Aufnahmen (Abbildung 5.9) zeigt der Kreis die erwartete Position der Quasare anhand der falsch publizierten Koordinaten. Kein Objekt ist an diesen Positionen erkennbar. Wie die optischen DSS-Aufnahmen an den korrekten Positionen der Quasare (Abbildungen 5.10 und 5.11) zeigen, befindet sich BR 0019-1522 etwa 8 Bogenminuten und BR 0351-1034 etwa 4 Bogenminuten von den im Nah-Infrarot aufgenommenen Feldern entfernt (die Positionen der Quasare sind durch Balken gekennzeichnet, außerdem wird das im Nah-Infrarot beobachtete Feld angezeigt).



(a) J-Aufnahme (Calar Alto 1996) **(b)** DSS-Aufnahme (5' x 5')

Abbildung 5.8: BR 2237-0607



(a) BR 0019-1522 (Calar Alto 1996) **(b)** BR 0351-1034 (Calar Alto 1996)

Abbildung 5.9: J-Aufnahmen

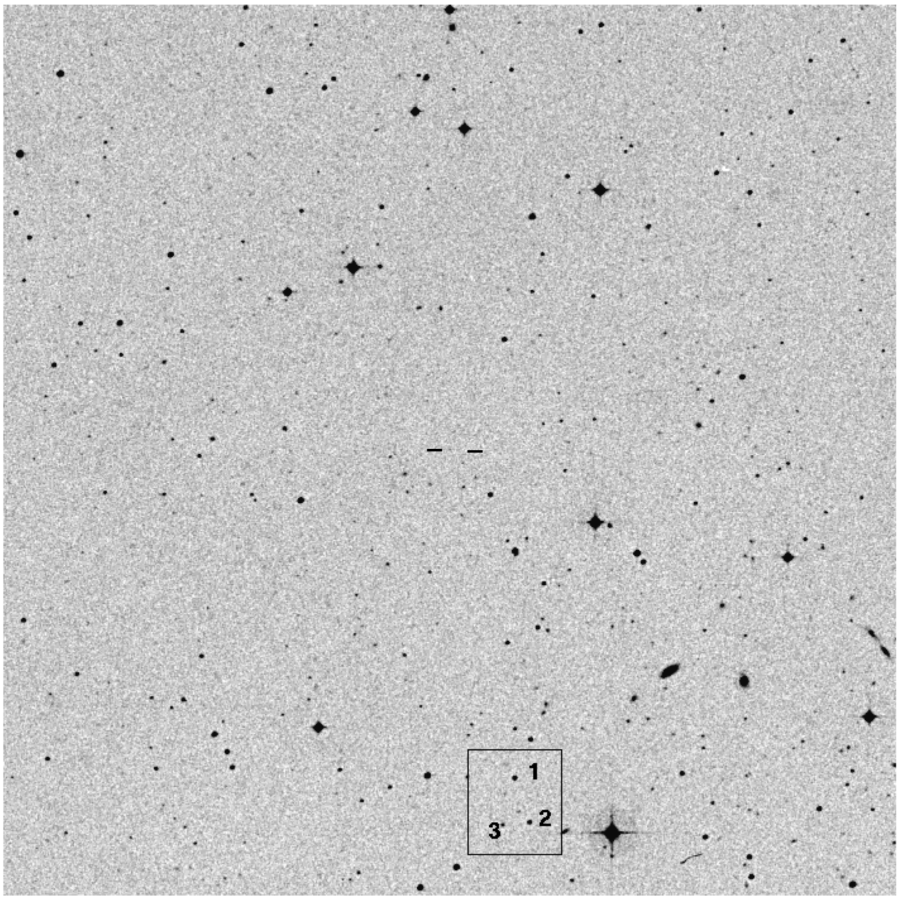


Abbildung 5.10: DSS-Aufnahme (20' x 20') von BR 0019-1522

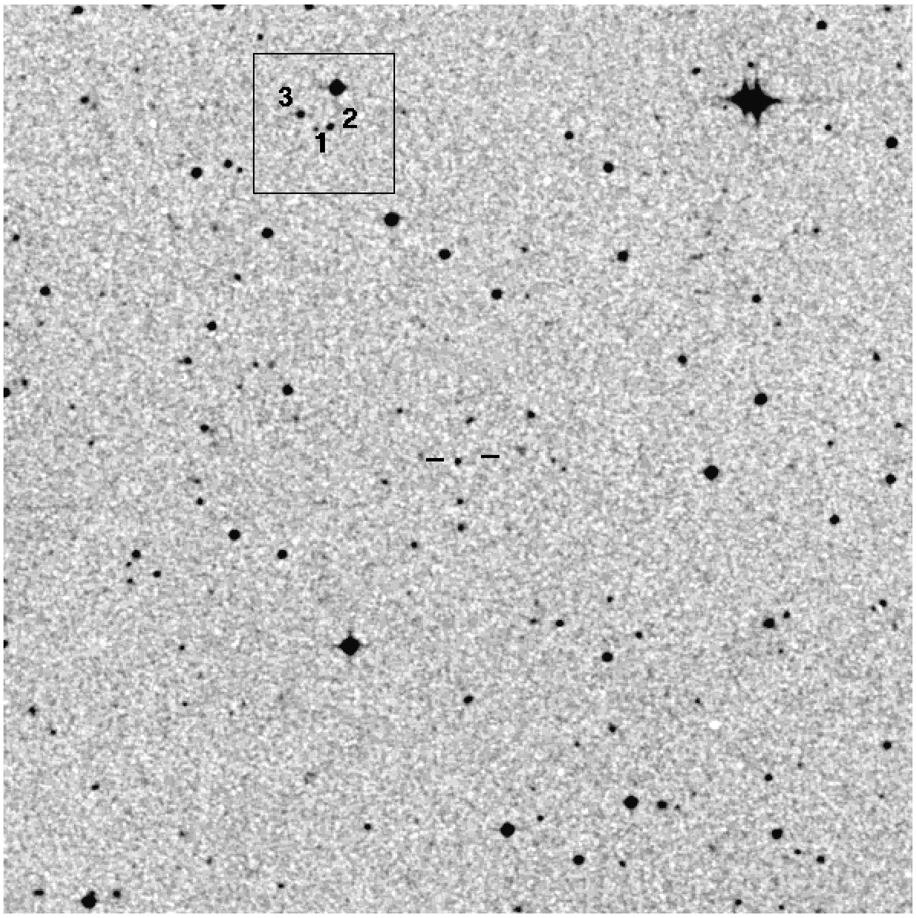


Abbildung 5.11: DSS-Aufnahme (10' x 10') von BR 0351-1034

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

Die Nah-Infrarot-Daten aus 7 Beobachtungsnächten auf dem Calar Alto wurden in der Diplomarbeit standardreduziert. 34 Quasare bei Rotverschiebungen $3.9 < z < 4.7$ wurden untersucht. 28 dieser Quasare konnten auf den Nah-Infrarot-Aufnahmen beim Vergleich mit optischen Sucherkarten identifiziert werden. Die nichtidentifizierbaren Quasare wurden von S.Wagner und mir mit dem 1.23-m-Teleskop auf dem Calar Alto im Februar 1999 im optischen Bereich beobachtet. APM 0401-1711 konnte anhand dieser Beobachtungen identifiziert werden. Bei GB 1508+5714 wurde durch einen Positionierungsfehler des Teleskops ein Feld im Nah-Infrarot etwa eine halbe Bogenminute von der Position des Quasars entfernt beobachtet. Bei drei der anderen nichtidentifizierten Quasare stellte sich heraus, daß die verwendeten Koordinaten aus McMahon et al. (1992 [28]) fehlerhaft bis zu 22 Bogenminuten waren. Bei BR 0035-25 sind die veröffentlichten Koordinaten (oder die Helligkeit) aus Irwin & McMahon (1990 [22]) mit großer Wahrscheinlichkeit falsch (siehe Bemerkung im Kapitel 5). Von der Stichprobe der 34 Quasare konnte demzufolge für 29 Quasare die Helligkeit in den Filtern J, H und K' gemessen werden (siehe Tabelle 3.3 in Abschnitt 3.6).

6.1 Ergebnisse

Aus den gemessenen J, H und K'-Werte werden die Farbindizes $J-H$, $H-K'$ und $J-K'$ für die hochrotverschobenen Quasare berechnet. Normalerweise werden J, H und K'-Helligkeiten in der Form eines Diagramms $J-H$ gegen $H-K'$ präsentiert (siehe Abbildung 6.1). Dieses Farben-Diagramm ist allerdings für die Quasare auch eine Funktion der Rotverschiebung z. Um die Schwierigkeiten wegen der Rotverschiebung zu umgehen, ist die Darstellung Farbe gegen z besser geeignet, um die Ergebnisse zu untersuchen.

Die Abbildungen 6.2, 6.3 und 6.4 zeigen die Farben $J-H$, $H-K'$ und $J-K'$ als Funktion der Rotverschiebung.

