

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. André Germeroth
aus Frankfurt/Main

Tag der mündlichen Prüfung: 5. Februar 2014

Wissenschaftliche Integration des Kamera-Spektrographen LUCI
und
Galaxienhaufenumgebungen um aktive Galaxienkerne

Gutachter: Prof. Dr. Jochen Heidt
Prof. Dr. Joachim Wambsganz

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gibt einen kleinen technischen Überblick über das Large Binocular Telescope in den USA. Der Fokus verschiebt sich dann weiter auf die Instrumente dieses Großteleskops. Es werden die wichtigsten physikalischen Eigenschaften dieser Geräte der ersten Generation kurz erläutert, bevor LUCI – ein Kamera-Multiobjekt-Spektrograph für das nahe Infrarot – genauer betrachtet wird. Nach der Vorstellung des eigentlichen Instrumentes werden mit ihm durchgeführte Ergebnisse aus Labortests und Effizienzmessungen am Nachthimmel dargelegt. Als ein wichtiges Werkzeug zum Planen von Beobachtungen mit LUCI hat sich der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Belichtungszeitrechner erwiesen. Er ist in der Lage, das Signal-Rausch-Verhältnis oder die benötigte Belichtungszeit für alle Beobachtungsmodi von LUCI zu berechnen.

Zusammen mit Aufnahmen der beiden Weitfeldkameras des Large Binocular Telescopes lieferte LUCI für diese Arbeit einen Beitrag zur Erforschung der nahen Umgebung von aktiven Galaxienkernen. Gibt es wirklich einen Unterschied zwischen radiolauten und radioleisen aktiven Galaxienkernen in Bezug auf die Einbettung in einen Galaxienhaufen, oder waren die Messungen zuvor nur ein Auswahleffekt? Um dieser Frage nachzugehen, wurden die Umgebungen von 23 fast ausschließlich radioleisen aktiven Galaxienkernen untersucht. Für eine Untergruppe erfolgte eine Untersuchung über einen Zusammenhang zwischen der Masse des schwarzen Loches und der Anzahl der Haufengalaxien.

Abstract

This work will give a short introduction on the Large Binocular Telescope in the US. After that, the first light instruments are described in a more detailed way. Especially, LUCI – a near infrared camera and spectrograph – and some of its on-sky and laboratory test results are shown. This will lead to the exposure time calculator. It was coded as part of this work and will support observers to find the best exposure time for LUCI. It can handle all LUCI observing modes within a single tool.

The Large Binocular Cameras and LUCI provided imaging data which are analyzed in the second part of this work. The main question is about the galaxy cluster environment of active galactic nuclei (AGN). Is there really a difference between radio-loud and radio-quiet AGN? If the standard model of AGN is right, there should not be a difference. In this work we randomly selected 23 mostly radio-quiet AGN from a catalog and started the search for clusters around them with the assistance of photometric redshifts. For a subsample a relation of the black-hole mass and the number of cluster galaxies was estimated.

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis	xi
Abbildungsverzeichnis	xiii
Akronyme und Abkürzungen	xv
1. Einleitung	1
I. LUCI	5
2. Grundlagen	7
2.1. LBT	7
2.1.1. Die Grenzen des Teleskops	11
2.2. Astronomische Beobachtungen im nahen Infrarot	11
2.2.1. Atmosphäre	11
2.2.2. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Abbildungsqualität	15
2.3. LUCI	17
2.3.1. Aufbau	17
3. Messungen mit LUCI	27
3.1. Bildreduktion (Teil 1)	27
3.2. Nullpunkte	28
3.3. Wellenlängenkalibrierung	33
4. Belichtungszeitrechner (Exposure Time Calculator)	35
4.1. Grundlagen des Belichtungszeitrechners	36
4.1.1. Der Weg des Lichtes durch die Atmosphäre zum Detektor	36
4.1.2. Anzahl der von der Quelle detektierten Photonen	37

4.1.3.	Anzahl der durch Rauschen erzeugten Photonen	37
4.1.4.	Signal-Rausch-Verhältnis	39
4.2.	Der Belichtungszeitrechner von LUCI	39
4.2.1.	Vorüberlegungen	39
4.2.2.	Struktur	42
4.2.3.	Eichung	47
4.3.	Aussichten	53
II.	Galaxienhaufen um aktive Galaxienkerne	55
5.	Grundlagen	57
5.1.	Entstehung der ersten Galaxien	57
5.2.	Galaxienhaufen	61
5.3.	Aktive Galaxienkerne	62
5.4.	Das vereinheitlichte Modell aktiver Galaxienkerne	64
5.5.	Geburt eines aktiven Galaxienkerns	65
6.	Motivation	67
6.1.	Fragestellung	67
6.2.	Welcher Test	68
6.3.	Welche Daten werden benötigt	68
6.3.1.	Auswahl der Kandidaten	68
6.3.2.	Auswahl der Filter	69
6.3.3.	Räumliche Auflösung	73
6.3.4.	Belichtungszeiten	73
6.3.5.	Beobachtungen	73
7.	Datenauswertung	75
7.1.	Bildreduktion (Teil 2)	75
7.1.1.	CCD-Defekte	75
7.1.2.	Cosmics	75
7.1.3.	Koaddition	76
7.1.4.	Ausrichtung	76
7.1.5.	Kalibrierung	77
7.2.	Datenextraktion	77
7.2.1.	Source Extractor	77
7.2.2.	Photometrische Rotverschiebungen mit HyperZ	79
7.2.3.	Vorauswahl der Kandidaten	80
7.2.4.	Auf der Suche nach Galaxienhaufen	81
7.3.	Ergebnisse	83
7.3.1.	Einordnung in Abell-Klassen und Gruppen	83
7.3.2.	Gemittelte Umgebungen	86
7.3.3.	Eigenschaften der Umgebungen der beobachteten AGNs	88

7.3.4. Vergleich der beiden Suchmethoden	91
8. Diskussion der Ergebnisse	93
8.1. Interpretation	93
8.2. Schlussfolgerungen	103
Referenzen	114
A. Optische Hardwarecharakteristiken von LUCIFER	117
A.1. In LUCIFER 1 eingebaute Filter	118
B. Optische Leistungsfähigkeit von LUCIFER 1	119
B.1. Nullpunkte der eingebauten Filter	119
B.2. Dispersion des hochauflösenden Gitters	120
C. Initialisierungsdateien	123
C.1. SExtractor	123
C.2. HyperZ	125
D. Tabellen	127
E. Ternärplots	133
Danksagung	143

Tabellenverzeichnis

1.1. Nahinfrarotspektrographen an Großteleskopen	2
2.1. Himmelshelligkeiten am LBT	14
3.1. Extinktion der Atmosphäre im nahen Infrarot	30
3.2. Dispersion im hochauflösenden Gitter	34
4.1. Die Photonenfluss des Objekts	38
4.2. Verhältnisse der atmosphärischen Transmission	52
5.1. Die Abellschen Reichheitsklassen	61
8.1. Konfidenzintervalle der Einzelwahrscheinlichkeiten in der gesamten Stichprobe	98
A.1. Zusammenfassung der Gitterkenndaten	117
A.2. Durchlassbereiche der Filter in LUCIFER 1	118
B.1. Nullpunkte für die unterschiedlichen in LUCIFER eingebauten Filter.	119
D.1. Übersicht der beobachteten Objekte	128
D.2. Umgebungseigenschaften der beobachteten Objekte (Einzelfilter)	129
D.3. Umgebungseigenschaften der beobachteten Objekte (HyperZ)	130
D.4. Statistische Kenngrößen aller Objekte (Einzelfiltersuche)	131
D.5. Statistische Kenngrößen aller Objekte (HyperZ-Suche)	132

Abbildungsverzeichnis

2.1. Das Large Binocular Telescope	7
2.2. Gesichtsfeld der Großfeldkameras des LBT	9
2.3. Instrumente der ersten Generation des LBT	9
2.4. Schwarzkörperstrahlung	10
2.5. Beugungsfiguren an Lochblenden (Teleskopen)	12
2.6. Transmission der Atmosphäre im nahen Infrarot	13
2.7. Emission der Atmosphäre im nahen Infrarot auf dem Mauna Kea	14
2.8. Modellierung einer Punktbildfunktion einer adaptiver Optik	17
2.9. LUCI 1 am LBT zusammen mit dem Haupt- und Tertiärspiegel	18
2.10. Der Strahlengang innerhalb von LUCI.	18
2.11. Aufbau eines Detektors für das nahe Infrarot	22
2.12. CCD-Quanteneffizienzen	23
2.13. LUCI-Quanteneffizienzen	23
2.14. Zwei Auslesemodi eines Detektors im nahen Infraroten	25
3.1. Nullpunkte in den Breitbandfiltern	31
3.2. Abnahme der Nullpunkte von ISAAC im Laufe der Zeit	32
4.1. Der Weg der Photonen durch die Atmosphäre zum Detektor	36
4.2. Die Webseite des ETC von LUCI	43
4.3. Der Vergleich einer Gaußfunktion mit einer Moffatfunktion	45
4.4. Ausgabe des ETC für eine Anfrage im Abbildungsmodus	48
4.5. Ausgabe des ETC für eine Anfrage im Spektroskopiemodus	49
4.6. Vergleich des ETC mit realen LUCI 1-Messungen.	50
4.7. Reflektivität ausgewählter Metalle von $0,25\ \mu\text{m}$ – $3,00\ \mu\text{m}$	51
5.1. Temperaturschwankungen des Mikrowellenhintergrundes	57
5.2. Die zeitliche Entwicklung der Verteilung der Dunklen Materie	59
5.3. Millenniumsimulation im Vergleich zum realen Himmel	60

5.4.	Das vereinheitlichte Modell aktiver Galaxienkerne	65
6.1.	Rotverschiebungen der beobachteten Stichprobe	70
6.2.	Spektrumanpassung von HyperZ an Flussmessungen	72
7.1.	Flusserhaltung für geometrisch transformierte Bilder	77
7.2.	Gewichtungskarte für SExtractor	78
7.3.	Offset der photometrischen Rotverschiebung mit HyperZ	81
7.4.	Aufteilung eines Feldes in Kreisringe zur Galaxienzählung	82
7.5.	Übersicht der Abell-Klassen der beobachteten Objekte	84
7.6.	$\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ in Abhängigkeit von der Rotverschiebung	84
7.7.	Häufigkeiten der Kernradien	85
7.8.	Flächendichteprofile für Objekte mit unterschiedlichen Kernradien	86
7.9.	Die gemittelten radialen Flächendichteprofile aller Objekte	87
7.10.	Die gemittelten radialen Dichteprofile für Gruppen und Haufen	88
7.11.	Verteilung von Haufen und Gruppen (alle Klassen)	89
7.12.	Verteilung von Haufen und Gruppen (Rotverschiebungsklassen)	90
7.13.	Vergleich der unterschiedlich bewerteten Gruppen	92
8.1.	Ternärplot für die gesamte Stichprobe	96
8.2.	$\omega(\theta = 0)$ in Abhängigkeit von der absoluten Helligkeit	99
8.3.	Abhängigkeit der Schwarze-Loch-Massen von der Rotverschiebung und der Zentrumsdichte eines umgebenden Galaxienhaufens	101
8.4.	Monte-Carlo-Simulation eines reichen, dezentralen Galaxienhaufens	102
8.5.	Verteilung der Kernradien der Monte-Carlo-Simulationen	103
B.1.	Dispersion im z-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)	120
B.2.	Dispersion im J-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)	120
B.3.	Dispersion im H-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)	121
B.4.	Dispersion im K-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)	121
E.1.	Ternärplots für die gesamte Stichprobe	134
E.2.	Ternärplots für Umgebungen radiolauter AGN	135
E.3.	Ternärplots für Umgebungen radioleiser AGN	136
E.4.	Ternärplots für die Umgebung von QSOs	137
E.5.	Ternärplots für Umgebungen leuchtschwacher AGN	138
E.6.	Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,0 < z < 0,2$	139
E.7.	Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,2 < z < 0,4$	140
E.8.	Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,4 < z < 0,6$	141
E.9.	Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,8 < z < 1,1$	142

Akronyme und Abkürzungen

2dFGRS	2 Grad Galaxienhimmelsdurchmusterung der Rotverschiebungen (<i>engl.</i> 2 degree F ield G alaxy R edshift S urvey)
2MASS	Himmelsdurchmusterung des gesamten Himmels im nahen Infrarot bis $\approx 2 \mu\text{m}$ (<i>engl.</i> 2 M icron A ll S ky S urvey)
ADU	Einheit des gemessenen Pixelwertes (<i>engl.</i> a nalog-to- d igital u nit)
AGN	Aktiver Galaxienkern (<i>engl.</i> A ctive G alactic N ucleus)
AM	Luftmasse (<i>engl.</i> A irmass)
BLR	Region mit breiten Emissionlinien (<i>engl.</i> B road L ine R egion)
CCD	Elektronischer Chip zum Transport von Ladungen. (<i>engl.</i> C harged C oupled D evice)
CfA	Zentrum für Astronomie (<i>engl.</i> C enter for A stronomy)
CGI	standardisierte Schnittstelle zwischen dem Webserver-Programm und anderen Programmen (<i>engl.</i> C ommon G ateway I nterface)
DCR	Doppelt korreliertes Auslesen eines Detektors (Abschnitt 2.3.1) (<i>engl.</i> D ouble C orrelated R ead)
DIT	Dauer einer einzelnen Belichtung (<i>engl.</i> D etector I ntegration T ime)
ETC	Belichtungszeitrechner (<i>engl.</i> E xposure T ime C alculator)
FEM	Finite-Elemente-Methoden
FOV	Gesichtsfeld (<i>engl.</i> F ield O f V iew)
FWHM	Halbwertsbreite (<i>engl.</i> F ull- W idth at H alf- M aximum)
GUI	graphische Benutzeroberfläche (<i>engl.</i> G raphical U ser I nterface)
HST	H ubble S pace T elescope
IMF	Anfangsmassenfunktion (<i>engl.</i> I nitial M ass F unction)

IRAF	Ein Softwarepaket zur Bearbeitung und Analyse von astronomischen Daten (<i>engl.</i> I mage R eduction and A nalysis F acility)
ISAAC	Nahinfrarotinstrument am Very Large Telescope (<i>engl.</i> I nfrared S pectrometer A nd A rray C amera)
LBT	L arge B inocular T elescope
LBCB	blaue Großfeldkamera des LBT (<i>engl.</i> L arge B inocular C amera B lue)
LBCR	rote Großfeldkamera des LBT (<i>engl.</i> L arge B inocular C amera R ed)
LUCI/LUCIFER	L BT N IR S pectroscopic U tility with C amera and I ntegral F ield U nit for E xtragalactic R esearch
MER	Eine Variante des DCR (Abschnitt 2.3.1) (<i>engl.</i> M ultiple E ndpoint R ead)
ESO-MIDAS	Münchener Bild- und Datenanalysesystem der europäischen Südsternwarte (<i>engl.</i> E uropean S outhern O bservatory M unich I mage D ata A nalysis S ystem)
MOS	M ultiobjektspektroskopie
MUX	Multiplexer
NLR	Region mit schmalen Emissionlinien (<i>engl.</i> N arrow L ine R egion)
NED	Extragalaktische Datenbank von NASA/IPAC (<i>engl.</i> N ASA/ I PAC E xtragalactic D atabase)
NIR	N ahinfrarot
NIST	Nationales Institut für Standards und Technologie (<i>engl.</i> N ational I nstitute of S tandards and T echnology)
NTT	Neue-Technologie-Teleskop (<i>engl.</i> N ew T echnology T elescope)
Parsec	Parallaxensekunde $\approx 3,26$ Lichtjahre $\approx 3,1 \times 10^{13}$ m
pc	→ Parsec
PSF	Punktbildfunktion (<i>engl.</i> P oint S pread F unction)
QSO	Quasistellare Objekt (<i>engl.</i> Q uasi-stellar O bject)
Quasar	Quasistellare Radioquelle (<i>engl.</i> Quasi-stellar radio source)
QE	Q uanteneffizienz
RON	Ausleserauschen (<i>engl.</i> R eadout N oise)

SAC	wissenschaftliches Beratungskomitee (<i>engl.</i> Scientific Advisory Committee)
SDSS	Digitale Himmelsdurchmusterung Sloan (<i>engl.</i> Sloan Digital Sky Survey)
SED	Spektrale Energieverteilung (<i>engl.</i> Spectral Energy Distribution)
SFR	Sternentstehungsrate (<i>engl.</i> Star Formation Rate)
SMT	Submillimeterteleskop in der Nachbarschaft des LBT (<i>engl.</i> Submillimeter Telescope)
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (<i>engl.</i> Signal-to-Noise Ratio)
SL	Schwarzes Loch
UKIDSS	Tiefe Himmelsdurchmusterung des UKIRT im Infrarot (<i>engl.</i> UKIRT Infrared Deep Sky Survey)
UKIRT	United Kingdom Infra-Red Telescope
VLT	Very Large Telescope
WMAP	Forschungssatellit zur Messung der Richtungsabhängigkeit des Mikrowellenhintergrundes (<i>engl.</i> Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)
ZP	Nullpunkte (<i>engl.</i> Zeropoints)

KAPITEL 1

Einleitung

Die technische Grundlage dieser Dissertation wurde 1986 gelegt, als im Mitteilungsblatt der amerikanischen astronomischen Gesellschaft (Capriotti und Baldwin, 1986) unter dem Projektnamen *Columbus* der geplante Bau eines Teleskops mit zwei Spiegeln der 8 m-Klasse auf einer gemeinsamen Montierung bekanntgegeben wurde. Wegen Geldmangels verzögerte sich der Bau und zwischenzeitlich wechselte der Projektname zu *Large Binocular Telescope* (LBT). Am 12. Oktober 2005 sah der erste Spiegel erstmals Sternenlicht. Der zweite war im Januar 2008 einsatzbereit.

1997 traten fünf deutsche Institute (Max-Planck-Institut für Astronomie/MPIA, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik/MPE, Max-Planck-Institut für Radioastronomie/MPIfR, Astrophysikalisches Institut Potsdam / AIP und die Landessternwarte Heidelberg) dem Projekt bei. Als eigenen Beitrag zu diesem Teleskop wurde Ende der neunziger Jahre des 20. Jahrhunderts von der Landessternwarte Heidelberg, dem Max-Planck-Institut für Astronomie, dem Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, dem Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum und der Fachhochschule für Technik und Gestaltung der Bau von LUCI (ursprünglich LUCIFER), vorgeschlagen (Mandel u. a., 1999). Es sollte ein Kombinationsinstrument sein, das sowohl als Kamera als auch als Spektrograph für das nahe Infrarot eingesetzt werden kann. Nachdem dieses Instrumentierungsprojekt für das LBT Fördermittel von dem Bundesministerium für Bildung und Forschung erhielt, konnte es konstruiert, gebaut und für den ersten Spiegel seit Januar 2010 in den wissenschaftlichen Regelbetrieb gehen. Ein Zwilling für den zweiten Teleskopspiegel wird Anfang 2014 folgen. Im Vergleich mit ähnlichen Instrumenten an anderen Teleskopen zeigt sich die herausragende Stellung von LUCI (Tabelle 1.1). Bei keinem anderen aktiven Instrument ist eine Langspalt-Spektroskopie sowohl im atmosphärenbegrenzten als auch im beugungsbegrenzten Modus bei Auflösungen von bis zu 37000 möglich.

Tab. 1.1.: Aktuelle, im Einsatz oder Bau befindliche, Nahinfrarotspektrographen an Großteleskopen

Instrument	Teleskop	Wellenlänge [μm]	$\lambda/\Delta\lambda$	LS ^a	MOS ^b	IFU ^c	Limit ^d	Status ^e
ISAAC	VLT	1 ... 5	3000	✓	✗	✗	A	a
NACO	VLT	1 ... 4,2	1400	✓	✗	✗	B	a
SINFONI	VLT	1 ... 2,5	4000	✗	✗	✓	B	a
CRIRES	VLT	1 ... 5	100000	✗	✗	✓	B	a
KMOS	VLT	1 ... 2,5	3500	✗	✗	✓	A	a
X-SHOOTER	VLT	0,3... 2,5	7000	✓	✗	✓	A	a
IRCS	SUBARU	1 ... 5	20000	✓	✗	✗	B	a
MOIRCS	SUBARU	1 ... 2,5	3000	✓	✓	✓	A	a
FMOS	SUBARU	0,9 ... 1,8	2200	✗	✓	✗	A	a
NIRSPEC	KECK	1 ... 5,5	25000	✓	✗	✗	A & B	a
OSIRIS	KECK	1 ... 2,4	3800	✗	✗	✓	B	a
MOSFIRE	KECK	1 ... 2,5	3200	✓	✓	✗	A	a
NIRI	GEMINI-N	1 ... 5	1600	✓	✗	✗	A & B	a
NIFS	GEMINI-N	1 ... 2,5	5000	✗	✗	✓	B	a
GNIRS	GEMINI-S	1 ... 5,5	18000	✓	✗	✓	A	a
FLAMINGOS-2	GEMINI-S	1 ... 2,5	3000	✓	✓	✗	A & B	a
PHOENIX	GEMINI-S	1 ... 2,5	75000	✓	✗	✓	nicht a	
LUCI	LBT	0,9 ... 2,5	< 37000	✓	✓	✗	A & B	a/E
EMIR	GTC	1 ... 2,5	4000	✓	✓	✗	A	E
ARIES	MMT	1 ... 2,5	< 50000	✓	✗	✗	B	a

^aLangspalt

^bMultiobjektspektroskopie

^cIntegralfeldspektrograph

^dA steht für Atmosphäre und B für Beugung

^eEin Instrument ist a wie aktiv oder in der Entwicklung mit der Abkürzung E.

Auch die Multiobjektspektroskopie wird nicht von allen Instrumenten unterstützt. Ein Integralfeldspektrograph, wie ihn einige Instrumente nutzen, ist nicht in LUCI eingebaut. Der Bauraum ist jedoch für eine spätere Aufrüstung bereits reserviert. Nur FLAMINGOS-2, das seit Anfang 2013 eingeschränkt arbeitet, besitzt ähnliche Kenndaten wie LUCI. Seine Auflösung im Spektroskopiemodus ist im Vergleich zu LUCI geringer.

Im Rahmen der Doktorarbeit wurde ein Belichtungszeitrechner für LUCI programmiert. Anhand von Labormessungen mit LUCI und Beobachtungen am Sternenhimmel erfolgte dessen Eichung auf die tatsächlich am Teleskop herrschenden Beobachtungsbedingungen. Damit fremde Beobachter ein Gefühl für die Belichtungszeiten einzelner Instrumente bekommen, ist solch ein Belichtungszeitrechner unerlässlich. Mit seiner Hilfe ist es den Beobachtern überhaupt erst möglich, ihr Beobachtungsprogramm zu planen und zeitlich zu optimieren. Sie können testen, wie sinnvoll es ist, Instrumentenparameter in die eine oder andere Richtung zu verändern. Unerfahrene Beobachter sehen sofort, wenn ihre geplante Beobachtung nicht zu einem gewünschten Ergebnis führen wird. Dadurch weiß der Beobachter noch vor der eigentlichen Abgabe seines Antrages, in welche Richtung er noch nachbessern muss. Die Messungen mit LUCI, die Programmierung des Belichtungszeitrechners und die Verwendung der Messungen zur Eichung des Belichtungszeitrechners sind Gegenstand des ersten Teils dieser Arbeit.

Der zweite Teil widmet sich einer Umgebungsstudie von aktiven Galaxienkernen mit dem LBT. Das Λ CDM-Modell geht von hierarchischem Wachstum von Strukturen im Universum aus. Die sehr geringen Dichteunterschiede, die in der kosmischen Hintergrundstrahlung, die z. B. mit Hilfe des Satelliten WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) gemessen wurden, sind der Samen für die in unserer heutigen Nachbarschaft sichtbaren Strukturen. Dunkle Materie verdichtete sich damals zunächst zu kleinen Halos. Nachdem Gas durch Abgabe von Strahlung Energie verloren hatte, verdichtete es sich zu Sternen, Galaxien und größeren Strukturen. Mit der Zeit verschmolzen kleinere Halos zu größeren. Und auch Galaxien innerhalb der Halos wuchsen durch Kollisionen. Nach älteren Studien (z. B. Ellingson u. a. (1991b)) spricht vieles dafür, dass eine Kollision oder wenigstens eine nahe Begegnung von zwei Galaxien den Start einer AGN-Phase bildet. Studien der Umgebung von AGN in Abhängigkeit von der Rotverschiebung und den Eigenschaften des AGN können somit Hinweise auf die Galaxienentwicklung (z. B. Kodama und Bower (2001)) und Entwicklung großräumiger Strukturen (z. B. van Dokkum und Franx (2001)) geben. In älteren Studien lag das Problem in einem kleinen Gesichtsfeldes der CCD-Kamera. Somit blieben die Stichproben, die in angemessener Zeit beobachtet werden konnten, für diesen Zweck zu klein. Ziel dieser Arbeit ist es daher, durch die Nutzung der großen Gesichtsfelder der beiden Großfeldkameras des Large Binocular Telescopes weitere Objekte zu beobachten und die Gesamtstichprobe zu vergrößern. Dadurch kann ein weiter Bereich an unterschiedlichen Rotverschiebungen abgedeckt werden. Falls nicht anders erwähnt, so wird die Kosmologie des Universums mit $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, $\Omega_{\text{Matter}} = 0,3$ und $\Omega_{\Lambda} = 0,7$ angenommen.

Teil I.

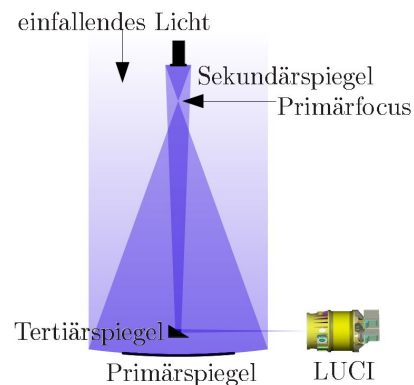
LUCI

2.1. LBT

Das **Large Binocular Telescope (LBT)** ist Bestandteil einer ganzen Gruppe von Teleskopen, auf dem Mt. Graham in Arizona, etwa 120 km nordöstlich von Tucson.



(a) Das Large Binocular Telescope in der Abenddämmerung



(b) Der Strahlengang im LBT für die LUCI-Focalstation

Abb. 2.1.: Das Large Binocular Telescope

Das Teleskop besteht aus zwei Hauptspiegeln mit jeweils 8,4 m Durchmesser, die sich auf einer gemeinsamen Montierung befinden (Abb. 2.1a). Der Abstand der beiden Mittelpunkte der Spiegel beträgt 14,4 m. Entgegen dem sonst gewählten Cassegrain- oder Ritchey-Chrétien-Design von optischen Teleskopen (mit einem vor dem Brennpunkt des Hauptspiegels positionierten Sekundärspiegel) ist das LBT in

der Gregory-Konfiguration gebaut. Der Sekundärspiegel ist somit, vom Hauptspiegel aus gesehen, hinter dem Brennpunkt des Primärspiegels. Das hat u. a. folgende Vorteile (Hill, 1993):

- **Einfacheres Testen des Sekundärspiegels:** Der Sekundärspiegel ist in diesem Aufbau konkav. Er kann ähnlich wie der konkave Hauptspiegel vermessen werden.
- **Realer, einfach zugänglicher Primärfokus:** Es ist möglich, das Gesamtsystem der aktiven Optik zu testen, indem man einen künstlichen Stern in den Hauptbrennpunkt bringt. Damit kann sowohl der Primär- als auch der Sekundärspiegel einzeln optimiert werden.

Die ersten beiden Instrumente am LBT, die wissenschaftliche Daten lieferten, waren die blaue Großfeldkamera (Large Binocular Camera Blue / LBCB) und die rote Großfeldkamera (Large Binocular Camera Red / LBCR). Diese Instrumente werden anstelle der Sekundärspiegel in den Strahlengang der beiden Hauptspiegel des Teleskops geschwenkt und beobachten im jeweiligen Primärfokus der Hauptspiegel (Abb. 2.1b). Sie sind nicht identisch. Die blaue Kamera ist für die kurzen Wellenlängen (330 nm – 670 nm) des sichtbaren Lichtes optimiert und die rote Kamera für den Teil von 490 nm bis 1110 nm des elektromagnetischen Spektrums. Beide erfassen ein Bildfeld ($23' \times 25'$), das ein wenig kleiner als der scheinbare Durchmesser des Vollmonds ($\sim 30'$) ist. Aufgrund der begrenzten Größe von heutigen CCD-Detektoren ist es nötig, derart große Gesichtsfelder auf ein Mosaik von CCD-Chips in der Brennebene abzubilden. In diesem Fall sind es pro Kamera vier Detektoren. Ihre Anordnung wurde so gewählt, dass das runde Gesichtsfeld des LBT bestmöglich durch die CCD-Chips abgedeckt ist. Verwendet wurden dabei Detektoren mit 2048×4096 Pixel. Eine Gesamtaufnahme der LBCB zusammen mit dem Mond im selben Abbildungsmaßstab ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Ein Vorteil dieser beiden Kameras ist, dass man Aufnahmen in zwei Filtern gleichzeitig belichten kann.

Als nächstes wissenschaftlich einsetzbares Instrument folgte LUCI 1. Weil sich der erste Teil dieser Doktorarbeit auf dieses Instrument bezieht, wird es in einem eigenen Abschnitt (2.3) ausführlich vorgestellt.

Weiterhin ist als Instrument ist das Large Binocular Telescope Interferometer zu nennen. Ende 2011 wurden erste wissenschaftliche Ergebnisse präsentiert. Es ist eine Kamera und ein Nulling-Interferometer. Letzteres bringt zwei Signale in der Art zur Interferenz, dass in bestimmten Bereichen die Signale sich durch destruktive Interferenz auslöschen und dadurch schwache Signale in der Umgebung sichtbar werden. Der Arbeitswellenlängenbereich ist $3,5 \mu\text{m} - 13,0 \mu\text{m}$.

MODS 1 (Ende 2011: Aufnahme des regulären Beobachtungsbetriebs) und MODS 2 (2014: Aufnahme des regulären Beobachtungsbetriebs) sind zwei niedrig- bis mittelauflösende Multi-Objekt-Doppel-Spektrographen und Kameras, die im sichtbaren Wellenlängenbereich von 320 nm bis 1100 nm arbeiten.

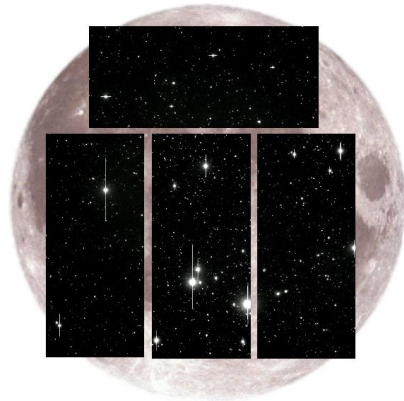


Abb. 2.2.: Das Gesichtsfeld der beiden Großfeldkameras des LBT. Es ist etwas kleiner als die scheinbare Größe des Vollmondes, der zum Vergleich im Hintergrund angedeutet ist. Deutlich ist die Anordnung der vier Chips mit ihren kleinen Lücken erkennbar.

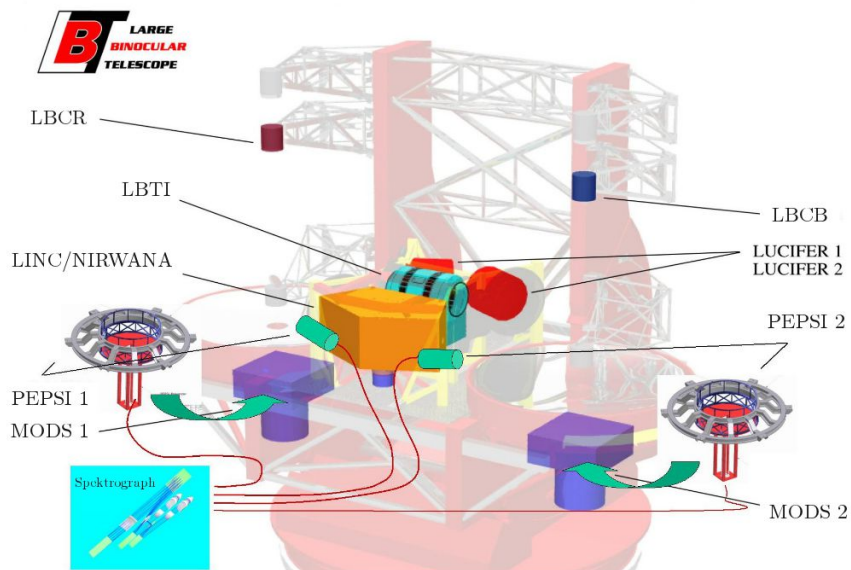


Abb. 2.3.: Bereits installierte oder im Bau befindliche Instrumente der ersten Generation des LBT

PEPSI 1 und PEPSI 2 beobachten im Wellenlängenbereich von 383 nm bis 907 nm. Es sind hochauflösende Echelle-Spektrographen. Die Inbetriebnahme am Teleskop ist für 2014 geplant.

Das letzte Instrument in dieser Aufzählung ist LINC/NIRVANA. Es arbeitet von 600 nm bis 2400 nm. Ist an dem Teleskop das adaptive Optiksyste (siehe auch 2.2.2) aktiv, können die Strahlen der beiden Spiegel innerhalb des Instrumentes nach der Fizeau-Methode kombiniert werden. Dadurch bleibt die Phaseninformation erhalten und erlaubt die reale Abbildung in einem Bereich von etwa $10'' - 20''$ in der ersten Ausbaustufe unter dem Namen LINC und in einem Bereich von Bogenminuten in der zweiten Ausbaustufe (NIRVANA). Auch für dieses Instrument ist das erste Licht für das Jahr 2014 geplant.

Eine Übersicht der genannten Instrumente am LBT ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Um für die Instrumente, die im nahen und mittleren Infrarot arbeiten, eine Beobachtung zu ermöglichen, müssen die Sekundärspiegel im Durchmesser kleiner gebaut werden als für eine vollständige Ausleuchtung der Hauptspiegel nötig ist. Vom Instrument aus gesehen sind etwa 8 m des Hauptspiegeldurchmessers sichtbar. Dadurch wird erreicht, dass die warmen Strukturen der Hauptspiegelhalterungen ausgeblendet werden. Wie wichtig diese Konstruktion des Teleskops für Nahinfrarotinstrumente und Instrumente mit einer Arbeitswellenlänge im mittleren Infrarot ist, zeigt folgendes Beispiel.

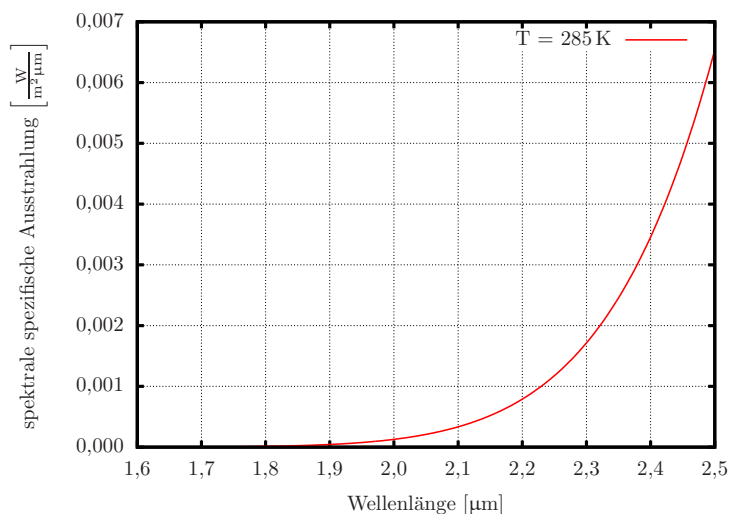


Abb. 2.4.: Die Abstrahlung eines idealen Schwarzen Körpers in dem Wellenlängenbereich von $1,6 \mu\text{m} - 2,5 \mu\text{m}$ bei einer Temperatur von 285 K.

Die Kurve in der Abbildung 2.4 zeigt die Abstrahlungsleistung pro Wellenlängenintervall pro Fläche für einen Schwarzen Körper mit einer Temperatur, die einer am LBT nicht unüblichen Umgebungstemperatur von 285 K entspricht. Gerade für große Wellenlängen ($> 2,3 \mu\text{m}$) ergibt sich für einen 1 m^2 großen Körper eine Abstrahlung

von einigen mW/(μm) im nahen Infrarot und sogar einigen W/(μm) im Bereich von 10 μm . Ein Vergleich mit einem Stern der Helligkeit 15^{mag} im K-Filter (also in einem Wellenlängenbereich um 2,2 μm), der einen Fluss von $2 \cdot 10^{-11}$ mW/ μm in einem 8,4 m Teleskop besitzt, zeigt deutlich, dass Objekte mit Raumtemperatur im Strahlengang die Messungen verfälschen.

2.1.1. Die Grenzen des Teleskops

Wie aus Physiklehrbüchern der Optik bekannt (wie z. B. in Born und Wolf (1999)), werden Lichtwellen an Kanten gebeugt. Für eine kreisförmige Öffnung (Teleskop) wird ein punktförmiges Objekt, wie ein sehr weit entfernter Stern, nicht punktförmig abgebildet. Das punktförmige Sternlicht wird durch die Beugung zu einer Scheibe verschmiert, die durch eine Summe aus Besselfunktionen erster Art beschrieben werden kann (2.1). In die Formel fließt ebenfalls die Abschattung durch den Sekundärspiegel ein. Für den Fall des LBT beträgt die Obstruktion der Fläche des Hauptspiegels durch den Sekundärspiegel nur gut 1%, und wird für die Berechnung der Sternabbildung vernachlässigt (Abbildung 2.5a). Dadurch wird die Funktion 2.1 wesentlich vereinfacht. Vielfach wird diese letzte Variante auch als Airy-Funktion bezeichnet. Die Abbildung 2.5b zeigt eine theoretische, zweidimensionale Beugungsfigur des LBT.

$$I_{\text{Airy}}(x) = \frac{I_0}{(1 - \epsilon^2)^2} \cdot \left(\frac{2J_1(x)}{x} - \frac{2\epsilon J_1(\epsilon x)}{x} \right)^2 \approx I_0 \cdot \left(\frac{2J_1(x)}{x} \right)^2 \quad (2.1)$$

x	:	$D\theta\pi/\lambda$		
I	:	Intensität	λ	: beobachtete Wellenlänge
I_0	:	Intensität im Zentrum	D	: Durchmesser des Primärspiegels
J_1	:	Besselfunktion erster Art	θ	: Winkeldistanz zum Zentrum
ϵ	:	Verhältnis des Sekundärspiegelradius' zum Primärspiegelradius		

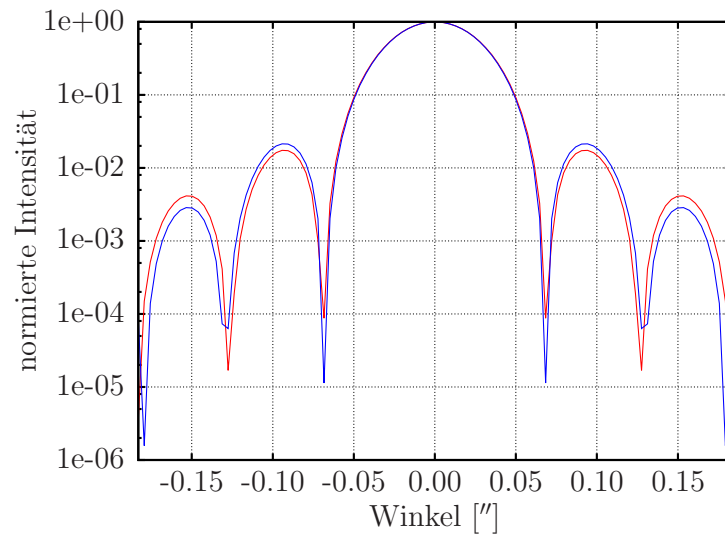
2.2. Astronomische Beobachtungen im nahen Infrarot

2.2.1. Atmosphäre

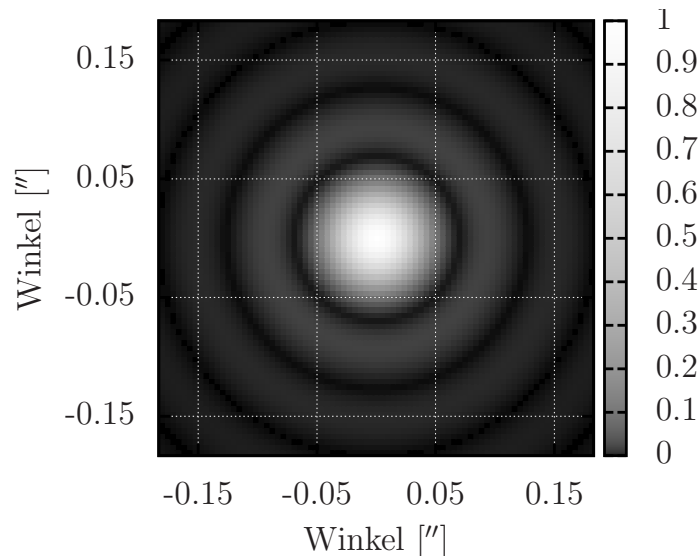
Bevor das Licht der astronomischen Objekte nach dem Durchqueren des Weltalls den Detektor auf dem Erdboden erreicht, muss es durch die Atmosphäre der Erde.

Transmission

Während im Bereich des sichtbaren Lichtes die Transparenz der Atmosphäre stetig vom blauen zum roten Wellenlängenbereich zunimmt und in der Hauptsache durch Ozon, Rayleighstreuung und Aerosole bestimmt wird (Tüg, 1980), ergibt sich im nahen Infrarot durch das Vorhandensein von Molekülabsorptionsbanden eine starke Variation der Transmission für verschiedene Wellenlängen. Die dafür verantwortlichen Moleküle sind in der Hauptsache H₂O und CO₂ (Cox, 2000). Dadurch sind im



(a) Der radiale Intensitätsverlauf der Beugungsfigur für eine runde Lochblende mit 8 m Durchmesser (rot) und das LBT mit Obstruktion (blau). Man beachte, dass die Funktionen auf die Intensität im Zentrum normiert sind und nicht auf die Gesamtintensität! Zum besseren Ablesen wurde für die Ordinate eine logarithmische Darstellung gewählt. Die Wellenlänge ist mit $2,2\mu\text{m}$ für beide Graphen identisch.



(b) Die zweidimensionale Beugungsfigur des LBT. Zur besseren Sichtbarkeit der Nebenmaxima wurde der Gammawert auf 3 gesetzt. Auch hier wurde für die Berechnung eine Wellenlänge von $2,2\mu\text{m}$ angenommen.

Abb. 2.5.: Beugungsfiguren an Lochblenden (Teleskopen)

nahen Infrarot bis $2,5\ \mu\text{m}$ im Wesentlichen vier Bereiche mit einer nahezu transparenten Atmosphäre vorhanden. Durch sie werden die Durchlassbereiche der in diesem Wellenlängenbereich verwendeten Nahinfrarotfilter bestimmt (s. Abb. 2.6).

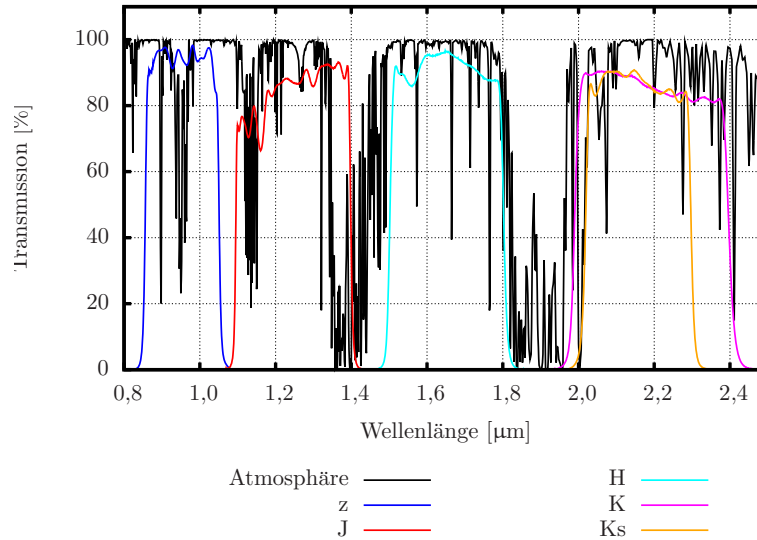


Abb. 2.6.: In Schwarz ist die Transmission der Atmosphäre im nahen Infrarot bis zu einer Wellenlänge von $2,5\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die Werte basieren auf Relativmessungen des Sonnenspektrums für verschiedene Zenitabstände am Kitt Peak Observatorium, etwa 90 km westlich von Tucson. Die zusätzlichen Graphen sind die vier im nahen Infrarot häufig benutzten Breitbandfilter z (blau), J (rot), H (cyan), K (pink) und Ks (orange).

Emission

Zusätzlich zu einer Absorption findet auch eine Emission der Atmosphäre statt. In der Hauptsache sind das O_2 um $1,27\ \mu\text{m}$ und OH^- in den Filtern J, H und K und H_2O im langwelligen Teil des K-Filters (Ramsay u. a., 1992). Im Labor wurden diese Emissionslinien sehr genau vermessen. Die Positionen der Linien sind in Tabellen zusammengefasst, die sowohl die relativen Helligkeiten als auch die exakten Wellenlängen der einzelnen Emissionslinien beinhalten (Rousselot u. a., 2000). In der astronomischen Spektroskopie werden sie gerne als Kalibrationslinien zur Eichung der Wellenlängenskala verwendet. Für die reine Fotografie einer Himmelsregion sind diese Linien allerdings eher hinderlich, da sie die maximal mögliche Belichtungszeit stark einschränken. Die Helligkeiten der Linien variieren auf einer Zeitskala von 5-15 min mit einer Amplitude von 5-10% (Ramsay u. a., 1992). Ein Beispiel für ein Himmelspektrum dieser Emissionslinien ist in Abbildung 2.7 dargestellt. In diesem Spektrum zeigt sich die bereits erwähnte Schwarzkörperstrahlung von Materie. So trägt in dem Beispiel die Atmosphäre mit einer Temperatur von etwa $T = 250\ \text{K}$ ab ca. $2,3\ \mu\text{m}$ einen immer größer werdenden Anteil an der Gesamthelligkeit des Himmels hintergrundes bei.

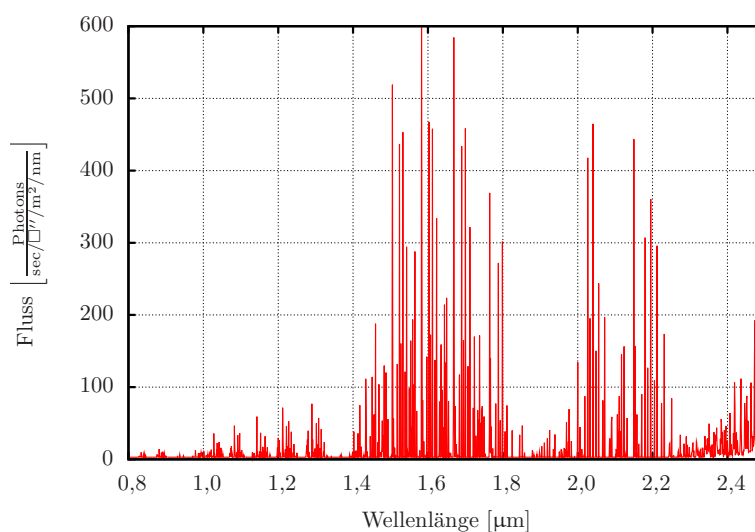


Abb. 2.7.: Ein, auf dem Mauna Kea, gemessenes Himmelspektrum. In der Hauptsache sieht man Linien von OH^- . Ab etwa $2,3\mu\text{m}$ kommt ein Anteil aus der thermischen Strahlung der Atmosphäre von etwa $T=250\text{K}$ hinzu (Geballe und Puxley, 2000)

Ein Vergleich mit Himmelselligkeiten im sichtbaren Licht zeigt die starke Zunahme der Himmelselligkeit im nahen Infrarot (Tabelle 2.1).

Tab. 2.1.: Himmelselligkeiten in Magnituden / \square'' in verschiedenen Breitbandfiltern am LBT.

