

Morphologische und spektroskopische Untersuchungen von Supernova-Überresten

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES
NATURWISSENSCHAFTLICHEN DOKTORGRADES
DER BAYERISCHEN JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG



vorgelegt von

Sonja Boyer

aus Bad Mergentheim

Würzburg 2015

Eingereicht am: 26.02.2014
bei der Fakultät für Physik und Astronomie.

1. Gutachter: Prof. Dr. Karl Mannheim
 2. Gutachter: Prof. Dr. Matthias Kadler
 3. Gutachter:
- der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. Karl Mannheim
 2. Prüfer: Prof. Dr. Matthias Kadler
 3. Prüfer: Prof. Dr. Jens Pflaum
- im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 5. August 2015

Doktorurkunde ausgehändigt am:

„Wirkliches Neuland in einer Wissenschaft kann wohl nur gewonnen werden, wenn man an einer entscheidenden Stelle bereit ist, den Grund zu verlassen, auf dem die bisherige Wissenschaft ruht, und gewissermaßen ins Leere zu springen.“

Werner Heisenberg

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Röntgenstrahlung	5
2.2	Supernovae	7
2.2.1	Typen von Supernovae	8
2.2.2	Vom Kernkollaps zur Explosion	9
2.3	Asymmetrien in Supernovae	13
2.3.1	Objekte mit starken Magnetfeldern	14
2.4	Nukleosynthese aus dem Zentrum der Explosion	16
2.4.1	Elemente bis Eisen-56	16
2.4.2	Schwerere Elemente als Eisen	17
2.5	Evolution des Supernova-Überrests	20
2.5.1	Die freie Expansion	21
2.5.2	Sedov-Taylor Phase	22
2.5.3	Schneepflug-Phase und Vermischung mit dem ISM	23
3	Methoden	25
3.1	Der Satellit XMM-Newton	25
3.1.1	Punktspreizfunktion und effektive Fläche	27
3.1.2	Die European Photon Imaging Camera (EPIC)	30
3.1.3	EPIC-Hintergrund und „Pile-up“	32
3.1.4	Das Reflecting Grating Spectrometer (RGS)	33
3.1.5	Vergleich zu anderen Röntgensatelliten	34
3.2	Datenreduktion	35
3.2.1	Datenvorbereitung	35
3.2.2	Datenextraktion	36
3.3	Spektrale Untersuchung	37
4	Auswertung	39
4.1	Der Supernova-Überrest CTB 109	39
4.2	Datenauswertung	41
4.2.1	Spektrale Untersuchung	42
4.3	Spektren von CTB 109	44
4.4	Untersuchung des Flusses in den Regionen	47
4.5	Untersuchung der Teilregionen	53

4.6	Der Supernova-Überrest RCW 103	59
4.7	Diskussion	65
5	Photometrie an Cassiopeia A	69
5.1	Photometrie	70
5.1.1	Helligkeiten und Farben von Sterne	70
5.1.2	Photometrie mit IRAF	72
5.2	Daten und Analyse	74
5.2.1	Cassiopeia A und Umgebung	75
5.2.2	Photometrie an Sternen in CasA	76
5.3	Auswertung und Ausblick	79
6	Zusammenfassung	83
7	Summary	85
	Literaturverzeichnis	87
8	Anhang	95
	Publikationsliste	115
	Danksagung	117
	Eigenständigkeitserklärung	119

Abbildungsverzeichnis

1.1	Supernova-Überrest CTB 109 und RCW 103 (Sasaki, 2004 [1] und Becker, 2003 [2])	1
2.1	Das elektromagnetische Spektrum (Weigert & Wendker [3])	5
2.2	Die atmosphärische Durchlässigkeit (Weigert & Wendker [3])	6
2.3	Die Klassifikation von Supernovae (Vink, 2012 [4])	9
2.4	Die Zwiebelschalenstruktur (Janka, 2012 [5])	10
2.5	Die Struktur eines Neutronensterns (Weigert & Wendker [3])	15
2.6	Solare Häufigkeiten (Janka, 2011 [6])	17
2.7	Nuklidentafel (Cowan, 2004 [7])	18
2.8	Evolution eines Supernova-Überrests (Seward & Charles, 2010 [8])	21
2.9	Struktur eines jungen Supernova-Überrests (Blondin, 2001 [9])	23
2.10	Rayleigh-Taylor-Instabilitäten (Blondin, 2001 [9])	24
3.1	XMM-Newton (ESA/XMM-Newton)	25
3.2	XMM-Aufbau (ESA [10])	26
3.3	Teleskopaufbau (ESA [10])	27
3.4	Punktspreizfunktion von XMM-Newton (ESA [10])	29
3.5	Effektive Fläche von XMM-Newton (ESA [10])	29
3.6	Die Anordnung der CCDs in MOS und pn (ESA [10])	31
3.7	Hintergrundspektrum von MOS1 (ESA [10])	33
3.8	Aufbau des RGS (den Herder, 2001 [11])	34
4.1	Supernova-Überrest CTB 109 (Sasaki, 2004 [1])	40
4.2	„Small window“-Modus der pn-Kamera (XMM-Newton Archiv)	41
4.3	Die 36 Regionen in CTB 109	43
4.4	Spektren in ausgewählten Regionen innerhalb CTB 109	45
4.5	Spektren von Si, Mg und Ne in den Regionen 13 und 30	48
4.6	Elementverteilung in CTB 109	50
4.7	Silizium-Fluss-Verteilung auf der XMM-Newton-Karte	51
4.8	Regionen in der Lobe-Region in CTB 109	52
4.9	Elementverteilung in der Lobe-Region in CTB 109	52
4.10	Die Regionen in den Teilbeobachtungen von CTB 109	54
4.11	Elementverteilung in den Teilregionen von CTB 109	55
4.12	Fusionierte Bilder der Teilbeobachtungen	57
4.13	Vergleich der Elementverteilung im Lobe	58
4.14	Supernova-Überrest RCW 103 (Becker, 2003 [2])	59

4.15	Regionen in RCW 103	61
4.16	Spektren aus Region 01 und 18 von RCW 103	62
4.17	Si- und Mg-Verteilung im gesamten RCW 103	63
4.18	Si- und Mg-Verteilung im Süden und Osten von RCW 103	64
5.1	Cassiopeia A (NASA/Caltech)	69
5.2	Das Farben-Helligkeits-Diagramm, (ESA)	73
5.3	Optische Aufnahme von CasA durch das Skinakas Observatorium . .	75
5.4	Sättigungsuntersuchung	77
5.5	Standardsterne, die als Referenzsterne genutzt werden	78
5.6	CasA mit 14 zu untersuchenden Sternen	78
5.7	Wahrscheinlichste Kandidaten für Hintergrundsterne	81
8.1	Spektren von Si, Mg und Ne aus den Regionen 12 und 31	99

Tabellenverzeichnis

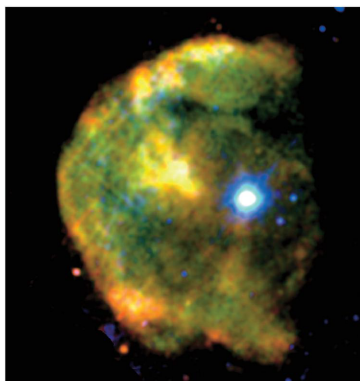
2.1	Parameter für Brennphasen (Woosley, 2005 [12])	11
3.1	Charakteristische Parameter von XMM (ESA [10])	28
3.2	Vergleich XMM zu anderen Satelliten (ESA [10])	35
4.1	Fit-Modelle	42
4.2	Freie Parameter der Beispielspektren des gesamten Überrests	46
4.3	Energien der gemessenen Elemente	47
4.4	Flüsse in den Beispielsregionen von CTB 109	49
4.5	Freie Parameter der Beispielspektren des Überrests RCW 103	62
5.1	Die Sterne mit größter Distanz zur Erde	80
8.1	Die Koordinaten der 36 Regionen	96
8.2	Freie Parameter der Spektren des gesamten Überrests	97
8.3	Freigesetzte Elemente aller Spektren des gesamten Überrests	98
8.4	Die Flüsse im gesamten CTB 109	100
8.5	Die Koordinaten der 19 Regionen innerhalb des Lobes von CTB 109	101
8.6	Si- und Mg-Flüsse im Lobe des CTB 109	102
8.7	Die Koordinaten der 18 Regionen in der Nordbeobachtung von CTB 109	103
8.8	Die Koordinaten der 15 Regionen in der Ostbeobachtung von CTB 109	103
8.9	Die Koordinaten der 23 Regionen in der Südbeobachtung von CTB 109	104
8.10	Flüsse in den Nord-, Ost- und Südbeobachtungen von CTB 109	105
8.11	Vergleich der Flüsse in den V.Kaspi und P.Plucinsky-Beobachtungen	106
8.12	Die Koordinaten der 37 Regionen in RCW 103	107
8.13	Die Koordinaten der 20 Regionen im Inneren von RCW 103	108
8.14	Die Flüsse in den 37 Regionen von SNR RCW 103	109
8.15	Die Flüsse in den 20 Regionen von SNR RCW 103	110
8.16	Daten der Standardsterne für die Photometrie	111
8.17	Daten aller Sterne in SNR CasA	112

Abkürzungsverzeichnis

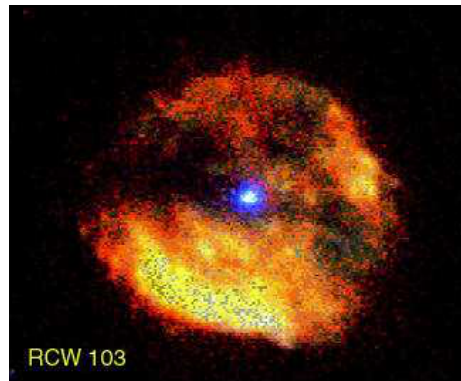
AXP	Anomalous X-ray pulsar
CasA	Cassiopeia A
CTB	Caltech observation, list B
DS9	SAOImage DS9
EPIC	European Photon Imaging Camera
ESA	European Space Agency
FWHM	Full Width of Half Maximum (Halbwertsbreite)
HEW	Half Energy Width (Energiedurchmesser)
IRAF	Image Reduction and Analysis Facility
ISIS	Interactive Spectral Interpretation System
ISM	Interstellares Medium
ks	Kilosekunden
M_{\odot}	Sonnenmassen
MOS	Metall-Oxid-Halbleiter
ObsID	Observations-Identifikationsnummer
pc (kpc)	Parsec (Kiloparsec)
PSF	Point Spread Funktion (Punktspreizfunktion)
RCW	Rodgers, Campbell, Whiteoak-Katalog
RGS	Reflection Grating Spectrometer
SAS	Science Analysis System
SNR	Supernova Remnant
XMM-Newton	X-ray Multi-Mirror Mission

1 Einleitung

In unserem alltäglichen Leben gibt es viele Elemente, bei denen bis heute noch nicht geklärt ist, wo und wie sie entstehen. Wasserstoff und Helium, die leichtesten bekannten Elemente, sind schon während des Urknalls entstanden. Aber auch das meiste Lithium und Beryllium stammt aus dieser Zeit. Die schwereren Elemente entstanden erst nach und nach im Universum. Verantwortlich dafür sind vorwiegend die Brennprozesse in Sternen, wie zum Beispiel in unserer Sonne. Dort wird durch Kernfusion Wasserstoff zu Helium und anschließend Helium zu Kohlenstoff umgewandelt. In Sternen, die größere Massen als unsere Sonne besitzen, können noch schwerere Elemente durch Brennprozesse entstehen. Doch die schwersten Elemente mit höheren Massezahlen als Eisen kommen im Vergleich zu Wasserstoff und Helium nur noch sehr selten im Universum vor. Die Entstehung dieser Elemente ist komplizierter und nur noch in bestimmten Umgebungen möglich, die im Labor nicht hergestellt werden können. Bereits existierende Elemente können zu Elementen mit höheren Massenzahlen werden, wenn sie Neutronen einfangen und an sich binden [13]. Dafür sind hohe Neutronendichten und Temperaturen erforderlich. Bis heute ist nicht geklärt, wo diese schweren Elemente tatsächlich entstehen. Es gibt



(a) CTB109



(b) RCW 103

Abbildung 1.1: Die Supernova-Überreste CTB 109 und RCW 103, die in dieser Arbeit aufgrund ihrer zentralen Quellen ausgewählt und untersucht werden. Nähere Beschreibungen zu den Bildern sind in den Kapitelabschnitten 4.1 und 4.6 zu finden. (Quellen: Sasaki, 2004 [1] und Becker, 2003 [2])

zwei mögliche Szenarien: Supernova-Explosionen und Neutronensternverschmelzungen. Supernova-Explosionen gehören zu den energiereichsten Ereignissen in unserem Universum. Ein Stern, der mindestens achtmal so massereich ist wie unsere Sonne,

durchläuft in seinem kurzen Leben von wenigen Millionen Jahren viele Brennstufen [6]. Vom Wasserstoffbrennen über das Helium-, Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- bis hin zum Siliziumbrennen. Zum Schluss bleibt ein Eisenkern übrig, der nicht mehr zünden kann, da durch das thermonukleare Brennen keine Energie mehr gewonnen werden kann. Durch die Brennphasen wird ein Druckgradient aufgebaut, der der Gravitation entgegenwirkt und den Stern während des Brennens im Gleichgewicht hält. Sind die Brennprozesse jedoch beendet, fängt der Stern an zu kollabieren und wird zu einer Supernova. Die Theorie zu den einzelnen Schritten der Brennphasen und des Kollapses ist in Abschnitt 2.2 beschrieben. Der Stern explodiert mit einer Energie von 10^{51} erg [6], die etwa einem Tausendstel der Ruhemassenenergie des kollabierenden Kerns entspricht. Die meiste Energie wird in Neutrinos und Gravitationswellen umgewandelt. Die Supernova kann mit dieser Energie die Galaxie, in der er sich befindet, überstrahlen. Von Beobachtungen ist bekannt, dass diese Ereignisse nicht exakt kugelsymmetrisch ablaufen, auch wenn dies oft zur Vereinfachung angenommen wird. Durch Instabilitäten in der Umgebung und im Inneren des Sterns kommt es zu Asymmetrien während der Explosion. Aber auch hohe Magnetfelder und Rotationen, die zu Jet-ähnlichen Auswürfen entlang der Pole führen können, können Asymmetrien in der eigentlichen Explosion auslösen [14]. In diesem Fall liegt eine Umgebung vor, in der schwere Elemente erzeugt werden können. In Supernova-Explosionen werden Temperaturen von mehreren 10^9 K und Dichten von 10^9 g/cm³ erreicht [12]. Durch die Asymmetrien verzögert sich der Kollaps des Kerns, weil ein Teil des Gases unter Reibung durch eine Akkretionsscheibe einströmt. Durch den hohen Neutronenfluss könnten sich dort schwere Elemente durch schnellen Neutroneneinfang und anschließenden β -Zerfall bilden [13]. Doch diese Theorie hat einige Schwachstellen. Es ist bisher nicht ausreichend bewiesen, dass während den Explosionen genug Neutronen entstehen, um die Menge an schweren Elementen zu erzeugen, die wir im Universum beobachten können. In Simulationen mit kugelsymmetrischen Annahmen sind sogar eher protonenreiche als neutronenreiche Auswürfe zu finden [15].

Das zweite Szenario besagt, dass schwere Elemente entstehen, wenn zwei Neutronensterne miteinander verschmelzen [16]. Neutronensterne bestehen, wie ihr Name besagt, überwiegend aus Neutronen. Stoßen zwei solcher Objekte zusammen, entstehen ebenfalls hohe Temperaturen und Dichten, so dass dort schwere Atomkerne durch Anreicherung mit Neutronen entstehen können. Doch auch in dieser Theorie gibt es Probleme, wie zum Beispiel die lange Zeitskala, auf der die Neutronensterne sich einander annähern. Diese Ereignisse finden deutlich seltener statt als Supernova-Explosionen [17] und damit sind die beobachteten Häufigkeiten schwer zu erklären. Ein weiteres Problem ist, dass die Simulationen der Beobachtungen nicht folgen. So haben Argast et al. 2004 verschiedene Supernova- und Neutronensternmodelle simuliert, bei denen das Modell mit den Neutronensternen nicht zu der beobachteten Verteilung der Elemente in unserer Galaxie passt [18].

Die Verschmelzung von Neutronensternen wurde bis heute nicht beobachtet. Daher wurde noch nicht eindeutig beobachtet, dass schwere Elemente in einem der beiden Szenarien entstehen. Beide Szenarien tragen wohl ihren Teil zur Entstehung der leichteren schweren Elemente bei, in welchem aber nun die schwersten Elemente

produziert werden und wie hoch die Häufigkeiten sind, ist bisher nicht bekannt.

Um die Wissenslücke zu schließen, ist es wichtig nach den schweren Elementen durch Beobachtung zu suchen. Da mehrere Fakten (z.B. [18]) für ein Entstehen der Elemente in Supernova-Explosionen sprechen, werde ich in dieser Arbeit die Überreste dieser Explosionen untersuchen. Die Elementverteilungen und Häufigkeiten in Supernova-Überresten sind bisher noch nicht simuliert worden, was einen Vergleich der Beobachtung mit der Theorie erschwert. Die Theorie zu den einzelnen Entwicklungsstufen eines Supernova-Überrests ist in Abschnitt 2.5 beschrieben. Zum Nachweis schwerer Elemente eignen sich die Methoden der Röntgenastronomie besonders gut. Die meisten Elemente, die in Supernovae entstehen, haben ihre bekanntesten Emissionslinien im Energiebereich von 0.5-10 keV [4]. Aus diesem Grund ist es interessant genau in diesem Bereich des Spektrums Supernova-Überreste zu untersuchen. Dabei werde ich ein Hauptaugenmerk auf Supernova-Überreste legen, in deren Mittelpunkt ein anomaler Röntgenpulsar (AXP - Anomalous X-ray Pulsar) zu finden ist, der hohe Magnetfelder aufweist [19]. Seine Entstehung ist möglicherweise auf eine Asymmetrie im Vorgängerstern zurückzuführen (siehe Abschnitt 2.3). Bisher sind nicht viele AXPs in Supernova-Überresten bekannt, die sich auch gleichzeitig in der Nachbarschaft der Sonne aufhalten, so dass der Überrest von der Erde aus beobachtet werden kann. Daher wurden für diese Arbeit die folgenden zwei Supernova-Überreste ausgewählt: CTB 109 und RCW 103 (siehe Abbildung 1.1). Es werden archivierte Daten des Röntgenteleskops XMM-Newton (siehe Abschnitt 3.1) verwendet, um den Supernova-Überrest in kleinen Bereichen zu analysieren und die Flüsse zu bestimmen. Die Flüsse werden zu einer Intensitätskarte zusammengestellt, die die Verteilung einiger Elemente im Überrest widerspiegeln. Aufgrund der Sensitivität des Teleskops werden nur die Elemente Silizium, Magnesium und Neon gefunden. Es können noch einige andere Elemente in den Spektren gesehen werden, jedoch ist die Auflösung nicht hoch genug um eine signifikante Aussage über ihren Fluss zu machen. Daher werde ich mich in meiner Arbeit auf diese drei Elemente konzentrieren. Ziel der Untersuchungen ist es, zunächst die schweren Elemente spektroskopisch nachzuweisen und sie dann morphologisch in Hinblick auf ihre vermutete asymmetrische Verteilung in den Supernova-Überresten zu untersuchen.

2 Theorie

Die Röntgenstrahlung ermöglicht es, die wichtigsten Emissionslinien schwerer Elemente in Supernova-Überresten zu untersuchen. In diesem Kapitel wird die Entstehung der Röntgenstrahlen in Supernova-Überresten erklärt (siehe Abschnitt 2.1) und erläutert, welche Röntgenlinien im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden. In Abschnitt 2.2 werden die verschiedenen Typen von Supernovae aufgelistet und die Vorgänge, die während einer Supernova-Explosion stattfinden und für die spätere Entwicklung des Überrests entscheidend sind, dargelegt. Anschließend gehe ich in Abschnitt 2.3 auf die möglichen Asymmetrien in Supernova-Ereignissen ein und beschäftige mich mit der Elemententstehung (Abschnitt 2.4). Zum Schluss gebe ich einen Ausblick auf die Entwicklung des Supernova-Überrests (Abschnitt 2.5).

2.1 Röntgenstrahlung

Astronomen können nur durch Beobachtung die Vorgänge im Universum untersuchen, da sie sie aufgrund ihrer extremen Bedingungen nicht im Labor nachstellen oder durch Raumfahrzeuge vor Ort untersuchen können. Um so viele Informationen wie möglich zu erhalten, ist es daher wichtig, das gesamte Spektrum des Lichts, das aus dem Weltraum kommt, zu untersuchen. Dieses Spektrum setzt sich aus vielen Bereichen zusammen. In Abbildung 2.1 sieht man die verschiedenen Spektralbereiche

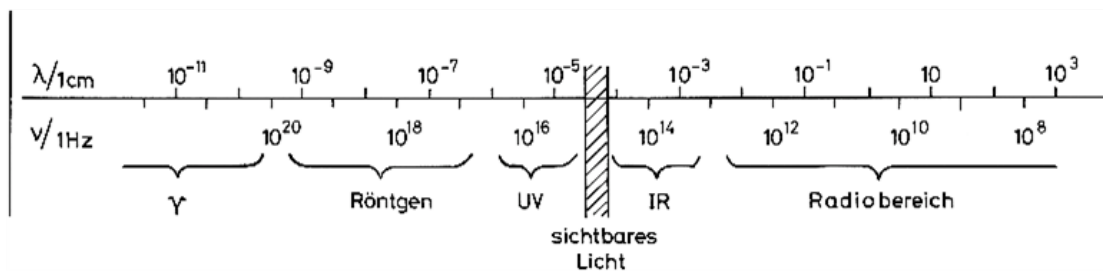


Abbildung 2.1: Das elektromagnetische Spektrum zeigt in Wellenlänge λ und der Frequenz ν . In dieser Arbeit wurde hauptsächlich im Röntgenbereich beobachtet. (Quelle: Weigert & Wendker [3])

mit ihren zugehörigen Wellenlängen λ , Frequenzen ν ([3]) und Bezeichnungen. Wie man sieht, ist sichtbares Licht nur in einem sehr kleinen Bereich vorhanden. Licht in anderen Wellenlängen kann von unserem Auge nicht wahrgenommen werden. Das Spektrum reicht von Radiowellen über infrarotes Licht (IR), den sichtbaren Bereich,

2.1. Röntgenstrahlung

das ultraviolette Licht (UV), die Röntgenstrahlen bis hin zu den Gamma-Strahlen (γ), die sehr kurze Wellenlängen besitzen. Nicht all diese Strahlen kommen auf dem Erdboden an, da einige Wellenlängenbereiche stark absorbiert werden. Strahlen in bestimmten Wellenlängen sind für unsere Zellen schädlich. Ohne die schützende Atmosphäre hätte daher Leben, in der Form wie wir es kennen, nicht entstehen können. In Abbildung 2.2 ist die Durchlässigkeit unserer Atmosphäre abgebildet [3]. Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Höhe h . Nur das sichtbare Licht und die Radiowellen erreichen den Boden, in den anderen Spektralbereichen absorbiert die Atmosphäre die Strahlen in unterschiedlichen Höhen. Das infrarote Licht ist in einer Höhe von etwa 30 km nicht mehr zu messen, während die Strahlung des UV- und Röntgenbereichs bereits 120 km über dem Erdboden absorbiert wird. Dieser Umstand macht es für Astronomen unmöglich in einigen Wellenlängenbereichen vom Erdboden aus zu beobachten. Über viele Jahrhunderte hinweg mussten sich die Menschen mit dem sichtbaren Licht begnügen, doch heute ist es möglich die Atmosphäre mit Satelliten zu verlassen und dort Teleskope zur Beobachtung aller Strahlungsarten zu platzieren.

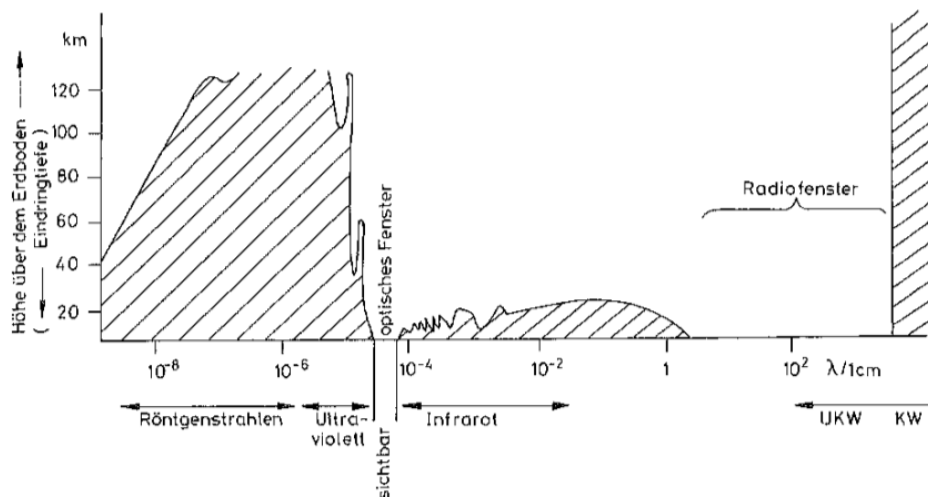


Abbildung 2.2: Die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die verschiedenen Wellenlängen aus Abbildung 2.1. Nur im sichtbaren und im Radiobereich gelangen die Strahlen, die aus dem Weltraum kommen, zum Erdboden. Im Röntgenbereich jedoch kommen sie nicht an, weswegen man außerhalb der Atmosphäre beobachten muss. (Quelle: Weigert & Wendker [3])

Obwohl in Kapitel 5 ein Projekt vorgestellt wird, das den optischen Bereich betrifft, befasst sich der überwiegende Teil dieser Arbeit mit Untersuchungen im Röntgenbereich.

Die Röntgenstrahlen wurden im Jahr 1895 von Wilhelm C. Röntgen in Würzburg entdeckt, als er Elektronen auf ein Papier mit fluoreszierender Beschichtung schoss, dieses zu leuchten anfang und das auch noch tat, als er die Kathodenstrahlröhre mit schwarzer Pappe abdeckte. Dafür erhielt er 1901 den ersten Physik-Nobelpreis.

Die Medizin hat darin zuerst einen großen Durchbruch gesehen, doch nach und nach wurden die Röntgenstrahlen auch in anderen Bereichen verwendet. Die harten Röntgenstrahlen, die heutzutage in der Medizin verwendet werden und auch von Röntgen verwendet wurden, haben Energien von 30-50 keV. In der Astronomie jedoch werden Röntgenstrahlen mit Wellenlängen zwischen 25 und 2.5 Å und damit Energien von etwa 0.5 bis 5 keV detektiert [8]. Dafür beobachtet man von Satelliten aus. In den letzten Jahrzehnten wurden hierbei große Fortschritte gemacht. Vor allem die Röntgensatelliten ROSAT, CHANDRA und XMM-Newton haben viele Erkenntnisse gebracht [20].

Es gibt zwei Arten von Röntgenstrahlen: die thermische und die nicht-thermische Strahlung. Letztere entsteht durch die Synchrotronstrahlung oder den inversen Compton-Effekt, bei dem Elektronen mit hohen Energien durch Kollisionen ihre Energie auf Photonen übertragen. Die thermische Röntgenstrahlung entsteht in Quellen mit Temperaturen von etwa $1 \cdot 10^6$ bis $5 \cdot 10^7$ K [8]. Kollidieren schnelle Elektronen mit Materie, werden sie abgebremst und erzeugen dabei Strahlung. Diese sogenannte Bremsstrahlung weist ein kontinuierliches Spektrum auf, aus deren Verlauf die Temperatur bestimmt werden kann. Hinzu kommen die charakteristischen Linien, die sich bestimmten Elementen zuordnen lassen. Diese entstehen, wenn Elektronen aus energetisch höheren Niveaus in die freien, tiefer liegenden Orbitale in Kernnähe fallen. Dabei entsteht charakteristische Röntgenstrahlung, die für jedes Element verschieden ist und damit die Zusammensetzung des untersuchten Gases verrät. Die nicht-thermische Röntgenstrahlung besteht hauptsächlich aus Synchrotronstrahlung. Diese entsteht, wenn sich Elektronen in einem Magnetfeld bewegen und darin abgelenkt werden. Da sich durch die Lorentzkraft ihre Richtung ändert, werden die Elektronen beschleunigt und strahlen elektromagnetische Energie im Röntgenbereich ab.

Die Astronomie kennt zahlreiche röntgen-emittierende Objekte. Dazu zählen auch Supernovae und ihre Überreste, die sich als Stoßwellen in das interstellare Medium ausbreiten. In den Supernovae herrschen sehr hohe Temperaturen, so dass dort thermische Röntgenstrahlung erzeugt wird. Ihre Überreste kühlen zwar durch Expansion schnell ab, sobald die radioaktiven Isotope aus der Supernova zerfallen sind. Sie können aber durch den sogenannten Fermi-Mechanismus Elektronen und Ionen auf relativistische Energien beschleunigen, bei denen sie nicht-thermische Röntgenstrahlung aussenden. Die meisten Elemente zwischen Sauerstoff und Eisen haben ihre α -Linien im Energiebereich von 0.5-10 keV [4], also die Linien die entstehen, wenn ein Elektron von der zweittiefsten Schale in den Grundzustand übergeht. Aus diesem Grund untersuche ich in dieser Arbeit Supernova-Überreste in diesem Energiebereich, um etwas über ihren Aufbau und ihre Morphologie zu erfahren.

2.2 Supernovae

Es gibt verschiedene Typen von Supernovae, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Anschließend wird auf die Kernkollaps-Supernova näher eingegangen (Abschnitt 2.2.2). Dabei liegt der Hauptfokus auf dem, was während der Supernova passiert und

warum darin schwere Elemente entstehen können.

2.2.1 Typen von Supernovae

Sterne wie unsere Sonne sind recht massearm und verbrennen ihren Wasserstoffvorrat sehr langsam. Nach vielen Milliarden Jahren enden sie als Weiße Zwerge [3] und kühlen langsam ab. Haben Sterne höhere Massen als 8 Sonnenmassen (M_{\odot}) verläuft ihre Entwicklung viel spektakulärer. Sie durchlaufen einen Kernkollaps und explodieren mit hohen Energien, wobei sie eine Energie von 10^{51} erg als Energie der Explosion freisetzen und dabei heller als Galaxien werden [4].

Man klassifizierte Supernovae früher aufgrund der Beobachtung im optischen Wellenlängenbereich. Dabei entstanden zwei Supernovaklassen, je nach dem ob man im Spektrum Wasserstofflinien sehen konnte (Typ II) oder nicht (Typ I). In Abbildung 2.3 ist ein Diagramm zu sehen, in dem diese Klassen aufgezeigt sind. Oben stehen die alten Klassifizierungen. Darunter sieht man zwei gestrichelten Kästchen. Das ist die heutige Klassifizierung: Die Supernovae teilen sich auf in thermonukleare und Kernkollaps-Supernovae [4].

Die thermonukleare Supernova entsteht bei der Explosion eines Weißen Zwerges. Wenn ein Stern mit einer Masse kleiner als $8 M_{\odot}$ seinen Wasserstoffvorrat komplett verbrannt hat, kontrahiert er, entartet und bildet ein Objekt mit Dichten im Bereich von etwa 10^5 bis 10^7 g cm⁻³ [3]. Der Entartungsdruck hält den Stern im Gleichgewicht und es entsteht ein kompaktes, stabiles Objekt. Wird die Masse jedoch größer als die sogenannte Chandrasekhar-Grenzmasse von $1.4 M_{\odot}$, kann der Entartungsdruck der Gravitation nicht mehr standhalten und der Stern kollabiert [21]. Dieser Fall tritt ein, wenn der Weiße Zwerg durch Akkretion von Masse von einem Nachbarstern die eigene Masse erhöht oder wenn zwei Weiße Zwerge kollidieren. In beiden Fällen wird die kritische Chandrasekhar-Masse überschritten und es kommt zum Kollaps. Innerhalb des Weißen Zwerges wird es während des Kollapses immer heißer bis es zu einer Zündung der entarteten Materie mit anschließender Explosion kommt und der Weiße Zwerg auseinander gerissen wird. Dies nennt man eine thermonukleare Supernova [6]. Früher ging man davon aus, dass dieser Prozess bei immer derselben Masse stattfindet, nämlich der Chandrasekhar-Masse, wodurch die Energie der Explosion immer gleich sein sollte. Sollten aber zwei Weiße Zwerge verschmelzen [22], würde die Chandrasekhar-Masse überschritten und die Explosion würde mit einer anderen Energie stattfinden. Aus der Lichtkurve einer Supernova Ia kann jedoch die Leuchtkraft entnommen werden und mit der beobachteten Helligkeit verglichen werden (siehe Phillips-Relation [23]). Damit kann die Distanz berechnet werden, weswegen Supernovae vom Typ Ia gerne als Standardkerzen genutzt werden, um Entfernungen zu messen und die beschleunigte Expansion des Universums zu bestätigen. Für letzteres erhielten Saul Perlmutter, Brian Schmidt und Adam Riess¹ 2011 den Nobelpreis in Physik. Wie genau die Supernova-Explosionen vom Typ Ia ablaufen, ist noch immer Gegenstand der aktuellen Forschung.

¹ http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011

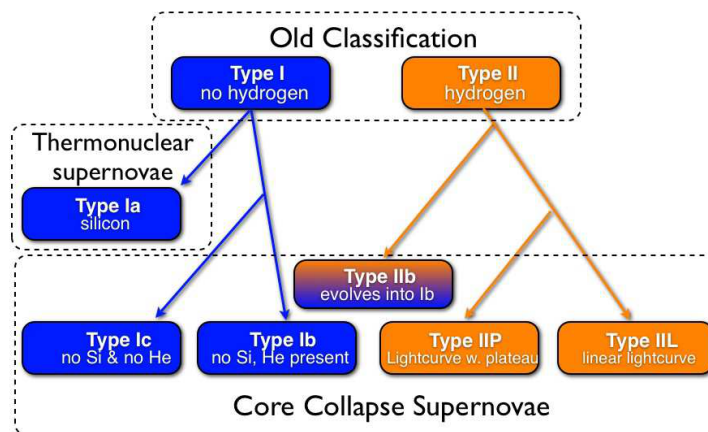


Abbildung 2.3: Die Klassifikation von Supernovae. Ist Wasserstoff im Spektrum einer Supernova zu sehen, handelt es sich um eine Supernova vom Typ II, deren Vorgängerstern kollabiert und explodiert ist. Sieht man hingegen keinen Wasserstoff, spricht man von Typ I Supernovae. Diese werden nochmal in thermonukleare und Kernkollaps-Supernovae aufgeteilt, abhängig von den Elementen, die beobachtet werden. (Quelle: Vink, 2012 [4])

Die andere Gruppe von Supernovae sind die sogenannten Kernkollaps-Supernovae, bei denen es ebenfalls beobachtungstechnische Unterscheidungen gibt. Wie schon erwähnt, ist in Typ I Supernovae kein Wasserstoff zu sehen. Innerhalb der Klasse I hat man noch einmal drei Aufteilung. Typ Ia Supernovae sind die oben beschriebenen thermonuklearen Supernovae, die Silizium aufweisen, Typ Ib und Ic gehören von der Entstehung her zu den Kernkollaps-Supernovae und weisen kein Silizium auf. Die beiden unterscheiden sich noch dahingehend, dass Helium zu sehen ist (Ib) oder nicht (Ic) (siehe Abbildung 2.3). Man geht davon aus, dass beide Klassen aus Helium-Sternen hervorgehen. Für Supernovae vom Typ Ib gibt es zwei mögliche Progenitoren. Zum Einen könnte der Vorgänger ein Wolf-Rayet-Stern sein [24], der seine hohe Masse durch Sternenwinde stark verringert hat, zum Zweiten könnte es sich bei dem Vorgänger um ein Binärsystem handeln, bei dem der eine Stern die Materie vom anderen Stern akkretiert [25]. Für Typ Ic Supernovae sind wohl C+O-Sterne, die ihre Heliumhülle bereits verloren haben, die Vorgängersterne [26]. Typ II Supernovae sind die „klassischen“ Kernkollaps-Supernovae, die am Ende des Lebens von Sternen der unterschiedlichsten Massen stehen. Die in dieser Arbeit untersuchten Supernova-Überreste sind die Überreste dieser Kernkollaps-Supernovae. Daher wird dieser Typ der Supernovae im nächsten Abschnitt näher betrachtet.