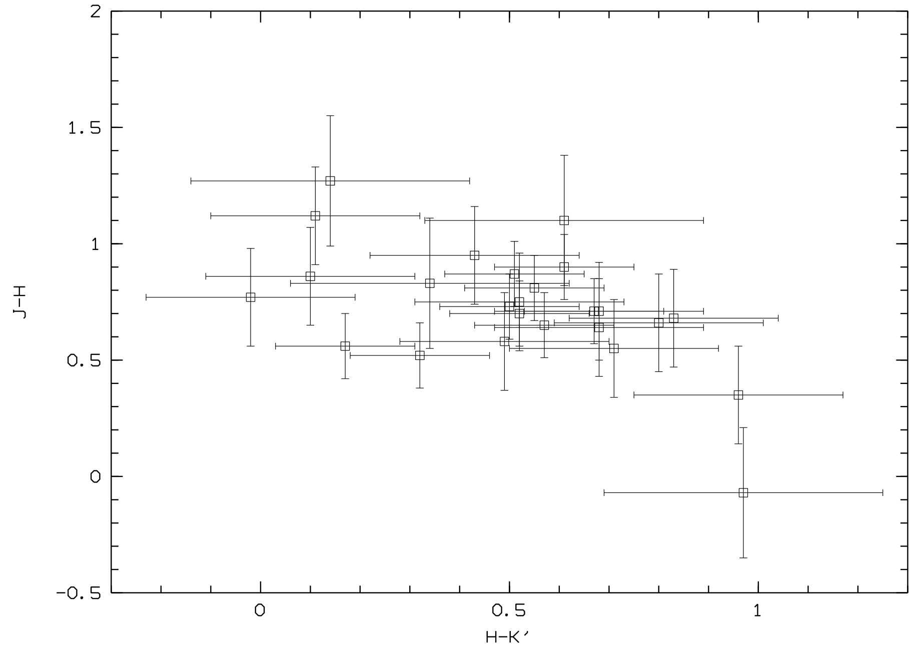


Abbildung 6.1: Das $J - H$ gegen $H - K'$-Diagramm für die untersuchten Quasare

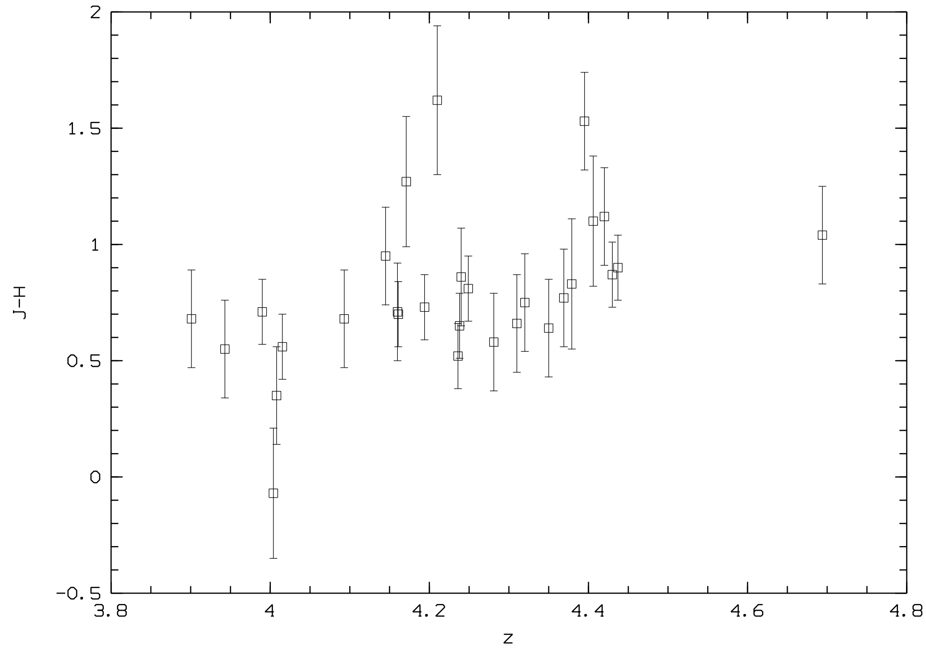


Abbildung 6.2: Die Farbe $J - H$ in Abhängigkeit der Rotverschiebung der Quasare

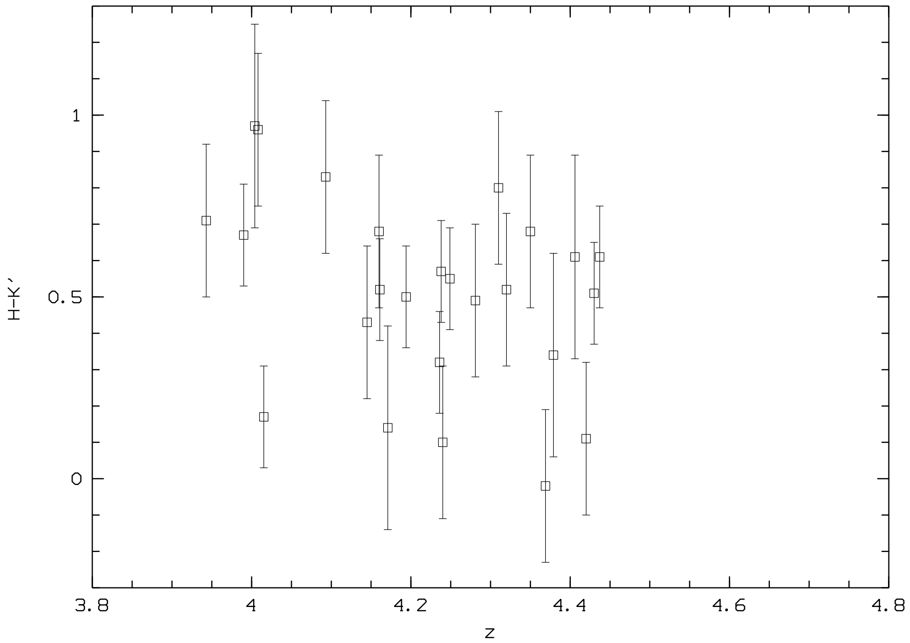


Abbildung 6.3: Die Farbe $H - K'$ in Abhängigkeit der Rotverschiebung der Quasare

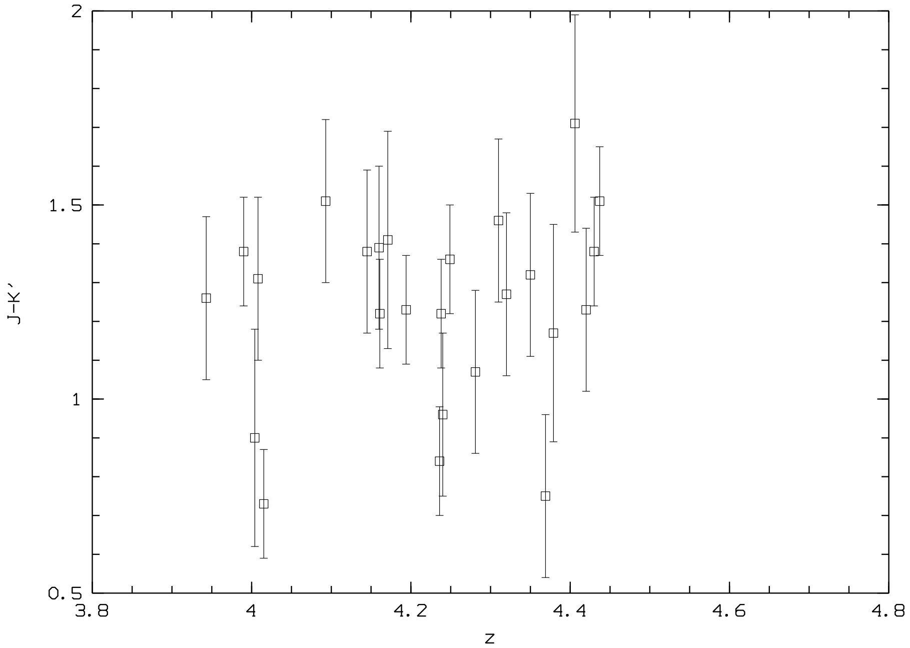


Abbildung 6.4: Die Farbe $J - K'$ in Abhängigkeit der Rotverschiebung der Quasare

Die mittleren Werte der Farben betragen $J - H = 0.796 \pm 0.330$, $H - K' = 0.511 \pm 0.265$ und $J - K' = 1.239 \pm 0.245$. Um festzustellen, ob eine Korrelation zwischen Farbe und Rotverschiebung vorhanden ist, wird angenommen, daß eine lineare Abhängigkeit zwischen der Farbe $X - Y$ und der Rotverschiebung z existiert:

$$X - Y = a \cdot z + b \tag{6.1}$$

Für die $J-H$-Farbe erhält man $a = 0.875 \pm 0.312$, also wird die $J-H$ Farbe röter[1], wenn die Rotverschiebung z zunimmt. Die $H - K'$ Farbe wird kleiner mit zunehmender Rotverschiebung ($a = -0.640 \pm 0.340$), während für die Farbe $J - K'$ kein eindeutiger Trend festzustellen ist ($a = 0$).

Für eine weitere Untersuchung des Trendes der Farbe $J - H$ mit der Rotverschiebung werden die Farben der weniger hellen Quasare, die einen größeren photometrischen Fehler haben (siehe Abbildung 6.2), nicht berücksichtigt. Der Mittelwert der Farbe $J - H$ der Quasare bei $z < 4.35$ beträgt dann 0.67 ± 0.13, während die entsprechende Größe für die Quasare bei $z > 4.35$ einen Wert von 0.95 ± 0.14 besitzt. Dies läßt folgern, daß die Farbe $J - H$ ab $z > 4.35$ größer wird.

Anhand der gemessenen Helligkeiten in JHK' und der Helligkeiten im optischen Spektralbereich aus der Literatur wird die spektrale Energieverteilung der Quasare erstellt. Dazu wird $log\,(\nu_0 \cdot f_{Jy})$ als Funktion von $log\,\nu_0$ dargestellt (Anhang B), wobei ν_0 die Ruhefrequenz und f_{Jy} der absolute Fluß des Quasars ist. Diese Darstellungen zeigen einen flachen Verlauf, ähnlich wie bei lokalen Quasaren im optischen Spektralbereich.

Außerdem wird $log\,f_\nu$ gegen $log\,\nu_0$ aufgetragen (siehe Anhang C), wobei f_ν der scheinbare Fluß der Quasare ist. Einige Quasare zeigen in diesen Darstellungen einen Verlauf, der durch ein einfaches Potenzgesetz $f_\nu = C \cdot \nu^{-\alpha}$ beschrieben werden kann. Andere zeigen ein Maximum bei etwa 3000 Å im Bereich des *small blue bumps.*

6.2 Diskussion

Die Untersuchungen in Kapitel 4 zeigen, daß die Farben der Quasare nicht durch Variation beeinflußt werden. Es könnte aber sein, daß Emissionslinien die Farben der Quasare beeinflussen. Anhand des mittleren Quasar-Spektrums aus Mittelung von über 700 Quasar Spektren (Francis et al., 1991 [11], siehe Abbildung 1.4 im Abschnitt 1.5) kann man untersuchen, ob Emissionslinien sich in den beobachteten Wellenlängenbereichen **J**$(1,13-1,37\,\mu\mathrm{m})$, **H**$(1,5-1,8\,\mu\mathrm{m})$ und **K'**$(1,94-2,3\,\mu\mathrm{m})$ befinden, die das Verhalten der Farben mit der Rotverschiebung erklären könnten. Das mittlere Quasar-Spektrum kann so verschoben werden, daß es die Emissionslinien bei den beobachteten Wellenlängen für $z = 4.0$, $z = 4.4$ und $z = 4.7$ wiedergibt. In der Abbildung 6.5 wird das verschobene Spektrum mit den Transmissionskurven der Fiter J, H und K' verglichen. Man erkennt, daß nur schwache Emissionslinien in den J und K'-Filtern liegen, während die stärkere MgII $\lambda 2798$ Linie sich im H-Band bei $z \approx 4.4$ befindet.

[1] $J - H$ wird größer

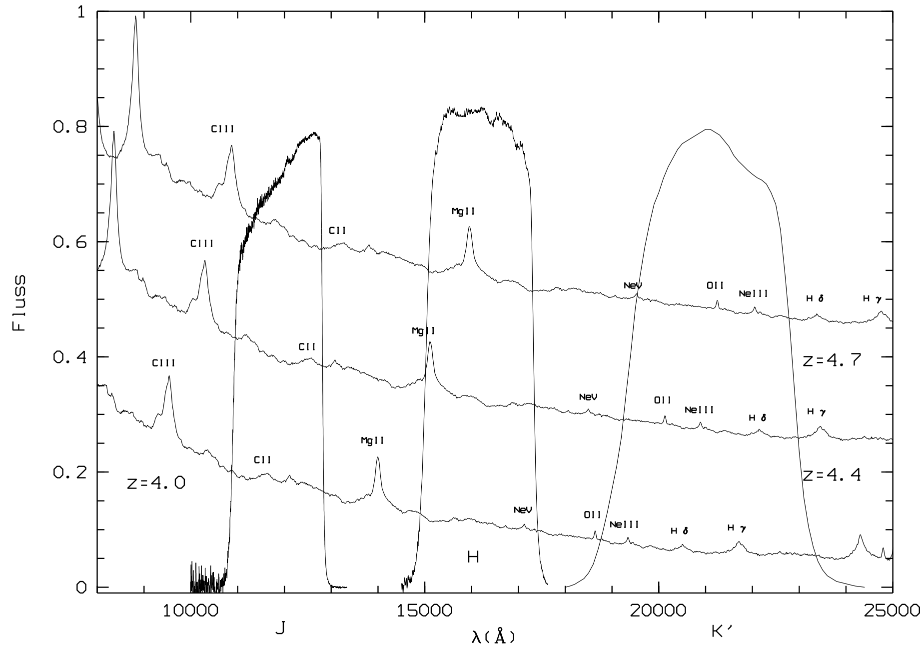


Abbildung 6.5: Die Transmissionskurven der Filter J, H und K' und das verschobene Quasarspektrum für $z = 4$, $z = 4.4$ und $z = 4.7$

Um den Einfluß der MgII $\lambda 2798$ Linie auf die Kontinuumsemission quantitativ zu untersuchen, wird im mittleren Quasar-Spektrum die Äquivalentbreite der Linie gemessen. Es ergibt sich ein Wert von 29 Å. Für ein $z \approx 4.4$ ist die MgII-Linie nicht nur nach 15109 Å verschoben, sondern sie hat auch in der Äquivalentbreite einen anderen Wert. Es gilt nämlich:

$$EW_{beob} = EW_{ruhe} \cdot (1 + z) \tag{6.2}$$

wobei EW_{ruhe} die Äquivalentbreite der Linie im Ruhesystem des Quasars und EW_{beob} die beobachtete Äquivalentbreite für einen Quasar der Rotverschiebung z ist. Wenn die MgII-Linie sich bei den hochrotverschobenen Quasaren ähnlich wie im mittleren Quasar-Spektrum der lokalen Quasare verhält, dann erhält man also für $z = 4.4$ eine Äquivalentbreite von 157 Å. Bei dieser Rotverschiebung befindet sich die Linie vollständig im H-Band und das Verhältnis Linien- zu Kontinuumsemission beträgt 14%. In Größenklassen ausgedrückt, wäre der gemessene H-Wert für die Quasare bei $z > 4.4$ um 0.15 mag zu hell, also zu klein[2].