U	B	V	R	I	z	J	H	K
21,98 ^a	22,81 ^a	21,81 ^a	20,82 ^a	19,78 ^a	17,24 ^b	15,63 ^b	13,38 ^b	12,60 ^b

^aPedani (2009)

^bLUCIFER commissioning team und Thompson (2010)

Diese große Himmelselligkeit fordert eine andere Vorgehensweise im Vergleich zu Belichtungen im sichtbaren Licht. Der Detektor wird im nahen Infrarot (besonders im K-Filter) schon nach wenigen Sekunden gesättigt. Um nun trotzdem Belichtungszeiten von Minuten oder gar Stunden von einem Objekt zu erhalten, addiert man ein paar wenige Sekunden belichtete Einzelaufnahmen im Computer und speichert diese Gesamtdatei ab. Es ist jedoch nicht ratsam, alle Aufnahmen im Computer zu einer Gesamtdatei aufzuaddieren. Im Falle von äußeren Fehlern (z. B. fehlerhafte Nachführung, sich ändernder Fokus, usw.) ist es von Vorteil, wenn mehrere Summenaufnahmen vorhanden sind. Ein weiterer Vorteil von mehreren Dateien ist die Erleichterung der späteren Datenauswertung. Durch ein kleines Verschieben des Teleskops zwischen zwei Summenaufnahmen (sogenanntes *Dithering*) kommt das Objekt immer auf einem anderen Teil des Detektors zu liegen. Das erleichtert die Identifika-

tion von defekten Pixeln auf dem Chip. Auch die spätere Himmelssubtraktion wird vereinfacht. Somit gibt es drei verschiedenen Zeiten, die in der Summe die Gesamtbelichtungszeit ergeben:

$$\tau = DIT \cdot N_{DIT} \cdot N_{INT} \quad (2.2)$$

τ	:	Gesamtbelichtungszeit
DIT	:	Detektorintegrationszeit ^a
NDIT	:	Anzahl der Einzelbelichtungen, die addiert in einer Datei gespeichert werden
NINT	:	Anzahl der Dateien ^b

^afür normale Aufnahmen, also keine Spektren, sind das nur wenige Sekunden

^bmeistens mit unterschiedlichen Positionen des Objektes auf dem Detektor

2.2.2. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Abbildungsqualität

Die im Abschnitt 2.1.1 genannte Beugungsfigur ist zunächst nur von theoretischer Natur. Die Atmosphäre verhindert, dass erdgebundene Teleskope diese theoretische Auflösung ohne weitere Hilfsmittel erreichen. Die von einem Stern ankommenden Wellenfronten können, aufgrund der großen Entfernung, als perfekt flach angesehen werden. Aufgrund von Luftzellen, deren Temperaturen und somit deren Dichten leicht unterschiedlich sind, wirkt die Luftschicht über dem Teleskop wie ein Linsenraster mit Einzellinsen unterschiedlicher Brechungsindizes. Oberhalb der Atmosphäre parallel verlaufende Lichtwellenfronten werden beim Durchlaufen verschiedener Luftzellen gebrochen. Die Folge ist, dass ein Stern durch diese Luftlinsen, die sehr schnell aufgrund von Luftbewegung ihre Form und Größe ändern, nicht immer exakt auf den gleichen Pixeln auf dem Detektor abgebildet wird. Bei Belichtungszeiten von mehreren Sekunden mitteln sich die unterschiedlichen Positionen des Sterns zu einem verwaschenen Lichtfleck. Seine Halbwertsbreite ist ein Maß für die aktuelle Luftunruhe und wird *Seeing* genannt. Für erdgebundene Großteleskope ist dieses Seeing (im Optischen und nahen Infrarot) nahezu immer größer als die Beugungsscheiben des Teleskops. So sind in der Veröffentlichung Pasquali u. a. (2011) Aufnahmen gezeigt, die während der ersten Inbetriebnahmephase von LUCI am LBT entstanden sind. In ihnen ist das Seeing im K-Filter (2,2 μm) für alle Aufnahmen besser als 0,4". In diesem Wellenlängenbereich beträgt der Durchmesser der theoretischen Beugungsscheibe des LBT:

$$\varnothing \approx 2,4392 \text{ rad} \cdot \frac{\lambda}{D} = 2,4392 \cdot \frac{2,2 \cdot 10^{-6}}{8} \text{ rad} \approx 6,71 \cdot 10^{-7} \text{ rad} \approx 0,14'' \quad (2.3)$$

\varnothing	:	Durchmesser der Beugungsscheibe bis zum ersten Minimum
λ	:	Wellenlänge
D	:	aktiver Durchmesser des Primärspiegels

Die Durchmesser der Sternscheiben sind in dem Beispiel durch die Atmosphäre knapp dreimal größer, als die theoretische Größe der Beugungsscheiben des Tele-

skops in diesem Wellenlängenbereich. Der radiale Helligkeitsverlauf von lang belichteten Sternabbildungen wird sehr gut durch eine Moffatfunktion (2.4) beschrieben (Bendinelli u. a. (1988)). Im Vergleich zu einer Gaußfunktion besitzt sie größere Funktionswerte in den Flügeln:

$$I_{\text{Moffat}}(r) = \frac{\beta - 1}{\pi\alpha^2} \left(1 + \frac{r^2}{\alpha^2}\right)^{-\beta} \quad (2.4)$$

- $I_{\alpha,\beta}(r)$: Intensität bei einem radialen Abstand r mit den Parametern α und β
 α : Parameter zum Anpassen der Halbwertsbreite für ein gegebenes β
 β : Parameter verändert den Anteil des Lichtes in den Flügeln der Verteilung
 r : Abstand zum Mittelpunkt ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$)
 FWHM : $2\alpha\sqrt{2^{1/\beta} - 1}$

In naher Zukunft wird es am LBT jedoch eine Möglichkeit geben, die Störungen durch die Erdatmosphäre fast vollständig eliminiert. Die einfallenden, verformten Lichtwellen werden vom Primär- und Sekundärspiegel reflektiert. Bevor sie jedoch in ein astronomisches Instrument gelangen, wird die Verformung der Wellenfront analysiert. Anhand dieser Daten wird der Sekundärspiegel in einer Weise verformt, in der er die einfallenden Wellenfronten nahezu ebnet und eine fast beugungsbegrenzte Abbildung ermöglicht (adaptive Optik). Zur Bestimmung der Güte der Korrektur durch die adaptive Optik wird das *Strehlverhältnis* (S) verwendet (Strehl, 1902). Es bezeichnet die beobachtete Maximumintensität einer Sternabbildung, die auf die Intensität im Maximum einer Sternabbildung einer beugungsbegrenzten Optik normiert ist:

$$S = \frac{I_{\text{beob}}}{I_{\text{beug}}} \quad (2.5)$$

- S : Strehlverhältnis
 I_{beob} : beobachtete Intensität eines Sterns im Maximum
 I_{beug} : Intensität im Maximum für eine beugungsbegrenzte Abbildung eines Sterns

Für den Fall, dass die Intensität der Airyscheibe die Seeingscheibe dominiert, ist es möglich, die Abbildungsfunktion wie folgt zusammensetzen:

$$I(x) = S \cdot I_{\text{Airy}}(x) + (1 - S) \cdot I_{\text{Moffat}}(x) \quad (2.6)$$

Weil die Intensität in der Hauptsache in der Airyscheibe steckt, hat die Gesamtfunktion näherungsweise eine Intensität im Maximum von $S \cdot I_{\text{Airy}}(x = 0)$.

Zur Verdeutlichung des vereinfachten Aufbaus der PSF durch die adaptive Optik wurde in Abbildung 2.8 ein Strehlverhältnis gewählt, bei dem das Maximum der Airyfunktion nur etwa um den Faktor 5 größer ist als das Maximum der Moffatfunktion. Für solch kleine Strehlverhältnisse ist die Näherung nicht anwendbar und das Strehlverhältnis kann in dieser Art nicht mehr zur Bestimmung der Intensitätsverhältnisse (wie in Formel 2.6 geschehen) der beiden Funktionen verwendet werden.

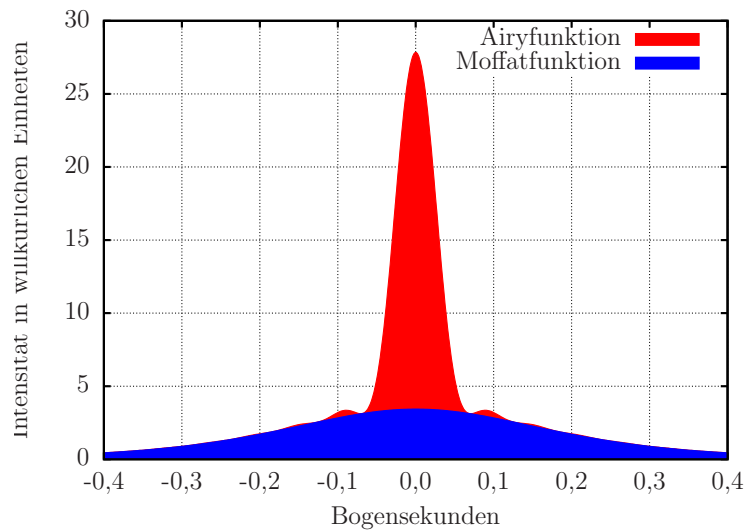


Abb. 2.8.: Die Punktbildfunktion für die Abbildung eines Systems mit adaptiver Optik wird vereinfacht dargestellt durch einen Kern der beugungsbegrenzten Abbildung des Teleskops (rot) und einem Halo aus einer Moffatfunktion (blau). Das Beispiel wurde gerechnet für ein Seeing von $0,4''$ bei einer Wellenlänge von $2,2\mu\text{m}$ und einem Strehlverhältnis von $0,3$.

2.3. LUCI

Die Abbildung 2.9 zeigt LUCI 1 angeflanscht an die abgeknickte Gregory-Focalstation (vgl. Abb. 2.1b). In der rechten, unteren Ecke ist der Kryostat mit den aufgesetzten Elektronikboxen und darunter der weiße Elektronikschrank zu erkennen. Der Bildausschnitt zeigt ebenfalls den $8,4\text{ m}$ durchmessenden Hauptspiegel und den Tertiärspiegel, der das Licht von dem (hier nicht sichtbaren) Sekundärspiegel in das Eintrittsfenster von LUCI reflektiert. Ein zweites nahezu identisches Instrument für den zweiten $8,4\text{ m}$ -Spiegel des LBT wird 2014 in Betrieb gehen.

An dem Projekt sind unter der Federführung der Landessternwarte Heidelberg (Optikdesign, allgemeine Hardwarebeschaffung und -tests) noch das Max-Planck-Institut für Astronomie (Detektor, Ausleseelektronik, Kryosystem), das Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (Multi-Objekt-Spektroskopie-Einheit; siehe Abschnitt 2.3.1) und das Astronomische Institut der Ruhr-Universität Bochum (Software, Workstation) beteiligt. Bis Ende 2010 war zusätzlich die Fachhochschule für Technik u. Gestaltung mit Konstruktionsänderungen, technischen Zeichnungen und Finite-Elemente-Methoden (FEM) in das Projekt involviert.

2.3.1. Aufbau

LUCI ist sowohl eine Kamera als auch ein Spektrograph. Es arbeitet in einem Wellenlängenbereich des nahen Infrarot von ungefähr $0,9\mu\text{m} - 2,4\mu\text{m}$. Wie in dem Absatz über die Emission der Atmosphäre (2.2.1) angedeutet wurde, liefert die Atmosphäre als schwarzer Körper schon einen beträchtlichen Anteil am Hintergrund. Die Schwarz-

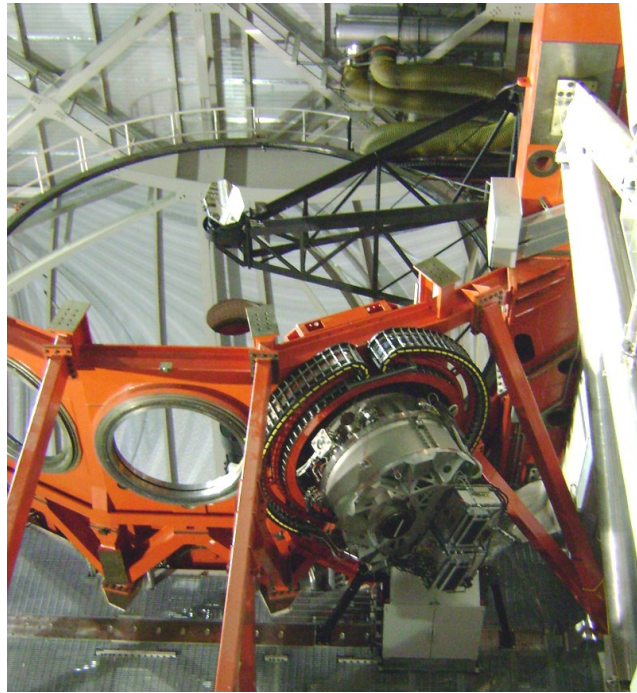


Abb. 2.9.: LUCI 1 am LBT zusammen mit dem Haupt- und Tertiärspiegel (Photo von Michael Lehmitz).

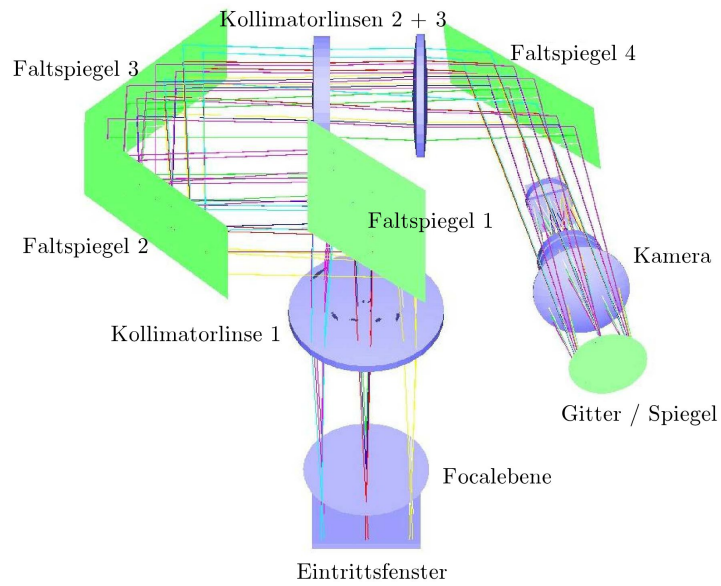


Abb. 2.10.: Der Strahlengang innerhalb von LUCI.

körperstrahlung des Teleskops wird durch die unterdimensionierten Sekundärspiegel ausgeblendet. Übrig bleibt die Schwarzkörperstrahlung der Komponenten des Instrumentes selbst. Diese wird durch ein Kühlen des Inneren des Instrumentes auf 60 K auf ein nicht störendes Maß verringert. Zur Vermeidung von Eis innerhalb des Kryostaten wird das Innere auf ein Hochvakuum gebracht. Der optische Strahlengang ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Der infrarote Teil des Lichtes gelangt vom Teleskop (im Bild unten) durch das Eintrittsfenster in den Kryostaten, während der sichtbare Teil vom Eintrittsfenster in die sogenannte *Acquisition, Guiding, and Wavefront sensing unit* reflektiert wird. Diese Einheit besitzt mehrere Aufgaben:

- Sie unterstützt das Teleskop beim optimalen Ausrichten auf das Zielobjekt (Acquisition).
- Ist die optimale Ausrichtung des Teleskops erreicht, stellt diese Einheit sicher, dass die Erddrehung und Bildfelddrehung präzise ausgeglichen wird und das Teleskop für die Dauer der Beobachtung stets optimal ausgerichtet ist (Guiding).
- Sie prüft die Ausrichtung und Form des Hauptspiegels und gibt im Falle einer Abweichung von Optimalwerten Signale zur Korrektur (aktive Optik) an Aktuatoren des Hauptspiegels.
- Innerhalb des Systems der adaptiven Optik beobachtet sie die Wellenfront eines Sternes in der Nähe (mit einem maximalen scheinbaren Abstand von 20") des Zielobjektes. Bei Abweichungen von der Planparallelität werden Bewegungssignale an Aktuatoren in den Sekundärspiegeln des LBT geschickt. Sie bewirken ein gezieltes Verformen dieser Spiegel, die die Unregelmäßigkeiten der Wellenfront stark verringern (2.2.2).

Die Brennebene ist innerhalb des Kryostaten, in der für spektroskopische Anwendungen die Langspalt- oder MOS-Maske eingeschwenkt wird.

Spektroskopiemasken in LUCI

Beide LUCI-Instrumente bieten sowohl Langspaltspektroskopie als auch Multiobjektspektroskopie (MOS) an. Im zuletzt genannten MOS-Modus werden gleichzeitig von mehreren Objekten in dem Gesichtsfeld des Instrumentes jeweils ein Spektrum aufgenommen. In LUCI wird das durch den Einsatz von Masken erreicht: An den Stellen der zu beobachtenden Objekte befinden sich Spalte in den Masken, die durch die Optik und ein Reflexionsgitter auf dem Detektor als Spektren abgebildet werden. Neben 10 permanent im Instrument installierten Masken kann der Beobachter auf 23 weitere austauschbare Masken zugreifen. Der Austausch der temporär installierten Masken erfolgt durch zwei Hilfskryostaten. Ihr Inneres wird auf den Innendruck und die Innentemperatur von LUCI gebracht und über zwei Schleusen mit LUCI verbunden. Die 23 austauschbaren Masken befinden sich innerhalb des Instruments in

einem beweglichen Magazin, das jetzt in das Innere des einen Hilfskryostaten gefahren wird. Nach dem Schließen der zwei Ventile wird dieser Hilfskryostat abgenommen. Ein weiterer Hilfskryostat, in dem sich bereits ein neues Magazin mit Masken befindet, wird mit der Schleuse von LUCI verbunden und das Magazin wird in den LUCI-Kryostaten gefahren. Nach dem Abnehmen des zweiten Hilfskryostaten steht LUCI für weitere Beobachtungen mit 23 neuen Masken zur Verfügung. Dieser Austausch des Magazins erfolgt innerhalb eines halben Tages. Es ist somit gewährleistet, dass keine Beobachtungszeit in der Nacht durch einen Magazinwechsel verloren geht, weil das Instrument nicht aufgewärmt werden muss und der Austausch innerhalb von Servicearbeiten am Tag stattfindet. Während der Beobachtungen am Teleskop ist es jederzeit möglich, eine beliebige aus den 33 in LUCI befindlichen Masken mit Hilfe eines Roboters in die Brennebene zu fahren.

Kollimator

Nach der Brennebene folgt die erste von drei Kollimatorlinsen. Insgesamt vier Faltspiegel dienen dazu, den Strahlengang so kompakt wie möglich anzulegen und die Abmessungen des Instrumentes zu minimieren. Zwischen den Faltspiegeln 3 und 4 bilden zwei weitere Kollimatorlinsen zusammen mit der ersten den Kollimator. Seine Aufgabe besteht in einer Parallellisierung des Strahlenganges, um die volle, zur Verfügung stehende, Fläche des Reflexionsgitters im Spektroskopiemodus auszuleuchten. Faltspiegel 1 und 4 sind beweglich. Der erste Spiegel wird zum Justieren der Eintrittspupille verwendet.

Bei länger belichteten Aufnahmen (Spektroskopie oder mit Schmalbandfiltern) macht sich die Bildfeldrotation auf dem Detektor bemerkbar. Diese Bewegung wird ausgeglichen, indem der Kryostat um eine Achse parallel zur optischen Achse des einfallenden Lichtes gedreht wird. Das führt dazu, dass die Richtung, mit der die Gravitationskraft auf verschiedene Komponenten in LUCI wirkt, sich während der Beobachtung stetig ändert. Die Elemente des Instrumentes biegen sich im Laufe der Beobachtung unterschiedlich durch, was zu einer kleinen Bildbewegung auf dem Detektor führt. Sie wird durch eine Bewegung des vierten Spiegels ausgeglichen.

Gitter

Nach dem letzten Spiegel des Kollimators fällt das Licht auf die Gitter-Spiegel-Einheit. Je nach Bedarf werden an dieser Stelle entweder eines von drei Reflexionsgittern (Spektroskopiemodus) oder ein Spiegel (Kameramodus) in den Strahlengang gefahren. Die Effizienzen der drei, in LUCI 1, eingebauten Gitter ist in Anhang A zu sehen. Die Gitter selbst sind nicht fest auf der Gitter-Spiegel-Einheit angebracht, sondern können gekippt werden. Dadurch wird ein Anpassen der Zentralwellenlänge auf dem Chip an die Anforderungen der Beobachtungen in gewissen Grenzen möglich.

Kameras

Eine Auswahl von drei Kameras ermöglicht ein dem Objekt/Spektrum angepasstes Abbilden auf dem Detektor:

- N1.8** Ihr Hauptanwendungsgebiet liegt in der Aufnahme von Spektren im seeingbegrenzten Modus. Sie ist in der Lage, den gesamten Spektralbereich jeweils eines Breitbandfilters (z, J, H oder K) mit dem hochauflösenden Gitter, die zwei Bänder z und J mit dem Ks-Gitter oder die zwei Bänder H und K mit dem H+K-Gitter in einer Aufnahme auf dem Chip abzubilden. Im Prinzip sind mit ihr auch Direktaufnahmen möglich. Diese sind aber auf Schmalbandfilter beschränkt, weil die Kamera eine starke chromatische Aberration zeigt. Ihr räumlicher Abbildungsmaßstab beträgt $0,25''/\text{pixel}$ bei einem Gesichtsfeld von $4' \times 4'$ im Kameramodus und $4' \times 3'$ in einer spektroskopischen Anwendung.
- N3.75** Diese Kamera ist sowohl für das seeingbegrenzte Aufnehmen von Bildern als auch das Abbilden von seeingbegrenzten Spektren konstruiert. Im Vergleich zur N1.8-Kamera bildet sie in der Spektroskopie ungefähr nur den halben Spektralbereich eines Breitbandfilters ab. Dafür besitzt sie aber eine doppelte räumliche Auflösung. Das sichtbare Gesichtsfeld ist gleich dem der N1.8-Kamera
- N30** Eine hochauflösende Kamera, die sowohl für Spektroskopie als auch die Direktabbildung geeignet ist. Aufgrund ihrer großen räumlichen Auflösung ($0,015''/\text{pixel}$) und einem Gesichtsfeld von $0,5' \times 0,5'$ steht sie für beugungsbegrenzte Beobachtungen zur Verfügung. In dieser Betriebsart ist kein MOS-Einsatz möglich.

Filter

In den konvergenten Strahlengang der aktiven Kamera können bis zu zwei Filter gefahren werden. Das geschieht mit Hilfe von zwei Filterrädern in denen insgesamt 30 Filterpositionen vorhanden sind. Ein Filterrad enthält Schmalband- und Mediumbandfilter und eine Linse, die zusammen mit einer weiteren Linse und der niedrig auflösenden Kamera die Eintrittspupille des Teleskops abbilden kann. Im zweiten Filterrad sind die Ordnungstrennungsfiler und die Breitbandfilter. Zusätzlich sind in beiden Filterrädern noch Blindfilter¹, Klarglasfilter² und freie Filterpositionen³. Eine Auflistung der in LUCI 1 vorhandenen Filter findet sich in Anhang A.1.

¹Blindfilter sind Metallscheiben mit den Abmessungen eines Filters und blocken das einfallende Licht, bevor es den Detektor erreichen kann.

²Sie besitzen keine Filterwirkung. Ihre optische Dicke entspricht derjenigen der anderen Filter

³In die freien Filterpositionen können im Laufe der Lebenszeit von LUCI weitere Filter eingebaut werden.

Detektor

Zum Schluss fällt das Licht auf den Detektor. Sowohl für LUCI 1 (HAWAII-2) als auch LUCI 2 (HAWAII-2RG) wird ein Detektor mit $2048 \text{ Pixel} \times 2048 \text{ Pixel}$ verwendet. Die Funktionsweise eines Photo-CCDs ist inzwischen in jedem Lehrbuch der Astronomie zu finden. Hier sollen an dieser Stelle einmal die Unterschiede zu einem Detektor, der im nahen Infrarot arbeitet, dargestellt werden. Der Energieabstand von Valenz- und Leitungsband in den normalen lichtempfindlichen CCDs, auf Basis von Silizium, beträgt etwa $1,12 \text{ eV}$. Damit ist nur das Licht energiereich genug, um Elektronen in das Leitungsband zu heben, das höchstens eine Wellenlänge von 1109 nm besitzt:

$$\lambda_{\max}[\mu\text{m}] = \frac{h \cdot c}{E_{\text{gap}}[\text{eV}]} \approx 1,11 \mu\text{m} \quad (2.7)$$

- λ_{\max} : maximale Wellenlänge
- h : Planck'sches Wirkungsquantum: $4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$
- c : Lichtgeschwindigkeit: $3 \cdot 10^{14} \mu\text{m/s}$
- E_{gap} : Energiebandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband (für Silizium: $1,12 \text{ eV}$)

Aus diesem Grund werden Infrarotdetektoren u. a. mit einer Legierung aus Quecksilber, Kadmium und Tellur verwendet ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$). Mit Hilfe einer Variation des Verhältnisses von Quecksilber zu Kadmium kann man den Empfindlichkeitsbereich in einem Fenster von $0,7$ bis $25 \mu\text{m}$ den Anforderungen anpassen (Norton, 2002). Weil das Material weich ist, dient zur Versteifung ein Substrat aus einem für Infrarotlicht durchlässigen Material (z. B. Saphir). Zum Auslesen wird ein Silizium-Multiplexer (MUX) verwendet, der jedes Pixel einzeln ansprechen kann. Der elektrische Kontakt zwischen dem Multiplexer und der lichtempfindlichen Schicht erfolgt über kaltgeschweißte Indiumtropfen (Abbildung 2.11).

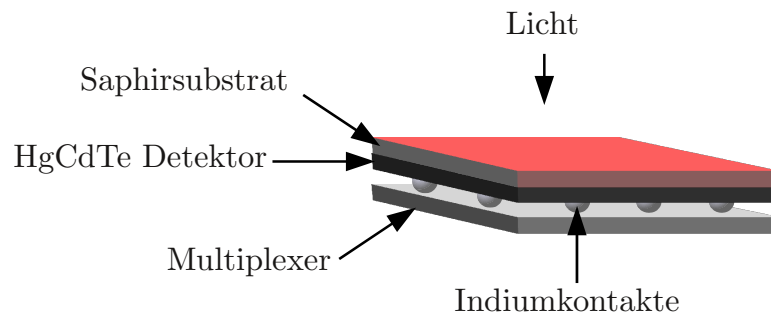


Abb. 2.11.: Aufbau eines Detektors für das nahe Infrarot

Multiplexer Der Multiplexer führt das Einzelsignal in jedem Pixel zu einem Gesamtsignal zusammen, das von der Ausleseelektronik weiterverarbeitet wird. Das Abgreifen des Signals in den einzelnen Pixeln des Detektors erfolgt zerstörungsfrei.

Es ist somit möglich, während einer Belichtung den Detektor auszulesen, ohne dass Informationen über die Spannung in den Einzelpixeln verloren gehen.

Quanteneffizienz Nicht jedes Photon wird tatsächlich detektiert. Der Anteil der Photonen, die ein Signal in dem Detektor auslösen, wird Quanteneffizienz (QE) genannt. Sie ist wellenlängenabhängig. Aktuelle CCD-Kameras erreichen Quanteneff-

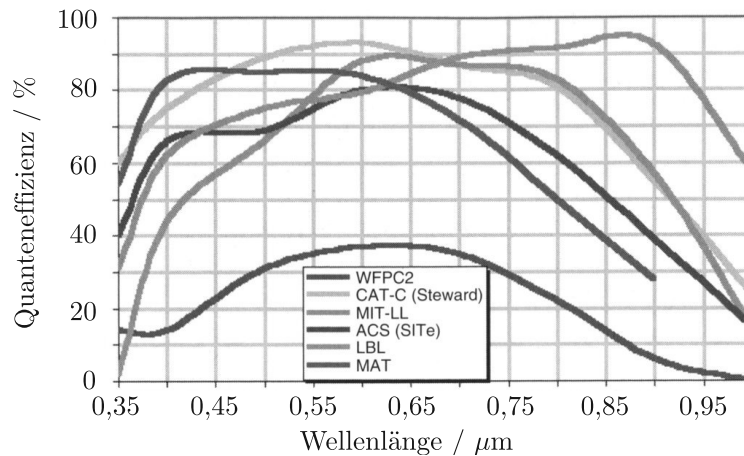


Abb. 2.12.: CCD-Quanteneffizienzen aus Howell (2006)

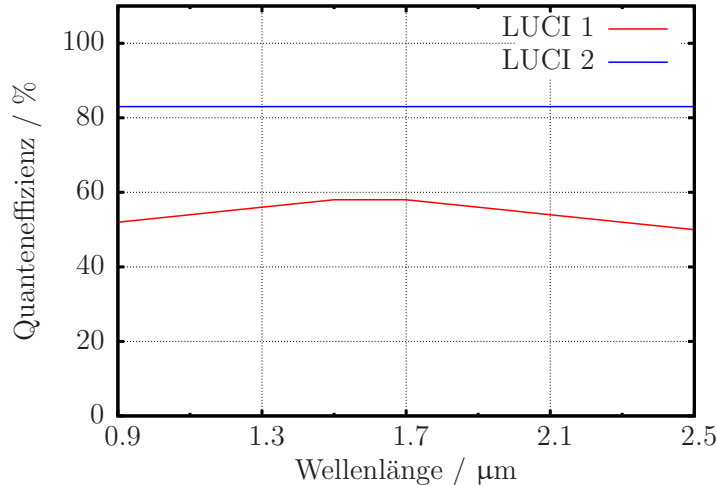


Abb. 2.13.: LUCI-Quanteneffizienzen

fizienten von 80 % und mehr über einen weiten Spektralbereich (Abbildung 2.12). Für den älteren Detektor von LUCI 1 liegt sie zwischen 50 % und 55 %. Der neuere Detektor in LUCI 2 erreicht sogar 83 % (Abbildung 2.13).

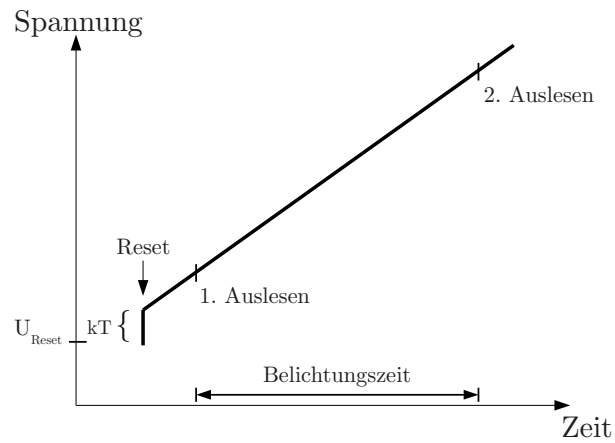
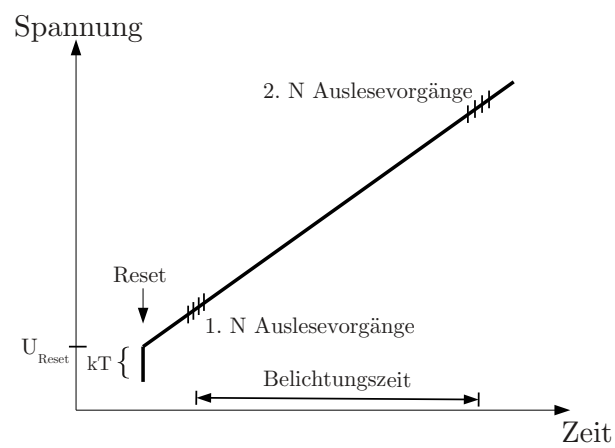
Ausleseelektronik Ideale Ausleseelektronik würde das Signal nicht verfälschen. Diese Elektronik gibt es aber nicht. Dadurch erzeugt die Elektronik selbst ein zusätzliches falsches Photonensignal und Rauschen, das dem eigentlichen Signal/Rauschen überlagert ist. In der Hauptsache sind das folgende zwei Komponenten:

- *Dunkelstrom*. Er entsteht durch thermisches Rauschen der elektronischen Bauteile.
- *Ausleserauschen*. Es wird einerseits durch das Rauschen des Ausleseverstärkers und andererseits durch das Rauschen, das bei der Quantisierung während der Analog-Digital-Wandlung auftritt, verursacht.

Je langsamer man die Ladung der Pixel ausliest, umso weniger elektronisches Rauschen bringt man durch den Vorgang in die gewonnenen Daten. Andererseits soll aber auch vermieden werden, bis zu einer neuen Belichtung unnötig Zeit mit Auslesen zu verschwenden. Für ein Chip dieser Größe, wie er in den LUCI-Instrumenten verwendet wird, dauert das gesamte Auslesen mit einer einzigen Ausleseelektronik mehrere Sekunden. Daher bedient man sich eines Tricks. Der Chip wird in vier gleichgroße Unterelemente (Quadranten) unterteilt, die gleichzeitig ausgelesen werden. Dadurch wird die Auslesezeit des gesamten Chips nahezu geviertelt.

Das zerstörungsfreie Auslesen (siehe 2.3.1) des Detektors ermöglicht verschiedene Auslesemodi, von denen (bisher) zwei in LUCI eine Verwendung finden:

- **Double Correlated Read:** Nach einem Reset auf eine konstante Spannung wird der Detektor direkt nach dem Reset ausgelesen. Nach der Belichtungszeit wird er erneut ausgelesen. Der eigentliche Pixelwert errechnet sich aus der Differenzspannung (Abbildung 2.14a). Durch das zweimalige Auslesen erhöht sich das Ausleserauschen um den Faktor $\sqrt{2}$. Jedoch wird durch diese Vorgehensweise das kT-Rauschen an einer Kapazität und andere Offsets herausgerechnet. Dieser Modus ist der Standardauslesemodus in LUCI für Aufnahmen in Breitbandbandfiltern (siehe Herbst und Bizenberger (1995)).
- **Multi Endpoint Read:** Diese spezielle Form des vorherigen Modus liest nach dem Reset die Spannung N-mal in kurzen Abständen hintereinander aus. Nach der Belichtung wird die Spannung erneut N-mal in kurzen Abständen ausgelesen (Abbildung 2.14b). Das Signal wird durch Mittelwertbildung der N doppelt korrelierten Differenzbilder berechnet. Durch Verstärkergeräuschen und andere Effekte wird das Verringern des Ausleserausches um den Faktor \sqrt{N} nicht ganz erreicht (siehe Herbst und Bizenberger (1995)). Wegen des vielfachen Auslesens und der damit verbundenen Zeit, ist dieser Auslesemodus nur für lange Belichtungszeiten und niedrigem Hintergrund effizient. Das prädestiniert ihn für Spektroskopieanwendungen.

(a) *Double Correlated Read*(b) *Multi Endpoint Read***Abb. 2.14.:** Zwei Auslesemodi eines Detektors im nahen Infraroten

In diesem Kapitel geht es um direkte Messungen mit LUCI 1 im Labor und am Himmel, um dessen Leistungsfähigkeit genau zu bestimmen und Daten für eine Eichung des in Kapitel 4 beschriebenen und selbstentwickelten Belichtungszeitrechners für LUCI zu erhalten. Die beiden Themen der folgenden Abschnitte wurden aus einer Vielzahl von mir durchgeführter Messungen ausgewählt, weil sie eine große Relevanz für das nachfolgende Kapitel 4 oder direkt für den Beobachter besitzen.

Die Nullpunktmessungen (3.2) dienen zunächst einmal dazu, die Gesamttransmission des Instrumentes zu bestimmen. Im Vergleich der Nullpunkte ähnlich aufgebauter und an ähnlich großen Teleskopen vorhandener Instrumente (für LUCI ist das z. B. ISAAC am VLT) kann bei groben Abweichungen auf ein Problem innerhalb des eigenen Instrumentes oder des Teleskopes geschlossen werden. Diese Nullpunktmessungen bilden später die Grundlage für einen Test und einer darauf folgenden Eichung des in Kapitel 4 beschriebenen Belichtungszeitrechners für LUCI.

Der zweite Teil der in dieser Arbeit aufgeführten Messungen befasst sich mit der Auswertung von Kalibrierungsspektren. Anhand dieser Messungen können die Dispersionen der einzelnen Gitter und Ordnungen bestimmt werden, die zum einen zur Verifikation des optischen Designs dienen. Zum anderen gehen diese real gemessenen Parameter direkt in den Belichtungszeitrechner ein.

3.1. Bildreduktion (Teil 1)

Bevor wissenschaftliche Daten aus einem gerade aufgenommenen astronomischen Bild extrahiert werden können, müssen noch Artefakte entfernt werden, die durch das Teleskop-Kamera-System eingebracht wurden:

Bias Bias wird die Vorspannung genannt, die an dem Detektor anliegt, um einen definierten Zustand vor der Belichtung zu erreichen. Für ein Bias-Bild wird der CCD-Detektor ohne jegliche Belichtung ausgelesen. Weil ein Detektor im nahen Infrarot mindestens zwei Mal ausgelesen wird und ein Differenzbild abgespeichert wird, ist in diesem Fall die Vorspannung bereits entfernt.

Dunkelstrom In dem Kapitel über die Ausleseelektronik (2.3.1) wurde der Dunkelstrom als eine Einflussgröße erläutert. Er wird für jedes Pixel mit Hilfe von Dunkelbildern mit, im Vergleich zu den astronomischen Bildern, identischen Belichtungszeiten bestimmt. Der Unterschied besteht darin, dass für diese Kalibrierungsbilder die Blindfilter in den Strahlengang gefahren werden.

Flatfield Selbst wenn die im Abschnitt 4.1.3 erwähnten Rauschquellen vernachlässigt werden, wird eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche niemals ein Bild mit identischen Helligkeiten in allen Pixel ergeben. Das ist auf folgende Quellen zurückzuführen:

- Nicht jedes Pixel hat dieselbe Empfindlichkeit
- Es befindet sich Staub auf den Filtergläsern/Detektor, der zu einer ungleichmäßigen Ausleuchtung auf dem Detektor führt.
- Die Filter besitzen keine, über deren gesamte Fläche, konstante Transmission.
- Das zur Abbildung verwendete Optiksistem zeigt eine Vignettierung.

Zur Bestimmung dieser Pixel-zu-Pixel Variationen wird eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche aufgenommen. Für LUCI wurde vor jeder Beobachtung der Dämmerungshimmel in allen später verwendeten Filtern und Kameras aufgenommen.

Um das Photonenrauschen in den (Bias-), Dunkel- und Flatfieldbildern zu verringern, wird zunächst über typischerweise fünf Bilder der Median gebildet und zu einem Masterbild kombiniert. Die Flatfieldbilder werden zusätzlich auf den Dunkelstrom korrigiert. Ein nächster Schritt der Bildreduktion besteht nun in der Korrektur der Rohbilder auf diese zuvor genannten Einflussgrößen. Dies geschieht durch die folgende Operation, die pixelweise mit dem Programmpaket ESO-MIDAS, dem Münchner Bild- und Datenanalysesystem der europäischen Südsternwarte (Banse u. a. (1983)), erfolgt:

$$\text{Bild}_{\text{reduziert}} = \frac{\text{Rohbild} - \text{MasterDunkelbild}}{\text{Dunkelstromkorrigiertes MasterFlatfield}} \quad (3.1)$$

3.2. Nullpunkte

Eine Möglichkeit, die Transmission eines astronomischen Instrumentes im Zusammenspiel mit einem Teleskop zu beschreiben, sind die sogenannten Nullpunkte (*engl.*

Zeropoints). Nach der Einführung einer Hilfsgröße, der instrumentellen Helligkeit $\text{mag}(x)_{\text{in}}$

$$\text{mag}(x)_{\text{in}} = -2.5 \cdot \log(F(x)_{\text{in}}) \quad (3.2)$$

$\text{mag}(x)_{\text{in}}$: instrumentelle Helligkeit [ADU/s] im Filter x
 $F(x)_{\text{in}}$: normierter Fluss [ADU/s] im Filter x

wird der Nullpunkt wie folgt berechnet:

$$ZP(x) = \text{mag}(x)_{\text{kat}} - \text{mag}(x)_{\text{in}} - C_f(x) \cdot [\text{mag}(x)_{\text{kat}} - \text{mag}(y)_{\text{kat}}] - C_e(x) \cdot AM \quad (3.3)$$

$\text{mag}(x)_{\text{kat}}$: Kataloghelligkeit des Sterns im Filter x [mag]
 $\text{mag}(x)_{\text{in}}$: instrumentelle Helligkeit [ADU/s] im Filter x
 C_f : Farbkorrekturterm
 $\text{mag}(X)_{\text{kat}}$: Helligkeit des Kalibrationssternes im Standardfilter X
 $\text{mag}(Y)_{\text{kat}}$: Helligkeit des Kalibrationssternes im Standardfilter Y
 C_e : Extinktionsterm
 AM : Luftmasse

Für die Beobachtungen mit LUCI spielt der Summand zur Extinktionskorrektur nur eine geringe Rolle, weil die Beobachtungen der Standardsterne bis zu einer maximalen Luftmasse von 1,3 stattfanden und die Extinktion im nahen Infrarot klein ist (siehe Tabelle 3.1). Aus diesem Grund und in Ermangelung genauer Extinktionsdaten für das LBT (die Werte aus der Tabelle 3.1 weisen, mit Ausnahme des Wertes für den J-Filter, große Fehler auf) wurde die Extinktion in diesem Fall nicht berücksichtigt.

Als Standardsterne wurden Sterne der erweiterten Liste des UKIRT-Katalogs für lichtschwache Standards in den Filtern JHK verwendet (Hawarden u. a., 2001). Mit Hilfe der Spektralklassen der Standardsterne (Hawarden u. a., 2001) wurden zunächst die passenden Spektren aus Pickles (1998a) ausgewählt und zusammen mit den Durchlassfilterkurven der Filter die Helligkeiten des Katalogs auf die Breitband- und Schmalbandfilter von LUCI umgerechnet. Diese errechneten Werte dienen dann als Katalogwerte für die Nullpunktbestimmung. Weil auf diese Weise die unterschiedlichen Filtersysteme von Kataloghelligkeit und LUCI-Helligkeit bereits berücksichtigt wurden, fand der Farbkorrekturterm in Gleichung 3.3 keine Anwendung. Davon abweichend wurden für die drei Standardsterne FS6, FS19 und FS29 Modellatmosphären (freundlicherweise von Anna Pasquali zur Verfügung gestellt) verwendet, um die Helligkeiten in den LUCI-Filtern zu berechnen. Während einer Beobachtung eines Standardsternes wurden vier Aufnahmen im jeweiligen Filter belichtet. Dabei wurde zwischen den einzelnen Belichtungen das Teleskop derart bewegt, so dass der Stern jeweils in der Mitte eines der vier Quadranten des Detektors abgebildet wurde. Weil die Sternhelligkeiten in der Größenordnung von 10–13 mag liegen, hat man schon mit kurzen Gesamtbelichtungszeiten ein gutes Signal-Rauschen-Verhältnis. Es hat sich gezeigt, dass durch die kurzen Belichtungszeiten der Dunkelbilder das Rauschen

Tab. 3.1.: Die Extinktion der Atmosphäre über dem LBT wurde bei Messungen im Januar und September 2009 bestimmt. Die dazu verwendete maximale Differenz der Luftmasse (ΔAM) ist in der letzten Spalte aufgelistet. Als Vergleich ist ebenfalls die Extinktion am Standort des VLT angegeben. Es sei angemerkt, dass die Daten, insbesondere für die Filter z und H, nur eine grobe Angabe der tatsächlichen Extinktion am Standort des LBT vermitteln können. Ein Problem bei den Daten in diesen beiden Filtern ist, dass die verwendete Luftmassendifferenz gering war (nur 0,15 und 0,16). Als eine weitere Schwierigkeit erweist sich die Eichung der verwendeten Sterne mit Hilfe des 2MASS-Katalogs in Ermangelung genau vermessener Standardsterne im Gesichtsfeld. Sein Fehler ist für helle Sterne (heller als etwa 12,5 mag im jeweiligen Filter) im Bereich von 0,02 mag. Für schwächere Objekte steigt der Fehler schnell auf eine Größenordnung von 0,1 mag an.

Filter	Extinktion (Paranal ^a) [mag/AM]	Extinktion (LUCI ^b) [mag/AM]	ΔAM
z	0,08	0,11±0,34	0,15
J	0,11	0,09±0,01	0,29
H	0,06	0,15±0,12	0,16
K	0,07	0,06±0,04	0,66

^aESO (2008)

^bAgeorges u. a. (2010)

in den kalibrierten Standardsternaufnahmen durch den Dunkelbildabzug verstärkt wurde. Da bei diesen kurzen Belichtungszeiten der Dunkelstrom noch keine Rolle spielt, wurde auf den Abzug eines MasterDunkelbildes verzichtet. Die Bestimmung der instrumentellen Flüsse, F_{ins} , erfolgte danach mit MAG_BEST des Programms SExtractor (Bertin und Arnouts, 1996), das auch für den Abzug des Himmels zuständig war. Das Programm bestimmt eine isophotische Magnitude, die Lichtquellen in der Nachbarschaft berücksichtigt und Licht in den Flügeln der PSF (bei einer Annahme eines symmetrischen Gauss-Profiles für die Helligkeitsverteilung) berücksichtigt. Der Mittelwert aus den vier Flüssen bildete die Grundlage zur Bestimmung des Nullpunktes für diesen Tag in dem verwendeten Filter. Typischerweise war der Betrag der Standardabweichung aus den vier Einzelmessungen kleiner als 0,01 mag.

Die Vorgehensweise, im nahen Infrarot zunächst den Himmel zu subtrahieren und danach durch das Flatfield-Bild zu dividieren (Herbst und Bizenberger, 1995), brachte keinen Unterschied im Vergleich zur oben genannten Methode, die eigentlich im optischen Spektralbereich bei der Datenreduktion üblich ist. Die Methode der ESO (ESO, 2010), den Himmel durch Differenzbildung zweier Aufnahmen abzuziehen und danach mit SExtractor die instrumentelle Helligkeit bestimmen, ergab ebenfalls keine anderen Ergebnisse. Alle Nullpunkte sind in der Tabelle B.1 im Anhang zusammengefasst. Die Fehler sind die Standardabweichungen der Nullpunktmessungen in dem jeweiligen Filter und dem jeweiligen Messintervall.

In Abbildung 3.1 sind die Ergebnisse aus 75 Einzelmessungen zusammengefasst. Bei genauerer Betrachtung der Abbildung sind drei Dinge auffällig:

- Die Nullpunkte im Zeitraum September 2009 bis Dezember 2009 (Messintervall

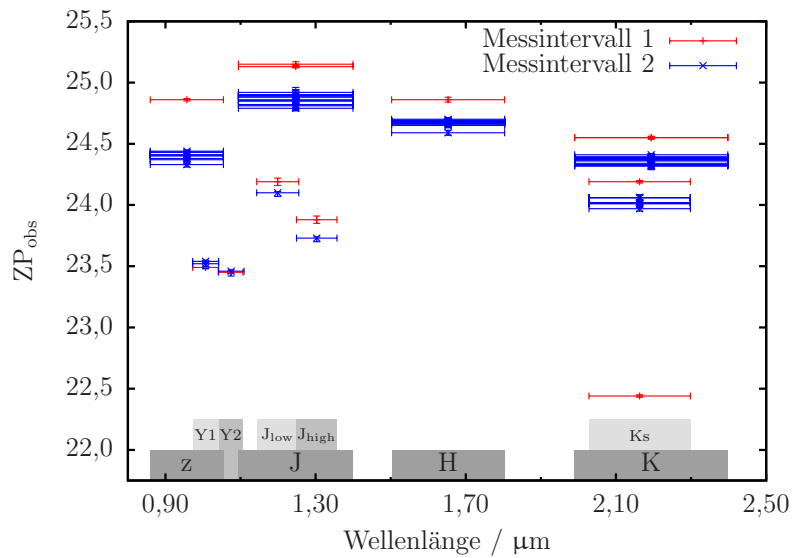


Abb. 3.1.: Nullpunkte aus insgesamt 75 Messungen in den Breitbandfiltern. Die Balken in x -Richtung entsprechen dabei den Halbwertsbreiten der jeweiligen Filter. Im unteren Teil sind die Durchlassbereiche mit den dazugehörigen Filternamen versehen. Das Messintervall 1 war in der Zeit von Oktober 2008 bis Januar 2009 mit einer Unterbrechung im November. In dieser Zeit wurden einzelne Standardsterne kaum mehrfach aufgenommen und insgesamt, im Vergleich zu dem Messintervall 2, wesentlich weniger Aufnahmen von Kalibrationssternen angefertigt. Für den Zeitraum von September 2009 bis Dezember 2009 steht das Messintervall 2, in dem alle Messungen der Nullpunkte mit zwei Sternen (FS6 und FS29) erfolgten.

2) sind systematisch niedriger als in dem Zeitraum von Oktober 2008 bis Januar 2009 (Messintervall 1). Ein Durchzug von Wolken kann in diesem Fall wegen der systematisch niedrigeren Nullpunkte ausgeschlossen werden. Es gibt drei Gründe, die dieses Verhalten erklären:

1. Die Aluminiumschicht der Teleskopspiegel wurde zwischenzeitlich nicht erneuert. Somit hat deren Reflektivität abgenommen. Vergleichsdaten von ISAAC (ESO, 2010) ergeben für das J-Band eine Abnahme der Nullpunkte um etwa 0,05 mag in 100 Tagen und 0,03 mag für denselben Zeitraum im H-Band (siehe Abb. 3.2).

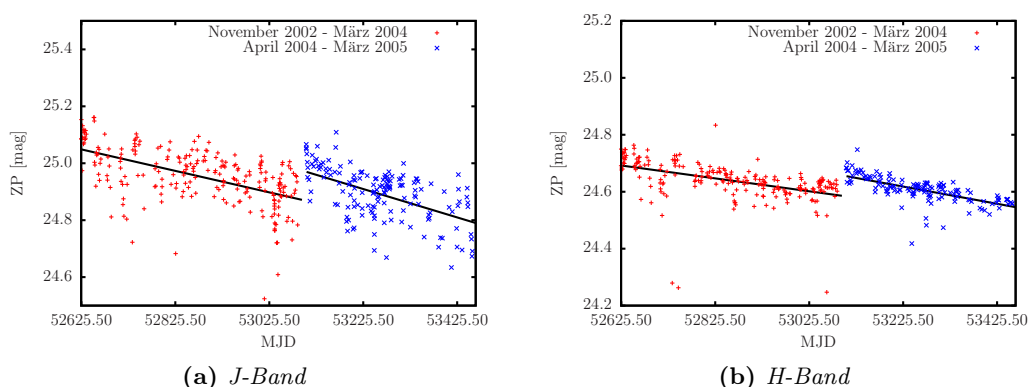


Abb. 3.2.: Abnahme der Nullpunkte von ISAAC aufgrund einer schwindenden Reflektivität der Spiegel (Daten stammen von ESO (2010))

Diese Werte sind wegen der unterschiedlichen Standorte natürlich nicht direkt auf das LBT übertragbar. Sie sollen nur einen Anhaltspunkt für die Größenordnung sein. Leider gibt es keine öffentlichen Daten über die Reflektivität am LBT, so dass dazu keine direkten Aussagen gemacht werden können. Geht man aber von den VLT-Werten aus, so können die systematisch niedrigeren Werte für die Nullpunkte im Messintervall 2 durchaus vollständig mit der Verringerung der Reflektivität der Spiegel erklärt werden.

2. Die Atmosphäre war zu den unterschiedlichen Zeitpunkten unterschiedlich transparent. Solche zeitlichen Variationen werden auch an anderen Observatorien beobachtet (ESO, 2010).
 3. Die Pupille des Instrumentes war in dem Zeitraum Ende 2009 nicht exakt auf die Teleskoppupille ausgerichtet.
- Die Differenzen zwischen den beiden Beobachtungszeiträumen sind im z- und J-Filter größer als in den Filtern mit einem kleineren Durchlassbereich in demselben Wellenlängenbereich und in den Breitbandfiltern H und K:
 1. Die Abnahme der Reflektivität ist nicht für jeden Filter gleich. Sie nimmt bei kleiner werdender Wellenlänge zu.