2.2.2 Vom Kernkollaps zur Explosion

Sterne mit hohen Massen ($> 8 M_{\odot}$) durchlaufen am Ende ihrer Existenz verschiedene Brennphasen [12]. Nachdem der gesamte Wasserstoff im Kern verbrannt ist, zieht sich der Stern zusammen und die Temperatur steigt. Dann entzündet sich das Helium im Kern und verbrennt zu Kohlenstoff mit einigen Nebenprodukten, wie zum Beispiel

Natrium, Neon und Magnesium [27]. Ist alles Helium im Kern verbrannt, kontrahiert der Stern erneut und die Temperaturen steigen wieder, bis auch der Kohlenstoff zündet. Das setzt sich fort mit dem Neon-, Sauerstoff- und Siliziumbrennen, bis im Inneren ein Eisenkern entsteht, der sich nicht mehr entzünden kann, da die maximale Bindungsenergie erreicht ist und mit dem Eisenbrennen keine Energie mehr gewonnen werden kann [27]. Da das Zünden einer Brennphase im innersten Kern des Sterns passiert, sind die äußeren Schichten in einer früheren Brennphase. Das heißt: Während im Inneren das Heliumbrennen begonnen hat, brennt weiter außen der Wasserstoff. So entsteht eine Art Zwiebelschalenstruktur, die in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Die Brennphasen sind jedoch nicht unbedingt konkret voneinander getrennt. Es kann zu Vermischungen der Brennphasen kommen oder mehrere Elemente brennen gleichzeitig im Inneren. Das oben beschriebene Modell ist stark vereinfacht, bietet aber einen guten Überblick. In Tabelle 2.1 sind die Eigenschaften der verschiedenen

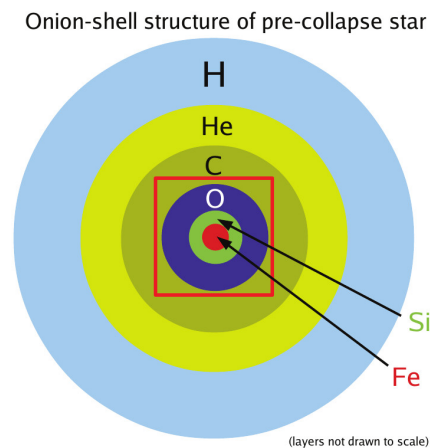


Abbildung 2.4: Die Zwiebelschalenstruktur kurz bevor ein Stern kollabiert. In der äußersten Schicht brennt Wasserstoff, dann Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium und in der Mitte entsteht ein Eisenkern. Das rote Quadrat zeigt die innere Region, in der der Kollaps stattfindet. (Quelle: Janka, 2012 [5])

Brennstufen aufgelistet [12]. Es werden die Phasen am Beispiel eines Vorgängersterns mit $15 M_{\odot}$ gezeigt, in denen die Elemente zu immer schwereren Elementen verbrannt werden. So steht zum Beispiel in der ersten Zeile das Wasserstoffbrennen, das mit 11 My (Megajahren) die längste Phase ist und bei dem Wasserstoff zu Helium verbrannt wird. Des Weiteren stehen die Temperatur, die Dichte und die Leuchtkraft verglichen zur solaren Leuchtkraft in der Tabelle. Für jede Phase sieht man, dass die Brennzeit kürzer wird, vor allem das Siliziumbrennen dauert nur noch 18 Tage und danach der Kernkollaps des Eisenkerns nur eine Sekunde. Doch auch die Temperaturen und Dichten steigen sehr stark an, was jedes Mal zur Zündung der nächsten Stufe beiträgt. Bei den hohen Dichten können die relativistischen Elektronen mit den Ionen reagieren und beim inversen Beta-Prozess (Elektroneneinfang) ein Neutrino erzeugen [6]. Das Neutrino ist sehr flüchtig und verlässt das Sterninnere ohne Wechselwirkungen mit dem umgebenden Plasma. Dabei trägt es einen großen Teil der Energie mit sich fort.

Tabelle 2.1: Überblick über die Brennphasen und ihre Parameter für einen $15 M_{\odot}$ Stern. Enthalten sind die Phase, in der der Stern sich befindet, welches Element verbrannt wird und was entsteht, die Zeitskala in der die Brennphase abläuft, Temperatur, Dichte und Leuchtkraft des Vorgangs verglichen zur Sonne. Dies ist jedoch nur ein Modell, in der Natur kann es durchaus vorkommen, dass die Phasen sich mischen oder gleichzeitig ablaufen. (Quelle: Tabelle aus Woosley & Janka, 2005 [12], modifiziert)

Phase	Zeitverlauf	Brennelement	Endprodukt	Temperatur (10^9 K)	Dichte (g/cm^3)	Leuchtkraft (in solaren Einheiten)
Wasserstoff	11 My	H	He	0.035	5.8	28000
Helium	2 My	He	C,O	0.18	1390	44000
Kohlenstoff	2000y	C	Ne, Mg	0.81	$2.8 \cdot 10^5$	72000
Neon	0.7 y	Ne	O,Mg	1.6	$1.2 \cdot 10^7$	75000
Sauerstoff	2.6 y	O,Mg	Si,S, Ar,Ca	1.9	$8.8 \cdot 10^6$	75000
Silizium	18 d	Si,S, Ar,Ca	Fe,Ni, Cr,Ti,..	3.3	$4.8 \cdot 10^7$	75000
Eisen-Kernkollaps	~ 1 s	Fe,Ni, Cr,Ti,..	Neutronenstern	> 7.1	$7.3 \cdot 10^9$	75000

Durch diese Neutrinoverluste werden die Brennprozesse nach dem Heliumbrennen stark beschleunigt, um den Energieverlust auszugleichen [12]. Ein weiterer Prozess, der dem Stern Energie entzieht, ist die Photodesintegration, bei der Gammaquanten auf die im Inneren vorhandenen Eisenionen stoßen und dabei α -Teilchen, Neutronen und Protonen ausschlagen [6]. Der Druck, der der Gravitation entgegenwirkt, steigt durch die Energieverluste immer langsamer an und es kommt zu einer Gravitationsinstabilität. Der Stern kollabiert, was mit Geschwindigkeiten von einem Viertel der Lichtgeschwindigkeit ablaufen kann [12]. Dabei steigt die Temperatur im Stern auf etwa $8 \cdot 10^9$ K an und es liegt eine Dichte von $4 \cdot 10^{12}$ g/cm^3 vor [28]. Bei dieser Dichte, werden auch die Neutrinos mitgezogen, da ihre mittlere freie Weglänge kleiner ist als der Radius des kollabierenden Sterns [5]. Sie wechselwirken mit dem Plasma und werden von dem Kollaps mitgerissen, was Neutrinostrapping genannt wird.

Steigt die Dichte im Kern auf über 10^{14} g/cm^3 [6], berühren sich die Ionen im Inneren des Sterns, wobei die starke Kernkraft zwischen ihnen wirkt und eine weitere Kompression verhindert wird. Es entsteht ein Proto-Neutronenstern, der einen Radius von etwa 30 km hat [12]. Der Kollaps in den äußeren Schichten setzt sich jedoch weiter fort und Materie prallt auf den entstehenden Neutronenstern. Durch den Rückstoß entsteht eine nach außen laufende Stoßwelle, die sich radial ausbreitet und mit hoher Geschwindigkeit gegen die einfallende Materie anrennt. Der Proto-Neutronenstern hingegen verliert durch die Neutrinos viel Masse und wird dabei zu einem Neutronenstern mit nur 10 km Radius [12].

Bis heute ist nicht abschließend geklärt, wie genau der Stern den Kollaps stoppt und

in eine Explosion umwandelt. Um dies zu untersuchen, versucht man den Kernkollaps zu simulieren, doch geht man der Komplexität und Rechenzeit halber meist von sphärischen Modellen aus. In 1D können Supernovae zur Explosion gebracht werden und auch in 2D gab es einige Erfolge [29]. Es gibt einige Modelle für 3D (z.B. [30]), doch lassen sich diese nur schwer zum Explodieren bringen. Zum Überblick bieten sich die folgenden Paper an: [5], [12], [31], [29].

Es gibt einige Lösungsvorschläge, wie die Explosion zustande kommen könnte. Ein Beispiel und seine Probleme werden hier genannt. Das Innere des Kerns ist sehr dicht gepackt mit über 10^{14} g/cm^3 . Es ist somit überkomprimiert und überträgt beim „Zurückschnellen“ wie bei einer Spiralfeder seine Energie auf die äußeren Bereiche. Dadurch wird Energie frei, die für eine Supernova ausreichen würde (10^{44} J) [6]. Jedoch gibt es Prozesse im Inneren, die die Energie senken. Zum Einen wird durch die Stoßwelle, die vom Proto-Neutronenstern ausgeht das umgebende Plasma aufgeheizt. Es entstehen hochenergetische Gammaquanten, die die Eisennuklide in Neutronen und Protonen spalten (Photodesintegration), wodurch die Stoßwelle enorme Energie verliert. Zum Zweiten werden in dem aufgeheizten Plasma sehr viele Elektroneutrinos durch Elektroneneinfänge produziert. Diese sind im Inneren noch stark der Wechselwirkung mit dem umgebenden Plasma ausgesetzt, doch je weiter sie nach außen kommen, desto durchsichtiger wird die Materie für die Neutrinos. In einem extrem intensiven Blitz (1/100s) entweichen die Neutrinos und tragen einen Großteil der Energie davon [6]. Dem Proto-Neutronenstern fehlt schlichtweg die Energie um zu explodieren und die Materie fällt auf den Kern zurück. Die prompte Explosion funktioniert also nicht und die Stoßwelle verwandelt sich in einen Akkretionsstoß durch den das äußere Material auf den Proto-Neutronenstern fällt [6].

Damit es doch noch zu einer Explosion kommen kann, braucht die Stoßfront neue Energie [5]. Im Inneren des Kerns werden beim Kollaps sehr große Mengen gravitativer Energie frei:

$$E_g = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = -3.6 \cdot 10^{53} \text{ erg} \left(\frac{M}{1.5M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-1}. \quad (2.1)$$

Dieser Wert entspricht etwa dem 300fachen Wert für die typische Explosionsenergie einer Supernova [6]. Beim Kollaps wird also viel mehr Energie in Neutrinos abgestrahlt als für eine Supernova erforderlich ist.

Materie aus den äußeren Schichten fällt weiterhin ein, doch nimmt die Dichte nach außen hin immer stärker ab. Dadurch sinken hinter der Stoßwelle die Temperaturen aber auch die Dichten, während der Kern weiter kontrahiert und die Temperatur im Inneren steigt. Die Neutrinos, die aus dem Inneren kommen, werden immer energiereicher und heizen das Gebiet hinter dem Stoß immer weiter an. Diese Phase wird Neutrinoheizen genannt. Das Plasma fängt an zu „brodeln“, wobei heißeres und damit leichteres Material nach oben steigt und schwere, kühlere Materie nach unten sinkt. Dort wird es wieder durch Neutrinos aufgeheizt und nach oben transportiert. Durch das aneinander Reiben der dünneren und dichteren Materieblasen entstehen Rayleigh-Taylor-Instabilitäten [32], bei denen dicht und dünn gepackte Materie geschichtet ist und die dichtere Materie die dünnere verdrängt. Es entstehen

Instabilitäten, die finger- und pilzähnliche Strukturen haben. Eine weitere wichtige Komponente ist die Akkretionsstoßinstabilität [33], bei der kleine Störungen im Plasma zum Kern hin und zurück laufen und damit die Schockfront zu immer größeren Radien hin expandiert [34]. Blasen mit heißer Materie werden durch das Heizen des Gases durch eine starke Expansion nach außen getrieben und dehnen damit den Stoß aus. Dies passiert mit Geschwindigkeiten über 10.000 km/s und stellt die eigentliche Supernova-Explosion dar. Der beschriebene Prozess des Kollapses, des „Brodelns der Suppe“ und des Supernova-Ausbruchs geschieht nur in einem Bruchteil einer Sekunde [6], also auf sehr kurzen Zeitskalen im Vergleich zu der Lebenszeit des Sternes. Auf diese Weise können Neutrinos durch das Heizen des Plasmas eine neutrinogetriebene Supernova-Explosion auslösen. Doch ist dieses Szenario noch nicht von mehreren Theoriegruppen unabhängig bestätigt worden [6].

Was nach dem Initiieren der Explosion passiert, ist besser verstanden. Die Schockwelle läuft nach außen und heizt das Plasma auf. Bei Temperaturen von mehr als $5 \cdot 10^9$ K wird Silizium explosionsartig zu den Eisengruppenelementen Eisen, Nickel und Kobalt verbrannt [5]. Ebenfalls entstehen radioaktive Isotope (z.B. Nickel, Titan), deren Zerfallsenergie das sich ausbreitende Gas heizt und den Supernova-Überrest zum Leuchten bringt [6]. Die wichtigste Energiequelle für die Lichtkurve der Supernova ist der Zerfall von ^{56}Ni zu Eisen:



Je höher die Explosionsenergie und damit auch die Geschwindigkeit der Schockwelle ist, desto mehr ^{56}Ni wird produziert. Das Eisen, das im Inneren des Sternkerns während des Siliziumbrennens entstanden ist, fällt auf den Neutronenstern zurück. Das bedeutet, dass alles Eisen, das wir sehen können, aus dem Zerfall von ^{56}Ni kommt [6].

Die Explosionswelle läuft auch durch die äußeren Zwiebeln. In denen gibt es Dichteabfälle, wodurch der Stoß beschleunigt und abgebremst wird [6]. Stoßen zwei unterschiedliche Materialien mit verschiedenen Dichten aufeinander, kommt es zu Instabilitäten. Dabei füllen sich aneinandergrenzende Sternschalen mit unterschiedlichen chemischen Elementen auf. Die Pilze der Rayleigh-Taylor-Instabilitäten fangen an auszufransen. Der Grund dafür ist die Kelvin-Helmholtz-Instabilität, die auftritt, wenn starke Geschwindigkeitsgefälle vorhanden sind. Durch diese können sich auch Teile der fingerartigen Strukturen abtrennen. So wird vor allem Silizium, Nickel und Sauerstoff, die ja hauptsächlich im Inneren des Sterns produziert werden, nach außen getragen. Da diese abgelösten Teile höhere Geschwindigkeiten haben als die Helium- und Wasserstoffschalen, wird die Zwiebelnstruktur regelrecht umgekehrt [6].

2.3 Asymmetrien in Supernovae

Von Beobachtungen von Supernova-Überresten weiß man, dass die Explosionen nicht symmetrisch verlaufen [35]. Im Gegenteil, viele Supernova-Überreste zeigen deutlich asphärische Formen. Vor allem in der jüngsten Supernova in unserer Nachbarschaft

SN 1978 A sieht man eine Bipolarität [36], die mithilfe der Polarisierung gemessen werden konnte [37]. In einfachen Simulationen werden Magnetfelder und Rotationen des Sterns meist vernachlässigt. Das liegt vor allem an der Komplexität der Rechnung, aber auch an der Rechenleistung und Simulationsdauer. Beide Effekte, Magnetfeld und Rotation, führen zu Jet-ähnlichen Ausflüssen, die Asymmetrien auslösen können. Wie das allerdings bei Supernova-Explosionen funktioniert, ist nicht geklärt [14]. Doch man geht davon aus, dass diese Jets durchaus zum Explosionsmechanismus beitragen können.

Materiebewegungen, wie sie in Supernovae vorkommen, sind nicht abgekoppelt vom Magnetfeld. Plasmabewegungen führen zu magnetischen und elektrischen Feldern, die wiederum zu elektrischen Strömen führen. Das Plasma und das Magnetfeld sind gekoppelt, wobei das Plasma den Magnetfeldlinien folgt. Dieses Verhalten wird in der Magnetohydrodynamik (MHD) beschrieben. Der Kernkollaps führt vermutlich aufgrund der Drehimpulserhaltung zu starker Rotation bei Proto-Neutronensternen [38]. Diese Rotationen könnten zu Asymmetrien in Supernova-Explosionen führen und würden damit unwillkürlich MHD-Effekte auslösen [39]. Durch die Rotation wird aber auch der Neutrino-transport beeinflusst, der, wie oben beschrieben, während des Kollapses und der folgenden Explosion eine große Rolle spielt. Dieser kann an sich schon Asymmetrien und Bipolaritäten mit sich führen [39]. Aufgrund kleiner Magnetfelder kann es zur sogenannten magnetischen Rotationsinstabilität (oder Magnetrotationsinstabilität, MRI) kommen. Hat der Proto-Neutronenstern eine Akkretionsscheibe, verursacht die MRI Turbulenzen aufgrund der Rotation der Scheibe. In der Nähe des Proto-Neutronensterns rotiert die Materie schneller als in den äußeren Schichten (differentielle Rotation). Das schwache Magnetfeld bremst die inneren Schichten ab, während es gleichzeitig die äußeren Schichten beschleunigt. Der Drehimpuls wird also nach außen transportiert, was destabilisierend wirkt [40]. Durch diese Instabilität kann Materie auf den Proto-Neutronenstern fallen, anstatt durch die Rotation stark beschleunigt und nach außen transportiert zu werden. Die Voraussetzung für die MRI ist eine negative Winkelgeschwindigkeit [41], die durch den Kernkollaps an der Oberfläche des Proto-Neutronensterns entsteht. Das magnetische Feld wird dadurch mit einem Dynamo-Prozess stark vergrößert [42] und kann Magnetfeldstärken bis zu $\sim 10^{17}$ G erreichen [14].

Die Betrachtung der Rotation, des Magnetfeldes und des Neutrino-transportes ist eine komplexe Angelegenheit [35], jedoch ist sie dringend notwendig um die beobachteten Asymmetrien in Supernova-Explosionen erklären zu können. Denn auch die Entstehung von Elementen wird durch diese Asymmetrien beeinflusst [43]. So sind entlang der Jets die Eisengruppenelemente zu finden und in Äquatorebene eher die Brennphasenprodukte wie zum Beispiel Sauerstoff und Calcium [35]. Im nächsten Abschnitt 2.4 wird die Nukleosynthese genauer betrachtet.

2.3.1 Objekte mit starken Magnetfeldern

Da das Magnetfeld und die Rotation Asymmetrien auslösen, ist eine Untersuchung von Objekten mit starken Magnetfeldern und hohen Rotationsraten für dieses Projekt

sinnvoll. Die stärksten Magnetfelder werden bei Neutronensternen gefunden [19].

Während die Explosion den größten Teil des ehemaligen Sterns nach außen trägt, entsteht im Inneren der Neutronenstern. Dabei handelt es sich um ein extrem dichtes Objekt mit Dichten bis über $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ [3], wobei ein Neutronenstern mit einer Masse von einer Sonnenmasse auf etwa 10 km zusammengestaucht ist. Im Inneren des Neutronensterns werden Protonen und Elektronen zu Neutronen zusammengepresst, wobei ebenfalls ein Neutrino entsteht: $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$ [28]. Der Aufbau eines

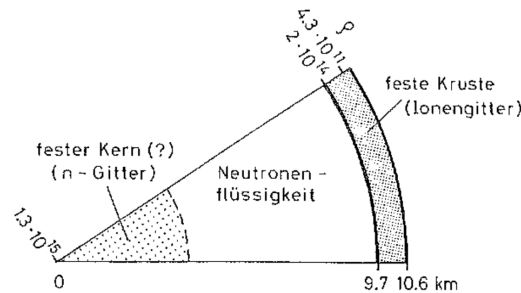


Abbildung 2.5: Die Struktur eines Neutronensterns mit einem Radius von 10 km. Außen liegt eine feste Kruste, darunter befindet sich eine Neutronenflüssigkeit und im Kern gibt es möglicherweise einen festen Kern. Der genaue Aufbau des Neutronensterns ist bisher nicht bekannt, da sich diese Informationen der direkten Beobachtung entziehen. (Quelle: Weigert & Wendker [3])

Neutronensterns ist noch nicht abschließend geklärt, da in seinem Inneren extreme Verhältnisse vorherrschen. Man weiß, dass er eine Kruste hat, die aus Atomkernen besteht und damit ein Gitter bildet. Darunter existieren keine Kerne mehr, es liegen vielleicht nur noch supraflüssige Neutronen vor. Der Zustand der Materie im Kern ist nicht bekannt [3]. In Abbildung 2.5 ist der Aufbau eines Neutronensterns mit 10 km Radius gezeigt. Die Dichte im Inneren steigt auf über $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ an, während die Masse des Neutronensterns im Bereich von 1.2 bis $\sim 2.0 M_{\odot}$ liegt [19].

Theoretisch wurden die Neutronensterne schon im Jahr 1934 von W. Baade und F. Zwicky vorhergesagt. Gefunden wurden sie aber erst im Jahr 1967 von A. Hewish und seinen Mitarbeitern [44]. Sie haben die Neutronensterne zunächst als Pulsare entdeckt, also als Objekte, die gepulste Strahlung abgeben und schnell rotieren. Pulsare gibt es in vielen Variationen, gemessen werden sie vom Radio- bis zum Gammabereich [45]. Man geht davon aus, dass bei den meisten Pulsaren die Energiefreisetzung aus ihrer Rotationsenergie resultiert. Diese Pulsare haben starke Magnetfelder im Bereich von 10^{11} bis 10^{13} Gauß [46]. Es gibt aber einige Pulsare die noch höhere Magnetfelder haben. Die sogenannten AXPs (Anomalous X-ray Pulsars, anomale Röntgenpulsare) und die SGRs (Soft Gamma-ray Repeaters) haben Magnetfelder von etwa 10^{14} bis 10^{15} Gauß. Diese Pulsare werden als Magnetare bezeichnet [19]. Woher diese starken Magnetfelder stammen, ist allerdings noch nicht verstanden [46]. Dies liegt vor allem daran, dass die inneren Vorgänge dieser Objekte schwer zu beobachten sind.

Die starken Magnetfelder machen Magnetare zu den interessantesten Objekten auf der Suche nach Asymmetrien. Aus diesem Grund habe ich mich für die Untersuchung

von Supernova-Überresten entschieden, die einen Magnetar als wahrscheinliche Quelle haben. In dieser Arbeit wird hauptsächlich der Supernova-Überrest CTB 109 untersucht, dessen zentrale Quelle als Magnetar AXP 1E 2259+586 identifiziert wurde [47].

2.4 Nukleosynthese aus dem Zentrum der Explosion

So gut wie alle Elemente entstehen in Sternen und ihren Explosionen. Die Elemente bis zur Eisenhauptgruppe bilden sich bereits durch Fusion in den Brennphasen des Sternes. Doch für Elemente mit höheren Ordnungszahlen braucht es extremere Bedingungen, die in Supernovae mit ihren hohen Temperaturen und Dichten gegeben sind.

2.4.1 Elemente bis Eisen-56

Die Häufigkeiten der chemischen Elemente werden oft durch ihr Verhältnis zum solaren Wert angegeben. Die meisten Elemente, die hier in unserem Sonnensystem vorhanden sind, sind jedoch nicht hier entstanden. Sie stammen aus der Zeit bevor unsere Sonne gebildet wurde. In der Materie, aus der unsere Sonne entstanden ist, gab es durch viele Supernova-Explosionen seit dem Urknall eine hohe Diversität an Elementen, die wir heute detektieren und auf der Erde finden können. In Abbildung 2.6 ist die Häufigkeitsverteilung der Elemente gezeigt [6]. Auf der x-Achse steht die Massenzahl A , also die Anzahl der Protonen und Neutronen im Atomkern. Die y-Achse ist logarithmisch und wurde willkürlich auf einen Wert von 10^6 für ^{28}Si festgesetzt. Am häufigsten liegen Wasserstoff und Helium vor, die beide schon im Urknall entstanden sind. Dabei ist Wasserstoff das dominierende Element in unserem Universum [28]. Auch Lithium und Beryllium sind schon im Urknall entstanden, können aber in späten Entwicklungsstufen in Sternen ebenfalls entstehen. Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, werden die anderen Elemente bis zu der Massenzahl $A \leq 56$ bei den Fusionsreaktionen im Inneren eines Sterns erzeugt. Dabei werden vier Wasserstoffatome zu einem Heliumkern zusammengeschmolzen und drei Heliumkerne zu einem Kohlenstoffatom. Dies passiert in so gut wie allen Sternen, da auch die massearmen Sterne wie unsere Sonne Wasserstoff zu Helium verbrennen und wenn ihre Temperaturen im Inneren hoch genug sind auch noch das Helium zündet und zu Kohlenstoff verbrennt [13]. Ist die Sternmasse höher, also $M > 8 M_{\odot}$, können auch die höheren Elemente durch Fusion gebildet werden, da in diesen Sternen höhere Temperaturen und Dichten vorliegen. Aber auch bei der eigentlichen Explosion entstehen durch hohe Temperaturen Elemente bis zur Eisengruppe. Durchläuft die Stoßwelle die umgebenden Schichten, wird die Temperatur so stark erhöht, dass ein explosives Brennen einsetzt. Dieser Prozess wird explosive Nukleosynthese genannt und spielt hauptsächlich in den inneren Schale eine Rolle, also den in Abbildung 2.4 gezeigten Schalen in dem roten Kästchen (Silizium, Sauerstoff, Neon und Kohlenstoff)[6]. Es werden vorwiegend Silizium und Sauerstoff explosionsartig zu Eisengruppenele-

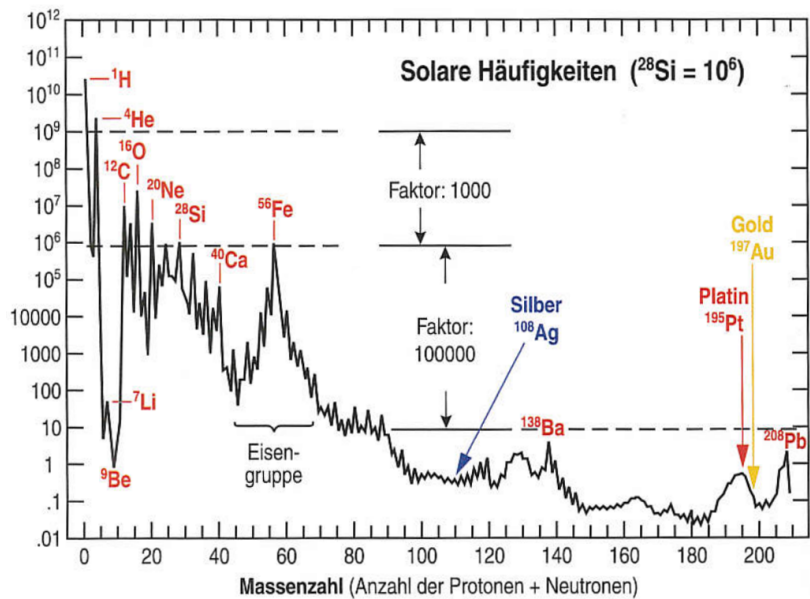


Abbildung 2.6: Die Verteilung der Häufigkeiten von Elementen in unserem Sonnensystem. Die y-Achse ist logarithmisch und wurde willkürlich für ^{28}Si auf 10^6 festgelegt, auf der x-Achse ist die Massenzahl A zu sehen. Die verbreitetsten Elemente sind Wasserstoff und Helium, aber auch die Elemente bis Eisen häufen sich. Deutlich ist der Peak bei Eisen ($A = 56$) zu sehen. Die schwereren Elemente ($A > 56$) sind nur noch gering vorhanden. (Quelle: Janka, 2011 [6])

menten verbrannt. Eisen hat daher auch einen deutlich hohen Peak in unserem Sonnensystem (Abbildung 2.6). Die darüber liegenden Elemente kommen nur noch sehr selten in unserem Sonnensystem vor. Das heißt, dass es für sie eine weniger effiziente Entstehungsmöglichkeit geben muss.

2.4.2 Schwerere Elemente als Eisen

Schwerere Elemente entstehen weder durch thermonukleare Kernfusion noch durch supernovabedingte Brennprozesse. Eisenkerne können freie Neutronen einfangen, da diese keine abstoßenden Coulombkräfte spüren. Die Neutronen reagieren mit den Atomkernen und lassen sie instabil werden. Unter Beta-Zerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ wandelt sich das Neutron in ein Proton und ein Elektron um, wodurch ein chemisches Element mit einer um eine Einheit höheren Ladungszahl Z entsteht. Durch mehrmaliges Wiederholen dieses Prozesses entstehen sehr massereiche chemische Elemente [13].

Man unterscheidet hier zwischen dem langsamen ($s = \text{slow}$) und dem schnellen ($r = \text{rapid}$) Neutroneneinfang-Prozess. Beim s -Prozess entstehen die Elemente von Eisen bis Wismut in unterschiedlichen Umgebungen. So sind zum Beispiel massive Sterne in ihrer Helium- und Kohlenstoffbrennphase und AGB-Sterne (asymptotic giant branch), die nur eine geringe Metallizität aufweisen, mögliche Produktionsstätten

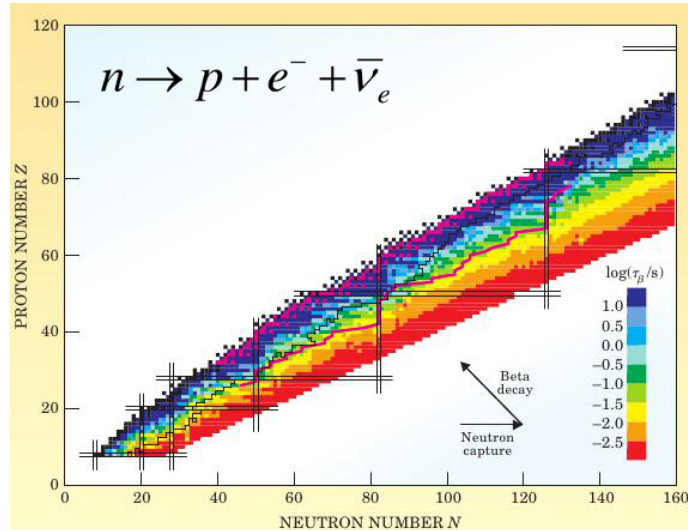


Abbildung 2.7: Die Nuklidentafel. Aufgetragen ist die Protonenzahl Z über die Neutronenzahl N . Der schnelle Neutroneneinfang wird durch die magentafarbene Linie gezeigt, die schwarze Linie gibt die Grenze der Elemente wieder, die im Labor gefunden werden können. Die Isotope zerfallen durch β -Zerfall (Reaktion oben gezeigt) mit unterschiedlichen Zerfallszeiten, die durch die verschiedenen Farbbänder gezeigt sind, in das Tal der Stabilität, das durch die schwarzen und magentafarbenen Kästchen gekennzeichnet ist. Die schwarzen Doppelstreifen zeigen die geschlossenen Protonenschalen. (Quelle: Cowan, 2004 [7], modifiziert)

für den Neutroneneinfang [48]. In diesen Umgebungen kommt es zur Freisetzung von Neutronen, die von den schon vorher vorhandenen Eisenkernen eingefangen werden können. Die Dichte der Neutronen ist relativ gering mit etwa 10^{12} cm^{-3} , so dass die Beta-Zerfallszeit kürzer ist als die Anzahl der Neutroneneinfänge [6]. Der s-Prozess kann sich so über Tausende von Jahren fortsetzen.

Der Prozess des Neutroneneinfangs kann aber auch deutlich schneller ablaufen. Dies ist der sogenannte r-Prozess, der in Umgebungen mit hohen Temperaturen und Dichten stattfindet. Während des Kernkollapses eines massereichen Sterns werden durch die Reaktion $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$ viele Neutronen freigesetzt und die Neutronendichte steigt auf 10^{27} cm^{-3} [6]. Die Eisenkerne im Inneren der Supernova können die Neutronen einfangen und innerhalb der β -Zerfallszeit viele Neutronen anlagern. Dies passiert alles in Bruchteilen einer Sekunde, da nur über einen sehr kurzen Zeitraum die notwendige Menge von freien Neutronen zur Verfügung steht [13].

In Abbildung 2.7 ist die Nuklidentafel gezeigt [7]. Aufgetragen ist die Anzahl der Protonen Z über der Anzahl der Neutronen N . Die verschiedenen Farben zeigen die Lebenszeit der Neutronen an, also nach welcher Zeit sie per β -Zerfall in ein Proton, ein Elektron und ein Neutrino zerfallen. Die schwarzen und magentafarbenen Kästchen markieren das sogenannte Tal der Stabilität, in dem Isotope keinem β -Zerfall mehr unterliegen. Die schwarze Linie zeigt die Grenze an, bis zu der Isotope im Labor untersucht werden können. Die magentafarbene Linie symbolisiert den typischen Weg

des Neutroneneinfanges [7]. Man kann deutlich sehen, dass der Neutroneneinfang außerhalb der Grenze liegt, die für uns im Labor erreichbar ist. Wir können nicht die extremen Bedingungen herstellen, die für den schnellen Neutroneneinfang notwendig sind. Die schwarzen Doppellinien zeigen geschlossene Protonenschalen, wobei die protonreichen Isotope oberhalb vom Tal der Stabilität in dieser Graphik nicht mehr gezeigt werden. Die r-Prozess Isotope gehen in die magentafarbenen Kästchen per β -Zerfall über und werden dort als schwerere Elemente stabil. Je höher die Protonenzahl Z wird, desto seltener werden diese Elemente, da sehr viele Neutronen eingefangen werden müssen. Die Häufigkeit der Elemente nimmt mit hohen Z also ab, was auch deutlich in Abbildung 2.6 zu erkennen ist.

Bis heute ist nicht geklärt, wo genau der r-Prozess stattfindet. In der Literatur wird das kontrovers diskutiert. Sicher ist, dass man hohe Temperaturen und Dichten braucht, damit genug freie Neutronen vorhanden sind um den Prozess zu hohen Ordnungszahlen zu treiben. Diese Bedingungen liegen in zwei verschiedenen Fällen vor: Zum Einen können die schweren Elemente während der Supernova-Explosion entstehen, zum Zweiten beim Verschmelzen von Neutronensternen. Beide Szenarien sind möglich und wahrscheinlich tragen beide Umgebungen zur Anreicherung der Galaxie bei, aber welches Szenario das Dominierende ist, ist noch nicht entschieden. Die Vorgänge in der Supernova wurden bereits beschrieben. Neutrinos, die den Neutronenstern verlassen, bilden eine Art Neutrinowind und erhitzen das umliegende Material in der Neutronensternatmosphäre [49]. Diese besteht hauptsächlich aus Strahlung, Elektron-Positron-Paaren und freien Neutronen und Protonen. Die Neutrinos reagieren mit den Neutronen zu Protonen und Elektronen und ihre Antiteilchen mit den Protonen zu Neutronen und Positronen [15]



Durch diese Prozesse entstehen viele freie Neutronen, die von den schwereren Kernen eingefangen und angelagert werden. Etwa 10-20% der Materie, die mit dem Neutrinowind hinausgetragen wird, sind r-Prozess Elemente, während der Rest hauptsächlich aus Helium besteht [12]. Die Elemente, die nach heutigem Wissen ausschließlich durch den r-Prozess entstehen, sind Silber (Ag), Platin (Pt), Gold (Au), Thorium (Th), Uran (U) und Plutonium (Pu) [6].

Die andere Umgebung, in der schwere Elemente entstehen können, liegt bei der Verschmelzung von Neutronensternen vor. Zwei Neutronensterne, die sich zu nahe kommen, nähern sich auf einer Kreisbahn an und verschmelzen am Ende zu einem Objekt. In einem Neutronenstern sind, wie der Name schon sagt, viele Neutronen vorhanden und wenn zwei dieser Objekte zusammenstoßen, steigen auch die Temperaturen und Dichten. Die entstehenden Jets wären eine ideale Umgebung für den r-Prozess.

Doch beide Szenarien haben ihre Probleme. Argast et al. [18] haben 2004 Simulationen mit verschiedenen Modellen sowohl für Neutronensternverschmelzung als auch Supernova-Explosionen gemacht. Dabei haben sie für die Supernova-Explosion drei

Modelle angenommen, die sich in den Massen der Vorgängersterne unterscheiden. So haben sie ein Modell mit 8-10 M_{\odot} , eins mit 20-25 M_{\odot} und eins mit 20-50 M_{\odot} angenommen. Hinzu kam ein Modell für die Neutronensternverschmelzung. Die Ergebnisse haben sie mit Beobachtungen verglichen, wobei sie zu dem Resultat gekommen sind, dass Supernovae mit Vorgängern von 20 bis 50 M_{\odot} die besten Ergebnisse im Vergleich zur Beobachtung ergeben. Die Modelle mit Neutronensternverschmelzung stimmten nicht mit den Beobachtungen überein (für mehr Informationen siehe [18]). Auf der anderen Seite gibt es Simulationen, in denen gezeigt wird, dass während der Supernova nicht genug freie Neutronen erzeugt werden [15], die Umgebung also eher protonenreich als neutronenreich ist. Dies würde gegen die Supernova als Hauptproduzent von schweren Elementen sprechen. Jedoch werden in dieser Simulation sowie in den meisten Simulationen sphärische Modelle für die Supernova verwendet. In Abschnitt 2.3 wurde bereits gezeigt, dass Supernovae sehr selten symmetrisch ablaufen.

Simulationen von Neutronensternverschmelzungen zeigen deutlich, dass schwere Elemente entstehen können, vor allem, da eine hohe Neutronendichte vorherrscht (z.B.[50]). Beobachtet wurde so ein Event allerdings noch nicht. Wenn Neutronensterne verschmelzen, passiert das auf kleinem Raum. Sie haben zwar einen Jet, der die r-Prozess Elemente nach außen schleudern kann, aber sie nicht sehr weit verteilt. Das heißt, die Verschmelzung bleibt ein lokales Ereignis [18]. Da die Verteilung der Elemente in unserer Galaxie sehr homogen ist, bieten sich die Supernova-Explosionen, bei denen die Elemente mit hohen Geschwindigkeiten ins interstellare Medium transportiert werden, als Erklärung für die Verteilung der schweren Elemente eher an. Zu Supernova-Explosionen kommt es in unserer Galaxie recht häufig. Man geht von etwa zwei pro Jahrhundert aus [28]. Neutronensterne verschmelzen mit großer Wahrscheinlichkeit sehr viel seltener. Zum Einen sind die meisten Neutronensterne weit voneinander entfernt, zum Zweiten brauchen sie viele Jahrtausende bis sie sich in einer Kreisbahn so sehr angenähert haben, dass sie verschmelzen können. Die Verschmelzung kommt daher etwa $5 \cdot 10^{-4}$ mal im Jahr vor und damit etwa 20-40mal seltener als sich Supernovae vom Typ II ereignen [17].

Doch bis heute hat das noch keiner beweisen oder widerlegen können. Die Spekulationen, wo die schweren Elemente hauptsächlich entstehen, gehen weiter. Sicher ist, dass beide Szenarien die leichteren schweren Elemente machen, aber wo die schwersten Elemente entstehen, muss weiterhin geklärt werden.

2.5 Evolution des Supernova-Überrests

Bisher wurde nur über den Kernkollaps und die Explosion an sich gesprochen. Da hier jedoch Supernova-Überreste untersucht werden, also das was auch nach Jahrtausenden noch immer von dem einstigen Stern zu sehen ist, wird in diesem Abschnitt die Theorie zur weiteren Entwicklung eines Supernova-Überrests beschrieben. Nachdem der massereiche Stern explodiert ist, wird die Hülle mit Geschwindigkeiten von 10000 km/s nach außen getragen [28]. Der Überrest durchläuft dabei verschiedene Phasen: 1.) die frei expandierende Phase, 2.) die Sedov-Taylor Phase, 3.) die radiative Pha-

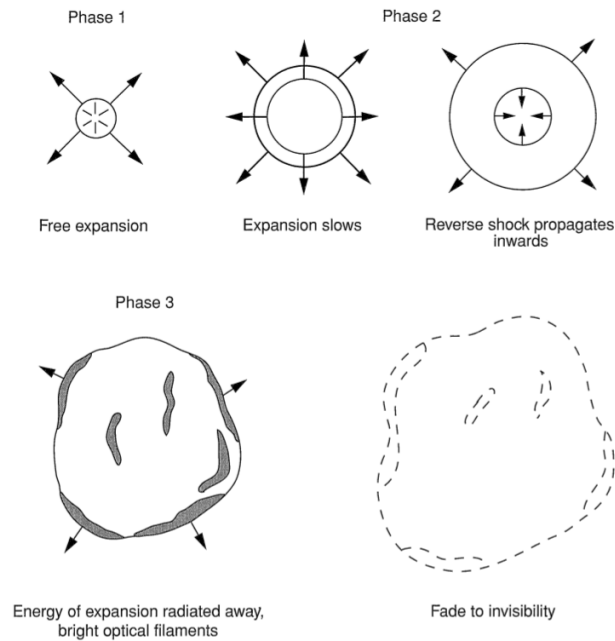


Abbildung 2.8: Die Evolutionsphasen eines Supernova-Überrests sind aufgeteilt in freie Expansion (Phase 1), die Sedov-Taylor Phase (Phase 2), in der sich eine rücklaufende Schockwelle bildet, die den Überrest weiter anheizt, die Schneepflugphase (Phase 3) in der der Überrest durch radiative Prozesse stark wächst und zum Schluss die Vermischung mit dem ISM, in der er langsam zerfasert. Nähere Beschreibungen der einzelnen Phasen sind im Text zu finden. (Quelle: Seward & Charles, 2010 [8])

se und 4.) die Vermischung mit dem interstellaren Medium [51]. Diese Phasen sind in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt und werden im Folgenden beschrieben. Es ist schwierig zu sagen, dass sich ein Supernova-Überrest in einer bestimmten Phase befindet, da die Übergänge fließend sind. Hinzu kommt noch, dass sich verschiedene Teile des Supernova-Überrests in unterschiedlichen Phasen befinden können [4]. Das hängt stark von der Zusammensetzung des umgebenden Materials ab.