Die MgII-Linie geht demnach schon bei $z \approx 4.35$ in das H-Band und mit anwachsender Rotverschiebung beeinflußt sie immer mehr den Fluß im H-Band, so daß die H-Helligkeit für die Quasare ab $z > 4.35$ bis $z = 4.4$ ansteigt, also kleiner wird (in Größenklassen ausgedrückt). Infolgedessen wird die $J - H$-Farbe größer und die $H - K'$-Farbe kleiner und die Quasare bei $z = 4.4$ scheinen eine um etwa 0.15 mag größere $J - H$-Farbe zu haben, verglichen mit

[2] wegen der historischen Definition der Größenklassen

denen bei kleineren Rotverschiebungen. Dies ist in Übereinstimmung mit den beobachteten Trends in den Abbildungen 6.2 und 6.3.

Da sowohl der J- als auch der K'-Filter nicht von starken Emissionslinien kontaminiert sind, würde ein Trend der $J-K'$-Farbe mit der Rotverschiebung in der Abbildung 6.4 auf ein besonderes Verhalten der Kontinuumsemission zurückzuführen sein. Das Fehlen eines solchen Trends ist entweder ein Hinweis darauf, daß er nicht existiert, oder daß er auf einem Niveau ist, das nicht mit Breitbandphotometrie entdeckt werden kann.

Mit Hilfe des verschobenen mittleren Quasar-Spektrums und der Transmissionskurven für die J, H und K'-Filter (Abbildung 6.5) werden die Farben $J-H$, $H-K'$ und $J-K'$ bestimmt, die ein Quasar theoretisch bei einer Rotverschiebung $z \approx 4.0$ haben würde, wenn er ein ähnliches Spektrum wie das mittlere Spektrum der lokalen Quasare aufweist. Die Werte $J-H = 0.534$, $J-K' = 0.761$ und $H-K' = 0.226$, die man auf diese Weise erhält, unterscheiden sich nicht, im Rahmen der Meßgenauigkeit, von den mittleren gemessenen Werten der Farben.

Die Darstellungen $log(f_\nu)$ gegen $log(\nu_0)$ aus Anhang C kann man mit den Diagrammen vergleichen, die von Soifer et al. (1983 [37]) für Quasare mit Rotverschiebungen $2.66 \leq z \leq 3.40$ erstellt wurden. Es stellt sich heraus, daß die Quasare bei Rotverschiebungen $2.66 \leq z \leq 3.40$ (Abbildung D.1 im Anhang D) ein ähnliches Verhalten zeigen, wie die Quasare bei $z > 3.9$, die in dieser Diplomarbeit untersucht wurden.

Man könnte sich fragen, ob die Ähnlichkeit der Farben und des Kontinuumsverlaufs der Quasare bei $z > 4$ und der Quasare bei kleineren Rotverschiebungen nicht die Folge eines Auswahleffektes bei der Entdeckung der Quasare ist. Dies ist aber aus folgendem Grund nicht der Fall. Die Quasare bei $z > 4$ wurden durch Farb-Surveys gefunden, in denen man beispielsweise die Farbe $g-r$ als Selektionskriterium benutzte. Bei $z \approx 4$ bewegt sich die Lyα-Emissionslinie in das r-Band und die Farbe $g-r$ wird größer. Die schraffierte Fläche in der Abbildung 1.5 im Abschnitt 1.5 zeigt den Ort der Objekte an, bei denen die Lyα-Linie sich in dem r-Band befindet. Die hochrotverschobenen Quasare werden also nach der Lage der Lyα-Linie selektiert. Darum könnten sie einen beliebigen Verlauf des Kontinuums auf der roten Seite von Lyα haben, also in dem Bereich, der in der Diplomarbeit untersucht wird.

Die Farben und der Kontinuumsverlauf der Quasare bei $z > 4$ zeigen also keine wesentliche Unterschiede zu lokalen Quasaren und dies ist kein Auswahleffekt. Die Eigenschaften der Quasare mit $z > 4$ sind nicht ausgesprochen verschieden von denen der Quasare bei niedrigeren Rotverschiebungen, also ist kein deutliches Anzeichen für Evolution vorhanden. Daher müßten die hochrotverschobenen Quasare mit den bisherigen Suchmethoden zu finden sein. Daß trotzdem so wenig Quasare bei $z > 4$ entdeckt wurden, ist wahrscheinlich damit zu erklären, daß die Evolutionszeit von 1–3 Milliarden Jahre zu kurz ist, damit viele solche Objekte sich bilden können.

Ausblick

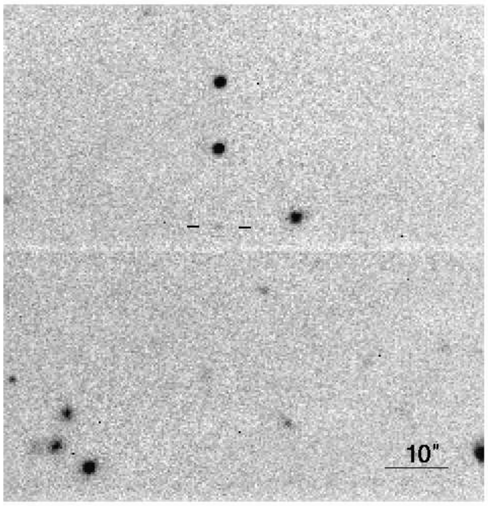
Die Quasare, die in der Diplomarbeit untersucht wurden, haben Rotverschiebungen $3.9 < z < 4.7$. Da Quasare in letzter Zeit bis zu Rotverschiebungen $z = 5$ entdeckt wurden, wäre es interessant, diese Objekte auch im Nah-Infrarot in den J-, H- und K'-Bändern zu untersuchen, um nach Evolutionseffekten zu suchen. Es wäre möglich, daß ein Quasar bei $z \approx 5.0$, der um einige Millionen Lichtjahre (je nach Kosmologie) weiter entfernt als ein Quasar bei $z = 4.7$ ist, deutlichere Unterschiede zu lokalen Quasaren zeigt, da er sich in einer früheren Evolutionsphase befindet.

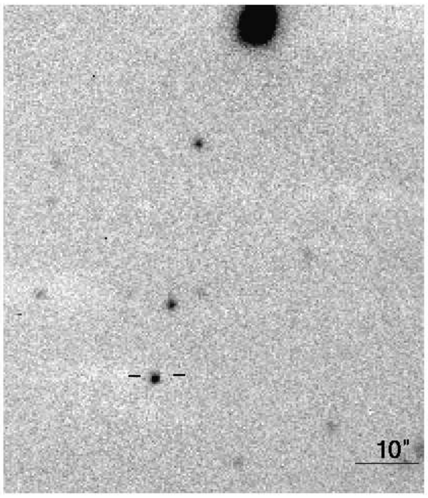
Anhang A

Sucherkarten für die hochrotverschobenen Quasare

Die standardreduzierten Bilder der hochrotverschobenen Quasare wurden jeweils in einem MIDAS-Katalog zusammengefaßt und daraus wurde mittels der MIDAS-Prozedur AVERAGE/IMAGE ein mittleres Bild erstellt. Dieses Bild stellt den Durschschnitt aller eingegangenen Bildern dar und darum sind die entstandenen gemittelten Bilder kleiner als 82 x 82 (bei Magic Blue), bzw. 164 x 164 Bogensekunden (bei Magic Black) groß.

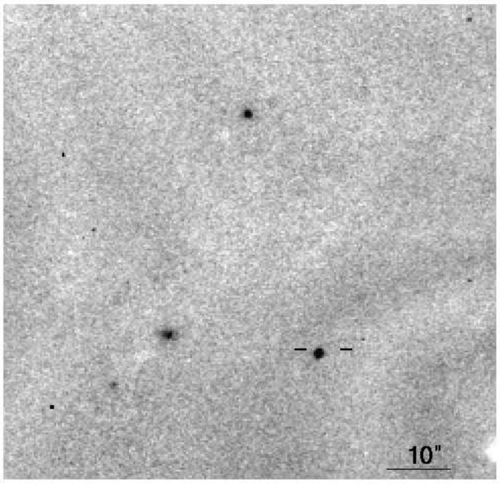
Die gemittelten J-Aufnahmen für die 29 identifizierte Quasaren werden in diesem Anhang aufgeführt. Die Quasare sind durch Balken gekennzeichnet.