2. Wie in der Graphik (2.6) dargestellt, sind die Filter z und J nicht exakt auf die Fenster im nahen Infrarot beschränkt. Das macht den Fluss in diesen Filtern stärker von der Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre abhängig als in den übrigen Filtern. Wenn also Ende 2009 der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre höher war als 2008/09, dann macht sich die verringerte Transmission der Atmosphäre besonders in den genannten Filtern bemerkbar.
 3. Ebenfalls hat auch die nicht exakte Ausrichtung der Eintrittspupille Ende 2009 einen gewissen Anteil. Während sie im z-Filter nur einen niedrigeren Fluss verursacht, kommt im K-Filter die Wärmestrahlung der Hauptspiegelhalterung hinzu, die jetzt nicht mehr aus dem Gesichtsfeld ausgeblendet wird. Scheinbar wird der Fluss durch die Atmosphäre weniger stark absorbiert als im z-Filter.
- Ausreißer im Ks-Filter. Diese Messung entstand kurz vor dem Ende der Beobachtungen. Während der Nacht gab es keine Probleme mit der Transmission. Erst als Dämmerungsflats aufgenommen werden sollten, wurde bemerkt, dass Wolken aufgezogen waren. Daher ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass für diesen Messpunkt ebenfalls Wolken im Gesichtsfeld waren.

Von den genannten Ursachen haben die Reflektivitätsabnahme der Spiegel und die variable Transparenz der Atmosphäre den meisten Einfluss. Für die regelmäßig gemessenen Nullpunkte von ISAAC am VLT sind Schwankungen um 0,3 mag innerhalb von ein paar Tagen keine Seltenheit, wie man anhand der Archivdaten sehen kann (ESO, 2010). Die Abschattung und Emission durch die nicht exakt ausgerichteten Pupillen hat im Vergleich zu dem Effekt, der durch die beiden anderen Ursachen auftritt, nur einen geringen Einfluss, weil der Lichtverlust durch die Missausrichtung nur im einstelligen Prozentbereich liegt.

3.3. Wellenlängenkalibrierung

Neben der Wellenlängenkalibrierung mit Hilfe der Himmelslinien von OH^- und O_2 (2.2.1) gibt es für LUCI auch die Möglichkeit, eine Kalibrierung über Linien von Spektrallampen. Dazu wird eine Kalibrierungseinheit vor das Eintrittsfenster von LUCI gefahren. In ihr befinden sich u. a. drei Spektrallampen (Argon, Neon und Xenon), die unabhängig voneinander eingeschaltet werden können. Jedes dieser Elemente emittiert ein charakteristisches Linienspektrum. Während Laboraufnahmen von Spektrallampenspektren wurde festgestellt, dass die Listen mit den relativen Maximumintensitäten und den Vakuumwellenlängen der im nahen Infrarot benutzten Spektrallampen von anderen Observatorien für die Anwendung mit den LUCI-eigenen Lampen nur bedingt geeignet sind. Manche Linien treten ausschließlich nur in LUCI auf und mussten unter Ralchenko u. a. (2008) nachgeschlagen werden. Andere wiederum zeigen sich gar nicht in LUCI. Im Folgenden wurden beispielhaft für

die anderen Gitter die Dispersionen im hochauflösenden Gitter in den Breitbandfiltern z, J, H und K bestimmt und mit den Designwerten verglichen (Tabelle 3.2 und Abbildungen B.1 - B.4). Für die Anpassung einer Geraden wurde nur der innere Bereich ($1000 \text{ Pixel} \pm 400 \text{ Pixel}$) des Chips verwendet: Aufgrund der Verzeichnung durch die Kamera weicht das Spektrum im Randbereich des Gesichtsfeldes um ein paar Pixel von einer linearer Abhängigkeit zwischen Pixel und Wellenlänge ab. Der Hauptbeitrag der Abweichung kommt durch die Flachheit des Detektors. Die Gittergleichung (siehe Gleichung 3.4) gilt für Winkel. Bei der Umrechnung auf flache Detektorkoordinaten ist der Abstand von der Detektormitte nicht direkt proportional zum Beugungswinkel, sondern zum Tangens des Beugungswinkels, der für größere Winkel Abweichungen von einer linearen Abhängigkeit zeigt.

$$\frac{n\lambda}{d} = \sin(\alpha) + \sin(\beta) \quad (3.4)$$

n : Ordnung d : Furchenabstand
 α : Einfallswinkel β : Ausfallswinkel
 λ : Wellenlänge

Tab. 3.2.: Dispersion im hochauflösenden Gitter in den Breitbandfiltern z, J, H und K

Filter	reziproke lineare	reziproke lineare
	Dispersion [$10^{-4} \cdot \mu\text{m}/\text{pix}$] Designwert	Dispersion [$10^{-4} \cdot \mu\text{m}/\text{pix}$] gemessen
z	0,639	$0,639 \pm 0,003$
J	0,759	$0,756 \pm 0,002$
H	1,015	$1,016 \pm 0,003$
K	1,634	$1,636 \pm 0,007$

Allein im J-Filter liegt die gemessene Dispersion knapp nicht mehr innerhalb des Fehlers.

Für den K-Filter ist der Fehler mehr als doppelt so groß im Vergleich zu den anderen Filtern. Das liegt daran, dass nur sehr wenige Linien im mittleren Bereich des Detektors in diesem Band detektiert wurden.

Belichtungszeitrechner (Exposure Time Calculator)

Im Abschnitt 2.2 wurde eine Frage nicht beantwortet: Wie lange muss ein Objekt belichtet werden, damit eine astrophysikalische Fragestellung untersucht werden kann? Bei Digitalkameras für den privaten Gebrauch wird die Beleuchtungsstärke meistens direkt durch ein kamerainternes Luxmeter gemessen. Aus dessen Signal berechnet die Elektronik der Kamera eine Belichtungszeit (bei gegebener Blende und Filmempfindlichkeit). In der Astronomie sind solche in-situ-Bestimmungen der Belichtungszeiten nicht praktikabel. An Großteleskopen, wie z. B. dem **V**ery **L**arge **T**elesopce (VLT), werden Anträge auf Beobachtungszeit und ebenfalls die Beobachtungszeitpläne Monate im Voraus erstellt. Dasselbe gilt auch für Beobachtungen am LBT, wenngleich die Zeitspanne zwischen Antrag und tatsächlicher Beobachtung geringer ist, als am VLT. Daher ist es nötig, die Belichtungszeiten bereits für den Beobachtungsantrag zu kennen. Dazu werden für viele astronomische Instrumente sogenannte Belichtungszeitrechner (**E**xposure **T**ime **C**alculators, ETCs) im Internet zur Verfügung gestellt.

Das Prinzip eines solchen Programms ist einfach. Durch die in den letzten Jahren stetig wachsende Zahl an Objektkatalogen (z. B. die Objektkataloge des *Sloan Digital Sky Survey* im sichtbaren Wellenlängenbereich oder die Kataloge des *Two Micron All Sky Survey* oder des *UKIRT Infrared Deep Sky Survey* für den Bereich des nahen Infrarot) ist die Helligkeit des zu beobachtenden Objekts vielleicht bereits bekannt. Es können aber auch Helligkeiten von zuvor durchgeführten Beobachtungen vorhanden sein. Für die Fälle, in denen keine Helligkeit bekannt ist, lässt sich eventuell ein erwarteter Fluss einer Spektrallinie angeben. Anhand dieser Helligkeiten oder Flüsse errechnet ein ETC nun mit Hilfe der Konfiguration des in der Beobachtungsnacht zur Verfügung stehenden Instrumentes die Belichtungszeit, um ein vom Beobachter festgelegtes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) zu erreichen.

Solch ein ETC wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit für das LUCI-Instrument entwickelt, getestet und öffentlich zugänglich im Internet zur Verfügung gestellt.

4.1. Grundlagen des Belichtungszeitrechners

4.1.1. Der Weg des Lichtes durch die Atmosphäre zum Detektor

Im Kapitel 2 wurde dargelegt, welche Komponenten das Objektsignal auf dem Weg durch die Atmosphäre, dem Teleskop und dem Instrument bis zum ausgelesenen Bild beeinflussen. Eine graphische Zusammenfassung ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

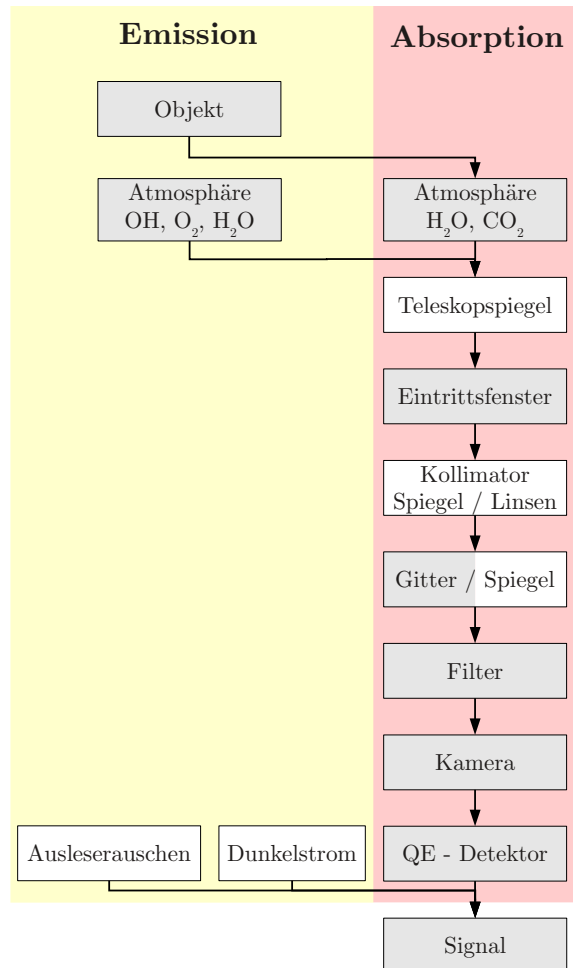


Abb. 4.1.: Der Weg der Photonen eines Objektes von einem Punkt oberhalb der Erdatmosphäre bis zum Signal in Form eines Bildes auf dem Computerbildschirm. Gelb hinterlegt sind die Photonenquellen, die in Emission stattfinden. Photonenabsorbierende Mechanismen sind rot hinterlegt. Die Aufteilung zwischen grauen und weißen Kästen ergibt sich durch die Unterscheidung zwischen wellenlängenabhängigen und wellenlängenunabhängigen Beiträgen.

Sie bildet die Grundlage zur Entwicklung eines ETCs, die in den nächsten Abschnitten erläutert wird. Es folgt noch eine Bemerkung zu der nicht wellenlängenabhängigen Reflektivität der Teleskopspiegel in der genannten Abbildung. Wie in dem Abschnitt über die Nullpunkte (3.2) festgestellt wurde, ist die Abnahme der Reflek-

tivität der Spiegel im Laufe der Zeit eine Funktion der Wellenlänge. Aber auch für die Reflektivität der Spiegel an sich besteht, wie in Abschnitt 4.2.3 gezeigt wird, eine Wellenlängenabhängigkeit. Der Belichtungszeitrechner wurde zunächst mit einer konstanten Reflektivität der drei Teleskopspiegel entwickelt. Damit keine zu kurzen Belichtungszeiten berechnet werden, wurden die Reflektivitäten mit jeweils 90%, konstant über den gesamten Wellenbereich, sehr konservativ angenommen. Eventuell muss diese Annahme in Zukunft aber berichtigt werden (Abschnitt 4.2.3 und 4.3).

4.1.2. Anzahl der von der Quelle detektierten Photonen

Zur Berechnung der Anzahl der Photonen, die von dem Objekt ausgesendet und durch den Detektor als Signal erfasst werden, sind folgende Hilfsgrößen notwendig:

$$F = F_0 \cdot 10^{-\frac{mag}{2.5}} \quad (4.1)$$

$$T_{inst} = T_{EF} \cdot T_{Spalt} \cdot T_{Koll} \cdot T_{G/S} \cdot T_{Filter} \cdot T_{Kamera} \quad (4.2)$$

$$E = T_{atmo} \cdot T_{tele} \cdot T_{inst} \cdot QE \quad (4.3)$$

F_0	: $F_0 = 3,66 \cdot 10^{-11} \frac{W}{m^2 \cdot nm}$ bei $\lambda = 550 \text{ nm}$ (Megessier, 1995)
F	: spektrale Flussdichte für ein Objekt der Helligkeit <i>mag</i>
<i>mag</i>	: Helligkeit des Objektes
QE	: Quanteneffizienz des Detektors
T_{atmo}	: Transmission der Atmosphäre
T_{tele}	: Gesamteffizienz des Teleskops (Reflektivität, Lichtsammelfläche)
T_{inst}	: Transmission des gesamten Instrumentes
T_{EF}	: Transmission des Eintrittsfensters
T_{Spalt}	: Transmission des Spalts
T_{Koll}	: Transmission des Kollimators
$T_{G/S}$: Transmission des Gitters/Spiegels
T_{Filter}	: Transmission der Filter
T_{Kamera}	: Transmission der Kamera
E	: Effizienz des Gesamtsystems aus Atmosphäre, Teleskop und Instrument

Da LUCI sowohl als Kamera als auch als Spektrograph betrieben werden kann, und zusätzlich ein Unterschied in der Berechnung der detektierten Photonen von Punktquellen und ausgedehnten Quellen besteht, gibt es vier verschiedene Verfahren, um das Signal der Quelle im Detektor zu berechnen. Diese sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4.1.3. Anzahl der durch Rauschen erzeugten Photonen

Zu diesem Signal der Photonen einer Himmelsquelle kommen noch verschiedene Anteile von Rauschen hinzu, die das reine Signal überlagern:

- Das Signal der Himmelsquelle unterliegt dem Gesetz der kleinen Statistik¹ und ist somit nicht konstant, sondern streut um einen gewissen Mittelwert. Dieses statistische Rauschen des Signals kann mit \sqrt{N} mathematisch erfasst werden (N ist die Anzahl der von der Himmelsquelle detektierten Photonen).

¹Poisson-Statistik

- Im Nahinfraroten ist der Himmel sehr hell (siehe Tabelle 2.1), so dass sein statistisches Rauschen zu dem Gesamtrauschen mit $\sqrt{N_{\text{sky}}}$ beiträgt.
- Als nächsten Rauschbeitrag ist das Rauschen des Dunkelstroms zu nennen. Er entsteht durch thermische Anregung der elektronischen Bauteile. Bei Temperaturen oberhalb von 0 K haben die Elektronen eine gewisse mittlere Geschwindigkeit, die von Null verschieden ist. Mit zunehmender Temperatur erreichen immer mehr Elektronen Geschwindigkeiten, die ausreichen, um die Energielücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband zu überwinden. Sie werden fälschlicherweise zusätzlich zu dem eigentlichen astronomischen Signal detektiert, sind aber von diesem nicht zu unterscheiden. Auch dieses Rauschen ist ein Rauschen nach der Poisson-Statistik, also \sqrt{DARK} .
- Zum Schluss gibt es noch einen Beitrag durch das Auslesen selbst. Das Ausleserauschen (siehe auch 2.3.1) ist unabhängig von der Signalstärke und geht in die Berechnung des Gesamtrauschens linear ein. Eine Besonderheit im nahen Infrarot ist es jedoch, den Detektor mindestens zweimal auszulesen. Somit ergibt sich ein letzter Summand mit $\sqrt{2 \cdot RON^2}$.

Tab. 4.1.: Die Photonen vom Objekt pro Zeiteinheit ($\frac{N}{\tau} = N^*$) (Modigliani, 1999)

Beobachtungsmodus	Punktquelle	ausgedehnte Quelle
Kamera	$\frac{F \cdot \Delta_i \cdot E \cdot S}{E_{\text{phot}}}$	$\frac{F \cdot \Delta_i \cdot E \cdot S \cdot \Omega_i}{E_{\text{phot}}}$
Spektroskopie	$\frac{F \cdot \Delta_s \cdot E \cdot S}{E_{\text{phot}}}$	$\frac{F \cdot \Delta_s \cdot E \cdot S \cdot \Omega_s}{E_{\text{phot}}}$

F :	Fluss in $\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$	N^* :	Anzahl der Photonen pro Sekunde
N :	Anzahl der Photonen	S :	Lichtsammelfläche des Teleskops
τ :	Belichtungszeit	Ω_i :	erfasster Raumwinkel eines Pixels
Δ_i :	Filterbandbreite in μm	Ω_s :	erfasster Raumwinkel eines Integrationselementes
Δ_s :	spektrale Auflösung	E_{phot} :	Energie des Photons
E :	Effizienz des Gesamtsystems		

4.1.4. Signal-Rausch-Verhältnis

Aus diesen Vorüberlegungen (4.1.2 und 4.1.3) ergibt sich die folgende Formel für das Signal-Rausch-Verhältnis (Howell, 2006):

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}} = SNR(t) = \frac{N^* \cdot t}{\sqrt{N^* \cdot t + n_{\text{pix}} \cdot (N_{\text{sky}}^* \cdot t + DARK^* \cdot t + 2 \cdot RON^2)}} \quad (4.4)$$

N^*	:	Anzahl der Photonen pro Sekunde
$DARK^*$:	Dunkelstrom/sek
n_{pix}	:	Anzahl der verwendeten Pixel für die Photometrie
N_{sky}^*	:	Himmelsphotonen/sek
RON	:	Ausleserauschen
SNR	:	Signal-Rausch-Verhältnis (zeitabhängig)
t	:	Belichtungszeit einer Einzelbelichtung

Der Dunkelstrom, die Anzahl der Himmelsphotonen und die Anzahl der Objektphotonen sind zeitabhängig (für nicht allzu hohe Zählraten besteht ein linearer Zusammenhang mit der Zeit).

4.2. Der Belichtungszeitrechner von LUCI

Mit dieser letzten Formel (4.4) berechnet der Belichtungszeitrechner die nötige Belichtungszeit für einen Beobachter, der für eine erfolgreiche Beobachtung ein bestimmtes, minimales Signal-zu-Rauschen erreichen muss.

4.2.1. Vorüberlegungen

Zu Beginn stand die Frage im Raum, in welcher Programmiersprache der ETC geschrieben werden soll. Folgende Punkte mussten dabei berücksichtigt werden:

- **öffentlich zugänglich:** Die Beobachter müssen Wochen oder Monate im Voraus ihre Beobachtungszeiten planen. Dazu benötigen sie Zugang zu dem ETC. \Rightarrow Das Programm muss entweder als Download zur Verfügung stehen oder direkt über den Webbrowser ausführbar sein. Der Nachteil eines fertig kompilierten Programmes ist die Abhängigkeit vom Betriebssystem des Beobachters. Es käme als plattformunabhängige Lösung eines vorkompilierten Programmes nur JAVA in Frage. Das setzt aber voraus, dass JAVA auf dem Rechner des Beobachters installiert sein muss. Aus diesem Grund wurde die Variante mit der Ausführung im Webbrowser bevorzugt. Durch verschiedene Webbrowser und Versionen eines Browsers auf dem Markt und der damit einhergehenden unterschiedlichen Unterstützung des HTML/CSS-Standards kann die Anzeige der Eingabemaske von Browser zu Browser etwas voneinander abweichen. Es kommt aber zu keinen unterschiedlichen Ergebnissen, weil die Berechnung

serverseitig erfolgt. Zunächst wurde auch daran gedacht, JavaScript für das Webinterface nicht zu benutzen. Diese Idee wurde mit Voranschreiten des Projektes verworfen, um Fehleingaben vom Benutzer frühzeitig abfangen zu können.

- **einfache Ergänzungen:** Dieser Punkt hat nur indirekt etwas mit der Programmiersprache zu tun. Für den Fall, dass in LUCI z. B. neue Filter oder neue Gitter eingebaut werden, muss es eine Möglichkeit geben, diese einfach in den ETC zu integrieren.
⇒ Für Programme, die zum Download bereitgestellt werden, besteht der Nachteil, dass für jede Beobachtung die neueste Version auf den eigenen Computer geladen werden muss. Werden dagegen nur die neuesten Daten nachgeladen, so ist der Schritt, das Programm innerhalb eines Webbrowsers laufen zu lassen nicht groß, da ohnehin eine Internetverbindung benötigt wird. Daher fiel die Entscheidung zugunsten des Browserprogrammes. Die Daten werden in Form von ASCII-Tabellen dem Programm zur Verfügung gestellt. Das hat zwar den Nachteil, dass die Transmissions- und Effizienzdateien recht groß werden (können). Der entscheidende Vorteil ist aber die Lesbarkeit für einen Menschen. Falls Probleme mit einer Datei auftauchen, so kann sie in einem normalen Texteditor begutachtet werden. Ein weiterer Pluspunkt ist, dass z. B. die Transmissionsmessungen von Filtern in Form von Tabellenkalkulationsdateien an den Kunden ausgeliefert werden. Hier genügt ein einfaches Abspeichern als formatierte Textdatei und der ETC kann die Tabelle verwenden.
- **Geschwindigkeit:** Auch wenn heutige Computer eigentlich genug Rechenleistung für eine solche Anwendung besitzen sollten, muss man sich dennoch auch über diesen Punkt Gedanken machen. So wäre es sehr unbefriedigend, wenn eine Anfrage über die Belichtungszeit via E-Mail an einen Server geschickt werden müsste, der für die Beantwortung einen Tag braucht.
⇒ Das Beispiel der E-Mail-Liste wird heute kaum noch verwendet. Es sollte auch eher als extrem negatives Beispiel dienen, wie es nicht laufen sollte. Weil das Programm aber auf einem Webserver laufen soll, ist trotzdem auf eine möglichst effiziente Programmierung zu achten: Bei zeitaufwendigen Berechnungen muss man einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Geschwindigkeit finden. Auf der einen Seite wollen die Beobachter die Ergebnisse kurz nach Drücken des „Berechnen“-Knopfes Ergebnisse geliefert bekommen und der Webserver soll möglichst schnell wieder für andere Aufgaben zur Verfügung stehen. Auf der anderen Seite ist ein ETC, der eine Belichtungszeit durch seine Vereinfachungen schon nach ein paar Bruchteilen einer Sekunde aber mit einem Faktor von 5 falsch ausgibt, für einen Beobachter nutzlos.
- **eine, dem Problem angepasste Programmiersprache:** Ein ETC mit Webinterface stellt in der Hauptsache drei unterschiedliche Anforderungen an eine Programmiersprache:

- Datenaustausch mit einem Webserver \Rightarrow Wenn es nicht schon ein Modul des Webservers gibt, dass die Programmiersprache unterstützt, so sollte wenigstens die Programmiersprache eine Möglichkeit bieten, mit dem Webserver zu kommunizieren.
- Laden und Verarbeiten von Werten aus Dateien \Rightarrow Die Möglichkeit einer heutigen Programmiersprache, aus Dateien Werte auszulesen und in Variablen abzuspeichern, ist immer gegeben. Das ist aber in jeder Sprache anders und unterschiedlich kompliziert gelöst. Für das Einlesen der Transmissions- und Effizienzdaten wird dieser Punkt sehr ausgiebig benutzt. Der Umgang mit Dateien und Daten sollte so einfach wie möglich gestaltet sein, um sich Programmierarbeit zu ersparen. Es soll aber kein Hauptgrund sein.
- mathematisch anspruchsvolle Berechnungen
 \Rightarrow Auch dieser Punkt wird heute von allen Programmiersprachen erfüllt. Falls spezielle Funktionen nicht direkt in der Sprache implementiert sind, so können sie einfach durch zusätzliche Bibliotheken hinzugefügt werden.
- **einfach lesbarer Programmcode:** LUCI 1 und 2 sollen in Zukunft vollständig von den Mitarbeitern des LBT betrieben werden. Dazu zählt auch der ETC. Um das Lesen und Verstehen des Quellcodes für einen Neueinsteiger so einfach wie möglich zu gestalten, kann man schon durch die Wahl der Programmiersprache eine enorme Vereinfachung für den nachfolgenden Programmierer erreichen.
 \Rightarrow Das ist ein Punkt, der nur subjektiv beantwortet werden kann. Es gibt jedoch Sprachen, die ein strukturiertes Programmieren erzwingen, indem z. B. Einrückungen zwingend erforderlich sind. Das mag zwar überholt wirken, verbessert aber die Übersichtlichkeit und Lesbarkeit des Quellcodes. Fehler in Schleifen werden schneller erkannt, wenn Einrückungen falsch sind. Einrückungen sind zwar auch bei den Sprachen möglich, die diese nicht zwingend erfordern, aber vielleicht setzt man sie manchmal falsch oder gar nicht.
- **Graphikausgabe:** Eine Graphikausgabe ist anschaulich, um den Verlauf des Signal-Rausch-Verhältnisses mit der Zeit darstellen zu können, oder für die Visualisierung des Verhältnisses in Abhängigkeit der Wellenlänge. \Rightarrow Dieser Punkt muss nicht in der Programmiersprache implementiert sein, da externe Programme genutzt werden können. Es ist jedoch einfacher und sicherheitstechnisch problemloser, wenn nur ein Programm aufgerufen wird (wie z. B. JAVA).

Anhand dieser Punkte habe ich mich dann zu der Programmiersprache *Python* entschieden. Als graphische Benutzeroberfläche (GUI) für die Eingabewerte wird eine öffentlich zugängliche Webseite verwendet. Die Ausgabe erfolgt sowohl über eine Webseite mit integrierter Graphik als auch in Form einer Texttabelle. Die Vor- und Nachteile des realisierten Lösungsweges sind in folgender Liste zusammengefasst:

- ✓ Übersichtlichkeit des Programmcodes (der Interpreter setzt Einrückungen voraus)
- ✓ einfacher Umgang mit String-Variablen (umfangreiche Operationen schon implementiert)
- ✓ einfacher Umgang mit ASCII-Dateien
- ✓ CGI-Interface für den Datenaustausch mit dem Webserver
- ✗ Geschwindigkeit (Weil Python eine Interpretersprache ist, ist sie von Hause aus schon einmal langsamer als Compilersprachen. Bei den modernen Programmiersprachen halten sich die Laufzeitunterschiede, die den ETC betreffen, in erträglichen Grenzen.)
- ✗ Für eine Graphikausgabe wird Gnuplot verwendet (eventuell wird das durch pythoninterne Funktionen ersetzt).

4.2.2. Struktur

Initialisierung des Programms und Benutzereingabe

Ruft der Beobachter im Internet das Programm zum ersten Mal auf, werden aus einer Initialisierungsdatei die verfügbaren Elemente (wie z. B. Spektren, Filter, ...) gelesen. Aus diesen Daten wird die Eingabewebseite erzeugt. Der Aufbau der Webseite ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

Die Seite reagiert dynamisch auf die Eingaben der Benutzer. Wird z. B. der Radio-knopf *Spectroscopic Mode* aktiviert, so werden die unterschiedlichen Gitter auswählbar, die im *Imaging Mode* deaktiviert waren. Wird daraufhin ein Gitter ausgewählt, so schlägt das Programm selbständig den passenden Filter in der Filterauswahl vor. Es hat sich gezeigt, dass diese aktive Reaktion der Seite auf Benutzereingaben viele Falscheingaben verhindert.

Wie bereits erwähnt, ist LUCI sowohl ein Spektrograph als auch eine Kamera. Diesem Umstand muss auch der ETC Rechnung tragen: Für die Spektroskopie erfolgt die Berechnung anders als für die reine Kamerafunktion. Die Datenbasis ist für beide Zweige des ETC identisch.

Der erste Schritt eines Beobachters ist die Auswahl des Teleskopmodus. Im Frühjahr 2014 finden erste Tests mit dem beugungsbegrenzten Modus von LUCI statt. Nach erfolgreicher Inbetriebnahme der adaptiven Optik zusammen mit LUCI und der Eichung des ETCs erhält der Benutzer den Zugang zu dem Auswahlpunkt des beugungsbegrenzten Modus. Dieser Teil ist bereits programmiert und wartet auf erste Daten für eine Eichung. Eine weitere Auswahl, die der Beobachter treffen muss, ist die Größe des Objektes. Das ist insofern wichtig, weil die Berechnung der Anzahl von der Quelle empfangenen Photonen von ausgedehnten Quellen anders erfolgt, als von Punktquellen (siehe Tabelle 4.1). Als nächstes stehen Modellspektren von ein paar Objekten zur Verfügung, die von den Beobachtern im ETC ausgewählt werden. Zur

Version 1.34.6

LUCIFER - Exposure Time Calculator

Telescope Modes

Seeing-limited mode
 Diffraction-limited mode
 Strehl ratio

Object Characteristics

Point source
 Extended source

Template Spectrum:
 Redshift

Blackbody with T= K
 Single Line with ...
 ... Wavelength: micron
 ... Flux: erg/s/cm²
 ... Width: Å

Target magnitude (Mega)
 = mag (mag/sq arcsec for extended sources)

Hardware Characteristics

LUCIFER 1
 LUCIFER 2

Imaging mode
 Spectroscopic mode

Filter
 Camera

Slit width
 Central wavelength of the grating in µm / Number of lines per millimeter:

Atmospheric Conditions

Water vapor
 Airmass
 Seeing: arcsec

Sky brightness for the zenith (Vega): mag/sq arcsec
 Background file with 1.6 mm water vapor and selected airmass
 Theoretical background spectrum

Parameters of Exposure

SNR
 Total exposure time sec

Detector Integration Time (DIT)
 sec (the minimum DIT is 1.98 sec)

Send comments to [A.Gernerth\(at\)sw.uni-heidelberg.de](mailto:A.Gernerth(at)sw.uni-heidelberg.de)

[Help](#)

Abb. 4.2.: Die Webseite des ETC von LUCI

Auswahl stehen sechs Modellspektren von Sternen (B0V, A0V, F0V, G0V, K0V und M0V). Sie setzen sich im Wesentlichen aus gemittelten Spektren verschiedener Sterne der jeweiligen Spektralklasse zusammen (Pickles, 1998b). Neben den Sternspektren stehen auch E0, Sa, Sb, Sc und Sd Galaxiespektren zur Auswahl (Bicker u. a., 2004). Als theoretische Spektren werden eine konstante Flussdichte, Schwarzkörperspektren (durch Angabe der Temperatur) und eine Emissionslinie (durch Angabe der Zentralwellenlänge, dem Fluss und der Halbwertsbreite) angeboten. Eine weitere wichtige Eingabegröße für die Modellspektren ist die Helligkeit des Objektes. Diese kann sowohl in den fünf optischen Filtern U, B, V, R und I erfolgen oder in irgendeinem in LUCI eingebauten Filter. Anhand der Modellspektren (und einer eventuell eingegebenen Rotverschiebung²) wird die Helligkeit auf den Filtern, in dem die Beobachtung stattfinden soll, umgerechnet. Die im nahen Infrarot wichtige Erdatmosphäre lässt sich in gewissen Grenzen an veränderte Beobachtungsbedingungen anpassen. So lässt sich der Wasserdampfgehalt von 1,0 mm über 1,5 mm zu 3,0 mm ebenso ändern, wie dies für die Luftmasse von 1,0 bis 2,5 in 0,25er Schritten möglich ist. Die Himmelhelligkeit wird entweder durch eine von dem Beobachter vorgegebene Helligkeit, ein Nachthimmelsspektrum oder ein theoretisches Nachthimmelsspektrum in den Berechnungen berücksichtigt. Für das theoretische Spektrum werden die OH⁻- und O₂-Linien aus dem Katalog von Rousselot u. a. (2000) verwendet. Den Linien wurde noch ein Schwarzkörperspektrum mit 250 K (Atmosphäre) und mit 3800 K (Zoidakallicht) überlagert.

Nach dem Abschicken der Daten durch den Beobachter übergibt das CGI-Interface (eine standardisierte Schnittstelle zwischen der Webserver-Software und einem auf dem Webserver laufenden Programm) die Benutzereingabe an das ETC-Programm.

Berechnungen

Zunächst werden die Daten aufbereitet, die das ETC-Programm von dem Webserver bekommt. Im Prinzip ist das eine lange Liste an Werten, die entsprechenden Variablen innerhalb des Programms zugeordnet werden. Bei diesen Zuordnungen erfolgen grobe Plausibilitätsprüfungen. So wird z. B. geprüft, ob das Seeing größer als Null ist. Ist dies nicht der Fall, erscheint für den Benutzer eine Fehlermeldung. Sind die Umwandlung und die Prüfung abgeschlossen, werden die benötigten Spektren, Transmissionen und Effektivitäten in Form von Wellenlängentabellen geladen. Davon abweichend werden die Tabellen des Schwarzkörperspektrums, der Spektrallinie und des theoretischen Himmelsspektrums anhand der vom Beobachter eingegebenen Parameter erst jetzt berechnet. Mittels eines kalibrierten Modellspektrums eines A0V Sternes wird das ausgewählte Objektspektrum auf die angegebene Helligkeit geeicht. Das Modellspektrum entstammt der Bibliothek von Pickles (1998b). Die Eichung des A0V-Sternspektrums erfolgt auf $3,66 \cdot 10^{-11} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{nm}}$ bei $\lambda = 550 \text{ nm}$ (Messier, 1995). Als letzten Punkt vor der eigentlichen Berechnung steht die Definition der Punktverbreiterungsfunktion (PSF). Wie in den Abschnitten 2.1.1 und 2.2.2 be-

²Alle Spektren erfahren nur eine Wellenlängenverschiebung bei einer Eingabe einer Rotverschiebung, die größer ist als null. Eine eventuelle Entwicklung von Galaxien wurde nicht berücksichtigt.

reits erläutert, gibt es zwei mögliche Punktverbreiterungsfunktionen. Eine ist von der Luftunruhe in der Atmosphäre definiert. Die andere wird durch die Beugung des Lichtes definiert. LUCI kann mit beiden Beobachtungsmodi des LBT arbeiten. Weil es jedoch einen wesentlichen Unterschied in dem Ergebnis bringt, ob die Lichtenergie eines Sternes auf eine Beugungsscheibe oder auf eine Seeingscheibe konzentriert ist, wird im ETC ebenfalls eine Auswahl für die PSF angeboten. Eine Kombination aus Moffatfunktion und Airyfunktion für den Teil mit adaptiver Optik (wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben) und für die ersten Versionen des ETC eine Moffatfunktion für die Intensitätsverteilung in einer Seeingscheibe. In der Praxis des ETC erwies sich die Moffatfunktion als eine Quelle von Verwirrung. Der ETC für LUCI gibt für eine Moffatfunktion mit $\beta=2,5$ etwa 30 % niedrigere Werte für das Zentralpixel an, als andere Belichtungszeitrechner (u. a. der ETC von ISAAC). Jene verwenden für die Näherung der Punktverbreiterungsfunktion eine Gaußkurve (Abbildung zum Vergleich von Gauß- und Moffatfunktion 4.3).

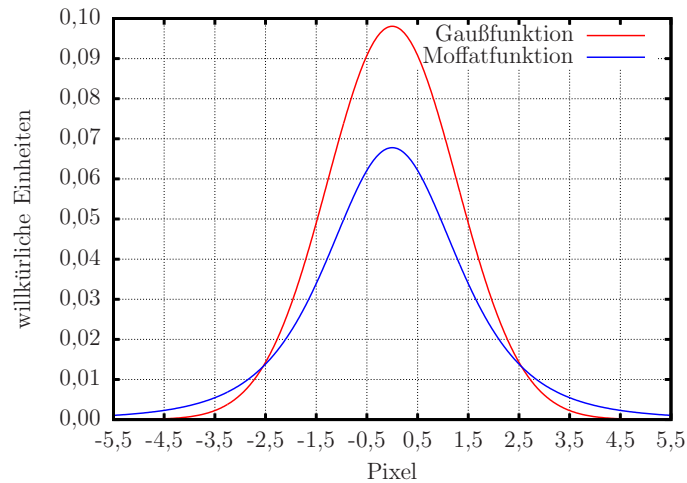


Abb. 4.3.: Der direkte Vergleich zwischen einer Gaußfunktion und einer Moffatfunktion. Beide Funktionen sind Ausschnitte aus 2D-Funktionen, bei denen der Übersichtlichkeit wegen nur Werte mit $y=0$ abgebildet sind. Zum direkten Vergleich besitzen beide Funktionen eine Halbwertsbreite von einem Pixel und sind im Volumen auf Eins normiert.

Das führte zu einigen Mutmaßungen unter den Benutzern des ETC, ob LUCI weniger Effizient sei als ISAAC. Zur besseren Vergleichbarkeit der Werte des Belichtungszeitrechners von LUCI und den ETC anderer Instrumente wurde die Punktverbreiterungsfunktion für atmosphärenbegrenzte Beobachtungen in eine Gaußfunktion abgeändert.

An diesem Punkt verzweigt sich der Belichtungszeitrechner in einen Photographie- und einen Spektroskopieteil. Der Unterschied besteht in der Behandlung der Photonflüsse mit unterschiedlichen Energien. In dem Photographieteil werden alle von dem Objekt detektierten Photonen addiert. Mit den Himmelsphotonen wird in gleicher Weise verfahren. Diese beiden Summen bilden die Grundlage zur Berechnung des

Signal-Rausch-Verhältnisses. Im Spektroskopiemodus geschieht dies für jedes Wellenlängenintervall

$$\Delta\lambda = \frac{\text{Spaltbreite}}{\text{Abbildungsmaßstab}} \cdot \text{Dispersion} \quad (4.5)$$

separat. Bis an diese Stelle sind die Einheiten der Berechnungen noch Flüsse (Photonen / s). Weil die kürzeste Einzelbelichtungszeit ein DIT ist (siehe 2.2), wird als nächstes der Fluss für ein DIT berechnet. Genau wie für den Fluss der Photonen pro Sekunde zuvor, wird auch hier unterschieden, zwischenden Gesamtflüssen von Himmel/Objekt im Abbildungsmodus und den Flüssen des Objektes/Himmels in den einzelnen Wellenlängenintervallen im Spektroskopiemodus. Mit diesen Flüssen der Photonen vom Objekt und dem Himmel für ein DIT wird nach der Formel 4.4 das Signal-Rausch-Verhältnis bestimmt. Aus diesem Ergebnis lässt sich dann die benötigte Gesamtbelichtungszeit wie folgt ableiten

$$\tau = N_{\text{DIT}} \cdot \text{DIT} \quad \text{und} \quad \text{SNR}_{\text{DIT}} = \frac{\text{SNR}_{\tau}}{\sqrt{N_{\text{DIT}}}} \quad (4.6)$$

$$\rightarrow \tau = \left(\frac{\text{SNR}}{\text{SNR}_{\text{DIT}}} \right)^2 \cdot \text{DIT} \quad (4.7)$$

τ	:	Gesamtbelichtungszeit
DIT	:	Detektorintegrationszeit
N_{DIT}	:	Anzahl der Detektorintegrationen
SNR_{τ}	:	Signal-Rausch-Verhältnis für Gesamtbelichtungszeit τ
SNR_{DIT}	:	Signal-Rausch-Verhältnis für ein DIT
SNR	:	Signal-Rausch-Verhältnis für 1 sec

Ausgabe

Ebenso wie die Eingabe erfolgt die Ausgabe der berechneten Werte über eine Webseite. Im oberen Teil der Ausgabeseite werden die eingegebenen Parameter zusammengefasst ausgegeben. Allgemeine Zusatzinformationen (Anzahl der Elektronen für Sättigung des Detektors, Abbildungsmaßstab und Ausleserauschen) erleichtern das spätere Beobachten. Darunter werden die berechneten Werte ausgegeben. Für den Photographieteil ist dies, für ein bestimmtes Signal-Rausch-Verhältnis, die benötigte Gesamtbelichtungszeit oder, für eine bestimmte Gesamtbelichtungszeit, das Signal-Rausch-Verhältnis. Weitere Informationen werden dem Beobachter zur Verfügung gestellt:

- Gesamtzahl an Elektronen, die im Detektor von dem Objekt innerhalb der Photometrieapertur detektiert werden.
- Gesamtzahl an Elektronen, die im Detektor vom Himmel innerhalb der Photometrieapertur detektiert werden.

- vom Objekt und dem Himmel erzeugte Valenzelektronen im Zentralpixel für ein DIT
- vom Objekt erzeugte Valenzelektronen im Zentralpixel für ein DIT
- vom Himmel erzeugte Valenzelektronen im Zentralpixel für ein DIT
- Anzahl der Pixel, die zur Berechnung des Signal-Rausch-Verhältnisses herangezogen werden.
- Es erfolgt eine Warnung, wenn Pixel gesättigt oder außerhalb der 5 %-Linearität sind.

Zur besseren Beurteilung der Ergebnisse wird ein Graph erstellt, in dem das SNR in Abhängigkeit von der Gesamtbelichtungszeit aufgetragen ist. Diese Daten werden zusätzlich als ASCII-Tabelle zur Verfügung gestellt (Abbildung 4.4).

Für den Spektroskopieteil fasst die Ergebnisseite ebenfalls die Nutzereingaben zusammen. Auch in diesem Modus werden nützliche Zusatzinformationen ausgegeben: Anzahl der Elektronen für Sättigung des Detektors, Abbildungsmaßstab, Ausleserauschen und Dispersion. Folgende Informationen werden zusätzlich ausgegeben:

- Objektsignal pro DIT für die Zentralwellenlänge des Filters
- SNR für die Zentralwellenlänge
- Maximale Rate an erzeugten Valenzelektronen von Objekt und Himmel pro DIT und pro Pixel
- Maximaler Fluss vom Himmel
- Anzahl der Pixel, die zur Berechnung des Signal-Rausch-Verhältnisses herangezogen werden.
- Es erfolgt eine Warnung, wenn Pixel gesättigt oder außerhalb der 5 %-Linearität sind.

Als Graph wird das Signal-Rausch-Verhältnis gegen die Wellenlänge und Pixel aufgetragen. Ein Beispiel der Ausgabe des Belichtungszeitrechners für Spektroskopie ist in Abbildung 4.5 zu sehen.

4.2.3. Eichung

Mit Beginn der ersten Beobachtungen von LUCI 1 am LBT wurde der ETC dazu benutzt, um eventuell vorhandene, gravierende Transmissionsdefizite in LUCI feststellen zu können. Der Belichtungszeitrechner wurde auf der Basis von Designwerten/Labormessungen für die Transmission/Reflexion der einzelnen optischen Komponenten in LUCI, dem LBT und der Modelltransmission der Atmosphäre programmiert. Falls nun einer dieser Beiträge bei den realen Messungen am Himmel von dem

4. Belichtungszeitrechner (Exposure Time Calculator)

LUCIFER-Imaging (seeing-limited)

Based on a Gauss-funcion

Object characteristics		Hardware characteristics	
Source geometry:	Point source	LUCIFER No.:	1
Source type:	Template spectrum, uniform	Detector full well:	240000 e-
Source magnitude (J-filter):	23.0 mag	Detector Readout Noise:	12 e- rms
		Filter:	J
		Camera:	N3.75
		Plate scale:	0.12 arcsec/pixel

Atmospheric conditions		Parameters of exposure	
Water vapor:	3.0 mm	DIT:	4.0 sec
Airmass:	1.5	SNR:	5.0
Sky brightness:	16.0 mag		
Seeing:	0.8 arcsec		

Calculated values

Exposure time:	2936.18 sec
Total object flux:	57155.56 e-
Total sky flux:	116000570.87 e-
Electrons from object+sky inside the central pixel:	831961.02 e-
Electrons from object+sky inside the central pixel per DIT:	1133.39 e-/DIT
Object central pixel:	1.59 e-/pix/DIT
Sky background:	1131.80 e-/pix/DIT

The SNR is calculated over 140 pixels in the PSF area including 93.8 % of the total flux.

Signal-To-Noise plot

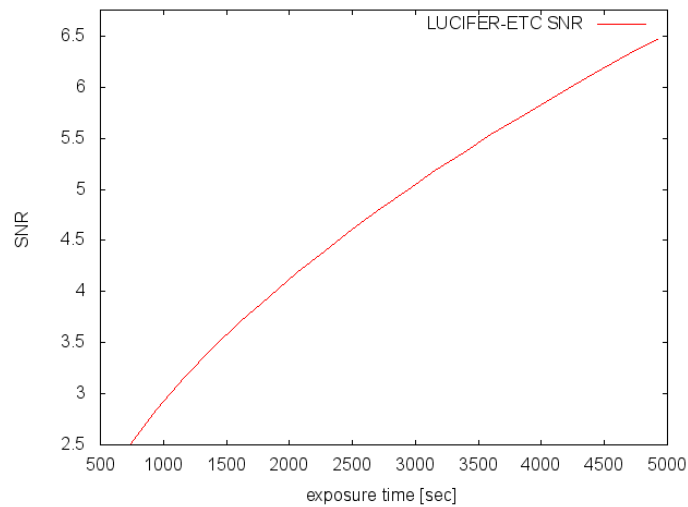


Abb. 4.4.: Ausgabe des ETC für eine Anfrage im Abbildungsmodus

LUCIFER-spectroscopy (seeing-limited)

Based on a Gauss-function

Object characteristics		Hardware characteristics	
Source geometry:	Point source	LUCIFER No.:	1
Source type:	Template spectrum, uniform	Detector full well:	240000 e-
Source magnitude (J-filter):	16.0 mag	Detector Readout Noise:	12 e- rms
		Filter:	J
		Camera:	N1.8
		Slit width:	0.5 arcsec
		Central Wavelength of the grating unit:	1.25 micron
		Number of lines per millimeter:	210.0 l/mm
		Dispersion:	0.76 Å/pixel
		Plate scale:	0.25 arcsec/pixel
Atmospheric conditions		Parameters of exposure	
Water vapor:	3.0 mm	DIT:	100.0 sec
Airmass:	1.5	Total exposure time:	1000.0 sec
Sky brightness:	16.0 mag		
Seeing:	0.8 arcsec		

Calculated values

Object signal at 1.25 micron:	141.21 e-/DIT
SNR at 1.25 micron:	11.91
Maximum count rate:	122.91 e-/DIT/pix
Maximum sky level at 1.2399 micron:	49.94 e-/DIT/pix

The SNR and the object signal is calculated for one pixel in dispersion direction and 6 pixel in spatial direction.

Signal-To-Noise plot

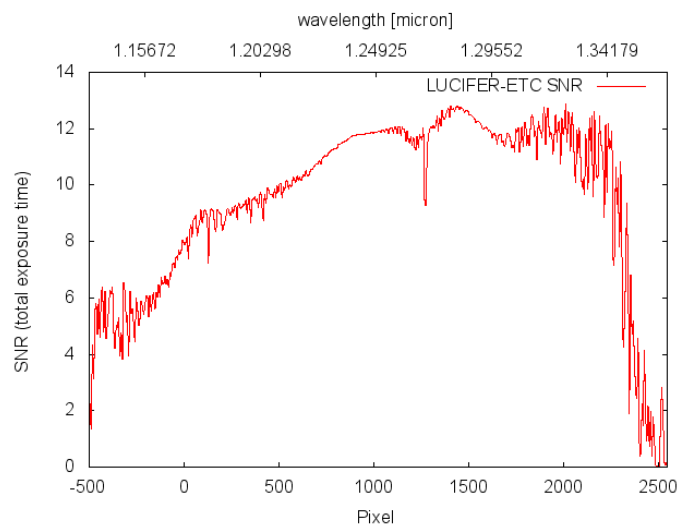


Abb. 4.5.: Ausgabe des ETC für eine Anfrage im Spektroskopiemodus

theoretischen Wert abweicht, so wird das bei dem Vergleich von den Messungen mit den Werten des ETC sichtbar. Zu diesem Zweck wurden die Nullpunkte (die Anzahl der detektierten Elektronen) aus Abschnitt 3.2 mit den berechneten Werten des ETC verglichen. Einerseits standen die gemittelten Spektren von manchen Spektralklassen der Standardsterne nicht zur Verfügung. In diesen Fällen wurden Modellspektren einer ähnlichen Spektralklasse verwendet. Andererseits sind die genauen Spektren der Standardsterne nicht unbedingt digital verfügbar und für den ETC können nur gemittelte Spektren einer Spektralklasse verwendet werden. Der Vergleich wurde mit den Messungen aus Abschnitt 3.2 durchgeführt. Das Messintervall 1 war erneut von Oktober 2008 bis Januar 2009 und das Messintervall 2 von September 2009 bis Dezember 2009. Das Wetter und das Teleskop während der Beobachtungen in Messintervall 1 verhinderten eine große Anzahl an brauchbaren Messungen. Das Ergebnis des Vergleichs zwischen realer Beobachtung und ETC von beiden Messreihen ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

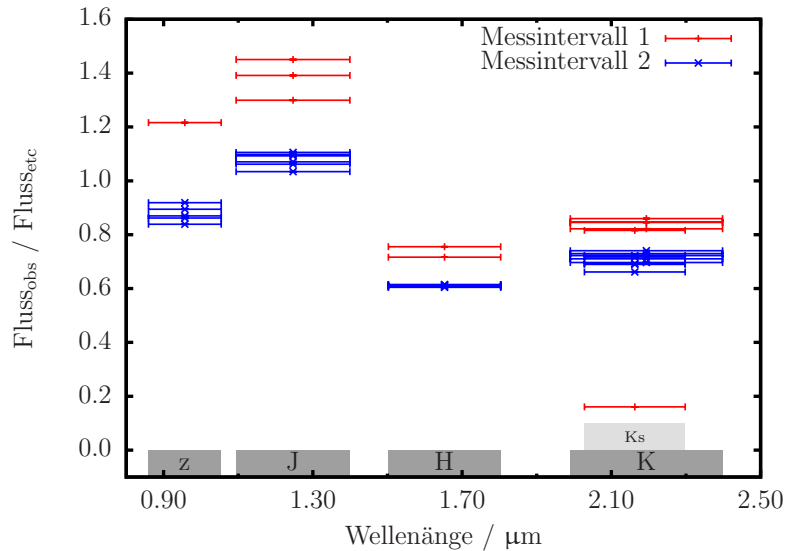


Abb. 4.6.: Der Vergleich der LUCI 1-Messungen mit den Ausgaben des ETC ist, gleichsam wie Nullpunktmessungen, aufgeteilt in die zwei gleichen Messintervalle. Messintervall eins war von Oktober 2008 bis Januar 2009 mit einer Unterbrechung im November und Messintervall zwei war von September 2009 bis Dezember 2009. Die Balken für die Wellenlänge bezeichnen wieder die Breite der Filter.