2.5.1 Die freie Expansion

Während der Explosion läuft die Schockwelle durch die Zwiebelschalenstruktur des sterbenden Sterns. Wenn die Schockwelle die äußerste Schale verlässt, stößt sie auf das umgebende Medium, das bei den meisten Sternen durch Sonnenwinde bereits auf geringe Dichten gebracht wurde. Dadurch kann das Explosionsmaterial ungestört und schnell adiabatisch abkühlend nach außen fließen, wo es nach einiger Zeit auf das interstellare Medium trifft. Dort bildet sich eine Vorwärtsschockwelle aus, die das umgebende Material aufstaut. Dabei ist die Geschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit und der Druck im geschockten umgebenden Medium übersteigt den Druck im Auswurf [52]. Als Folge wird das umgebende Material beschleunigt und erhitzt. Das geschockte Material wird zurück in den Auswurf gedrängt und bildet dabei

eine rückwärtslaufende Schockwelle aus [52]. Der Auswurf wird abgebremst und die Temperatur, die nach der anfänglichen adiabatischen Expansion bereits verringert wurde, erneut erhöht. Das ausströmende Gas expandiert so lange frei, bis es auf die rücklaufende Schockwelle stößt und diese das Gas abbremst. Der Supernova-Überrest befindet sich in dieser ersten Phase bis die Masse des Auswurfes (M_{ej} , $ej=ejecta$) gleich der Masse des aufgestauten Materials (M_{sw} , $sw=sweep-up$) wird [8].

2.5.2 Sedov-Taylor Phase

Wird die aufgestaute Masse größer als die ausströmende Masse ($M_{sw} > M_{ej}$) [8], beginnt die rücklaufende Schockwelle nach innen zu laufen. Zwischen der rauslaufenden und der rücklaufenden Schockwelle bildet sich eine Grenze, die Kontaktdiskontinuität genannt wird. Abbildung 2.9 zeigt die innere Struktur eines jungen Supernova-Überrests wie R.A. Chevalier ihn 1982 beschrieben hat [53]. Er macht die Annahme, dass sowohl die Massendichte in dem umgebenden Material (s) als auch die des Auswurfes (n) durch Potenzgesetze beschrieben werden können. Bevor die rücklaufende Schockwelle das Zentrum des Supernova-Überrests erreicht, wird der innere Bereich, also bei kleinen Radien, als Plateau beschrieben. Dann kann der Supernova-Überrest durch eine selbstähnliche Lösung beschrieben werden, bei der $R_s \sim t^{(n-3)/(n-s)}$ gilt [53]. n und s sind die Potenzgesetz-Indizes. Mit dieser Lösung können die Geschwindigkeit, der Druck und die Dichte errechnet werden. Deren Profile sind in Abbildung 2.9 über den Radius aufgetragen, der auf den Radius des Vorwärtsschocks normiert ist. Das ausströmende Gas trifft auf den rücklaufenden Schock, wobei die Dichte deutlich erhöht wird. Bis zur Kontaktdiskontinuität erhöht sich die Dichte weiter und hat an der Grenze ihr Maximum. Anschließend fällt sie bis zum Vorwärtsschock wieder ab, ab wo sie auf die Dichte des interstellaren Mediums zurückfällt.

Diese Lösung beschreibt die frühe Phase des Supernova-Überrests, wenn der rücklaufende Schock das Innerste des Überrests noch nicht erreicht hat. Sobald dies der Fall ist, geht die Chevalier-Lösung in die Sedov-Lösung über. Grundannahme hier ist, dass es zu einer sogenannten „Punktexplosion“ kommt, wenn der rücklaufende Schock das Innerste des Überrests erreicht. Dabei wird die Materie instantan mit einer Energie E in das umgebende Medium geschleudert, das kühler und eine geringe Dichte ρ_0 hat [4]. Dieses Verhalten wurde 1959 von Sedov [54] beschrieben. Mit seiner Theorie kann der Radius R_s und die Geschwindigkeit v_s der Schockwelle durch die folgenden Formeln beschrieben werden:

$$R_s = \left(\xi \cdot \frac{E \cdot t^2}{\rho_0} \right)^{1/5}, \quad (2.5)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{5} \frac{R_s}{t} \sim t^{-3/5}. \quad (2.6)$$

ξ ist eine dimensionslose Konstante, die nur vom adiabatischen Index abhängt, und t die Zeit [4]. Damit hat man eine direkte Abhängigkeit des Radius und der Geschwindigkeit von der Zeit, wodurch eine analytische Lösung für die Dichte, den Druck und die Geschwindigkeit der Schockwelle innerhalb des Supernova-Überrests gegeben ist.

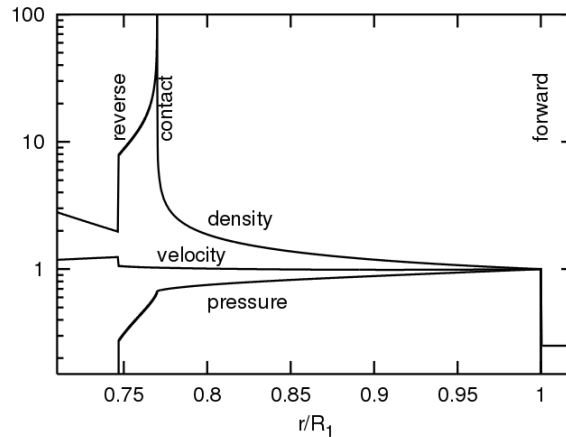


Abbildung 2.9: Die Struktur eines jungen Supernova-Überrests nach Chevalier, 1982 [53]. Gezeigt sind die Profile für die Dichte, Geschwindigkeit und den Druck in Abhängigkeit vom Radius, der auf die Vorwärtsschokwelle normiert ist. Aufgrund des durch den Vorwärtsschok aufgestauten Materials bildet sich eine rücklaufende Welle (reverse), deren Grenze durch die Kontaktdiskontinuität gegeben ist. (Quelle: Blondin, 2001 [9])

Allerdings wird in der Lösung von Sedov nicht die Struktur des Auswurfes berücksichtigt, was dazu führt, dass sie nur eine gute Näherung für die vorliegenden Zustände beschreibt, wenn die Masse des aufgestauten Materials die des Auswurfes übertrifft. Auch hier entstehen, ebenso wie in der Materie innerhalb der Supernova-Explosion (siehe Abschnitt 2.2.2), Rayleigh-Taylor-Instabilitäten [55], die entstehen, wenn zwei Medien mit unterschiedlichen Dichten nebeneinander liegen. Aufgrund des Gefälles kommt es zu kleinen pilz- oder fingerartigen Ausbuchtungen und Zerfaserungen, die mit der Zeit immer größer werden. Ein Supernova-Überrest breitet sich mit hohen Dichten in das interstellare Medium mit nur sehr geringer Dichte aus, wodurch es zu solchen Strukturen kommt, wie sie in Abbildung 2.10 zu sehen sind [9]. In einer 3D-Simulation haben Blondin und Ellison 2001 [9] diese Instabilitäten gezeigt. Die Farbskala gibt die Gasdichte wieder. Die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten zerfasern immer mehr und Materieklumpen können sich lösen [8].

2.5.3 Schneepflug-Phase und Vermischung mit dem ISM

Sobald die radiative Kühlung einsetzt, gelangt der Überrest in die nächste Phase, die sogenannte Schneepflugphase [4]. Das Material hinter der Schockfront fängt durch Strahlung an zu kühlen und die Temperaturen fallen auf $\sim 2 \cdot 10^5$ K [8]. Auch der Druck hinter der Schockwelle verringert sich und es entsteht eine dichte, kühle Hülle, die ein heißes Inneres umgibt und deren Masse durch das umgebende Material, das aufgestaut wird, zunimmt [55]. Hat bis hier die Energieerhaltung die Schockwelle erhalten, so wird in dieser Phase die Impulserhaltung zur treibenden Kraft [4]. In Abbildung 2.8 ist die dritte Phase als ein expandierender, aber bereits asymmetrisch werdender Überrest gezeigt. Diese Phase dauert etwa 10^5 Jahre, bei der die meiste

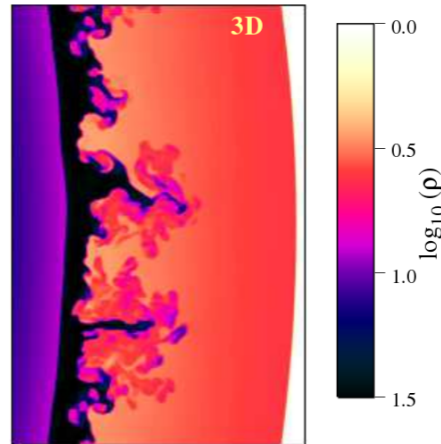


Abbildung 2.10: Die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten in einer 3D-Simulation. Durch die unterschiedlichen Dichten im Auswurf und dem umgebenden Material kommt es zu Zerfaserungen und Ausbeulungen und damit zu fingerartigen Strukturen. (Quelle: Blondin, 2001 [9])

Energie abgestrahlt und der Überrest immer kälter wird [8].

Am Ende der Entwicklung eines Supernova-Überrests vermischt sich der Überrest mit dem umgebenden interstellaren Medium. Durch Asymmetrien in der umgebenden Region, wie z.B. Wolken und Klumpen von Molekülen, kommt es zu Instabilitäten innerhalb des Supernova-Überrests [55] (siehe Abbildung 2.8). Er beginnt zu zerfasern und die Schockwelle wird eine Schallwelle, die sich weiter im interstellaren Medium ausbreitet [56].

Die oben beschriebenen Modelle sind natürlich sehr vereinfacht berechnet worden. Es wurde angenommen, dass das Gas aus dem Inneren ohne Störungen nach außen strömen kann. In Wirklichkeit ist das interstellare Medium sehr komplex und hat Verdichtungen und Gebiete mit geringer Dichte. Auch kann ein Supernova-Überrest in einem Gebiet mit Molekularwolken expandieren, bei der Teile verschluckt werden oder mit der Wolke kollidieren. Für diesen Fall ist der Supernova-Überrest CTB 109 ein Beispiel, der in Kapitel 4.1 näher beschrieben wird.

Aber auch Asymmetrien, die während der Supernova entstehen, führen dazu, dass der Überrest sich nicht gleichmäßig schalenförmig ausbreitet. Aus diesem Grund ist es schwierig eine einheitliche Theorie für Supernova-Überreste zu schreiben. Die Bedingungen sind für jede Supernova anders. Die wichtigsten Faktoren sind: Die Vorgängersterne und ihre Massen, die Rotationsrate, das Magnetfeld und die Umgebung in der die Supernova stattfindet. Diese Faktoren sind nicht für jede Supernova dieselben, was den Vergleich zwischen einzelnen Supernova-Überresten erschwert. Wie genau die Elementverteilung in den Supernova-Überresten aussieht, ist bisher nicht bekannt. Es gibt bis jetzt keine Simulationen dazu, wie sich die Elemente durch die Explosion verteilen können. Dies ist eine interessante Aufgabe, die in Zukunft angegangen werden muss, damit man die Ursprünge der chemischen Elemente besser verstehen kann.

3 Methoden

In dieser Arbeit werden vorwiegend Daten vom Satelliten XMM-Newton genutzt. Dieses Kapitel enthält einen Überblick über das Teleskop, die Datenreduktion und die Analyse, die mit den Programmen SAS (Science Analysis System) und ISIS (Interactive Spectral Interpretation System) durchgeführt werden.

3.1 Der Satellit XMM-Newton

Der Satellit XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission), in einer künstlerischen Darstellung der ESA in Abbildung 3.1 zu sehen, wurde 1999 von der ESA mit Hilfe der Ariane-Rakete in einen elliptischen Orbit von 48 Stunden geschickt und untersucht seitdem den ganzen Himmel im Röntgenbereich¹. An Bord des Satelliten sind drei



Abbildung 3.1: Der Satellit XMM-Newton in einer künstlerischen Darstellung der ESA. (Quelle: ESA/XMM-Newton)

Instrumente angebracht. Das erste Instrument besteht aus drei Kameras, den European Photon Imaging Cameras (EPIC), die sich aus einer pn-Kamera und zwei MOS-Kameras zusammensetzen. Es handelt sich hierbei um Teleskope des Typ Wolter-I, die aus Nickel und einer dünnen Schicht aus Gold bestehen. Des Weiteren sind das Reflection Grating Spectrometer (RGS) und der Optical Monitor (OM) an Bord, mit denen hoch aufgelöste Spektroskopie und Beobachtungen im optischen und ultravioletten Bereich gemacht werden können. Alle drei Instrumente können damit gleichzeitig einen großen Bereich des elektromagnetischen Spektrums, vom optischen bis in den Röntgenbereich, beobachten.

In Abbildung 3.2 ist der Satellit in einer Darstellung der ESA zu sehen. Das Licht fällt von der linken Seite ein und gelangt dort auf die drei Spiegel, die am Eingang

¹sci.esa.int/xmm-newton

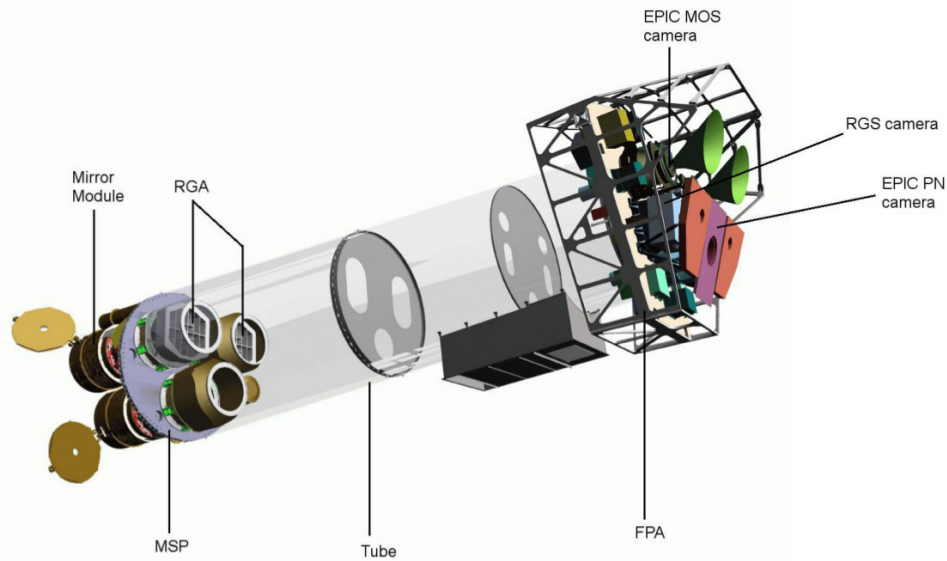


Abbildung 3.2: Der Aufbau des XMM-Newton Satelliten. Auf der linken Seite befindet sich die Spiegelplattform mit den zwei Gittern (RGA), die Licht auf das RGS reflektieren. Auf der rechten Seite sind die Instrumente auf der Fokusebene angebracht. In Lila die EPIC pn-Kamera, in grün die beiden EPIC MOS-Kameras mit ihren Kühlern und in hellblau das RGS. (Quelle: ESA [10])

des Satelliten angebracht sind. Hinter zwei der Spiegel befinden sich Gitter, die Reflection Grating Arrays (RGA), die das Licht auf das RGS ablenken (siehe Abbildung 3.3). Dabei werden aus dem Strahlengang ungefähr 50% des Lichts auf das RGS reflektiert, das restliche Licht fällt auf die beiden EPIC MOS-Instrumente. Der dritte Strahlengang geht ungehindert auf die EPIC pn-Kamera. Dadurch kann eine gleichzeitige Beobachtung durch die EPIC Kameras und das RGS gewährleistet werden. Auf der rechten Seite sind auf der Fokusebene (FPA, Focal Point Assembly) die Instrumente angebracht. Die schwarz-grünen Trichter sind die beiden Kühler für die EPIC MOS-Kameras, die EPIC pn-Kamera ist in lila zu sehen und die RGS-Kameras sind die hellblauen Komponenten mit den orangenen Kühlern. Der Optische Monitor ist in dieser Abbildung durch die Spiegelplattform MSP (Mirror Support Platform) verdeckt.

Die Photonen, die in Abbildung 3.2 von links einfallen, laufen durch einen Paraboloiden, werden durch ihn auf einen Hyperboloiden reflektiert, der sie in der Ebene, auf der die Instrumente angebracht sind, fokussiert. Der Strahlengang der Photonen ist in Abbildung 3.3 in der linken Grafik skizziert. Hier fällt das gesamte Licht in die EPIC pn-Kamera. Hinter den anderen beiden Spiegeln befinden sich die Gitter (RGAs), die etwa die Hälfte des Lichts auf die Spektrometer (RGS) ablenken. Der Aufbau dieser Konstruktion ist in der rechten Grafik der Abbildung 3.3 gezeigt. So kommen an den EPIC MOS-Kameras 44% des Lichts an, während die RGS 40% des Lichts detektieren. Der Rest der Strahlung geht aufgrund von Absorption an den RGAs verloren.

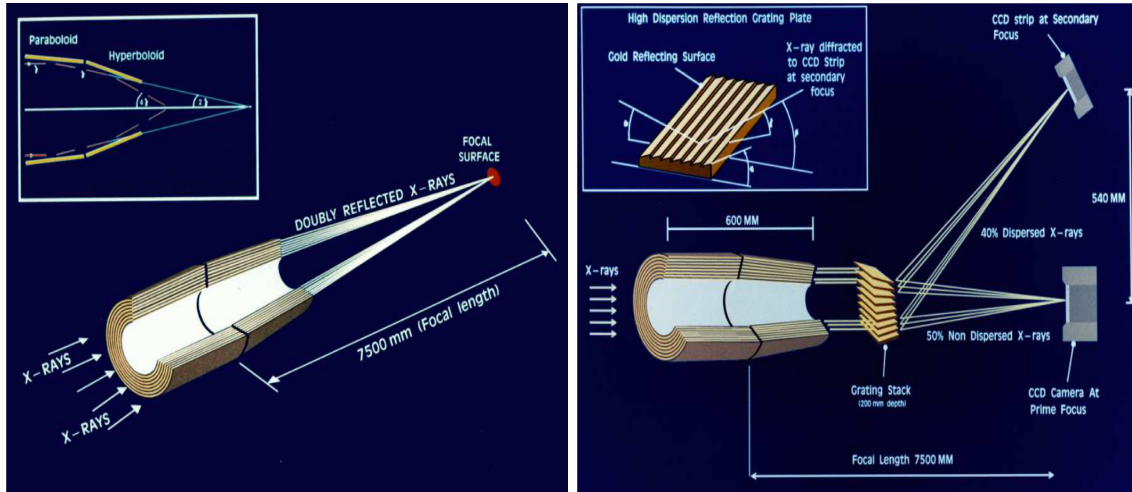


Abbildung 3.3: Der Strahlengang innerhalb des XMM-Newton Satelliten. In der linken Grafik ist das Teleskop bestehend aus einem Paraboloiden und einem Hyperboloiden, die das Licht auf die pn-Kamera fokussieren, zu sehen. Hinter zwei der insgesamt drei Spiegel befinden sich Gitter, die etwa die Hälfte des Lichts auf die RGS-Kameras reflektiert, während die restlichen Strahlen auf die EPIC MOS-Kameras fallen. (Quelle: ESA [10])

Da in dieser Arbeit Spektren ausgewertet werden, ist das RGS die beste Wahl für die Detektionen. Das RGS hat einen recht großen Reflektionswinkel ($\sim 4.8^\circ$). Das führt dazu, dass das RGS nur eine geringe Sensitivität bei großen Quellen aufweist [4]. Da die beiden Quellen, die in dieser Arbeit untersucht werden, größer als 5° sind (siehe 4.1 und 4.6), können die RGS nicht verwendet werden. Es werden also nur die EPIC Kameras verwendet. In dieser Arbeit werden archivierte Daten von Supernova-Überresten genutzt, in denen die zentrale Quelle, also der Pulsar, im Fokus der Beobachtung lag. Aus diesem Grund wurde mit der EPIC pn-Kamera nur ein sehr kleiner Bereich beobachtet, so dass der eigentliche Überrest nicht detektiert wurde. Die pn-Daten lassen sich somit nicht verwenden und es können nur die MOS-Daten ausgewertet werden. In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die wichtigsten Eigenschaften eines Röntgenteleskops, die EPIC-Kameras und das RGS gegeben. Eine ausführlichere Erklärung der Instrumente und Eigenschaften können dem XMM-Newton Handbuch [10] oder der ESA-Homepage² entnommen werden.

3.1.1 Punktspreizfunktion und effektive Fläche

Jedes Teleskop hat verschiedene Parameter, die es charakterisieren. Die wichtigsten zwei sind die Punktspreizfunktion (PSF, Point Spread Function), die beschreibt inwieweit eine Punktquelle sich aufgrund der Teleskopeigenschaften verbreitert, und die effektive Fläche, die die Fähigkeit angibt, Photonen bei unterschiedlichen Energien zu detektieren.

²ESA: <http://www.esa.int>

Tabelle 3.1: Die charakteristischen Parameter von XMM-Newton. Im Vergleich sind die EPIC MOS und pn Kameras sowie die RGS angegeben. Die spektrale Auflösung ist energieabhängig, ' und " stehen jeweils für Bogenminuten und -sekunden. (Quelle: ESA [10])

Instrument	EPIC MOS	EPIC pn	RGS
Bandpass	0.15-12 keV	0.15-12 keV	0.35-2.5 keV
visuelle Sichtbarkeit	5-135 ks	5-135 ks	5-135 ks
Sensitivität	$\sim 10^{-14} \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2}$	$\sim 10^{-14} \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2}$	$\sim 8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{ph}}{\text{s cm}^2}$
Sichtfeld	30'	30'	$\sim 5'$
PSF (<i>FWHM/HEW</i>)	5"/14"	6"/15"	nicht angegeben
Pixelgröße	40 μm (1.1")	150 μm (4.1")	81 μm
Spektrale Auflösung	~ 70 eV	~ 80 eV	0.04/0.025 Å
Zeitauflösung	1.75 ms	0.03 ms	0.6 s

Die PSF ist eine der starken Eigenschaften von XMM-Newton. Sie ist sehr schmal im Bereich von 0.1-6.0 keV und variiert dort nur wenig. Ab einer Energie von 6 keV wird die PSF jedoch leicht energieabhängig. Die Halbwertsbreite der PSF ist einer der wichtigsten Faktoren um die Auflösung zu bestimmen [8] und wird FWHM (Full Width of Half Maximum) genannt. Oft wird auch der Energiedurchmesser HEW (Half Energy Width) angegeben, bei dem die Halbwertsbreite von 50% der in einer Fläche eingeschlossenen Energie angenommen wird. Die Werte dieser Parameter sind für die EPIC und RGS Kameras in Tabelle 3.1 aufgetragen. In Abbildung 3.4 ist auf der linken Seite die Intensitätsverteilung für die PSF der MOS1-Kamera gezeigt. Die Struktur ist kreisförmig und hat sternförmige Ausläufer, die durch Beugungseffekte an den Spiegelhalterungen verursacht werden. Im rechten Bild in Abbildung 3.4 ist die eingeschlossene Energie als Funktion des Radius zum Maximum der Energie der MOS-Kameras dargestellt. Man kann daraus ablesen, dass 90% der Punktquelle in einem Kreis mit einem Radius von 30-40 Bogensekunden (arcsec) eingeschlossen sind. Bei größer werdendem Radius ändert sich die PSF, da höher energetische Photonen nicht mehr eingeschlossen sind, sondern sich nach außen hin auf die Flügel der PSF durch Streuung verteilen.

Die effektive Fläche A_e ist der zweite wichtige Parameter der Spiegel. Sie gibt an, wie viele Photonen von den Spiegeln und Kameras gesammelt und detektiert werden können. In Abbildung 3.5 ist die effektive Fläche aller Teleskope, EPIC pn, MOS1, MOS2 und RGS 1 und 2, in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Man sieht hier, dass der effektivste Energiebereich der Spiegel zwischen 0.1 und 10 keV liegt, wobei das Maximum um 1.5 keV zu finden ist. Die beiden MOS-Kameras haben eine niedrigere effektive Fläche als die pn-Kamera. Das liegt daran, dass, aufgrund der vorhandenen Gitter hinter zwei der Spiegeln, weniger als die Hälfte des Lichts auf die MOS-Kameras fällt, wohingegen die pn-Kamera die gesamte Strahlung detektieren kann. Zum Bildrand hin erreichen jedoch nicht alle Photonen, die einfallen, die Fokusebene. Dadurch entsteht eine sogenannte „Vignettierung“, die zu einer Abnahme der effektiven Fläche führt.

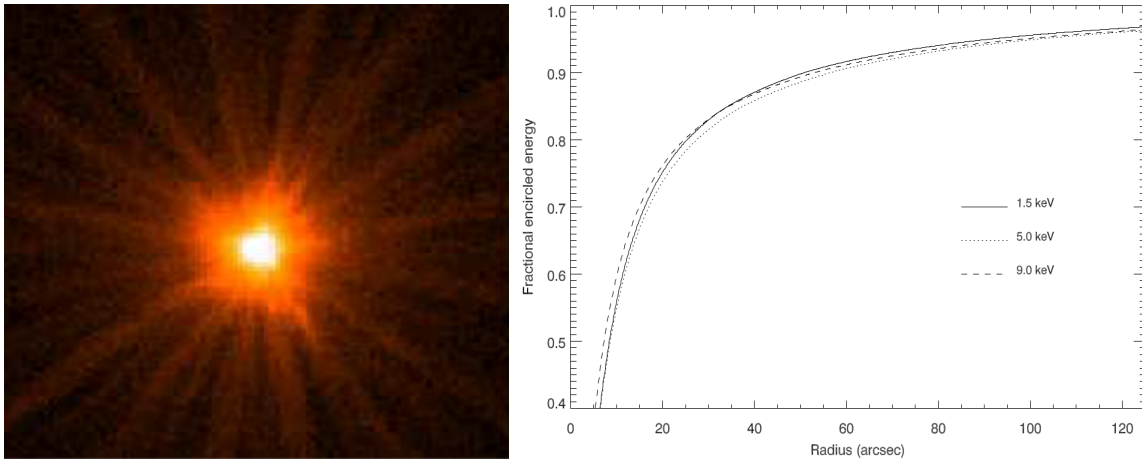


Abbildung 3.4: Auf dem linken Bild ist die Intensitätsverteilung der PSF der EPIC MOS1-Kamera abgebildet. Rechts ist die eingeschlossene Energie über dem Winkelabstand zum Intensitätsmaximum aufgetragen. (Quelle: ESA [10])

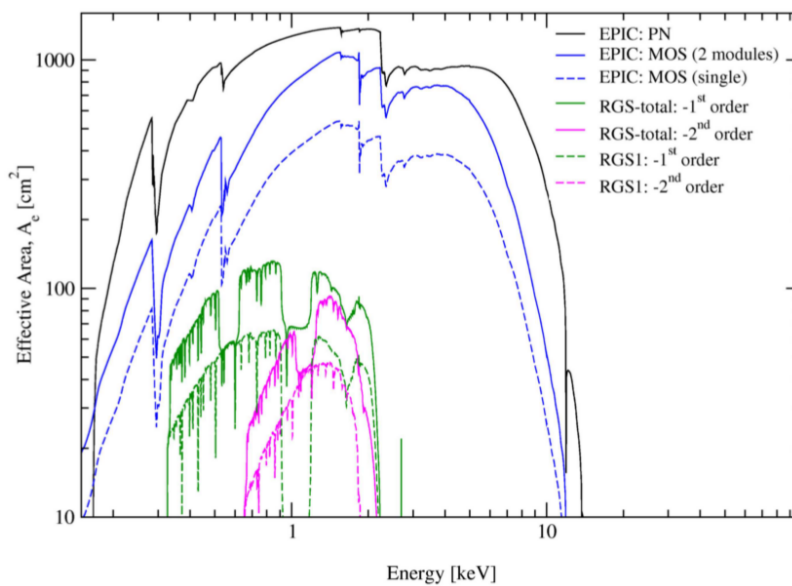


Abbildung 3.5: Die effektive Fläche aller Teleskope von XMM-Newton, also die der EPIC und RGS Instrumente, in Abhängigkeit von der Energie in logarithmischer Auftragung. Die Spiegel sind bei 1.5 keV am effektivsten. (Quelle: ESA [10])

Ein dritter wichtiger Parameter ist die Möglichkeit Streulicht auszusortieren, das durch Streuung in den Hyperboloiden entstehen kann. Dafür wurde eine Blende vor die Spiegel gesetzt, um die Kameras von diesen einzelnen Photonen abzuschotten. Dabei handelt es sich um einen Filter, der so konstruiert ist, dass Röntgenlicht von vorne direkt einfallen kann. Dieser Parameter ist bei XMM-Newton sehr effektiv und bei Punktquellen ist eine Beobachtung durch das Streulicht nicht beeinflusst. Bei größeren Objekten, wie zum Beispiel bei ausgedehnten Supernova-Überresten, kann der Effekt dazu führen, dass die Effektivität der aufgelösten Spektroskopie vermindert wird.

3.1.2 Die European Photon Imaging Camera (EPIC)

Zwei der drei Teleskope an Bord von XMM-Newton haben MOS CCD-Kameras [57], während das andere Teleskop eine andere Art von CCD-Chips benutzt, die zur pn-Kamera zusammengefasst sind [58]. EPIC ist für seine extrem hohe Sensitivität bekannt, die sich über das gesamte Sichtfeld von 30 Bogenminuten erstreckt. Dabei deckt EPIC einen Energiebereich von 0.15 bis 12 keV ab und hat eine spektrale Energieauflösung von $E/\delta E = 20-50$. Die Kameras von MOS und pn unterscheiden sich in vielen Punkten, die im Folgenden beschrieben werden. Beide arbeiten aber im gleichen Photonen-Zähl-Modus. Die Photonen werden einzeln detektiert und die Eigenschaften, wie z.B. Detektorposition, Energie und Zeitpunkt der Detektion, werden in einer Ereignisliste („eventlist“) für jeden CCD-Chip einzeln gespeichert.

Die MOS-Kameras bestehen aus Metall-Oxid-Halbleiterdetektoren, die in sieben einzelne, aber identische CCD-Chips aufgeteilt sind. In Abbildung 3.6 sieht man im oberen linken Bild die Verteilung der sieben Chips über das Sichtfeld. Die Chips sind im Kreis um einen mittleren Chip angeordnet, in dem der Fokus der Röntgenstrahlen liegt. Nach einem Meteoriteneinschlag im Jahr 2005 ist der CCD-Chip mit der Nummer 6 nicht mehr einsatzbereit. Die beiden MOS-Kameras 1 und 2 sind um 90° gegeneinander verdreht. Es gibt keine Lücken zwischen den Chips, sie überlappen sich und ermöglichen daher eine komplette Detektion einer Quelle. Beide Kameras verfügen über eine Speicherkomponente, in der die Daten gespeichert werden, bevor sie ausgelesen werden. Das ermöglicht dem Chip schneller wieder neue Daten aufzunehmen. Jedoch erhalten die beiden MOS-Kameras nur 44% der einfallenden Röntgenstrahlung, da die RGAs, wie in Abbildung 3.2 ersichtlich, die Hälfte des Lichts auf die RGS reflektiert.

Die pn-Kamera besteht aus nur einem Mikroplättchen aus Silizium mit 12 integrierten CCD-Chips. Dabei hat die Kamera eine leichte Verschiebung gegenüber der optischen Achse. Dadurch liegt die beobachtete Quelle nicht direkt auf einer der Chipgrenzen. Im Vergleich zu MOS (2.6 s) hat pn eine schnellere Auslesezeit von 73 ms bis runter auf 0.03 ms im „timing mode“. Das resultiert daraus, dass jede Pixelspalte einen eigenen Auslesekontakt besitzt. Eine schnelle Auslesezeit ist immens wichtig, wenn man Quellen beobachtet, die sehr hell sind, da es sonst zu „Pile-up“-Effekten kommen kann. Die treten auf, wenn in einem Pixel ein zweites Photonen detektiert wird, bevor das erste ausgelesen werden kann. Ein weiterer Unterschied

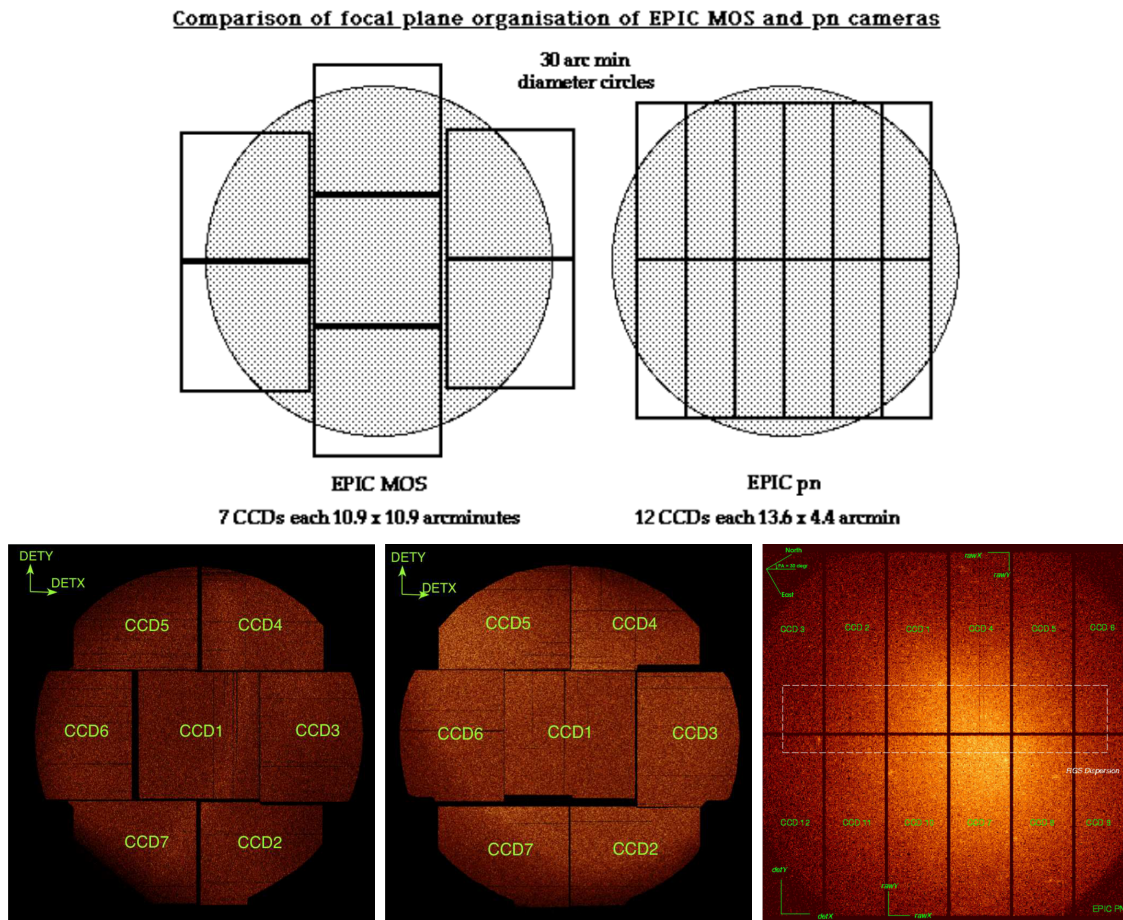


Abbildung 3.6: In der oberen Graphik ist die Anordnung der EPIC MOS CCD-Chips und der EPIC pn CCD-Chips zu sehen. In den unteren Bildern sind die Bezeichnungen dazu zu sehen. Links ist MOS1, in der Mitte MOS2 und rechts pn abgebildet. (Quelle: ESA [10])

zu MOS ist, dass die pn-CCDs von hinten angestrahlt werden, und nicht wie bei MOS von vorne. Das wirkt sich auf die Quantenausbeute des Detektors aus, also auf die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron dem Photoeffekt unterliegt und detektiert werden kann.

Die EPIC MOS und pn-Kameras können in unterschiedlichen Moden benutzt werden. Im „full frame“-Modus detektiert und liest die pn-Kamera das gesamte Sichtfeld aus. Im „partial window“-Modus kann die zentrale CCD der MOS-Kamera einzeln bedient und nur Teile davon ausgelesen werden, wobei in der pn-Kamera noch unterschieden werden kann zwischen dem Auslesen der Hälfte der Chips oder nur des Chips mit der Nummer 4 (siehe Abbildung 3.6 rechts unten). Des Weiteren gibt es den „timing“-Modus, der für die Daten, die in dieser Arbeit ausgewertet werden, nicht verwendet wird. In diesem Modus kann das Zeitintervall, in dem die Chips ausgelesen werden, verkürzt werden, was vor allem für Quellen mit hohen Zählraten von Vorteil ist.

3.1.3 EPIC-Hintergrund und „Pile-up“

Vor Auswertung der Daten ist es wichtig den Hintergrund zu erforschen, um Störungen, die die Daten beeinflussen können, heraus rechnen zu können. Der Hintergrund kann auf drei verschiedene Gründe zurückgeführt werden.