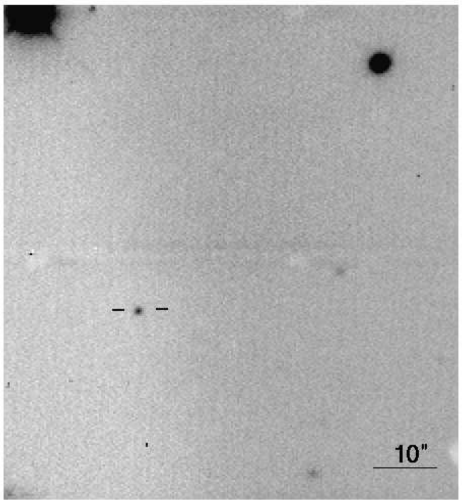




PC 0027+0521

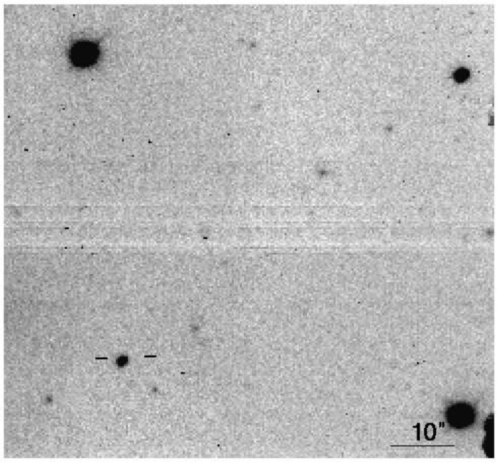
Q 0046-293



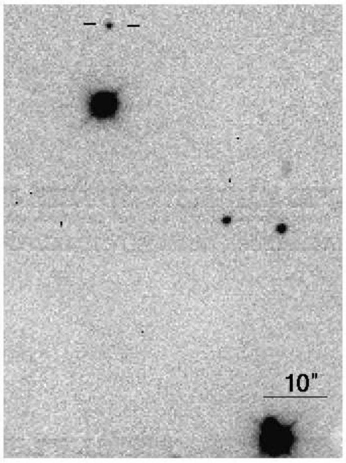


Q 0051-279

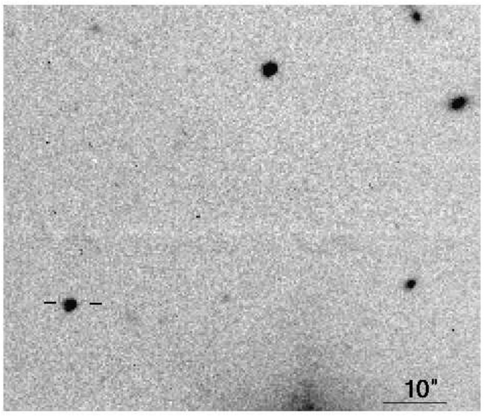
PSS J0059+0003



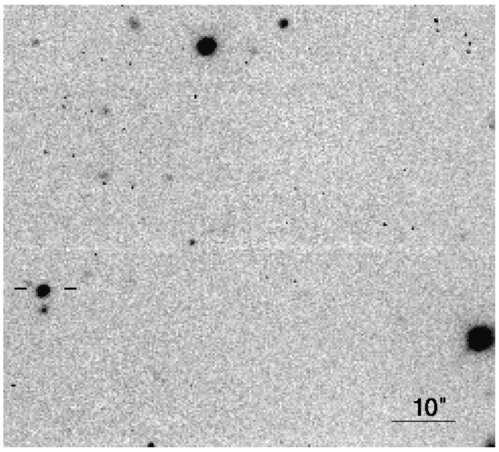
BR 0103+0032



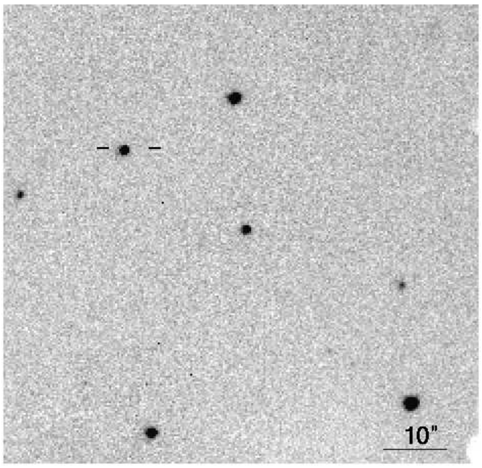
PC 0104 + 0215



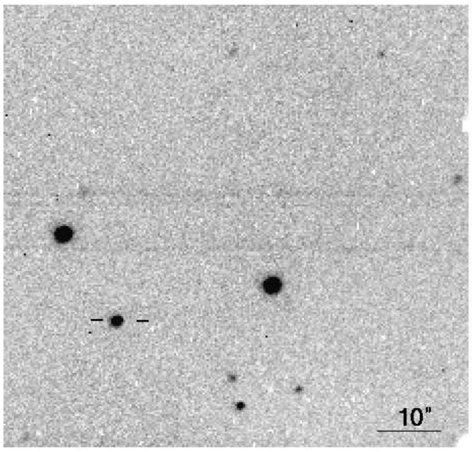
BR 0151-0025



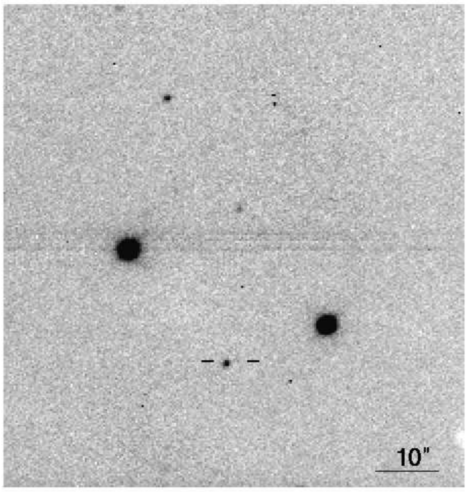
BR 0241-0146



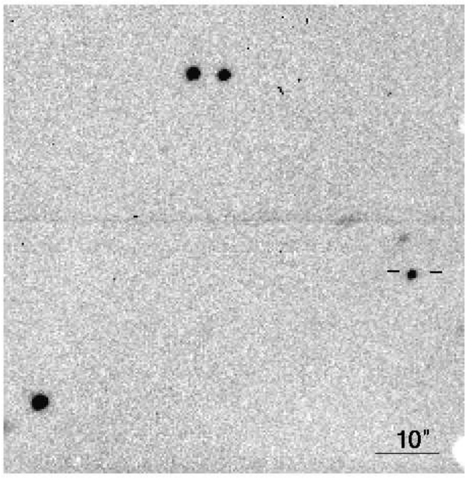
APM 0245-0608



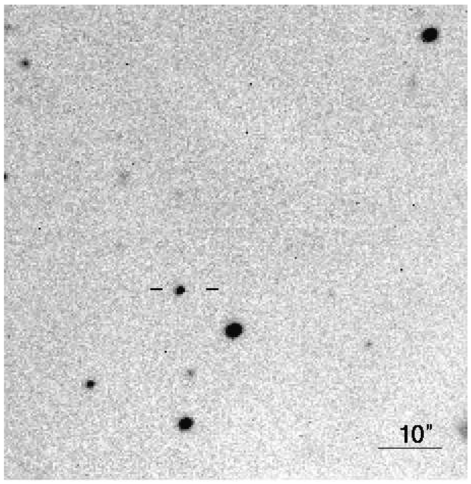
PSS J0248+1802



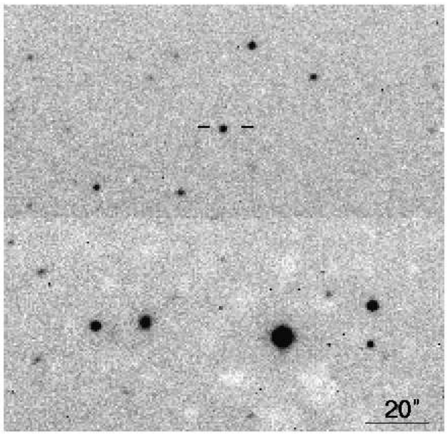
PC 0307+0222



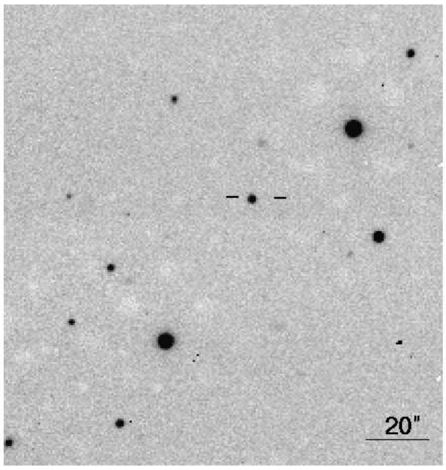
APM 0401-1711



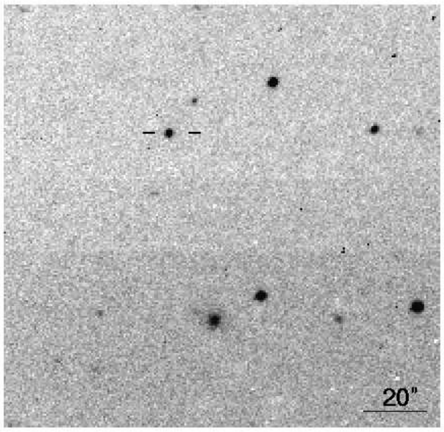
PC 0751+5623



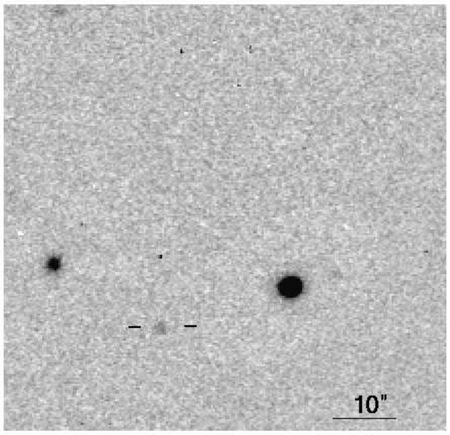
APM 0945-0411

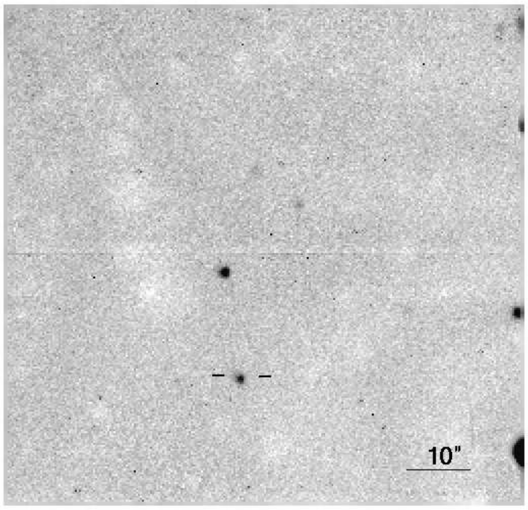


BR 0951-0450



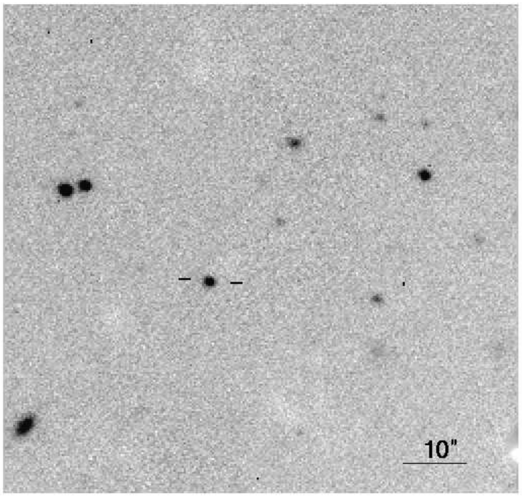
BR 1202-0725

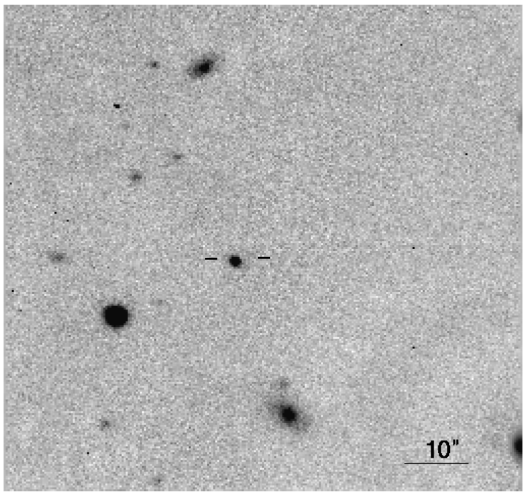




PC 1301+4747

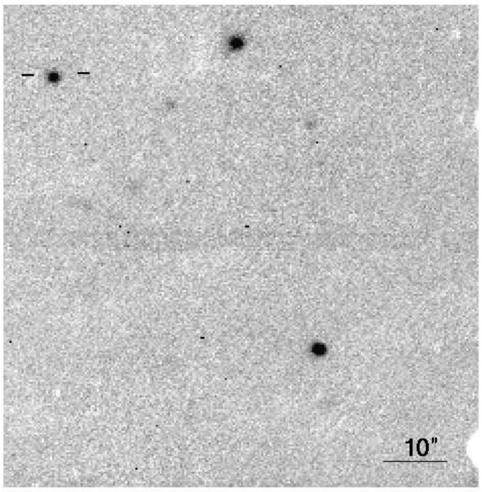
PSS J1430+2828