Es zeigt sich, dass die Ergebnisse des ETC größenordnungsmäßig im richtigen Bereich sind. Das lässt darauf schließen, dass sich im Programmcode des ETC keine gravierenden Fehler eingeschlichen haben. Auf den unterschiedlichen Fluss der beiden etwa ein knappes Jahr auseinanderliegenden Messreihen wurde schon im Abschnitt 3.2 eingegangen. Dieselben Argumente, für die unterschiedliche relative Lage der Vergleichspunkte der Messreihe 1 und der Messreihe 2 können auch hier angewendet werden. Ebenfalls springt auch der (ebenfalls in 3.2 behandelte) Ausreißer aus Messreihe 1 wieder ins Auge. Weiterhin ist auffällig, dass die Punkte der Messreihe 2

weniger um einen, dem Filter entsprechenden, Mittelwert schwanken, als die Werte der Messreihe 1. Das liegt daran, dass in der zweiten Messreihe nur zwei Sterne als Standardsterne für alle Messungen verwendet wurden. In der Messreihe 1 waren das zum Vergleich 13 unterschiedliche Standardsterne. Die Fehler der Helligkeiten in den einzelnen Filtern sind für alle Standardsterne in beiden Messreihen ähnlich groß. Als Ursache für die unterschiedlichen Abweichungen im Vergleich vom langwelligen Teil zum kurzwelligen Teil, wurden zunächst die Spiegel des Teleskops angedacht. In dem Belichtungszeitrechner wurde für alle drei Spiegel eine einheitliche Reflektivität von 90 % pro Spiegel angenommen. In Abbildung 4.7 ist allerdings erkennbar, dass die Reflektivität einer neuen Aluminiumschicht von $0,8 \mu\text{m}$ nach $2,5 \mu\text{m}$ um etwa 7 % zunimmt. Daher dürfte die wellenlängenabhängige Reflektivität der Spiegel nicht die Ursache für die Abweichungen sein, die der Abweichung entgegen gerichtet ist.

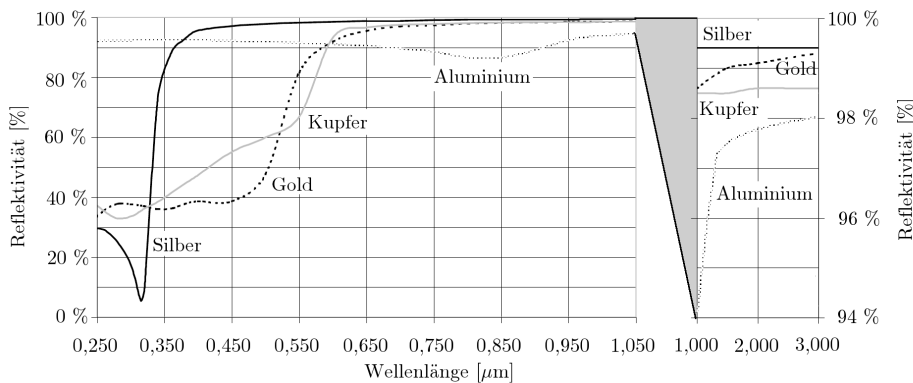


Abb. 4.7.: Reflektivität ausgewählter Metalle von $0,25 \mu\text{m}$ – $3,00 \mu\text{m}$ (Pleiger, 2006).

Weiterhin kommt erneut die Atmosphäre in Frage. Wegen fehlender theoretischer Modelle der Transmission der Atmosphäre oberhalb des LBT für unterschiedliche Luftmassen und unterschiedlichen Wasserdampfgehalt, wurde in dem ETC auf Rechnungen für das Mauna Kea Observatorium zurückgegriffen. Es ist klar, dass dieser Kompromiss die Genauigkeit des Belichtungszeitrechners von LUCI ein wenig einschränkt, weil beide Orte (schon allein wegen ihrer unterschiedlichen Höhe) eine unterschiedliche Transmission der Atmosphäre aufweisen. Ein Vergleich mit der Transmission am Kitt Peak (ermittelt aus Sonnenspektren) und dem Modell für die Atmosphäre am Mauna Kea (Abb. 4.8), ergeben sich für den Kitt Peak folgende Transmissionen:

Die Tabelle 4.2 belegt eindeutig, dass die Atmosphäre die beobachteten Abweichungen nicht erklären kann. Somit bleiben nur noch LUCI oder der ETC selbst als Quelle für die Abweichungen. Für die Transmissionen der Linsengläser der Kameras/des Kollimators und die Reflektivitäten der internen Faltspiegel wurden Literaturwerte benutzt. Eine direkte Messung erfolgte nie. Daher kann hier eine fehlerhafte Annahme für die Parameter gemacht worden sein. Von den restlichen Komponenten (Eintrittsfenster, Gitter und Detektor) existieren Prüfprotokolle der Hersteller, so dass hier Fehler fast ausgeschlossen werden können. Die abweichende Effizienz wurde

Tab. 4.2.: Verhältnisse der Transmission der Atmosphäre in den Bändern z, J, H und K am Standort Kitt Peak im Vergleich mit dem Standort Mauna Kea.

Filter	Transmission im Verhältnis zu Mauna Kea [%]
z	97
J	98
H	100
K	96

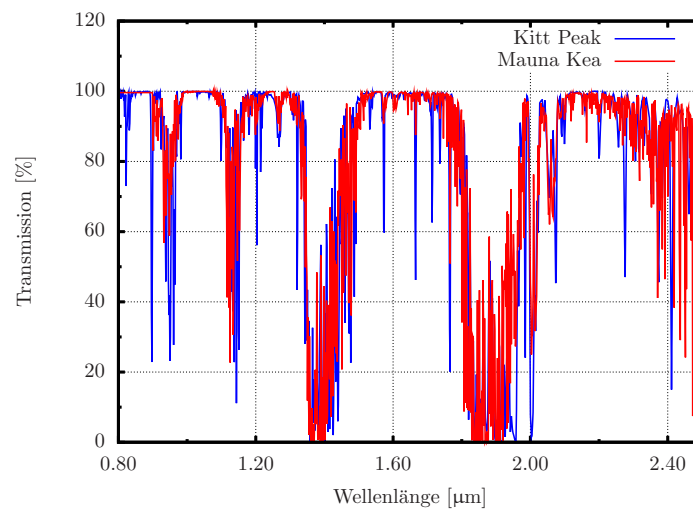


Abb. 4.8.: Vergleich der Transmission der Atmosphäre oberhalb des Mauna Kea und des Kitt Peak

ebenfalls im Spektroskopiemodus beobachtet. Letzten Endes konnte nicht herausgefunden werden, wodurch die Abweichungen des ETC im Vergleich zu den realen Messungen zu Stande kommen. Damit der Belichtungszeitrechner trotzdem für die Beobachter von Nutzen sein kann, wurde ein wellenlängenabhängiger Faktor eingeführt, der die berechneten Flüsse an die gemessenen Flüsse anpasst.

4.3. Aussichten

In den Beschreibungen der Messungen und des Belichtungszeitrechners sind einige Punkte angesprochen worden, die noch einer näheren Betrachtung bedürfen:

- Die Integration, direkt mit LUCI aufgenommener, kalibrierter Nachtspektren in den Belichtungszeitrechner
- Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehalts der Luft und seine Variationen. Es hat sich gezeigt, dass der Wasserdampfgehalt und somit ein Großteil der Transparenz der Atmosphäre im sichtbaren Licht eine Abhängigkeit von der Transparenz der Atmosphäre bei 225 GHz besitzt (Thomas-Osip u. a., 2007). Das Submillimeterteleskop (SMT) in der Nachbarschaft des LBT misst täglich die Transparenz in dieser Frequenz. Die Beziehung zu der Transmission im nahen Infrarot und dem Wasserdampfgehalt ist aber noch nicht geeicht. Daher ist vorstellbar, anhand der Nullpunktmessungen einen eventuellen Zusammenhang mit der Transparenz in dem Submillimeterband herzustellen, den Wasserdampfgehalt am LBT zu bestimmen und diese Werte in den ETC einzuarbeiten.
- Die bereits diskutierte nicht über die Wellenlänge konstante Reflektivität der Teleskopspiegel zeigt sich bisher nicht offensichtlich. In meinen Augen ist die wellenlängenabhängige Abnahme der Reflektivität im Laufe der Zeit viel ausgeprägter. Zunächst wird jedoch der konservative Wert von 90% beibehalten.
- Bisher wurde mit LUCI nur im atmosphärenbegrenzten Modus beobachtet. Sobald Daten von LUCI im beugungsbegrenzten Modus vorhanden sind, wird auch dieser Modus im ETC mit den Messungen verglichen und optimiert und letzten Endes für die Beobachter freigeschaltet.
- Am LBT ist geplant, diesen, eigentlich für die LUCI-Instrumente entwickelten ETC, auch an andere Instrumente anzupassen. So wird eine Version bereits mit PISCES (eine Kamera sowohl für das beugungsbegrenzte als auch das atmosphärenbegrenzte Abbilden im nahen Infrarot) verwendet. Ebenfalls ist angedacht, diesen Belichtungszeitrechner an die MODS-Instrumente anzupassen.
- Ein anderes Observatorium fragte ebenfalls an, den ETC für seine Instrumente zu adaptieren.

Teil II.

Galaxienhaufen um aktive Galaxienkerne

5.1. Entstehung der ersten Galaxien

Betrachtet man den Himmel im Bereich der Mikrowellen, so stellt man fest, dass nahezu homogen von allen Seiten eine Schwarzkörperstrahlung mit 2,73 K gemessen werden kann, die kosmische Hintergrundstrahlung. Sie ist eine der stärksten Hinweise auf Richtigkeit des Standardmodells der Kosmologie (Urknalltheorie). Bis heute hat sich das Weltall durch seine starke Ausdehnung auf diesen gemessenen Wert abgekühlt. Wird die Messgenauigkeit erhöht, werden Schwankungen im Bereich von wenigen hundertstel Prozent in der Temperaturverteilung sichtbar (Abb. 5.1).

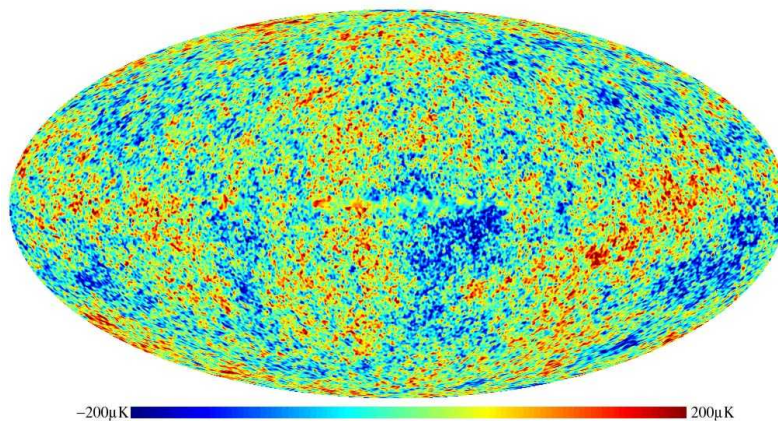


Abb. 5.1.: *Temperaturschwankungen des Mikrowellenhintergrundes gemessen mit dem WMAP-Satelliten (NASA, 2010).*

In der Urknalltheorie erklärt man diese Fluktuationen mit einer kurz andauernden inflationären Expansion des Universums kurz nach dem Urknall (Weltalter ca.

10^{-34} – 10^{-32} s). Während dieser Zeit dehnte sich das Weltall exponentiell aus. Dadurch verschwand durch „Abkühlen“ der Großteil der bestehenden Kontraste. Es verblieben nur die Quantenfluktuationen, die diese nur geringen Abweichungen der Temperatur bewirken. Aus den kleinen Schwankungen entstanden zunächst Strukturen in der später gravitativ dominanten dunklen Materie. Sie bildeten die Keimzellen für die Strukturen der baryonischen Materie und somit die Beschaffenheit unserer Umgebung: Sterne, Galaxien und Galaxienhaufen. Dies geschah, indem die Regionen mit kleinen Überdichten durch ihre Gravitationswirkung immer mehr Materie ansammelten. Es bildeten sich zunächst kleine Materiehalos aus, die im Laufe der Zeit mehr Materie ansammelten. Benachbarte Massenansammlungen verschmolzen zu größeren. So vergrößerten sich die anfänglich kleinen Strukturen. Das heiße Gas kühlte durch Aussenden von Strahlung ab und es konnte sich weiter zu Sternen, Galaxien und größeren Strukturen verdichten. Um diesen Entstehungsprozess genauer zu verstehen, bedarf es zweier komplementärer Ansätze:

Simulation: Man simuliert den Prozess mit der kosmischen Hintergrundstrahlung als Anfangsparameter und dem Jetzt als Ende der Simulation. Ein Vergleich mit Beobachtungen unserer näheren Umgebung gibt Auskunft über die Richtigkeit der Theorie, die hinter der Simulation steckt. Eine solche Simulation ist die Millennium-Simulation (Springel u. a., 2005). Die Startbedingungen der 10^{10} Teilchen in einem Würfel mit einer Kantenlänge von etwa 650 Mpc entsprach der Dichteverteilung, des Mikrowellenhintergrunds. In Abbildung 5.2 ist die Verteilung der dunklen Materie für ein Universum abgebildet, das dem kosmologischen Standardmodell gehorcht. Ein Vergleich der Simulationsdaten mit Himmelsdurchmusterungen zeigt eine gute Übereinstimmung der Strukturen (Abbildung 5.3). So zeigt sich eine ähnliche Verteilung der Galaxien und auch die Größe der Strukturen ist ähnlich; von kleinen Haufen über größere, scheinbar leere Gebiete, bis hin zu den großen Wänden. Das ist eine Bestätigung des Standardmodells der Kosmologie. Es gibt jedoch noch ein paar Ungereimtheiten. So haben neuere Messungen mit dem Hubble Space Telescope gezeigt, dass die größten Haufengalaxien von $z = 1$ bis heute nur eine Massenzunahme von etwa 30% erfahren haben. Das würde dem Prinzip des hierarchischen Wachstums der Simulation widersprechen. In diesem Fall müssten etwa 70% der Endmasse dieser Galaxien seit $z = 1$ akkretiert worden sein (De Lucia und Blaizot, 2007).

Beobachtungen Zur Überprüfung der Theorien und Simulationen ist die direkte Beobachtung dieser Strukturen in verschiedenen Entwicklungsphasen notwendig. Mit zunehmender Entfernung bewegen wir uns auch in der Zeit zurück. Eine Studie der Strukturen in größer werdenden Entfernungen wird desto aufwendiger, je weiter man in der Zeit zurückblickt. Die Galaxien werden mit zunehmender Distanz lichtschwächer, größere Strukturen sind schwer erkennbar. Hier stellt uns das Universum aber einen Leuchtturm zur Seite: Die aktiven Galaxienkerne (siehe Abschnitt 5.3). Sie besitzen eine Leuchtkraft von bis zu 10^{14} Sonnenleuchtkräften und sind über weite Distanzen von der Erde aus sichtbar. Nach älteren Studien (z. B. Ellingson u. a.

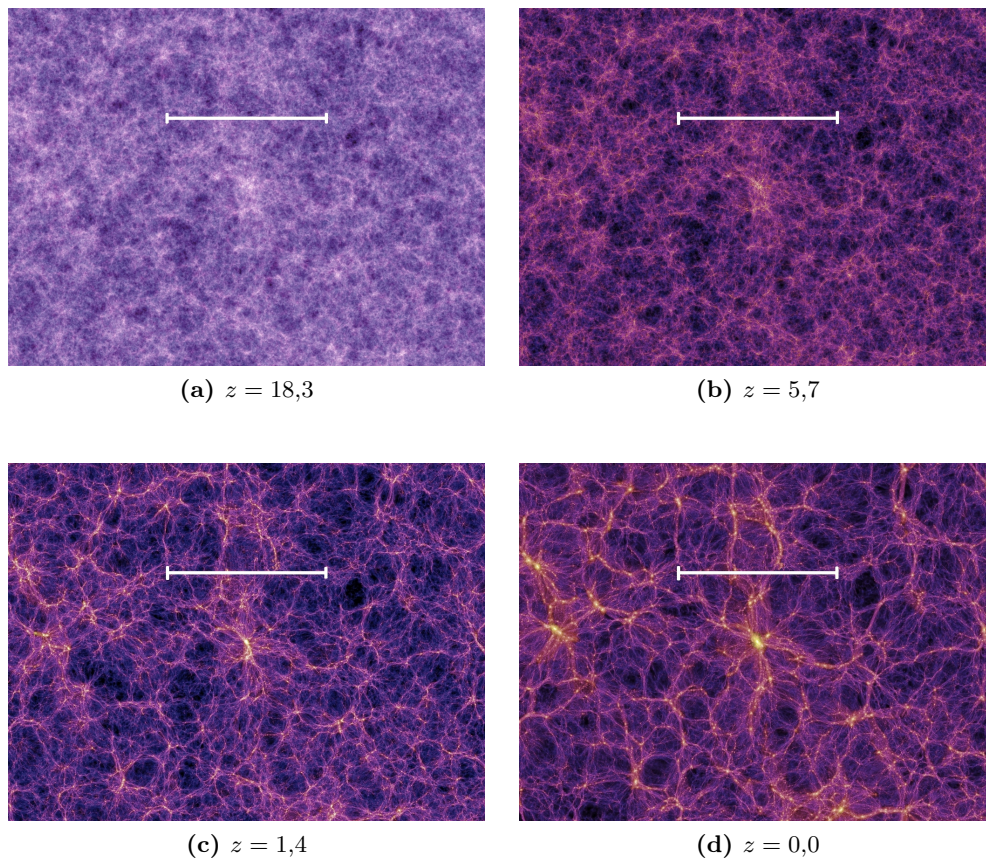


Abb. 5.2.: Die Entwicklung der Verteilung der Dunklen Materie im Laufe der Zeit: Unterhalb der Bilder ist die Rotverschiebung angegeben. Die Länge des Balkens oberhalb der Bildmitte entspricht 125 Mpc (Springel u. a., 2005).

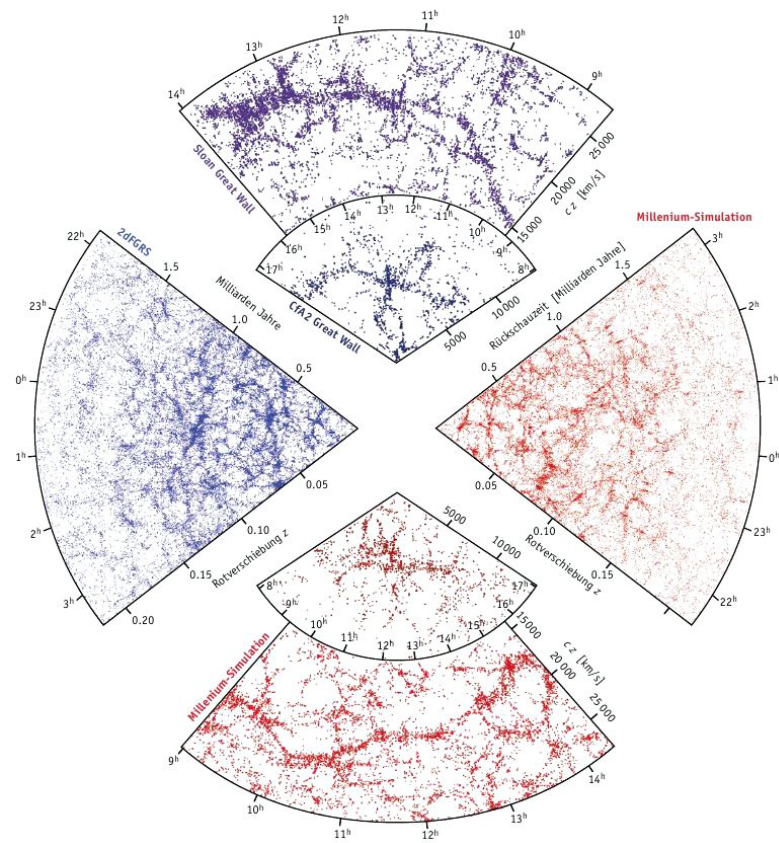


Abb. 5.3.: Vergleich der Millenniumsimulation (rot) mit Katalogen der 2dFGRS-, Sloan- und CfA2-Durchmusterungen (blau) (Lemson und das Virgo Consortium, 2006)

(1991b), Di Matteo u. a. (2004) oder Hopkins u. a. (2005)) spricht vieles dafür, dass eine Kollision oder wenigstens eine nahe Begegnung von zwei Galaxien den Start einer AGN-Phase bildet. Sie könnten als Leuchtfeuer zum Auffinden von Galaxienhaufen (Kapitel 5.2) dienen. Genau hier setzt dieser zweite Teil der Arbeit an. Eine Auswahl von aktiven Galaxienkernen dient als Ziel von langbelichteten Aufnahmen in sechs optischen Breitbandfiltern. Anhand von photometrischen Rotverschiebungen werden mögliche Galaxienhaufenkandidaten ermittelt. So lassen sich die Eigenschaften von Galaxienhaufen und der aktiven Galaxienkerne über einen großen Zeitraum beobachten.

5.2. Galaxienhaufen

Galaxien sind nicht homogen im Universum verteilt, sondern bilden unterschiedlich große Anhäufungen oder sparen große Bereiche im Weltall aus. Einzelgalaxien, sogenannte Feldgalaxien, gehören keinem System von Galaxien an. Sie besitzen per Definitionem keinen Begleiter innerhalb einer Entfernung von etwa 300 kpc. Unsere eigene Milchstraße ist keiner dieser Einzelgänger. Sie gehört zu einer Gruppe von etwa 40 Galaxien, der sogenannten *lokalen Gruppe*. Darunter befinden sich sowohl die großen Galaxien M31 und M33 als auch die zwei Begleiter unserer Milchstraße: die große und die kleine Magellansche Wolke. Solche Gruppen besitzen weniger als 50 Mitglieder bei einer Ausdehnung von bis zu etwa 1,5 Mpc. Die nächst größere Einheit, zu der sich Galaxien gravitativ binden können, sind Galaxienhaufen. Innerhalb einer Kugel mit einem Durchmessers von bis zu 7 Mpc befinden sich mehr als 50 und bis zu mehreren Tausend Galaxien. Noch größere Gebilde sind die Superhaufen, bestehend aus mehreren Galaxienhaufen.

Abell-Klassen: Eine Größe zum direkten Vergleich von Galaxienhaufen wurde von Abell eingeführt (Abell, 1958). Seine Klassifikation basiert auf fünf verschiedenen Reichheitsklassen. Innerhalb eines Radius von 1,5 Mpc um das Haufenzentrum werden in einem Helligkeitsintervall von $m_3 < m < m_3 + 2$ alle Haufenmitglieder über dem Hintergrund gezählt (N). m_3 bezeichnet in diesem Fall die dritthellste Haufengalaxie. Die Abell-Klassifikation in dieser Arbeit erfolgte nicht direkt anhand dieser Kriterien, sondern bediente sich des Verfahrens aus Hill und Lilly (1991) und Wold u. a. (2000) mit dem Umweg über den Parameter $N_{0.5}$. Eine Übersicht über die Zuordnung der Reichheitsklassen zeigt Tabelle 5.1.

Tab. 5.1.: Zuordnung der Abellschen Reichheitsklassen (Abell, 1958) zu den Galaxienmitgliederzahlen und dem Parameter $N_{0.5}$ aus Hill und Lilly (1991) und Wold u. a. (2000)

Klasse	N	$N_{0.5}$
0	30 – 49	7,6 – 18,3
1	50 – 79	18,3 – 26,1

$N_{0.5}$: Als weitere charakteristische Größe von Galaxienhaufen wurde $N_{0.5}$ in Hill und Lilly (1991) eingeführt und ist so definiert, dass sie die Zahl an Galaxien in einem Radius von 500 kpc um eine Radiogalaxie angibt. Die erwartete Anzahl von Hintergrundgalaxien soll hierbei bereits berücksichtigt sein (siehe Formel 5.1). Um kosmologische und entwicklungsbedingte Effekte zu berücksichtigen, wurden in dem genannten Artikel nur Galaxien gezählt, deren Helligkeiten m in dem Bereich $m_r < m < m_r + 3$ liegen. Die Helligkeit der Radiogalaxie für verschiedene Rotverschiebungen m_r folgt der Helligkeits-Rotverschiebungs-Relation nach Eales (1985).

$$N_{0.5} = N_G - N_F \quad (5.1)$$

- N_G : Anzahl der Galaxien in einem Radius von 500 kpc um eine Radiogalaxie innerhalb eines Helligkeitsintervalls $m_r < m < m_r + 3$
 m_r : Helligkeit der Radiogalaxie im Zentrum nach Eales
 N_F : Anzahl der Hintergrundgalaxien in dieser projizierten Fläche

In dieser Arbeit mussten die Parameter dieser Größe etwas abgewandelt werden. Zum einen wurden die Helligkeiten der Radiogalaxien durch charakteristische Helligkeiten von E0-Galaxien in der entsprechenden Entfernung anhand der ermittelten Helligkeiten aus Bicker u. a. (2004) ersetzt. Eine weitere Anpassung fand in der Veränderung des Helligkeitsintervalls statt. Um innerhalb dieser Arbeit ein für alle Rotverschiebungen gleiches Helligkeitsintervall zu verwenden, wurde es auf $m_{E0}(z) < m < m_{E0}(z) + 2$ verkleinert, weil für größere Rotverschiebungen die Aufnahmen nicht mehr tief genug waren. $m_{E0}(z)$ bezeichnet die charakteristische Helligkeit einer E0-Galaxie mit einer Rotverschiebung von z . Daher können die Werte von $N_{0.5}$ bei Vergleichen mit anderen Veröffentlichungen nur als untere Grenze dienen.

5.3. Aktive Galaxienkerne

Von den ca. 10^{11} momentan beobachtbaren Galaxien zeichnet sich ein kleiner Bruchteil durch die folgenden phänomenologischen Merkmale aus:

- Kompakter Kern mit einer größeren Helligkeit als bei normalen Galaxien, wie z. B. unserer Milchstraße
- Kontinuumstrahlung im Zentralteil vom Radio- bis zum Röntgenbereich (eventuell auch bis in den γ -Bereich)
- breite und/oder schmale Emissionslinien im Zentrum
- teilweise nichtthermische Radiostrahlung (eventuell in Jets sichtbar)

Eine Galaxie, die eine oder mehrere dieser Eigenschaften besitzt, beherbergt im Zentrum einen sogenannten aktiven Galaxienkern (AGN). Eine erste systematische Studie dieser hellen Zentren von Galaxien wurde von C. K. Seyfert durchgeführt (Seyfert,

1943). Sie zeigte helle, breite Emissionslinien, die auf eine hohe Geschwindigkeit des lichtemittierenden Gases schließen lassen. Auf der anderen Seite gelang es Schmidt (1963), ein optisches Spektrum einer ausgedehnten Radioquelle aufzunehmen. Er konnte dort Balmer-Linien identifizieren und ermittelte eine Rotverschiebung von $z = 0,158$. Bei diesem und den später gefundenen Objekten wurde am Zusammenhang zwischen Rotverschiebung dieser Objekte und der Entfernung gezweifelt, weil mit dieser Entfernung auch einher ging, dass die Leuchtkraft alles bisher Bekannte um Größenordnungen überbot und das in einem Emissionsgebiet, das von der Erde aus punktförmig erscheint. Erst als ein derartiges Objekt mit einem Galaxienhaufen in Verbindung gebracht werden konnte (Bahcall u. a., 1969), setzte sich die kosmologische Interpretation der Rotverschiebung durch. In dem in dieser Arbeit verwendeten Katalog sind mittlerweile knapp 190000 dieser Objekte gesammelt worden (Véron-Cetty und Véron, 2010). In der Vergangenheit bildeten sich verschiedene Objektklassen heraus, die sich an den auf der Erde beobachteten Phänomenen orientieren: Stärke der Radioemission, Leuchtkraft im optischen Spektralbereich und Breite der Spektrallinien. Die wichtigsten Vertreter dieses AGN-„Zoo“ sind:

Seyfert-Galaxien

Sie werden als Spiralgalaxien identifiziert und besitzen einen hellen Kern. Nur etwa 5 % zeigen eine nennenswerte Radioemission. Eine Unterteilung ergibt sich bei der Betrachtung der Emissionslinienbreite. Seyfert 1-Galaxien zeigen breite erlaubte und schmale verbotene und erlaubte Emissionslinien¹, während Seyfert 2-Galaxien nur schmale verbotene und erlaubte Emissionslinien zeigen. Ende der 1980er wurden immer mehr Galaxien bekannt, die eine Mischform aus Seyfert 1 und Seyfert 2 bildeten. Aus diesem Grund wurden auch Zwischenstufen wie z. B. *Seyfert 1.5* eingeführt (Osterbrock, 1989). Seyfert Galaxien bilden das leuchtschwächere Ende der AGN-Familie.

QSO

Diese Abkürzung steht für **q**uasi**s**tellares **O**bjekt. Von ihm kann nur eine geringe bis gar keine Radiostrahlung empfangen werden. Im optischen Spektralbereich erscheint es sternförmig, d. h. der emittierende Bereich ist nicht auflösbar. Das Spektrum ähnelt sehr stark demjenigen der Seyfert-1 Galaxie. Eine grobe Unterscheidung dieser beiden Typen erfolgt, indem definiert wurde, dass Objekte mit $M_B \leq -23$ als QSO bezeichnet werden. Werden QSOs in tiefen Aufnahmen untersucht, dann kann, wie bei den Seyfert-Galaxien, die umgebende Wirtsgalaxie gesehen werden.

Radiogalaxien

Wie der Name schon vermuten lässt, zeigen diese Art von aktiven Galaxienkernen eine starke Strahlung im Radiobereich. Auch diese Galaxien kann man in zwei Klassen

¹Die schmalen erlaubten Emissionslinien sind in diesen Typen breiter als in normalen Galaxien.

einteilen. FR-I zeigen im Zentralbereich die größte Flächenhelligkeit im Radiobereich. Dem stehen die FR-II Galaxien gegenüber. Deren Flächenhelligkeit nimmt von außen nach innen ab. Fanaroff und Riley (1974) fanden heraus, dass sich beide Typen durch eine scharfe Grenze im empfangenen Radiofluss trennen lassen. Im 178 MHz-Band liegt die Radioleuchtkraft fast aller FR-I unter einer Grenze von $2 \cdot 10^{25} \text{ W/Hz/sr}$; dementsprechend fast alle des Types FR-II darüber.

Quasare

Viele der aktiven Galaxienkerne wurden zunächst durch Radiohimmelsdurchmusterungen am Himmel entdeckt. Erst bei optischen Nachbeobachtungen konnten den Radiopositionen sternförmige Objekte im sichtbaren Licht zugeordnet werden. Für sie ist der Name Quasar (Quasistellare Radioquelle) geläufig. Sie erreichen eine Leuchtkraft, die ungefähr dem $10^{11} - 10^{14}$ -fachen der Sonnenleuchtkraft entspricht. Aufgrund der immer empfindlicheren Empfänger wurde der Radiolautheitsparameter $R = F_{5\text{GHz}}/F_{\text{B}}$ eingeführt. Er gibt das Verhältnis der monochromatischen Leuchtkraft im 5 GHz-Band (F_R), die von nichtthermischen Prozessen emittiert wird, zu der Helligkeit im B-Band bei 440 nm, Schwarzkörperstrahlung, an. Kellermann u. a. (1989) konnte die AGN in zwei Gruppen einteilen. Der Parameter liegt für *radioleise* aktive Galaxienkerne zwischen etwa 0,1 und 1, während *radiolaute* Vertreter ein R etwa zwischen 10 und 1000 besitzen. Häufig werden in der Literatur jedoch die Begriffe *QSO*, *Quasar* und AGN austauschbar benutzt, wobei die ersten beiden Begriffe typischerweise leuchtkräftige Systeme bezeichnen.

5.4. Das vereinheitlichte Modell aktiver Galaxienkerne

Antonucci (1993) und Urry und Padovani (1995) schlugen ein einheitliches AGN-Modell vor, das, je nach Blickwinkel des Beobachters, unterschiedliche Eigenschaften in Erscheinung treten lässt. Das Modell erlaubte, die zuvor unterschiedlich eingeordneten Objekte der Seyfert- und Radiogalaxien sowie der Quasare und QSO mit Hilfe eines einzigen Modells zu erklären. Es besteht aus einem (wahrscheinlich) rotierenden Schwarzen Loch im Zentrum. Es besitzt eine Masse von $\sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ und ist von einer Akkretionsscheibe mit einem Radius von bis zu 10^{-3} pc umgeben. Durch die Umwandlung von Gravitationsenergie über Reibungsprozesse in Wärme und anschließend in Strahlung wird die enorme Leuchtkraft von bis zu 10^{14} Sonnenleuchtkräften erklärt. Rund um diese nahe Umgebung befindet sich hochangeregtes Gas innerhalb sich sehr schnell bewegender separater Gaswolken, die Region mit kinematisch aufgeweiteten Emissionslinien (Broad Line Region / BLR). In einem größeren Abstand beginnt ab etwa 0,1 pc eine Region mit hohen Staubdichten, oft als Staubtorus bezeichnet. Er verhindert durch Absorption für Beobachter in der Äquatorebene den direkten Blick in das Zentrum. Noch weiter außen befindet sich die Narrow Line Region (NLR) mit niedrigeren Gasgeschwindigkeiten und reicht bis in einige 1000 pc Entfernung vom Schwarzen Loch. Sie besteht aus Gaswolken geringer Dichte, das schmale Linien verbotener oder erlaubter Übergänge emittiert.

Nach diesem Modell kann der weitgefächerte Zoo an AGN mit derselben geometrischen Struktur aber unterschiedlichen Sichtlinien des Beobachters erklärt werden. Die einzigen weiteren Parameter wären dann die Masse des Schwarzen Lochs, im Zentrum der Galaxie, die Akkretionsrate und die Intensität der Radiostrahlung. Mit diesem Parameterraum können die meisten AGN auf dieses Modell zurückgeführt werden (Abbildung 5.4). Als Energiequelle kommt nach heutigen Erkenntnissen nur ein Schwarzes Loch in Frage.

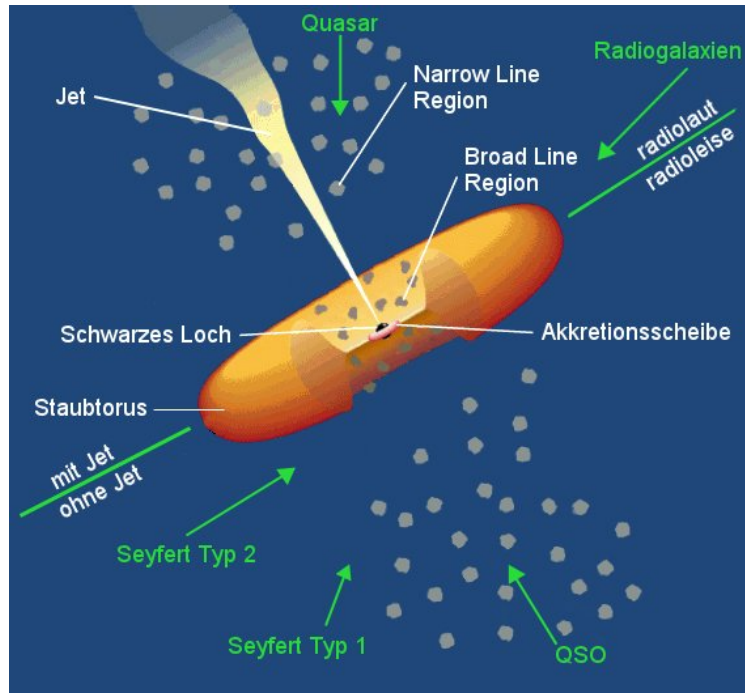


Abb. 5.4.: Die verschiedenen Blickrichtungen des Beobachters (grüne Pfeile) und die damit verbundenen Erscheinungsformen des aktiven Galaxienkernes im vereinheitlichten AGN-Modell (nach Urry und Padovani (1995))

5.5. Geburt eines aktiven Galaxienkerns

In Lynden-Bell (1969) wurde vermutet, dass im Zentrum nahezu jeder Galaxie ein supermassereiches Schwarzes Loch existiert und zu irgendeiner Zeit eine AGN-Phase durchlaufen hat. Aber erst mit Magorrian u. a. (1998) ist dies durch Beobachtungen bestätigt. Auch unsere Milchstraße beherbergt ein etwa $4,4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ schweres Schwarzes Loch (Genzel u. a., 2010) im Zentrum. Damit eine AGN Aktivität startet, muss das Schwarze Loch mit Materie gefüttert werden. Bislang ist unklar, wie die Materie die letzten Lichtjahre in die direkte Nachbarschaft von Schwarzen Löchern überwindet. Schon Simulationen Anfang der 1970er Jahre (Toomre und Toomre, 1972) ließen erkennen, dass gravitative Wechselwirkungen von Galaxien Materie in das

Zentrum von Galaxien transportieren können. Gunn (1979) beobachtete eine starke Erhöhung der Sternentstehungsrate im Zentrum von verschmelzenden Galaxien und Stockton (1982) fand helle Quasare mit nahen Begleitern. Weitere Beobachtungen (Heckman u. a., 1984; Hutchings u. a., 1984) festigten das Bild von Nachbargalaxien als Überbleibsel einer Wechselwirkung mit dem Quasar. Es schien, als seien die reiche Sternentstehung und die AGN-Aktivität eine besondere Epoche in dem Leben einer Galaxie, die eng mit der näheren Umgebung verknüpft ist. Erst später kamen Zweifel auf. So wurden in einer Blindstudie von Cisternas u. a. (2011) keine Anzeichen für erhöhte AGN-Aktivitäten durch Wechselwirkungen mit Begleitgalaxien bis zu einer Rotverschiebung von $z \sim 1$ festgestellt. In diesem Sinne besteht weiterhin noch Klärungsbedarf und die Akkretion auslösenden Mechanismen könnten je nach Rotverschiebung, Massenbereich und Umgebung variieren.

6.1. Fragestellung

Galaxienhaufen dienen zur Untersuchung der Galaxienentstehung und -entwicklung (Dressler und Gunn, 1992; Goto u. a., 2003), zum Eingrenzen von kosmologischen Parametern (Henry, 2000; Rozo u. a., 2010) und zur Erforschung großräumiger Strukturen im Universum (Bahcall, 1988). Studien zur Suche nach Galaxienhaufen, bei denen der Himmel blind nach Galaxienüberdichten abgesucht wird, sind allerdings sehr zeitintensiv. Seit etwa 40 Jahren weiß man von einigen aktiven Galaxienkernen in unserer Nachbarschaft, dass sie in Umgebungen anzutreffen sind, deren Galaxiendichte über der mittleren Galaxiendichte liegt (Seldner und Peebles, 1978; Steiner u. a., 1982; Yee und Green, 1984). Dies konnten Beobachtungen für höhere Rotverschiebungen bestätigen (Ellingson u. a. (1991a) mit $0,15 < z < 0,6$ und Hill und Lilly (1991) mit einer Rotverschiebung von etwa 0,5 oder für $3,12 < z < 3,13$ aus Kuiper u. a. (2012)). Daher sind AGN als Indikatoren für weit entfernte Galaxienhaufen aufgrund ihrer großen Leuchtkraft interessant. Durch detaillierte Umgebungenstudien von aktiven Galaxienkernen können nicht nur neue Galaxienhaufen entdeckt werden, sondern sie verfeinern das Bild des vereinheitlichten Modells der aktiven Galaxienkerne. In diesem vereinheitlichten Modell der AGN (Abschnitt 5.4) werden alle beobachteten Eigenschaften und die verschiedenen Typen mit unterschiedlichen Sichtwinkeln auf das Schwarze Loch im Zentrum der aktiven Galaxie erklärt. Alle AGN sollten demnach eine ähnliche Umgebung vorweisen, wenn das Umfeld einen großen Einfluss auf das „Anschalten“ eines AGN besitzt. Spielt auf der anderen Seite die Umgebung keine große Rolle für den Füttermechanismus eines Schwarzen Lochs im Zentrum einer aktiven Galaxie, so wären unterschiedliche AGN-Typen in beliebigen Umgebungen eingebettet.

6.2. Welcher Test

Zunächst müssen Galaxienhaufen um AGN gesucht und identifiziert werden. Dazu wird die Winkelabstandsdichte (siehe Abschnitt 7.2.4) mit der Felddichte verglichen und anhand eines radialen Dichteprofiles auf einen potentiellen Galaxienhaufen geschlossen. Zur Identifikation von räumlich in der Nachbarschaft des AGN befindlichen Objekten wird zunächst der projizierte radiale Abstand vom aktiven Galaxienkern auf 500 kpc eingeschränkt (nach Hill und Lilly (1991)). In diesem Bereich sind Vordergrundsterne aus der Milchstraße und ganze Galaxien unterschiedlicher Entfernungen vorhanden. Nach dem Verwerfen von Sternen aufgrund ihres punktförmigen Erscheinungsbildes erfolgt eine Selektion der möglichen Haufenkandidaten in dieser Arbeit mit zwei unterschiedlichen Methoden:

- **Galaxienhaufensuche über photometrischen Rotverschiebungen**
Eine räumliche Zuordnung von Objekten zu einem aktiven Galaxienkern erfolgt über deren photometrische Rotverschiebungen
- **Galaxienhaufensuche in einem Einzelfilter**
Die räumliche Zuordnung wird in diesem Fall über ein Helligkeitsintervall erreicht

Eine spätere Aufteilung in fünf zentrische Ringe um den AGN erlaubt die Erstellung eines radialen Dichteprofiles und lässt eine Aussage über einen möglichen Galaxienhaufen zu.

Die Massen der Schwarzen Löcher wurden Shen u. a. (2011) und Rafiee und Hall (2011) entnommen, so dass hierfür keine weiteren Beobachtungen erfolgen mussten. Es wurde jedoch festgestellt, dass die Massen für alle Objekte, die in beiden Publikationen bestimmt wurden und die Massen für diese Arbeit liefern sollten, nicht übereinstimmten. In Rafiee und Hall (2011) wurde der Vorwurf erhoben, Shen u. a. (2011) hätte falsche Linienbreiten gemessen und dadurch falsche Rückschlüsse gezogen. Zusätzliche Tests von Rafiee und Hall (2011), die nicht auf der Auswertung der Linienbreiten basieren, würden das bestätigen.

6.3. Welche Daten werden benötigt

6.3.1. Auswahl der Kandidaten

Für die Selektion der Stichprobe setzten die am LBT zur Verfügung stehenden Instrumente die Rahmenbedingungen. Zum Zeitpunkt der Entstehung der Arbeit waren an dem Teleskop die beiden Großfeldkameras und LUCI 1 verfügbar. Die Eigenschaften dieser beiden Instrumente wurden bereits im Kapitel 2 erläutert. Weil LUCI während dieser Zeit noch in der Inbetriebnahmephase war, konnte dieses Instrument nur eingeschränkt für wissenschaftliche Beobachtungen genutzt werden. Somit ergaben sich folgende Punkte, die die Auswahl der möglichen Objekte einschränkten:

- Die Beobachtungen sollen überwiegend im sichtbaren Licht (LBCB und LBCR) erfolgen.
→ Beschränkung der Rotverschiebung der Aktiven Galaxienkerne auf $z < 1$. Diese Einschränkung geht auf die Art und Weise zurück, wie das unter 7.2.2 beschriebene Programm HyperZ die Rotverschiebung eines Objektes bestimmt. Eine Erläuterung für die Einschränkung des Rotverschiebungsbereichs wird in dem folgenden Abschnitt zur Auswahl der Filter (6.3.2) gegeben.
- Möglichst viele Aktive Galaxienkerne innerhalb des Gesichtsfeldes der beiden Großfeldkameras.
→ Weil jede Beobachtung am Teleskop Geld kostet, sind Beobachter gehalten, ihre Programme so effektiv und effizient wie möglich zu gestalten. Um, wie in diesem Fall, möglichst viele AGN-Galaxienumgebungen mit einer begrenzten Beobachtungszeit am LBT untersuchen zu können, ist das einfachste Mittel einer Effizienzmaximierung, Felder mit einem Maximum an AGN herauszusuchen. Darüber hinaus bieten die beiden Großfeldkameras die Möglichkeit, in zwei unterschiedlichen Filtern gleichzeitig zu beobachten. Dadurch halbiert sich die Gesamtbeobachtungszeit.
- Objekte, in deren Umgebung noch nicht nach einem Galaxienhaufen gesucht wurde.

Der Ausgangspunkt für die Suche nach geeigneten Feldern war der Katalog von Quasaren und aktiven Galaxienkernen in der zwölften Version (Véron-Cetty und Véron, 2010). Die Vorgehensweise war wie folgt:

1. Einschränkung auf Objekte der nördlichen Hemisphäre, die vom LBT mit einem maximalen Zenitwinkel von höchstens 34° (Luftmasse von 1,2) beobachtet werden können.
2. Verwerfen von Objekten mit einer Rotverschiebung > 1 .
3. Bestimmung der Felder, die mit den Weitfeldkameras des LBT eine maximale Anzahl der verbliebenen aktiven Galaxienkerne abbilden.

Durch dieses Auswahlverfahren reduzierte sich die Anzahl der geeigneten Felder auf 18. Aufgrund der am Teleskop zur Verfügung stehenden Zeitfenster reduzierte sich am Ende die Anzahl der tatsächlich beobachteten Felder auf vier. Es wurden die Umgebungen von 23 aktiven Galaxienkernen untersucht. Darunter sind 19 radioleise AGN und 15 besitzen eine geringere absolute Helligkeit als -23 mag. Ein Histogramm der Verteilung der Rotverschiebungen ist in Abbildung 6.1 zu sehen und eine Aufstellung der AGN ist im Anhang in Tabelle D.1 gelistet.

6.3.2. Auswahl der Filter

Als Indikator für entfernte Galaxienhaufen sollen AGN dienen, weil diese Objekte eine sehr hohe Leuchtkraft besitzen. Für eine Suche nach Galaxienhaufen um diese Objekte geht diese Studie zwei verschiedene Wege:

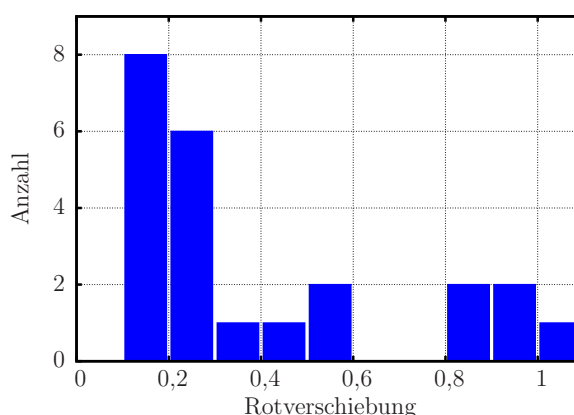


Abb. 6.1.: Graphische Darstellung der Rotverschiebung aller beobachteten aktiven Galaxienkerne

- Bestimmung der Entfernung von Haufenkandidaten anhand von deren Spektren und der Zuordnung zu einem benachbarten AGN gleicher Rotverschiebung
- Eingrenzung möglicher Haufenmitglieder aufgrund ihrer Helligkeit

Beiden Methoden folgt im Anschluss die Suche nach Haufen aufgrund von Galaxienüberdichten. Der erste Weg zur Suche nach weit entfernten Galaxienhaufen ist sehr zeitaufwendig. Weil die Rotverschiebungen direkt durch die Wellenlängenverschiebungen bestimmt werden, müssen sehr viele Objekte in einem Feld spektroskopiert werden. Selbst wenn genug Beobachtungszeit zur Verfügung steht, ist diese Vorgehensweise für eine Studie von Galaxienhaufen nicht effizient. Es ist nicht möglich, eine große Anzahl an Feldern auf eventuelle Haufen zu untersuchen. Daher geht diese Arbeit einen aufwandsoptimierten Weg. Es werden keine normalen Spektren, sondern durch Direktaufnahmen in verschiedenen Farbfiltern zusammengesetzte „Spektren“ mit einer sehr geringen Auflösung untersucht. Das Prinzip, das dahinter steckt, nennt sich *photometrische Rotverschiebung*. Durch Photometrie der Objekte erhält man Flüsse in den unterschiedlichen Filter-Bändern. Mit diesen Flüssen stehen im Prinzip mehrere Ausschnitte aus einem sehr gering aufgelösten Spektrum eines jeden Objektes zur Verfügung. Zur Bestimmung von photometrischen Rotverschiebungen wurde HyperZ¹ (Bolzonella u. a., 2000a) verwendet. Das Programm ermittelt die Rotverschiebungen in der Hauptsache anhand einer χ^2 -Anpassung von Spektren an die gemessenen Flüsse über auffallende Merkmale, wie z. B. markante Spektrallinien und/oder der 4000 Å-Kante (im Ruhesystem der Galaxie). Letztgenannte Eigenschaft wird durch die Absorption von zwei Ca⁺-Linien (K-Linie: 3933,68 Å, H-Linie: 3968,47 Å) in der Atmosphäre älterer Sterne verursacht. Daneben spielen auch noch CN-Banden (im Wellenlängenbereich 3800 Å – 3950 Å) auf der kurzwelligen Seite der Kante eine Rolle. Zusätzlich fällt die Helligkeit von älteren Sternen zum kurzwelligen

¹Das Programm ist im Internet unter der Adresse <http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz> frei zugänglich.