- **Elektronisches Rauschen:** Dieser Hintergrund entsteht beim Auslesen der CCD-Chips durch Störsignale. Dabei spielen hauptsächlich die sogenannten „schlechten“ Pixel eine Rolle, also die Pixel, die fehlerhaft arbeiten. Die meisten Störungen werden schon an Bord aussortiert, die restlichen im Analyseverfahren auf der Erde. Dieses Rauschen ist für gewöhnlich während der gesamten Messung konstant [59].
- **Teilchen-Hintergrund:** Dieser Hintergrund entsteht, wenn Teilchen mit dem Detektor oder dem umgebenden Material wechselwirken und dabei Fluoreszenz auslösen, die vom Detektor aufgenommen wird [60]. Es gibt zwei Teilchenarten, die diesen Effekt auslösen können: weiche Protonen (< 100 keV), die von der Sonne kommen, und hochenergetische kosmische Strahlung. Die Fluoreszenz variiert mit der Position auf dem Detektor und mit der Zeit, wobei vor allem die Intensität innerhalb des Sichtfelds sehr hoch ist. Die weichen Protonen treten unvorhersehbar auf und kommen wahrscheinlich aus der Magnetosphäre der Erde [59]. Die hochenergetischen Teilchen verursachen einen stabileren Hintergrund und beeinflussen das gesamte Sichtfeld. Der Effekt der Interaktion mit dem Detektor und dem Material um ihn herum, lässt sich durch Detektion bei geschlossenen Filterbeobachtungen bestimmen. Das dabei erhaltene Spektrum ist flach und weist einige Fluoreszenzlinien, vor allem Al-K α und Si-K α , auf. Bei pn sind auch Cu-K α , Ni-K α und Z-K α -Linien beobachtet worden [10].
- **Photonen-Hintergrund:** Der Photonen-Hintergrund wird auf zwei verschiedene Röntgenphotonen aufgeteilt. Die weiche Röntgenstrahlung entsteht vorwiegend in Plasmaregionen in der Galaxie und im Halo, wohingegen die harten Strahlen vermutlich aus unaufgelösten AGN (Active Galactic Nucleus) innerhalb des Sichtfeldes des Detektors resultieren [60]. Dieser Hintergrund ist gleichbleibend über den gesamten Beobachtungszeitraum.

In Abbildung 3.7 ist der Hintergrund der EPIC MOS1-Kamera mit seinem flachen Spektrum zu sehen. Aufgenommen wurde das Spektrum zu einem Zeitpunkt, bei dem der Filter in geschlossenem Zustand geschaltet war. Das bedeutet, dass keine Strahlung von außen auf die Detektoren fallen konnte. Die beiden Peaks sind die Al-K und Si-K Fluoreszenzlinien bei den Energien um 1.5 und 1.7 keV. Das Spektrum steigt bei kleinen Energien stark an, was auf das elektronische Rauschen zurückzuführen ist.

Ein weiterer Effekt, der auftreten kann und die Daten beeinflusst, ist das sogenannte „Pile-up“. Photonen „Pile-up“ bedeutet, dass in einem Pixel der Kamera mehr als ein Photon detektiert wurde, bevor dieses ausgelesen wurde. Diese Events müssen aussortiert werden, da sonst Daten für das Spektrum genutzt werden, die die

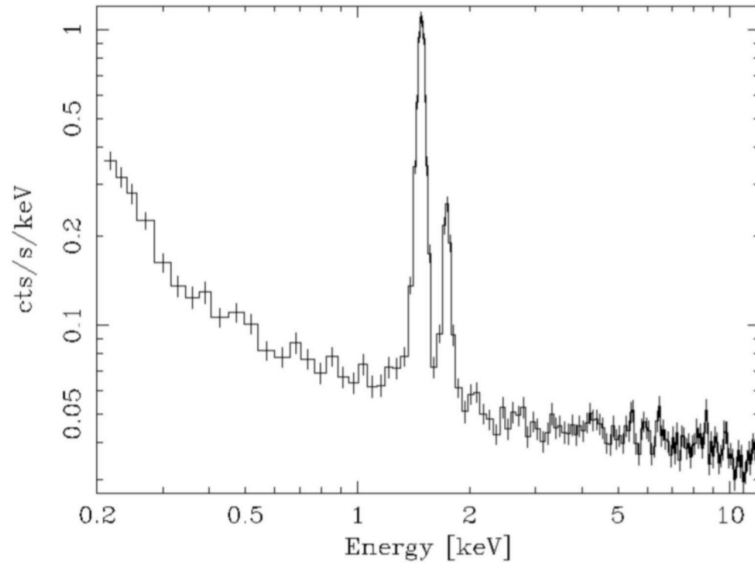


Abbildung 3.7: Das Hintergrund-Spektrum von MOS1 während einer geschlossenen Filter-Einstellung. Die beiden Peaks sind die Al-K (links) und Si-K (rechts) Fluoreszenzlinien. Der Anstieg bei niedrigen Energien wird durch das elektronische Rauschen verursacht. (Quelle: ESA [10])

aufsummierte Energie von zwei einzelnen Photonen haben. Nach dem Rausrechnen der „Pile-up“-Photonen sind immer noch genug Daten da um weiterhin Spektroskopie machen zu können. Mithilfe des SAS (Science Analysis System), das Daten von XMM-Newton reduziert und analysiert (siehe Abschnitt 3.2) können die Pixel mit mehreren Photonen herausgefiltert werden.

3.1.4 Das Reflecting Grating Spectrometer (RGS)

Das RGS ist für hochauflösende Spektroskopie im Energiebereich 0.33-2.50 keV konstruiert und ist damit am besten zur Untersuchung von Supernova-Überresten und ihren Schockwellen, die sich ins interstellare Medium ausbreiten, geeignet [11]. Das RGS setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Die Reflection Grating Arrays (RGAs) sind hinter zwei der Spiegel installiert, lenken etwa 50% des Lichts auf die RGS Focal Cameras (RFCs) ab. Diese Konstruktion ist in Abbildung 3.8 im linken Bild zu sehen. Im rechten Bild ist das Gitter zu sehen an dem das Licht gebrochen wird. Die Strahlen fallen mit dem Winkel α ein und werden mit dem Winkel β reflektiert. Die beiden Winkel kann man in der Dispersionsgleichung in Abhängigkeit zur Wellenlänge λ des Röntgenphotons setzen:

$$m\lambda = d(\cos\beta - \cos\alpha) \quad (3.1)$$

d ist der Gitterabstand und m die spektrale Ordnung, wobei die Röntgenstrahlen am effizientesten in die erste und zweite Beugungsordnung reflektiert werden. Die Zählrate in der dritten Ordnung ist schon etwa achtmal schwächer als in der zweiten

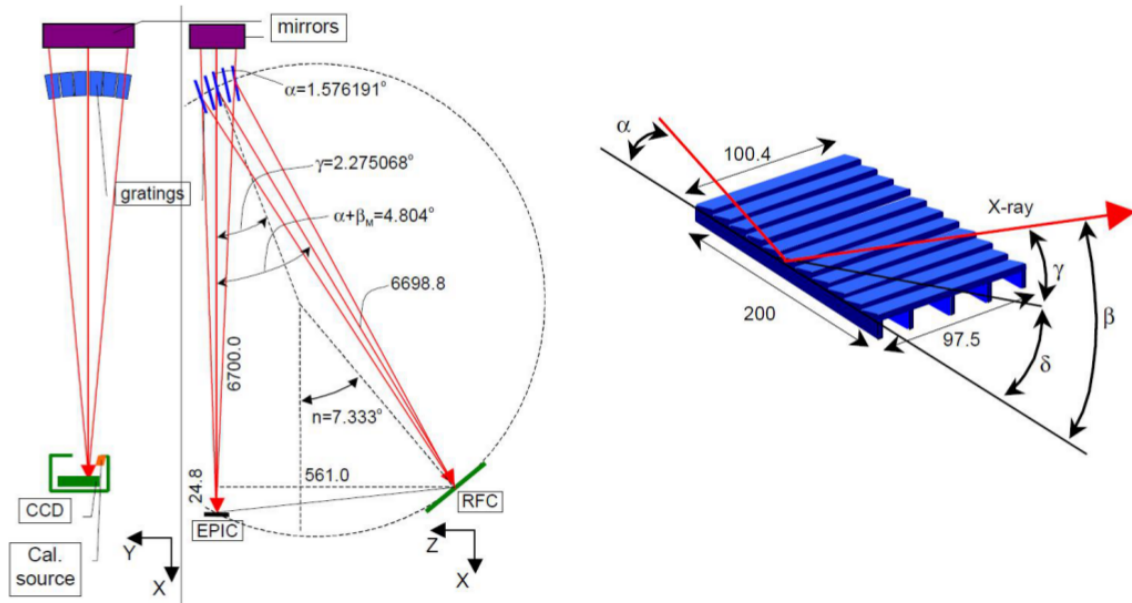


Abbildung 3.8: Der Aufbau des RGS und des Gitters, das hinter zwei der Spiegel befestigt ist und die Hälfte des Lichts auf die RGS wirft. (Quelle: den Herder, 2001 [11] und ESA [10])

Ordnung. Nach der Reflexion an den RGAs fallen die Strahlen auf die neun MOS CCD-Chips, die ähnlich zu denen in EPIC MOS sind. Das Sichtfeld wird durch die Größe der CCDs bestimmt und beträgt fünf Bogenminuten. Das ist für ausgedehnte Quellen ein Nachteil, da sie in eine Richtung verzerrt werden können [4]. Da die Quellen, die in dieser Arbeit analysiert werden größer als fünf Bogenminuten sind, konnten die RGS nicht zur spektralen Untersuchung genutzt werden.

3.1.5 Vergleich zu anderen Röntgensatelliten

Neben XMM-Newton beobachten noch die Satelliten Chandra, Suzaku und Swift den Himmel im Röntgenbereich. In Tabelle 3.2 sind die PSF, der Energiebereich und die Energieauflösung der vier Satelliten aufgetragen. Man sieht, dass Chandra und XMM-Newton sehr ähnlich zueinander sind. Die Stärken von XMM-Newton sind die folgenden:

- Hohe Empfindlichkeit bei ausgedehnten Quellen.
- Hohe Zeitauflösung (EPIC).
- Hoch aufgelöste Spektroskopie (RGS).
- Hohe Empfindlichkeit bei hohen Temperaturen (EPIC).

Gegenüber Chandra hat XMM-Newton den Vorteil, dass alle Instrumente gleichzeitig beobachten können. Die Instrumente von Chandra sind eher anfällig für „Pile-up“-Effekte als die EPIC MOS und pn-Kameras von XMM-Newton. Der entscheidende Faktor, Daten von XMM-Newton zu nehmen, lag in der höheren Empfindlichkeit des Teleskops.

Tabelle 3.2: Der Vergleich von XMM-Newton zu andere Röntgensatelliten. (Quelle: ESA [10], modifiziert)

Satellit	Spiegel PSF (<i>FWHM/HEW</i>)	Energiebereich [keV]	Energieauflösung bei 1 keV [eV]
XMM-Newton	6"/15"	0.15-12	4 (RGS)
Chandra	0.2"/0.5"	0.1-10	1 (HETG)
Suzaku	NA/120"	0.2-600	50
Swift	8.8"/18"	0.2-10 (XRT)	70

3.2 Datenreduktion

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden aus dem XMM Science Archive³ (XSA) entnommen. In diesem Archiv sind alle wissenschaftlichen Daten von XMM-Newton gespeichert. Zu allen beobachteten Quellen gibt es dort die Observationsdateien ODFs (Observation Data Files), in denen die Telemetrie und die unkalibrierten Daten enthalten sind. Diese Daten werden mithilfe des Science Analysis System⁴ (SAS) reduziert und analysiert. Das Programm wird genutzt um kalibrierte Daten zu erhalten und Spektren und Lichtkurven zu extrahieren.

Die Datenreduktion wurde mit Hilfe der Skripte von Jörn Wilms und seinen Mitarbeitern an der Dr. Karl Remeis-Sternwarte in Bamberg (Universität Erlangen-Nürnberg) durchgeführt. In den Skripten sind die verschiedenen Schritte des SAS zusammengefasst. So lässt sich die Datenvorbereitung mit dem Befehl *xmmprepare* durchführen. Anschließend können die Daten mit dem Befehl *xmmextract* in die gewünschte Form gebracht werden. Da das jedoch wie eine Blackbox funktioniert, bei der man nicht weiß, was gerade passiert, werden in den nächsten Abschnitten die Skripte und die einzelnen Schritte darin erklärt.

3.2.1 Datenvorbereitung

In diesem Abschnitt wird das Bamberger Skript *xmmprepare* vorgestellt. Die grundlegenden Befehle die innerhalb des Skripts stattfinden, sind den SAS Threads entnommen, die auf der Internetseite von SAS zu finden sind. Für die ODF werden die

³XMM Science Archive: <http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

⁴Science Analysis System: <http://xmm.esac.esa.int/sas>

neuesten Kalibrierungsdaten gesucht und Pfade zu den Rohdaten gelegt, die analysiert werden sollen. Zunächst wird der gesamte Chip extrahiert, um festzustellen wo die Quelle genau liegt, wie groß sie ist und ob es andere Quellen innerhalb des Sichtfeldes gibt, die zu Störungen führen könnten. Es wird eine Event-Datei erstellt in der all diese Informationen gespeichert sind. Mit speziellen Argumenten kann man bereits bestimmen, von welchem Instrument die Daten durch das Skript vorbereitet werden sollen. Dabei können alle Kameras, EPIC, RGS und auch OM, ausgewählt werden. In dieser Arbeit wurden nur die EPIC MOS und pn Kameras ausgewertet. In der Bilddatei, die durch *xmmprepare* entsteht, werden Regionen ausgewählt, die für die weitere Analyse extrahiert werden sollen. Dazu wird eine Hintergrundregion bestimmt, in der möglichst keine anderen Quellen zu finden sind, um eine Strahlungs-Kontamination zu unterbinden. Da Supernova-Überreste meist ausgedehnt sind, ist es hier nicht möglich alle Regionen und auch die Hintergrundregion auf einen CCD-Chip zu legen, weswegen alle Chips ausgenutzt werden. Damit ist ein gleiches Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht immer gegeben.

Um die entstandenen Bilder anzuschauen und Regionen auszuwählen, wird hier das Programm SAOImage DS9 genutzt. Dieses dient zur Darstellung von astronomischen Bildern und Daten. Innerhalb des Programms lassen sich in astronomischen Bildern viele Features einbauen, wie zum Beispiel Konturen, Regionen und Farbkarten. Damit ist es ein hilfreiches Mittel um fits-Dateien in geeigneter Form darzustellen.

3.2.2 Datenextraktion

Mit dem Befehl *xmmextract* wird die eigentliche Extraktion der Daten durchgeführt. Die Eventdateien können nach Belieben gefiltert werden und Lichtkurven, Bilder und Spektren extrahiert werden. Dazu nimmt das Skript die kalibrierten Daten und filtert die Zeitintervalle aus, in denen eine hohe Hintergrundaktivität vorlag. Diese wird durch hochenergetische Teilchen verursacht, die den Detektor treffen und dabei die Intensität erhöhen. Weiterhin werden Events ausgefiltert, bei denen ein Photon mehr als nur ein oder maximal zwei Pixel trifft. Trifft ein Photon ein Pixel so wird das „single event“ genannt. Das sind die bevorzugten Events, da in diesem Fall eine genaue Energieauflösung möglich ist. Trifft ein Photon zwei Pixel, nennt man das „double pattern“. Dieses Event hat ebenfalls eine hohe Genauigkeit. Wie oben erwähnt, kann es passieren, dass zwei Photonen einen Pixel treffen bevor die Energie des ersten Photons ausgelesen wurde. Die Daten werden auch auf den „Pile-up“-Effekt hin untersucht und die entsprechenden Events aussortiert, die vorwiegend in Bereichen mit hohem Fluss auftreten. Im Fall eines Supernova-Überrests tritt dieser Effekt jedoch selten auf. Abhängig von der Beobachtung werden die Rohdaten stark reduziert. Die übrig bleibenden Daten werden erneut in einer Eventliste gespeichert, aus der die bereinigten Quell- und Hintergrundspektren der zuvor gewählten Regionen erstellt werden. Zudem werden zwei weitere Dateien, das sogenannte „redistribution matrix file“ (rmf) und das „ancillary region file“ (arf), erstellt, die die Informationen über die Detektoreigenschaften wie die effektive Fläche und die Quantenausbeute enthalten. Diese Dateien werden vor dem Fitten mit dem Spektrum gefaltet.

3.3 Spektrale Untersuchung

Nachdem die Daten reduziert und analysiert wurden, können sie zur Auswertung verwendet werden. Dafür werden die Daten in das Programm ISIS⁵ (Interactive Spectral Interpretation System) eingelesen, das am MIT geschrieben wurde und auf der Computersprache S-Lang⁶ basiert. Die ISISscripts⁷, die ich in dieser Arbeit verwende, wurden von den Mitarbeitern der Remeis Sternwarte in Bamberg geschrieben und werden weiterhin ausgebaut. Sie wurden geschrieben um Röntgendaten zu analysieren, zu fitten und auszuwerten, wobei sie eine Menge Module besitzen, die dafür verwendet werden können.

Bevor man Spektren fittet, sollte man wissen, dass die Kameras von EPIC nicht das Quellspektrum direkt aufnehmen, sondern die Anzahl der Photonen in einem bestimmten Energieintervall. Diese werden Bins genannt und können in folgender Formel mit dem Quellspektrum zusammen beschrieben werden:

$$C(PI) = T \int RMF(PI, E) \cdot ARF(E) \cdot S(E) \cdot dE \quad (3.2)$$

$C(PI)$ steht für die beobachteten Photonen im Detektorintervall PI , T ist die Beobachtungszeit in Sekunden, $RMF(PI, E)$ ist die Responsmatrix, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Photon in einem bestimmten Energieintervall detektiert wird, $ARF(E)$ steht für die energieabhängige effektive Fläche und $S(E)$ ist der Fluss des Quellspektrums [61]. Hierbei wird genähert, dass die Energieintervalle klein sind gegenüber der Detektorauflösung.

Es gibt verschiedene Modelle die gefittet werden können. Um das richtige Modell zu finden, müssen die physikalischen Prozesse miteinbezogen werden, die das Spektrum beeinflussen, wie zum Beispiel Bremsstrahlung oder ein Potenzgesetz. Das Spektrum wird mit den beobachteten Photonen verglichen, wofür eine statistische Methode verwendet wird. Die Parameter des Modells werden so lange angepasst, bis die beste Statistik gefunden wird. Dabei können die Modelle sowohl addiert als auch multipliziert werden. Addiert werden sie, wenn es Emissionskomponenten gibt, zum Beispiel zwei Gauß-Peaks. Multipliziert werden sie hingegen bei Komponenten, die das Spektrum beeinflussen, wie zum Beispiel bei Absorptionslinien. Die meist benutzten Fitstatistiken sind die χ^2 - und die Cash-Statistik. In dieser Arbeit wurde nur die χ^2 -Statistik angewendet. Sie nimmt an, dass die beobachteten Photonen X_i pro Energieintervall i durch eine Gauß-Verteilung beschrieben wird:

$$\chi^2 = \sum \frac{(X_i - M_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.3)$$

M_i steht für die vorher berechneten Ereignisse und σ_i^2 ist die datenunabhängige Standardabweichung der Gauß-Verteilung. Spektren, die nur niedrige Zählraten aufweisen,

⁵ISIS Homepage: <http://space.mit.edu/cxc/isis/>

⁶S-Lang: <http://www.jedsoft.org/slang/>

⁷Remeis ISISscripts: <http://www.sternwarte.uni-erlangen.de/isis/>

unterliegen einer Poisson-Verteilung, bei der die Cash-Statistik verwendet wird. Hat man jedoch viele Datenpunkte sind Cash- und χ^2 -Statistik gleichwertig. Weitere Informationen können bei Nousek & Shue, 1989 [62] gefunden werden. Die statistischen Methoden werden dabei auf die nicht gruppierten Daten angewendet, das heißt, auf die Daten bei denen die Energieintervalle nicht zusammengenommen und dargestellt werden.

Die Qualität des Fits kann auch durch das reduzierte χ^2 angegeben werden. Dabei gilt

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi^2}{\nu}, \quad (3.4)$$

wobei ν die Differenz zwischen dem χ^2 -Wert und der Anzahl der freien Parameter darstellt. Ein guter Fit zeichnet sich aus durch ein $\chi_{red}^2 \approx 1$.

In ISIS werden die Daten mit Hilfe des Befehls *group* gebinnt, was bedeutet, dass die detektierten Photonen in einem bestimmt Verhältnis mit den Hintergrundereignissen zusammengefasst werden. Um ein signifikantes Ergebnis zu erhalten, müssen die Daten auf ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mindestens vier gesetzt werden. Die Datensätze MOS1 und MOS2 werden beide einzeln gefittet, aber gemeinsam in einem Spektrum aufgetragen. Mit dem Befehl *fit_fun* können die Fitmodelle auf das Spektrum angewendet werden, die auf einen Supernova-Überrest passen. Die in dieser Arbeit verwendeten Fitmodelle werden in Abschnitt 4.2.1 beschrieben.

4 Auswertung

In diesem Kapitel werden die Supernova-Überreste CTB 109 und RCW 103 vorgestellt und analysiert. Der Schwerpunkt wird auf den Überrest CTB 109 gelegt. Es werden die Spektren ausgewertet und die Flüsse einzelner Elemente bestimmt. In Intensitätskarten kann eine Verteilung der Elemente in den Überresten gesehen werden. Die Ergebnisse der beiden Supernova-Überreste werden miteinander verglichen und auf eine Ähnlichkeit hin untersucht.

4.1 Der Supernova-Überrest CTB 109

Der Supernova-Überrest CTB 109 (G 109.1-1.0) wurde von Gregory & Fahlmann 1980 mithilfe des Einstein-Satelliten entdeckt [63]. Er fiel zunächst als helle Röntgenquelle auf, ist aber ebenfalls im Radiobereich als Supernova-Überrest identifiziert worden [64]. Es ist eine halbkreisartige Hülle zu sehen (siehe Abbildung 4.1), da es keine Detektion in der Westhälfte des Überrests gibt. Dies ist auf eine große Molekularwolke zurückzuführen, die schon vor der Entdeckung von CTB 109 bekannt war [65]. Weder im Röntgenbereich noch im Radio-Bereich ist eine weitere Ausdehnung in Richtung Westen zu beobachten. Das lässt den Schluss zu, dass das halbkreisförmige Aussehen des Supernova-Überrests nicht auf Absorption zurückzuführen ist, sondern dass die Schockfront des Überrests durch die Molekülwolke gestoppt wird [66]. Ein CO-Arm der Wolke erstreckt sich bis in die nördliche Hälfte des Supernova-Überrests und verschluckt das Röntgenlicht in der Region [67].

Im Zentrum des Supernova-Überrests befindet sich der anomale Röntgenpulsar (AXP - anomalous X-ray pulsar) 1E 2259+589, der mit CTB 109 assoziiert wird [68]. Dieser Pulsar macht den Supernova-Überrest zu einem interessanten Objekt (siehe Abschnitt 2.3) und ist Hauptargument CTB 109 in dieser Doktorarbeit zu untersuchen. Das Alter des Überrests wird auf $(14 \pm 2) \cdot 10^3$ Jahre geschätzt [66] und befindet sich damit noch in der Sedov-Taylor Phase. Die Entfernung zur Erde beträgt etwa 3.2 ± 0.2 kpc [69].

In Abbildung 4.1 ist ein Mosaikbild von CTB 109 zu sehen, das von Sasaki et al. 2004 erstellt wurde [1]. Die Farben setzen sich aus den verschiedenen Energiebändern zusammen. So sind die Energien von 0.3-0.9 keV in rot, von 0.9-1.5 keV in grün und von 1.5-4.0 keV in blau dargestellt. Es befinden sich einige hellere Emissionsstellen im Überrest. So ist im Süden ein heller roter Fleck zu sehen. Im nordöstlichen Teil des Überrests, näher am Zentrum, ist ein großer heller Fleck auszumachen, der „Lobe“ genannt wird. Man ging früher davon aus, dass dieser Teil ein Jet des Pulsars sein könnte [70], doch Daten von verschiedenen Instrumenten wie zum Beispiel ROSAT

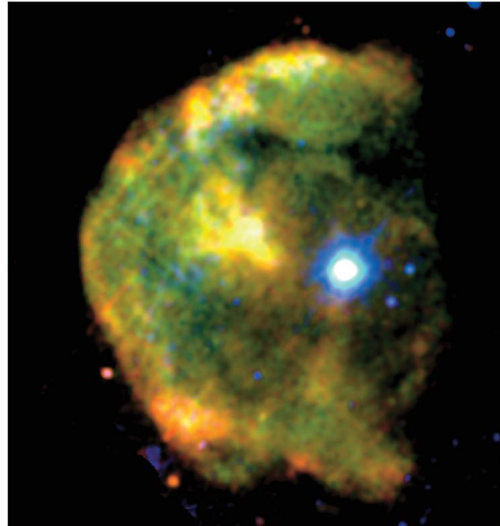


Abbildung 4.1: Der Supernova-Überrest CTB 109 in einem Mosaikbild abgebildet aus Daten der EPIC Kameras, erstellt von Sasaki et al, 2004. Norden ist oben, Osten ist links. Die Farben zeigen die Energiebänder: rot = 0.3-0.9 keV, grün = 0.9-1.5 keV und blau = 1.5-4.0 keV. Zu sehen ist nur die östliche Hälfte des Supernova-Überrests, in dem der hellgelbe Fleck, Lobe genannt, liegt und der in dieser Arbeit näher betrachtet wird. (Quelle: Sasaki, 2004 [1])

[71], Chandra [72] und XMM-Newton [1] zeigen, dass es keinen direkten Zusammenhang zwischen diesen beiden Komponenten gibt. Im Norden gibt es erneut ein helles Band, das die Hülle des Supernova-Überrests widerspiegelt.

Im optischen Bereich sind im Supernova-Überrest nur wenige Filamente zu sehen und diese auch nur entlang der nordöstlichen und südlichen Regionen der Radioemissionen [64]. Fesen & Hurford haben 1995 jedoch auch einige Filamente in der Nähe des Zentrums des Überrests und entlang des Lobes entdecken können, die möglicherweise durch eine Wechselwirkung der Schockwelle mit der Molekülwolke zustande kommen [73]. In der näheren Umgebung des Supernova-Überrests befindet sich keine anderen Quellen, die die Ergebnisse verfälschen könnten. Es gibt nur einen HMXB (High-Mass X-ray Binary) in der Nähe, der jedoch keine Auswirkungen hat.

Für die Analyse des Supernova-Überrests CTB 109 wurden archivierte Daten des XMM-Newton-Teleskops genutzt (XMM-Newton Science Archive¹). CTB 109 wurde in der Vergangenheit schon mehrere Male beobachtet. Die ersten Beobachtungen wurden von PI Victoria Kaspi im Juni 2002 durchgeführt und hatten eine Beobachtungszeit von 52 ks. Dabei stand jedoch der AXP im Zentrum des Supernova-Überrests im Mittelpunkt der Beobachtung. Der Überrest ist trotzdem in den Beobachtungen zu finden. Mit der EPIC-pn Kamera wurde leider nur auf den AXP fokussiert, also nur im „small window“-Modus beobachtet. Aus diesem Grund kann diese Kamera für die Auswertung nicht genutzt werden (siehe Abbildung 4.2). Dadurch stehen nur die Daten der beiden MOS-Kameras von EPIC und die RGS-Kameras zur Verfügung.

¹<http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

Der Radius des Überrests variiert in die drei sichtbaren Richtungen Norden, Osten und Süden zwischen den Werten 16.6 und 18.5 Bogenminuten [1]. Die RGS-Kameras können diese Größe nicht detektieren ohne Fehler zu generieren (siehe Kapitel 3.1.4), daher können sie ebenfalls nicht für die Auswertung genutzt werden. In dieser Aufnahme ist nicht der komplette Überrest zu sehen, bedingt durch die Fokussierung auf den AXP, fehlt die äußerste Hülle. Ebenfalls 2002 wurde von PI Paul Plucinsky der Supernova-Überrest direkt beobachtet. Dafür wurden drei Beobachtungen, vom Norden, Osten (jeweils Juli 2002) und Süden (Januar 2002), gemacht. Hier sind die Beobachtungszeiten erheblich kürzer mit maximal 19 ks. Da längere Beobachtungszeiten aufgrund der höheren Zählrate grundsätzlich besser sind, wurden in dieser Arbeit, trotz der Beschneidung von CTB 109 in den V.Kaspi-Daten, alle vier Beobachtungen zur Analyse genutzt.

Weitere Beobachtungen wurden 2004, 2005 und ganz aktuell 2014 gemacht. Bei der letzten Beobachtung wurde sogar 112 ks lang beobachtet, diese Daten sind aber bis zum Ende dieser Arbeit nicht öffentlich zugänglich. Bei all diesen Beobachtungen steht der AXP im Zentrum der Aufmerksamkeit, weswegen immer wieder in Moden beobachtet wurde, die eine Analyse des Supernova-Überrests erschweren.

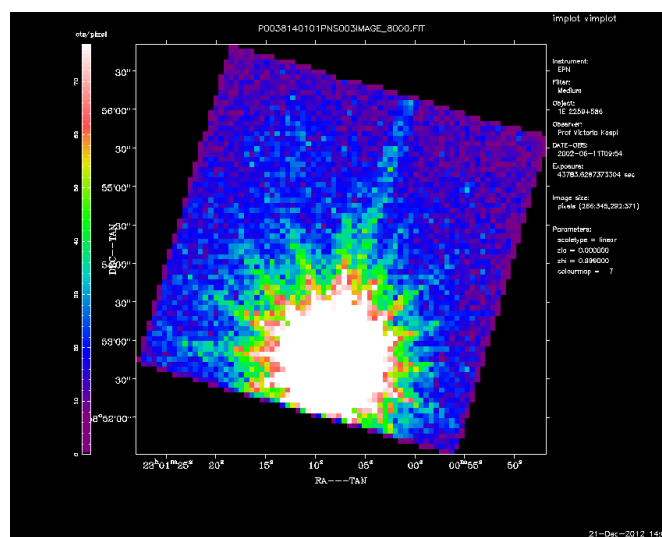


Abbildung 4.2: Die EPIC-pn Kamera hat nur im „small window“-Modus beobachtet, da bei den archivierten Beobachtungen der AXP im Zentrum des Supernova-Überrests untersucht werden sollte. Der Überrest an sich ist daher nicht zu sehen. Aus diesem Grund können die Daten der pn-Kamera nicht genutzt werden. (Quelle: XMM-Newton Archiv)

4.2 Datenauswertung

Zuerst werden die Daten des gesamten Supernova-Überrests ausgewertet. Die Beobachtungs-ID (ObsID) der Beobachtung von PI V.Kaspi ist die 0038140101. Da, wie schon erwähnt, der AXP im Mittelpunkt der Beobachtungen stand, kann die EPIC-pn Ka-

mera nicht verwendet werden. Die Beobachtungsdauer der beiden MOS-Kameras beträgt 52255 Sekunden und wurde im „full frame“-Modus aufgenommen. Die Daten sind mit Hilfe des XMM-Newton Science Analysis System (XMMSAS), das in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, bearbeitet und werden mit dem Programm DS9 untersucht. Nach der Datenreduktion bleiben effektiv noch 39.5 ks Beobachtungszeit für die MOS-Kameras übrig, mit denen die weitere Analyse durchgeführt wird.

Mit *xmmextract* (siehe Abschnitt 3.2) erhält man sowohl für MOS1 als auch für MOS2 zunächst jeweils ein Bild des vollen Supernova-Überrests. Es werden bestimmte Regionen ausgewählt, die genauer analysiert werden sollen. Dafür habe ich 36 Regionen über den Überrest gelegt, die in Abbildung 4.3 zu sehen sind. Die Daten dazu sind im Anhang in Tabelle 8.1 enthalten. Die Regionen werden so gewählt, dass möglichst in beiden Kameras, MOS1 und MOS2, die Chipgrenzen des Teleskops nicht überschritten werden. In so einem Fall kann nicht komplett ausgeschlossen werden, dass Fehler entstehen. Diese Vorsichtsmaßnahme wurde in allen weiteren Beobachtungen getroffen. Die Regionen werden dann erneut mit *xmmextract* reduziert und für jede Region einzeln analysiert. Die EPIC-Daten erlauben es, dass man in den einzelnen Regionen Spektren analysieren kann, was im Folgenden mit dem Programm ISIS (Abschnitt 3.3) gemacht wird.

4.2.1 Spektrale Untersuchung

Für das Analysieren der reduzierten Daten wurde das Programm ISIS verwendet. Dabei wird ein Spektrum in einer frei gewählten Region der Beobachtung erstellt und dieses mithilfe verschiedener Modelle gefittet. Da die Photonen, die von dem Teleskop detektiert werden, auf ihrem Weg zu uns unterschiedlichen physikalischen Prozessen unterliegen, z.B. Extinktion, werden die Daten mit zusammengesetzten Modellen gefittet. Die in dieser Arbeit verwendeten Modelle sind in Tabelle 4.1 zu sehen und werden im Folgenden kurz beschrieben. Eine ausführlichere Beschreibung der Modelle ist im XSPEC v12 Manual² [74] zu finden.

Modell	Beschreibung
powerlaw	einfaches Potenzgesetz
egauss	Gauß-Verteilung
vpshock	plan-parallel geschocktes Plasma mit konstanter Temperatur
tbnew_simple	Absorption durch das interstellare Medium

Tabelle 4.1: Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten XSPEC Modelle. Eine ausführlichere Beschreibung befindet sich im Text.

Bei den Daten von PI V.Kaspi konnten nur die beiden MOS-Kameras genutzt werden. Um diese gemeinsam zu fitten, werden beide Kameras einzeln in denselben Regionen ausgewertet und gemeinsam in ISIS aufgerufen. Die Daten werden gebinnt, wobei hier ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4 gewählt wird. Um das gesamte

²XSPEC v12 Models: heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XspecModels.html

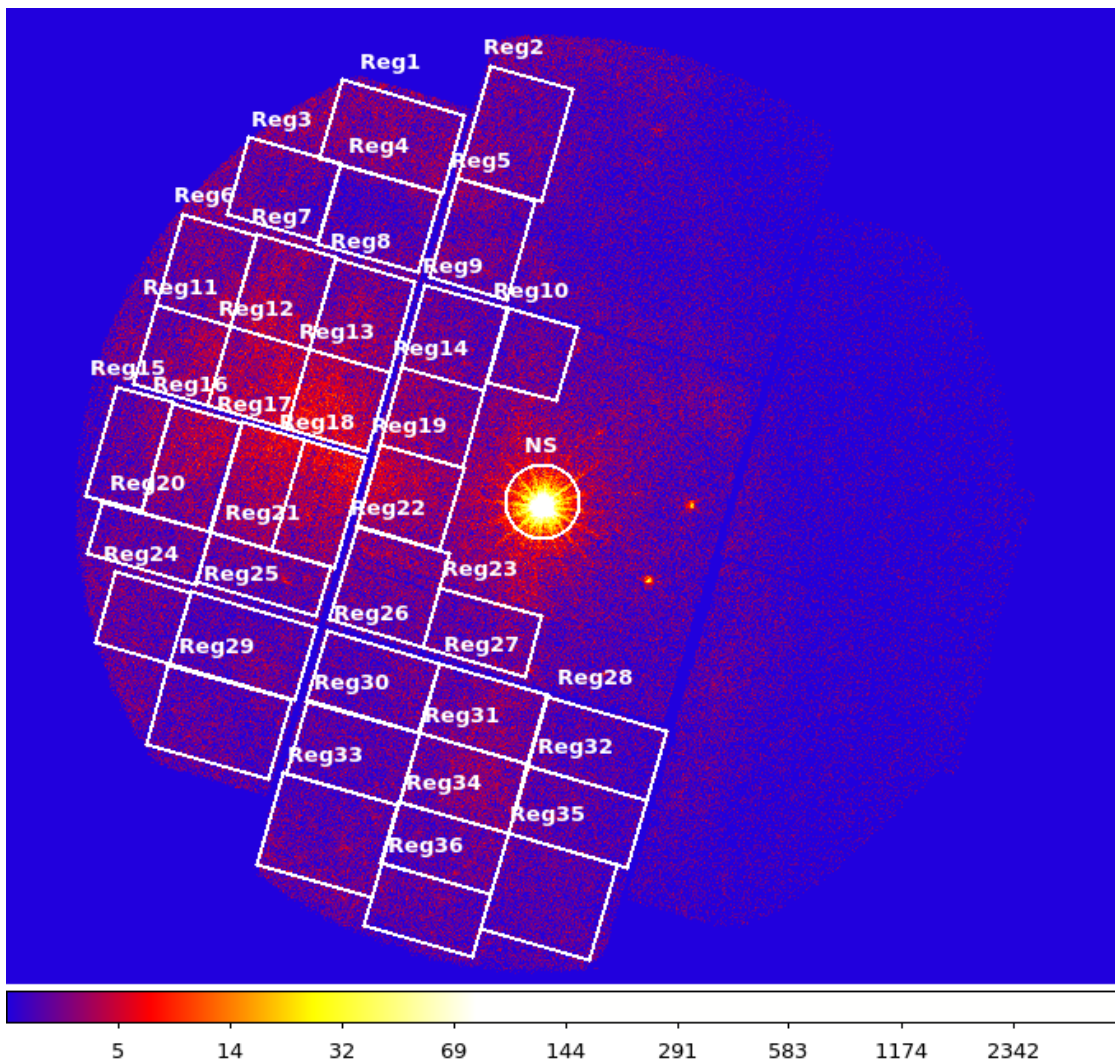


Abbildung 4.3: Der Supernova-Überrest CTB 109 dargestellt mit dem Programm DS9. Die Intensitätsskala gibt die Anzahl der Photonen pro bin an. Darübergelegt sind die 36 Regionen, die einzeln analysiert wurden. In der Mitte ist der AXP 1E 2259+586 zu sehen (mit NS für Neutronenstern gekennzeichnet). Die Intensitätsskala spiegelt die Zählrate wider, wobei die höchsten Raten im Neutronenstern zu finden sind, der den Supernova-Überrest deutlich überstrahlt. Die Regionen wurden so gewählt, dass sie die Chipgrenzen des Teleskops nicht überschreiten. Die Koordinaten der Regionen befinden sich in Tabelle 8.1 im Anhang.