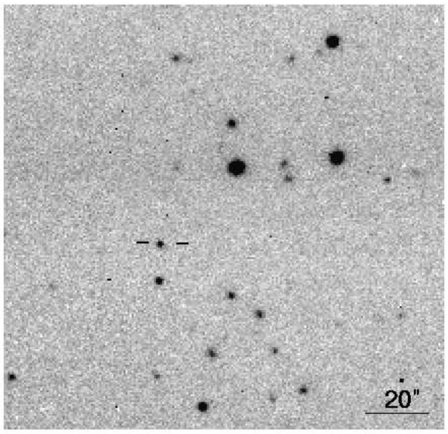


PSS J1435+3057

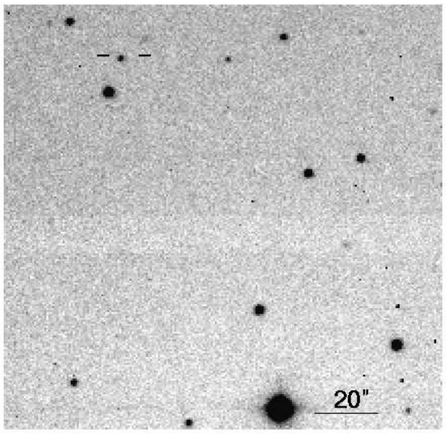
PSS J1438+2538



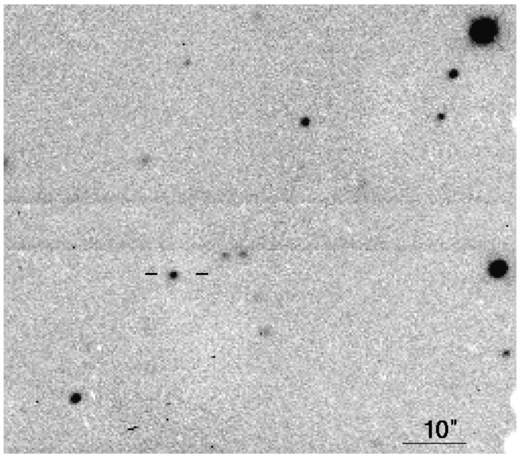
PSS J1443+2724



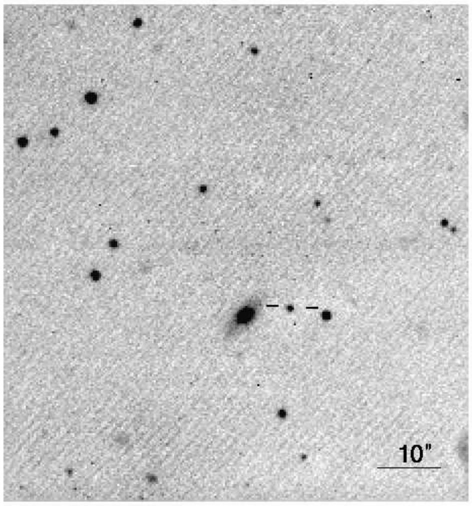
BRI 1500+0824

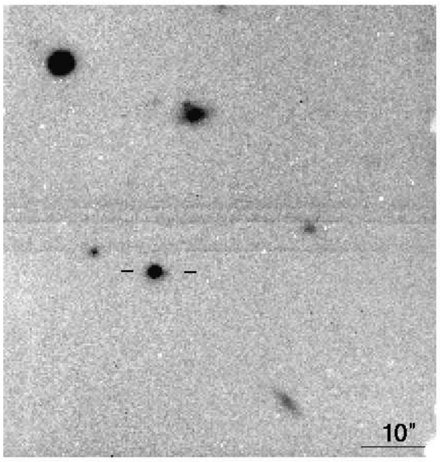


BRI 1745+6227



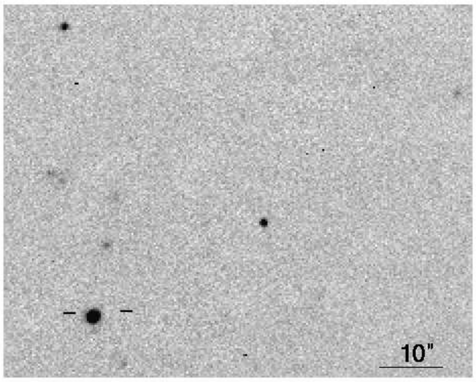
RX J17594+6638

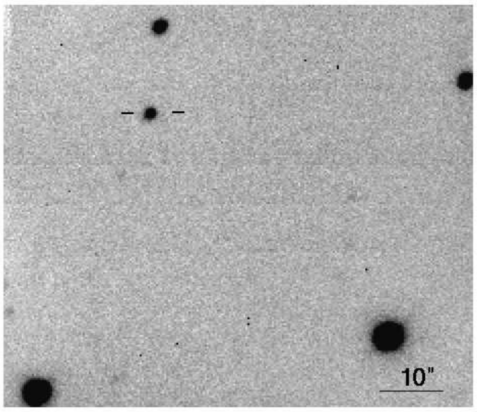




Q 2203+29

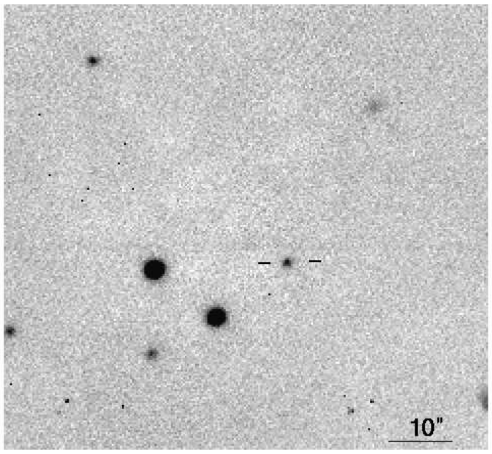
APM 2212-1626





BR 2235-0301

APM 2248-1242

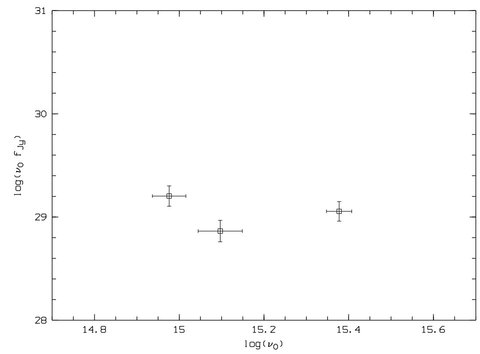


PC 2331+0210

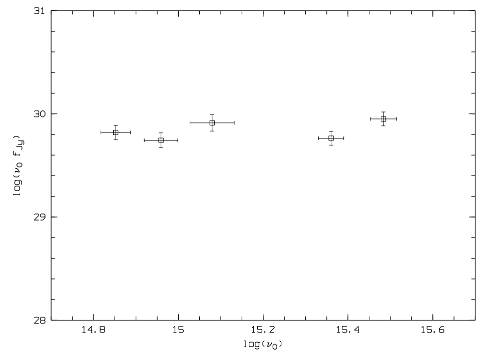
Anhang B

Spektrale Energieverteilung der Quasare (absolute Helligkeiten)

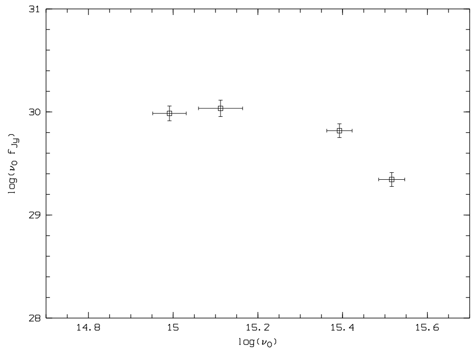
In diesem Anhang wird die spektrale Energieverteilung der Quasare dargestellt. Dazu wird $log(\nu_0 \cdot f_{Jy})$ gegen $log\,\nu_0$ aufgetragen, wobei ν_0 die Ruhefrequenz in Hz und f_{Jy} der absolute Fluß in Jansky ist. Die J, H und K'-Helligkeiten wurden in der Diplomarbeit gemessen, die Helligkeiten im optischen Spektralbereich stammen aus der Literatur.