Bereich stark ab. Alle diese Effekte zusammengenommen bilden die 4000 Å-Kante, an der sich die Helligkeit vom kurzwelligen zum langwelligen Teil des Spektrums erhöht. Sie bildet die Hauptsignatur zur Bestimmung der photometrischen Rotverschiebung von Objekten geringer Rotverschiebung. ($z < 1$). Für elliptische Galaxien, in denen kaum bis gar keine Sternentstehung stattfindet und somit auch kaum bis gar keine jungen, massereichen Sterne² vorhanden sind, ist diese Kante sehr ausgeprägt und entsprechend der Rotverschiebung der Galaxie in den roten Wellenlängenbereich verschoben. Eine weniger stark ausgeprägte Kante zeigen die Spiralgalaxien. Galaxienhaufen enthalten, gerade im Zentrum, eine große Anzahl von elliptischen Galaxien (Melnick und Sargent, 1977). Das vereinfacht die Bestimmung der photometrischen Rotverschiebung wegen der ausgeprägten 4000 Å-Kante dieser Galaxientypen. Um nun die Position dieser Kante genau bestimmen zu können, sind Aufnahmen in zwei Filtern nötig, die diese Kante einschließen: Ein Filter sollte die Helligkeit vor der Kante und ein zweiter nach der Kante messen. Zur Erhöhung der Genauigkeit kann noch ein dritter Filter mit einer Transmission genau um die Wellenlänge der rotverschobenen Kante benutzt werden. Jeder Filter in zusätzlichen Wellenlängenbereichen erhöht die Genauigkeit der Anpassung.

Anhand von Abbildung 6.2b auf Seite 72 wird deutlich, dass bei Verwendung von drei Filtern die Zuordnung der Rotverschiebung nicht sehr genau ist. So gibt es in dieser Grafik mehrere, ähnlich hohe Spitzen in der Funktion des reduzierten Chi-Quadrats χ^2_ν (das proportional zur Wahrscheinlichkeit der Richtigkeit der Anpassung ist) und sogar eine Art Plateau im Rotverschiebungsintervall von 2,25 bis 2,75. Für eine bessere Eingrenzung der Rotverschiebung werden somit mehr Filter benötigt, um weitere Flusspunkte zur besseren Anpassung der Spektren festzulegen. Wie in Abbildung 6.2d zu sehen, hat sich durch das Hinzufügen der Messungen in den Filtern z, J und H von LUCI die wahrscheinlichste Rotverschiebung auf 0,515 geändert und der Bereich mit hoher Wahrscheinlichkeit hat sich stark verkleinert. In dieser Arbeit werden daher die Filter U, B, V, R, I und z verwendet. Bis zu einer Rotverschiebung von 1 ist der Spektralbereich, den diese Filter abdecken, ausreichend, weil die 4000 Å-Kante für eine Galaxie mit einer Rotverschiebung von 1 in der Mitte des I-Filter-Durchlassbereichs liegt und durch die Filter R und z eingeschlossen wird. Sinnvoll wäre es, gerade für Objekte mit höherer Rotverschiebung (ab etwa $z = 0,7$, wenn die 4000 Å-Kante in den I-Filter wandert und nur noch ein Filter den langwelligeren Teil des Spektrums nach der Kante abdeckt), auch Nahinfrarotaufnahmen, wie in Abbildung 6.2d geschehen, hinzuzunehmen. Für einzelne Objekte ist das durchaus praktikabel aber nicht für große Felder. Die aktuellen Durchmusterungen im nahen Infraroten (2MASS Skrutskie u. a. (2006) und UKIDSS Lawrence u. a. (2007)) sind nicht tief genug. Das beobachtbare Feld von Nahinfrarotkameras an Großteleskopen (LUCI besitzt z. B. ein Feld von $4' \times 4'$) ist mit einigen Bogenminuten zu klein im Vergleich zu den Feldern der im sichtbaren Licht arbeitenden Großfeldkameras (LBC: $23' \times 25'$).

²Diese Sterne strahlen im Maximum bei kurzen Wellenlängen ab.

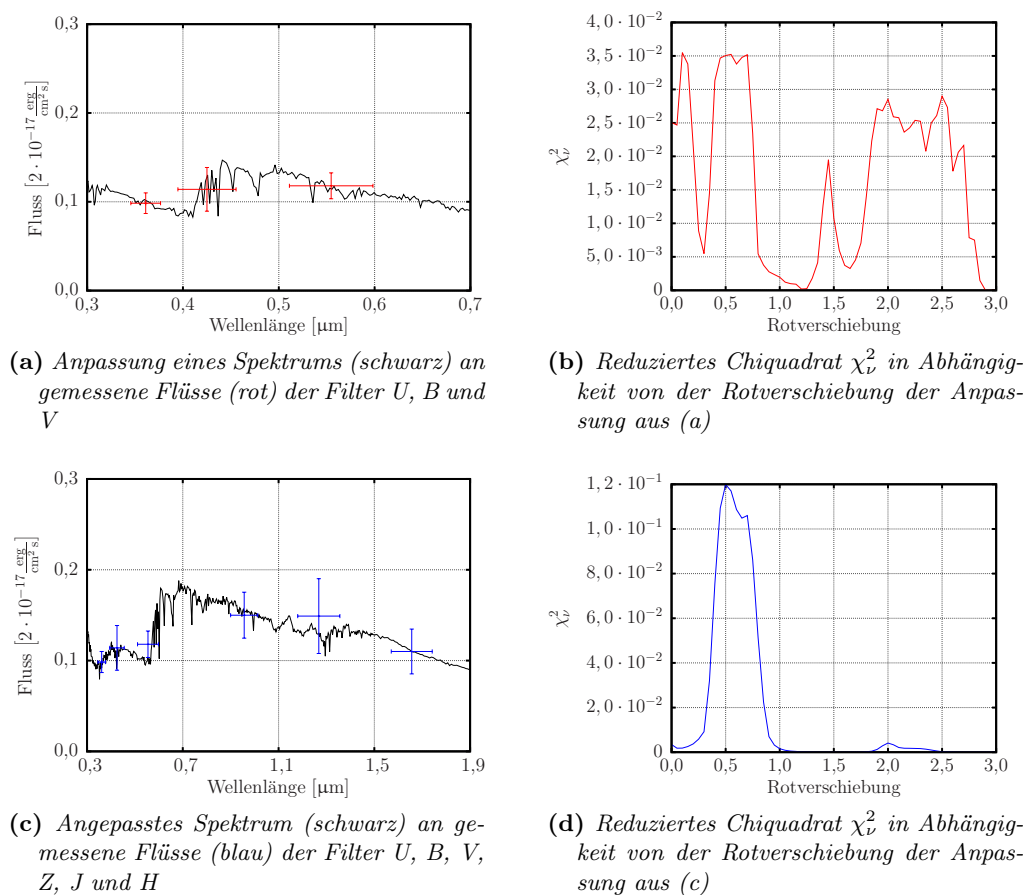


Abb. 6.2.: HyperZ passte an die Datenpunkte der Filter U, B und V eine Galaxie mit einer Rotverschiebung von 0,1 an (a). Werden weitere Datenpunkte in den Filtern z, J und H hinzugenommen, passte HyperZ eine Rotverschiebung von 0,515 (c). Die Fehlerbalken in x-Richtung zeigen die Halbwertsbreite der Filter, die Fehlerbalken in y-Richtung die Fehler der Helligkeitsmessungen. In (b) ist das reduzierte Chiquadrat χ^2_{ν} in Abhängigkeit von der Rotverschiebung dargestellt. Zusammen mit der Anzahl an Freiheitsgraden dient es als ein Maß für die Güte der Anpassung, die in Tabellen nachgeschlagen werden kann. Die Abbildung zeigt bei der Rotverschiebung von 0,1 den höchsten Wert. Es zeigen sich aber mehrere Plateaus, was für eine unsichere Anpassung spricht. Erst die Hinzunahme von drei weiteren Filtern lässt die Eindeutigkeit der Anpassung zunehmen (d).

Für die zweite Methode sind keine weiteren Beobachtungen notwendig, weil auf die bereits vorhandenen Bilder der vorherigen Untersuchung in den Filtern U, B, V, R, I und z zurückgegriffen werden kann. Als Filter wurde derjenige verwendet, dessen Durchlassbereich direkt an die 4000 Å-Kante im langwelligen Bereich anschließt.

6.3.3. Räumliche Auflösung

Bei beiden Vorgehensweisen werden vor der eigentlichen Analyse Punktquellen (Vordergrundsterne) aussortiert. Dies geschieht anhand von gut aufgelösten Bildern im I-Filter. Während der Beobachtungen in diesem Filter sollte die Bedingung erfüllt sein, dass das Seeing besser ist als $0,8''$.

6.3.4. Belichtungszeiten

Zur Berechnung der Belichtungszeiten wurde der Belichtungszeitrechner der Weitfeldkameras des LBT verwendet (LBTO, 2003) und ein Signal-Rausch-Verhältnis von 10 angesetzt. Als Grundlage dienten die typischen Helligkeiten elliptischer Galaxien mit einer Rotverschiebung von 1 in unterschiedlichen Filtern aus Bicker u. a. (2004). Ihnen wurden 2 mag aufgeschlagen, um zusätzlich einen Teil der schwächeren Galaxien erfassen zu können. Das ist ein Kompromiss zwischen der aufgewendeten Beobachtungszeit und der Erfassung des schwächeren Teils der Leuchtkraftfunktion. Ein Vergleich mit Hill und Lilly (1991) wird dadurch allerdings erschwert, weil in diesem Papier ein Helligkeitsintervall von $m_g < m < m_g + 3$ verwendet wird. Somit sind die in dieser Arbeit bestimmten Werte der Größen $N_{0.5}$ nur ein unteres Limit. Zur Effizienzsteigerung wurde in zwei Filtern parallel beobachtet (I+B, R+U und V+z). Der jeweils erste Filter war der Referenzfilter für die Belichtungszeit. Damit wurde in Kauf genommen, dass für höhere Rotverschiebungen (ab etwa 0,7) die Aufnahmen in den Filtern U und B nicht mehr tief genug waren. In diesem Fall liegt die 4000 Å-Kante bei 680 nm (R-Filter) und wird gut von dem V- und dem I-Filter eingeschlossen.

6.3.5. Beobachtungen

Insgesamt wurden 23 Objektumgebungen³ mit den Großfeldkameras des LBT aufgenommen. Für ein Objekt wurden zusätzlich Aufnahmen mit LUCI 1 gewonnen. Die Tests des HyperZ-Algorithmus⁴ wurden mit Aufnahmen des 3,5 m- und 2,2 m-Teleskops des Clar Alto Observatoriums durchgeführt. Aufgrund von Problemen mit der LBCR wurde Feld 12 nur mit der LBCB in den Filtern U, B und V beobachtet. Das dritte Objekt in diesem Filter wurde zusätzlich von LUCI 1 in den Filtern z, J und H aufgenommen. In Feld 14 wurde die LBCB eingesetzt, um in den Filtern U, B, V und r zu beobachten. Weitere Aufnahmen der LBCR im langwelligeren Bereich fehlen auch hier. Feld 3 und 5 wurden vollständig in den Filtern U, B, V, R,

³Sie sind ungleichmäßig auf vier Felder verteilt.

I und z beobachtet. Eine Zusammenstellung der Aufnahmeinstrumente, Filter und Aufnahmezeiten findet sich in Tabelle D.1 im Anhang.

7.1. Bildreduktion (Teil 2)

Die ersten Bildreduktionsschritte sind bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben worden. Je nach Nacht wurden jeweils fünf bis 25 Bias-, Flat- und Dunkelaufnahmen zu einem entsprechenden Master kombiniert und die Standardreduktion nach der Formel 3.1 durchgeführt. Danach erfolgte eine Cosmic-Korrektur.

7.1.1. CCD-Defekte

CCD-Chips können nie perfekt produziert werden. Es wird immer Pixel oder ganze Zeilen/Spalten geben, die kein Licht detektieren. Diese nennt man tote Pixel. Auf der anderen Seite gibt es auch heiße Pixel. Sie besitzen einen zum einfallenden Licht nicht linearen Intensitätsverlauf. Diese defekten Pixel werden in einer Badpixel-Maske dargestellt. Sie ist ein Bild, das von der Anzahl an Pixeln und der Geometrie dem Detektor entspricht. Defekte Pixel erhalten den Wert „0“. Für normale Pixel wird der Wert „1“ gesetzt. Bei der späteren Verarbeitung der Bilder werden nur noch Bereiche verwendet, die in dieser Maske mit „1“ markiert sind.

7.1.2. Cosmics

Teilchen der kosmischen Strahlung und deren Reaktionsprodukte, die bei dem Auftreffen auf die Atmosphäre der Erde entstehen sowie Teilchen aus radioaktiven Zerfällen können auf CCD-Detektoren ebenfalls ein Signal auslösen. Dies macht sich meistens durch einzelne Pixel mit hohen Zählraten und gelegentlich durch Striche bemerkbar. Sie führen zu einer Teilionisation von Pixeln entlang der Flugbahn. Dieser Effekt ist sehr scharf begrenzt und wurde durch geeignete Filterung und Interpolation mit Hilfe der Werte von Nachbarpixeln beseitigt.

7.1.3. Koaddition

Während der Beobachtung der Objekte wurde darauf geachtet, dass nicht ein einziges lang belichtetes Bild in jedem Filter aufgenommen wurde, sondern mindestens fünf kürzer belichtete Aufnahmen. Zwischen den Aufnahmen wurde das Teleskop im Falle von Aufnahmen mit den Weitfeldkameras des LBT um etwa $22''$ verfahren. Damit wurde zum einen erreicht, dass nicht immer dasselbe Objekt auf den gleichen – eventuell defekten – Pixeln des Detektors abgebildet wird. Zum anderen ist dadurch gewährleistet, dass die Lücken (Die Breite einer Lücke beträgt etwa $18''$.) zwischen den Einzelchips auf scheinbar unterschiedlichen Positionen am Himmel abgebildet werden. Vor der eigentlichen Addition wurden aus den Weitfeldaufnahmen Teilbilder mit dem aktiven Galaxienkern im Zentrum und einem projizierten Radius von 1 Mpc ausgeschnitten. Die reduzierten und ausgeschnittenen Einzelbilder wurden addiert, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern (siehe Abschnitt 4.1.4). Dazu wurden nur die Bilder ausgewählt, die keine Nachführfehler aufwiesen. Die Badpixel-Maske sorgte dafür, dass defekte Pixel nicht für die Addition verwendet wurden.

7.1.4. Ausrichtung

Für einen späteren Verarbeitungsschritt ist eine genaue Ausrichtung der Aufnahmen in den unterschiedlichen Filtern notwendig. Im Prinzip ist der Abbildungsmaßstab der beiden Weitfeldkameras am LBT identisch. Die absolute Ausrichtung am Himmel ist jedoch leicht unterschiedlich. Für Objekte nahe der Mitte des Gesichtsfeldes reichte eine Rotation der Aufnahmen in den einzelnen Filtern aus, um identische Objekte auf den einzelnen Bildern zur Deckung zu bringen. Anders liegt die Sache bei Objekten am Rand des Gesichtsfeldes. Hier zeigt sich die unterschiedliche Verzeichnung der beiden Instrumente. Dasselbe Problem tritt für die Aufnahmen mit LUCIFER auf. In diesem Fall wurden die Bilder derart entzerrt, dass alle Objekte deckungsgleich sind. Als Vorbereitung wurden in einem ersten Schritt mindestens 20 auf allen Aufnahmen sichtbare Objekte bestimmt. Daraufhin wurde deren Pixelkoordinaten ermittelt. In der MIDAS Kontextumgebung *surfphot* berechnet der Befehl `RECTIFY/IMAGE` eine Transformationsmatrix von den Ist-Koordinaten des jeweiligen Bildes zu den Soll-Koordinaten des Referenzbildes und wendet diese auf das zu entzerrende Bild an. Im weiteren Verlauf der Bildverarbeitung werden Helligkeiten der Objekte auf den transformierten Bildern bestimmt. Dazu ist es notwendig, dass der Fluss der Objekte durch die Transformation nicht verändert wird. Das wurde anhand einer Aufnahme im U-Band des Instrumentes LAICA (**L**arge **A**rea **I**mager for **C**alar **A**lto) am Calar Alto untersucht. Es wurden mit dem SExtractor-Programm die Helligkeiten der Objekte sowohl auf der Originalaufnahme als auch auf dem transformierten Bild bestimmt. Wie die Abbildung 7.1 zeigt, werden die Objekte durch die Transformation im Mittel nur geringfügig schwächer.

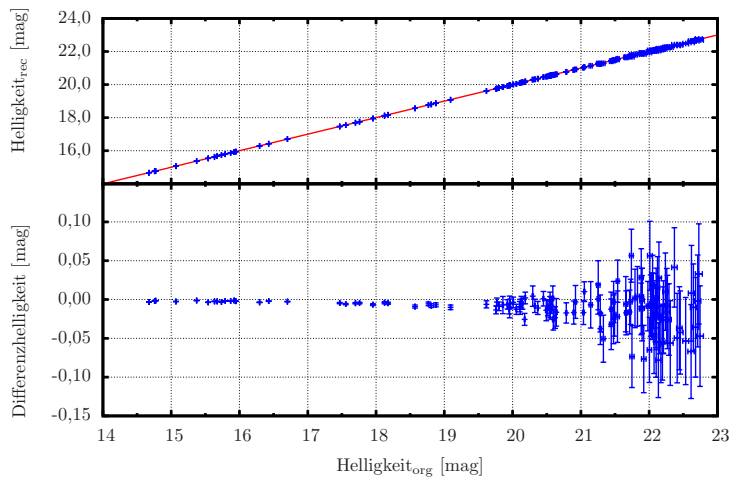


Abb. 7.1.: Das obere Bild zeigt die Abhängigkeit der Objekthelligkeiten ($Helligkeit_{rec}$) des transformierten Bildes von den Helligkeiten im Ausgangsbild ($Helligkeit_{org}$). Die rote Linie ist die Winkelhalbierende. Im unteren Teil des Bildes ist die Differenzhelligkeit ($Helligkeit_{rec} - Helligkeit_{org}$) aufgetragen. Bis zu einer Helligkeit von 21,25 mag ist der Mittelwert der Differenzhelligkeit etwa $-0,006$ mag. In dem Bereich ab 21,25 mag, in dem die Streuung größer wird, liegt der Mittelwert bei etwa $-0,017$ mag. Über den gesamten Helligkeitsbereich ist er $-0,012$ mag.

7.1.5. Kalibrierung

Das Verfahren zur Kalibrierung der Aufnahmen ist an die Methode zur Nullpunktbestimmung angelehnt (3.2) und erfolgte ebenfalls mit SExtractor (MAG_BEST). Als Standardquellen dienen hier in jedem Filter mindestens sechs Objekte aus dem Sloan Digital Sky Survey (SDSS) im Gesichtsfeld, die:

- auf den Aufnahmen in allen Filtern sichtbar
- in der Datenbank des SDSS als sternförmig gekennzeichnet

sind. Die Umrechnung von dem ugriz-Filtersystem des SDSS auf das Johnson-System erfolgte nach Jordi u. a. (2006), die auf einer empirischen Transformation von der SDSS-Photometrie auf Landolt-Standardsterne basiert. Die nach Fehlern gewichteten Helligkeitsmittelwerte legten die Nullpunkte in den einzelnen Filtern fest.

7.2. Datenextraktion

7.2.1. Source Extractor

Zur Bestimmung der scheinbaren Helligkeiten in den Aufnahmen wurde der **Source Extractor** oder kurz SExtractor (Bertin und Arnouts, 1996) verwendet. Dieses Programm hat den Vorteil, dass es selbständig nach Objekten auf den Aufnahmen sucht und diese photometriert. Somit ist es möglich, auf einer großen Anzahl von Feldern in unterschiedlichen Filtern, Objekte automatisch zu erfassen und zu photometrieren.

In einer Initialisierungsdatei werden dem Programm die grundlegenden Informationen über das Bild, wie z. B. Nullpunkt und Abbildungsmaßstab mitgeteilt. Darüber hinaus werden aber auch Parameter für die Detektion an das Programm übergeben. So wird z. B. die Detektionsschwelle in dieser Datei festgelegt. Ein Beispiel einer solchen Datei ist im Anhang C.1 aufgelistet. In einer weiteren Datei kann der Benutzer die Ausgabeparameter von SExtractor beeinflussen. Neben den Positionen und Magnituden der Objekte gibt es noch einen weiteren nützlichen Wert: Der Klassifikationsparameter. Er gibt an, wie deutlich das Erscheinungsbild des Objektes von dem eines Sternes abweicht. Seine möglichen Werte liegen in dem Bereich zwischen Null und Eins. Für einen Stern ist der Parameter gleich Eins. Für Objekte, die am Gesichtsfeldrand liegen, kann es sein, dass in manchen oder in allen Filtern nicht mehr der volle Radius von 1 Mpc erfasst wird. Auf den Summenaufnahmen gibt es dadurch Übergangsbereiche, in denen das Rauschen nicht mehr konstant ist. Das kommt daher, dass das Gesamtbild durch eine Summe aus mehreren Einzelbildern berechnet wurde, die ein wenig gegeneinander versetzt sind. Somit gibt es Bereiche am Rand des Detektors die eine unterschiedliche Belichtungszeit/Rauschen aufweisen. Durch die Verwendung einer Gewichtungskarte (als Beispiel siehe Abbildung 7.2) werden diese Regionen bei der Bestimmung des Rauschens durch SExtractor gesondert behandelt.

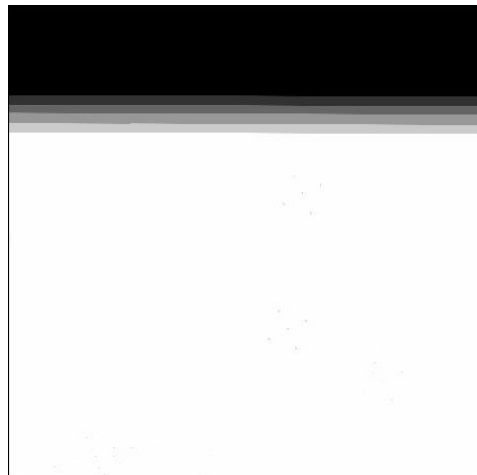


Abb. 7.2.: Das Bild zeigt ein Beispiel für eine Gewichtungskarte am Rand eines Chips. Die Farbe Schwarz repräsentiert die Bereiche, die nie belichtet wurden. Areale in weißer Farbe wurden mit der vollen Belichtungszeit aufgenommen. Deutlich ist das Bewegen des Chips zwischen den unterschiedlichen Belichtungen durch unterschiedliche Graufärbungen sichtbar.

Die Bestimmung der Positionen der einzelnen Objekte erfolgte auf einem Summenbild aus Aufnahmen in allen Filtern. Die eigentliche Photometrie fand dann auf den Bildern der einzelnen Filter statt. Die Bestimmung von photometrischen Rotverschiebungen (Abschnitt 7.2.2) ist sensitiv auf kleine Änderungen von gemessenen Flüssen. Daher wird die Position mit dem Summenbild festgelegt und die Helligkeitsbestimmung geschah auf dem eigentlichen Bild. Daraus folgt, dass die Bilder exakt

aufeinander ausgerichtet sein müssen. Selbst Abweichungen, die größer als ein Pixel sind, verfälschen die Rotverschiebungsbestimmung weil SExtractor einen geringfügig anderen Teil des Objektes zur Bestimmung der Helligkeit heranzieht. Ebenso wichtig ist es, dass die Bilder eines Objektes in unterschiedlichen Filtern auf das gleiche Seeing (die Aufnahme mit dem schlechtesten Seeing in den sechs Filtern dient als Referenz) gebracht werden. Dadurch werden exakt die gleichen Bereiche eines Objektes in der Aperturphotometrie in verschiedenen Filtern erfasst.

7.2.2. Photometrische Rotverschiebungen mit HyperZ

Für die χ^2 -Anpassung stellt das Programm u. a. die zwölf, in dieser Arbeit verwendeten, Spektren von Galaxien zur Verfügung. Darunter sind vier gemittelte Spektren von Galaxien aus der Umgebung der Milchstraße mit den Hubble-Typen E, Sbc, Sdc und Irr (Coleman u. a., 1980). Die restlichen 8 Referenzspektren wurden der GISSSEL98-Datenbank (Bruzual A. und Charlot, 1993) entnommen, einer Bibliothek von synthetischen Galaxiespektren. Die Grundlage dieser Spektren bilden Modelle zu Sternpopulationen in Galaxien. Zusammen mit der Anfangsmassenfunktion und der Sternentstehungsrate wird eine spektrale Energieverteilung von 51 Referenzgalaxien unterschiedlicher Altersstufen berechnet (Bolzonella u. a., 2000b). Die Ausgangsmassenfunktion (IMF) bestimmt die anfänglich vorhandene Massenverteilung einer neu entstandenen Sternpopulation und wird gewöhnlich mit einem Potenzgesetz angegeben. HyperZ verwendet ein Massenintervall von $0,1 M_{\odot} \leq M \leq 125 M_{\odot}$ zusammen mit der IMF nach Miller und Scalo (1979) und einer Sternentstehungsrate nach Schmidt (1959). Alle Referenzspektren, die in dieser Arbeit zur Bestimmung der Rotverschiebungen verwendet wurden, wurden aus Sternpopulationen mit konstanter Metallizität ($Z = Z_{\odot}$) berechnet. In Pforr (2007) wurde der relative Fehler der mit HyperZ ermittelten Rotverschiebungen bestimmt zu:

$$\frac{\Delta z}{z_{\text{spek}}} = \frac{z_{\text{phot}} - z_{\text{spek}}}{z_{\text{spek}}} \approx 0,1 \quad (7.1)$$

- z_{spek} : Spektroskopisch ermittelte Rotverschiebung
- z_{phot} : Photometrisch ermittelte Rotverschiebung

Neben dem Festlegen der Eingabedateien, wie z. B. Filtertransmissionskurven, Referenzspektren oder Helligkeitenkatalog, gibt es weitere Parameter, die von dem Benutzer an die Eigenschaften der beobachteten Felder in einer Initialisierungsdatei vor dem Start von HyperZ festgelegt werden können. Ein Beispiel einer solchen Parameterdatei von HyperZ ist in Anhang C.2 zu finden. Für die Berechnungen wurde eine Kosmologie mit den Parametern $H_0 = 70 \frac{\text{km}}{\text{Mpc}\cdot\text{s}}$, $\Omega_M = 0,3$ und $\Omega_{\Lambda} = 0,7$ verwendet. Aufgrund der Beschränkung auf Galaxienhaufen mit einer Rotverschiebung kleiner als 1 wurde für die Extinktion innerhalb der beobachteten Galaxien das Gesetz von Seaton (1979) und Fitzpatrick (1986) verwendet. Der Farbezcess $E(B - V)$ für die Milchstraße wurde für jedes Objekt in der extragalaktischen Datenbank von

NASA/IPAC (NED, 2011) nachgeschlagen. Neben der Ausgabe der wahrscheinlichsten Rotverschiebung zusammen mit dem am besten passenden Spektrum wird auch χ^2_ν in Abhängigkeit von der Rotverschiebung ausgegeben. Mit seiner Hilfe ist eine Beurteilung der Anpassung möglich.

7.2.3. Vorauswahl der Kandidaten . . .

Allen beiden Verfahren ist gemeinsam, dass sie nach Galaxien suchen. Daher wurden für beide Methoden Objekte ausgeschlossen, deren Wert 0,9 des CLASS_STAR-Parameters von SExtractor nicht überstieg.

. . . der HyperZ-Suche

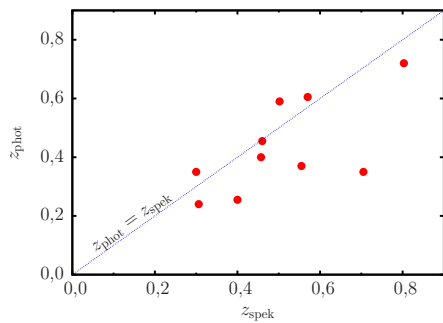
Die Tabellenausgabe von HyperZ stellt zunächst nur die Rotverschiebung der bestmöglichen Anpassung für jedes Objekt in der Aufnahme bereit. Alle Objekte wurden aussortiert, die außerhalb eines dem AGN entsprechenden Rotverschiebungsintervalls liegen. Mehrere Autoren (Xia u. a. (2002), Franceschini u. a. (2006), Pforr (2007) oder auch Hildebrandt u. a. (2008)) fanden heraus, dass HyperZ Rotverschiebungen systematisch unterschätzt. Das Programmpaket HyperZ beinhaltet zwei unterschiedliche Sätze von spektralen Energieverteilungen, die zur Anpassung an beobachtete Daten herangezogen werden:

- Aus realen Galaxienspektren der Milchstraßenumgebung ermittelte spektrale Energieverteilungen (Coleman u. a., 1980)
- Spektrale Energieverteilungen aus synthetischen Spektren (Bruzual A. und Charlot, 1993)

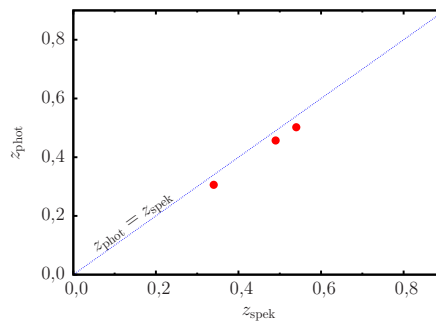
Dieser Sachverhalt wurde in Abdalla u. a. (2011) genauer analysiert. Dabei unterschätzen die Anpassungen der spektralen Energieverteilungen aus Coleman u. a. (1980) ebenfalls die photometrische Rotverschiebung im Vergleich mit der spektroskopischen Rotverschiebung. Bei der Verwendung der synthetischen Spektren aus Bruzual A. und Charlot (1993) zeigte sich jedoch kein Offset. Ergänzend muss allerdings erwähnt werden, dass für diese Untersuchung nur leuchtkräftige rote Galaxien verwendet wurden, die Ergebnisse also nicht allgemeingültig sind.

Eigene Tests mit Bildern der Umgebung des Quasars OJ 287, aufgenommen am Observatorium des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto, und Spektren, am Very Large Teleskope der europäischen Südsternwarte belichtet, bestätigen einen Offset (siehe Abbildung 7.3).

Hildebrandt u. a. (2008) haben gezeigt, dass mit der Hilfe von spektroskopischen Trainingsobjekten die Abweichungen der beobachteten Farben und der Farben der am besten passenden Modellspektren minimiert werden können. Wegen der zusätzlich benötigten spektroskopischen Untersuchungen wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet. Um diesem Offset dennoch Rechnung zu tragen, wurde das Rotverschiebungsintervall, innerhalb dessen die Objekte als dem AGN zugehörig angesehen wer-



(a) Verwendete Filter zur Bestimmung der photometrischen Rotverschiebung: U, B, V, R und I



(b) Die Rotverschiebung wurde aus Bilder in den Filtern U, B, V, R, I, J und K bestimmt.

Abb. 7.3.: Teilabbildung (a) zeigt die leichte Unterschätzung der HyperZ-Rotverschiebungen im Vergleich mit den spektroskopisch ermittelten Rotverschiebungen. Dieser Offset bleibt bestehen, wenn zusätzlich noch Helligkeitsmessungen in den Filtern J und K zur Bestimmung der photometrischen Rotverschiebung hinzugenommen werden (Teilabbildung (b)). Leider war das Feld der Nahinfrarotkamera kleiner als das der optischen Kameras, so dass in diesem Fall nur für drei Objekte die photometrische Rotverschiebung mit sieben Filtern bestimmt werden konnte. Zusätzlich zu dem Offset zeigt sich auch der Genauigkeitsgewinn durch die Hinzunahme von Aufnahmen mit Nahinfrarotfiltern.

den, auf einen nicht symmetrischen Bereich um die Rotverschiebung des AGN von $0,8 \cdot z_{\text{AGN}} < z < 1,0 \cdot z_{\text{AGN}}$ festgelegt.

... der Einzelfiltersuche

Die Auswahl möglicher Haufenkandidaten wurde auf ein Helligkeitsintervall von $m_g < m < m_g + 2$ eingegrenzt. m_g stammt aus dem Papier Bicker u. a. (2004) und gibt die scheinbare m^* -Helligkeit einer E0-Galaxie in dem jeweiligen Filter und der Rotverschiebung des AGN an. Entgegen (Hill und Lilly, 1991) wurde in dieser Arbeit das Helligkeitsintervall auf 2 mag festgelegt. Die Belichtungszeiten, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis für ein Helligkeitsintervall von 3 mag zu erhalten, waren bei Objekten mit hoher Rotverschiebung zu lang. Um in dieser Arbeit die Vergleichbarkeit untereinander zu wahren, wurden alle Galaxienhaufen in dem kleineren Helligkeitsbereich untersucht.

7.2.4. Auf der Suche nach Galaxienhaufen

Nach der Datenreduktion der Rohbilder zu Objektkatalogen beginnt an dieser Stelle die Suche nach Galaxienhaufen. Dazu wird der Bereich mit einem Radius von 500 kpc um den AGN in fünf Kreisringe mit jeweils $\Delta r = 100$ kpc unterteilt, in denen die Dichte der Haufenkandidaten bestimmt wird. Die Zählung der Feldgalaxien erfolgte in einem Kreisring mit einem Radius von 0,5 Mpc bis 1,0 Mpc (siehe Abbildung 7.4). Ein Vergleich der Galaxiendichte in den fünf Kreisringen mit der ermittelten

Feldgalaxiendichte unter Zuhilfenahme der Formel 7.2 kann bei einer Abweichung von 0 als ein Maß für die Stärke des Haufensignals gewertet werden. Mit einem Wert, der kleiner als 0 ist, liegt sogar eine Unterdichte im Vergleich zur Feldgalaxiendichte vor.

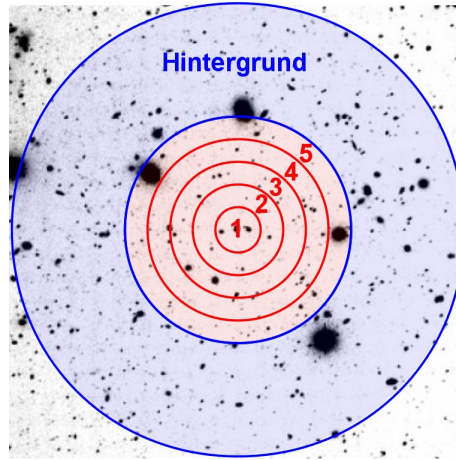


Abb. 7.4.: Aufteilung des Feldes mit 2 Mpc Durchmesser in die Kreisringe für Feldgalaxien- (blau) und Haufenkandidatenzählung (rot)

$$\omega_G(\theta + \Delta\theta) = \frac{N_G(\theta + \Delta\theta)}{N_R(\theta + \Delta\theta)} - 1 \quad (7.2)$$

- θ : Winkelabstand vom Zentrum
- $\Delta\theta$: Winkelausdehnung des Kreisringes
- ω_G : Maß für die Stärke des Haufensignals
- N_G : Anzahl der gefundenen Galaxien
- N_R : Anzahl der erwarteten Feldgalaxien

Gerade bei den HyperZ-Daten ist die Anzahl der Galaxien (N) in den Kreisringen allerdings teilweise deutlich unter 30 oder teilweise sogar Null. Für solch kleine Zahlen gilt die Annahme eines symmetrischen Fehlers durch eine Näherung der Poisson-Statistik als Normalverteilung nicht mehr. Damit ist \sqrt{N} als Fehler, statistisch gesehen, sinnfrei. Um dennoch eine Aussage über mögliche Fehlerbereiche einzelner Messungen treffen zu können und mögliche Überdichten zu identifizieren, wurde die Maximum-Likelihood-Methode angewendet. Als Funktion zur Darstellung der räumlichen Massenverteilung innerhalb des Galaxienhaufens wurde auf ein King-Profil aus King (1962) und King (1972) zurückgegriffen. Ursprünglich sind diese Profile zur Beschreibung der Flächenhelligkeit von Kugelsternhaufen oder elliptischen Galaxien entwickelt worden. Nach Bahcall (1977) können sie aber auch zur Beschreibung der räumlichen Massendichte in Zentralbereichen von Galaxienhaufen verwendet werden. Über eine Integration gelangt man zu der, für Beobachter, wichtigen projizierten Flächenmassendichte (Formel 7.3), die als Modell für die Maximum-Likelihood-Berechnung dient.

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad \text{mit} \quad \Sigma_0 = 2\rho_0 r_c \quad (7.3)$$

- Σ : Flächenmassendichte der Haufengalaxien
- r : Radius vom Zentrum
- r_c : Kernradius
- Σ_0 : Projizierte Nullpunktflächenmassendichte

Die anschließende Maximierung der Log-Likelihood-Funktion erfolgte zunächst mit dem Unterprogramm MIGRAD aus dem Programmpaket MINUIT¹. MINOS aus demselben Paket errechnete in einem zweiten Durchlauf die Fehler. Um eine bessere Konvergenz der Anpassungen zu erzielen, wurden die möglichen Kernradien auf ein Intervall $50 \text{ kpc} \leq r_c \leq 500 \text{ kpc}$ eingeschränkt. Nach der erfolgreichen Ermittlung der Parameter und Fehler wird in dieser Arbeit eine Überdichte als nachgewiesen angesehen, wenn der 1σ -Fehlerbereich den Nullpunkt der Ordinate nicht einschließt. Bei einem Vergleich der beiden Tabellen D.2 und D.3 aus dem Anhang fällt auf, dass bei der Methode mit HyperZ nicht alle Anpassungen konvergieren (in den Tabellen ist das in der Spalte *Umgebung* mit einem „-“ gekennzeichnet). Für diese Objekte wurde weder eine Haufen- noch eine Gruppenumgebung angenommen, weil zu wenige (maximal 2) Objekte in der Umgebung in dem jeweiligen Rotverschiebungsbereich von HyperZ gefunden wurden. Eine differenziertere Einteilung der gefundenen Überdichten nach Gruppen und Haufen wird im folgenden Abschnitt (7.3.1) beschrieben.

7.3. Ergebnisse

7.3.1. Einordnung in Abell-Klassen und Gruppen

Die statistische Zuordnung eines Haufens anhand der Likelihood-Anpassung und der damit verbundenen Fehlerbereiche lässt zunächst keine Aussage über den Haufen selbst zu (von r_c einmal abgesehen). Daher bietet sich ein Vergleich mit der Abell-Klassifikation an (siehe Abbildung 7.5). Acht von 23 Objekten besitzen in dieser Darstellung in der Einzelfiltersuche mindestens eine Abell-Klasse von 0 (HyperZ: drei Objekte).

In Abbildung 7.5a sind sechs und in 7.5b drei Objekte in dem weißen Bereich nach der Fit-Methode mit einer Überdichte klassifiziert, d. h. der Ursprung liegt in der Anpassung außerhalb des 1σ -Fehlers (blaue Datenpunkte im weißen Bereich). Diese Objekte erreichen nach der Klassifikation von Abell keinen Haufenstatus, d. h. deren $N_{0.5}$ ist kleiner als 7,6. Darunter sind nicht nur Kandidaten, deren $N_{0.5}$ ganz knapp kleiner als die Grenze zur niedrigsten Abell-Klasse sind, so dass es nicht nur an dem nicht voll abgedeckten Helligkeitsintervall von $m_g < m < m_g + 3$ liegt.

¹Ursprünglich wurde es in FORTRAN von Fred James (James, 1994) Ende der 1970er am CERN entwickelt und im Laufe der Zeit nach C++ portiert. In dieser Arbeit wurde die FORTRAN-Version

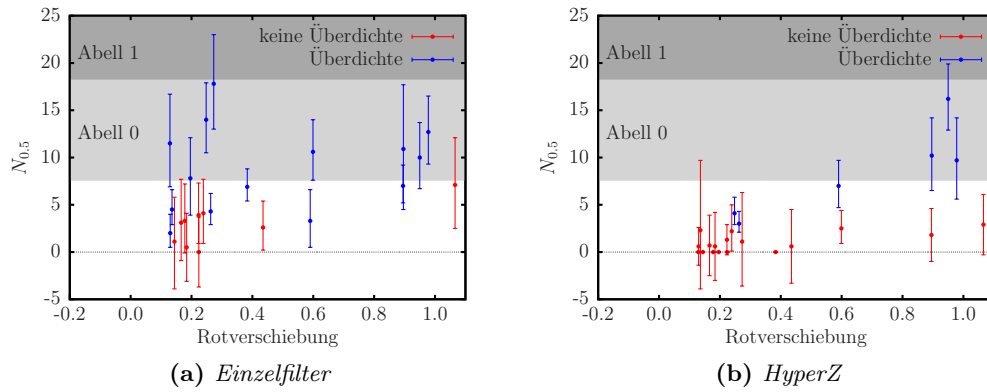


Abb. 7.5.: Aufgetragen ist in beiden Graphen $N_{0.5}$ gegen die Rotverschiebung. Die Farbkodierung unterscheidet zwischen der Detektion (rot) und der Nichtdetektion (blau) eines Haufens nach der Likelihood-Anpassung (siehe auch 7.2.4). Die grobe Einordnung in die Abell-Klassen entstammt der Hill und Lilly (1991) und Wold u. a. (2000).

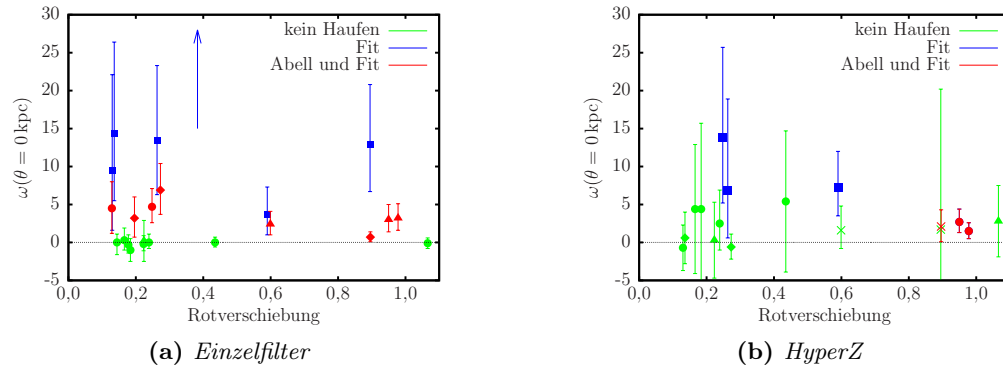


Abb. 7.6.: Die Farben unterscheiden zwischen keiner Überdichte (grün), nur über die Fit-Methode identifizierte Überdichten (blau) und sowohl über die Fit-Methode als auch die Abell-Klassifikation detektierte Haufen (rot). Der Pfeil in (a) zeigt die Rotverschiebung eines weiteren Objektes an, dessen $\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ mit 90,4 außerhalb der Grenzen des Graphen liegt ($z = 0,383, r_c = 50 \text{ kpc}$). Die Kernradien sind in den verwendeten Symbolen kodiert:
 ■: $50 \text{ kpc} \leq r_c \leq 90 \text{ kpc}$, ▲: $100 \text{ kpc} \leq r_c \leq 190 \text{ kpc}$, ●: $200 \text{ kpc} \leq r_c \leq 290 \text{ kpc}$, ×: $300 \text{ kpc} \leq r_c \leq 390 \text{ kpc}$, ◆: $400 \text{ kpc} \leq r_c \leq 500 \text{ kpc}$

Abbildung 7.6 gibt einen Hinweis auf die Ursache dieser unterschiedlichen Klassifizierung. Dort ist $\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ aller Objekte gegen die Rotverschiebungen aufgetragen. $\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ wurde anhand der angepassten Dichteverteilung berechnet. Jedes Objekt, dessen Fehlerbalken den Nullpunkt auf der Ordinate einschließt, wird weder nach der Abell-Klassifikation noch nach der Fit-Methode als Haufen identifiziert. Für die Einzelfiltersuche besitzen die Objekte bei niedrigen Werten von $\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ (zwischen 0,7 bis 6,9) fast ausschließlich sowohl mindestens die Abell-Klasse 0 als

vom 18. Juni 2002 verwendet.

auch eine Identifikation als Haufen durch die Anpassung. Alle Objekte mit einem $\omega(\theta = 0 \text{ kpc})$ größer als 6,9 sind ausnahmslos nur durch die Fit-Methode als Haufen identifiziert. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die Haufensuche mit HyperZ. Die Ursache dieser Trennung kann durch die Betrachtung der Kernradien r_c genauer untersucht werden, die in der Abbildung 7.6 mit unterschiedlichen Symbolen aufgeschlüsselt sind. Identifizieren die Anpassungsmethode und die Abell-Klassifikation gleichzeitig einen Haufen, so liegen die Kernradien für die Einzelfiltersuche in einem Bereich von 100 kpc bis 410 kpc (HyperZ: 240 kpc bis 350 kpc). Der Mittelwert für die Einzelfiltersuche ist $273 \text{ kpc} \pm 118 \text{ kpc}$ (HyperZ: $293 \text{ kpc} \pm 55 \text{ kpc}$). Deutet die Fit-Methode alleine auf einen Haufen hin, so schwankt der Kernradius von 50 kpc bis 80 kpc (HyperZ: 60 kpc bis 90 kpc), während der Mittelwert $60 \text{ kpc} \pm 16 \text{ kpc}$ (HyperZ: $67 \text{ kpc} \pm 21 \text{ kpc}$) ist. Eine genaue Aufschlüsselung findet sich in Abbildung 7.7. Beide Methoden zusammengenommen ergeben einen mittleren Kernradius von $181 \text{ kpc} \pm 140 \text{ kpc}$ (HyperZ: $180 \text{ kpc} \pm 130 \text{ kpc}$).

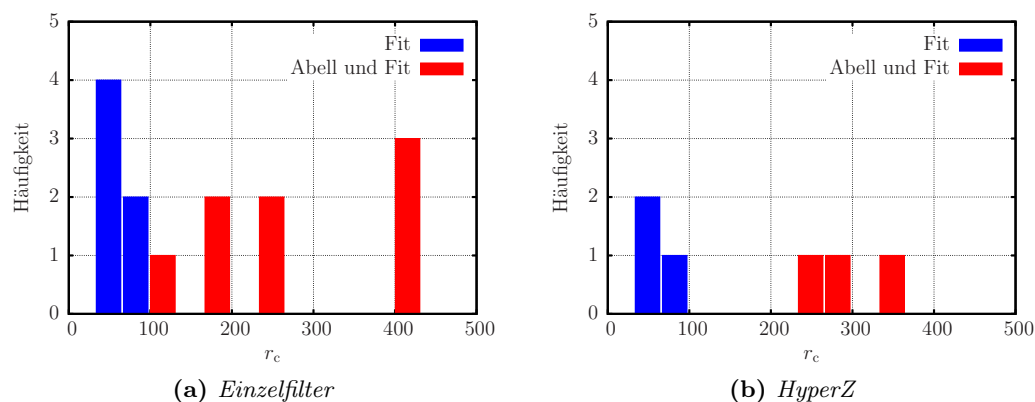


Abb. 7.7.: Häufigkeiten der Kernradien für den Fall der Haufendetektion allein anhand der Anpassung (rot) und nach Abell und der Anpassung (blau)

Ein Vergleich mit anderen Untersuchungen ergibt ein ähnliches Bild. Abdullah u. a. (2011) finden für 20 nahe Galaxienhaufen² durch eine Anpassung eines allgemeinen King-Profiles Kernradien von 250 kpc bis 653 kpc mit einem Mittelwert von 410 kpc und somit einen größeren mittleren Kernradius, als der in dieser Arbeit gefundene. Für 15 reiche³ Galaxienhaufen fand Bahcall (1975) mit $(174 \pm 28) \text{ kpc}$ kleinere mittlere Kernradien. Dieses Ergebnis deckt sich gut mit Adami u. a. (1998), die für 139 Objekte ein r_c von $(178 \pm 122) \text{ kpc}$ ermittelten. Folglich kommt die Frage auf, was der Unterschied zwischen einer Umgebung mit kleinem und großem Kernradius in der Anpassung ist, wenn andere Publikationen für Galaxienhaufen nur große Kernradien finden. Der radiale Verlauf der auf die Daten angepassten radialen Dichtefunktion bringt Klarheit (Abbildung 7.8). Erwartungsgemäß fällt bei kleinem r_c die Flächen-

²Mehr als die Hälfte der Haufen gehören der Abell-Klasse 1 an. Vier gehören zur Klasse 0, drei zur Klasse 2 und eine Objektumgebung ist in der Klasse 3

³In der Hauptsache sind das Objekte mit einer Reichheitsklasse von 2.

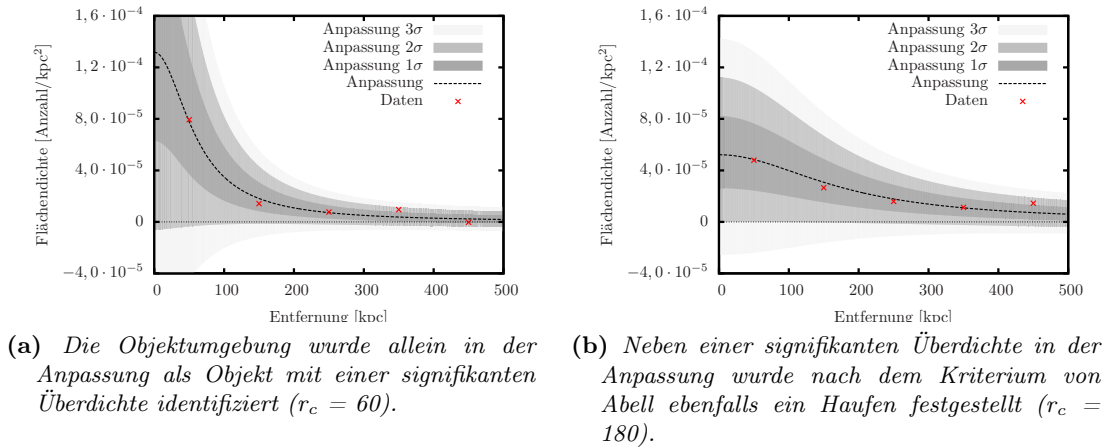


Abb. 7.8.: Flächendichteprofile für zwei Objekte mit unterschiedlichen Kernradien

überdichte schnell ab. Mit wachsendem Abstand geht die Funktion schnell gegen Null. Für große Kernradien liegt die Überdichte, selbst für größere Abstände als 500 kpc, deutlich (außerhalb des 1σ -Fehlers) oberhalb der Hintergrunddichte (Abbildung 7.8b). Obwohl Objektumgebungen mit kleinem r_c im Zentrum eine große Überdichte besitzen, fällt jene sehr schnell nach außen hin ab, so dass sie für das Intervall von 0 kpc bis 500 kpc nicht über die von Abell gesetzte Grenze an Mitgliedern von Galaxien kommen. Folglich liegt es nahe, diese Art von Objektumgebungen als Gruppen zu identifizieren. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird daher zwischen Gruppen ($r_c < 100$) und Haufen ($r_c \geq 100$) unterschieden.