Spektrum zu fitten, wird *tbnew_simple* mit *vpshock* multipliziert. *tbnew_simple* ist eine Erweiterung des Modells *tbabs* aus den XSPEC v12 Manuals und beschreibt die Absorption von Röntgenphotonen, die durch das interstellare Medium laufen. Das Modell hat nur einen freien Parameter, die molekulare Wasserstoffsäulendichte N_H , die Elementhäufigkeiten sind auf die solaren Werte festgesetzt. Das *vpshock* Modell beschreibt ein Plasma, das plan-parallel geschockt ist und eine konstante Temperatur besitzt. Dabei werden die Elementhäufigkeiten im Gegensatz zu *pshock* freigesetzt und können variiert werden. Die Elemente, die hier als Parameter genutzt werden können, sind He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe und Ni. Des Weiteren sind die Parameter H-Häufigkeit, sie sollte den Wert 0 oder 1 haben, abhängig davon ob Bremsstrahlung vorhanden ist oder nicht, und Plasmatemperatur variabel. Weitere freie Parameter sind die Rotverschiebung z , die in diesem Fall keine Rolle spielt und auf den Wert 0 festgesetzt wird, das obere und untere Limit der Ionisationszeitskala $n_e t$, deren Werte zwischen 0 und $5 \cdot 10^{13} \text{ s cm}^{-3}$ liegen, und der Normalisierungsparameter $norm = \frac{10^{-14}}{4\pi d^2} \int n_e n_H dV$. Hierbei ist d die Distanz zum Objekt, n_e ist die Elektronendichte und das V beschreibt das Volumen der Region. Die Norm kann durch $norm = \frac{10^{-14}}{4\pi d^2} f n_e n_H V$ genähert werden, wobei f der Füllfaktor ist. Der hier entscheidende Punkt ist, dass jedes Element einzeln freigesetzt werden kann und so die Unterschiede der verschiedenen Elemente im Spektrum gesehen werden können. Es kann zusätzlich eine Gauß-Verteilung auf einige Peaks gesetzt werden. Dies wird mit dem Modell *egauss* gemacht, bei dem das „e“ für das Spektrum im Energie-(keV)-Bereich steht, also nicht, wie oft üblich, im Angström-Bereich gefittet wird.

4.3 Spektren von CTB 109

In Abbildung 4.4 sind die Spektren der Regionen 12, 13, 30 und 31 aus Abbildung 4.3 zu sehen, die hier beispielhaft ausgewählt worden sind. Die Regionen 12 und 13 befinden sich im Zentrum des Lobes, die Regionen 30 und 31 sind im Süden in einem eher schwächeren Bereich zu finden. Region 31 sitzt zusätzlich auf dem helleren Arm, der sich im Süden an den Neutronenstern anschließt.

Die Spektren wurden mithilfe der im vorherigen Kapitel beschriebenen Modelle gefittet. Für das gesamte Spektrum wird das Modell *vpshock* multipliziert mit dem Modell *tbnew_simple* verwendet und die Parameter für die Elemente Fe, S, Si, Mg, O und Ne freigesetzt. Hierbei wird nur der Energiebereich zwischen 0.4 und 3.0 keV verwendet, da das Spektrum bei höheren Energien nur noch durch den Hintergrund bestimmt wird. Die Daten werden auf ein Minimum Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4 gruppiert und die χ^2 -Statistik verwendet.

Der Fit wird durch die zwei roten Linien angegeben, wobei es für jede MOS-Kamera einen eigenen Fit gibt. Die schwarzen Punkte sind die Daten der MOS1-Kamera, die blauen die Daten der MOS2-Kamera. Die beiden Kameras werden gemeinsam gefittet. Die Fehler der Datenpunkte sind innerhalb eines Konfidenzintervalls von 90%. Um zu überprüfen, ob kein Fehler durch den Hintergrund in der Auswertung vorliegt, wurden außerhalb des Supernova-Überrests Regionen ausgewählt und mit dem sonst

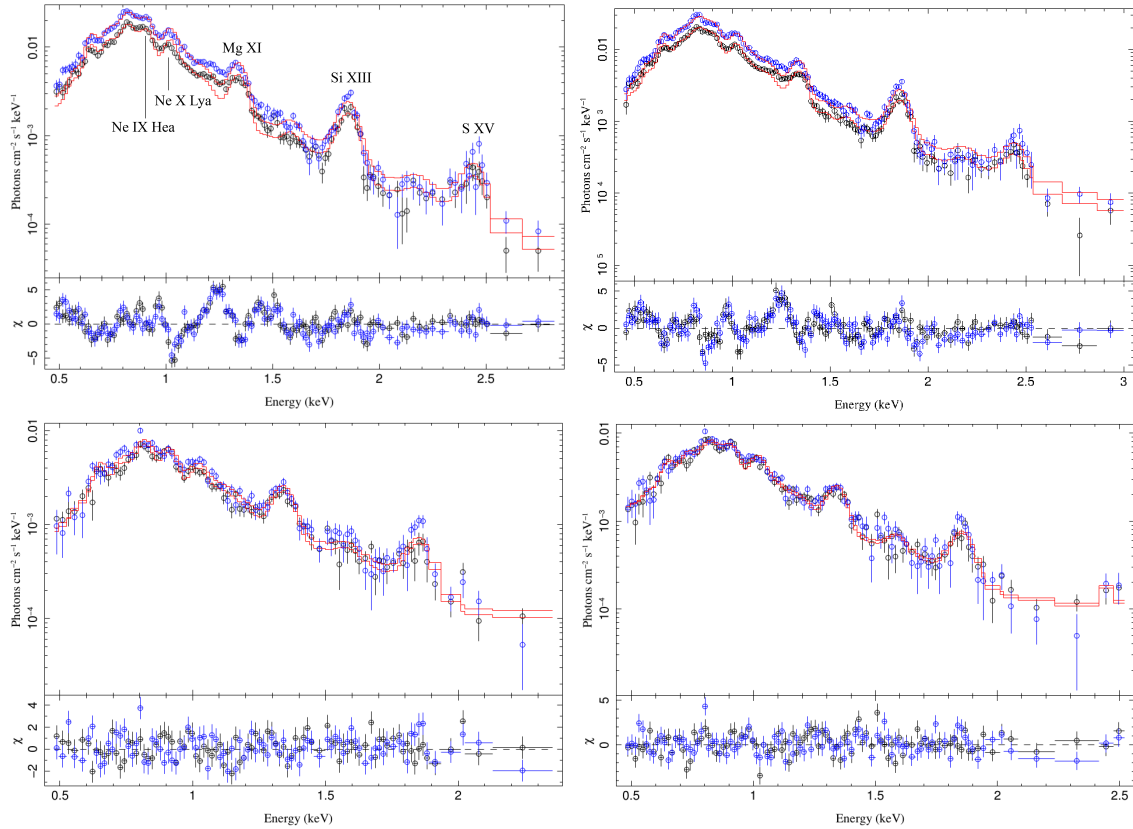


Abbildung 4.4: Die Spektren der frei gewählten Regionen 12, 13, 30 und 31, aufgenommen mit den MOS1 (schwarz) und MOS2 (blau) Kameras. Die beiden roten Linien zeigen die Fits für die Kameras separat. Unter den Spektren befinden sich die Residuen, also die Abweichungen der Fits von den Daten. Auffällig sind die Mg- und Si-Linien in allen Graphen und die S-Linie in den beiden oberen Spektren, die in der Lobe-Region aufgenommen wurden.

genutzten Hintergrund zusammen ausgewertet. In diesen Regionen konnten keine Spektren extrahiert werden. Daher wurde der Hintergrund für alle Spektren verwendet. Unter den Graphen mit den Spektren sind die Residuen, also die Abweichungen des Fits von den Daten, angezeigt. Die Abweichungen befinden sich in allen Regionen unterhalb eines χ -Werts von 5, womit die Daten dem Modell *vshock* sehr gut folgen.

Aus den Spektren ist ersichtlich, dass die Zählraten in den Lobe-Regionen deutlich höher sind als in den anderen beiden Regionen. Deutlich sind die hohen Peaks von Silizium, Magnesium und Schwefel in den ersten beiden Graphen zu erkennen. In den Regionen 30 und 31 jedoch besitzt Schwefel keinen signifikanten Peak. Zu höheren Energien hin sind gar keine signifikanten Peaks mehr auszumachen. Vor allem ist kein Eisen in den Spektren zu finden. Dies deckt sich mit der Annahme, dass Eisen nach der Supernova-Explosion auf den Kern zurückfällt und im Neutronenstern gebunden ist.

In Tabelle 4.2 sind für alle Regionen die freien Parameter angegeben. Die Tempera-

Tabelle 4.2: Überblick über alle freien Parameter in den vier Regionen aus Abbildung 4.4. In der oberen Hälfte der Tabelle stehen N_H , die Temperatur kT , das reduzierte χ^2 , das den Fehler der Werte hier bestimmt, und die Ionisationszeitskala $n_e t$, in der unteren Hälfte stehen die freigesetzten Elemente mit ihren Werten relativ zur solaren Elementhäufigkeit. In den Regionen 30 und 31 konnte Schwefel nicht gefittet werden, da es nicht signifikant gemessen werden konnte. Der obere Fehler von N_H in Region 12 konnte nicht angegeben werden.

Region	N_H [$10^{22}/\text{cm}^2$]	kT [keV]	red. χ^2	$n_e t$ [$10^{12}\text{s}/\text{cm}^3$]
12	$0.73^{+N/A}_{-0.03}$	$0.67^{+0.02}_{-0.01}$	3.5	$0.39^{+0.01}_{-0.04}$
13	$0.71^{+0.01}_{-0.02}$	$0.62^{+0.02}_{-0.01}$	3.3	$0.49^{+0.02}_{-0.05}$
30	$0.97^{+0.06}_{-0.05}$	0.32 ± 0.03	1.9	$3.48^{+4.62}_{-1.51}$
31	$0.91^{+0.05}_{-0.04}$	$0.31^{+0.03}_{-0.01}$	2.1	$3.63^{+1.43}_{-2.80}$

Region	Fe	S	Si	Mg	O	Ne
12	1.25	1.04	1.18	1.51	1.78	1.73
13	0.88	0.89	1.00	1.08	1.35	1.34
30	0.27	-	0.55	0.44	0.38	0.39
31	0.25	-	0.65	0.39	0.35	0.44

turen kT in den Regionen liegen zwischen 0.6 und 0.7 keV in den Regionen mit hohen Zählraten, während sie in den Region 30 und 31, die niedrige Zählraten aufweisen, bei 0.30 bis 0.35 keV liegen. Das reduzierte χ^2 geht hoch bis zu einem Wert von 3.5 in Region 12. In den anderen Regionen befindet es sich unterhalb des Wertes und ist damit akzeptabel. Das untere Limit für die Ionisationszeitskala wird auf null gesetzt, während das obere Limit frei variieren kann. Die Werte liegen bei $(3.5 - 5.0) \cdot 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ in den Regionen 12 und 13, und bei $(3 - 4) \cdot 10^{12} \text{ s cm}^{-3}$ in den anderen beiden Regionen. Die Ergebnisse für die Regionen mit hohen Zählraten stimmen gut mit den Ergebnissen von Sasaki et al überein [1]. Die haben jedoch die Spektren nur in Regionen mit hohen Zählraten analysiert, weswegen ein Vergleich mit den Regionen mit niedrigen Zählraten nicht möglich ist. Die Werte für alle 36 Regionen befinden sich in Tabelle 8.2 im Anhang.

In der unteren Hälfte der Tabelle sind die verschiedenen Elemente, die im Modell *vpshock* freigesetzt wurden, mit ihren Werten relativ zur solaren Elementhäufigkeit angegeben. Die gefundenen Eisenwerte sind bis auf in Region 12 kleiner als der Wert, der in der Sonne gemessen wird. Wie oben erwähnt, ist der Eisenpeak bei etwa 6.7 keV in den Daten nicht zu sehen. Doch befinden sich auch in dem Energiebereich von 0.45 bis 3 keV einige Eisenlinien, die die hier bestimmten Werte widerspiegeln. Die Magnesium-, Neon- und Sauerstoffwerte sind in den Regionen 12 und 13 deutlich gegenüber den solaren Werten erhöht. Ein Blick auf die Werte in Tabelle 8.3 im Anhang zeigt jedoch, dass diese hohen Werte nur im Bereich des Lobes gefunden werden. Silizium variiert sehr stark über den gesamten Supernova-Überrest, bleibt

dabei aber fast immer unterhalb des solaren Wertes. Die Häufigkeit von Schwefel in CTB 109 ist ebenfalls meist geringer als der solare Wert, jedoch gibt es einige Ausreißer. In einigen Regionen hat Schwefel sehr hohe Häufigkeiten. Diese lokale Anhäufung von Schwefel wurde auch in anderen Supernova-Überresten beobachtet (z.B. [75]). Bei den höheren Regionen (28 bis 36) kann Schwefel hingegen nicht gefittet werden, da es in den Regionen nicht signifikant gemessen wird. Aus diesem Grund sind in den Tabellen 4.2 und 8.3 Striche statt Werte zu sehen.

4.4 Untersuchung des Flusses in den Regionen

Mithilfe des Modells *vshock* lässt sich nicht der Fluss eines Elementes bestimmen. Um diesen zu erhalten, wird nur der Ausschnitt angeschaut, in dem der Peak liegt. So wird nur das Spektrum um den Peak eines Elements verwertet und neu gefittet. Anstatt nun das gesamte Spektrum zu fitten, was durch *vshock* sehr viele freie Parameter beinhaltet, wird hierbei nur ein Potenzgesetz mit einer Gauß-Verteilung genutzt. In Tabelle 4.3 sind die in dieser Arbeit beobachteten Elemente und ihre Energien aufgetragen. Die signifikantesten Linien im Spektrum sind die Linien des Silizium XIII und des Magnesium XI, weswegen im Folgenden hauptsächlich auf diese beiden Linien eingegangen wird. Doch auch Neon IX He α und Neon X Ly α wurden in der Beobachtung des ganzen Supernova-Überrests ausgewertet.

Tabelle 4.3: Überblick über die in dieser Arbeit untersuchten Elemente und ihre dazugehörigen Energien.

Element	Energie [keV]
Silizium XIII	1.855
Magnesium XI	1.344
Neon IX He α	0.915
Neon X Ly α	1.022

Für die in Abbildung 4.3 gezeigten Regionen wird das Spektrum für die vier Elementlinien gefittet. Beispielsweise werden erneut die Spektren der Regionen 13 und 30 ausgewählt und in Abbildung 4.5 zusammengetragen. Der Übersicht halber werden die Regionen 12 und 31 hier nicht gezeigt, können aber im Anhang (Abbildung 8.1) gefunden werden. Dabei wird auf ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4 gebinnt, beide MOS-Kameras zusammen gefittet und der Gauß ausgewertet. In dem Bereich, der um den Peak herum liegt, bestimmt tatsächlich ein Potenzgesetz den Untergrund und der Gauß kann darauf gesetzt werden. Unterhalb der Spektren sind die Residuen angezeigt, die bis zu einem χ -Maximalwert von fünf gehen.

In den Spektren sieht man deutlich, dass die Zählrate in Region 13 höher ist als in Region 30, aber auch in den Elementen können große Unterschiede festgestellt werden. Silizium hat einen deutlichen Peak und auch Magnesium ist noch eindeutig zu sehen. Neon hingegen ist so gut wie gar nicht mehr vom Untergrund zu unterscheiden,

4.4. Untersuchung des Flusses in den Regionen

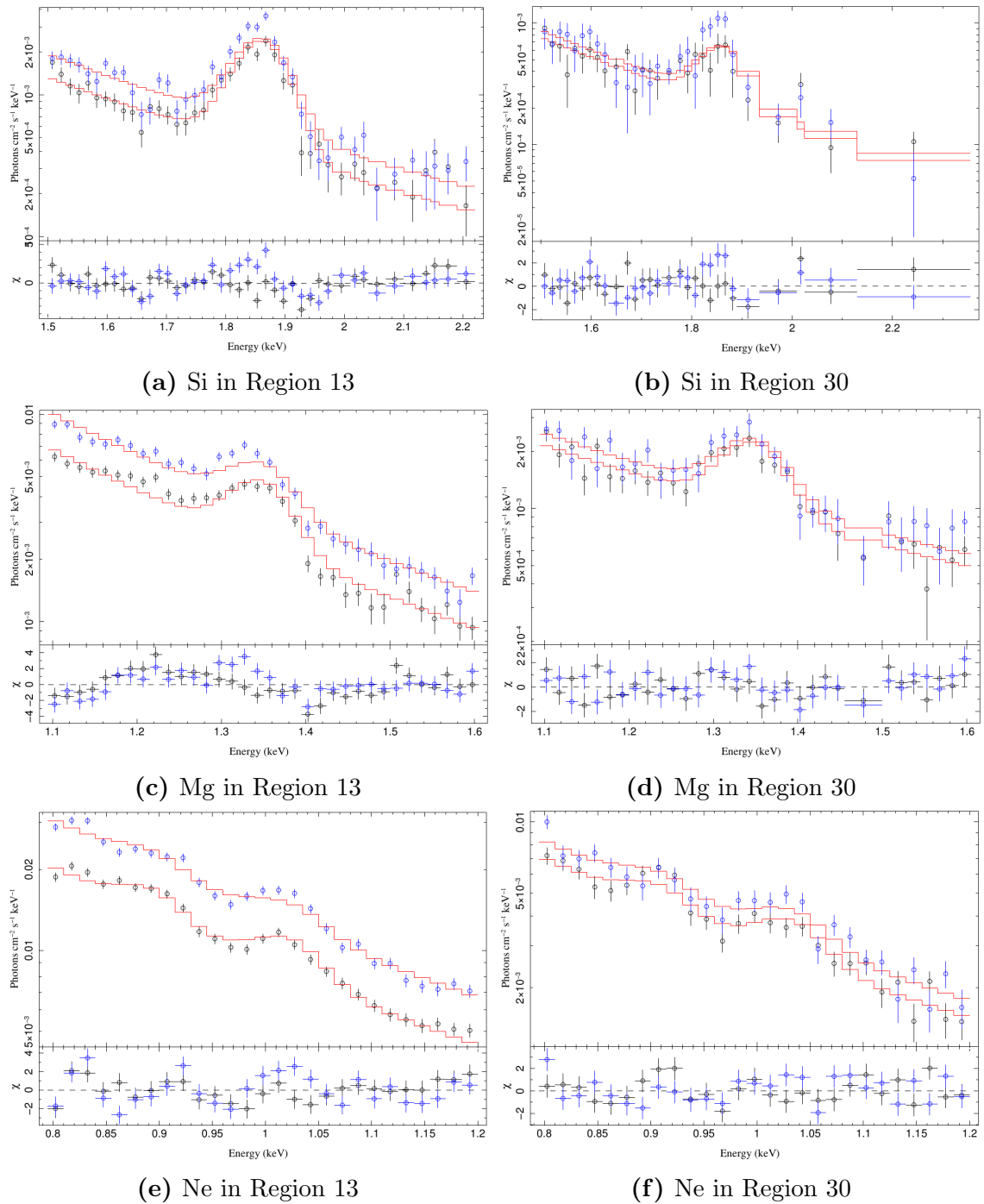


Abbildung 4.5: Die Spektren in den Energiebereichen der untersuchten Elemente Si, Mg und Ne in den Regionen 13 und 30. An die Spektren wurde ein Potenzgesetz addiert mit einer Gauß-Verteilung gefittet. Die Peaks der Elemente liegen bei den in Tabelle 4.3 genannten Energien und sind unterschiedlich deutlich zu erkennen. Bei Ne zeigen sich zwei Peaks, Ne He α (links) und Ne Ly α (rechts), die jeweils mit einem eigenen Gauß gefittet wurden.

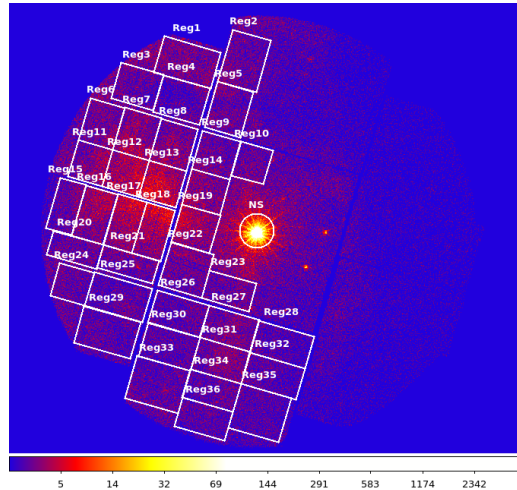
vor allem der Peak von He α ist nur schwer zu erkennen. Trotzdem wurden die Spektren mithilfe des Fits ausgewertet und als Vergleich zu Silizium und Magnesium genutzt. In Tabelle 4.4 sind die Flüsse für die vier Beispielsregionen und ihre Fehler aufgelistet. Der Fehler liegt bei etwa 10 Prozent für jeden Wert. Dies trifft auf alle anderen Flüsse in dieser Arbeit zu, wird aber im Weiteren nicht für jeden Fluss einzeln angegeben.

Tabelle 4.4: Die Si- und Mg-Flüsse in den vier Beispielsregionen aus Abbildung 4.5 und Abbildung 8.1 (im Anhang). Die Werte und Fehler kommen aus dem Fit der Si- und Mg-Linien. Die Flüsse aller Regionen befinden sich im Anhang in Tabelle 8.4.

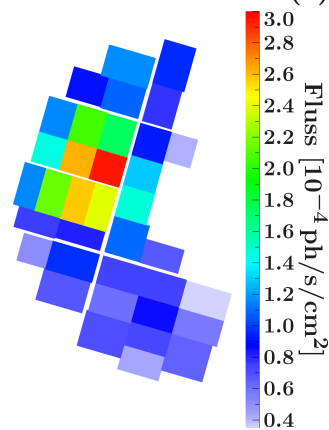
Region	Si-Fluss [10^{-4} ph/s/cm 2]	Mg-Fluss [10^{-4} ph/s/cm 2]
12	$2.63^{+0.23}_{-0.22}$	$2.43^{+0.15}_{-0.16}$
13	2.63 ± 0.14	2.41 ± 0.16
30	0.56 ± 0.09	1.21 ± 0.12
31	0.72 ± 0.10	1.16 ± 0.12

Der Fluss aus allen Regionen, die in Tabelle 8.4 im Anhang zu finden sind, wird für jedes Element einzeln in einer Karte zusammengefasst. Man erhält eine Verteilung des Flusses innerhalb des Supernova-Überrests, die in den Karten in Abbildung 4.6 zu sehen sind. Bild (a) zeigt zum direkten Vergleich noch einmal die 36 gewählten Regionen. Die Skala in den Graphen (b) bis (e) beschreibt die Intensitätsverteilung des Flusses, die für alle Elemente gleich gewählt ist und von $0.4 \cdot 10^{-4}$ bis $3.0 \cdot 10^{-4}$ ph s cm $^{-2}$ geht. Die maximale Intensität ist für Silizium (mit $3.0 \cdot 10^{-4}$ ph s cm $^{-2}$) und Magnesium (mit $2.5 \cdot 10^{-4}$ ph s cm $^{-2}$) in Region 13 zu finden, während Neon He α seinen Maximalwert von $2.9 \cdot 10^{-4}$ ph s cm $^{-2}$ in Region 12 hat. Man kann auf allen Karten deutlich sehen, dass der Bereich, der oben als Lobe bezeichnet wurde, die höchsten Flüsse beinhaltet. Silizium scheint komplett nur in diesem Bereich des Supernova-Überrests zu existieren, da vor allem im Süden, in dem in Abbildung 4.1 ein Bereich von höherer Zählrate nach unten auszumachen ist, keine Emission zu finden ist. Dies deckt sich mit den Ergebnissen aus Sasaki et al. [66], bei denen sie eine ähnliche Karte für Silizium erstellt haben. Das Silizium befindet sich lokal im Lobe, wohingegen der größte Teil des Supernova-Überrests kein signifikantes Silizium zeigt. Magnesium konzentriert sich ebenfalls im Lobe, doch sind auch hohe Flüsse im Norden und Süden zu sehen. Lediglich in den süd-westlichsten Regionen, dort wo der Supernova-Überrest mit der Molekülwolke zusammentrifft, nimmt der Fluss deutlich ab. Neon ist über den Überrest gleichmäßig verteilt, wobei mehr He α als Ly α zu sehen ist. Beim Fitten von He α kam es jedoch immer wieder zu Problemen: Abbildung 4.4 zeigt das der Neon He α -Peak bei 0.915 keV liegt (siehe auch Tabelle 4.3). Obwohl der Energiebereich so gewählt wird, dass nur der Peak gefittet wird, kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Fit aufgrund des weiteren Verlaufs des Spektrums falsch gewählt wurde. Der Verlauf zu niedrigeren Energien folgt nicht mehr einem Potenzgesetz. Der Fehler hier ist also größer als bei Neon Ly α . Doch auch Neon konzentriert sich im Lobe und im Norden des Supernova-Überrests.

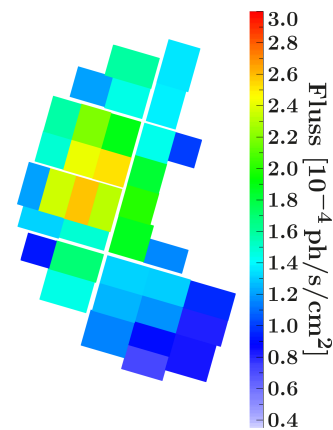
4.4. Untersuchung des Flusses in den Regionen



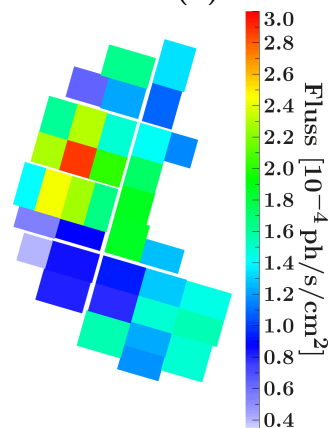
(a) Die 36 Regionen



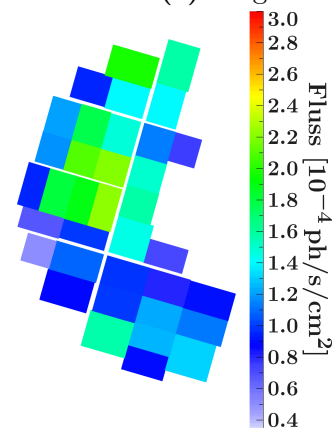
(b) Silizium



(c) Magnesium



(d) Neon He α



(e) Neon Ly α

Abbildung 4.6: Die Elementverteilung innerhalb des Supernova-Überrests CTB 109. Zum Vergleich wurden die 36 Regionen aus Abbildung 4.3 in (a) noch einmal gezeigt. In den Graphen (b) bis (e) ist der gemessene Fluss in ph/s/cm^2 von Si, Mg, Ne He α und Ne Ly α abgebildet. Auf der rechten Seite ist die Intensitätsskala des Flusses zu sehen. Vor allem in der Region, die als Lobe bekannt ist, sind die Elemente stark vertreten. Die Flüsse in diesen Karten sind der Tabelle 8.4 im Anhang entnommen.

In Abbildung 4.7 ist der Supernova-Überrest mit einem Silizium-Overlay zu sehen. Man kann gut sehen wie das Silizium in dem Supernova-Überrest verteilt ist und kann deutlich den Lobe erkennen.

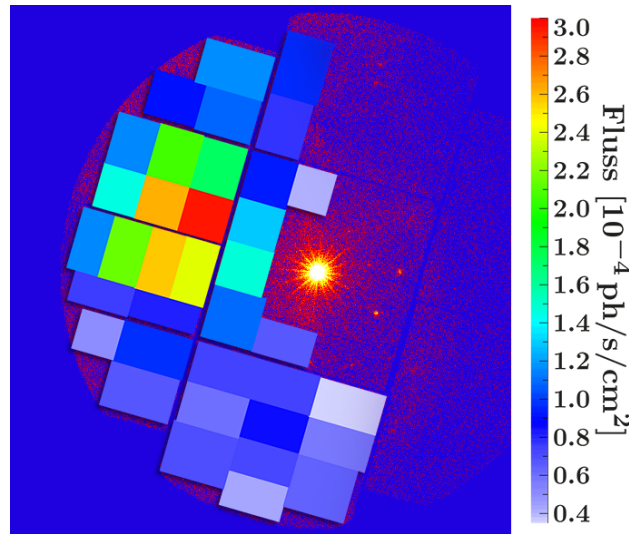


Abbildung 4.7: Die Verteilung des Siliziums, die auch in Abbildung 4.6 (a) zu sehen ist, über die Karte aus Abbildung 4.3 gelegt. Man kann gut sehen, dass Silizium sich hauptsächlich im Lobe des Überrests befindet.

Die auffälligste Region ist, wie schon erwähnt, der sich im Nordosten befindliche Lobe. Da in den Abbildungen 4.6 (b) bis (e) der gesamte Überrest untersucht und somit der Fluss in einem relativ großen Bereich gemessen wird, schaue ich den Bereich um den Lobe genauer an und unterteile ihn in kleinere Regionen. In Abbildung 4.8 sind 19 Regionen zu sehen, die über den Lobe gelegt und noch einmal neu ausgewertet werden.

Die Spektren sind wie zuvor in den Energiebereichen um die Peaks herum mit einem Potenzgesetz und einer Gauß-Verteilung gefittet und die gemessenen Flüsse in einer Karte zusammengefasst. Die Karten für Silizium und Magnesium sind in Abbildung 4.9 zu sehen. Für Neon können die Flüsse nicht ausgewertet werden, da die Zählrate zu niedrig ist. Somit kann auch keine Karte erstellt werden.

Die höchsten Flüsse werden hier in der Region 09 gefunden und auch hier sieht es so aus, als wäre sowohl das Silizium als auch das Magnesium nur in einem kleinen Bereich des Lobes konzentriert. Silizium hat in Region 09 einen Fluss von $4.2 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} , wohingegen Magnesium nur einen Fluss von $3.0 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} aufweist. Silizium ist aber auch in den Regionen 04, 08 und 10 sehr stark vertreten. Nach außen hin fällt der Fluss für Silizium jedoch sehr schnell ab. Magnesium hingegen ist in mehreren Regionen vertreten, nur nach Osten hin nehmen die Flüsse beider Elemente stark ab. Die Flüsse zu allen Regionen befinden sich in der Tabelle 8.6 im Anhang.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Elemente vor allem in kleinen Bereichen des Supernova-Überrests zu finden sind. Vor allem Silizium scheint sich im Lobe zu konzentrie-

4.4. Untersuchung des Flusses in den Regionen

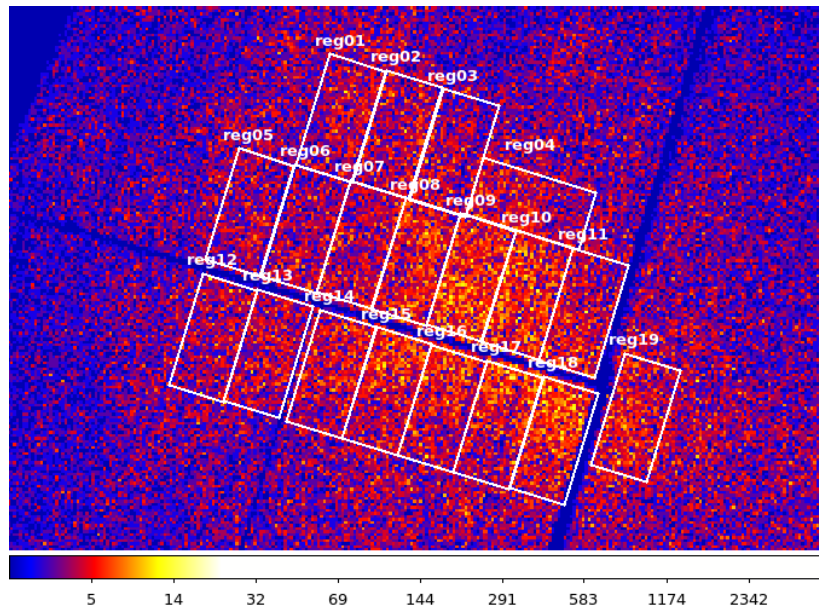


Abbildung 4.8: Die Anordnung der 19 Regionen in dem als Lobe bekannten hellen Teil des Supernova-Überrests CTB 109. Die Intensitätsskala zeigt die Zählrate an. Da hier ein kleiner Teil der gesamten Karte aus Abbildung 4.3 zu sehen ist, kann man die höchste Rate im Neutronenstern nicht sehen, der den Supernova-Überrest deutlich überstrahlt. Die Koordinaten für die Regionen befinden sich in der Tabelle 8.5 im Anhang.

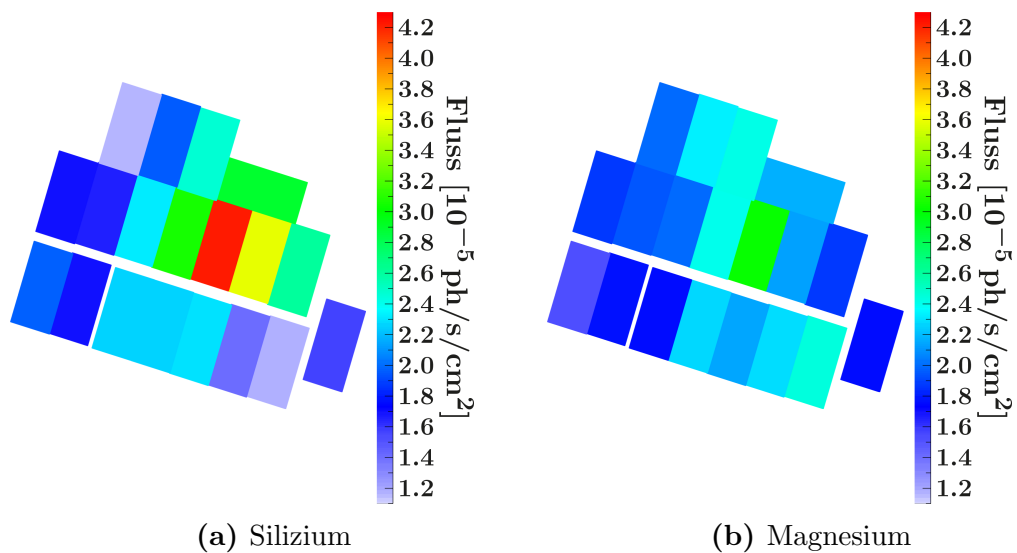


Abbildung 4.9: Die Verteilung von Si und Mg in dem als Lobe bekannten hellen Teil des Supernova-Überrests CTB 109. Abgebildet ist der gemessene Fluss in ph/s/cm^2 von Si und Mg. Si hat in den helleren Regionen aus Abbildung 4.8 einen deutlich höheren Fluss als Mg. Die Werte der Flüsse sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden.

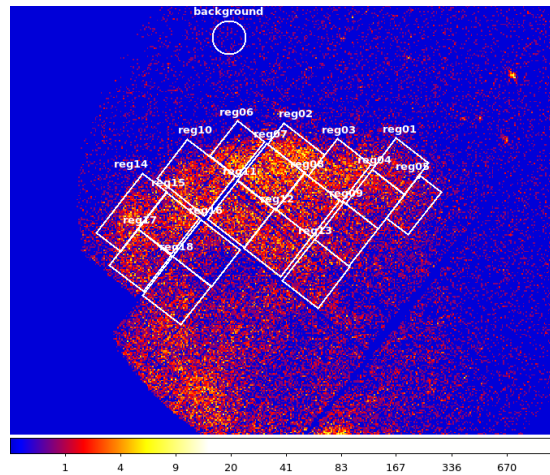
ren. Das könnte ein Indiz auf eine Verklumpung der Elemente sein. Um das Volumen des Klumpens zu bestimmen, fehlt uns jedoch die Information der Tiefe. In der 2D-Projektion aber können wir zeigen, dass Silizium nur in einem kleinen Bereich des Lobes vorhanden ist, während Magnesium um den Lobe herum aber auch im gesamten Überrest weiter verbreitet ist.

4.5 Untersuchung der Teilregionen

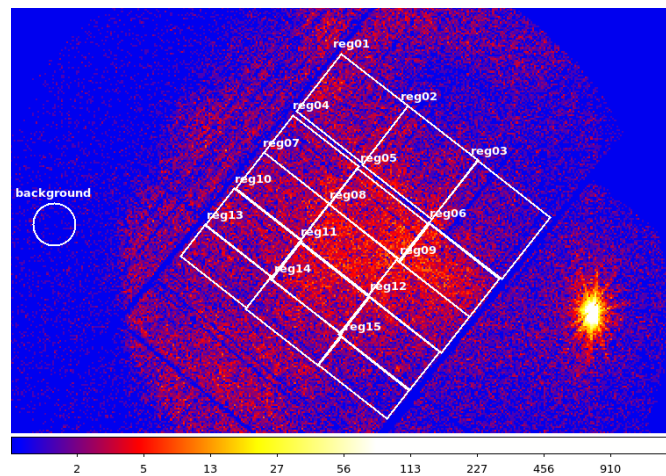
Neben den Daten des gesamten Supernova-Überrests von PI V.Kaspi wurde CTB 109 auch in drei Teile aufgetrennt und diese separat beobachtet (siehe Abschnitt 4.1). Diese Teile sind in Nord, Ost und Süd aufgeteilt und bilden zusammen den gesamten Überrest ab. Die Daten für die Nordbeobachtung wurden unter der ObsID 0057540201 mit einer Beobachtungszeit von 17948 Sekunden aufgenommen, der Osten hat die ObsID 0057540301 und wurde in einem Zeitintervall von 17651 Sekunden beobachtet und der Süden hat die ObsID 0057540101 mit einer Beobachtungszeit von 19621 Sekunden. Nach der Datenreduktion bleiben für die drei Regionen effektiv nur jeweils 9980 Sekunden, 14597 Sekunden und 14324 Sekunden übrig (vergleiche Abschnitt 3.2). In diesem Abschnitt werden diese Teilregionen mit den bisher ausgewerteten Daten verglichen. Die Flüsse können allerdings nicht direkt verglichen werden, da unterschiedliche Regionen über die Karten gelegt und diese ausgewertet wurden. Ein direkter Vergleich der Flüsse wäre nur möglich, wenn die Regionen exakt gleich wären. Dies ist aber aufgrund der unterschiedlichen Beobachtungsfelder sehr schwer zu realisieren. Daher ist hier nur ein indirekter Vergleich möglich. Ein weiteres Problem beim Vergleich der beiden Beobachtungen ist die Fokussierungen der Beobachtungen. Dadurch dass bei V.Kaspi der Neutronenstern im Mittelpunkt stand, wurden die äußeren Bereiche des Supernova-Überrests nicht aufgenommen. Aber genau in diesen Bereichen sind die hellsten Stellen, wie man in Abbildung 4.1 ersehen kann. In den Teilbeobachtungen wurden diese Bereiche aufgenommen, können aber nicht mit der V.Kaspi Beobachtung verglichen werden. Trotzdem versuche ich einen Vergleich der beiden Beobachtungen durchzuführen.