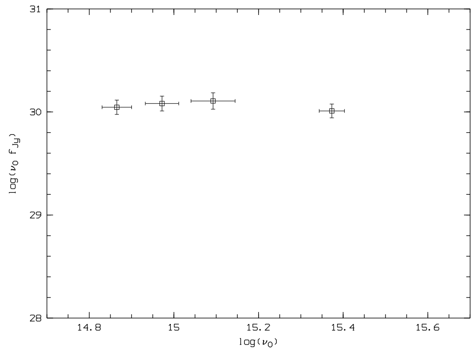
PC 0027+0521



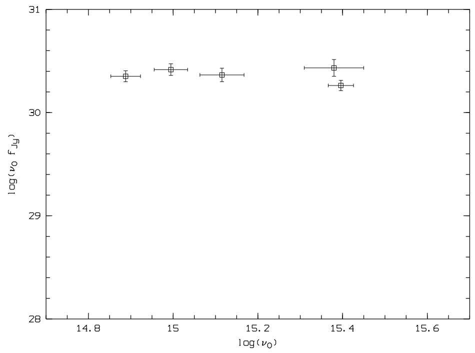
Q 0046-293



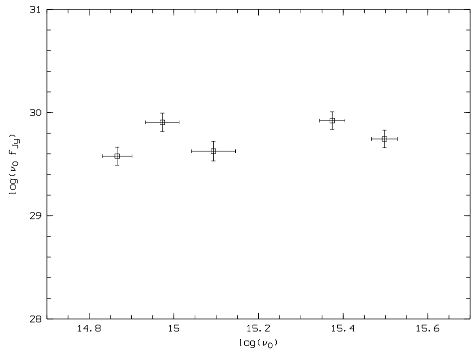
Q 0051-279



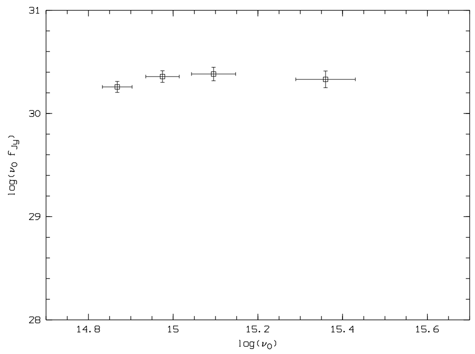
PSS J0059+0003



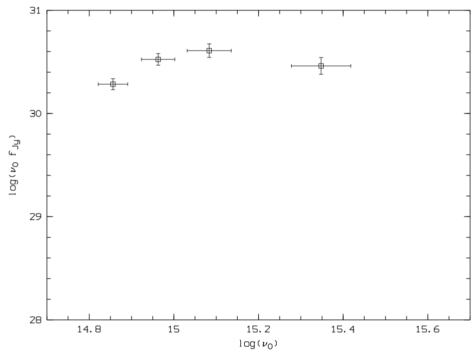
BR 0103+0032



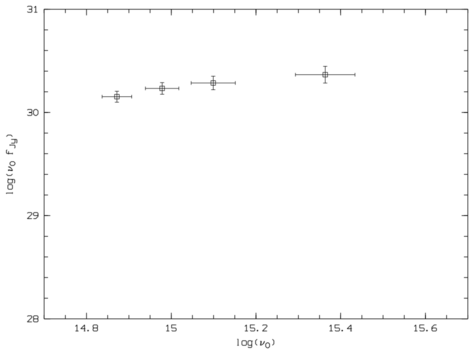
PC 0104 + 0215



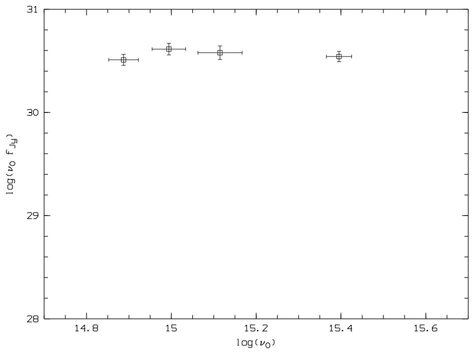
BR 0151-0025



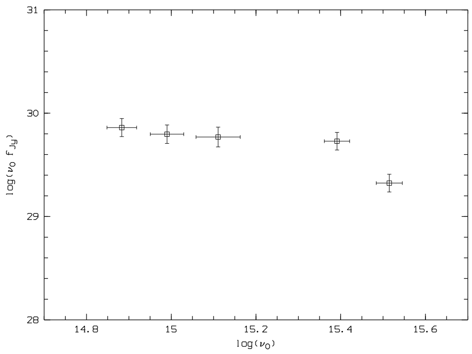
BR 0241-0146



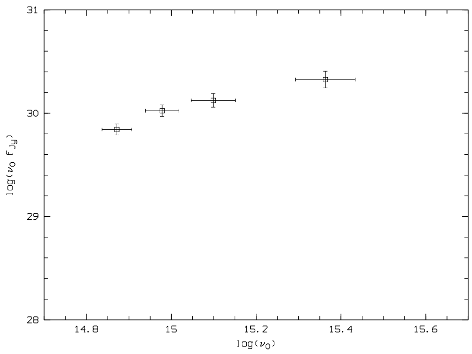
APM 0245-0608



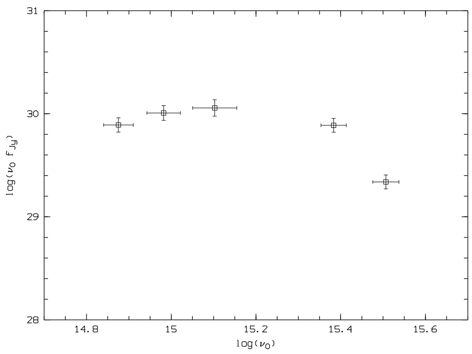
PSS J0248+1802



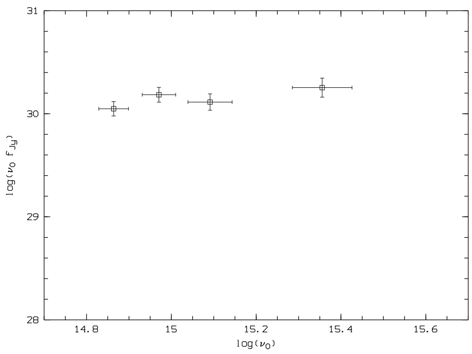
PC 0307+0222



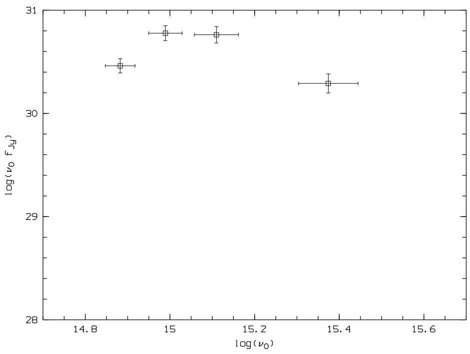
APM 0401-1711



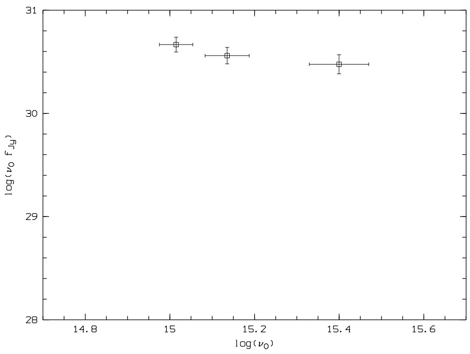
PC 0751+5623



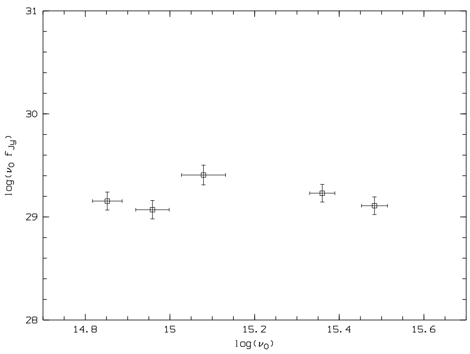
APM 0945-0411



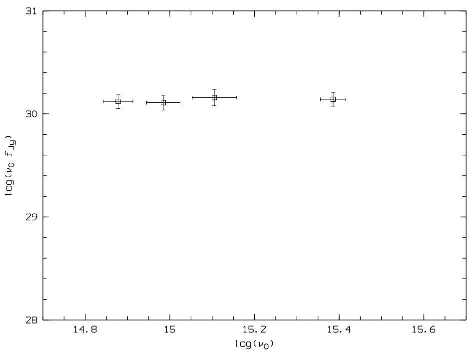
BR 0951-0450



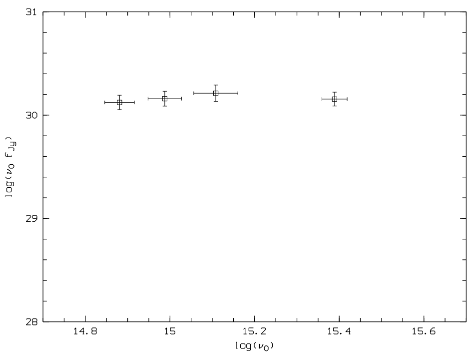
BR 1202-0725



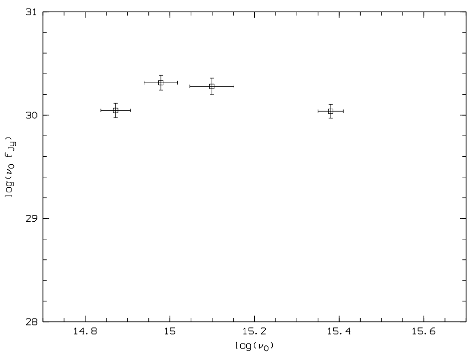
PC 1301+4747



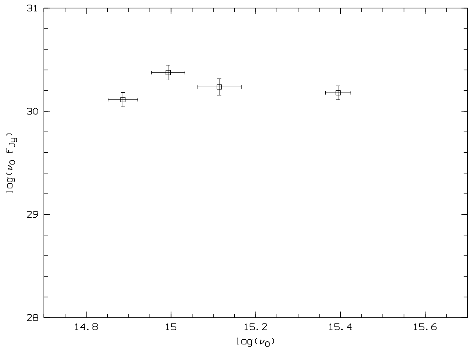
PSS J1430+2828



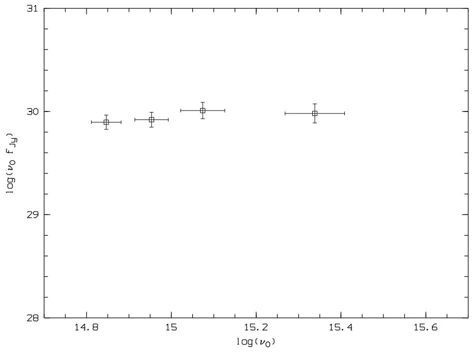
PSS J1435+3057



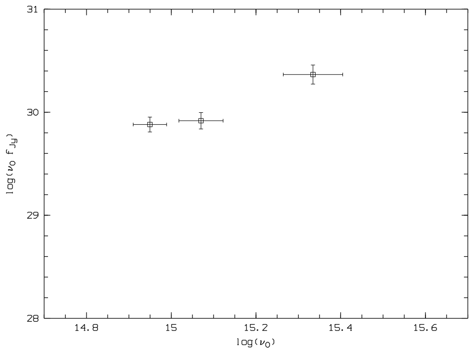
PSS J1438+2538



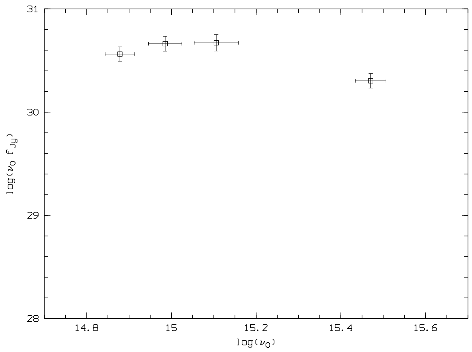
PSS J1443+2724



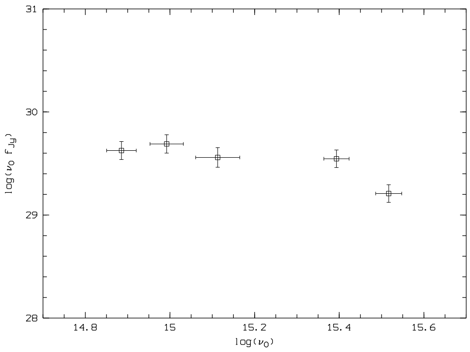
BRI 1500+0824



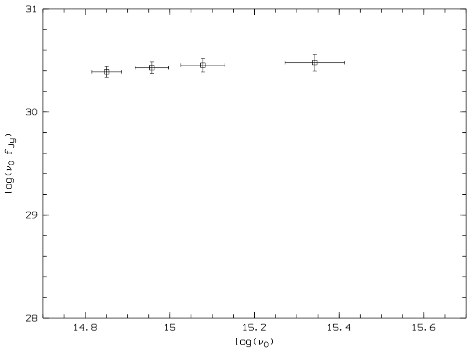
BRI 1745+6227



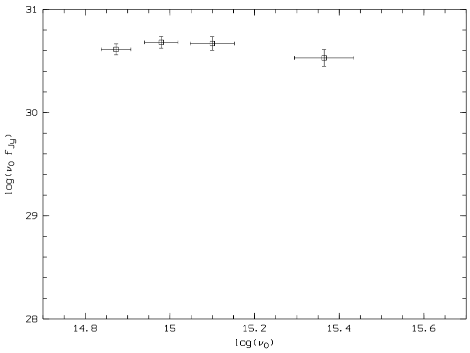
RX J17594+6638



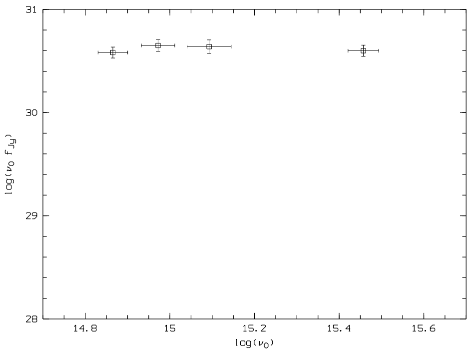
Q 2203+29



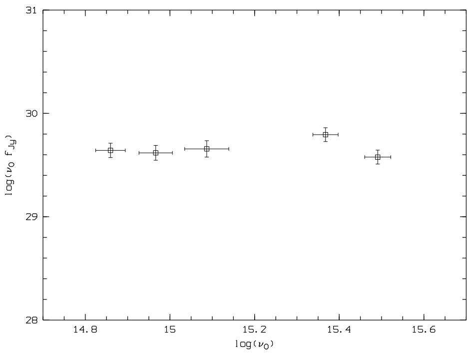
APM 2212-1626



BR 2235-0301



APM 2248-1242

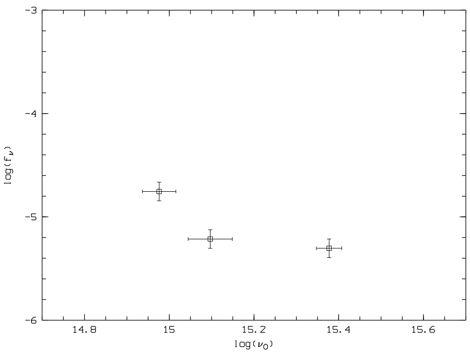


PC 2331+0210

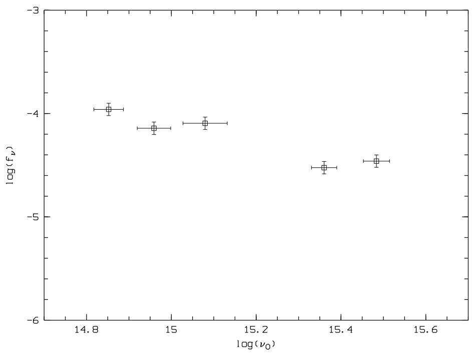
Anhang C

Spektrale Energieverteilung der Quasare (scheinbare Helligkeiten)

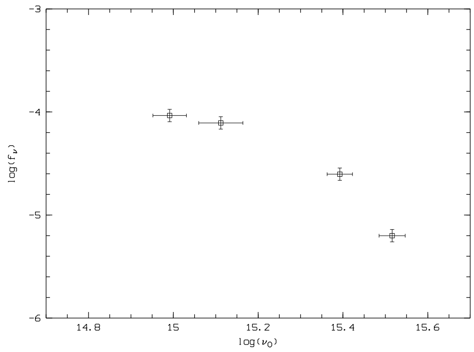
Für jeden Quasar wird $log(f_\nu)$ gegen $log(\nu_0)$ aufgetragen, wobei ν_0 die Ruhefrequenz in Hz und f_ν der scheinbare Fluß in Jansky ist. Diese Diagramme werden in diesem Anhang vorgestellt.