7.3.2. Gemittelte Umgebungen

Besitzen Objekte mit bestimmten Eigenschaften eine Tendenz zu Haufen oder Gruppen? Diese Frage wird in den folgenden Abschnitten untersucht. Als Ausgangspunkt dienen gemittelte Dichteprofile von Objekten mit bestimmten Merkmalen (z. B. Objekte aus einem festgelegten Rotverschiebungsintervall). Wie teilweise in vorherigen Betrachtungen geschehen, wird weiterhin zwischen der Einzelfiltersuche (Teilabbildung (a)) und der HyperZ-Suche (Teilabbildung (b)) unterschieden.

Alle Objekte

In Abbildung 7.9 wurden die Radialprofile aller jeweiligen Objekte gemittelt. Beim Vergleich der beiden Radialprofile zeigt sich im Fall der Einzelfiltersuche im innersten Kreis eine im Durchschnitt erhöhte Galaxiendichte, die sich signifikant von der Hintergrunddichte unterscheidet. Im weiteren Verlauf ist die Überdichte innerhalb der Fehler mit der Hintergrunddichte vereinbar (150 kpc-250 kpc) oder knapp außerhalb der 1σ -Fehler oberhalb der Hintergrunddichte. Im Mittel besitzen die Umgebungen der untersuchten AGNs in der Einzelfiltersuche somit im zentralen Bereich

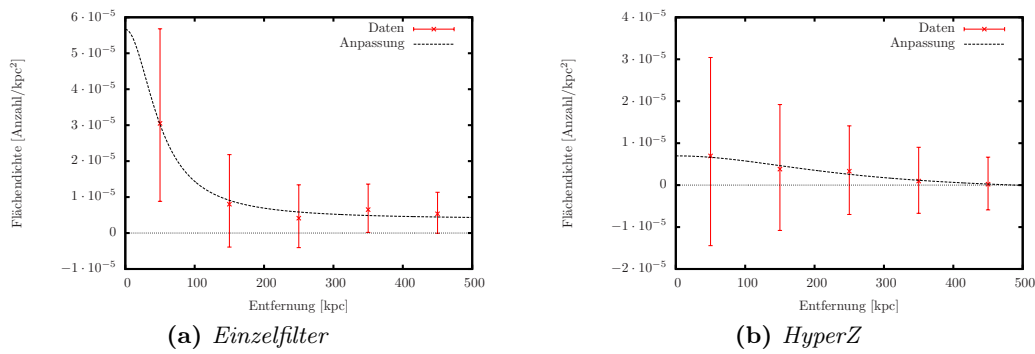


Abb. 7.9.: Die gemittelten radialen Flächendichteprofile aller Objektumgebungen

eine signifikante Überdichte und zeigen mindestens Gruppencharakter mit einer leichten Überdichte im Außenbereich.

Die Suche mit Hilfe von HyperZ zeigt hier nur eine kleine Abweichung von der Hintergrunddichte, die jedoch noch innerhalb des 1σ -Fehlers mit der Hintergrunddichte vereinbar ist. Wenn man bedenkt, dass von den 23 Objektumgebungen drei Haufen, drei Gruppen und der Rest Umgebungen mit einer Feld- oder Unterdichte sind (siehe auch Abschnitt 7.3.3), so ist das die logische Konsequenz.

Gruppen und Haufen

Eine Mittelung der Profile, getrennt für Haufen und Gruppen, bestätigt die Einordnung aus 7.3.1 für die Suche mit einem Filter: Gruppen zeichnen sich durch eine teils stark erhöhte Dichte innerhalb der ersten 100 kpc – 200 kpc aus. Außerhalb dieses Radius' ist die Dichte auf nahezu Feldgalaxiendichte abgefallen. In dem gemittelten Profil der Haufen zeichnen sich in der Betrachtung des Dichteprofiles durch eine, im Vergleich mit Gruppen, geringere zentrale Überdichte aus. Dagegen ist selbst bis zu einem Abstand von 500 kpc von dem AGN die Objektdichte noch nicht auf die Hintergrunddichte abgefallen. Das gemittelte radiale Dichteprofil für Objekte ohne Überdichte in der Umgebung ist innerhalb der Fehler mit der Hintergrunddichte vereinbar (Abbildung 7.10a). In diesen drei gemittelten Dichteprofilen wurden acht Objekte zum mittleren radialen Haufendichteprofil, sechs zum mittleren radialen Gruppendichteprofil und neun für Umgebungen mit keiner Überdichte gemittelt.

Ein abweichendes Bild entsteht bei der Betrachtung der Grafik für die HyperZ-Haufensuche aus (Abbildung 7.10b). Die Überdichte für Gruppen liegt für Radien größer als 450 kpc außerhalb der 1σ -Fehler auf einem Niveau oberhalb der Hintergrunddichte und geht nicht, wie bei der Einzelfilterhaufensuche auf die Hintergrunddichte zurück. In der HyperZ-Suche besteht das Profil für Haufen nur aus drei Objekten und ist schwer mit den acht gemittelten Objekten aus der Filter-Haufensuche vergleichbar. Dies beruht auf der starken Streuung der Dichten in den jeweiligen Entfernungen.

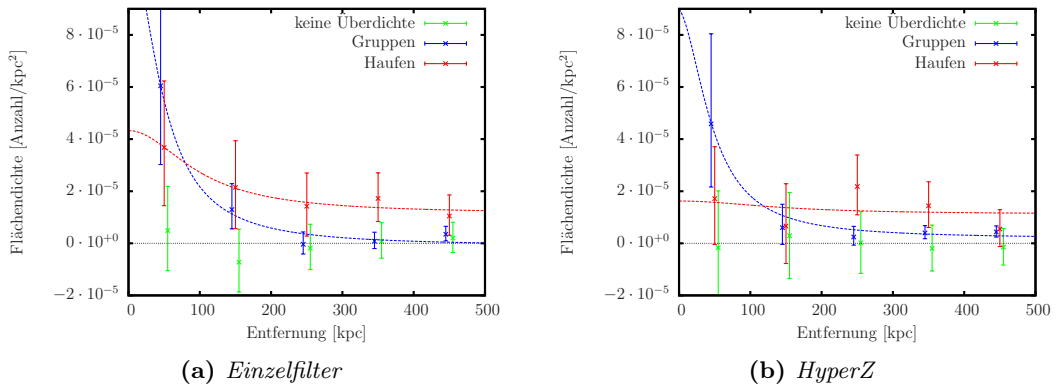


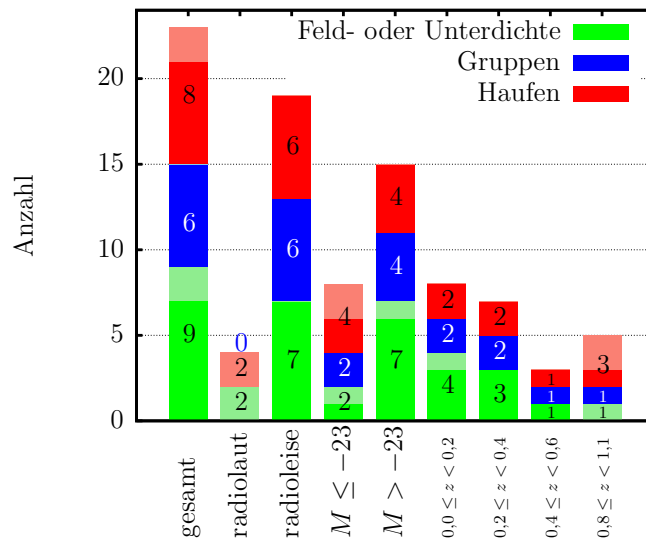
Abb. 7.10.: Diese Abbildung differenziert zwischen gemittelten Haufen- (rot), Gruppenprofilen (grün), keiner Überdichte (blau), Einfiltersuche (a) und der HyperZ-Suche (b) unterschieden. Die grünen und blauen Dichtepunkte wurden gegen die Punkte der roten Kurve zur besseren Ablesbarkeit um ± 5 kpc in x -Richtung verschoben. Anpassungen mit einem King-Profil an die gemittelten Profile stellen die gestrichelten Linien dar.

7.3.3. Eigenschaften der Umgebungen der beobachteten AGNs

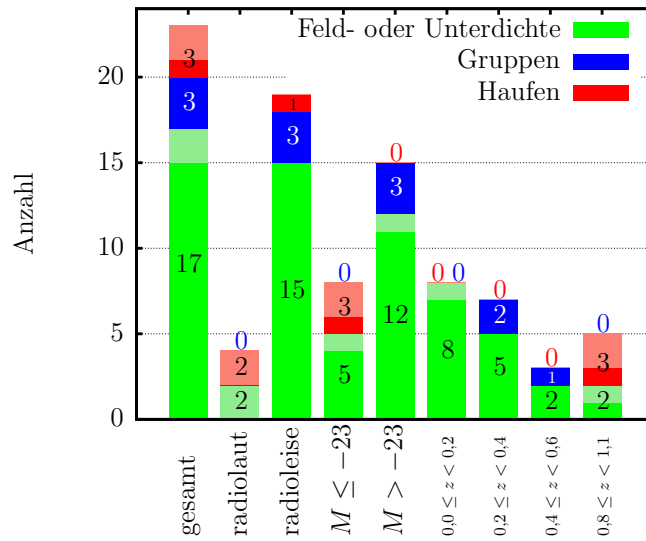
Eine Einteilung in mehr Klassen erfolgt in diesem Abschnitt. Die Überdichten werden jetzt nicht nur nach Gruppen und Haufen unterschieden. Zusätzlich erfolgt eine Einteilung der in ihnen beheimateten AGNs, nach radiolaut und radioleise. Ebenso werden die Umgebungen von sehr leuchtkräftigen AGNs (absolute Helligkeiten sind heller als -23 mag) und weniger leuchtkräftigen AGNs gegenüber gestellt und das Haufen- und Gruppenverhalten in Abhängigkeit von der Rotverschiebung näher untersucht.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass aufgrund der kleinen Anzahl von 23 Objekten in der gesamten Stichprobe die einzelnen Klassen gering besetzt sind. Die folgenden Ergebnisse sind daher als Tendenz anzuschauen und sind durch die großen relativen Fehler starken statistischen Schwankungen unterworfen. Ein weiterer kritischer Punkt ist die Auswahl der aktiven Galaxienkerne. Der AGN-Katalog hat in den letzten Jahren stark von Himmelsdurchmusterungen profitiert, die die Anzahl an Katalogobjekten stark ansteigen ließen. Diese Himmelsdurchmusterungen sind flusslimitiert, d. h. weiter entfernte Objekte sind leuchtkräftiger (Malmquist Bias). Hier sind die Leuchtkraftverteilungen von Objekten mit wachsender Rotverschiebung schon allein deswegen auch ohne kosmologische Entwicklung verschieden. Die Einordnung von radiolauten AGN in zwei verschiedene Helligkeitsklassen ist mit Vorsicht zu betrachten, da relativistische Effekte in einem Jet, je nach Lage zum Beobachter, die scheinbare Helligkeit erhöhen können (Beaming).

Die Abbildung 7.11 zeigt, dass HyperZ im Vergleich zu der Haufensuche mit dem Einzelfilter, generell weniger Objekte den Umgebungen der AGNs zuordnet. So findet HyperZ nur drei Haufen. In der Einzelfiltersuche sind es acht. Auch Gruppen werden von HyperZ weniger gefunden. Im Umkehrschluss sind Felddichten wesent-



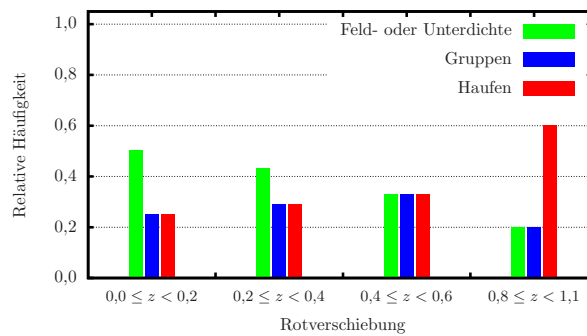
(a) Einzelfilter



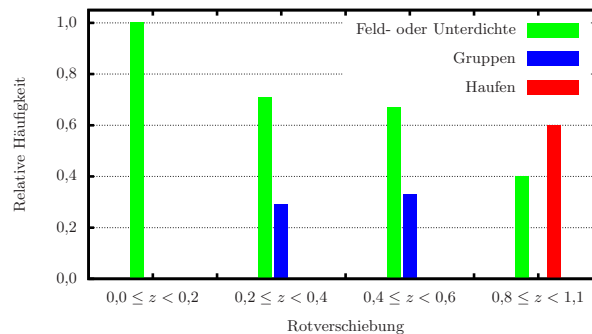
(b) HyperZ

Abb. 7.11.: Verteilung von Haufen und Gruppen für verschiedene Klassen der aktiven Galaxienkerne: Die Zahlen innerhalb der einzelnen Teilbalken (Für zu dünne Teilbalken stehen die Zahlen in der jeweiligen Farbe oberhalb des gesamten Balkens) geben die Anzahl der Objekte für die jeweilige Untergruppe an. Die helleren Anteile in den jeweiligen Farben stellen radiolaute Objekte in der betreffenden Gruppe dar. Während die Identifikation der Haufen und Gruppen in Unterabbildung (a) anhand eines einzelnen Filters erfolgte, wurde die Auswahl der Objekte in (b) durch HyperZ getroffen. Die Klasse „gesamt“ steht für alle Objekte der Stichprobe.

lich häufiger anzutreffen. Für die Einzelfilterhaufensuche ist die Verteilung von Haufen:Gruppen:Feld- oder Unterdichte mit 8:6:9 ungefähr gleich. Im Gegensatz dazu sind in der HyperZ-Haufensuche zwar die Haufen und Gruppen mit jeweils drei Objekten gleich vertreten aber mit 17 Objekten dominiert die Feldgalaxiendichte. Beim Vergleich zwischen den beiden Suchmethoden unterstützen die folgenden Tendenzen der HyperZ-Suche die Tendenzen der Einzelfiltersuche. Sowohl radiolaute als auch helle aktive Galaxienkerne und solche mit einer Rotverschiebung von 0,8 bis 1,1 besitzen bei beiden Suchmethoden den größten relativen Anteil in der jeweiligen Klasse an Haufen. Eine weitere Gemeinsamkeit ist in der folgenden Abbildung 7.12 zu sehen. Während bei beiden Suchmethoden die Anzahl der Objekte, deren Umgebungsdichte die Feldgalaxiendichte aufweist, mit zunehmender Rotverschiebung abnimmt, nimmt die Anzahl der gefundenen Haufen in den Umgebungen mit wachsender Rotverschiebung zu. Der Anteil von Gruppen bleibt innerhalb der Fehler konstant.



(a) Einzelfilter



(b) HyperZ

Abb. 7.12.: Relativer Anteil von Haufen und Gruppen für die vier verschiedenen Rotverschiebungsklassen in der Umgebung aktiver Galaxienkerne: Der relative Anteil bezieht sich auf die Gesamtanzahl von Objekten in einer Rotverschiebungsklasse.

7.3.4. Vergleich der beiden Suchmethoden

Ein Blick auf die Abbildung 7.11 zur Verteilung von Feldgalaxiedichten, Gruppen und Haufen in AGN-Umgebungen zeigt deutlich, dass HyperZ im Vergleich zu der Haufensuche mit dem Einzelfilter generell weniger Haufen und Gruppen identifiziert. Das kann (wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt) daran liegen, dass in der χ^2_ν -Verteilung der Anpassung der Spektren an die photometrischen Datenpunkte mehrere Maxima vorliegen oder jene Funktion über einen größeren Bereich hohe Werte besitzt und somit viele Rotverschiebungen eine ähnlich hohe Wahrscheinlichkeit aufweisen. Daher ist nicht ausgeschlossen, dass das absolute Maximum nicht in den Rotverschiebungsbereich des AGN fällt, obwohl die errechnete Wahrscheinlichkeit nur unwesentlich kleiner als die am absoluten Maximum ist. Vier Haufen und vier Gruppen der Einzelfiltersuche wurden mit der anderen Methode noch nicht einmal als Gruppen identifiziert. Für eine Objektumgebung erkannte HyperZ eine Gruppe anstatt eines Haufens aus der Einzelfiltersuche. Der wesentliche Anteil von diesen unterschiedlichen Zuordnungen durch die zwei Methoden geschieht durch Objekte in einem einzigen Feld. Während in den restlichen Feldern insgesamt zwei Objektumgebungen unterschiedlich klassifiziert wurden (von insgesamt 13 Objekten; darunter vier Gruppen und drei Haufen), liegen die verbleibenden sieben Ausreißer in diesem Feld. Allein eine Gruppe wurde durch HyperZ hier übereinstimmend mit der Einzelfiltersuche (von zehn Objekten insgesamt) gefunden. Die Einzelfiltersuche fand dagegen zusätzlich fünf Haufen und zwei Gruppen. Weil die Abweichungen in einem Feld gehäuft auftreten, spricht das für einen systematischen Fehler. Das Problem in diesem Feld betrifft den U-Filter. Die Aufnahmen in diesem Filter zeigen eine Defokussierung der Sterne auf eine Halbwertsbreite von etwa $3,7''$. In diesem Feld befinden sich hauptsächlich Objekte mit einer kleinen Rotverschiebung ($0,129 \leq z \leq 0,239$). Die 4000 \AA -Kante liegt in diesen Fällen im B-Filter, so dass zur Bestimmung der photometrischen Rotverschiebungen auf die Objekthelligkeiten im U-Filter nicht verzichtet werden kann. Aufgrund der Unschärfe wird als Grenzgröße in der Aufnahme nur die durchschnittliche Helligkeit einer E0-Galaxie in der Entfernung der AGNs erreicht. Somit ist sie für eine Haufensuche nicht mehr ausreichend und die photometrischen Rotverschiebungen werden ungenauer. Erschwerend kommt hinzu, dass die Abbildung in den anderen Filtern ebenfalls auf diese Halbwertsbreite gebracht werden müssen, d. h. in diesen Filtern ist die Grenzgröße ebenfalls zu gering. Die geringe Grenzgröße träfe ebenfalls auf Objekte höherer Rotverschiebung zu. Das ist in diesen Fällen jedoch nicht so tragisch, weil die 4000 \AA -Kante von anderen Filtern eingeschlossen werden kann und auf die Aufnahmen im U-Filter verzichtet wurden. In diesen Fällen werden in den restlichen Filtern die Grenzgrößen erreicht, weil die restlichen Filter eine wesentlich bessere Fokussierung aufweisen. Neben diesen unterschiedlichen Ergebnissen der beiden Suchverfahren zeigen sich auch Gemeinsamkeiten. Übereinstimmend wurden von beiden Methoden zwei Haufen und zwei Umgebungen mit Feldgalaxiedichte in der Umgebung von radiolauten AGNs gefunden. Ebenfalls identisch ist der Haufenanteil von 60 % in dem Rotverschiebungsintervall $0,8 < z < 1,1$. Innerhalb der Fehler stimmt gleichermaßen der relative Anteil der Haufen (40 % – 50 %) für

helle AGNs. Konsistenz zeigte sich darüber hinaus, dass mit der HyperZ-Suche keine Gruppen oder Haufen gefunden wurden, die nicht auch mit der Einzelfiltersuche ermittelt wurden.

Im Wesentlichen (wenn man das Feld mit den unscharfen Bildern im U-Filter außen vor lässt) bestätigen die Ergebnisse der Galaxiensuche mit HyperZ die Ergebnisse der Einzelfiltersuche. Es bleiben die beiden unterschiedlich bewerteten Objektumgebungen. Vorstellbar ist in diesen Fällen eine erhöhte Galaxiendichte mit den entsprechenden Helligkeiten auf der Sichtlinie Beobachter \rightarrow AGN. Die Nachbarschaft zum AGN ist in diesen Fällen nur scheinbar, weil sich die Objekte mit einer deutlich unterschiedlichen Rotverschiebung vor oder hinter dem AGN befinden. Dieser Effekt wird zwar durch Bestimmung der Hintergrundgalaxiendichte in direkter Nachbarschaft zum AGN verringert, kann aber nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Eine genaue Bestimmung kann erst mit einer Spektroskopie erfolgen. Für Grenzfälle zu Gruppen sind die Ergebnisse vom Einzelfilter im Vergleich zu der HyperZ-Suche zu unterschiedlich (siehe Abbildung 7.13).

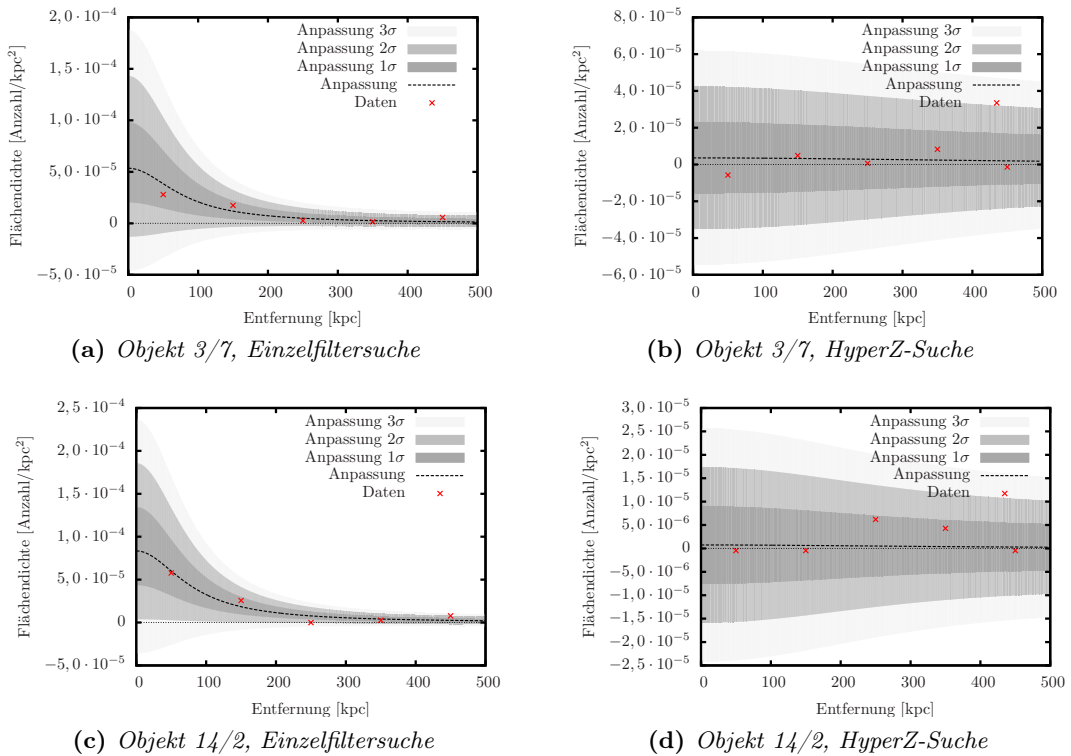


Abb. 7.13.: Diese Grafiken gibt den Verlauf der radialen Galaxiendichte für die zwei von der Einzelfiltersuche und HyperZ unterschiedlich bewerteten Objekte 3/7 und 14/2.

8.1. Interpretation

In dem vorherigen Abschnitt 7.3 wurden die puren Ergebnisse dargelegt, ohne weitere Kommentar. In diesem Abschnitt findet eine statistische Untersuchung dieser Daten statt. Sind die Auffälligkeiten statistisch signifikant, oder handelt es sich nur um statistische Schwankungen aufgrund der kleinen Zahl an beobachteten Objekten? Für die folgende Interpretation werden die unterschiedlichen Einteilungen in „radiolaut“, „radioleise“, usw. mit Klassen bezeichnet. Die Gesamtmitgliederzahl in den einzelnen Klassen wird mit N bezeichnet. Dagegen sind „Felddichten“, „Gruppen“ und „Haufen“¹ sogenannte Unterklassen mit einer in den Beobachtungen ermittelten Anzahl an Mitgliedern (n_i, n_j, n_k). Somit gilt $N = n_i + n_j + n_k$. Die konkreten Zahlen, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden, sind in den Tabellen D.5 (HyperZ) und D.4 (Einzelfilter) im Anhang zusammengefasst. An dieser Stelle werden die Ergebnisse und als Beispiele die Verteilungen der gesamten Stichprobe, d. h. aller 23 Objektumgebungen, aus der Filter- und HyperZ-Suche diskutiert.

Unter der Annahme, dass die beobachteten Eigenschaften der aktiven Galaxienkerne durch das vereinheitlichte Modell beschrieben werden können, sollte sich keine Präferenz für Haufen, Gruppen oder Felddichten in den Objektumgebungen zeigen und alle Untergruppen sollten gleichmäßig besetzt sein. Die Einzelwahrscheinlichkeiten erfüllen die Gleichung $p_i + p_j + p_k = 1$ und sollten demnach

$$p_i = p_j = p_k = \frac{1}{3} \quad (8.1)$$

sein. Für die Klasse mit allen beobachteten Objekten waren die Voraussetzungen

¹In den folgenden Formeln werden die Unterklassen mit Felddichten = i, Gruppen = j und Haufen = k abgekürzt

- eine erwartete Besetzung von mehr als fünf in allen Unterklassen
- die Gesamtanzahl $N > 20$
- diskrete Grundgesamtheit

erfüllt, so dass der χ^2 -Test auf die komplette Klasse angewendet werden konnte. Als Nullhypothese wurde eine Gleichverteilung dieser drei Unterklassen angesetzt und die Gegenhypothese ist dementsprechend die Ablehnung einer Gleichverteilung. Das Signifikanzniveau wurde auf $\alpha = 0,05$ festgelegt. Der Test verwarf die Hypothese für die Haufensuche mit Einzelfiltern nicht ($\chi^2 = 0,6$ ist wesentlich unterhalb des kritischen Wertes von $c_\chi = 7,4$). Die Gleichverteilung der gleichen Klasse der HyperZ-Haufensuche wird jedoch mit einem $\chi^2 = 17$ abgelehnt. Die restlichen Klassen können nicht mehr auf diese Weise getestet werden, weil mindestens eine der Voraussetzungen nicht mehr erfüllt ist und der Test dadurch ungenau wird. Hier kommt dann der zweiseitige Binomialtest zum Einsatz. Liegt die Besetzungszahl n einer Unterklasse in einem bestimmten Intervall $c_1 \leq n_x \leq c_2$, so gilt die Hypothese für diese Unterklasse als nicht verworfen. Wenn alle drei Unterklassen nicht verworfen werden, so kann auch die Hypothese für die gesamte Klasse nicht verworfen werden. Für die kritischen Werte c_1 und c_2 gilt:

$$\sum_{m=0}^{c_1-1} \binom{N}{m} \cdot p_x^m \cdot (1-p_x)^{N-m} \leq \frac{\alpha}{2} \quad (8.2)$$

$$\sum_{m=c_2+1}^N \binom{N}{m} \cdot p_x^m \cdot (1-p_x)^{N-m} \leq \frac{\alpha}{2} \quad (8.3)$$

- α : Signifikanzniveau
 N : Mitgliederzahl in der Klasse
 p_x : Einzelwahrscheinlichkeit der Untergruppen $x = \{i, j \text{ oder } k\}$
 c_1 : Unterer kritischer Wert
 c_2 : Oberer kritischer Wert

Die Tests ergaben, dass in der Einzelfiltersuche in keiner Klasse die Hypothese einer Gleichverteilung abgelehnt werden kann. Für die HyperZ-Haufensuche trifft das auf fünf Klassen (radiolaut; $M \leq -23$; $0,2 \leq z < 0,4$; $0,4 \leq z < 0,6$ und $0,8 \leq z < 1,1$) zu. Die kritischen Werte aller Klassen stehen in den Tabellen D.4a und D.5a im Anhang.

Diese Art des statistischen Tests ist allerdings nicht völlig problemlos. Er setzt eine obere Grenze (Signifikanzniveau α) für den sogenannten Fehler 1. Art, also einer Ablehnung einer Hypothese, obwohl sie richtig ist. Im Gegenzug wird der Fehler 2. Art (Beibehaltung der Hypothese bei richtiger Alternativhypothese) recht groß. Als Beispiel wird er an dieser Stelle für die Felddichte in der gesamten Stichprobe der Einzelfiltersuche mit einer Einzelwahrscheinlichkeit von $p_{f2} = 10\%$ anstatt der 33%

berechnet. Das Vertrauensintervall ist für eine Einzelwahrscheinlichkeit von $\frac{1}{3}$ auf $[3, 12]$ beschränkt. Die Wahrscheinlichkeit für den Fehler 2. Art ergibt sich dann zu:

$$\sum_{m=0}^{12} \binom{N}{m} \cdot p_{f2}^m \cdot (1 - p_{f2})^{N-m} - \sum_{m=0}^3 \binom{N}{m} \cdot p_{f2}^m \cdot (1 - p_{f2})^{N-m} \approx 20 \% \quad (8.4)$$

Hier wird deutlich, dass man bei einer Nichtablehnung der Hypothese mit dem Binomialtest nicht direkt auf die Richtigkeit schließen kann. Denn, wie in diesem Fall, ist die Wahrscheinlichkeit für den Fehler 2. Art größer als der festgelegte Fehler 1. Art. Es müssen somit noch weitere Untersuchungen folgen. So bietet es sich an, eine weitere Wahrscheinlichkeit, im folgenden P_{unter} genannt, zu betrachten. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der gemessenen Anzahl in der jeweiligen Unterklasse, ohne Berücksichtigung der Besetzungszahlen der beiden restlichen Unterklassen an. Die Berechnung erfolgt nach

$$P_{\text{unter},x} = \binom{N}{n_x} \cdot p_x^{n_x} \cdot (1 - p_x)^{N-n_x}. \quad (8.5)$$

- $P_{\text{unter},x}$: Besetzungswahrscheinlichkeit der Unterklasse $x = \{i, j \text{ oder } k\}$ ohne Berücksichtigung der Besetzungszahlen der beiden restlichen Unterklassen
 N : Mitgliederzahl in der Klasse
 n_x : Mitgliederzahl in der Unterklasse $x = \{i, j \text{ oder } k\}$
 p_x : Einzelwahrscheinlichkeit der Untergruppe $x = \{i, j \text{ oder } k\}$

Mit 14,2 %; 14,1 %; 17,1 % (Felddichten, Gruppen; Haufen) sind die Wahrscheinlichkeiten der Unterklassen der gesamten Stichprobe in der Einzelfiltersuche im Vergleich zur HyperZ-Suche mit 0,0 %; 2,0 %; 2,0 % wesentlich wahrscheinlicher. Auch mit diesem Ansatz werden die Ergebnisse der Binomial- und χ^2 -Tests unterstützt. Die Resultate der anderen Klassen stimmen ebenfalls mit den Binomialtests überein (Erneut finden sich die Werte aller Klassen in den Tabellen D.4a und D.5a im Anhang.). Die Werte zeigen, dass eine Gleichverteilung anhand der beobachteten Messwerte, statistisch gesehen, nicht unwahrscheinlich sind.

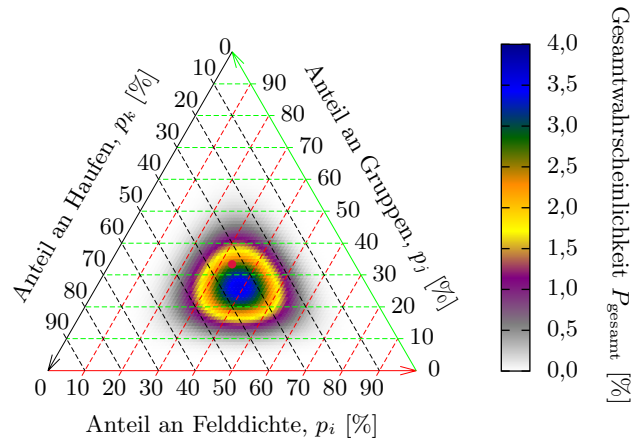
Einen Schritt weiter geht die Berechnung der Wahrscheinlichkeit, die die Verteilung der Mitglieder in allen drei Unterklassen gleichzeitig exakt reproduziert, eine Art Absolutwahrscheinlichkeit:

$$P_{\text{absolut}} = \frac{N!}{n_i! \cdot n_j! \cdot n_k!} \cdot p_i^{n_i} \cdot p_j^{n_j} \cdot p_k^{n_k} \quad (8.6)$$

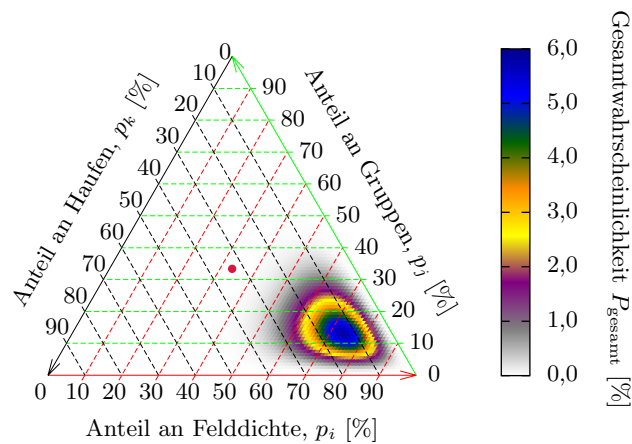
- P_{absolut} : Absolutwahrscheinlichkeit der jeweiligen Klasse
 N : Mitgliederzahl der Klasse
 $n_{i,j,k}$: Mitgliederzahl der Unterklassen i, j und k
 $p_{i,j,k}$: Einzelwahrscheinlichkeit der Unterklassen i, j und k

Die berechneten Wahrscheinlichkeiten (P_{absolut}) der Gesamtstichprobe (siehe Tabellen D.4a und D.5a im Anhang) erscheinen mit 2,6 % (Einzelfilter) und 0,0 % (Hy-

perZ) eher klein im Vergleich zu den Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Untergruppen (P_{unter}). Für die HyperZ-Suche ist das nachvollziehbar, weil in diesem Fall die Hypothese einer Gleichverteilung abgelehnt wurde und die absolute Wahrscheinlichkeit das sehr gut widerspiegelt. Die kleine Wahrscheinlichkeit für die Einzelfiltersuche relativiert sich bei Betrachtung des Ternärplots in Abbildung 8.1a. In dieser Grafik



(a) Einzelfilter



(b) HyperZ

Abb. 8.1.: Diese Grafik zeigt die Absolutwahrscheinlichkeit P_{absolut} in der Farbe kodiert (Formel 8.6) in Abhängigkeit von den Variablen p_i, p_j und p_k für die gesamte Stichprobe. Der rote Punkt gibt die Position der Gleichverteilung der drei Unterklassen an.

sind, die in der Hypothese auf $\frac{1}{3}$ gesetzten Einzelwahrscheinlichkeiten, p_i, p_j und p_k variabel und die Farbe kodiert die Absolutwahrscheinlichkeit P_{absolut} nach der Formel 8.6. Für die HyperZ-Suche liegt der Punkt der Gleichverteilung (in der Grafik mit einem roten Punkt gekennzeichnet) signifikant außerhalb der von Null verschiedenen Gesamtwahrscheinlichkeiten. Das deckt sich mit der Ablehnung der Hypothese durch

den χ^2 - und Binomialtest. Die Absolutwahrscheinlichkeit von 2,6 % für die Gleichverteilung mit der Einzelfiltersuche liegt recht nahe an der Maximalwahrscheinlichkeit P_{\max} von 3,6%. Unter der Bedingung

$$\text{Verhältnis} = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{max}}} \geq 0,05 \quad (8.7)$$

ergibt sich eine weitere Testmöglichkeit, die die Ergebnisse (d. h. die Nichtablehnung der Hypothese) aus den Binomialtests bestätigt. Die Abbildungen der weiteren Klassen befinden sich im Anhang E. Gerade in der Einzelfiltersuche zeigt sich, dass die gemessenen Werte nicht stark von einer Gleichverteilung abweichen. So liegt das Verhältnis aus Formel 8.7, bis auf eine Ausnahme, oberhalb von 0,48. Radiolaute AGN besitzen ein Verhältnis von 0,2, das trotzdem noch oberhalb der geforderten 0,05 liegt.

Die folgende Untersuchung geht nicht mehr von bekannten Einzelwahrscheinlichkeiten aus, sondern es werden deren Konfidenzintervalle $[p_1, p_2]_i$, $[p_1, p_2]_j$ und $[p_1, p_2]_k$ bestimmt. Sie geben an, dass in $\beta = 5\%^2$ aller Stichproben die ermittelten Einzelwahrscheinlichkeiten außerhalb dieses Intervalls liegen. Dazu wird das Verfahren nach C. Clopper und E. Pearson angewendet. Das bedeutet, dass Gleichungen 8.8 und 8.9 erfüllt sein müssen:

$$\sum_{m=n_x}^N \binom{N}{m} \cdot p_1^m \cdot (1-p_1)^{N-m} = \frac{\beta}{2} \quad (8.8)$$

$$\sum_{m=0}^{n_x} \binom{N}{m} \cdot p_2^m \cdot (1-p_2)^{N-m} = \frac{\beta}{2} \quad (8.9)$$

- N : Gesamtzahl an Mitgliedern einer Klasse
- n_x : Mitgliederzahl der Unterklasse $x = \{i, j \text{ oder } k\}$
- p_1 : Untere Grenze der Einzelwahrscheinlichkeit
- p_2 : Obere Grenze der Einzelwahrscheinlichkeit

Erneut seien als Beispiel die Ergebnisse für die gesamte Stichprobe genannt. Sie sind in der Tabelle 8.1 zusammengefasst und in den Tabellen D.4 und D.5 im Anhang für alle Klassen aufgelistet.

Die Konfidenzintervalle der Unterklassen beinhalten in der Einzelfiltersuche, nahezu in der Mitte des Intervalls, die in der Hypothese vermuteten Einzelwahrscheinlichkeiten aus Formel 8.1. Damit wird die Nichtablehnung der Hypothese in diesem Fall erneut bestätigt. Es zeigt sich aufgrund der geringen Anzahl an Daten auch die sehr große statistische Unsicherheit in der sehr großen Breite der Konfidenzintervalle. Die Intervalle in der HyperZ-Suche schließen in den Gruppen und Haufen die Einzelwahrscheinlichkeiten der Hypothese an den oberen Enden der Intervalle ein. Das Konfidenzintervall der Felddichtenumgebung schließt die vermutete Einzel-

²Dieser Wert wurde in Anlehnung an das Signifikanzniveau der Binomial- und χ^2 -Tests festgelegt.

	(a) <i>Einzelfilter</i>			(b) <i>HyperZ</i>			
	Felddichte	Gruppe	Haufen	Felddichte	Gruppe	Haufen	
p_1 [%]	19	10	16	p_1 [%]	50	3	3
p_2 [%]	61	48	57	p_2 [%]	90	34	34

Tab. 8.1.: Die Konfidenzintervalle der Einzelwahrscheinlichkeiten in der gesamten Stichprobe getrennt nach den Unterklassen

wahrscheinlichkeit jedoch nicht ein. Somit ergibt auch diese Berechnung eine weitere Unterstützung für die Ablehnung der Hypothese im Binomial- und χ^2 -Test.

Zusammenfassend kann man sagen, dass nur mit der HyperZ-Suche eine Gleichverteilung von Felddichten, Gruppen und Haufen in vier Klassen auf einem Signifikanzlevel von 5 % ausgeschlossen werden konnte. Auch weitere statistische Betrachtungen konnten keine weiteren Klassen von einer Gleichverteilung ausschließen. Der Ausschluss der Klassen der HyperZ-Suche relativiert sich unter Beachtung der Probleme in Feld 5 (unscharfer U-Filter). Die Rotverschiebung z von 50 % Objekten liegt in dem Bereich $0,0 \leq z < 0,2$. Darüber hinaus ist die absolute Helligkeit von 80 % der AGN in diesem Feld schwächer als -23 mag. Radioleise sind sogar 90 % der Objekte. Genau das sind jedoch die Klassen, in denen die Gleichverteilung der drei Unterklassen abgelehnt wurde. Damit besteht die Möglichkeit, dass der unscharfe U-Filter für die starke Abweichungen in diesen Klassen verantwortlich ist und sich auch auf das Ergebnis der gesamten Stichprobe durch schlägt.

Die Umgebungen radioleiser aktiver Galaxienkerne zeigen keine Präferenz für Haufen, Gruppen oder Felddichten. Für die radiolauten AGN-Umgebungen ist das Ergebnis statistisch gesehen weit weniger untermauert. Insgesamt wurden nur vier Vertreter dieser Objekte untersucht. Innerhalb der Fehler ist ebenfalls eine Gleichverteilung denkbar, das zusammengenommen für das vereinheitlichte Modell aktiver Galaxienkerne spricht. Für eine handfeste Aussage ist die Anzahl der Objekte jedoch zu gering. Genauso kann man auch nur von einer Tendenz zu Haufen in der Umgebung der hellen AGN sprechen, auch wenn hier die Tendenz stärker ist. Das spräche für eine Abhängigkeit der AGN-Aktivität von der Anzahl der Wechselwirkungen mit Nachbargalaxien: Eine größere Anzahl an Nachbargalaxien in Haufen, im Vergleich zu Gruppen, bewirkt auch eine größere Anzahl an Wechselwirkungen, die wiederum zu einer erhöhten AGN-Aktivität führt. Für spärlich-symmetrische Akkretionsprozesse gibt es eine Obergrenze der Leuchtkraft eines akkretierenden Objektes: Das Eddington Limit. Es ist proportional zur zentralen Objektmasse. Oberhalb dieser Grenze ist der Strahlungsdruck größer als die Gravitationskraft und es kann keine Materie mehr akkretiert werden. Das bedeutet für Objekte mit einer hohen Leuchtkraft eine große Masse des zentralen Schwarzen Lochs. Sie residieren in massereichen Halos, die die nötige Masse für das Wachstum des Schwarzen Lochs bereitstellen. Solche Halos besitzen darüber hinaus auch genug Masse, um Galaxienhaufen zu bilden (Springel u. a., 2005). Neuere Simulationen unter Einbeziehung von magneto-

hydrodynamischen Prozessen deuten an, dass leuchtkräftige QSOs mit verschiedenen Rotverschiebungen nicht in den massereichsten Halos sitzen (Fanidakis u. a., 2013). Für geringe Rotverschiebungen ($z \leq 2$) zeigten auch direkte Beobachtungen mit Himmelsdurchmusterungen (2dF: z. B. Porciani u. a. (2004) und SDSS : z. B. Ross u. a. (2009)) solch ein Verhalten. Es ist daher durchaus möglich, dass die vermutete Tendenz tatsächlich nur eine statistische Schwankung ist. Eine genauere Betrachtung unter Einbeziehung der Entfernungen der QSOs (Abbildung 8.2) zeigt, dass alle QSOs mit einem Haufen in ihrer Umgebung eine Rotverschiebung von mehr als 0,599 besitzen. Ein leuchtkräftiges Objekt mit geringerer Rotverschiebung ist hingegen in einer Gruppe eingebettet. Ein weiteres mit geringer Rotverschiebung ($z = 0,224$) besitzt keine erhöhte Galaxiendichte im Umfeld.

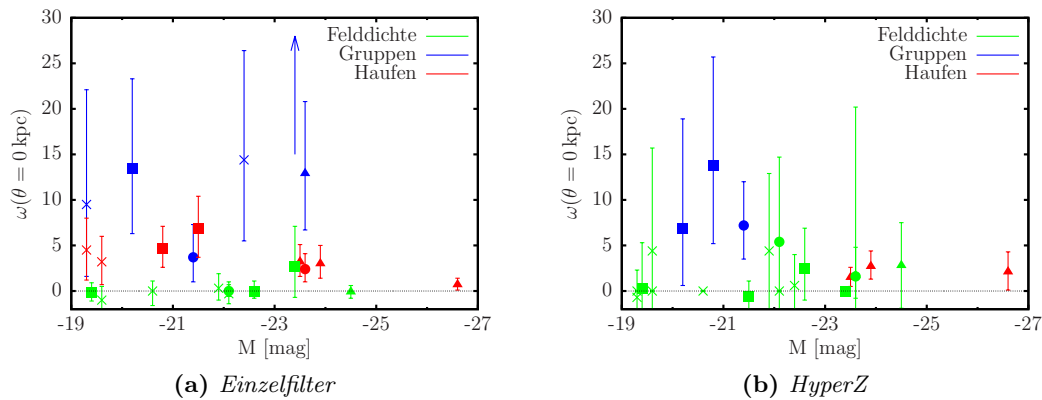


Abb. 8.2.: $\omega(\theta = 0)$ in Abhängigkeit von der absoluten Helligkeit. Die Farben unterscheiden zwischen Felddichte (grün), Gruppen (blau) und Haufen (rot). Der Pfeil in Teilabbildung (a) kennzeichnet, wie in Abbildung 7.6.(a) ein Objekt außerhalb der Grenzen des Graphen ($z = 0,383, M = -23,4$). In Teilabbildung (b) sind manche Datenpunkte ohne Fehlerbalken. In diesen Fällen scheiterte eine Anpassung wegen einer zu geringen Anzahl an Objekten in der Umgebung. Die Rotverschiebungen sind in den verwendeten Symbolen kodiert:
 \times : $0,0 \leq z \leq 0,2$ \blacksquare : $0,2 \leq z \leq 0,4$ \bullet : $0,4 \leq z \leq 0,6$ \blacktriangle : $0,8 \leq z \leq 1,1$

In Anlehnung an Yee und Ellingson (1993) könnte dieses Verhalten dahingehend gedeutet werden, dass sich reichere Haufen mit höheren Rotverschiebungen im Laufe der Zeit ihrem Gleichgewicht genähert und sich somit die Wechselwirkungsrate verringert hat. Das führte zu einem Abflauen der AGN-Aktivität und einem einhergehenden Leuchtverlust. Das erklärt die leuchtkräftigen aktiven Galaxienkerne mit einer Rotverschiebung von $z \geq 0,599$ und einer Haufenumgebung, wie sie bei niedrigeren Rotverschiebungen nicht mehr angetroffen werden. Die in Haufen eingebetteten nahen AGN besitzen durchweg absolute Helligkeiten von weniger als -22 mag. Demgegenüber stehen kompakte Gruppen. Sie besitzen zwar eine geringere Zahl an Mitgliedern, die aber auf einem wesentlich kleineren Raumgebiet verteilt sind. Nach Modellrechnungen von Lin u. a. (1988) sorgen nicht nur direkte Kollisionen von Galaxien für einen Gastransport in die Nähe des zentralen Schwarzen Lochs. Auch in einem Abstand von mehreren Galaxiendurchmessern sorgt die gravitative

Wechselwirkung schon für einen Transport von Materie in das Zentrum. Da in kompakten Gruppen die Mitglieder generell dichter beisammen sind als in Haufen (in der Abbildung 8.2 gut zu erkennen an dem wesentlich größeren $\omega(\theta = 0)$ im Vergleich zu Haufen), findet sich in solchen kompakten Gruppen sowohl mit hohen als auch mit niedrigen Rotverschiebungen eine erhöhte Aktivität. Diese Tendenz (2 Objekte) könnte sich ebenfalls in der Abbildung 8.2a ablesen lassen. Neben einer Gruppe aus dem Rotverschiebungsintervall $0,8 \leq z \leq 1,1$ mit einer AGN-Absolutelligkeit von heller als $M = -23$ existiert eine weitere Gruppe mit einer geringeren Rotverschiebung ($z = 0,383$) und einer ähnlichen absoluten Helligkeit des Galaxienkerns.

Zusammenhang zwischen den Massen der Schwarzen Löcher und der Umgebung

Die Idee, den Zusammenhang zwischen den Massen der Schwarzen Löcher im Zentrum von AGNs und dem Galaxienreichtum der näheren Umgebung zu untersuchen, konnte nicht näher untersucht werden. Es fanden sich zwei Artikel, die aus AGN-Spektren des SDSS die Masse des zentralen Schwarzen Lochs ermittelten und einige in dieser Arbeit beobachtete Objekte beinhalteten. Shen u. a. (2011)³ wählte seine 105783 AGN umfassende Stichprobe nach folgenden Kriterien aus:

- Die Absolutelligkeit im i-Band soll mindestens $M_i = -22,0$ mag betragen.
- Das Objekt sollte mindestens eine breite Emissionslinie⁴ besitzen oder interessante/komplexe Absorptionen zeigen.

Die Massen von sechs Objekten konnten anhand dieses Artikels bestimmt werden.

Der zweite Artikel (Rafiee und Hall, 2011)⁵ schränkt die aktiven Galaxienkerne auf 27602 mit $0,7 < z < 2,0$ ein und legt die Massen von drei Schwarzen Löchern fest.

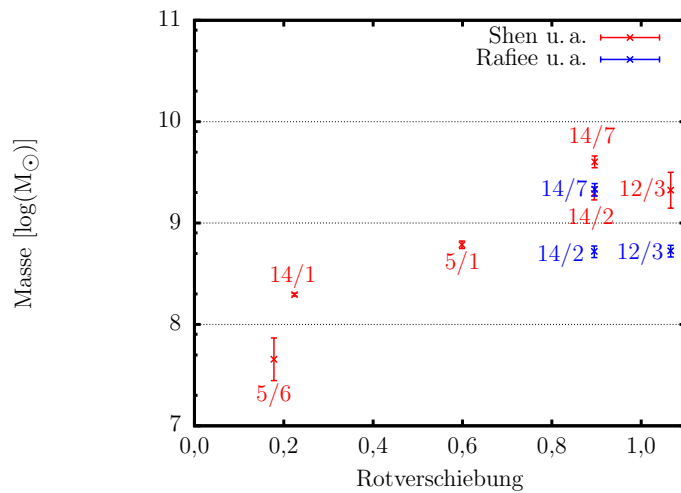
Beide Artikel verwenden in dem überlappenden Rotverschiebungsbereich Mg II-Linien. Von den beobachteten Spektren wurde von beiden Gruppen ein Pseudo-Kontinuum-Spektrum, bestehend aus einem Fe II-Referenzspektrum (Vestergaard und Wilkes, 2001) und einem Potenzprofil, abgezogen. Während die bolometrischen Lichtstärken in den unterschiedlichen Artikeln übereinstimmen, trifft das für die Linienbreiten nicht mehr zu. Rafiee und Hall (2011) arbeiteten heraus, dass in Shen u. a. (2008) die Linienbreiten für die breitesten Emissionslinien über- und für die schmalsten Emissionslinien unterschätzt werden. Vergleicht man die Ergebnisse mit dem neueren Artikel (Shen u. a., 2011), so hat sich in dieser Richtung kaum etwas geändert, daher sind die Kritikpunkte durchaus auf die letztgenannte, hier verwendete Veröffentlichung anwendbar. Die Massen sind in Abbildung 8.3 dargestellt.