In Abbildung 4.10 sind die drei Teilregionen mit den darübergelegten Regionen zu sehen. Im Norden wurden 18 Regionen über die helle äußere Hülle gelegt, im Osten wurde der Lobe mit 15 Regionen abgedeckt und im Süden liegen 23 Regionen über den Stellen mit hohen Zählraten. Die Regionen wurden wiederum so gewählt, dass sie die Chipgrenzen des Teleskops nicht überschreiten (siehe Abschnitt 4.2). Die Daten aus den beiden vorangegangenen Abschnitten 4.3 und 4.4 zeigen nicht den kompletten Überrest, da auf den Neutronenstern fokussiert wurde. Die äußerste Hülle im Norden und Süden fehlt in dieser Beobachtung leider. In den Beobachtungen dieses Kapitels stand erstmals der Supernova-Überrest im Fokus. Daher ist hier auch die äußere Hülle detektiert worden, deren Parts hier besonders betrachtet werden. Alle drei Datensätze werden erneut mit *xmmextract* ausgewertet und die einzelnen Regionen analysiert. Der Hintergrund wird so gewählt, dass er außerhalb des Supernova-Überrests liegt und ist in allen drei Abbildungen 4.10 (a), (b) und (c) mit *background* gekennzeichnet.

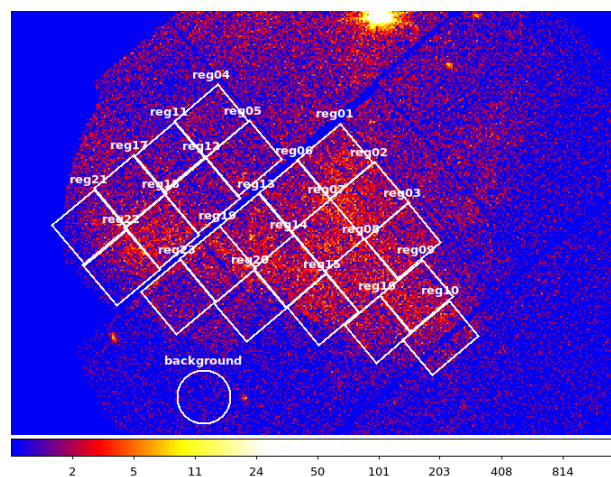
4.5. Untersuchung der Teilregionen



(a) Die 18 Regionen in der Nordbeobachtung.



(b) Die 15 Regionen in der Ostbeobachtung.



(c) Die 23 Regionen in der Südbeobachtung.

Abbildung 4.10: Die drei Teilbeobachtungen von CTB 109 sind aufgeteilt in Norden, Osten und Süden. Diese wurden in 18, 15 und 23 Regionen aufgeteilt, die separat ausgewertet wurden (Koordinaten in den Tabellen 8.7, 8.8 und 8.9 im Anhang). Der Hintergrund ist in den Bildern eingezeichnet, er wurde so gelegt, dass keine Hintergrundquellen die Daten beeinflussen.

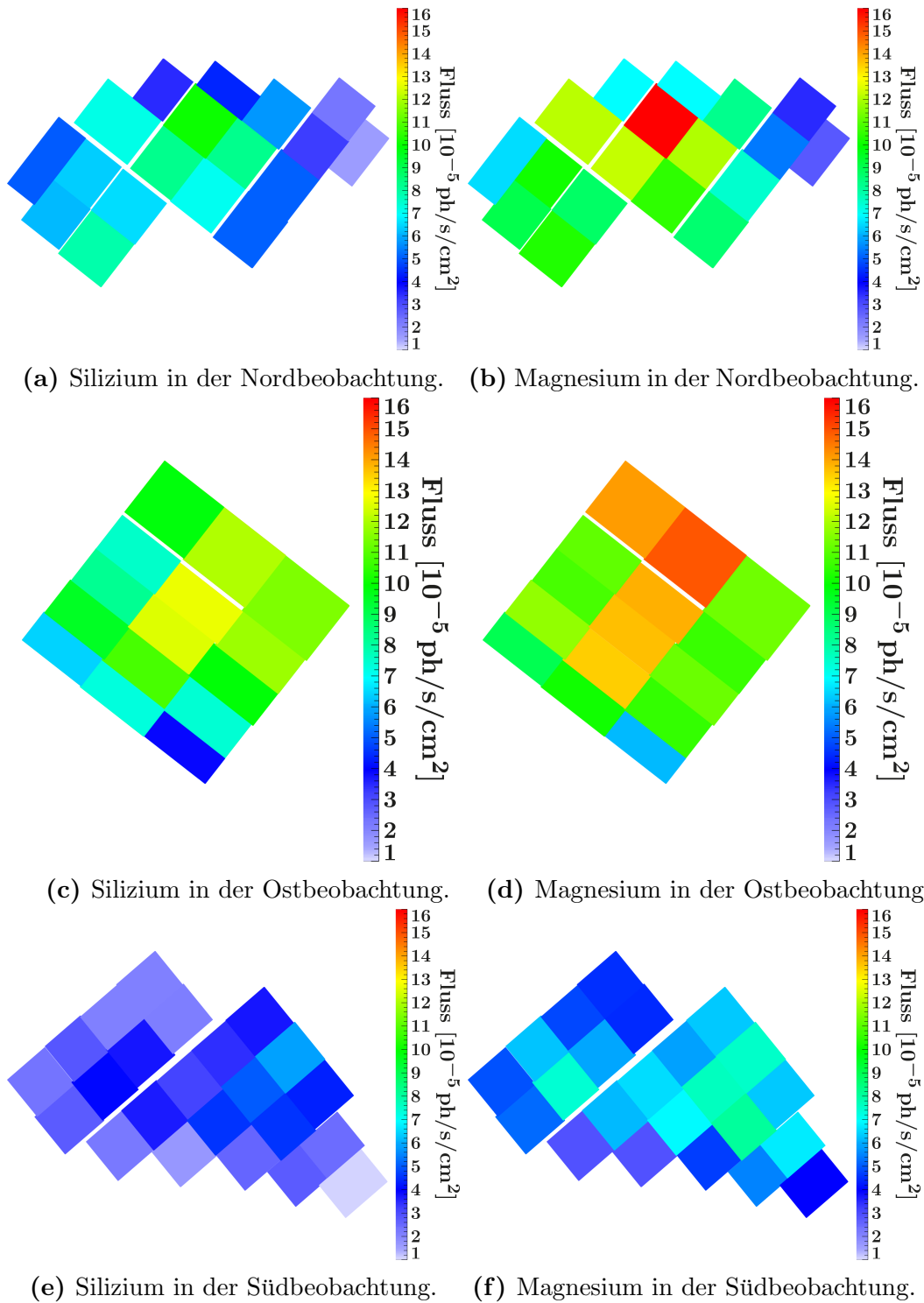


Abbildung 4.11: Die Elementverteilung in der nördlichen, östlichen und südlichen Beobachtung des Supernova-Überrests CTB 109. Abgebildet ist der gemessene Fluss von Si und Mg. Die zugehörigen Werte stehen in Tabelle 8.10 im Anhang.

Die Spektren werden erneut in den Energiebereichen um Silizium und Magnesium herum mit einem Potenzgesetz und einer Gauß-Verteilung gefittet. Anschließend werden die so bestimmten Flüsse mithilfe von ISIS zu Karten zusammengetragen, die in Abbildung 4.11 zu sehen sind. Die gefundenen Flüsse sind in Tabelle 8.10 angegeben. Die Intensitätsskala gibt die Flüsse zwischen den Werten $1.0 \cdot 10^{-5}$ ph s cm⁻² und $1.6 \cdot 10^{-4}$ ph s cm⁻² wieder und ist zur Vergleichbarkeit bei allen Teilbeobachtungen gleich gesetzt. In den Graphen (a) und (b) ist die Silizium- und Magnesium-Verteilung in der Nordbeobachtung zu sehen. Magnesium hat hier den höchsten Fluss in Region 07 mit einem Fluss von $1.6 \cdot 10^{-4}$ ph s cm⁻² und damit insgesamt den höchsten Fluss beider Elemente im gesamten Supernova-Überrest. Dieser Teil des Nordens wurde in der V.Kaspi-Beobachtung aus Kapitel 4.4 nicht beobachtet. Daher ist hier kein Vergleich der beiden Datensätze möglich. Dieselbe Region hat auch den höchsten Siliziumfluss, nämlich $9.5 \cdot 10^{-5}$ ph s cm⁻², weist damit aber im Vergleich zu Magnesium 60% weniger Fluss auf.

In der östlichen Beobachtung sind die Regionen direkt auf den Lobe gelegt. Im Vergleich zum Nordteil sind hier insgesamt höhere Flüsse messbar. So ist erneut Magnesium das dominierende Element in dieser Region. Während Silizium hauptsächlich im Zentrum des Lobes in Region 05 mit einem Fluss von $1.3 \cdot 10^{-4}$ ph s cm⁻² existiert, ist Magnesium auch in den Regionen 01 und 02 mit hohem Fluss vertreten. Die Region 02 ist hier die dominierende Region mit $1.5 \cdot 10^{-4}$ ph s cm⁻². Im direkten Vergleich in Region 05 hat Magnesium einen Fluss von $1.4 \cdot 10^{-4}$ ph s cm⁻² und hat somit einen um etwa 6% höheren Fluss als Silizium.

Im Süden ist von beiden Elementen im Vergleich zu den anderen beiden Beobachtungen nicht viel Fluss gemessen worden. Silizium ist hier fast gar nicht vertreten (höchster Fluss in Region 02 mit $5.6 \cdot 10^{-5}$ ph s cm⁻²), während für Magnesium deutlich höhere Flüsse gemessen werden (höchster Fluss in Region 08 mit $8.1 \cdot 10^{-5}$ ph s cm⁻²). Vergleicht man die südliche Beobachtung mit der Beobachtung von V.Kaspi in Kapitel 4.4, sieht man, dass im Süden von beiden Karten nicht viel Magnesium und Silizium gefunden wird. Doch der Trend, dass mehr Magnesium als Silizium vorhanden ist, lässt sich in beiden Beobachtungen deutlich erkennen. Die unteren Regionen sind jedoch nicht mit der V.Kaspi-Beobachtung zu vergleichen, da dieser Teil nicht beobachtet wurde. Vergleicht man den Norden der beiden Beobachtungen, sieht man in der Teilbeobachtung höhere Häufigkeiten der Elemente, da aber auch dieser Teil in der V.Kaspi-Beobachtung abgeschnitten wurde, lässt sich das ebenfalls nicht vergleichen. Man sieht jedoch eine Tendenz zu einer Dominanz von Magnesium.

In Abbildung 4.12 sind alle drei Teilregionen zu einer Karte zusammengefasst und zum Vergleich neben das Bild von CTB 109 aus Abbildung 4.1 projiziert. Im hellen Fleck im Osten, dem Lobe, kann man gut erkennen, dass die Elemente Silizium und Magnesium dort stark vertreten sind. Der helle Fleck im Süden in den Elementverteilungen ist nicht zu sehen. Im Gegenteil, die Flüsse beider Elemente sind in dem Bereich nur sehr gering. Möglicherweise interagiert hier die Molekülwolke mit dem Überrest. Im Norden sind helle Stellen in Bild (a) zu erkennen. Nach den Karten in (b) und (c) existiert dort vorwiegend Magnesium. Doch die Struktur der hellen Hülle aus Abbildung 4.1 kann in beiden Elementkarten nachempfunden werden.

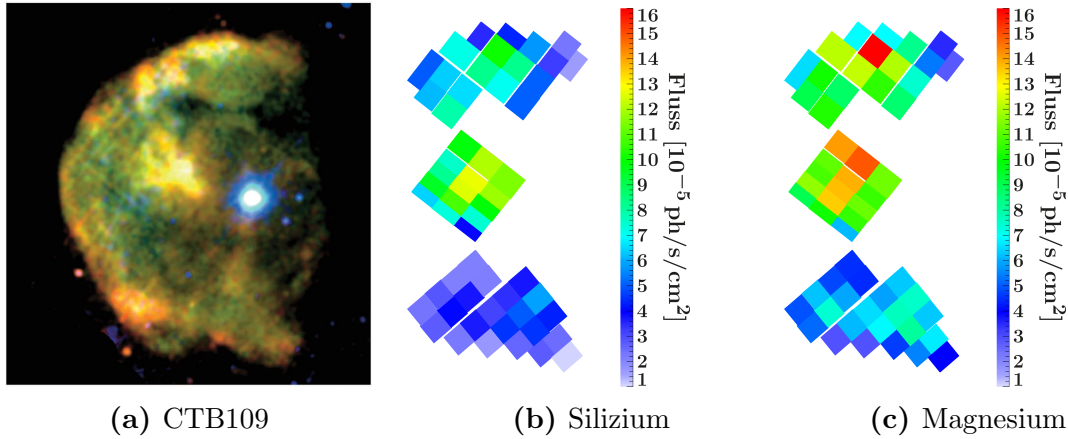


Abbildung 4.12: Die Elementkarten der Teilbeobachtungen fusioniert zu einer Karte des gesamten Supernova-Überrests im Vergleich zu dem Mosaikbild aus Abbildung 4.1. Die dazugehörigen Flüsse befinden sich in Tabelle 8.10 im Anhang. (Quelle für Bild (a): Sasaki, 2004 [1])

Interessant wird es, wenn man den Osten des Supernova-Überrests anschaut. Hier ist ein Vergleich der beiden Beobachtungen von V.Kaspi und P.Plucinsky möglich, da nichts abgeschnitten wurde und der Lobe in beiden Beobachtungen gut zu sehen ist. Wie bereits gesagt, ist ein direkter Vergleich nicht einfach, da die Regionen unterschiedlich liegen. Aus diesem Grund werden die 19 Regionen aus Kapitel 4.4, die über dem Lobe liegen, ebenfalls auf die Ost-Beobachtung von P.Plucinsky gelegt und diese Daten erneut ausgewertet. In den Abbildungen 4.13 (a) und (b) sind die beiden Lobe-Beobachtungen und die darin enthaltenen Regionen von V.Kaspi und P.Plucinsky zu sehen. Die Regionen überschreiten hier die Chipgrenzen der Kamera, es konnte aber kein Fehler entdeckt werden, der dadurch entstanden sein könnte. Die Auswertung läuft ohne Warnungen und Fehler. In den Karten 4.13 (c) und (d) sind die beiden Silizium-Verteilungen in den Karten (e) und (f) sind die Magnesium-Verteilungen abgebildet. Die Intensitätsskala ist für alle vier Karten erneut gleich gesetzt und geht von $1.0 \cdot 10^{-5}$ bis $4.3 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} . Silizium hat hier den höchsten Fluss mit $4.2 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} in der V.Kaspi-Beobachtung, während in der P.Plucinsky-Beobachtung ein Fluss von $3.9 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} in derselben Region gemessen wird. In der P.Plucinsky-Beobachtung jedoch ist insgesamt mehr Silizium zu finden. In zehn Regionen können Flüsse mit mehr als $2.7 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} gemessen werden, wohingegen in der V.Kaspi-Beobachtung nur drei Regionen mit solchen Werten gefunden werden können. In der Tabelle 8.11 im Anhang stehen die hier verwendeten Flüsse für alle Regionen.

In Abbildung 4.9 sieht man deutlich, dass lokal mehr Silizium als Magnesium gefunden wird. Vergleicht man jetzt die beiden Magnesium-Verteilungen miteinander, bildet sich ein anderes Bild. Der höchste gemessene Magnesiumfluss befindet sich in der P.Plucinsky-Beobachtung in Region 08 mit $3.9 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} . In der gleichen Region in der V.Kaspi-Beobachtung wird allerdings nur einen Fluss von $2.4 \cdot 10^{-5}$ ph

4.5. Untersuchung der Teilregionen

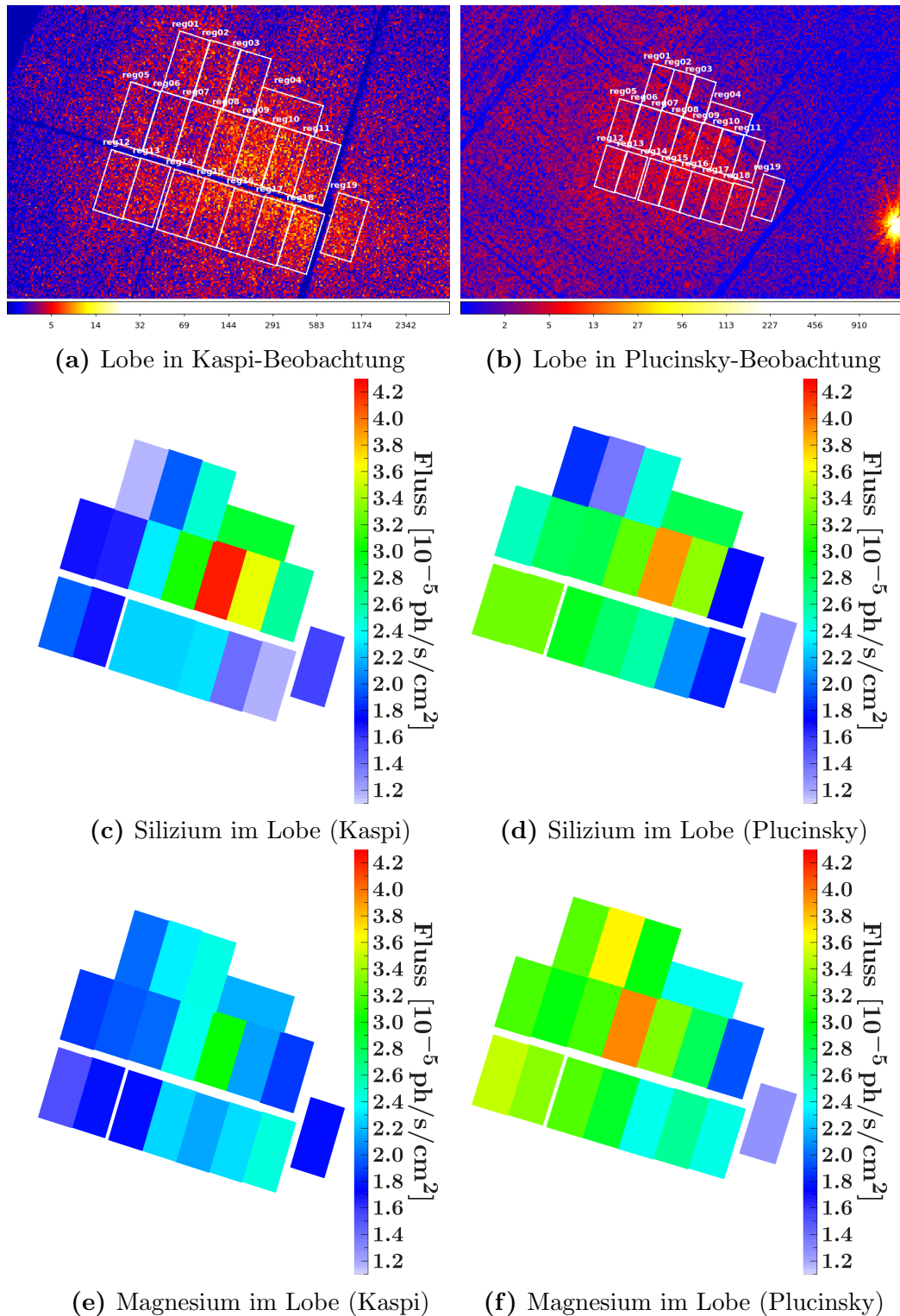


Abbildung 4.13: Der Vergleich der Elementverteilung im Lobe in den Beobachtungen von PI V.Kaspi (links) und PI P.Plucinsky (rechts). In (a) und (b) sind die Regionen gezeigt, in (c) bis (f) sind die Si- und Mg-Verteilung der beiden Beobachtungen zu sehen. Die Koordinaten befinden sich in Tabelle 8.5, die Flüsse stehen in Tabelle 8.11 im Anhang.

s cm^{-2} gemessen, da dort der höchste Fluss mit $3.0 \cdot 10^{-5} \text{ ph s cm}^{-2}$ in der Region 09 liegt. Aber auch hier sind die Flüsse in der P.Plucinsky-Beobachtung deutlich höher. Während bei P.Plucinsky in 13 Regionen ein Fluss oberhalb von $2.7 \cdot 10^{-5} \text{ ph s cm}^{-2}$ gemessen wird, befindet sich bei V.Kaspi nur die Region 09 oberhalb dieses Werts. Ähnlich wie in Abbildung 4.11 ist Magnesium nach oben hin häufiger verteilt, auch in Region 02 finden wir einen hohen Fluss ($3.7 \cdot 10^{-5} \text{ ph s cm}^{-2}$).

Insgesamt sehen die beiden Beobachtungen erstmal recht unterschiedlich aus. Trotzdem ist in beiden Beobachtungen das Zentrum des Lobes der Ort mit den höchsten Silizium- als auch Magnesiumflüssen. In der Beobachtung von P.Plucinsky sind jedoch viel höhere Flüsse in den Regionen gemessen worden, als in der V.Kaspi-Beobachtung. Die Tendenz, dass das Magnesium großflächiger im Lobe verteilt ist, setzt sich auch in der Beobachtung von P.Plucinsky fort.

4.6 Der Supernova-Überrest RCW 103

Der Supernova-Überrest RCW 103 (Abbildung 4.14), auch bekannt unter den Namen Kes 33 und G 332.4-00.4, wurde im Röntgenbereich 1979 vom Einstein-Satelliten entdeckt [76] und hat als zentrale Quelle den radioleisen Neutronenstern 1E 161348-5055 [2]. Es ist bisher nicht abschließend geklärt, ob der Neutronenstern ein Magnetar oder eines der seltenen Zwei-Sternen-Systeme mit niedriger Masse ist [77]. Sollte es ein Magnetar sein, wofür mehrere Indizien sprechen, ist dies ein weiterer Kandidat für Untersuchungen von Asymmetrien in Supernova-Überresten, weswegen RCW 103 für diese Arbeit ausgewählt wurde.

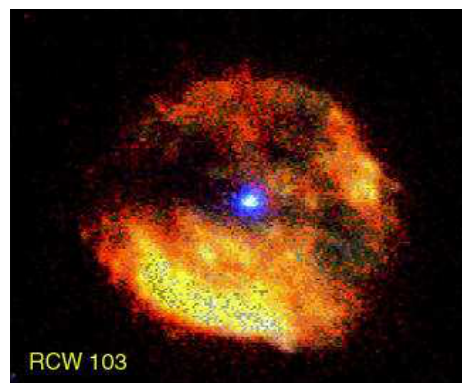


Abbildung 4.14: Der Supernova-Überrest RCW 103 im Röntgenbereich erstellt von Becker und Aschenbach [2]. Die Aufnahme setzt sich aus den beiden MOS-Kameras zusammen. Die Farben entsprechen den Energien: Rot zeigt die Photonen mit Energien zwischen 0.30 und 0.75 keV, grün die mit 0.75 - 2.00 keV und blau die mit 2 - 10 keV. In der Mitte des Überrests befindet sich der Neutronenstern 1E 161348-5055, der als Magnetar in Frage kommen könnte. (Quelle: Becker, 2003 [2])

Im optischen Bereich sind Filamente zu erkennen, die in den hellen Bereichen der Radiohülle lokalisiert sind [78]. Aus optischen Messungen wurde die Entfernung des

Überrests zur Erde auf etwa 3.3 kpc bestimmt [79]. RCW 103 ist ein noch sehr junger Supernova-Überrest mit ungefähr 2000 Jahre, wie von Carter et al. 1997 ebenfalls durch optische Beobachtungen gefunden wurde [80], und befindet sich damit in der Sedov-Taylor Phase. Im Radiobereich hat der Supernova-Überrest einen Durchmesser von etwa 10 Bogenminuten [81], womit er ebenfalls für das XMM-Newton-Instrument RGS nicht detektierbar ist. Deswegen können hier wieder nur die Beobachtungen der EPIC-Kameras ausgewertet werden. Weder im optischen, noch im Radiobereich ist eine Punktquelle gefunden worden. Im infraroten Bereich konnte beobachtet werden, dass der Supernova-Überrest mit einer Molekularwolke im nördlichen Bereich des Überrests interagiert [82]. Auch im Süden kann eine Interaktion mit dem interstellarem Medium gefunden werden [83]. Im Feld des Überrests befindet sich die Galaxie AM 1613-505, die im infraroten beobachtet wurde, und verschiedene andere infrarote und Röntgenquellen, die die Messung jedoch nicht gestört haben.

Insgesamt gibt es drei Beobachtungen des Supernova-Überrests RCW 103 durch XMM-Newton. Die ersten beiden wurden von PI Martin Turner am 3. September 2001 aufgenommen und hatten eine Dauer von 19599 Sekunden und 28711 Sekunden. Am 23. August 2005 wurde dann von PI Andrea De Luca eine 87914 Sekunden dauernde Beobachtung durchgeführt. Diese letzte Aufnahme wurde in dieser Arbeit verwendet. Jedoch hatten alle drei Beobachtungen erneut das Ziel die kompakte Quelle im Inneren des Überrests zu untersuchen, so wurden mit der EPIC-pn Kamera, wie bei CTB 109, nur Beobachtungen im „small window“-Modus gemacht. Damit bleiben auch hier nur die beiden MOS-Kameras für die Auswertung übrig, die beide im „full frame“-Modus beobachtet haben. Die ObsID ist die 0302390101, nach der Datenreduktion bleiben nur noch knapp 30000 Sekunden für die Analyse übrig.

Für den Überrest RCW 103 werden zwei unterschiedliche Auswertungen gemacht. Als Erstes wird der gesamte Überrest untersucht, danach werden Regionen ausgewählt, in denen die Zählrate am höchsten ist. In Abbildung 4.15 ist der Supernova-Überrest mit den verschiedenen Regionen zu sehen. Auf dem oberen Bild sieht man den gesamten Überrest mit 37 Regionen. Dabei wurde im Norden der Karte ein Teil ausgespart, an dem eine Hintergrundquelle zu finden ist. Der Hintergrund wurde außerhalb des Supernova-Überrests so gewählt, dass keine andere Quelle ihn verfälschen kann. Im unteren Bild sind kleinere Regionen direkt innerhalb des Überrests ausgewählt worden. Hierbei wird besonders auf die hohe Zählrate geachtet, um vor allem die Unterschiede innerhalb des hellen Flecks im Süden zu finden.

Zunächst werden die kompletten Spektren in zwei Regionen des Supernova-Überrestes angeschaut und ausgewertet. In Abbildung 4.16 sind die Spektren aus den Regionen 01 (links) und 18 (rechts) aus dem oberen Bild der Abbildung 4.15 gezeigt. Hierbei wird bewusst eine Region in einem Bereich mit wenig Zählrate und eine Region mit viel Zählrate gewählt. Das kann man auch gut an der gemessenen Photonenzahl in den Spektren sehen. Die Daten werden mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4 gebinnt und in dem Energiebereich von 0.45 bis 5.00 keV ausgewertet. Da in Region 01 nur eine sehr geringe Zählrate vorliegt und der Bereich nach 2.5 keV mit dem hohen Binning nicht mehr auswertbar ist, ist nur der Bereich von 0.45 bis 2.50 keV geplottet. In der Region ist die Zählrate deutlich höher, weswegen der Bereich

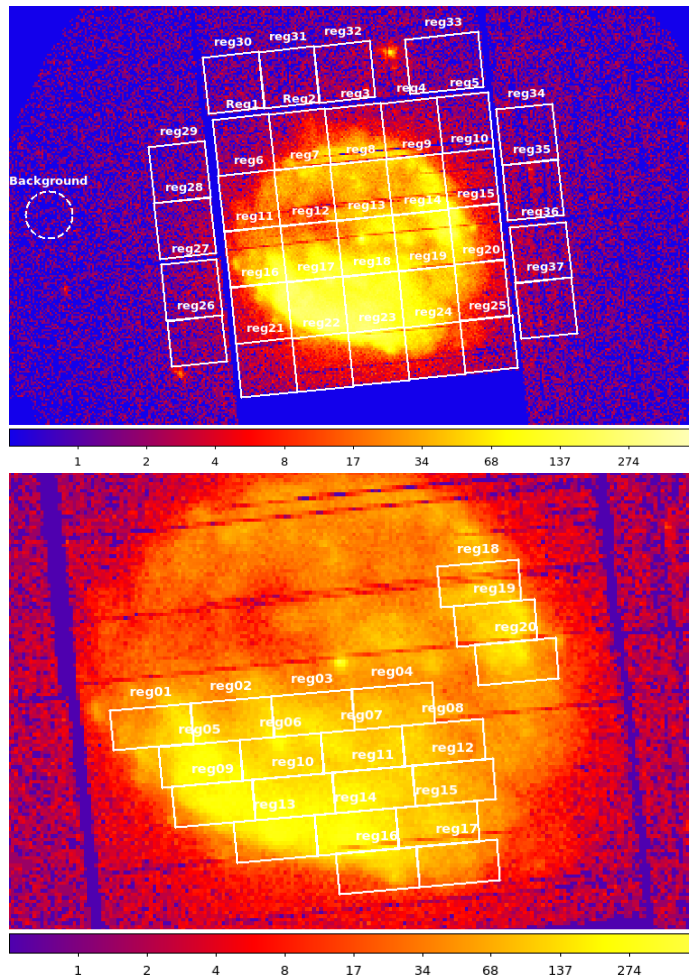


Abbildung 4.15: Die Regionen, die über RCW 103 gelegt wurden. Auf dem oberen Bild ist der gesamte Supernova-Überrest zu sehen, während auf dem unteren Bild die Regionen nur auf die Stellen mit höchster Zählrate verteilt wurden. Der Hintergrund wurde hierbei außerhalb des Überrests gewählt und ist im unteren Bild nicht sichtbar. In den Tabellen 8.12 und 8.13 im Anhang sind die Koordinaten der Regionen aufgelistet.

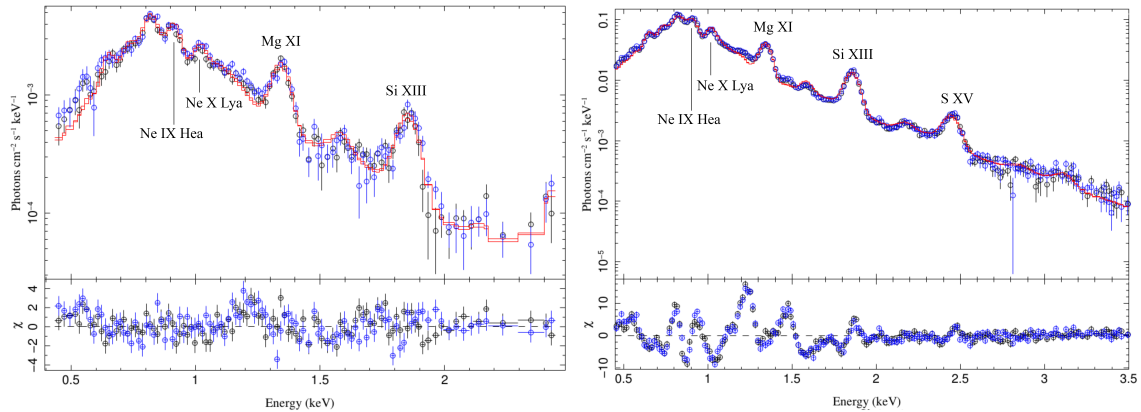


Abbildung 4.16: Die Spektren der Regionen 01 und 18 aus dem oberen Bild in Abbildung 4.15. Deutlich ist die höhere Zählrate in Region 18 zu sehen. Die Residuen in Region 18 gehen auf einen χ -Wert von über 10, was vor allem daran liegt, dass nicht alle Elemente mit Linien im Energiebereich von 0.7 bis 1.5 keV variabel gesetzt wurden.

bis 3.5 keV gezeigt werden kann. Danach kommt nur noch Rauschen, das durch den Hintergrund bestimmt ist. Als Fitmodell wird wiederum *vshock* multipliziert mit *tbnew_simple* genutzt und die Elemente Eisen, Schwefel, Silizium, Magnesium, Sauerstoff und Neon frei gesetzt. Die Werte aus diesen Fits finden sich in Tabelle 4.5. Region 18 hat mit 14.1 ein sehr hohes reduziertes χ^2 . Dies sieht man auch in Abbildung 4.16 (rechtes Bild), da der Fit bei niedrigen Energien schlecht mit den Daten übereinstimmt. Das liegt daran, dass nicht alle Elemente als Parameter freigesetzt werden. Die Elementhäufigkeiten liegen alle unter dem solaren Wert, nur Schwefel macht in Region 01 eine Ausnahme.

Tabelle 4.5: Überblick über alle freien Parameter in den Regionen 01 und 18 aus dem oberen Bild der Abbildung 4.16. In der oberen Hälfte der Tabelle stehen n_H , die Temperatur kT , das reduzierte χ^2 und die Ionisationszeitskala $n_e t$. Die Fehler mit N/A sind nicht angegeben, da die Fehler zu klein sind, um sie der Form entsprechend darzustellen. In der unteren Hälfte stehen die freigesetzten Elemente mit ihren Werten relativ zur solaren Elementhäufigkeit.

Region	n_H [$10^{22}/\text{cm}^2$]	kT [keV]	red. χ^2	$n_e t$ [$10^{11} \text{s}/\text{cm}^3$]
01	$1.18^{+0.02}_{-0.05}$	0.36 ± 0.08	2.3	$4.33^{+N/A}_{-0.59}$
18	$0.71 \pm N/A$	$0.58 \pm N/A$	14.1	$3.17^{+0.04}_{-0.07}$

Region	Fe	S	Si	Mg	O	Ne
01	0.41	-	0.73	0.56	0.46	0.50
18	0.37	0.64	0.55	0.66	0.30	0.57

Vergleicht man diese Werte mit den Daten von CTB 109 in Tabelle 4.2 sieht man, dass die beiden Supernova-Überreste sich in fast allen Parametern ähnlich sind. Die

Temperaturen liegen in den Regionen mit hohen Zählraten in beiden Überresten im Bereich von (0.5-0.6) keV, in den Regionen mit niedrigen Zählraten liegen die Werte bei 0.3-0.4 keV. Die Ionisationszeitskala in beiden Regionen liegt in RCW 103 bei der in CTB 109, die in den Regionen mit hohen Zählraten gemessen wurde. Die Elementhäufigkeiten in den beiden RCW 103 Regionen sind niedriger als die Werte in unserer Sonne. Im Vergleich dazu ist in CTB 109 eine höhere Elementhäufigkeit gefunden worden.

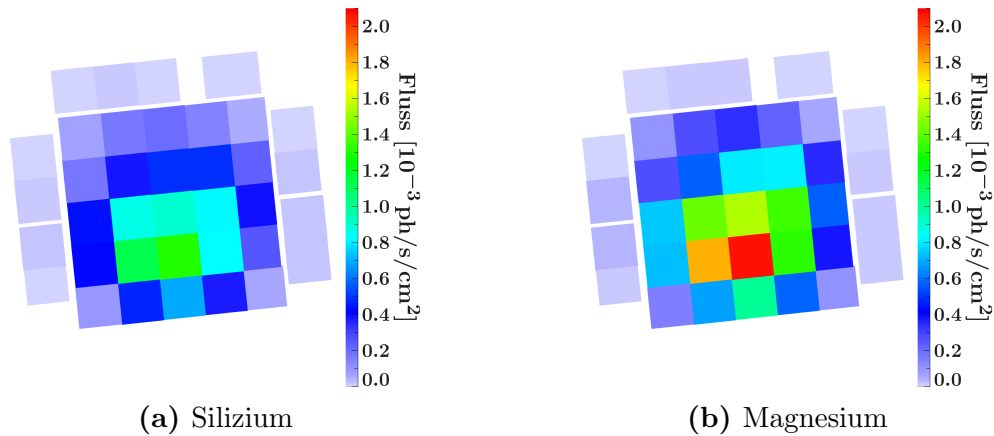


Abbildung 4.17: Die Si- und Mg- Verteilung des gesamten Supernova-Überrests RCW 103 aus dem oberen Bild der Abbildung 4.15. Mg ist mit deutlich höheren Flüssen vorhanden, aber beide Elemente konzentrieren sich auf den südlichen Bereich des Supernova-Überrests. Die hier verwendeten Flüsse sind in Tabelle 8.14 aufgelistet.

Auch in RCW 103 werden die Flüsse der Elemente Silizium und Magnesium einzeln untersucht und mit dem Fitmodell *powerlaw* und einer Gauß-Verteilung *egauss* ausgewertet. In Abbildung 4.17 ist die Elementverteilung von Silizium und Magnesium in den Regionen aus dem oberen Bild in Abbildung 4.15 in RCW 103 zu sehen. Die Intensitätsskala geht hier von $1.1 \cdot 10^{-5}$ ph s cm^{-2} bis $2.8 \cdot 10^{-3}$ ph s cm^{-2} und überspannt damit einen sehr großen Bereich. In Region 18 ist sowohl für Silizium als auch für Magnesium der höchste Wert erreicht, wobei Magnesium um einiges stärker vertreten ist. So hat Silizium einen Fluss von $1.7 \cdot 10^{-3}$ ph s cm^{-2} und Magnesium hat $2.8 \cdot 10^{-3}$ ph s cm^{-2} , also einen 65 % höheren Fluss. Das Silizium existiert nur im innersten Bereich des Supernova-Überrests, wobei die Verteilung recht symmetrisch ist. Magnesium ist häufiger anzufinden und auch ein wenig weiter verteilt. Aber auch bei Magnesium sieht man eine höhere Häufigkeit im Inneren des Supernova-Überrests, beziehungsweise im südlichen Bereich. Aus diesem Grund wird dieser Bereich genauer angeschaut. Die neuen Regionen sind im unteren Bild in Abbildung 4.15 gezeigt. Die Kästchen liegen dort nur über den hellsten Regionen, also 17 Regionen im Süden und drei Regionen auf der Westseite.