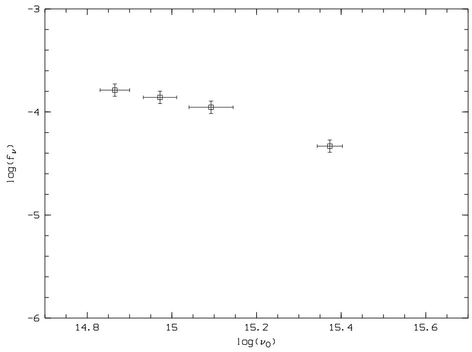
PC 0027+0521



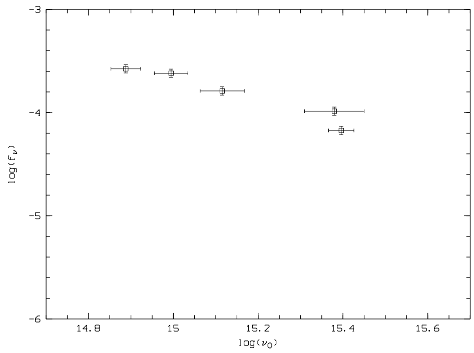
Q 0046-293



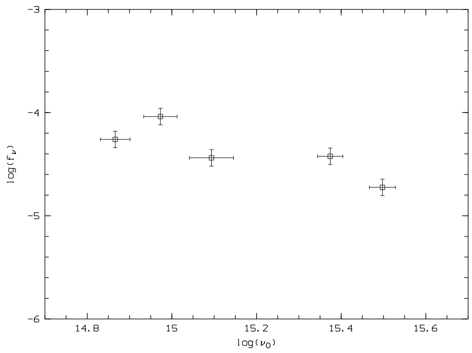
Q 0051-279



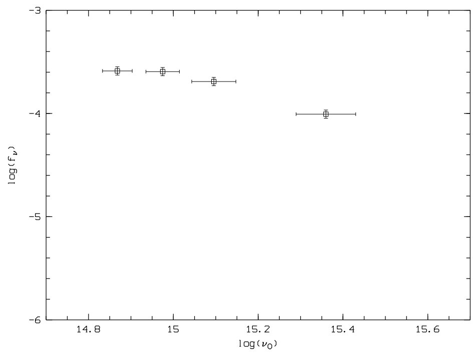
PSS J0059+0003



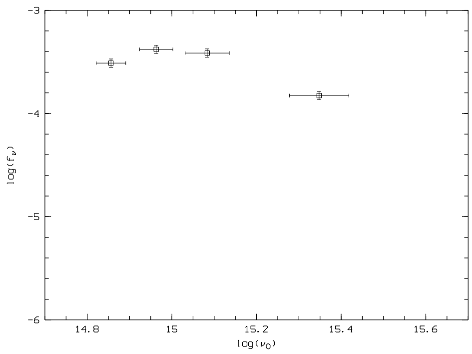
BR 0103+0032



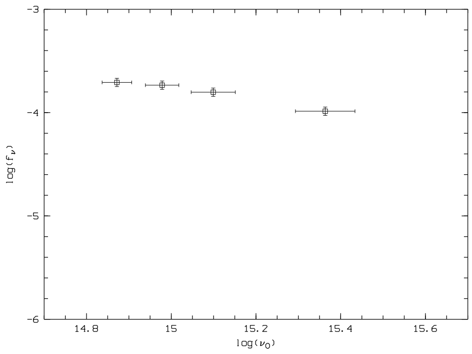
PC 0104 + 0215



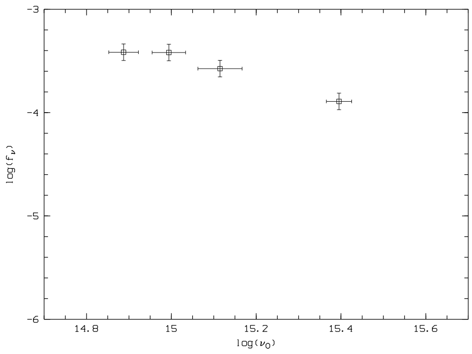
BR 0151-0025



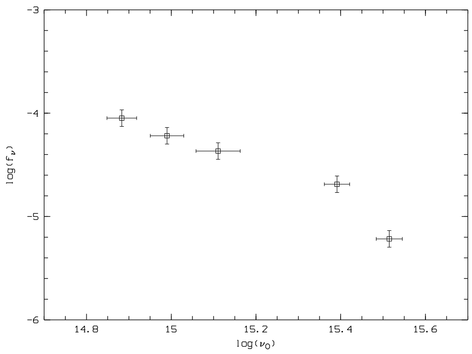
BR 0241-0146



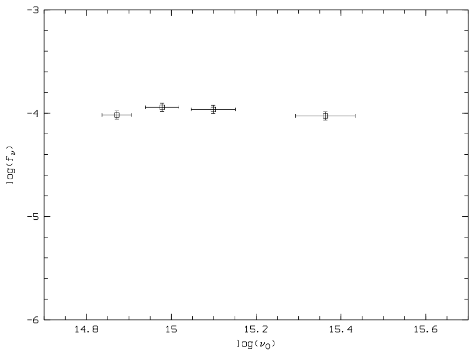
APM 0245-0608



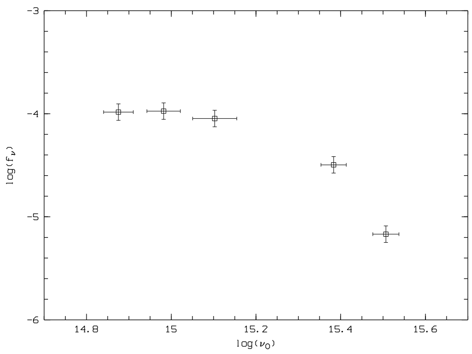
PSS J0248+1802



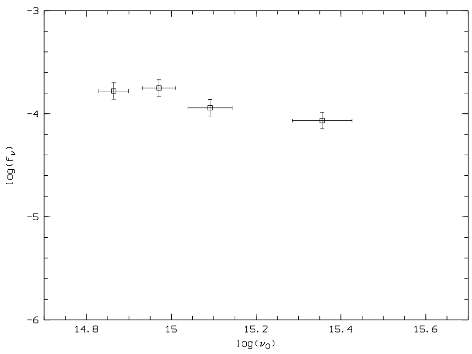
PC 0307+0222



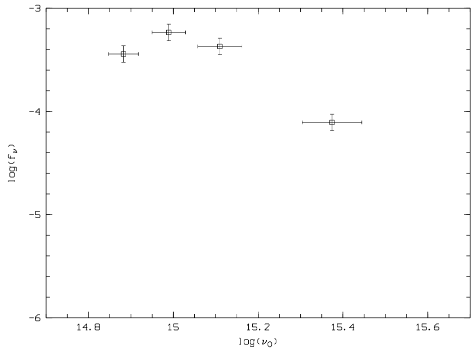
APM 0401-1711



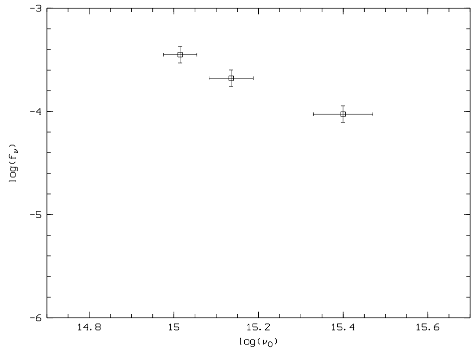
PC 0751+5623



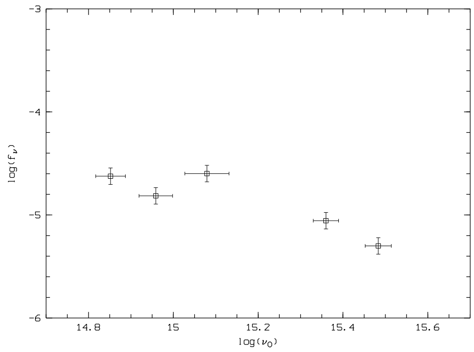
APM 0945-0411



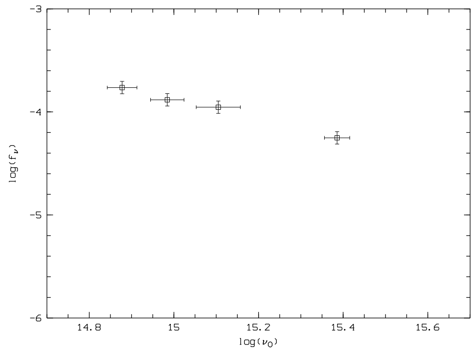
BR 0951-0450



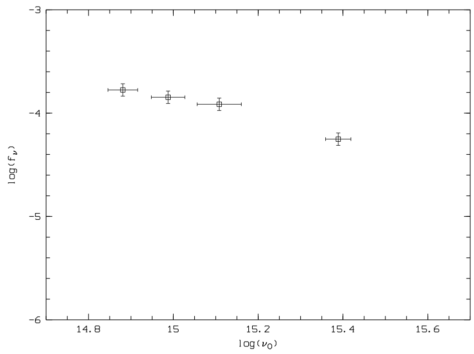
BR 1202-0725



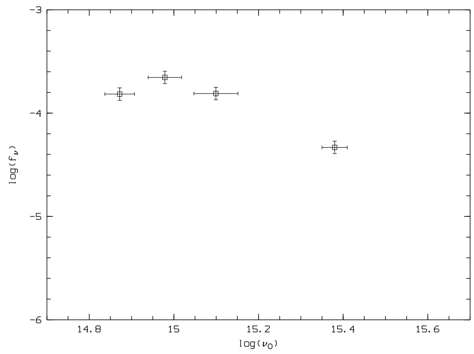
PC 1301+4747



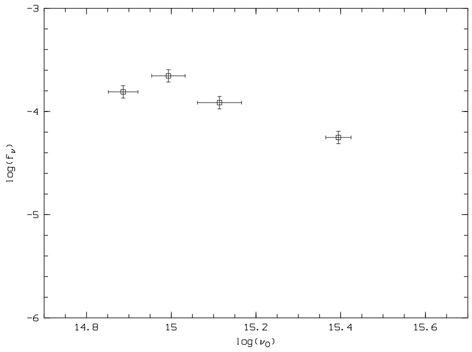
PSS J1430+2828



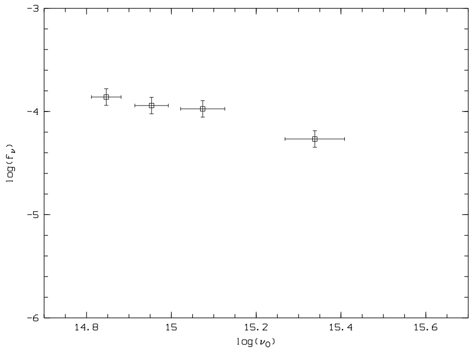
PSS J1435+3057



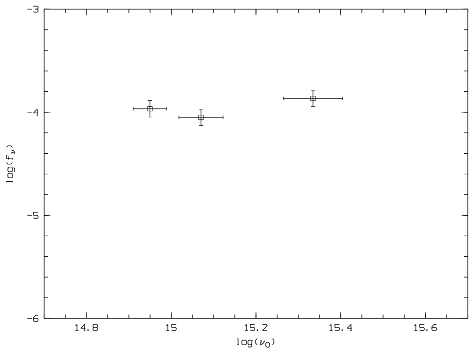
PSS J1438+2538



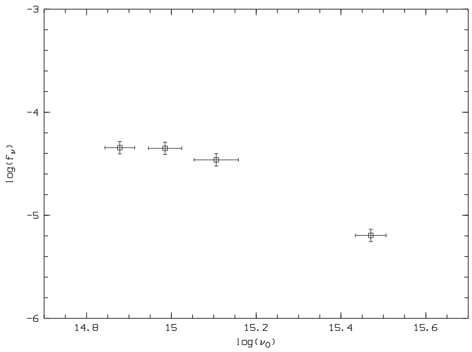
PSS J1443+2724



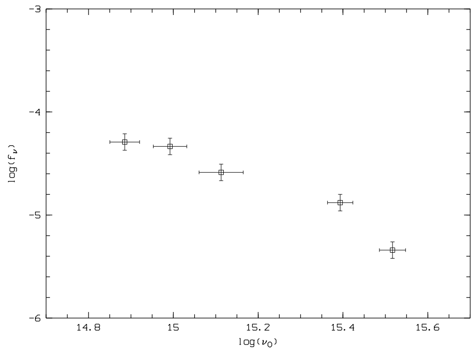
BRI 1500+0824



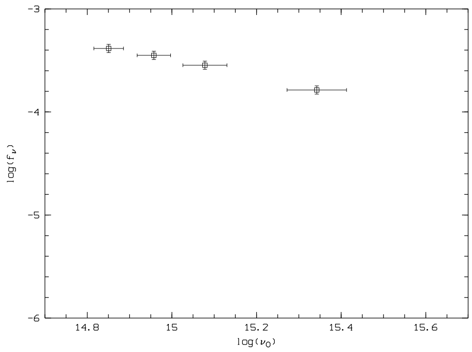
BRI 1745+6227



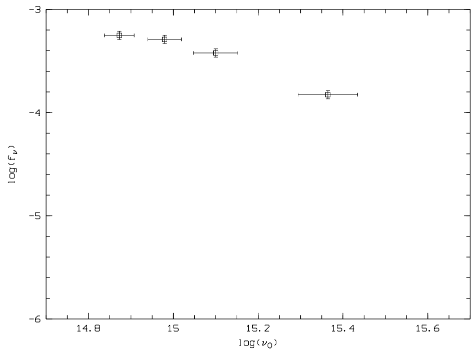
RX J17594+6638



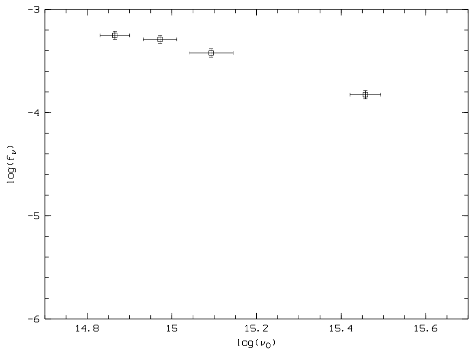
Q 2203+29



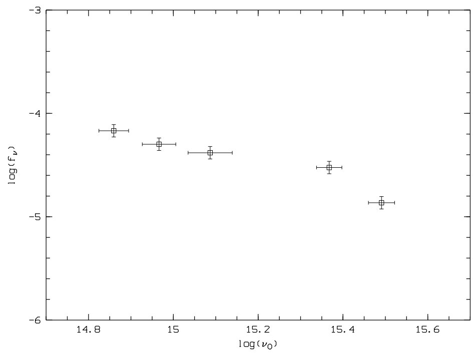
APM 2212-1626



BR 2235-0301



APM 2248-1242



PC 2331+0210

Anhang D

SED für Quasare mit $2.66 < z < 3.40$

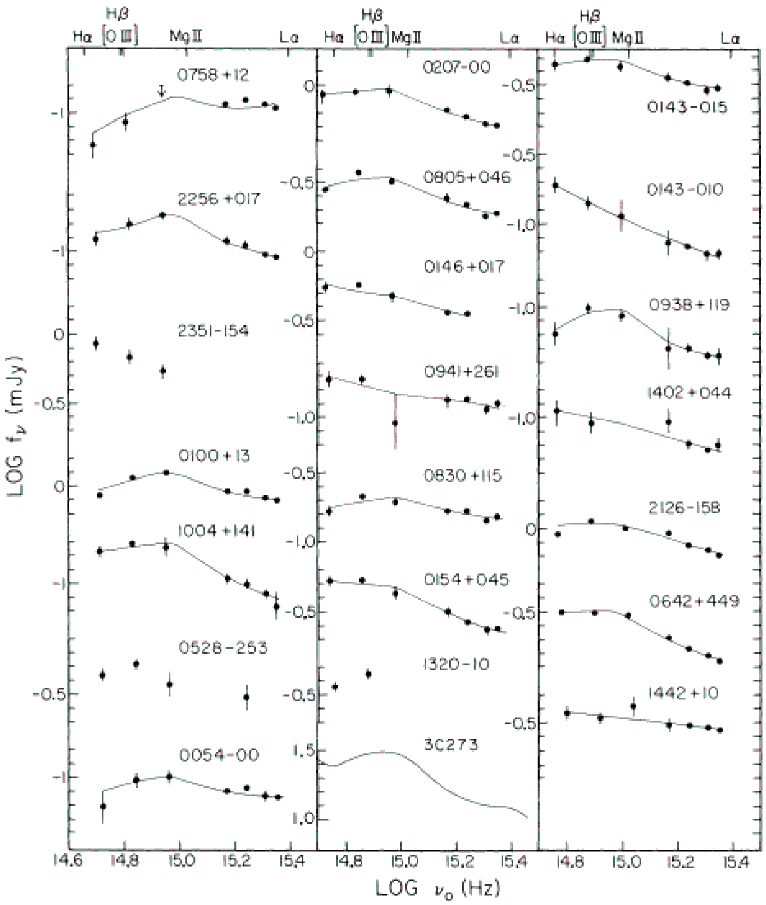


Abbildung D.1: Diagramme $log(f_\nu)$ gegen $log(\nu_0)$, wobei ν_0 die Ruhefrequenz und f_ν der scheinbare Fluß ist; aus Soifer et al., 1983 [37]

Anhang E

Filter

Die Filter, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, werden in der folgenden Tabelle mit Zentralwellenlänge λ_0 und Breite des jeweiligen Filters $\Delta\lambda$ angegeben. Die J, H, K und K'-Werte stammen aus Herbst, (1995) [16, S.30], die Johnson UBVIR-Werte aus Sterken & Manfroid (1992) [38, S.237], die Thuan-Gunn uvgr-Werte aus Thuan & Gunn (1976) [40] und die Röser VIR2-Werte von der Calar Alto Homepage[1].

Filter	$\lambda_0(nm)$	$\Delta\lambda(nm)$
J	1250	300
H	1650	300
K	2200	400
K'	2100	340
U	365	70
B	440	100
V	550	90
R	720	220
I	900	240
u	353	40
v	398	40
g	493	70
r	655	90
Röser V	541	108
Röser R2	642	149
Röser I	850	150

[1] http://www.mpia-hd.mpg.de/CAHA/index.html

Literaturverzeichnis

[1] Appenzeller I., Habbing H., Lena P., 1989, *Evolution of Galaxies, Astronomical Observations*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York

[2] Bechtold J., Elvis M., Fiore F., Kuhn O., Cutri R.M. et al., 1994, AJ 108, 374

[3] Becker R.H., Helfand D.J., White R.L., 1992, AJ 104, 531

[4] Bessel M.S., Brett J.M., 1988, PASP 100, 113

[5] Camenzind M., 1995, *Aktive Galaktische Kerne*, Vorlesungsskript

[6] Carroll S.M., Press W.H., Turner E.L., 1992, ARAA 30, 499

[7] Casali M., Hawarden T., *UKIRT faint JHK Standards* (UKIRT Newsletter 4, 33), 1992

[8] Christian C.A., Adams M., Barnes J.V., Butcher H., Hayes D.S. et al., 1985, PASP 97, 363

[9] Elvis M., Wilkes B.J., McDowell J.C., Green R.F., Bechthold J. et al., 1994, ApJS 95, 1

[10] Fan X., Strauß M.A., Schneider D.P., Gunn J.E., Lupton R.H. et al., 1999, AJ (Preprint), *High-Redshift Quasars found in Sloan Digital Sky Survey Comissioning Data*

[11] Francis P.J., Hewett P.C., Foltz C.B., Chaffee F.H., Weymann R.J. et al., 1991, ApJ 373, 465

[12] Gunn J.E. & Weinberg D.H., 1995, in *Wide Field Spectroscopy and the Distant Universe* ed. S.Maddox & Aragon-Salamanca (World Scientific, Singapore), 3

[13] Hamann F., 1999, *Probing the High-Redshift Universe with Quasar Elemental Abundances*, to appear in the proceedings of *Quasars as Standard Candles for Cosmology*, (May 18-22, 1998, La Serena, Chile), ASP Conf. Series, ed. G.J. Ferland