Geht es nur nach Shen u. a. (2011), so lässt sich keine Abhängigkeit zwischen der Masse des Schwarzen Lochs und seiner Umgebung erkennen. Das Schwarze Loch eines Objekts mit einer Haufenumgebung ($z = 0,599$) besitzt eine Masse von $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Es befindet sich, zusammen mit zwei Umgebungen mit Felddichtencharakter, am

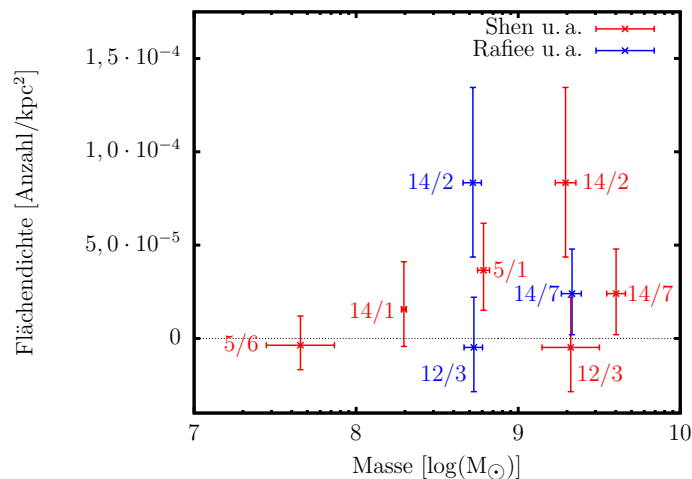
³SDSS DR 7

⁴Der Grenzfall zu einer schmalen Emissionslinie wurde auf 1000 km s^{-1} festgelegt.

⁵SDSS DR 3



(a) Die Verteilung der Schwarze-Loch-Massen mit der Rotverschiebung: Die unterschiedlichen Datenquellen sind mit der Farbe kodiert. Die Zahlen an den einzelnen Datenpunkten geben das Feld und das Objekt an.



(b) Die zentrale, projizierte Galaxienflächendichte in Abhängigkeit von der Schwarze-Loch-Masse: Die unterschiedlichen Datenquellen sind mit der Farbe kodiert. Die Zahlen an den einzelnen Datenpunkten geben das Feld und das Objekt an.

Abb. 8.3.: Abhängigkeit der Schwarze-Loch-Massen von der Rotverschiebung und der Zentrumsdichte eines umgebenden Galaxienhaufens

unteren Massenende der sechs hier betrachteten Schwarze-Loch-Massen. Die Masse des Schwarzen Lochs mit der höchsten Rotverschiebung in der Stichprobe, dessen Umgebung eine Felddichte zeigt, ist mit $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ähnlich groß, wie die Masse eines weiteren Schwarzen Lochs mit einem Galaxienhaufen in der Umgebung. Ein etwas anderes Bild entsteht, wenn nur die Daten aus Rafiee und Hall (2011) verwendet werden. Die Schwarze-Loch-Masse des in einen Haufen eingebetteten Objektes ($4,7 \cdot 10^8 M_{\odot}$) hebt sich von den Massen der Schwarzen Löcher in einer Gruppe ($6,7 \cdot 10^7 M_{\odot}$) und Felddichten ($1,5 \cdot 10^8 M_{\odot}$) deutlich ab. Eine statistisch gefestigte Analyse ist das bei diesen wenigen Messpunkten nicht. Selbst von einer Tendenz kann man in diesem Fall nicht sprechen, weil zwei unterschiedliche Veröffentlichungen auch zwei unterschiedliche Ergebnisse liefern.

Haufen mit dezentralen aktiven Galaxienkernen In dieser Arbeit wurde davon ausgegangen, dass der aktive Galaxienkern im Zentrum des Galaxienhaufens sitzt und sich die Anhäufung nahezu symmetrisch und rund um das Referenzobjekt verteilt. In der Literatur findet sich keine Arbeit, die die Auswirkungen des Haufensignals auf den nicht zentralen Fall untersucht. Der Unterschied fällt schon durch das bloße Betrachten der radialen Dichteverteilung eines solchen dezentralen Haufens auf (siehe Abbildung 8.4).

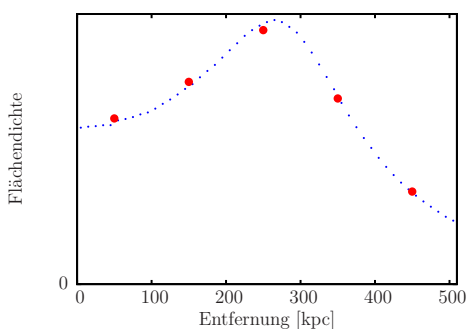


Abb. 8.4.: Das radiale Dichteprofil eines durch eine Monte-Carlo-Simulation erstellten Modellgalaxienhaufens mit sehr vielen Mitgliedern⁶: Das Zentrum des Haufens ist um $(x,y) = (200,200)$ kpc gegenüber dem AGN, und somit dem Zentrum der Ringe zur Bestimmung des Profils, verschoben. Der Kernradius der Simulation wurde auf 100 kpc festgelegt. Die blauen Punkte geben den Verlauf der Dichte mit einer Klassenbreite von 10 kpc wieder während die roten Punkte den Verlauf der in dieser Arbeit verwendeten Klassenbreite von 100 kpc darstellen.

Diese definierte Form verliert sich jedoch aufgrund der statistischen Schwankungen für Haufen mit einer geringen Dichte. Um sich einen groben Überblick über eventuelle Folgen zu verschaffen, wurden 20 Monte-Carlo-Simulationen dezentraler Haufen der Abellklasse 0 erstellt. Bis auf die Anzahl der simulierten Galaxien sind die Parameter mit der vorherigen Simulation des Haufens der Abellklasse 5 identisch. Der radiale Verlauf der projizierten Flächenmassendichte (siehe Formel 7.3) für den zentralen Bereich basiert allein auf einem King-Modell und bildete die Grundlage der Simulation. Die Wahl der verwendeten Parametern ($r_c = 100$ kpc und Abellklasse 0) erfolgte unter folgenden Gesichtspunkten:

- Der Kernradius $r_c = 100$ kpc stellt den Übergang zu den Gruppen dar (siehe Abschnitt 7.3.1). Damit herrscht in seinem Zentralbereich eine hohe Dichte und die Auswirkungen einer dezentralen Suche nach einem Haufen treten am besten hervor.

- Die Abellklasse 0 ist die in dieser Arbeit typischerweise auftauchende Haufengröße.

Für diese Umgebungen wurden, wie für die realen Objekte geschehen, radiale Dichteverteilungen ermittelt und ein King-Profil angepasst.

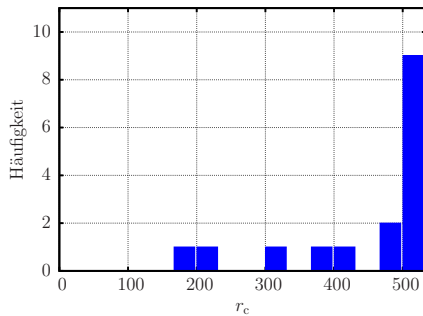


Abb. 8.5.: Verteilung der Kernradien der durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen

Aufgrund des dezentralen Dichtemaximums sind vorwiegend große Kernradien (> 450 kpc) zu finden. Für vier simulierte Objekte wurde kein Signal für einen Haufen gefunden. Es ist offensichtlich, dass die Haufensuche für Fälle eines AGN in der Peripherie eines Haufens mit Hilfe der radialen Dichteverteilung mit dem aktiven Galaxienkern im Zentrum nur bedingt brauchbare Ergebnisse liefert. Für Kernradien von 500 kpc ist das King-Profil sehr flach. Der Verlauf in dem Bereich von 500 kpc bis 1000 kpc ist deutlich oberhalb von Null und die Bestimmung der Hintergrunddichte in diesem Intervall ist nicht mehr gerechtfertigt. Es kommt hinzu, dass aufgrund des kleinen simulierten Kernradius von 100 kpc das Maximum des Haufens stark konzentriert ist. Daraus folgt, dass für größere Kernradien, die in realen Haufen gemessen wurden, das Dichtemaximum weniger stark ausgeprägt ist. Solche Haufen dürften in einem dezentralen, radialen Dichteprofil in der Hintergrunddichte untergehen.

In diesen Fällen ist eine 2-dimensionale Haufensuche über das gesamte Feld (ohne einen bestimmten Ort als Zentrum des Haufens vorzugeben) nötig, um überhaupt einen Haufen in der Umgebung zu finden.

8.2. Schlussfolgerungen

Für eine statistisch fundierte Aussage über die Umgebungen von AGN ist die Stichprobe wesentlich zu klein. Sie ist mit einer Gleichverteilung verträglich und kann die Annahme des Standardmodells auch mit Hilfe von mehreren statistischen Untersuchungen nicht widerlegen. Die Auswertung zeigte deutlich die großen Fehler aufgrund der kleinen Stichprobe auf. Auch andersartige Verteilungen sind möglich, für die Erklärungen gefunden werden können. Aufgrund der schlechten Daten in einem Filter und Feld, ein Vergleich der beiden Suchmethoden schwer möglich. In den übrigen Feldern gab es eine Abweichungsquote von 15%, in der HyperZ Gruppen

⁶Damit in der Simulation die Streuung der einzelnen Dichtewerte nicht zu groß ausfällt, wurden entgegen der Realität mehrere Millionen Mitglieder in dem Haufen angesetzt.

statt Haufen ermittelt hatte. Nur spektroskopische Untersuchungen können diese Abweichung tatsächlich aufklären. Ein wichtiger Punkt bleibt aber unberücksichtigt: Liegen die aktiven Galaxienkerne tatsächlich im Zentrum eines potentiellen Haufens oder einer Gruppe? Die Simulationen im Abschnitt 8.1 zeigen, dass es bei einer dezentralen Lage mit den verwendeten Methoden nicht möglich ist, einen Haufen zu identifizieren. Wenn sich in zukünftigen Simulationen oder Beobachtungen herausstellen sollte, dass aktive Galaxienkerne in Gruppen und Haufen mehrheitlich dezentral lokalisiert sind, so muss die Umgebungssuche der AGN mit einer 2-dimensionale Suche neu erörtert werden.

- [Pleiger 2006] : *Datenblätter der Beschichtungen*. 2006. – URL <http://www.pleiger-laseroptik.de/pdf-Dateien/Datenblaetter%202006.pdf>. – Zugriffsdatum: 18. März 2011
- [Abdalla u. a. 2011] ABDALLA, F. B. ; BANERJI, M. ; LAHAV, O. ; RASHKOV, V.: A comparison of six photometric redshift methods applied to 1.5 million luminous red galaxies. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 417 (2011), November, S. 1891–1903
- [Abdullah u. a. 2011] ABDULLAH, M. H. ; ALI, G. B. ; ISMAIL, H. A. ; RASSEM, M. A.: Studying the dynamical properties of 20 nearby galaxy clusters. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 416 (2011), September, S. 2027–2040
- [Abell 1958] ABELL, G. O.: The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 3 (1958), Mai, S. 211
- [Adami u. a. 1998] ADAMI, C. ; MAZURE, A. ; KATGERT, P. ; BIVIANO, A.: The ESO nearby Abell cluster survey. VII. Galaxy density profiles of rich clusters of galaxies. In: *Astronomy and Astrophysics* 336 (1998), August, S. 63–82
- [Ageorges u. a. 2010] AGEORGES, N. ; SEIFERT, W. ; JÜTTE, M. ; GERMEROOTH, A. ; PASQUALI, A.: *LUCIFER Commissioning Report*. 2010
- [Antonucci 1993] ANTONUCCI, R.: Unified models for active galactic nuclei and quasars. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 31 (1993), S. 473–521
- [Bahcall u. a. 1969] BAHCALL, J. N. ; SCHMIDT, M. ; GUNN, J. E.: Are Some Quasi-Stellar Objects Associated with Clusters of Galaxies? In: *Astrophysical Journal, Letters* 157 (1969), August, S. L77+
- [Bahcall 1975] BAHCALL, N. A.: Core radii and central densities of 15 rich clusters of galaxies. In: *Astrophysical Journal* 198 (1975), Juni, S. 249–254

- [Bahcall 1977] BAHCALL, N. A.: Clusters of galaxies. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 15 (1977), S. 505–540
- [Bahcall 1988] BAHCALL, N. A.: Large-scale structure in the universe indicated by galaxy clusters. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 26 (1988), S. 631–686
- [Banse u. a. 1983] BANSE, K. ; CRANE, P. ; GROSBOL, P. ; MIDDLEBURG, F. ; OUNNAS, C. ; PONZ, D. ; WALDTHAUSEN, H.: MIDAS - ESO's new image processing system. In: *The Messenger* 31 (1983), März, S. 26–28
- [Bendinelli u. a. 1988] BENDINELLI, O. ; ZAVATTI, F. ; PARMEGGIANI, G.: CCD star images - On the determination of Moffat's PSF shape parameters. In: *Journal of Astrophysics and Astronomy* 9 (1988), März, S. 17–24
- [Bertin und Arnouts 1996] BERTIN, E. ; ARNOUTS, S.: SExtractor: Software for source extraction. In: *Astronomy and Astrophysics, Supplement* 117 (1996), Juni, S. 393–404
- [Bicker u. a. 2004] BICKER, J. ; FRITZE-V. ALVENSLEBEN, U. ; MÖLLER, C. S. ; FRICKE, K. J.: Chemically consistent evolution of galaxies. II. Spectrophotometric evolution from zero to high redshift. In: *Astronomy and Astrophysics* 413 (2004), Januar, S. 37–48
- [Bolzonella u. a. 2000a] BOLZONELLA, M. ; MIRALLES, J.-M. ; PELLÓ, R.: Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures. In: *Astronomy and Astrophysics* 363 (2000), November, S. 476–492
- [Bolzonella u. a. 2000b] BOLZONELLA, Micol ; PELLÓ, Roser ; MIRALLES, Joan-Marc: *User's Manual - HyperZ 1.1*. 2000. – URL http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/hyperz_manual1/hyperz_manual1.html. – Zugriffsdatum: 13. Mai 2011
- [Born und Wolf 1999] BORN, M. ; WOLF, E. ; BORN, M. & WOLF, E. (Hrsg.): *Principles of Optics*. Oktober 1999
- [Bruzual A. und Charlot 1993] BRUZUAL A., G. ; CHARLOT, S.: Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis. In: *Astrophysical Journal* 405 (1993), März, S. 538–553
- [Capriotti und Baldwin 1986] CAPRIOTTI, E. R. ; BALDWIN, J. A.: The Columbus Project—An 11-m Optical Infrared Telescope. In: *Bulletin of the American Astronomical Society* Bd. 18, September 1986, S. 955
- [Cisternas u. a. 2011] CISTERNAS, M. ; JAHNKE, K. ; INSKIP, K. J. ; KARTALTEPE, J. ; KOEKEMOER, A. M. ; LISKER, T. ; ROBAINA, A. R. ; SCODEGGIO, M. ; SHETH, K. ; TRUMP, J. R. ; ANDRAE, R. ; MIYAJI, T. ; LUSSO, E. ; BRUSA, M. ; CAPAK, P. ; CAPPELLUTI, N. ; CIVANO, F. ; ILBERT, O. ; IMPEY, C. D. ; LEUTHAUD, A. ; LILLY, S. J. ; SALVATO, M. ; SCOVILLE, N. Z. ; TANIGUCHI, Y.: The Bulk

- of the Black Hole Growth Since $z \sim 1$ Occurs in a Secular Universe: No Major Merger-AGN Connection. In: *Astrophysical Journal* 726 (2011), Januar, S. 57
- [Coleman u. a. 1980] COLEMAN, G. D. ; WU, C.-C. ; WEEDMAN, D. W.: Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 43 (1980), Juli, S. 393–416
- [Cox 2000] COX, A. N. ; COX, A. N. (Hrsg.): *Allen's astrophysical quantities*. 2000
- [De Lucia und Blaizot 2007] DE LUCIA, G. ; BLAIZOT, J.: The hierarchical formation of the brightest cluster galaxies. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 375 (2007), Februar, S. 2–14
- [Di Matteo u. a. 2004] DI MATTEO, T. ; CROFT, R. A. C. ; SPRINGEL, V. ; HENRIQUIST, L.: Quasars and their environments along cosmic history. In: T. STORCHBERGMANN, L. C. HO, & H. R. SCHMITT (Hrsg.): *The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei* Bd. 222, November 2004, S. 471–476
- [Dressler und Gunn 1992] DRESSLER, A. ; GUNN, J. E.: Spectroscopy of galaxies in distant clusters. IV - A catalog of photometry and spectroscopy for galaxies in seven clusters with Z in the range of 0.35 to 0.55. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 78 (1992), Januar, S. 1–60
- [Eales 1985] EALES, S. A.: A Sample of 6c Sources Selected at the Peak of the Source Counts - Part Three - an Investigation of the Variation of the Sizes of Radio Sources with Cosmic Epoch. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 217 (1985), November, S. 179
- [Ellingson u. a. 1991a] ELLINGSON, E. ; GREEN, R. F. ; YEE, H. K. C.: Clusters of galaxies associated with quasars. II - Galaxy cluster dynamics. In: *Astrophysical Journal* 378 (1991), September, S. 476–486
- [Ellingson u. a. 1991b] ELLINGSON, E. ; YEE, H. K. C. ; GREEN, R. F.: Quasars and active galactic nuclei in rich environments. I - Fields surrounding optically faint quasars. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 76 (1991), Juni, S. 455–470
- [ESO 2008] ESO, European Southern Observatory: *Photometric Standards and Atmospheric Extinction*. Januar 2008. – URL http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/isaac/tools/imaging_standards.html. – Zugriffdatum: 15. Februar 2011
- [ESO 2010] ESO, European Southern Observatory: *ISAAC trending system: HEALTH CHECK*. 2010. – URL http://www.eso.org/observing/dfo/quality/ISAAC/reports/HEALTH/trend_report_ZPOINT_SW_X0_HC.html. – Zugriffdatum: 16. Februar 2011
- [Fanaroff und Riley 1974] FANAROFF, B. L. ; RILEY, J. M.: The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 167 (1974), Mai, S. 31P–36P

- [Fanidakis u. a. 2013] FANIDAKIS, N. ; MACCIÒ, A. V. ; BAUGH, C. M. ; LACEY, C. G. ; FRENK, C. S.: The most luminous quasars do not live in the most massive dark matter haloes at any redshift. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 436 (2013), November, S. 315–326
- [Fitzpatrick 1986] FITZPATRICK, E. L.: An average interstellar extinction curve for the Large Magellanic Cloud. In: *Astronomical Journal* 92 (1986), November, S. 1068–1073
- [Franceschini u. a. 2006] FRANCESCHINI, A. ; RODIGHIERO, G. ; CASSATA, P. ; BERTA, S. ; VACCARI, M. ; NONINO, M. ; VANZELLA, E. ; HATZIMINAOGLOU, E. ; ANTICHI, J. ; CRISTIANI, S.: Cosmic evolution of the galaxy’s mass and luminosity functions by morphological type from multi-wavelength data in the CDF-South. In: *Astronomy and Astrophysics* 453 (2006), Juli, S. 397–421
- [Geballe und Puxley 2000] GEBALLE, T. ; PUXLEY, P.: *night-sky spectrum*. August 2000. – URL http://www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/atm-models/nearIR_skybg_16_15.dat. – Zugriffsdatum: 20. Januar 2011
- [Genzel u. a. 2010] GENZEL, R. ; EISENHAUER, F. ; GILLESSEN, S.: The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster. In: *Reviews of Modern Physics* 82 (2010), Oktober, S. 3121–3195
- [Goto u. a. 2003] GOTO, T. ; YAMAUCHI, C. ; FUJITA, Y. ; OKAMURA, S. ; SEKIGUCHI, M. ; SMAIL, I. ; BERNARDI, M. ; GOMEZ, P. L.: The morphology-density relation in the Sloan Digital Sky Survey. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 346 (2003), Dezember, S. 601–614
- [Gunn 1979] GUNN, J. E.: *Feeding the monster - Gas discs in elliptical galaxies*. S. 213–225. In: HAZARD, C. (Hrsg.) ; MITTON, S. (Hrsg.): *Active Galactic Nuclei*, 1979
- [Hawarden u. a. 2001] HAWARDEN, T. G. ; LEGGETT, S. K. ; LETAWSKY, M. B. ; BALLANTYNE, D. R. ; CASALI, M. M.: JHK standard stars for large telescopes: the UKIRT Fundamental and Extended lists. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 325 (2001), August, S. 563–574
- [Heckman u. a. 1984] HECKMAN, T. M. ; BOTHUN, G. D. ; BALICK, B. ; SMITH, E. P.: Low-redshift quasars as the active nuclei of cosmologically distant interacting galaxies - A spectroscopic investigation. In: *Astronomical Journal* 89 (1984), Juli, S. 958–965
- [Henry 2000] HENRY, J. P.: Measuring Cosmological Parameters from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures. In: *Astrophysical Journal* 534 (2000), Mai, S. 565–580

- [Herbst und Bizenberger 1995] HERBST, T. M. ; BIZENBERGER, P.: *MAGIC Observer's Guide*. Juli 1995. – URL <http://www.caha.es/CAHA/Instruments/IRCAM/MAGIC/ObsGuide/ObsGuide.html>. – Zugriffsdatum: 15. Februar 2011
- [Hildebrandt u. a. 2008] HILDEBRANDT, H. ; WOLF, C. ; BENÍTEZ, N.: A blind test of photometric redshifts on ground-based data. In: *Astronomy and Astrophysics* 480 (2008), März, S. 703–714
- [Hill und Lilly 1991] HILL, G. J. ; LILLY, S. J.: A change in the cluster environments of radio galaxies with cosmic epoch. In: *Astrophysical Journal* 367 (1991), Januar, S. 1–18
- [Hill 1993] HILL, J.M.: *The Gregorian Question*. Mai 1993. – URL <http://medusa.as.arizona.edu/lbto/tech/ua9302.htm>. – Zugriffsdatum: 20. Januar 2011
- [Hopkins u. a. 2005] HOPKINS, P. F. ; HERNQUIST, L. ; MARTINI, P. ; COX, T. J. ; ROBERTSON, B. ; DI MATTEO, T. ; SPRINGEL, V.: A Physical Model for the Origin of Quasar Lifetimes. In: *Astrophysical Journal, Letters* 625 (2005), Juni, S. L71–L74
- [Howell 2006] HOWELL, S. B.: *Handbook of CCD Astronomy*. Second. Cambridge University Press, 2006
- [Hutchings u. a. 1984] HUTCHINGS, J. B. ; CRAMPTON, D. ; CAMPBELL, B. ; DUNCAN, D. ; GLENDENNING, B.: An atlas of QSO luminosity profiles. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 55 (1984), Juni, S. 319–366
- [James 1994] JAMES, F.: *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis*. CERN Program Library Long Writeup D506. 1994
- [Jordi u. a. 2006] JORDI, K. ; GREBEL, E. K. ; AMMON, K.: Empirical color transformations between SDSS photometry and other photometric systems. In: *Astronomy and Astrophysics* 460 (2006), Dezember, S. 339–347
- [Kellermann u. a. 1989] KELLERMANN, K. I. ; SRAMEK, R. ; SCHMIDT, M. ; SHAFER, D. B. ; GREEN, R.: VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. In: *Astronomical Journal* 98 (1989), Oktober, S. 1195–1207
- [King 1962] KING, I.: The structure of star clusters. I. an empirical density law. In: *Astronomical Journal* 67 (1962), Oktober, S. 471
- [King 1972] KING, I. R.: Density Data and Emission Measure for a Model of the Coma Cluster. In: *Astrophysical Journal, Letters* 174 (1972), Juni, S. L123
- [Kodama und Bower 2001] KODAMA, T. ; BOWER, R. G.: Reconstructing the history of star formation in rich cluster cores. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 321 (2001), Februar, S. 18–36

- [Kuiper u. a. 2012] KUIPER, E. ; VENEMANS, B. P. ; HATCH, N. A. ; MILEY, G. K. ; RÖTTGERING, H. J. A.: A $z \sim 3$ radio galaxy and its protocluster: evidence for a superstructure? In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425 (2012), September, S. 801–813
- [Lawrence u. a. 2007] LAWRENCE, A. ; WARREN, S. J. ; ALMAINI, O. ; EDGE, A. C. ; HAMBLY, N. C. ; JAMESON, R. F. ; LUCAS, P. ; CASALI, M. ; ADAMSON, A. ; DYE, S. ; EMERSON, J. P. ; FOUCAUD, S. ; HEWETT, P. ; HIRST, P. ; HODGKIN, S. T. ; IRWIN, M. J. ; LODIEU, N. ; MCMAHON, R. G. ; SIMPSON, C. ; SMAIL, I. ; MORTLOCK, D. ; FOLGER, M.: The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 379 (2007), August, S. 1599–1617
- [LBTO 2003] LBTO, Large Binocular Telescope Observatory: *Exposure Time Calculator*. 2003. – URL <http://lbc.oa-roma.inaf.it/cgi-bin/ETC.pl>. – Zugriffsdatum: 20. Juni 2008
- [Lemson und das Virgo Consortium 2006] LEMSON, Gerard ; DAS VIRGO CONSORTIUM: *Halo and Galaxy Formation Histories from the Millennium Simulation*. August 2006. – URL <http://www.mpa-garching.mpg.de/millennium/>. – Zugriffsdatum: 18. Mai 2011
- [Lin u. a. 1988] LIN, D. N. C. ; PRINGLE, J. E. ; REES, M. J.: The link between tidal interaction and nuclear activity in galaxies. In: *Astrophysical Journal* 328 (1988), Mai, S. 103–110
- [LUCIFER commissioning team und Thompson 2010] LUCIFER COMMISSIONING TEAM ; THOMPSON, D.: *LUCIFER User Manual*. Mai 2010
- [Lynden-Bell 1969] LYNDEN-BELL, D.: Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. In: *Nature* 223 (1969), August, S. 690–694
- [Magorrian u. a. 1998] MAGORRIAN, J. ; TREMAINE, S. ; RICHTSTONE, D. ; BENDER, R. ; BOWER, G. ; DRESSLER, A. ; FABER, S. M. ; GEBHARDT, K. ; GREEN, R. ; GRILLMAIR, C. ; KORMENDY, J. ; LAUER, T.: The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. In: *Astronomical Journal* 115 (1998), Juni, S. 2285–2305
- [Mandel u. a. 1999] MANDEL, H. ; APPENZELLER, I. ; SEIFERT, W. ; XU, W. ; HERBST, T. ; LENZEN, R. ; THATTE, N. ; EISENHAEUER, F. ; LEMKE, R. ; BOMANS, D. ; LUKS, T. ; WEISER, P. ; SPÖRL, C.: LUCIFER - a NIR spectrograph and imager for the LBT. In: R. E. SCHIELICKE (Hrsg.): *Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts* Bd. 15, 1999, S. 114
- [Megessier 1995] MEGESSIER, C.: Accuracy of the astrophysical absolute flux calibrations: visible and near-infrared. In: *Astronomy and Astrophysics* 296 (1995), April, S. 771

- [Melnick und Sargent 1977] MELNICK, J. ; SARGENT, W. L. W.: The radial distribution of morphological types of galaxies in X-ray clusters. In: *Astrophysical Journal* 215 (1977), Juli, S. 401–407
- [Miller und Scalo 1979] MILLER, G. E. ; SCALO, J. M.: The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 41 (1979), November, S. 513–547
- [Modigliani 1999] MODIGLIANI, A.: *Exposure Time Calculators - Formula Book*. März 1999. – URL <http://www.eso.org/observing/etc/doc/gen/formulaBook/>. – Zugriffsdatum: 18. Februar 2011
- [NASA 2010] NASA: *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*. 2010. – URL <http://map.gsfc.nasa.gov/index.html>. – Zugriffsdatum: 17. Mai 2011
- [NED 2011] NED: *NASA/IPAC Extragalactic Eatabase*. 2011. – URL <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>. – Zugriffsdatum: 14. Mai 2011
- [Norton 2002] NORTON, P.: HgCdTe infrared detectors. In: *Opto-Electronics Review* 10(3) (2002), S. 159–174
- [Osterbrock 1989] OSTERBROCK, D. E. ; OSTERBROCK, D. E. (Hrsg.): *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 1989
- [Pasquali u. a. 2011] PASQUALI, A. ; BIK, A. ; ZIBETTI, S. ; AGEORGES, N. ; SEIFERT, W. ; BRANDNER, W. ; RIX, H.-W. ; JUETTE, M. ; KNIERIM, V. ; BUSCHKAMP, P. ; FEIZ, C. ; GEMPERLEIN, H. ; GERMERTH, A. ; HOFFMANN, R. ; LAUN, W. ; LEDERER, R. ; LEHMITZ, M. ; LENZEN, R. ; MALL, U. ; MANDEL, H. ; MUELLER, P. ; NARANJO, V. ; POLSTERER, K. ; QUIRRENBACH, A. ; SCHAEFFNER, L. ; STORZ, C. ; WEISER, P.: Infrared Narrow-Band Tomography of the Local Starburst NGC 1569 with LBT/LUCIFER. In: *ArXiv e-prints* (2011), Januar
- [Pedani 2009] PEDANI, M.: Sky Surface Brightness at Mount Graham: UBVR Science Observations with the Large Binocular Telescope. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 121 (2009), Juli, S. 778–786
- [Pforr 2007] PFORR, Janine: *Die Natur der Radioquellen im FORS Deep Field*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2007
- [Pickles 1998a] PICKLES, A. J.: A Stellar Spectral Flux Library: 1150 - 25000 Å (Pickles 1998). In: *VizieR Online Data Catalog* 611 (1998), September
- [Pickles 1998b] PICKLES, A. J.: A Stellar Spectral Flux Library: 1150-25000 Å. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 110 (1998), Juli, S. 863–878
- [Porciani u. a. 2004] PORCIANI, C. ; MAGLIOCCHETTI, M. ; NORBERG, P.: Cosmic evolution of quasar clustering: implications for the host haloes. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 355 (2004), Dezember, S. 1010–1030

- [Rafiee und Hall 2011] RAFIEE, A. ; HALL, P. B.: Supermassive Black Hole Mass Estimates Using Sloan Digital Sky Survey Quasar Spectra at $0.7 < z < 2$. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 194 (2011), Juni, S. 42
- [Ralchenko u. a. 2008] RALCHENKO, Yu. ; KRAMIDA, A. E. ; READER, J. ; TEAM, NIST A.: *National Institute of Standards and Technology Atomic Spectra Database*. 2008. – URL <http://physics.nist.gov/asd>. – Zugriffsdatum: 9. Januar 2008
- [Ramsay u. a. 1992] RAMSAY, S. K. ; MOUNTAIN, C. M. ; GEBALLE, T. R.: Non-thermal emission in the atmosphere above Mauna Kea. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 259 (1992), Dezember, S. 751–760
- [Ross u. a. 2009] ROSS, N. P. ; SHEN, Y. ; STRAUSS, M. A. ; VANDEN BERK, D. E. ; CONNOLLY, A. J. ; RICHARDS, G. T. ; SCHNEIDER, D. P. ; WEINBERG, D. H. ; HALL, P. B. ; BAHCALL, N. A. ; BRUNNER, R. J.: Clustering of Low-redshift Quasars from the Sloan Digital Sky Survey. In: *Astrophysical Journal* 697 (2009), Juni, S. 1634–1655
- [Roussetot u. a. 2000] ROUSSELOT, P. ; LIDMAN, C. ; CUBY, J.-G. ; MOREELS, G. ; MONNET, G.: Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared. In: *Astronomy and Astrophysics* 354 (2000), Februar, S. 1134–1150
- [Rozo u. a. 2010] ROZO, E. ; WECHSLER, R. H. ; RYKOFF, E. S. ; ANNIS, J. T. ; BECKER, M. R. ; EVRARD, A. E. ; FRIEMAN, J. A. ; HANSEN, S. M. ; HAO, J. ; JOHNSTON, D. E. ; KOESTER, B. P. ; MCKAY, T. A. ; SHELDON, E. S. ; WEINBERG, D. H.: Cosmological Constraints from the Sloan Digital Sky Survey maxBCG Cluster Catalog. In: *Astrophysical Journal* 708 (2010), Januar, S. 645–660
- [Schmidt 1959] SCHMIDT, M.: The Rate of Star Formation. In: *Astrophysical Journal* 129 (1959), März, S. 243
- [Schmidt 1963] SCHMIDT, M.: 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift. In: *Nature* 197 (1963), März, S. 1040
- [Seaton 1979] SEATON, M. J.: Interstellar extinction in the UV. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 187 (1979), Juni, S. 73P–76P
- [Seldner und Peebles 1978] SELDNER, M. ; PEEBLES, P. J. E.: Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. X - Clustering of 4C radio sources. In: *Astrophysical Journal* 225 (1978), Oktober, S. 7–20
- [Seyfert 1943] SEYFERT, C. K.: Nuclear Emission in Spiral Nebulae. In: *Astrophysical Journal* 97 (1943), Januar, S. 28
- [Shen u. a. 2008] SHEN, Y. ; GREENE, J. E. ; STRAUSS, M. A. ; RICHARDS, G. T. ; SCHNEIDER, D. P.: Biases in Virial Black Hole Masses: An SDSS Perspective. In: *Astrophysical Journal* 680 (2008), Juni, S. 169–190

- [Shen u. a. 2011] SHEN, Y. ; RICHARDS, G. T. ; STRAUSS, M. A. ; HALL, P. B. ; SCHNEIDER, D. P. ; SNEDDEN, S. ; BIZYAEV, D. ; BREWINGTON, H. ; MALANUSHENKO, V. ; MALANUSHENKO, E. ; ORAVETZ, D. ; PAN, K. ; SIMMONS, A.: A Catalog of Quasar Properties from Sloan Digital Sky Survey Data Release 7. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 194 (2011), Juni, S. 45
- [Skrutskie u. a. 2006] SKRUTSKIE, M. F. ; CUTRI, R. M. ; STIENING, R. ; WEINBERG, M. D. ; SCHNEIDER, S. ; CARPENTER, J. M. ; BEICHMAN, C. ; CAPPS, R. ; CHESTER, T. ; ELIAS, J. ; HUCHRA, J. ; LIEBERT, J. ; LONSDALE, C. ; MONNET, D. G. ; PRICE, S. ; SEITZER, P. ; JARRETT, T. ; KIRKPATRICK, J. D. ; GIZIS, J. E. ; HOWARD, E. ; EVANS, T. ; FOWLER, J. ; FULLMER, L. ; HURT, R. ; LIGHT, R. ; KOPAN, E. L. ; MARSH, K. A. ; MCCALLON, H. L. ; TAM, R. ; VAN DYK, S. ; WHEELOCK, S.: The Two Micron All Sky Survey (2MASS). In: *Astronomical Journal* 131 (2006), Februar, S. 1163–1183
- [Springel u. a. 2005] SPRINGEL, V. ; WHITE, S. D. M. ; JENKINS, A. ; FRENK, C. S. ; YOSHIDA, N. ; GAO, L. ; NAVARRO, J. ; THACKER, R. ; CROTON, D. ; HELLY, J. ; PEACOCK, J. A. ; COLE, S. ; THOMAS, P. ; COUCHMAN, H. ; EVRARD, A. ; COLBERG, J. ; PEARCE, F.: Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. In: *Nature* 435 (2005), Juni, S. 629–636
- [Steiner u. a. 1982] STEINER, J. E. ; GRINDLAY, J. E. ; MACCACARO, T.: Discovery of two active galactic nuclei in clusters of galaxies. In: *Astrophysical Journal* 259 (1982), August, S. 482–485
- [Stockton 1982] STOCKTON, A.: Compact companions to QSOs. In: *Astrophysical Journal* 257 (1982), Juni, S. 33–39
- [Strehl 1902] STREHL, K.: Über Luftschlieren und Zonenfehler. In: *Zeitschrift für Instrumentenkunde* (1902), Juli, S. 213–217
- [Thomas-Osip u. a. 2007] THOMAS-OSIP, J. ; MCWILLIAM, A. ; PHILLIPS, M. M. ; MORRELL, N. ; THOMPSON, I. ; FOLKERS, T. ; ADAMS, F. C. ; LOPEZ-MORALES, M.: Calibration of the Relationship between Precipitable Water Vapor and 225 GHz Atmospheric Opacity via Optical Echelle Spectroscopy at Las Campanas Observatory. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 119 (2007), Juni, S. 697–708
- [Toomre und Toomre 1972] TOOMRE, A. ; TOOMRE, J.: Galactic Bridges and Tails. In: *Astrophysical Journal* 178 (1972), Dezember, S. 623–666
- [Tüg 1980] TÜG, H.: Measurements of the energy distributions of southern standard stars from 3200 Å to 8800 Å. In: *Astronomy and Astrophysics* 82 (1980), Februar, S. 195–202
- [Urry und Padovani 1995] URRY, C. M. ; PADOVANI, P.: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107 (1995), September, S. 803

- [van Dokkum und Franx 2001] VAN DOKKUM, P. G. ; FRANX, M.: Morphological Evolution and the Ages of Early-Type Galaxies in Clusters. In: *Astrophysical Journal* 553 (2001), Mai, S. 90–102
- [Véron-Cetty und Véron 2010] VÉRON-CETTY, M.-P. ; VÉRON, P.: A catalogue of quasars and active nuclei: 13th edition. In: *Astronomy and Astrophysics* 518 (2010), Juli, S. A10
- [Vestergaard und Wilkes 2001] VESTERGAARD, M. ; WILKES, B. J.: An Empirical Ultraviolet Template for Iron Emission in Quasars as Derived from I Zwicky 1. In: *Astrophysical Journal, Supplement* 134 (2001), Mai, S. 1–33
- [Wold u. a. 2000] WOLD, M. ; LACY, M. ; LILJE, P. B. ; SERJEANT, S.: Clustering of galaxies around radio quasars at $0.5 \leq z \leq 0.8$. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 316 (2000), August, S. 267–282
- [Xia u. a. 2002] XIA, L. ; ZHOU, X. ; MA, J. ; WU, H. ; SUN, W.-H. ; JIANG, Z. ; XUE, S. ; CHEN, J. ; CHEN, W.: Photometric Redshift Determination with the BATC Multicolor System. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 114 (2002), Dezember, S. 1349–1358
- [Yee und Ellingson 1993] YEE, H. K. C. ; ELLINGSON, E.: Quasars and active galactic nuclei in rich environments. III - The rapid evolution of active galactic nucleus activity in rich clusters. In: *Astrophysical Journal* 411 (1993), Juli, S. 43–54
- [Yee und Green 1984] YEE, H. K. C. ; GREEN, R. F.: An imaging survey of fields around quasars. II - The association of galaxies with quasars. In: *Astrophysical Journal* 280 (1984), Mai, S. 79–90

Anhang

Optische Hardwarecharakteristiken von LUCIFER

In LUCIFER 1 eingebaute Gitter

Tab. A.1.: Zusammenfassung der Gitterkenndaten

Gitter	Band	λ_{\min}	λ_{cen}	λ_{\max}	$\lambda_{\text{Scheitel}}$	max. Effizienz [%]	Auflösung ^a
210_zJHK	z	0,893	0,960	1,017	1,000	72	6877
210_zJHK	J	1,169	1,250	1,319	1,240	76	8460
210_zJHK	H	1,541	1,650	1,743	1,640	77	7838
210_zJHK	K	2,025	2,200	2,353	2,440	68	6687
200_H+K	H+K	1,475	1,930	2,355	1,870	83	1881(H) 2573(K)
200_H+K	z+J	0,900	1,150	1,340	0,966	83	
150_Ks	Ks	1,890	2,170	2,423	2,130	78	4150

^aDie Auflösung bezieht sich auf ein 2-Pixel-Sampling mit der N1.80-Kamera bei der Wellenlänge der maximalen Gittereffizienz in dem jeweiligen Wellenlängenbereich.

A.1. In LUCIFER 1 eingebaute Filter

Tab. A.2.: Durchlassbereiche der Filter in LUCIFER 1 (Stand: 27. September 2013)

Name	$\lambda_C/\mu\text{m}$	FWHM/ μm	$\tau_{\text{max}}/\%$	$\tau_{\text{mittel}}/\%$
z	0,957	0,195	98,4	94,3
J	1,247	0,305	91,2	83,2
H	1,653	0,301	95,0	90,5
K	2,194	0,408	90,1	85,7
K _s	2,163	0,270	90,7	86,8
HKspec	1,950	0,981	95,0	86,3
zJspec	1,175	0,405	93,1	90,4
Brackett- γ	2,170	0,024	79,4	76,5
FeII	1,646	0,018	91,2	89,5
H2	2,124	0,023	87,9	84,9
HeI	1,088	0,015	65,2	64,6
J-high	1,303	0,108	95,9	93,3
J-low	1,199	0,112	95,4	93,3
OH 1060	1,065	0,009	68,6	66,8
OH 1190	1,193	0,010	80,4	78,0
Paschen- β	1,283	0,012	86,1	85,5
Paschen- γ	1,097	0,010	81,1	80,0
Y1	1,007	0,069	67,3	64,2
Y2	1,074	0,065	94,2	89,5

Optische Leistungsfähigkeit von LUCIFER 1

B.1. Nullpunkte der eingebauten Filter

Tab. B.1.: Mittelwerte der Nullpunkte von allen Messungen für jeden in LUCIFER eingebauten Filter: Die Fehler der Nullpunkte sind die Standardabweichungen aller in diesem Filter und dem jeweiligen Zeitraum gemessenen Nullpunkte. Das Messintervall 1 war in der Zeit von Oktober 2008 bis Januar 2009 mit einer Unterbrechung im November. Für den Zeitraum von September 2009 bis Dezember 2009 steht das Messintervall 2.

Filter	ZP [ADU/s] Messintervall 1	ZP [ADU/s] Messintervall 2
z	24,82±0,05	24,40±0,03
J	25,11±0,05	24,86±0,04
H	24,87±0,04	24,67±0,03
K	24,54±0,03	24,37±0,03
Ks	24,19±0,01	24,03±0,03
J(low)	24,19±0,03	24,10±0,01
J(high)	23,88±0,03	23,73±0,01
Y1	23,49±0,01	23,53±0,01
Y2	23,45±0,01	23,46±0,01
FeII	21,58±0,03	21,65±0,01
H2	21,43±0,02	21,47±0,01
HeI	21,91±0,02	21,76±0,01
Brackett- γ	21,35±0,03	21,33±0,02
OH(1060)	21,51±0,03	21,44±0,02
OH(1190)	—	21,47±0,01
Paschen- β	21,49±0,03	21,45±0,02
Paschen- γ	21,39±0,03	21,43±0,01

B.2. Dispersion des hochauflösenden Gitters

Die zu den Dispensionsmessungen gehörigen Abbildungen aus Abschnitt 3.3.

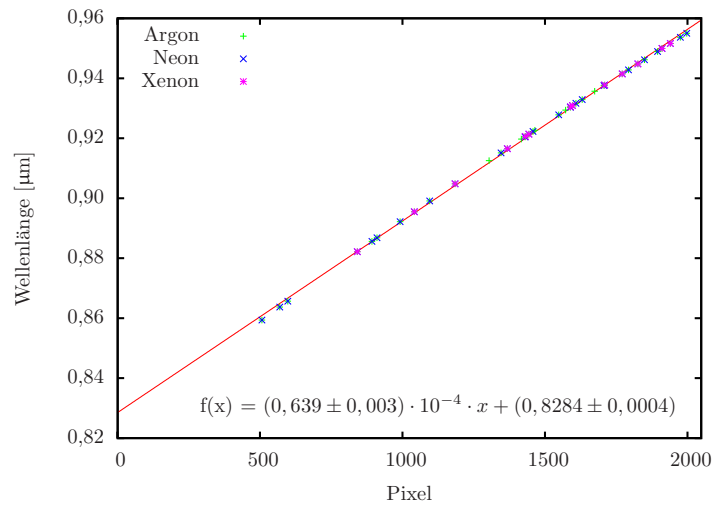


Abb. B.1.: Dispersion im z-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)

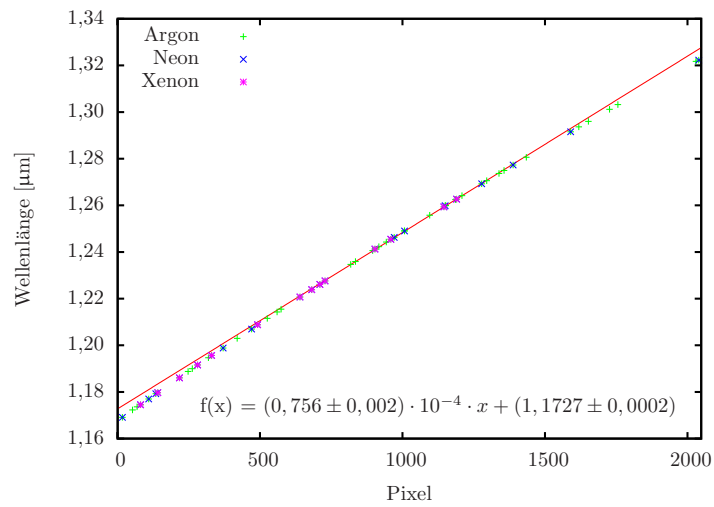


Abb. B.2.: Dispersion im J-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)

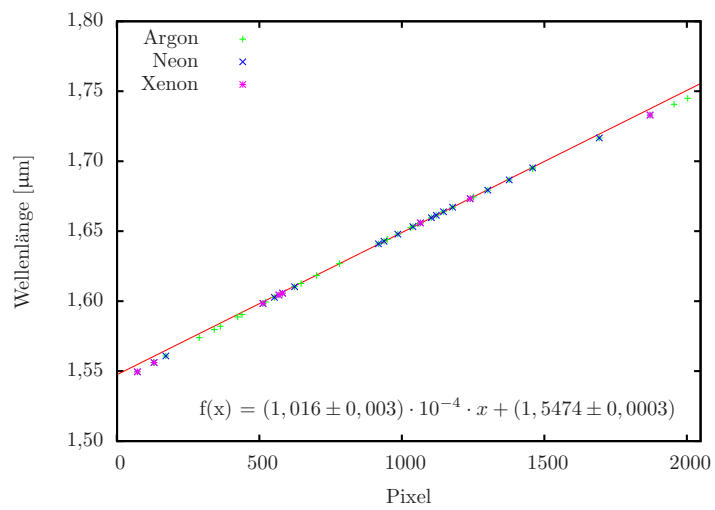


Abb. B.3.: Dispersion im H-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)

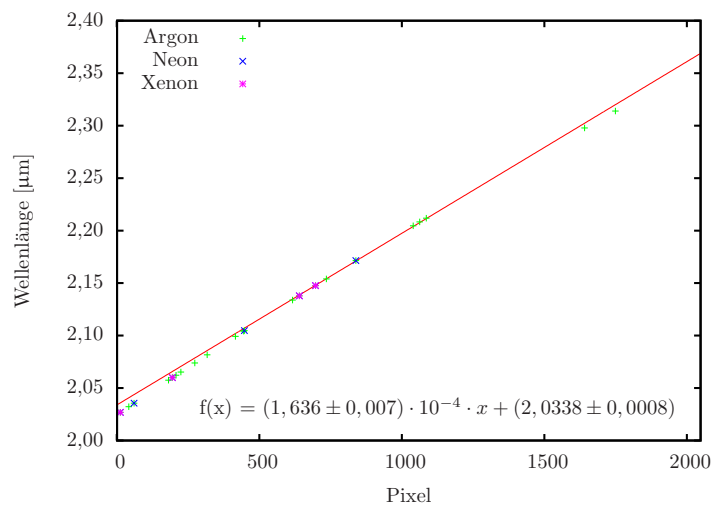


Abb. B.4.: Dispersion im K-Filter (N1.8-Kamera/hochauflösendes Gitter)

Initialisierungsdateien

C.1. SExtractor

```
# Default configuration file for SExtractor 2.5.0
# EB 2006-07-14
# R-Filter

#----- Catalog -----

CATALOG_NAME      cat_r.fits      # name of the output catalog
CATALOG_TYPE      FITS_LDAC
PARAMETERS_NAME   default_r.param# name of the file containing
# catalog contents

#----- Extraction -----

DETECT_TYPE       CCD
THRESH_TYPE       RELATIVE
DETECT_MINAREA    6                # minimum # of pix above threshold
DETECT_THRESH     6                # <sigmas>
ANALYSIS_THRESH   6                # <sigmas>

FILTER            Y                #
FILTER_NAME       default.conv     #

DEBLEND_NTHRESH   32
```

```

DEBLEND_MINCONT  0.001

CLEAN             y           # Clean spurious detect.? (Y or N)?
CLEAN_PARAM      1.0         # Cleaning efficiency

MASK_TYPE         CORRECT

#----- Photometry -----
PHOT_APERTURES   12          # aperture diameter(s) in pixels
SATUR_LEVEL      60000.0

MAG_ZEROPOINT    33.47       # magnitude zero-point
GAIN             10.45        # detector gain in e-/ADU
PIXEL_SCALE      0.2255      # size of pixel in arcsec

#----- Star/Galaxy Separation -----
SEEING_FWHM      1.792       # stellar FWHM in arcsec
STARNNW_NAME     default.nnw # Neural-Network_Weight table

#----- Background -----
BACK_SIZE        64          # Background mesh
BACK_FILTERSIZE  3           # Background filter

BACKPHOTO_TYPE   GLOBAL      # can be GLOBAL or LOCAL
BACKPHOTO_THICK  24

#----- Check Image -----
CHECKIMAGE_TYPE  BACKGROUND, -BACKGROUND, OBJECTS
CHECKIMAGE_NAME  back_R.fits, ohne_back_R.fits, objects_R.fits

#----- Memory (change with caution!) -----
MEMORY_OBJSTACK  3000        # number of objects in stack
MEMORY_PIXSTACK  300000     # number of pixels in stack
MEMORY_BUFSIZE   1024       # number of lines in buffer

#----- Miscellaneous -----
VERBOSE_TYPE     NORMAL      # can be QUIET, NORMAL or FULL
WRITE_XML        N           # Write XML file (Y/N)?