In Abbildung 4.18 ist die Verteilung dieser 20 Regionen zu sehen. Die Intensitätsskala geht nun von $1.5 \cdot 10^{-4}$ ph s cm^{-2} bis $8.1 \cdot 10^{-4}$ ph s cm^{-2} . Diesmal liegt der höchste Fluss in Region 10 und ist im Magnesium zu verzeichnen. Der gemessene

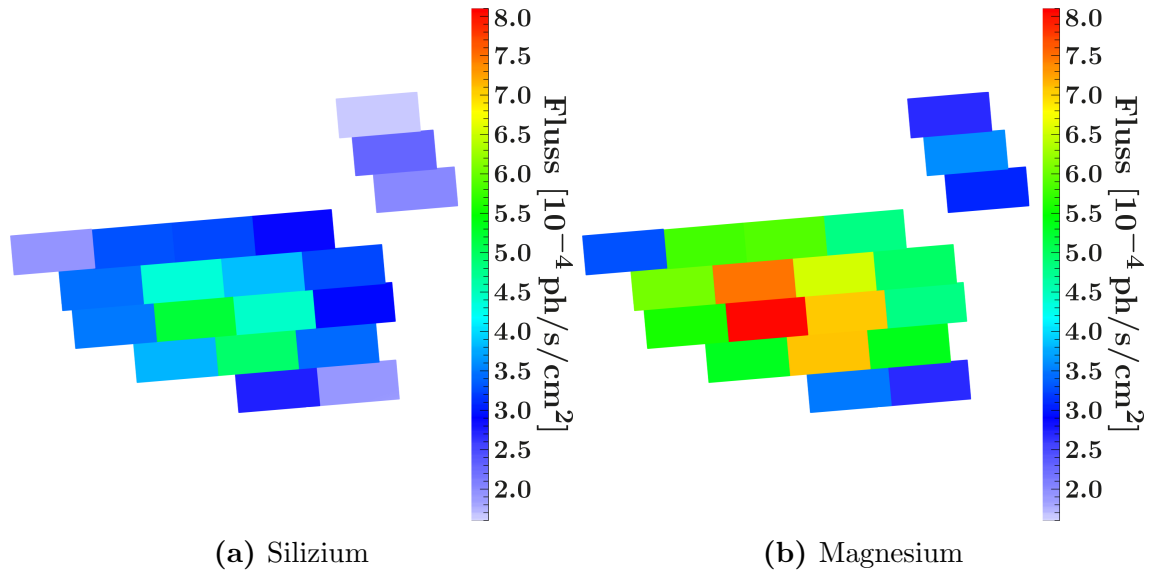


Abbildung 4.18: Hier ist die Si- und Mg-Verteilung im Supernova-Überrest RCW 103 aus dem unteren Bild der Abbildung 4.15 zu sehen. Es wurden 17 Regionen im Süden und drei Regionen im Westen des Überrests untersucht, die alle eine hohe Zählrate aufweisen und nach Abbildung 4.17 eine hohe Si- und Mg-Häufigkeit erwarten lassen. In Tabelle 8.15 im Anhang sind die hier gezeigten Flüsse zu finden.

Fluss ist $8.1 \cdot 10^{-4}$ ph s cm^{-2} für Magnesium und $5.2 \cdot 10^{-4}$ ph s cm^{-2} für Silizium, ebenfalls in Region 10. Magnesium hat in neun weiteren Regionen mehr Fluss als Silizium in Region 10. Damit ist Magnesium viel häufiger vertreten als Silizium. In den 17 Südregionen sind beide Elemente vertreten. In der Westregion hingegen, ist fast gar kein Silizium zu sehen und auch nur sehr wenig Magnesium. Obwohl in der Region in Abbildung 4.15 eine hohe Zählrate zu sehen ist, ist nur wenig der beiden untersuchten Elemente dort zu finden. Die Flüsse aller Regionen befinden sich in Tabelle 8.15 im Anhang.

Im Vergleich mit den Ergebnissen des Supernova-Überrests CTB 109, kann deutlich die Tendenz zu mehr Magnesium beobachtet werden. In CTB 109 ist Silizium vor allem im Lobe lokalisiert. In RCW 103 ist Silizium nur schwach zu sehen und konzentriert sich wiederum nur auf eine lokale Stelle. Das lässt den Schluss zu, dass Silizium in nur sehr konzentrierten Klumpen in dem Überrest verteilt ist. Magnesium hingegen zeigt in beiden Supernova-Überresten eine Verteilung, die weiter verbreitet ist. Obwohl in den Abbildungen 4.11 (b) und (c) und 4.18 (b) ein hoher Fluss in einer Region gefunden wird, ist in denselben Graphen, sowie auch in den anderen in diesem Kapitel 4, deutlich eine ausgedehnte Verteilung zu sehen, als das bei Silizium der Fall ist. Die direkten Flüsse sind hier nicht vergleichbar, da die Regionen in unterschiedlichen Größen gewählt wurden. Der Fluss in RCW 103 ist jedoch um einen Faktor von 10 höher als der in dem Überrest CTB 109. Neon ist in RCW 103 leider nicht signifikant genug detektiert worden, so dass hier keine verlässliche Auswertung dazu gemacht werden kann.

4.7 Diskussion

Seit seiner Entdeckung wurde CTB 109 schon mehrfach spektral untersucht. Rho & Petre haben 1997 mit Daten des Röntgensatelliten *ROSAT* eine Analyse des Überrests durchgeführt [84]. Sie haben einen Nichtgleichgewichtszustand der Ionisation angenommen (NEI - nonequilibrium ionization), mit dem sie die Temperatur auf $T = 2 \cdot 10^7$ K ($kT = 1.7$ keV) berechnet haben. Die Ionisationszeitskala ist mit $n_e t = 1.4 \cdot 10^{10}$ s cm⁻³ und $N_H = 9.0 \pm 0.8 \cdot 10^{21}$ cm⁻² angegeben. Ein Jahr später haben Parmar et al. [85] mit *BeppoSAX* eine Analyse des Supernova-Überrests mit einem NEI-Modell durchgeführt, wobei sie wie in dieser Arbeit die Elemente Fe, Si, S, Mg, Ne und O und zusätzlich noch Ni freigesetzt haben. Dabei haben sie die Werte $kT = 0.95_{-1.60}^{+0.68}$ keV, $n_e t = 3.8_{-1.6}^{+3.8} \cdot 10^{11}$ s cm⁻³ und $N_H = 6.9_{-7.6}^{+5.7} \cdot 10^{21}$ cm⁻² bestimmt. Die großen Fehler sind in erster Linie auf die spektrale Auflösung des Teleskops zurückzuführen.

Sasaki et al. (2004) [1] haben den Überrest ebenfalls mit XMM-Newton untersucht. Sie haben, wie in den beiden vorherigen Untersuchungen, ein NEI-Modell angenommen, wobei sie als Parameter nur die Elemente Magnesium und Silizium freigesetzt haben. Für die Parameter bekommen sie die Werte $kT = (0.5 - 0.7)$ keV, $n_e t = (1 - 3) \cdot 10^{11}$ s cm⁻³ und $N_H = (5 - 7) \cdot 10^{21}$ cm⁻². Sie haben beobachtet, dass die Verteilung der Häufigkeiten über den gesamten Supernova-Überrest gleich ist. Im Lobe jedoch gab es in einer kleinen Region einen Anstieg von Silizium, was die Autoren nicht für einen eindeutigen Beweis der Elementverteilung halten.

Schließlich haben Sasaki et al. (2013) [66] Daten von *Chandra* ausgewertet, in denen sie wieder ein NEI-Modell verwendet haben. Dadurch erhalten sie die folgenden Werte: $kT = (0.4 - 0.9)$ keV, $n_e t = 10^{11-12}$ s cm⁻³ und $N_H = 1.1 \cdot 10^{22}$ cm⁻².

In dieser Arbeit konnten im Supernova-Überrest ebenfalls Werte mit XMM-Newton für die Parameter gefunden werden. Supernova-Überreste sind nicht ganz so einfach strukturiert, wie in dem Modell NEI angenommen wird. Aus diesem Grund wird hier ein Modell angenommen, bei dem das Plasma plan-parallel mit einer konstanten Temperatur geschockt ist. Im Modell *vshock* spielt also auch die tatsächliche Schockphysik, die in einem Überrest vorliegt, eine wichtige Rolle [86]. Für die Regionen mit hoher Zählrate wurden Temperaturen von $kT = (0.6 - 0.7)$ keV gefunden, was sich mit den Daten von Sasaki et al. [1] deckt. Die anderen Werte betragen $n_e t = (3.5 - 5.0) \cdot 10^{11}$ s cm⁻³ und $N_H = (7 - 8) \cdot 10^{21}$ cm⁻². In den Regionen mit niedriger Zählrate liegen die Temperaturen zwischen $kT = (0.30 - 0.35)$ keV. Die Ionisationszeitskala und N_H betragen dort $n_e t = (3 - 4) \cdot 10^{12}$ s cm⁻³ und $N_H = (0.9 - 1.0) \cdot 10^{22}$ cm⁻². Diese Werte könnten von Material stammen, das sich vor dem Supernova-Überrest befindet und somit ebenfalls detektiert wurde. Die Häufigkeiten der freigesetzten Elemente sind vor allem in den Regionen mit hohen Zählraten (12 und 13) bei höheren als den solaren Werten zu finden. Besonders sind hier die Werte von Neon und Sauerstoff zu erwähnen, die bei mehr als dem 1.7 fachen Wert der Sonne liegen. Silizium hingegen, das bei Sasaki et al. [1] in erhöhter Weise gefunden wurde, ist im Lobe nur auf solarem Wert. In den Regionen mit niedrigen Zählraten (30 und 31) sind die Werte aller Elementhäufigkeiten deutlich unter dem

solaren Wert. Man kann also auf eine Verteilung der Elemente zugunsten des Lobes schließen.

Auf die gleiche Weise wie CTB 109 wurde der Supernova-Überrest RCW 103 ausgewertet. Hier wurden jedoch nur zwei Regionen ausgewählt, für die die Auswertung für das gesamte Spektrum gemacht wurde. In den anderen Regionen wurden nur die Flüsse der einzelnen Elementpeaks bestimmt. Von den beiden Regionen wurde eine in einem Bereich mit hoher (Region 18) und eine mit niedriger (Region 01) Zählrate ausgewählt. Die Temperaturen liegen wie bei CTB 109 in Region 18 bei $kT = 0.57$ keV (mit einem sehr kleinen Fit-Fehler von 0.00038 keV) und in Region 01 bei $kT = 0.36 \pm 0.08$ keV, die Ionisationszeitskala liegt im Bereich $n_e t = (3.0 - 4.5) \cdot 10^{11}$ s cm^{-3} und die Wasserstoffsäulendichte liegt bei $(0.7 - 1.2) \cdot 10^{22}$ cm^{-2} . Diese Werte entsprechen sehr gut den Werten in CTB 109, was darauf schließen lässt, dass die Verhältnisse in den Überresten ähnlich sind. Die Häufigkeiten der Elemente liegen jedoch viel niedriger als in CTB 109. So sind die meisten Elemente nur mit der Hälfte des solaren Wertes zu finden, auch in der Region mit hoher Zählrate. Die Werte, die in dieser Arbeit gefunden wurden, passen gut zu den Daten, die in den vorherigen Veröffentlichungen mit den verschiedenen Instrumenten aufgenommen wurden.

Von beiden Supernova-Überresten wurde der Fluss in den einzelnen Regionen bestimmt, in dem die Elementlinie mit einem Gauß gefittet wurde, und in Intensitätskarten aufgetragen. Auf diese Weise kann eine Verteilung der Elemente über den Supernova-Überrest erkannt werden. In CTB 109 tritt Silizium mit hohen Flüssen in Erscheinung, diese sind jedoch nur sehr lokal zu finden. So ist Silizium vor allem im Lobe des Supernova-Überrests zu finden. In den anderen Bereichen fällt der Fluss recht schnell ab. Magnesium dahingegen ist weiter verbreitet, hat sein lokales Maximum aber ebenfalls in der Umgebung des Lobes. Neon Ly α ist nur wenig im Supernova-Überrest verteilt, während Neon He α einen hohen Fluss im Lobe hat. Jedoch ist Neon He α schwer zu fitten, da der Peak fast im Hintergrund untergeht. Hier ist der Fehler also größer. Auch wenn man sich den Lobe direkt anschaut, findet man, dass Silizium lokal auftritt, während Magnesium nicht so stark vertreten ist. Dies lässt den Schluss zu, dass Silizium klumpt und von der Supernova-Explosion ausgehend als Klumpen nach außen geschleudert wird. Es gibt zwei verschiedene Beobachtungen zu CTB 109. In beiden ist derselbe Trend zu sehen, womit das Ergebnis durch zwei Beobachtung gestützt wird. Da in der Beobachtung, in der der Supernova-Überrest in einem aufgenommen wurde, die nördliche und die südliche Außenhülle fehlt, gibt es von den Gebieten nur eine Aufnahme. Der Süden des Überrests beinhaltet trotz hoher Zählraten nur wenig Magnesium und Silizium. Im Norden jedoch werden hohe Flüsse vor allem für Magnesium gefunden.

In RCW 103 sehen die Intensitätsverteilungen der Elemente ähnlich zu CTB 109 aus. In dieser Beobachtung ist der gesamte Überrest zu sehen. Zusätzlich wurden die Stellen mit hoher Zählrate erneut mit kleineren Regionen ausgewertet. Hier gibt es erneut eine Klumpung von Silizium und Magnesium im Süden des Supernova-Überrests. Magnesium weist hier höhere Flüsse als Silizium auf, ist aber auch gleichzeitig ausgedehnter im Überrest verteilt.

In Abschnitt 2.2.2 wurden erklärt, dass vor allem Silizium durch fingerartige Struk-

turen, den Rayleigh-Taylor-Instabilitäten, aus dem Inneren nach außen getragen wird [6]. Dies führt zu der Annahme, dass Silizium in Klumpen über den Überrest verteilt ist. Magnesium dagegen entsteht hauptsächlich bei den Brennprozessen von Kohlenstoff und Neon [12] (siehe Tabelle 2.1). Dadurch sollte Magnesium wesentlich weiter im Supernova-Überrest verbreitet sein als Silizium. Auch Neon ist ein Endprodukt eines Brennprozesses (Kohlenstoffbrennen), wodurch auch hier eine ausgedehnte Verteilung des Elements zu erwarten ist. Genau dieses Verhalten ist in den Daten dieser Arbeit zu sehen. Silizium ist nur an wenigen Stellen, dafür aber mit hohem Fluss, in den Intensitätskarten zu finden. Magnesium und Neon sind in vielen Regionen mit hohem Fluss über den gesamten Supernova-Überrest messbar.

Um noch genauere Element-Karten der Supernova-Überreste zu erstellen, müssen noch kleinere Regionen innerhalb des Überrests ausgewählt und analysiert werden. Das kostet vor allem Zeit und Rechenkapazität, weswegen in dieser Arbeit die vorliegenden Größen der Regionen gewählt wurden. Es gibt eine deutliche Asymmetrie in der Verteilung der Elemente, ob diese aber auf Asymmetrien zurückgeführt werden können, die von der eigentlichen Supernova-Explosion stammen, ist nicht eindeutig zu beantworten. Daher wäre es interessant diese Methode noch auf andere Supernova-Überreste anzuwenden. Sollten sich diese anders als CTB 109 und RCW 103 verhalten, könnte die beobachtete Asymmetrie auf den Magnetar zurückzuführen sein.

Schwerere Elemente als Eisen konnten in dieser Arbeit nicht gefunden werden. Das liegt vor allem an der Sensitivität der heutigen Röntgeninstrumente. Zudem haben die schweren Elemente zahlreiche Linien, die sich auch mit den Linien anderer Elemente überlagern. Daher lassen sich die gefundenen Linien nicht immer eindeutig einem bestimmten Element zuordnen. XMM-Newton hat eine Sensitivität von ungefähr 10^{-14} erg s⁻¹ cm⁻². Wenn diese um eine Größenordnung verbessert werden würde, könnten vermutlich auch die Eisenlinien deutlich detektiert werden, aber auch die Chance r-Prozess-Elemente zu detektieren, wird dadurch höher. Die Methode in dieser Arbeit muss auf mehr Supernova-Überreste angewendet werden, aber auch hier ist die Zahl der möglichen Objekte begrenzt. Es gibt nicht viele bekannte nahe Supernova-Überreste. Hier muss verstärkt nach Überresten gesucht werden. Darüber hinaus muss die Theorie, was nach der Supernova-Explosion passiert, ausgebaut werden. Bis heute ist nicht simuliert worden, wie sich Magnetfelder in einer solchen Umgebung verhalten und inwieweit diese Felder, aber auch Rotationen der Vorgängersterne und der entstehenden Neutronensterne, die Entwicklung der Supernova-Überreste beeinflussen. Man kann die Vorgänge in einer Supernova nicht beobachten, da sie im Verborgenen stattfindet. Aus diesem Grund sind die Überreste solcher Explosionen die einzige Chance herauszufinden, wie und wo die Elemententstehung stattfindet. Daher sollte auch die Elementverteilung im Supernova-Überrest simuliert werden. Wie die Elemente aus dem Inneren der Supernova nach außen hin verteilt sind, lässt einige Rückschlüsse auf die Prozesse der eigentlichen Supernova zu. Vielleicht erfährt man auf diese Weise, wo die schweren Elemente, die auch zum großen Teil unser Leben bestimmen, entstehen.

5 Photometrie an Cassiopeia A

Das Auffinden der schweren Elemente innerhalb eines Supernova-Überrests im Röntgenbereich ist durch die Auflösung der existierenden Instrumente stark limitiert. Ein Wellenlängenbereich in dem schwere Elemente schon beobachtet werden, ist der optische Bereich. Dadurch entstand die Idee im optischen nach den Elementen zu suchen und eine indirekte Beobachtung durchzuführen. Es sollen Hauptreihensterne spektroskopisch detektiert werden, die sich hinter einem Supernova-Überrest befinden. Da

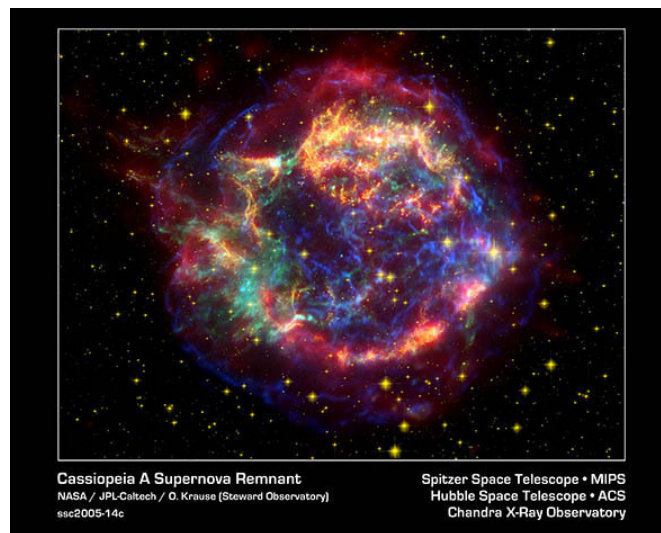


Abbildung 5.1: Bei diesem Bild des Supernova-Überrests Cassiopeia A handelt es sich um eine Überlagerung von drei Aufnahmen in drei unterschiedlichen Wellenlängen. Rot ist die infrarot Aufnahme vom Spitzer Space Telescope, gelb ist die visuelle Aufnahme vom Hubble Space Telescope und grün und blau sind die Röntgendaten vom Chandra-Satelliten. (Quelle: NASA/Caltech)

die Spektren von Hauptreihensternen recht gut bekannt sind und sie oftmals ähnlich zueinander sind, kann das erhaltene Spektrum nach ungewöhnlichen Absorptionslinien durchsucht und damit Rückschlüsse auf den Inhalt des Supernova-Überrests gezogen werden. Für diese Aufgabe muss ein Supernova-Überrest bestimmte Voraussetzungen erfüllen: Zum Einen müssen Sterne gefunden werden, die sich hinter dem Supernova-Überrest befinden. Dafür muss der Überrest recht nah sein, damit nicht zu viele der möglichen Sterne vor dem Überrest liegen. Zum Zweiten muss der Überrest recht groß sein, damit man so viele Kandidaten wie möglich findet. Da es nicht viele nah gelegene und große Supernova-Überreste in unserer Nachbarschaft gibt, wurde der bekannte und gut studierte Supernova-Überrest Cassiopeia A (CasA) (siehe

Abbildung 5.1) ausgewählt, um die Möglichkeiten der Hintergrundspektroskopie zu testen. In diesem Kapitel wird dieses Projekt vorgestellt.

5.1 Photometrie

Bevor man mit der Spektroskopie der einzelnen Hintergrundsterne beginnen kann, muss zuerst aussortiert werden, welche Sterne sich im Hintergrund und welche sich im Vordergrund des Supernova-Überrests befinden. Dafür nutzt man die Photometrie, deren Ziel es ist den Fluss eines Objektes zu messen. Damit können, wenn die ungefähre Entfernung des Objekts zur Erde bekannt ist, Aussagen über die Temperatur, die Energie und andere Eigenschaften getroffen werden. In diesem Fall soll jedoch die Distanz bestimmt werden, daher wird genau der umgekehrte Weg gegangen und aus den beobachteten Eigenschaften des Sternes die Distanz zur Erde gesucht. Zuerst werden jedoch noch einige wichtige Größen, die bei diesem Projekt eine Rolle spielen, erklärt.

5.1.1 Helligkeiten und Farben von Sterne

Schon bei den frühesten Astronomen der Zeitgeschichte wurden die Sterne in Kategorien von Helligkeiten eingeteilt. So geht der erste Sternenkatalog auf den Griechen Hipparchos von Nicäa vor etwa 2200 Jahre zurück, der die Helligkeit eines Sterns bereits in sechs unterschiedliche Klassen einteilte. So sind die hellsten Sterne am Himmel Sterne der ersten Klasse und die lichtschwächsten Sterne der sechsten Klasse. Es stellte sich heraus, dass Hipparchos Magnitudenskala logarithmisch angelegt war, so dass ein Stern aus der ersten Klasse etwa 2.5mal heller erscheint als einer der zweiten Klasse und so weiter bis zur sechsten Klasse.

Erst im 19. Jahrhundert hat Pogson [87] eine Definition entwickelt, mit der man die Sterne exakter vermessen kann. Man einigte sich auf eine Skala, bei der sich jede Magnitude um $100^{1/5}$ unterscheidet, damit also um einen Faktor von 2.512. Es gibt aber unterschiedliche Definitionen von Helligkeit, die im Folgenden kurz vorgestellt werden sollen.

Die scheinbare Helligkeit m ist ein Maß für die Energie, die pro Zeit- und Flächeneinheit gemessen wird, also dem Strahlungsstrom s . Hat man zwei Sterne mit zwei verschiedenen Strahlungsströmen s_1 und s_2 kann die Differenz ihrer scheinbaren Helligkeiten durch die Formel

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log(s_1/s_2) \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Die Einheit der scheinbaren Helligkeit m ist *mag*, was für Magnitude steht. Man spricht hierbei immer von einer Abhängigkeit zweier Sterne voneinander. Diese Helligkeit ist also eine relative Maßeinheit. Der Nullpunkt der Skala wurde durch verschiedene Sterne im Polbereich festgelegt, wobei die Helligkeit des Sterns Wega die Magnitude null zugeordnet bekommen hat. Alle Sterne werden damit relativ zum Stern Wega gemessen. Doch diese Helligkeit ist nur die Helligkeit, die

wir von der Erde aus wahrnehmen. Hat man zwei Sterne mit der gleichen scheinbaren Helligkeit, einer ist jedoch viel weiter weg von der Erde als der andere, liegt nahe, dass der entferntere Stern bei gleicher Distanz zur Erde wie der andere Stern, viel heller erscheinen würde. Deswegen wurde eine weitere Größe, die absolute Helligkeit M , eingeführt, die die tatsächliche Helligkeit eines Objekts beschreibt und bei der der untersuchte Stern auf eine Entfernung von 10 pc gesetzt wird. Dann kann die Differenz der scheinbaren und der absoluten Helligkeit zur Bestimmung der Entfernung r zum Stern genommen werden:

$$m - M = 5 \log(r[\text{pc}]/10) = 5 \log(r[\text{pc}]) - 5 \quad (5.2)$$

$(m - M)$ wird als Entfernungsmodul bezeichnet. Hierbei wird jedoch die interstellare Absorption A vernachlässigt. Da diese bei größeren Entfernungen eine Rolle spielt, muss sie noch addiert werden, weswegen die Formel 5.2 auf

$$m - M = 5 \log(r[\text{pc}]) - 5 + A \quad (5.3)$$

erweitert wird.

Die Helligkeiten von Sternen sind unterschiedlich in verschiedenen Wellenlängenbereichen. Um die bolometrische Helligkeit zu erhalten, muss über alle Wellenlängen integriert werden, damit die Gesamtstrahlung des Sterns beschrieben werden kann. Allerdings ist dies schwer zu realisieren, da es sehr aufwendig und teuer ist, vor allem in Bezug auf die vielen unterschiedlichen Teleskope, die man dafür braucht, Beobachtungen in allen Wellenlängen zu machen. Im vorliegenden Fall wird die bolometrische Helligkeit daher nicht bestimmt, da nur im optischen Bereich beobachtet werden soll.

In der Photometrie spielt die Farbe der Sterne eine weitere wichtige Rolle. Hierbei nutzt man hauptsächlich das *UBV*-System, das 1951 von Johnson und Morgan [88] eingeführt wurde und bei dem U für ultraviolett, B für blau und V für visuell (manchmal auch R für rot) steht. m_U , m_B und m_V sind die dazugehörigen scheinbaren Helligkeiten. Ihre mittleren Wellenlängen liegen bei

$$\lambda_U \simeq 360\text{nm}, \lambda_B \simeq 440\text{nm}, \lambda_V \simeq 550\text{nm}. \quad (5.4)$$

Der Farbindex wird definiert durch die Differenz zweier scheinbarer Helligkeiten in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen, z.B. B und V :

$$FI = B - V = m_B - m_V. \quad (5.5)$$

Hier handelt es sich um die Differenz zwischen zwei Flüssen in verschiedenen Wellenlängen von einem einzelnen Objekt

$$B - V = m_B - m_V = -2.5 \log(f_B/f_V) + C, \quad (5.6)$$

bei dem f_B der mittlere Fluss im blauen und f_V der Fluss im visuellen Bereich ist. Die Konstante C wird so gewählt, dass bei dem Stern Wega der Wert $B - V = 0.00$ ist, damit ist sie abhängig von der genauen Wahl der Wellenlängenbereiche λ_B und

λ_V . Die Sterne, die heißer sind und damit blauer als Wega, haben dann Farben im negativen Bereich und kühlere Sterne, die eher rot erscheinen haben höhere $B - V$ Werte. Die Sonne hat zum Beispiel einen $B - V$ Wert von 0.63 und ist damit röter als der Referenzstern Wega [89].

E. Hertzsprung und H. Russel entdeckten schon 1905, dass es einen Zusammenhang zwischen den verschiedenen Größen gibt. So kann man die Sterne in unterschiedliche Klassen aufteilen, die Spektralklassen genannt werden. Darin werden die Sterne vor allem nach ihrer Temperatur sortiert und jede Klasse bekommt einen Buchstaben zugewiesen. So gibt es die Klassen: O - B - A - F - G - K - M, auf die nicht näher eingegangen wird. Der Leser sei auf die Standardliteratur verwiesen. 1913 trug Russel die Ergebnisse seiner Studien über den Zusammenhang zwischen Spektralklassen und der absoluten Helligkeit in ein Diagramm, das später zum berühmten Hertzsprung-Russel-Diagramm wurde.

Ebenfalls kann der Farbindex in einem Diagramm aufgetragen werden, dem sogenannten Farben-Helligkeits-Diagramm, das für dieses Projekt wichtig ist. In Abbildung 5.2 ist dieses Diagramm zu sehen, in dem 16631 Sterne aus dem Hipparcos-Katalog aufgetragen wurden. Hier wurde die absolute Helligkeit M_v , wobei das v für visuell steht, über den Farbindex aufgetragen. Die meisten Sterne befinden sich auf der Hauptsequenz. Zu höheren Energien und niedrigeren Helligkeiten hin schließen sich die Riesensterne unserer Galaxie an und bei niedrigeren Energien und hohen Helligkeiten sind einige Weiße Zwerge zu sehen. Das Entscheidende hierbei ist, dass man für eine gegebene Farbe und mit der Annahme, dass es sich bei den meisten Sternen um Hauptreihensterne handelt, die absolute Helligkeit ablesen kann. Genau diese wird in diesem Projekt gebraucht, um mit der Formel 5.2 die Distanz zu den Sternen in CasA's Umgebung zu bestimmen.

5.1.2 Photometrie mit IRAF

Da Helligkeiten und Farben eines Sterns immer nur im Verhältnis von anderen Sternen verstanden wird, wird dieses Prinzip auch in der Photometrie verwendet. Das heißt: Bekannte Sterne, von denen die Werte B und V bereits in Katalogen vorhanden sind, werden mit den unbekanntenen Sternen verglichen und so ihre B - und V -Werte bestimmt.

Um Photometrie zu machen, müssen verschiedene Schritte durchlaufen werden.

- Zuerst werden Standardsterne bestimmt, von denen B und V bereits bekannt sind und mit denen die unbekanntenen Sterne verglichen werden. Dies geschieht entweder dadurch, dass mit demselben Teleskop eine Aufnahme von den Standardsternen gemacht wird oder es werden im Feld des beobachteten Objekts Sterne gesucht, bei denen die erforderlichen Daten bereits vorhanden sind.
- Die Daten werden reduziert und um ungewollte Eigenschaften des Teleskops wie zum Beispiel dem Dunkelstrom bereinigt.

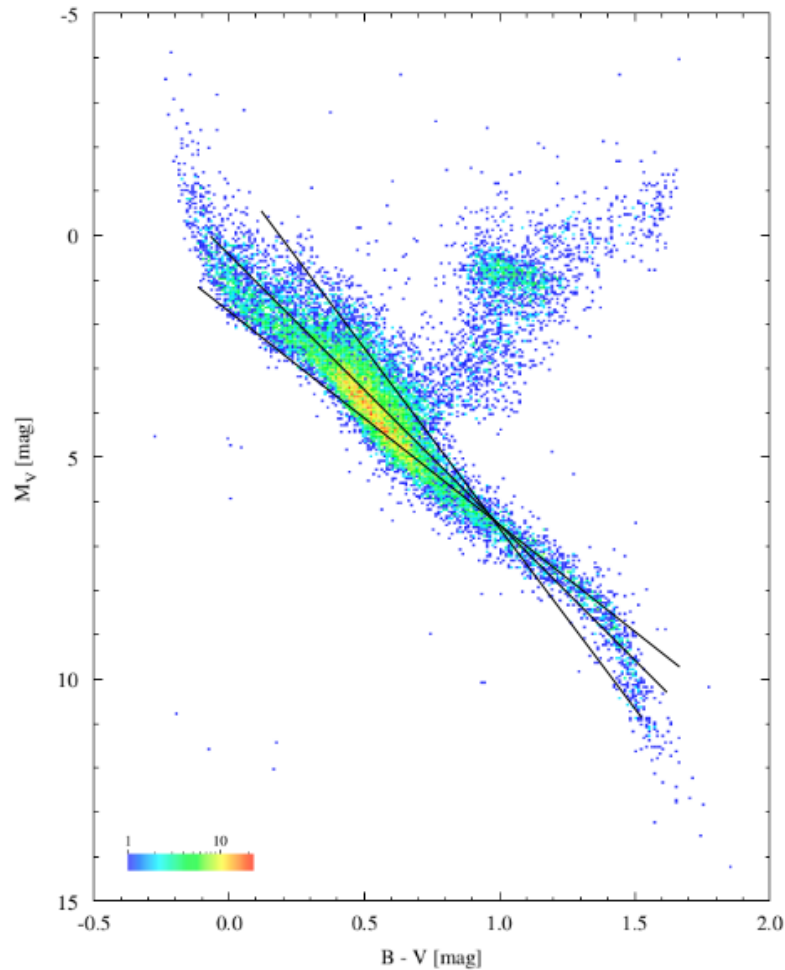


Abbildung 5.2: Das Farben-Helligkeits-Diagramm, bei dem die absolute Helligkeit im visuellen Bereich über dem Farbindex aufgetragen ist, besteht aus 16631 Sternen, die aus dem Hipparcos-Katalog entnommen wurden. Die meisten Sterne befinden sich auf der Hauptsequenz, oberhalb davon liegen die Riesensterne und unterhalb die Weißen Zwerge. Bei bekannter Farbe des Sterns und der Annahme, dass es sich um einen Hauptreihenstern handelt, kann die absolute Helligkeit abgeschätzt werden. (Quelle: ESA, basierend auf dem Hipparcos Katalog)

- Die Zählrate des Instrument wird bestimmt und daraus die Magnitude berechnet, die spezifisch für das Instrument ist. Diese geht dann später in die echte, gesuchte Magnitude mit ein.
- Die Daten müssen aufgrund der Extinktion durch die Atmosphäre bereinigt werden. Da die optischen Teleskope meist auf der Erde gebaut werden, dies verringert die Kosten im Vergleich zu Satelliten-Teleskopen erheblich, müssen die Strahlen durch unsere Atmosphäre dringen. Die Atmosphäre absorbiert dabei einige Photonen, es entstehen Lichtbrechungen oder die Lichtverschmutzung beeinträchtigt die Daten. Daher korrigiert man diese Einflüsse heraus.

Diese Schritte werden von Teleskop-spezifischen Programmen gemacht und erst dann kann mit der Analyse begonnen werden. Für die Analyse wurde in diesem Projekt das Photometrie-Programm IRAF genutzt. Der Name steht für „Image Reduction and Analysis Facility“ [90]. Es handelt sich hierbei um eine Ansammlung von Softwarepaketen für die Reduktion und Analyse von astronomischen Daten und wurde hauptsächlich von Mitarbeitern des NOAO (National Optical Astronomy Observatories) in Tucson, Arizona geschrieben.

Es gibt zwei unterschiedliche Methoden Photometrie zu machen. Die eine nennt sich im Englischen „aperture photometry“ und ist schwer zu übersetzen, in etwa Öffnungsphotometrie, die andere ist die sogenannte PSF-Photometrie (point spread function - Punktspreizfunktion, beschreibt wie sehr ein Punkt durch das Instrument verwischt wird). Bei der ersten Methode wird ein Kreis um die zu findende Quelle gelegt und der Fluss innerhalb des Kreises gemessen, aufsummiert und darüber die Magnitude bestimmt. Dies ist vor allem bei sternarmen Regionen die geeignete Methode, wenn sich die verschiedenen Kreise nicht überlappen. Bei der zweiten Methode wird eine PSF an das Spektrum eines Sterns gefittet und der integrierte Fluss gemessen. Diese Methode ist eher für sternreiche Gegenden nützlich, wenn sich also die Kreise der ersten Methode überlappen. Da in dem zu untersuchenden Sternfeld die Sterne weit genug auseinander liegen, wird hier nur die erste Methode der „aperture“ Photometrie genutzt.

5.2 Daten und Analyse

Um mit diesem Projekt ein Spektrum des Supernova-Überrests zu erstellen, muss als erstes herausgefunden werden, welche Sterne hinter dem Überrest liegen und welche sich im Vordergrund befinden. Wie bereits oben erwähnt, wurde diese Methode an dem Supernova-Überrest CasA angewendet. Zuerst wird daher CasA und das umgebende Sternfeld vorgestellt und dann die Photometrie auf die gesuchten Sterne angewendet.

5.2.1 Cassiopeia A und Umgebung

Cassiopeia A (CasA), in Abbildung 5.3 in einer Aufnahme des Skinakas-Observatoriums zu sehen, ist einer der berühmtesten und am besten studierten Supernova-Überreste. Die Explosion war um 1680, womit er der jüngste bekannte Überrest ist, der sich innerhalb unserer Galaxie befindet [91]. Er wurde 1948 das erste Mal im Radiobereich durch Ryle und Smith detektiert und wurde seitdem in allen Wellenlängenbereichen untersucht. Seine Entfernung zur Erde beträgt $3.4_{-0.1}^{+0.3}$ kpc [92]. Aus Spektren der Beobachtung von visuellen und infraroten Lichtechos wird vermutet,



Abbildung 5.3: Dieses Bild von CasA wurde von S. Binnewies und J. Pöpsel am Skinakas Observatorium auf Kreta im Februar 2013 mit dem 60 cm Ganymed Teleskop aufgenommen. (Quelle: Skinakas Observatorium)

dass es sich um eine Supernova vom Typ IIb handelt, deren Vorgängerstern $\sim 15 M_{\odot}$ hatte. Das bedeutet, dass er wahrscheinlich aus dem Kollaps eines Heliumkerns eines roten Riesensterns hervorgegangen ist [93]. Aufgrund des hohen ^{44}Ti -Gehalts muss diese Explosion asymmetrisch gewesen sein oder eine extrem hohe Energie gehabt haben [94]. Es gibt Beobachtungen die beide Varianten unterstützen, vor allem im Optischen kann man gut die asymmetrische Ausbreitung erkennen. Im Röntgenbereich wurden bereits hohe Vorkommen der Produkte der Sauerstoffbrennphase (Si, S, Ar, Ca) beobachtet [95], was CasA zu einem interessanten Objekt für dieses Projekt macht.

Um Sterne, die als mögliche Hintergrundsterne in Frage kommen, in dem Überrest zu finden, wurde aus dem ESO Online Katalog Digitized Sky Survey (DSS) ein Sternenfeld von fünf Bogensekunden sowohl in x- als in y- Richtung entnommen. Dieser Katalog nutzt Beobachtungen hauptsächlich von dem optischen Oschin Schmidt Te-

leskop auf dem Palomar Berg und dem UK Schmidt Teleskop ¹. In dem Feld um CasA gibt es kaum auffällige Sterne. Leider gibt es keine bekannten Quasare hinter dem Überrest, bei denen das Spektrum sehr gut verstanden ist, jedoch gibt es viele Sterne, bei denen zuerst untersucht werden muss, ob es sich um Vorder- oder Hintergrundsterne handelt.