[14] Hardie R.H., 1962, in *Astronomical Techniques*, Stars and Stellar Systems, (W.A.Hiltner, Ed.), University of Chicago Press, Chicago, 178

[15] Hawkins M.R.S., Shaver P.A., Clements D., van der Werf P., 1996, MNRAS 280,1

[16] Herbst T.M., 1995, *MAGIC Observer's Guide*

[17] Henry J.P., Giola I.M.. Böhringer H., Bower R.G., Briel U.G. et al., 1994, AJ 107, 1270

[18] Hook I.M., McMahon R.G., Boyle B.J., Irwin M.J., 1994, MNRAS 268, 305

[19] Hook I.M., McMahon R.G., Patnaik A.R., Browne I.W.A., Wilkinson P.N. et al., 1995, MNRAS 273, 63

[20] Hook I.M., McMahon R.G., Boyle B.J., Irwin M.J., 1991, ASP Conference Series 21, 67

[21] Hook I.M., McMahon R.G., Boyle B.J., Irwin M.J., 1994, MNRAS 268, 305

[22] Irwin M., McMahon R., 1990, Gemini 30,6

[23] Joyce R.R., 1992, ASP Conference Series 23, 258

[24] Kellermann K.I., Sramek R., Schmidt M., Shaffer D.B., Green R., 1989, AJ 98, 1195

[25] Kennefick J.D., De Cartvalho R.R., Djorgovski S.G, Wilber M. M., Dickson E. S. et al., 1995, AJ 110, 78

[26] Kennefick J.D., Djorgovski S.G, De Cartvalho R.R., 1995 AJ 110, 2553

[27] Kennefick J.D., Djorgovski S.G., Meylan G., 1996, AJ 111, 1816

[28] McMahon R.G., Irwin M.J., Hazard C., 1992, MPE report N235, 399

[29] Omont A., McMahon R.G., Cox P., Kreysa E., Bergeron J. et al., 1996, A&A 315, 10

[30] Peterson B.M., 1997, *Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press, Cambridge

[31] Robson I., 1996, *Active Galactic Nuclei*, John Wiley & Sons

[32] Sasaki M., 1997, Diplomarbeit

[33] Schneider D.P., Schmidt M., Gunn J.E., 1989, AJ 98, 1507

[34] Schneider D.P., Schmidt M., Gunn J.E., 1991, AJ 101, 2004

[35] Schneider D.P., Schmidt M., Gunn J.E., 1994, AJ 107, 880

[36] Shaver P., *High Redshift Quasars*, Annals New York Academy of Sciences 1995, S.87

[37] Soifer B.T., Neugebauer G., Oke J.B., Matthews K., Lacy J.H., 1983, ApJ 265, 18

[38] Sterken C., Manfroid J., 1992, *Astronomical Photometry*, Kluwer Academic Publishers, Netherlands

[39] Storrie-Lombardi L.J., Mc Mahon R.G., 1996, ApJ 468,121

[40] Thuan T.T., Gunn J.E., 1976, PASP 88, 543

[41] Véron-Cetty M.-P., Véron P., *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei* (5th Edition), 1991, ESO Scientific Report

[42] Véron-Cetty M.-P., Véron P., *Quasars and Active Galactic Nuclei* (7th Edition), 1996, ESO Scientific Report

[43] Wainscoat R. J., Cowie L. L., 1992, AJ 103, 332

[44] Weigert A., Wendker H.J., 1996, *Astronomie und Astrophysik*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim

[45] Woltjer L., Blandford R.D., Netzer H., *Active Galactic Nuclei*, 1990, Springer

[46] Zheng W., Kriss G.A., Davidsen A.F., Lee G., Code A.D. et al., 1995, ApJ 444, 632

[47] von Zombeck M., 1992, *Handbook of Space Astronomie and Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge

Noch ein Dankeschön an

... *Herrn Priv.-Doz. Dr. Stefan Wagner* für das interessante Thema der Diplomarbeit und für die Betreuung

... *Herrn Prof. Dr. Immo Appenzeller* für das Zweitgutachten und die Möglichkeit, die Diplomarbeit an der Landessternwarte durchzuführen

... *Herrn Dr.Kai Otterbein* für die Einführung in die Bedienung des 70 cm-Teleskops, für die Gespräche und für die vielen Tips während der Diplomarbeit

... *Herrn Dr. Martin Kümmel* für die vielen Tips bei der Auswertung von Nah-Infrarot-Daten und für das Korrekturlesen

... *Herrn Dr. Matthias Dietrich*, *Herrn Dr. Jochen Heidt*, *Holger Bock* und *Marion Pfeiffer* für Tips und Ratschläge

... *Sascha Tubbesing* und *Stefan Noll* für die gute Büroatmosphäre und für das Korrekturlesen

... *Frau Monika Darr* und *Herrn Dr. Otmar Stahl* für die Hilfe bei Problemen mit den Rechnern

... *meinen Eltern*, ohne deren Unterstützung dieses Studium nicht möglich gewesen wäre

... und *Anita Thomi*, für die schönen Stunden in der Freizeit und für die moralische Unterstützung während der Diplomarbeit.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 26. Juli 1999

....

(Christian Maier)