```

```

XML_NAME          sex.xml          # Filename for XML output
#----- ASSOC parameters -----

ASSOC_NAME cut_summe.csv
ASSOC_PARAMS 10,11
ASSOC_RADIUS 3
ASSOC_TYPE NEAREST
ASSOCSELEC_TYPE MATCHED
ASSOC_DATA 1

```

C.2. HyperZ

```

#####
##### hyperz & make_catalog parameters #####
##### version 1.2 - October 31, 2001 #####
##### by Bolzonella, Pello' & Miralles #####
#####
#### Reference: Bolzonella, Miralles & Pello', 2000, A&A 363, 476 ##
#### Web:      http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/      ##
#####

```

```

AOVSED          /home/agermero/v11/filters/AOV_KUR_BB.SED # Vega SED
FILTERS_RES     filters/FILTER_lbt.csv # filters' transmission
FILTERS_FILE    filters/UBVRIZ_lbt.param # filter's file
TEMPLATES_FILE spectra.param # templates
MAG_TYPE        0 # 0: standard Vega magnitudes
                # 1: AB magnitudes (Oke 1974)
ERR_MAG_MIN     0.1 # minimum photometric error
Z_MIN           0 # minimum redshift
Z_MAX           6 # maximum redshift
REDDENING_LAW   2 # reddening law
                # 0: no reddening
AV_MIN          0.0 # minimum A_v
AV_MAX          1.2 # maximum A_v
LY_FOREST       1.0 # Lyman Forest
                # 1. : fixed Madau value
OUTPUT_FILE     UBVRIZ_aper # N.B. no extension !!
HO              70. # Hubble constant in Km/s/Mpc
OMEGA_M         0.3 # density parameter (matter)
OMEGA_V         0.7 # density parameter (Lambda)

```

```

##### hyperz only #####

```

```

FILT_M_ABS                3    # filter for absolute magnitude
CATALOG_FILE              cut_UBVRIZ_aper_hyperz.cat # catalogue file
CATALOG_TYPE              0    # catalogue type
    # 0: z/cat
    # 1: z/obj
Z_STEP                    0.05  # step in redshift
ZSTEP_TYPE                0    # 0 step = Z_STEP
    # 1 step = Z_STEP*(1+z)
AV_STEP                   0.20  # Av_err
AGE_CHECK                  y    # check age gal. < age universe
OUTPUT_TYPE                0    # 0: 2.E-17 erg/cm^2/s/A,
    # 1: microJy, 2: mag_AB
SED_OBS_FILE              y    # file .obs_sed
SED_TEMP_FILE             y    # file .temp_sed
LOGPHOT_FILE              y    # file .log_phot
CATPHOT_FILE              y    # file .cat_phot
ZPHOT_FILE                y    # file .z_phot
##### optional parameters #####
#Z_CLUSTER                 0.306 # redshift of cluster
MATRIX                     y    # file .m for each object
SPECTRUM                   y    # file .spe for each object
EBV_MW                     0.011 # E(B-V) for galactic dereddening

```


ANHANG D

Tabellen

Tab. D.1.: Eigenschaften und Beobachtungsdaten der in dieser Arbeit näher betrachteten Objekte

Objekt	Feldnr.	Objekt	α (J2000)	Position δ (J2000)	Rotver- schiebung ^a	Radio- detektion ^a	absolute Helligkeit ^a	Typ ^a	Shen ^b [10 ⁸ M _⊙]	SL-Masse Rafiee ^c [10 ⁸ M _⊙]	Datum ^d	HyperZ- filter	Einzel- filter
1WGA J1412.3+4355	3	1	14 ^h 12 ^m 21.4 ^s	+43°55′01″	0,590	✗	-21,4				1	UBVRiz	I
CRSS J1413.4+4358	3	4	14 ^h 13 ^m 28,9 ^s	+43°58′07″	0,950	✓	-23,9				1	UBVRiz	z
1WGA J1413.9+4352	3	5	14 ^h 13 ^m 59,2 ^s	+43°52′05″	0,435	✗	-22,1				1	UBVRiz	R
CRSS J1413.3+4405	3	7	14 ^h 13 ^m 19,9 ^s	+44°05′35″	0,136	✗	-22,4	S 1.5			1	UBVRiz	V
CRSS J1413.8+4406	3	8	14 ^h 13 ^m 48,3 ^s	+44°06′46″	0,978	✓	-23,5				1	UBVRiz	z
SDSS J17176+5930	5	1	17 ^h 17 ^m 36,9 ^s	+59°30′11″	0,599	✗	-23,6		6,11 +0,54 -0,50		2, 3	BVRiz	I
SDSS J17177+5932	5	2	17 ^h 17 ^m 47,6 ^s	+59°32′57″	0,248	✗	-20,8	S 1			2, 3	BVRiz	V
SDSS J17181+5933	5	3	17 ^h 18 ^m 06,9 ^s	+59°33′13″	0,273	✗	-21,5	S 1			2, 3	BVRiz	V
XFLS J17186+5933	5	4	17 ^h 18 ^m 39,6 ^s	+59°33′59″	0,383	✗	-23,4	S 1			2, 3	BVRiz	R
SDSS J17192+5934	5	5	17 ^h 19 ^m 16,6 ^s	+59°34′50″	0,166	✓	-21,9				2, 3	UBVRiz	V
SDSS J17190+5937	5	6	17 ^h 19 ^m 02,3 ^s	+59°37′15″	0,178	✗	-22,1	S 1	0,45 +0,28 -0,17		2, 3	UBVRiz	V
SPT J17187+5942	5	7	17 ^h 18 ^m 43,8 ^s	+59°42′28″	0,130	✗	-19,3	S 1			2, 3	UBVRiz	V
SPT J17186+5943	5	8	17 ^h 18 ^m 40,9 ^s	+59°43′55″	0,196	✗	-19,6	S 1			2, 3	UBVRiz	V
SDSS J17197+5941	5	9	17 ^h 19 ^m 44,1 ^s	+59°41′00″	0,129	✗	-19,3	S 1			2, 3	UBVRiz	V
MGC J172002+594241	5	10	17 ^h 20 ^m 02,1 ^s	+59°42′41″	0,239	✗	-22,6	S 1			2, 3	UBVRiz	V
VV J022123-001257	12	1	02 ^h 21 ^m 22,9 ^s	-00°12′57″	0,114	✗	-20,6				4	UBV	V
SDSS J02218-0006	12	2	02 ^h 21 ^m 50,0 ^s	-00°06′54″	0,184	✗	-19,6	S 2			4	UBV	V
SDSS J02222-0003	12	3	02 ^h 22 ^m 14,5 ^s	-00°03′22″	1,066	✓	-24,5		21,15 +10,63 -7,07	5,3 ±0,7	4, 7	UBVzJH	z
SDSS J09049+5114	14	1	09 ^h 04 ^m 55,0 ^s	+51°14′44″	0,224	✗	-23,4	S 1	1,97 +0,07 -0,06		5, 6	UBVr	V
SDSS J09049+5117	14	2	09 ^h 04 ^m 55,4 ^s	+51°17′06″	0,895	✗	-23,6		19,65 +3,09 -2,67	5,3 ±0,7	5, 6	UBVr	r
SDSS J09063+5124	14	5	09 ^h 06 ^m 19,2 ^s	+51°24′08″	0,223	✗	-19,4	S 2			5, 6	UBVr	V
SDSS J09071+5124	14	6	09 ^h 07 ^m 09,9 ^s	+51°24′46″	0,263	✗	-20,2	S 1			5, 6	UBVr	V
SDSS J09055+5135	14	7	09 ^h 05 ^m 33,3 ^s	+51°35′07″	0,896	✗	-26,6		40,21 +5,73 -5,02	21,5 ±3,0	5, 6	UBVr	r

^aVéron-Cetty und Véron (2010)

^bShen u. a. (2011)

^cRafiee und Hall (2011)

^dTag(e) der Beobachtung(en):

1: 4. März 2008, LBC; 2: 30. Juni 2008, LBC; 3: 1. Juli 2008, LBC; 4: 24. Oktober 2008, LBC;

5: 31. Dezember 2008, LBC; 6: 2. Januar 2008, LBC; 7: 2. Dezember 2009, LUCI 1 (zJH)

Tab. D.2.: *Eigenschaften der Umgebungen der in dieser Arbeit beobachteten Objekte (Einzelfilter)*

Objekt	Feldnr.	Objekt	Umgebung ^a	ReFilter	B_{qg}	$N_{0,5}$	Abell	$\omega(\theta=0)$	Bemerkung
1WGA J1412,3+4355	3	1	g	50	128 + 130 - 112	3,4 + 3,3 - 2,8	0	3,7 + 3,6 - 2,7	0 innerhalb 2 σ
CRSS 1413,4+4358	3	4	h	100	377 + 178 - 163	10,0 + 3,7 - 3,3	0	3,0 + 2,0 - 1,6	0 innerhalb 2 σ
1WGA J1413,9+4352	3	5	X	270	97 + 110 - 96	2,6 + 2,8 - 2,4	0	0,0 + 0,7 - 0,6	0 innerhalb 1 σ
CRSS 1413,3+4405	3	7	g	80	168 + 93 - 78	4,5 + 2,1 - 1,6	0	14 + 12 - 9	0 innerhalb 2 σ
CRSS 1413,8+4406	3	8	h	180	479 + 199 - 188	12,7 + 3,8 - 3,4	0	3,2 + 1,9 - 1,6	0 innerhalb 3 σ
SDSS J17176+5930	5	1	h	190	399 + 172 - 161	10,6 + 3,4 - 3,0	0	2,4 + 1,7 - 1,4	0 innerhalb 2 σ
SDSS J17177+5932	5	2	h	250	529 + 212 - 202	14,0 + 3,9 - 3,5	0	4,7 + 2,4 - 2,1	0 innerhalb 3 σ
SDSS J17181+5933	5	3	h	400	673 + 277 - 266	17,8 + 5,2 - 4,8	0	6,9 + 3,5 - 3,2	0 innerhalb 3 σ
XFLS J17186+5933	5	4	g	50	262 + 105 - 94	6,9 + 1,9 - 1,5	0	90 + 47 - 36	0 innerhalb 3 σ
SDSS J17192+5934	5	5	X	250	116 + 176 - 155	3,1 + 4,6 - 4,0	0	0,3 + 1,6 - 1,3	0 innerhalb 1 σ
SDSS J17190+5937	5	6	X	250	126 + 154 - 132	3,3 + 3,9 - 3,4	0	-0,3 + 1,3 - 1,1	0 innerhalb 1 σ
SPIT J17187+5942	5	7	g	50	77 + 81 - 61	2,0 + 2,0 - 1,5	0	10 + 13 - 8	0 innerhalb 2 σ
SPIT J17186+5943	5	8	h	400	294 + 184 - 170	7,8 + 4,3 - 3,9	0	3,2 + 2,8 - 2,5	0 innerhalb 2 σ
SDSS J17197+5941	5	9	h	250	433 + 234 - 215	11,5 + 5,2 - 4,6	0	4,5 + 3,5 - 3,3	0 innerhalb 2 σ
MGC J172002+594241	5	10	X	250	156 + 145 - 128	4,1 + 3,6 - 3,2	0	0,0 + 1,1 - 0,8	0 innerhalb 1 σ
VV J022123-001257	12	1	X	250	41 + 176 - 190	1,1 + 4,7 - 5,0	0	0,0 + 1,1 - 1,6	0 innerhalb 1 σ
SDSS J02218-0006	12	2	X	250	20 + 136 - 136	0,5 + 3,6 - 3,6	0	-1,0 + 1,5 - 1,5	0 innerhalb 1 σ
SDSS J02222-0003	12	3	X	250	270 + 205 - 191	7,1 + 5,0 - 4,6	0	-0,1 + 0,7 - 0,7	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09049+5114	14	1	X	140	175 + 106 - 92	4,6 + 2,5 - 2,0	0	2,7 + 4,4 - 3,4	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09049+5117	14	2	g	80	264 + 113 - 107	7,0 + 2,2 - 1,8	0	13 + 8 - 6	0 innerhalb 3 σ
SDSS J09063+5124	14	5	X	250	148 + 137 - 122	3,9 + 3,4 - 3,0	0	-0,2 + 1,1 - 0,9	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09071+5124	14	6	g	50	161 + 85 - 71	4,3 + 1,9 - 1,4	0	13 + 19 - 7	0 innerhalb 2 σ
SDSS J09055+5135	14	7	h	410	413 + 283 - 270	10,9 + 6,8 - 6,4	0	0,7 + 0,7 - 0,6	0 innerhalb 2 σ

^a**X**: Der 1 σ -Bereich der Anpassung schließt 0 ein; g: Gruppe; h: Haufen; -: Anpassung konvergiert nicht

Tab. D.3.: *Eigenschaften der Umgebungen der in dieser Arbeit beobachteten Objekte (HyperZ)*

Objekt	Feldnr.	Objekt	Umgebung ^a	ReHyperZ	B_{qg}	$N_{0.5}$	Abell	$\omega(\theta=0)$	Bemerkung
IWGA J1412.3+4355	3	1	g	60	263 + - 115	7,0 + - 2,7 - 2,3		7,2 + - 4,8 - 3,7	0 innerhalb 2 σ
CRSS J1413.4+4358	3	4	h	240	328 + - 176 - 164	16,2 + - 3,7 - 3,3	0	2,7 + - 1,7 - 1,4	0 innerhalb 2 σ
IWGA J1413.9+4352	3	5	X	250	22 + - 148 - 148	0,6 + - 3,9 - 3,9		5,4 + - 9,3 - 9,3	0 innerhalb 1 σ
CRSS J1413.3+4405	3	7	X	500	88 + - 279 - 234	2,3 + - 7,4 - 6,2		0,6 + - 3,4 - 3,4	0 innerhalb 1 σ
CRSS J1413.8+4406	3	8	h	290	367 + - 189	9,7 + - 4,5 - 4,1	0	1,5 + - 1,1 - 1,0	0 innerhalb 2 σ
SDSS J17176+5930	5	1	X	310	96 + - 79 - 66	2,5 + - 1,9 - 1,6		1,6 + - 3,2 - 2,4	0 innerhalb 1 σ
SDSS J17177+5932	5	2	g	90	151 + - 76 - 64	4,0 + - 1,6 - 1,2		15 + - 13 - 9	0 innerhalb 2 σ
SDSS J17181+5933	5	3	X	500	43 + - 198 - 177	1,1 + - 5,2 - 4,7		-0,6 + - 1,7 - 1,6	0 innerhalb 1 σ
XFLS J17186+5933	5	4	-	-	-	-		-	-
SDSS J17192+5934	5	5	X	250	25 + - 122	0,7 + - 3,2		4,4 + - 8,5 - 8,5	0 innerhalb 1 σ
SDSS J17190+5937	5	6	-	-	-	-		-	-
SPIT J17187+5942	5	7	X	250	22 + - 78	0,6 + - 2,0 - 2,0		-0,7 + - 3,0 - 3,0	0 innerhalb 1 σ
SPIT J17186+5943	5	8	-	-	-	-		-	-
SDSS J17197+5941	5	9	-	-	-	-		-	-
MGC J172002+594241	5	10	X	250	82 + - 108 - 83	2,2 + - 2,8 - 2,1		2,5 + - 4,4 - 3,5	0 innerhalb 1 σ
VV J022123-001257	12	1	-	-	-	-		-	-
SDSS J02218-0006	12	2	X	250	22 + - 138	0,6 + - 3,7 - 3,7		4,4 + - 11,5 - 11,5	0 innerhalb 1 σ
SDSS J02222-0003	12	3	X	130	110 + - 126 - 126	2,9 + - 3,2 - 3,2		2,8 + - 4,7 - 4,7	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09049+5114	14	1	-	-	-	-		-	-
SDSS J09049+5117	14	2	X	370	70 + - 106	1,8 + - 2,8		1,7 + - 18,5 - 18,5	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09063+5124	14	5	X	120	50 + - 61	1,3 + - 1,6		0,3 + - 5,0 - 5,0	0 innerhalb 1 σ
SDSS J09071+5124	14	6	g	50	113 + - 59	3,0 + - 1,3 - 0,9		6,9 + - 12,0 - 6,3	0 innerhalb 2 σ
SDSS J09055+5135	14	7	h	350	385 + - 189	10,2 + - 4,0 - 3,7	0	2,1 + - 2,2 - 2,0	0 innerhalb 2 σ

^a**X**: Der 1 σ -Bereich der Anpassung schließt 0 ein; g: Gruppe; h: Haufen; -: Anpassung konvergiert nicht, weil nur vereinzelte Objekte als zugehörig identifiziert wurden.

Tab. D.4.: Statistische Kenngrößen der Objekte aus der Einzelfiltersuche

(a) Gesamte Stichprobe

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	3	3	3
n	9	6	8
c_2	12	12	12
p_1 [%]	19	10	16
p_2 [%]	61	48	57
P_{unter} [%]	14,2	14,1	17,1
P_{absolut} [%]		2,6	
Verhältnis		0,73	
χ^2		0,6	
c_χ		7,4	

(b) Radiolaut

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	2	0	2
c_2	3	3	3
p_1	6,8	0,0	6,8
p_2	93,2	60,2	93,2
P_{unter} [%]	29,6	19,8	29,6
P_{absolut} [%]		7,4	
Verhältnis		0,20	

(c) Radioleise

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	3	3	3
n	7	6	6
c_2	10	10	10
p_1	16,3	12,6	12,6
p_2	61,6	56,6	56,6
P_{unter} [%]	17,8	19,1	19,1
P_{absolut} [%]		4,0	
Verhältnis		0,95	

(d) $M \leq -23$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	2	2	4
c_2	5	5	5
p_1	3,2	3,2	15,7
p_2	65,1	65,1	84,3
P_{unter} [%]	27,3	27,3	17,1
P_{absolut} [%]		6,4	
Verhältnis		0,62	

(e) $M > -23$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	2	2	2
n	7	4	4
c_2	9	9	9
p_1	21,3	7,8	7,8
p_2	73,4	55,1	55,1
P_{unter} [%]	11,5	19,5	19,5
P_{absolut} [%]		3,1	
Verhältnis		0,57	

(f) $0,0 \leq z < 0,2$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	4	2	2
c_2	5	5	5
p_1	15,7	3,2	3,2
p_2	84,3	65,1	65,1
P_{unter} [%]	17,1	27,3	27,3
P_{absolut} [%]		6,4	
Verhältnis		0,62	

(g) $0,2 \leq z < 0,4$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	3	2	2
c_2	5	5	5
p_1	9,9	3,7	3,7
p_2	81,6	71,0	71,0
P_{unter} [%]	25,6	30,7	30,7
P_{absolut} [%]		9,6	
Verhältnis		0,87	

(h) $0,4 \leq z < 0,6$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	1	1	1
c_2	2	2	2
p_1	1,0	1,0	1,0
p_2	91,0	91,0	91,0
P_{unter} [%]	44,4	44,4	44,4
P_{absolut} [%]		22,2	
Verhältnis		1,00	

(i) $0,8 \leq z < 1,1$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	1	1	3
c_2	4	4	4
p_1	0,5	0,5	14,6
p_2	71,6	71,6	94,7
P_{unter} [%]	32,9	32,9	16,5
P_{absolut} [%]		8,2	
Verhältnis		0,48	

Tab. D.5.: Statistische Kenngrößen der Objekte aus der HyperZ-Suche

(a) Gesamte Stichprobe

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	3	3	3
n	17	3	3
c_2	12	12	12
p_1 [%]	52	3	3
p_2 [%]	90	34	34
P_{unter} [%]	0,0	2,0	2,0
P_{absolut} [%]		0,0	
Verhältnis		0,00	
χ^2		17,0	
c_X		7,4	

(b) Radiolaut

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	2	0	2
c_2	3	3	3
p_1	6,8	0,0	6,8
p_2	93,2	60,2	93,2
P_{unter} [%]	29,6	19,8	29,6
P_{absolut} [%]		7,4	
Verhältnis		0,20	

(d) $M \leq -23$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	5	0	3
c_2	5	5	5
p_1	24,5	0,0	8,5
p_2	91,5	36,9	75,5
P_{unter} [%]	6,8	3,9	27,3
P_{absolut} [%]		0,9	
Verhältnis		0,05	

(f) $0,0 \leq z < 0,2$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	8	0	0
c_2	5	5	5
p_1	63,1	0,0	0,0
p_2	100,0	36,9	36,9
P_{unter} [%]	0,0	3,9	3,9
P_{absolut} [%]		0,0	
Verhältnis		0,00	

(h) $0,4 \leq z < 0,6$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	2	1	0
c_2	2	2	2
p_1	9,4	0,8	0,0
p_2	99,2	90,6	70,8
P_{unter} [%]	22,2	44,4	29,6
P_{absolut} [%]		11,1	
Verhältnis		0,25	

(c) Radioleise

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	3	3	3
n	15	3	1
c_2	10	10	10
p_1	54,4	3,4	0,1
p_2	94,0	39,6	26,0
P_{unter} [%]	0,0	5,5	0,4
P_{absolut} [%]		0,0	
Verhältnis		0,00	

(e) $M > -23$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	2	2	2
n	12	3	0
c_2	9	9	9
p_1	51,9	4,3	0,0
p_2	95,7	48,1	21,8
P_{unter} [%]	0,0	13,0	0,2
P_{absolut} [%]		0,0	
Verhältnis		0,00	

(g) $0,2 \leq z < 0,4$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	5	2	0
c_2	5	5	5
p_1	29,0	3,7	0,0
p_2	96,3	71,0	41,0
P_{unter} [%]	3,8	30,7	5,9
P_{absolut} [%]		1,0	
Verhältnis		0,05	

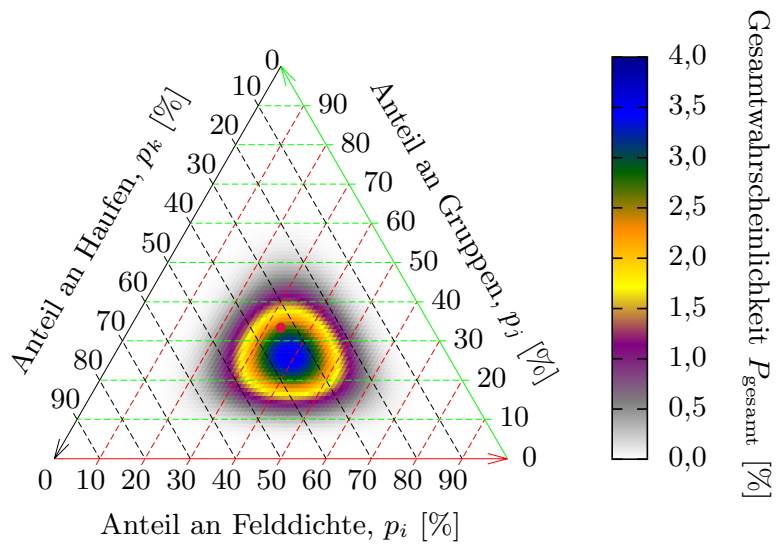
(i) $0,8 \leq z < 1,1$

	Felddichte	Gruppe	Haufen
c_1	0	0	0
n	2	0	3
c_2	4	4	4
p_1	5,2	0,0	14,7
p_2	85,3	52,2	94,7
P_{unter} [%]	32,9	13,2	16,5
P_{absolut} [%]		4,1	
Verhältnis		0,12	

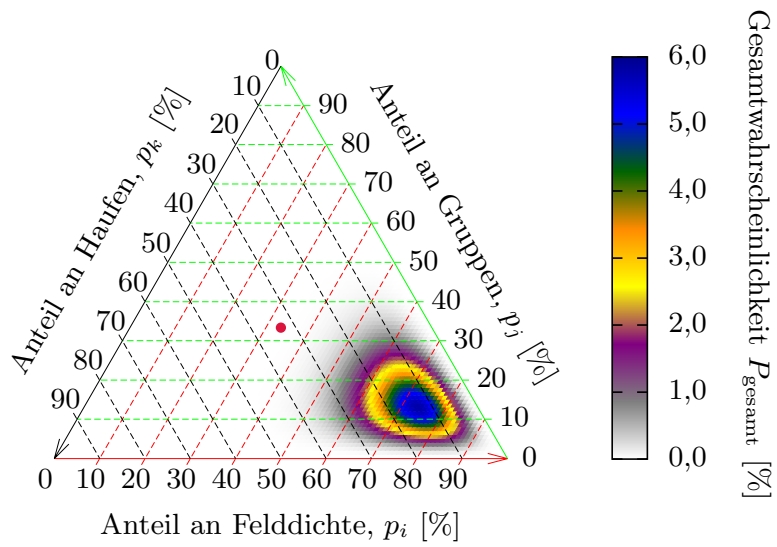
ANHANG E

Ternärplots

Die folgenden Grafiken zeigen die Absolutwahrscheinlichkeit P_{absolut} der einzelnen Klassen in der Farbe kodiert (Formel 8.6) in Abhängigkeit von den Variablen p_i, p_j und p_k . Der rote Punkt gibt die Position der Gleichverteilung der drei Unterklassen an.

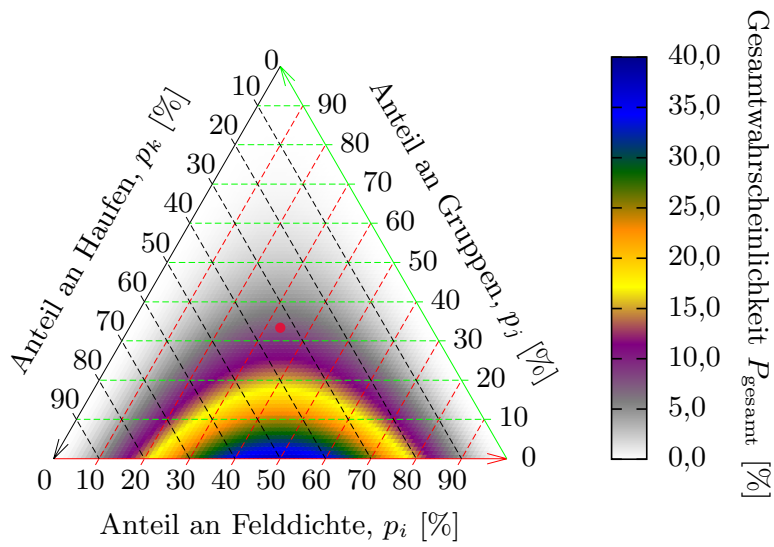


(a) Einzelfilter

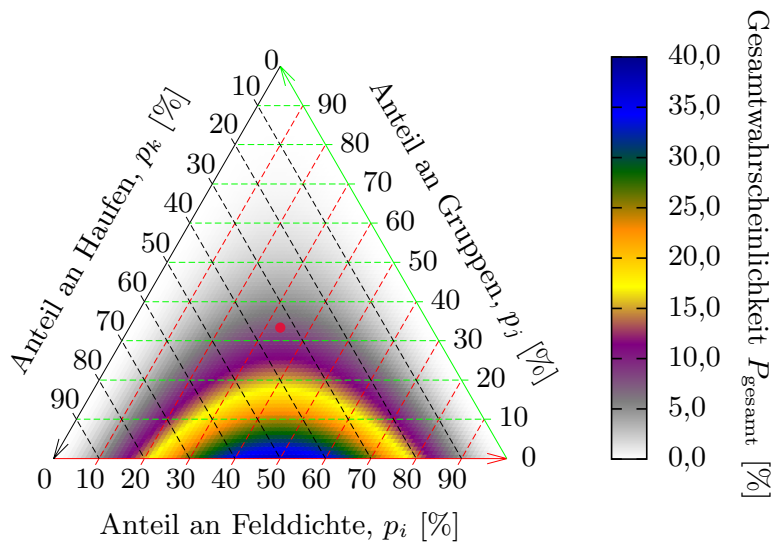


(b) HyperZ

Abb. E.1.: Ternärplots für die gesamte Stichprobe

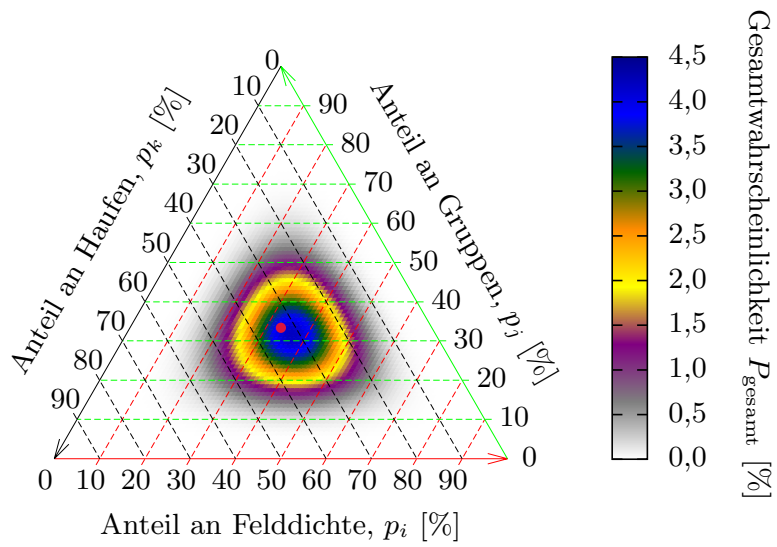


(a) Einzelfilter

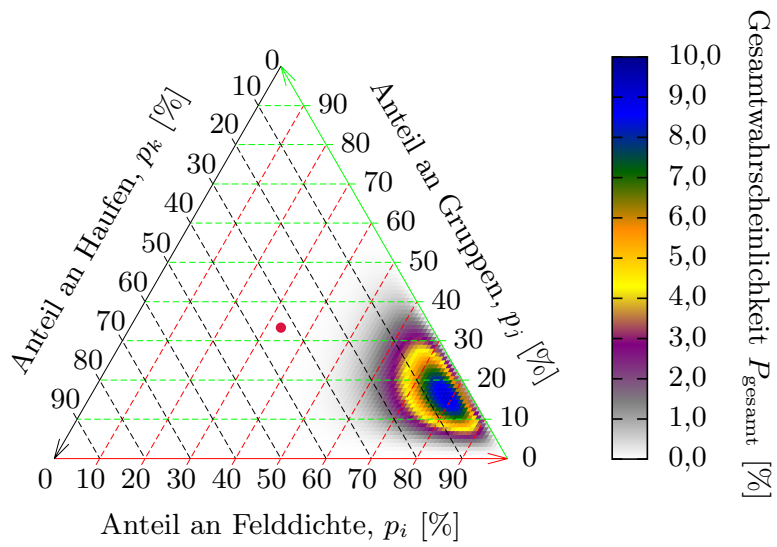


(b) HyperZ

Abb. E.2.: Ternärplots für Umgebungen radiolauter AGN

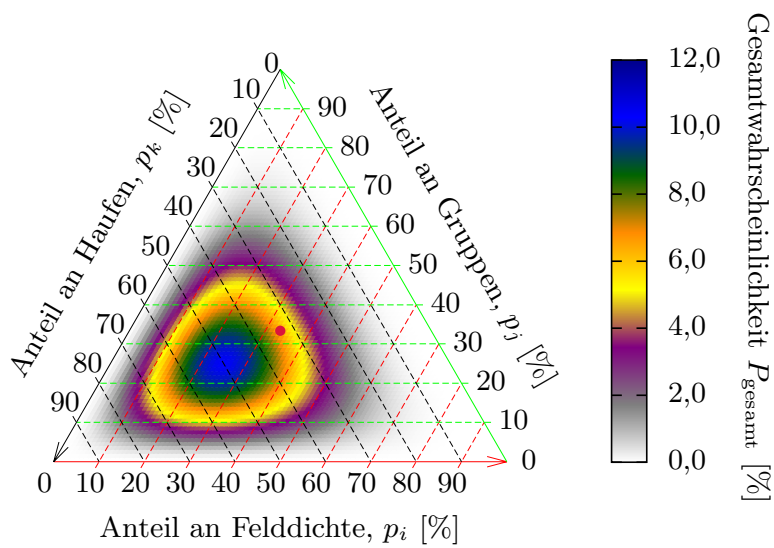


(a) Einzelfilter

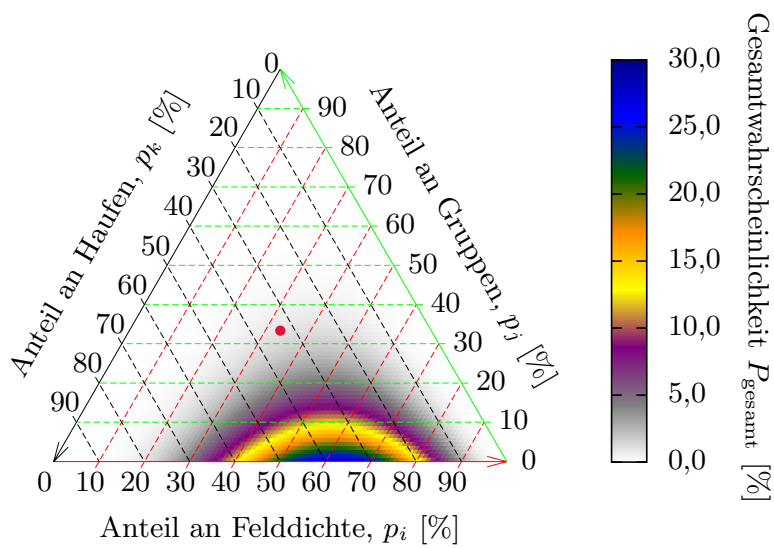


(b) HyperZ

Abb. E.3.: Ternärplots für Umgebungen radioleiser AGN

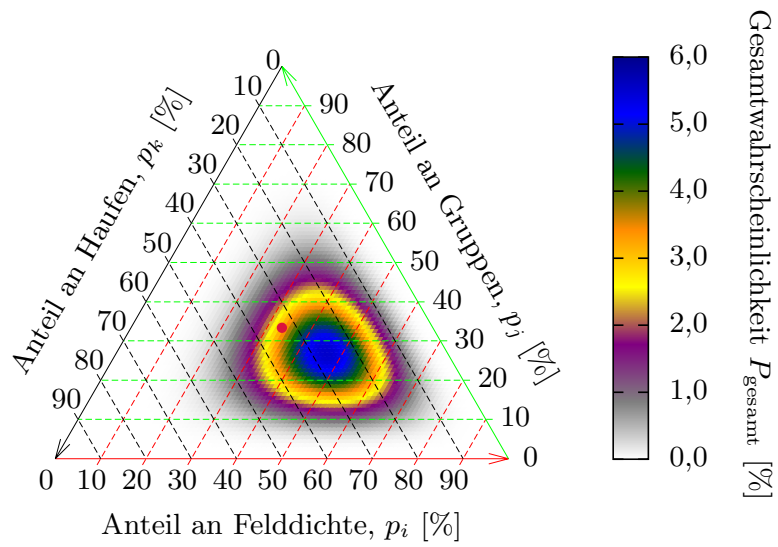


(a) Einzelfilter

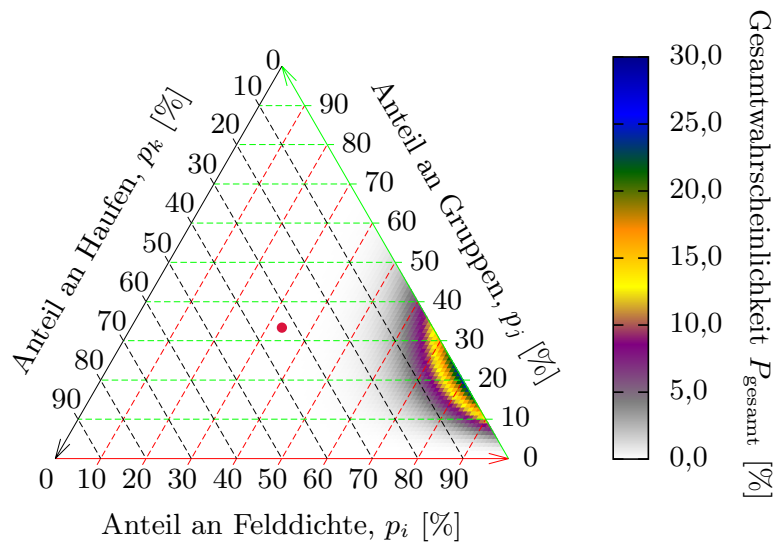


(b) HyperZ

Abb. E.4.: Ternärplots für die Umgebung von QSOs

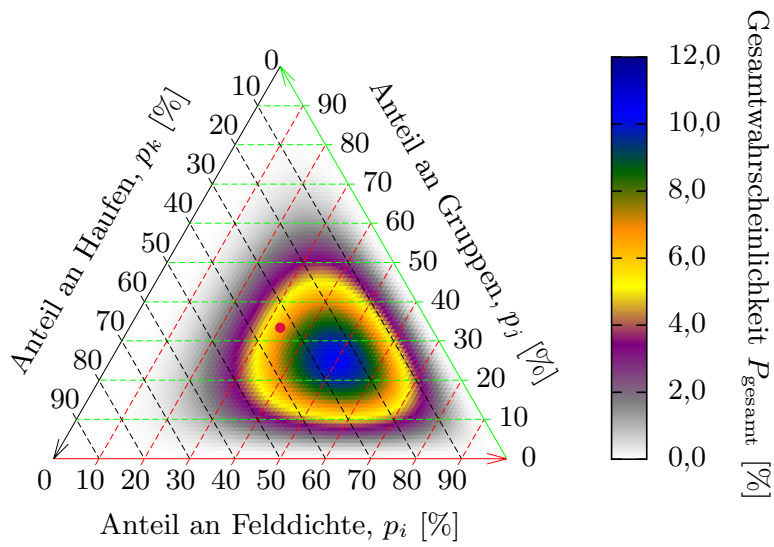


(a) Einzelfilter

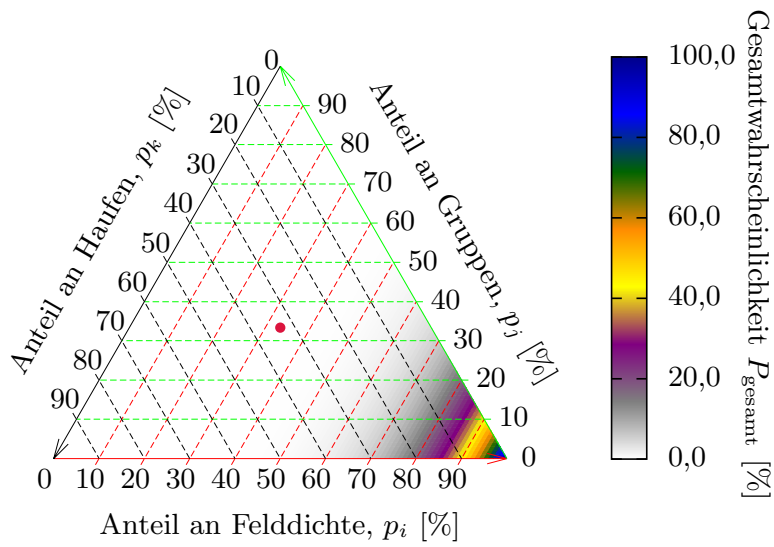


(b) HyperZ

Abb. E.5.: Ternärplots für Umgebungen lechtschwacher AGN

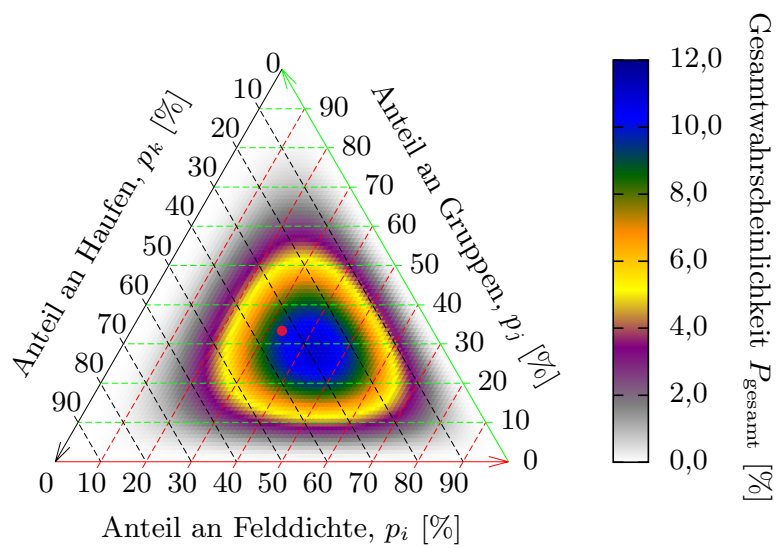


(a) Einzelfilter

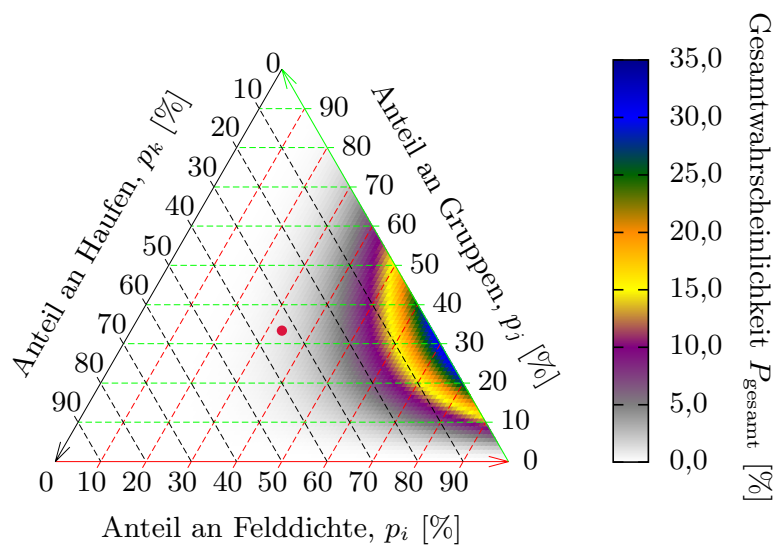


(b) HyperZ

Abb. E.6.: Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,0 < z < 0,2$

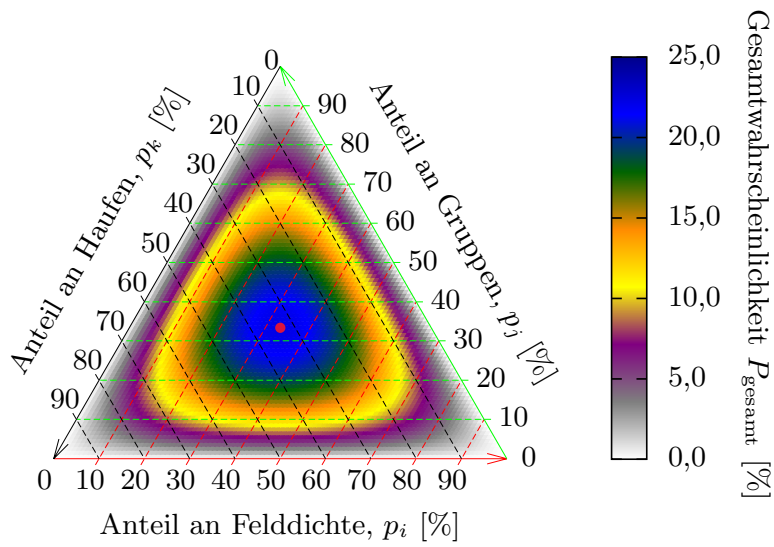


(a) Einzelfilter

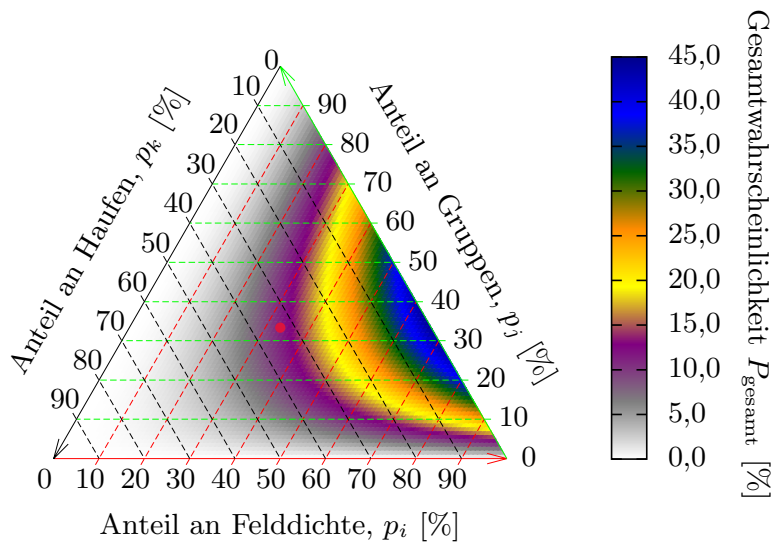


(b) HyperZ

Abb. E.7.: Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,2 < z < 0,4$

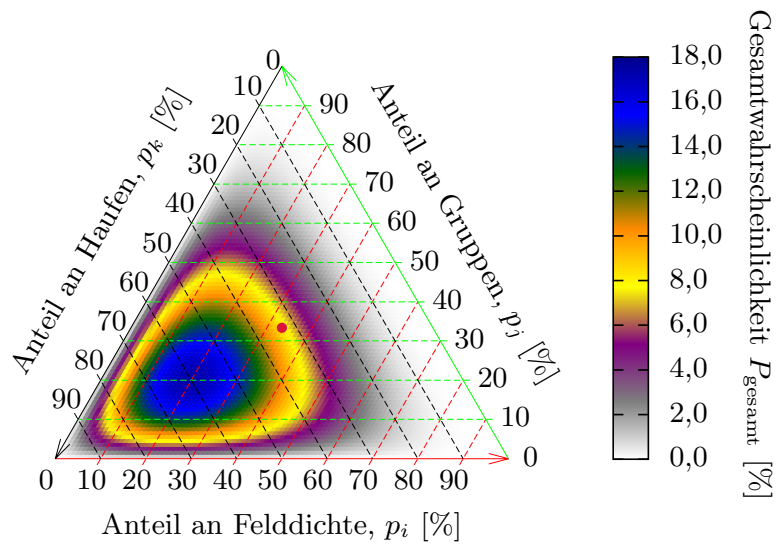


(a) Einzelfilter

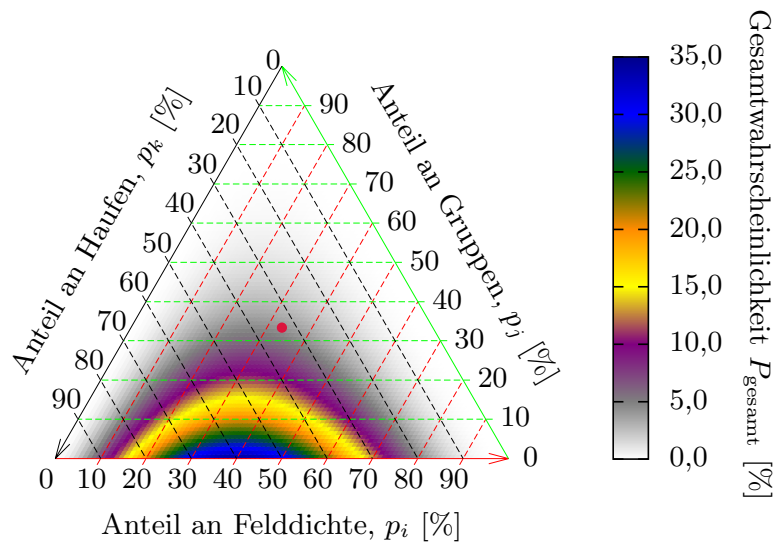


(b) HyperZ

Abb. E.8.: Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,4 < z < 0,6$



(a) Einzelfilter



(b) HyperZ

Abb. E.9.: Ternärplots für Umgebungen von AGN mit einer Roverschiebung von $0,8 < z < 1,1$

Danksagung

Tja, nun sind wir bei der Danksagung angelangt. Ein besonderer Dank geht an meine Mutter, da ohne ihre Hilfe schon das Diplomstudium nicht möglich gewesen wäre. Natürlich danke ich auch meinem Betreuer Prof. Dr. Heidt der immer ein offenes Ohr für Fragen und Anregungen hatte und unterstützend zur Seite stand. In diesem Zusammenhang darf auch der Zweitgutachter Prof. Dr. Wambsganß und die beiden restlichen Mitglieder der Prüfungskommission Prof. Dr. Malte Schäfer und Prof. Dr. Wolf nicht unerwähnt bleiben. Auch den beiden Observatorien LBTO und Calar Alto für die Daten und Janna Berger für die Basissoftware zur Bearbeitung von Nahinfrarotdaten. Auch Dr. Käther soll nicht vergessen werden, der mir seine Schnittstelle zum MINUIT-Programm überließ und mich in statistischen Fragen beraten hat. Ein weiterer Dank gilt Dr. Mandel für seine Ratschläge im LUCI-Teil und Dr. Jahnke für die Ergänzungen und Verbesserungsanmerkungen im zweiten Teil. Mein Dank geht auch an Dr. Anna Pasquali für die Bereitstellung der Modellatmosphären und an Prof. Dr. Kari Nilsson für die Bereitstellung einer Aufnahme von OJ 287 im B-Filter am NOT. Die ganze Belegschaft der LSW für die sehr gute Arbeitsatmosphäre darf in dieser Danksagung ebenso nicht fehlen wie meine Schwester und ihr Mann, die Teile dieser Arbeit korrekturgelesen haben und meiner Mutter, die mir das überhaupt erst ermöglicht hat. Mein Dank gilt auch dem Bundesministerium für Bildung und Forschung, das diese Arbeit finanziell unterstützt hat (05 AL2VO1/8, 05 AL2EIB/4, 05 AL2EEA/1, 05 AL2PCA/5, 05 AL5VH1/5 and 05 AL5PC1/1). Zum Schluss will ich auch all jenen danken, die sich irgendwie an der Arbeit beteiligt fühlen und die ich an dieser Stelle vergessen habe.