5.2.2 Photometrie an Sternen in CasA

Zuerst müssen die Standardsterne ausgewählt werden, damit das Programm IRAF Referenzsterne hat um die Photometrie zu machen. Dafür werden 32 Sterne im Umfeld des Supernova-Überrest ausgewählt, die in Abbildung 5.5 zu sehen und deren Daten in Tabelle 8.16 aufgelistet sind. Die Daten werden in DS9 eingelesen und mit Hilfe der Regionen-Funktion der NOMAD-Katalog über das Feld gelegt. In diesem Katalog sind über eine Milliarde Sterne, die aus verschiedenen astronomischen Katalogen wie Hipparcos, Tycho-2, UCAC2 und BSNO-B zusammengetragen wurden und deren photometrischen Eigenschaften enthalten [96]. Aus dem Katalog werden die *B*- und *V*-Werte für die angegebenen Standardsterne entnommen, um sie als Referenzsterne nutzen zu können. Bevor diese Standardsterne ausgewählt werden, wird in IRAF ein Test durchgeführt, ob das Teleskop bei bestimmten Sternen in Sättigung geht, da dadurch das Ergebnis verfälscht wird. Dafür nutzt man der Befehl *imexamine*. Mit der „r“-Taste gibt das Programm das radiale Profil des Sterns aus, bei dem die theoretische Kurve und die Pixelwerte aufgetragen über dem Radius zu sehen sind. Drückt man die „s“-Taste erhält man einen Oberflächenplot der Sternumgebung. In Tabelle 5.4 sind die Oberflächenplots (oben) und die radialen Profile (unten) für zwei Sterne gezeigt.

Auf der linken Seite ist ein Stern, bei dem das Teleskop in Sättigung gegangen ist. Er hat im Oberflächenplot eine glatte obere Fläche, bei der die Zählrate zu groß wird. Im radialen Profil sieht man, dass die theoretische (durchgezogene) Kurve nicht mit den Werten der einzelnen Pixel übereinstimmt. Dieser Stern sollte also nicht für eine Untersuchung verwendet werden. Auf der rechten Seite ist der Standardstern mit der Nr. 16 aus Tabelle 8.16 zu sehen, bei dem das Teleskop nicht in Sättigung geht. Man kann einen deutlichen Peak und eine Übereinstimmung des theoretischen und des gemessenen Wertes sehen. Daher eignet er sich gut als Standardstern. Auf diese Weise werden alle Standardsterne überprüft.

Es werden Sterne ausgewählt, an denen die Photometrie durchgeführt werden soll und diese ebenfalls auf Sättigung hin überprüft. Insgesamt können 79 Sterne gefunden werden, bei denen das Teleskop nicht in Sättigung geht und die für die Photometrie in Frage kommen. Die meisten Sterne befinden sich bereits im NOMAD-Katalog

¹Based on photographic data of the National Geographic Society – Palomar Observatory Sky Survey (NGS-POSS) obtained using the Oschin Telescope on Palomar Mountain. The NGS-POSS was funded by a grant from the National Geographic Society to the California Institute of Technology. The plates were processed into the present compressed digital form with their permission. The Digitized Sky Survey was produced at the Space Telescope Science Institute under US Government grant NAG W-2166.

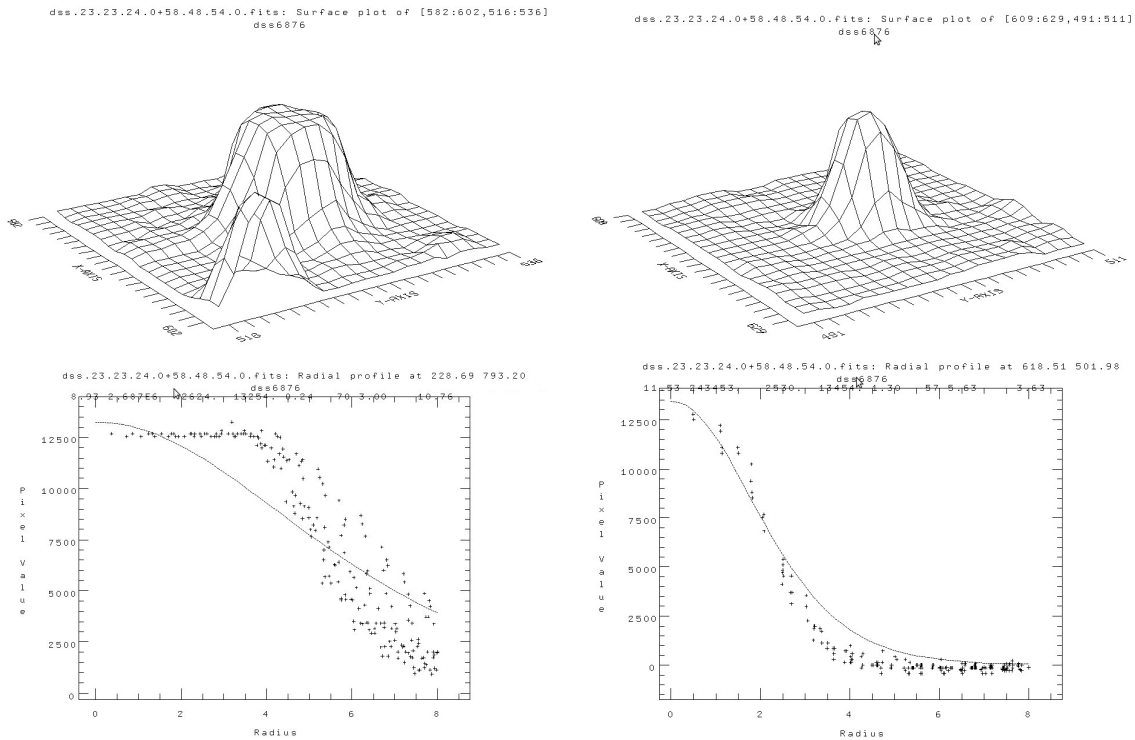


Abbildung 5.4: Die hier dargestellten Bilder zeigen zwei Sterne, bei denen mit *imexamine* in IRAF untersucht wird, ob das Teleskop in Sättigung gegangen ist. Die oberen Bilder sind Oberflächenbilder, die unteren sind die radialen Profile derselben Sterne. Auf der linken Seite ist ein Stern in Sättigung zu sehen, wir bekommen eine zu niedrige Zählrate, er wird nicht verwendet, da es zu verfälschten Ergebnissen kommen kann. Auf der rechten Seite ist der Standardstern mit der Nr. 16 aus Tabelle 8.16 zu sehen, er befindet sich nicht in Sättigung und kann deshalb als Standardstern genutzt werden.

und die Daten können einfach übernommen werden. Für 14 Sterne jedoch muss die Photometrie angewendet werden um B und V zu bestimmen. Diese sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Die Nummern in der Abbildung beziehen sich auf die Sterne in der Tabelle 8.17, die alle Sterne enthält, die ich in dem Überrest finden kann. Einige sind leider so schwach, dass sie vom dem Programm nicht als signifikante Quellen erkannt werden. Diese Sterne haben die Bemerkung, dass sie nicht auflösbar sind. Zwei Sterne wurden zweifach gemessen und sind dementsprechend gekennzeichnet. Die 14 Sterne, bei denen die Photometrie angewendet wird, sind die Nummern 7, 15, 19, 22, 26, 30, 31, 33, 42, 47, 50, 52, 62 und 80 und wurden in Tabelle 8.17 grau hinterlegt.

Die Daten aus Tabelle 8.16 und die zu untersuchenden Sterne werden in IRAF eingelesen. Ab hier macht das Programm viele Schritte, um die Farben zu berechnen. Diese Schritte werden hier nicht im Einzelnen wiedergeben, da das den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden. Für die Handhabung des Programms wird auf das IRAF Handbuch verwiesen [90].

IRAF vergleicht während der Analyse die Standardsterne mit den neuen, zu bestimmenden Sternen und setzt sie ins Verhältnis zueinander. Dann bestimmt es die

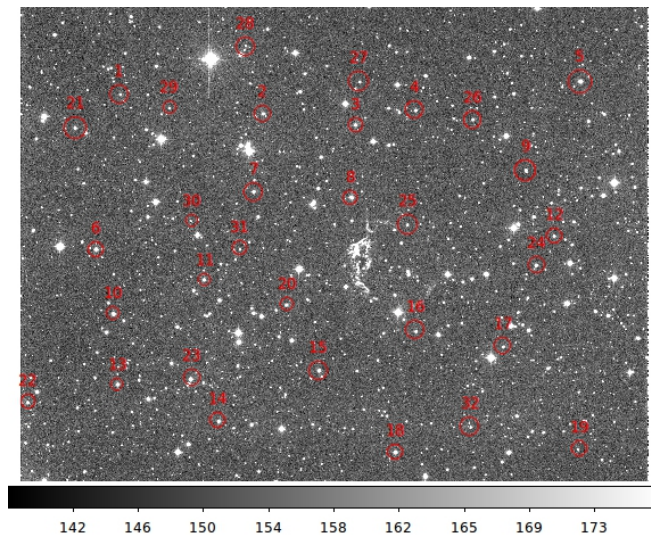


Abbildung 5.5: Das Feld um Cassiopeia A mit den Standardsternen aus Tabelle 8.16. Die 32 Sterne sind verteilt über das ganze Feld und werden als Referenzsterne für die Photometrie genutzt. Die Skala zeigt die Counts pro Pixel.

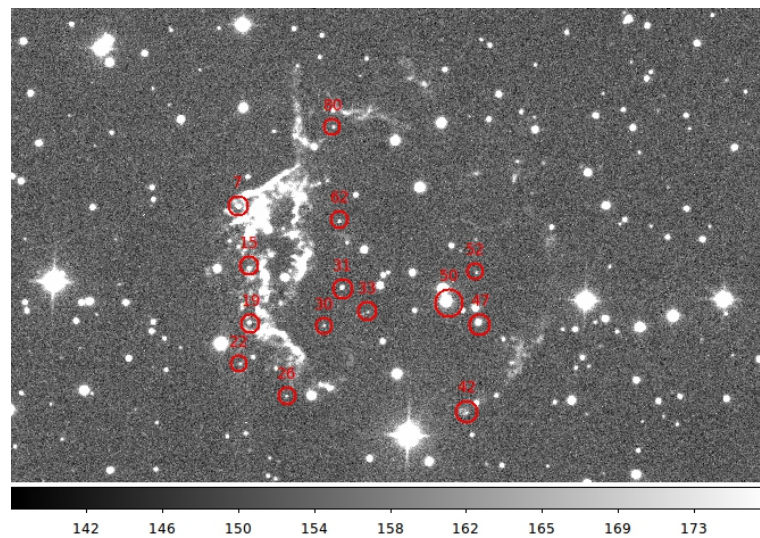


Abbildung 5.6: Der Supernova-Überrest CasA mit den 14 zu untersuchenden Sternen. Insgesamt wurden 79 Sterne als mögliche Kandidaten ausgewählt, also fast jeder Stern, der innerhalb des Überrests zu sehen ist. Für die meisten gibt es bereits in verschiedenen Katalogen die Informationen über die Farben B und V . Die Skala zeigt die Counts pro Pixel.

Farben B und V . Die Ergebnisse für die 14 Sterne sind bereits in Tabelle 8.17 eingetragen. Für die Fehlerbetrachtung wurde die Photometrie nur an den Standardsternen durchgeführt. Die errechneten Werte für $B - V$ wichen nur um wenige Prozent von dem in der Literatur angegebenen Wert ab. An einem konkreten Beispiel wird das hier noch einmal gezeigt. Für den Standardstern 1 (siehe Tabelle 8.16) sind aus der Literatur die Werte für B und V mit 15.32 mag und 14.71 mag angegeben. Wird der Stern in IRAF mit den anderen Standardsternen eingelesen, errechnet das Programm etwas andere Werte: $B = 15.42$ mag und $V = 14.63$ mag. Diese Werte unterscheiden sich nur geringfügig von den Werten aus der Literatur. Daher wird für B und V ein Fehler von maximal 0.5 mag angenommen, also etwa 4%.

5.3 Auswertung und Ausblick

In Tabelle 8.17 sind für 59 aus 79 Sternen die entsprechenden $B - V$ -Werte angegeben. Mit der Annahme, dass es sich bei den meisten Sternen um Hauptreihensterne handelt, da sich der größte Teil aller Sterne in diesem Stadium befindet, kann man im Farben-Helligkeits-Diagramm (Abbildung 5.2) zu dem gegebenen $B - V$ -Farbindex die absolute Helligkeit ablesen. Für die Bestimmung von M_v wurde eine Gerade in das Diagramm eingezeichnet, die dem Ast der Hauptreihensterne angepasst wurde. Die beiden anderen Geraden dienen zur Fehlerabschätzung. Die Steigung der mittleren Gerade beträgt 0.16 ± 0.05 , der Fehler für M_v ergibt sich damit zu ± 1.65 mag. Dieser hohe Fehler kommt vor allem durch die starke Verbreiterung der Hauptsequenz zustande, da nicht zu bestimmen ist, an welcher Stelle der Stern sich innerhalb dieser befindet.

Diese Methode greift auf einige Annahmen zurück, die eine genaue Bestimmung der absoluten Helligkeit nicht möglich machen. Die meisten Sterne in unserer Galaxie sind Hauptreihensterne, da dies die längste Entwicklungsphase eines Sternes ist. Jedoch gibt es auch viele andere Sterne, die diese Phase bereits hinter sich gelassen haben, sie erst später erreichen oder sogar Exoten sind, daher einen anderen Farbindex haben und damit das Ergebnis verfälschen können. Da die Klasse der Hauptreihensterne sehr viel größer ist, als die anderen Klassen, wird hier angenommen, dass es sich bei den Sternen im Sichtfeld des Supernova-Überrests CasA mit großer Wahrscheinlichkeit um Hauptreihensterne handelt. Des Weiteren ist eine genaue Ablesung der absoluten Helligkeiten nicht möglich, da die Hauptsequenz stark verbreitert ist. Hier wird stattdessen ein Mittelwert genutzt, der einen hohen Fehler hat. Da dies jedoch nur eine Abschätzung der Distanz sein soll, reicht die Methode für dieses Projekt aus.

Sobald die absolute Helligkeit bekannt ist, wird die Formel 5.2 genutzt, um die Distanz zu berechnen. Die scheinbare Helligkeit ist in diesem Fall durch V gegeben, da es sich hierbei um die visuelle Helligkeit handelt. Hier wird noch nicht die Absorption mit einberechnet, die in Formel 5.3 gezeigt wurde. Darauf gehe ich später noch einmal ein. Für die Sterne in Tabelle 8.17 wurden für Sterne mit kleinem $B - V$ die Distanzen ausgerechnet. Ist der Farbindex zu groß, also größer 1.5 mag, ist die Magnitude groß

und die Distanz wird klein. In Tabelle 5.1 sind die Sterne aufgelistet, deren errechnete Distanz größer als 1000 pc ist und die damit am ehesten als Hintergrundsterne in Frage kommen.

Tabelle 5.1: Die in dieser Tabelle enthaltenen Sterne sind die mit der Methode der Photometrie entferntesten gemessenen Sterne im Feld des Supernova-Überrests CasA. Die Fehler der Magnituden liegen bei 4%, der Fehler von M_v ist 1.65 mag. Damit ist der Fehler für die Distanz sehr groß, was vor allem an der groben Methode liegt.

Nummer	B [mag]	V [mag]	$B - V$ [mag]	M_v [mag]	\sim Distanz/pc
14	15.92	15.36	0.56	3.8	2050 ± 900
27	15.75	15.04	0.71	4.5	1280 ± 470
48	16.61	15.77	0.84	5.5	1130 ± 350
49	17.84	17.12	0.72	4.5	3350 ± 1230
50	14.31	14.02	0.29	2.1	2420 ± 1910
51	13.61	13.32	0.29	2.1	1754 ± 1380
56	18.26	17.42	0.84	5.5	2421 ± 730
77	15.34	14.70	0.64	4.2	1260 ± 500

Die Fehler für die Distanzen in Tabelle 5.1 berechnen sich aus den Fehlern der B -Werte, der V -Werte und der absoluten Helligkeit M_v . Wie bereits erwähnt, ist die Hauptsequenz stark verbreitert, was zu einem großen Fehler beim Bestimmen der absoluten Helligkeit führt. Aus diesem Grund sind auch die Fehler der Distanzen sehr groß.

Es gibt also 9 Sterne die als mögliche Hintergrundsterne in Frage kommen. Diese sind in Abbildung 5.7 über den Supernova-Überrest gelegt. CasA hat eine Entfernung von 3.4 kpc zur Erde, was größer ist, als alle Sterne die wir mit Hilfe der Photometrie angeschaut haben. Dies wird vor allem an der sehr ungenauen Methode liegen, die wir hier verwendet haben. Ein weiterer Faktor der hier bisher nicht eingerechnet wurde ist die Absorption. Die liegt bei CasA bei $A = 6.2 \pm 0.6$ [97]. Rechnet man diese noch mit ein, dann werden die Distanzen zu den Sternen in Tabelle 5.1 kleiner. Da dies dazu führt, dass auch die Wahrscheinlichkeit für Hintergrundsterne kleiner wird, muss noch weiter nach Sternen innerhalb des Supernova-Überrests geschaut werden. Dabei sind vor allem die schwächeren Sterne von Interesse, bei denen mit dieser Methode keine signifikanten Werte gefunden werden konnten.

Die weiterführende Idee ist, dass an diesen Sternen Spektroskopie durchgeführt wird. Unter der Annahme, dass es sich bei allen Sternen in dem Feld um normale Hauptreihensterne handelt, schaut man nach Unregelmäßigkeiten im Sternenspektrum um Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des davor liegenden Supernova-Überrests zu ziehen. Um die Spektroskopie zu machen, müssen neue Beobachtungen mit einem optischen Teleskop durchgeführt werden, das ein Spektrometer besitzt. Ein Instrument das dafür in Frage kommen könnte, ist das MODS (Multi-Object Double Spectrograph), das sich am LBT (Large Binocula Telescope) befindet. Dieses

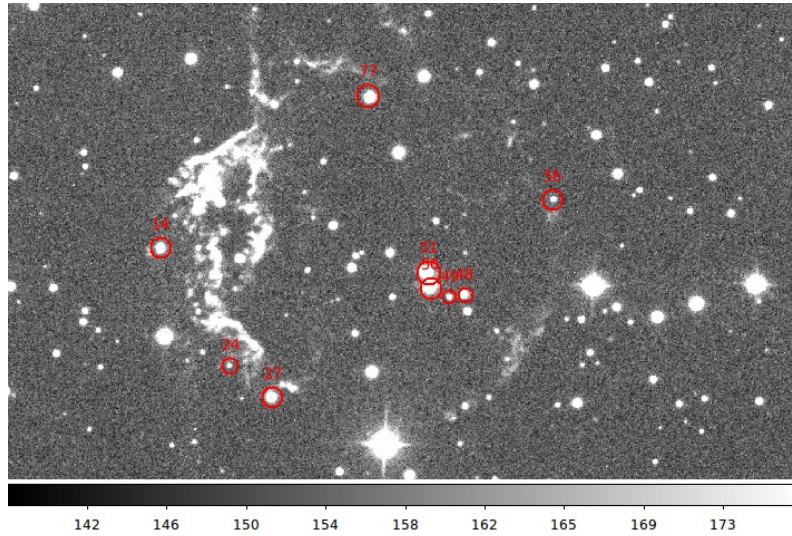


Abbildung 5.7: Die hier gezeigten Sterne beziehen sich auf Tabelle 5.1 und sind die Sterne, deren Entfernungen mit Hilfe der Photometrie errechnet wurden. Sie sind die wahrscheinlichsten Kandidaten für Hintergrundsterne, an denen man Spektroskopie durchführen kann. Die Skala zeigt die Counts pro Pixel.

Instrument kann von vielen Sternen gleichzeitig ein Spektrum erstellen. Das Bearbeiten der neuen Daten sprengt jedoch den zeitlichen Rahmen dieser Doktorarbeit, weswegen das Projekt nicht weitergeführt wurde. Es ist jedoch ein Projekt, das zu einem späteren Zeitpunkt wieder aufgegriffen werden kann.

6 Zusammenfassung

Bis heute ist nicht bekannt, in welcher Umgebung die schwersten Elemente durch Neutroneneinfangprozesse entstehen. Es gibt zwei mögliche Szenarien, die in der Literatur diskutiert werden: Supernova-Explosionen und Neutronensternverschmelzungen. Beide tragen zur Elementproduktion bei. Welches Szenario aber die dominierende Umgebung ist, bleibt umstritten. Mehrere Fakten sprechen für Supernova-Explosionen als Entstehungsorte: Wenn ein massereicher Stern kollabiert und anschließend explodiert, sind die Temperatur und die Dichte so hoch, dass Neutronen von den bereits bestehenden Elementen eingefangen und angelagert werden können. Obwohl in Simulationen mit kugelsymmetrischen Modellen nur protonenreiche Auswürfe entstehen, kann es in asymmetrischen Explosionen aufgrund der Rotation und der Magnetfelder vermutlich zu einem neutronenreichen Auswurf kommen. Dieser ist hoch genug, dass der schnelle Neutroneneinfang auftreten kann. In dieser Arbeit habe ich daher die Überreste solcher Explosionen untersucht, um nach Asymmetrien und ihren möglichen Auswirkungen auf die Element-Entstehung und Verteilung zu suchen. Dafür wurden die beiden Supernova-Überreste CTB 109 und RCW 103 ausgewählt. CTB 109 besitzt im Zentrum einen anomale Röntgenpulsar, also einen Neutronenstern mit hohem Magnetfeld und starker Rotation, die durch Asymmetrien hervorgerufen worden sein könnten. Auch RCW 103 hat vermutlich einen solchen Pulsar als zentrale Quelle. Beide Überreste sind noch recht jung und befinden sich in ihrer Sedov-Taylor Phase. Die Distanz zur Erde beträgt für beide Überreste ungefähr 3 kpc, womit sie in der näheren Umgebung der Erde zu finden sind.

Die Elemente bis zur Eisengruppe haben ihre bekanntesten Linien im Bereich der Röntgenstrahlung. Deswegen wurden für diese Arbeit archivierte Daten des Satelliten XMM-Newton ausgewählt und die Spektren in definierten Regionen in den beiden Supernova-Überresten mit den EPIC MOS-Kameras ausgewertet. Die heutigen Röntgensatelliten haben jedoch keine ausreichende Sensitivität, um die schwersten Elemente zu detektieren. In den Spektren der beiden Überreste wurden deshalb vorwiegend die Elemente Silizium und Magnesium gefunden, in CTB 109 auch Neon. Elemente mit höheren Massezahlen konnten leider nicht signifikant aus dem Hintergrund herausgefiltert werden. Deutlich sind die Peaks der drei Elementen sichtbar, aber auch Schwefel ist in den Regionen mit hohen Zählraten zu entdecken. Für beide Supernova-Überreste wurde der beste Fit mit dem Modell *vpshock* gefunden. In diesem Modell wird ein Plasma angenommen, das bei konstanter Temperatur planparallel geschockt wird. Um diesen Fit zu erzielen wurden die Parameter für die Elemente Fe, S, Si, Mg, O und Ne variiert. Die restlichen Elemente wurden auf die solare Häufigkeit festgelegt. Bei CTB 109 befinden sich die Temperaturen (kT) in

den Regionen mit hohen Zählraten im Bereich zwischen 0.6 und 0.7 keV und liegen damit im selben Bereich, der bereits mit anderen Teleskopen für CTB 109 gefunden wurde. In den Regionen mit niedrigen Zählraten liegen die Temperaturen etwas tiefer mit 0.3-0.4 keV. Im Supernova-Überrest RCW 103 wurde nur eine Region mit hoher Zählrate analysiert und eine Temperatur von 0.57 keV gefunden, während in der Region mit niedriger Zählrate die Temperatur $kT = 0.36 \pm 0.08$ keV beträgt. Beide Werte passen zu den Werten in CTB 109.

Die einzelnen Elementlinien wurden zusätzlich mit einer Gauß-Verteilung angepasst und die Flüsse ermittelt. Diese wurden in Intensitätskarten aufgetragen, in denen die unterschiedlichen Verteilungen der Elemente über den Supernova-Überrest zu sehen sind. Während Silizium in einigen wenigen Regionen geklumpt auftritt, ist Magnesium über die Überreste verteilt und hat in einigen Regionen höhere Werte als Silizium. Das lässt den Schluss zu, dass die beiden Elemente auf unterschiedliche Weise aus der Explosion herausgeschleudert wurden. Die Verteilung ist hier durchaus asymmetrisch, es ist jedoch nicht möglich dies auf eine asymmetrische Explosion der Supernova zurückzuführen. Dafür müssen mehr als zwei Supernova-Überreste mit dieser Methode untersucht werden und mit einer noch nicht vorhandenen Theorie zur Verteilung der Elemente in Überresten verglichen werden.

Im direkten Vergleich der beiden bisher untersuchten Supernova-Überreste CTB 109 und RCW 103 sieht man, dass die beiden Überreste sich sehr in der Temperatur und der Verteilung der Elemente ähneln. Das lässt auf eine einheitliche Ausbreitung der Elemente innerhalb der Supernova-Überreste schließen. Silizium wird aufgrund der Explosion in fingerartigen Strukturen, die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten, nach außen transportiert. Dabei bildet es Klumpen, die mit den weiter außen liegenden Schalen reagieren. Magnesium und Neon hingegen werden hauptsächlich in den Brennphasen vor der Explosion und in den äußeren Schichten des Sterns, der Zwiebschalenstruktur, produziert. Dadurch ist eine ausgedehnte Verteilung zu erwarten. Diese Verteilungen der drei Elemente ist in dieser Arbeit bestätigt worden. Während Magnesium und Neon über den gesamten Überrest hohe Flüsse aufweisen, ist Silizium sehr lokal im Lobe von CTB 109 und im hellen Süden von RCW 103 zu finden.

Mit zukünftigen Röntgenteleskopen, die eine höhere räumliche Auflösung ermöglichen, könnten die beobachteten Zusammenhänge zwischen der asymmetrischen Elementverteilung im Supernovaüberrest und den Mechanismen der Elemententstehung in der Supernova weiter untersucht werden.

7 Summary

Elements heavier than iron are produced via neutron capture. Where this process happens is still unknown. There are two main sites discussed in literature: supernova explosions and neutronstar mergers. Both will produce the lighter heavy elements, but the dominant producer of these two scenarios has still not determined. There are some good arguments for supernova explosions: when a massive star undergoes core collapse that results in a massive explosion, the temperatures and densities are very high. The atoms that are already in this environment can capture free neutrons. The charge number will increase and a more massive element will be created. Simulations with spherical symmetries show that the ejecta is protonrich. Due to asymmetries that are generated by rotations and magnetic fields of the progenitor star, the explosion can produce neutronrich ejecta in the required amount to benefit the rapid neutron capture. I looked at the remnants of these explosions to find asymmetries and investigate their impact on nucleosynthesis and the distribution of elements. For this purpose, the supernova remnants CTB 109 and RCW 103 were selected for the analysis. CTB 109 has an anomalous X-ray pulsar in its center that rotates rapidly and has high magnetic fields. Both effects are assumed to exist due to asymmetries during the explosion. RCW 103 presumably has a similar central source. The remnants are both still in their Sedov-Taylor phase and are located at a distance of about 3 kpc from Earth.

The elements with mass numbers up to that of iron have their prominent emission lines in the energy range of the X-rays. For that reason, archived data from XMM-Newton were taken and the spectra in chosen regions in the remnants were analyzed with the EPIC MOS cameras. Unfortunately, the sensitivity of the present instruments is not high enough to detect the heaviest elements. In this work, mainly the element lines of silicon and magnesium were found. Neon was also detected for CTB 109. Elements with higher charge numbers could not be significantly separated from the background. All three elements can be seen clearly in the extracted spectra. In regions with high count rates even sulfur can be found. I used a model for a plan parallel shocked plasma with constant energy. To find the best fit, the elements Fe, S, Si, Mg, O and Ne were varied, while the other elements were fixed to the solar abundances. For CTB 109, the temperatures in the regions with high count rates are in the range of 0.6 and 0.7 keV and are in the same range as observations with other telescopes for CTB 109. In the regions with low count rates the temperature is lower at 0.3 to 0.4 keV. For RCW 103, only one region with high count rate was analyzed that has a temperature of 0.57 keV. In the region with low count rate, the temperature is $kT = 0.36 \pm 0.08$ keV. Both values are very similar to CTB 109

The element lines of silicon, magnesium and neon were modeled separately with a

Gaussian distribution and the fluxes were determined. They were plotted in intensity maps where the different distributions of the elements are shown. While silicon clumps in just a few regions, magnesium is spread widely over the remnants. In some regions, magnesium has an even higher flux than silicon. This leads to the assumption that both elements are transported in different ways from the explosion center into the surroundings. The distribution of both elements shows asymmetric behavior, but it cannot be proven that this is due to the supernova explosion itself. Therefore, more than two supernova remnants have to be analyzed with this method. In addition, a theory of the evolution of element abundances in supernova remnants would help to interpret these results.

The comparison of both supernova remnants CTB 109 and RCW 103 shows that the temperatures and the distributions are very similar. This indicates that the transportation of elements from the core into the remnant occurs in the same way in both supernova remnants. Silicon comes directly from the center of the explosion and is transported outwards with finger like structures that are formed by Rayleigh-Taylor instabilities. It clumps and interacts with the surrounding materials. Magnesium and neon are products of burning stages before the explosion. They will also be produced in the onion-like structure of the progenitor star. Therefore we assume a distribution that is spread widely over the whole remnant. This distribution is shown in this work. Magnesium and neon have high fluxes in nearly all analyzed regions, while silicon is only located in the Lobe of CTB 109 and the bright south of RCW 103.

To extend the investigation of the correlation between asymmetrical element distributions in supernova remnants and the mechanisms of heavy element production, new X-ray telescopes are required that have higher spectral resolution than the ones today.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Sasaki, P. P. Plucinsky, T. J. Gaetz, R. K. Smith, R. J. Edgar, and P. O. Slane. XMM-Newton Observations of the Galactic Supernova Remnant CTB 109 (G109.1-1.0). *Astrophys. J.*, 617:322–338, December 2004.
- [2] W. Becker and B. Aschenbach. X-ray Observations of Neutron Stars and Pulsars: First Results from XMM-Newton. In W. Becker, H. Lesch, and J. Trümper, editors, *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, page 64, 2002.
- [3] A. Weigert and H.J. Wendker. *Astronomie und Astrophysik: Ein Grundkurs*. VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1996.
- [4] J. Vink. Supernova remnants: the X-ray perspective. 20:49, December 2012.
- [5] H.-T. Janka, F. Hanke, L. Hüdepohl, A. Marek, B. Müller, and M. Obergaulinger. Core-collapse supernovae: Reflections and directions. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012(1):010000, December 2012.
- [6] H.-T. Janka. *Supernovae und kosmische Gammablitze*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, 2011.
- [7] J. J. Cowan and F.-K. Thielemann. R-Process Nucleosynthesis in Supernovae. *Physics Today*, 57(10):47–53, October 2004.
- [8] F. D. Seward and P. A. Charles. *Exploring the X-ray Universe*. August 2010.
- [9] J. M. Blondin and D. C. Ellison. Rayleigh-Taylor Instabilities in Young Supernova Remnants Undergoing Efficient Particle Acceleration. *Astrophys. J.*, 560:244–253, October 2001.
- [10] ESA. *XMM-Newton Users Handbook*.
- [11] J. W. den Herder, A. C. Brinkman, S. M. Kahn, G. Branduardi-Raymont, K. Thomsen, H. Aarts, M. Audard, J. V. Bixler, A. J. den Boggende, J. Cottam, T. Decker, L. Dubbeldam, C. Erd, H. Goulooze, M. Güdel, P. Guttridge, C. J. Hailey, K. A. Janabi, J. S. Kaastra, P. A. J. de Korte, B. J. van Leeuwen, C. Mauche, A. J. McCalden, R. Mewe, A. Naber, F. B. Paerels, J. R. Peterson, A. P. Rasmussen, K. Rees, I. Sakelliou, M. Sako, J. Spodek, M. Stern, T. Tamura, J. Tandy, C. P. de Vries, S. Welch, and A. Zehnder. The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton. 365:L7–L17, January 2001.

- [12] S. Woosley and T. Janka. The physics of core-collapse supernovae. *Nature Physics*, 1:147–154, December 2005.
- [13] C. Sneden and J. J. Cowan. Genesis of the Heaviest Elements in the Milky Way Galaxy. *Science*, 299:70–75, January 2003.
- [14] J. C. Wheeler and S. Akiyama. Asymmetric supernovae and gamma-ray bursts. 54:183–190, March 2010.
- [15] T. Fischer, S. C. Whitehouse, A. Mezzacappa, F.-K. Thielemann, and M. Liebendörfer. Protoneutron star evolution and the neutrino-driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations. 517:A80, July 2010.
- [16] S. Goriely, A. Bauswein, and H.-T. Janka. r-process Nucleosynthesis in Dynamically Ejected Matter of Neutron Star Mergers. *Astrophys. J., Lett.*, 738:L32, September 2011.
- [17] T. A. Thompson, M. D. Kistler, and K. Z. Stanek. A High Rate of White Dwarf-Neutron Star Mergers & Their Transients. *ArXiv e-prints*, December 2009.
- [18] D. Argast, M. Samland, F.-K. Thielemann, and Y.-Z. Qian. Neutron star mergers versus core-collapse supernovae as dominant r-process sites in the early Galaxy. 416:997–1011, March 2004.
- [19] M. Kramer. Pulsars & Magnetars. In K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, and J. E. Beckman, editors, *IAU Symposium*, volume 259 of *IAU Symposium*, pages 485–492, April 2009.
- [20] J. E. Trümper and G. Hasinger. *The Universe in X-Rays*. 2008.
- [21] B. Schutz. *Gravity from the Ground Up*. January 2004.
- [22] R. Pakmor, S. Hachinger, F. K. Röpke, and W. Hillebrandt. Violent mergers of nearly equal-mass white dwarf as progenitors of subluminescent Type Ia supernovae. 528:A117, April 2011.
- [23] M. M. Phillips. The absolute magnitudes of Type Ia supernovae. *Astrophys. J., Lett.*, 413:L105–L108, August 1993.
- [24] C. M. Gaskell, E. Cappellaro, H. L. Dinerstein, D. R. Garnett, R. P. Harkness, and J. C. Wheeler. Type Ib supernovae 1983n and 1985f - Oxygen-rich late time spectra. *Astrophys. J., Lett.*, 306:L77–L80, July 1986.
- [25] P. Podsiadlowski, P. C. Joss, and J. J. L. Hsu. Presupernova evolution in massive interacting binaries. *Astrophys. J.*, 391:246–264, May 1992.
- [26] K. I. Nomoto, K. Iwamoto, and T. Suzuki. The evolution and explosion of massive binary stars and Type Ib-Ic-IIb-III supernovae. *Phys. Rep.*, 256:173–191, May 1995.

-
- [27] B. W. Carroll and D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Institute for Mathematics and Its Applications, 1996.
- [28] A. Unsöld and B. Baschek. *Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Der neue Kosmos / Albrecht Unsöld, Bodo Baschek. 7. Auflage. Berlin, Germany: Springer, ISBN 3-540-42177-7, 2002, XIV + 575 pp., 2002.
- [29] A. Burrows. Colloquium: Perspectives on core-collapse supernova theory. *Reviews of Modern Physics*, 85:245–261, January 2013.
- [30] S. M. Couch and E. P. O’Connor. High-resolution Three-dimensional Simulations of Core-collapse Supernovae in Multiple Progenitors. *Astrophys. J.*, 785:123, April 2014.
- [31] A. Wongwathanarat, E. Mueller, and H.-T. Janka. Three-Dimensional Simulations of Core-Collapse Supernovae: From Shock Revival to Shock Breakout. *ArXiv e-prints*, September 2014.
- [32] R. A. Chevalier. The hydrodynamics of Type II supernovae. *Astrophys. J.*, 207:872–887, August 1976.
- [33] J. M. Blondin, A. Mezzacappa, and C. DeMarino. Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae. *Astrophys. J.*, 584:971–980, February 2003.
- [34] H.-T. Janka, A. Marek, B. Müller, and L. Scheck. Supernova Explosions and the Birth of Neutron Stars. In C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, and V. M. Kaspi, editors, *40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More*, volume 983 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 369–378, February 2008.
- [35] J. C. Wheeler, J. R. Maund, and S. Akiyama. Supernova Asymmetries. In S. Immler, K. Weiler, and R. McCray, editors, *Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, volume 937 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 349–356, October 2007.
- [36] L. Wang, J. C. Wheeler, P. Höflich, A. Khokhlov, D. Baade, D. Branch, P. Chalis, A. V. Filippenko, C. Fransson, P. Garnavich, R. P. Kirshner, P. Lundqvist, R. McCray, N. Panagia, C. S. J. Pun, M. M. Phillips, G. Sonneborn, and N. B. Suntzeff. The Axisymmetric Ejecta of Supernova 1987A. *Astrophys. J.*, 579:671–677, November 2002.
- [37] D. J. Jeffery. Catalog of SN 1987A polarimetry corrected for interstellar polarization. *77:405–415*, November 1991.
- [38] K. Kotake, S. Yamada, and K. Sato. Anisotropic Neutrino Radiation in Rotational Core Collapse. *Astrophys. J.*, 595:304–316, September 2003.

- [39] S. Ando. Asymmetric neutrino emission due to neutrino-nucleon scatterings in supernova magnetic fields. *Phys. Rev. D*, 68(6):063002, September 2003.
- [40] S. A. Balbus and J. F. Hawley. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. *Astrophys. J.*, 376:214–233, July 1991.
- [41] S. A. Balbus and J. F. Hawley. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics*, 70:1–53, January 1998.
- [42] S. Akiyama, J. C. Wheeler, D. L. Meier, and I. Lichtenstadt. The Magneto-rotational Instability in Core-Collapse Supernova Explosions. *Astrophys. J.*, 584:954–970, February 2003.
- [43] K. Maeda, T. Nakamura, K. Nomoto, P. A. Mazzali, F. Patat, and I. Hachisu. Explosive Nucleosynthesis in Aspherical Hypernova Explosions and Late-Time Spectra of SN 1998bw. *Astrophys. J.*, 565:405–412, January 2002.
- [44] A. Hewish. Pulsars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8:265, 1970.
- [45] V. M. Kaspi. Grand unification of neutron stars. *Proceedings of the National Academy of Science*, 107:7147–7152, April 2010.
- [46] S. Kitamoto, T. Enoto, S. Safi-Harb, K. Pottschmidt, C. Ferrigno, M. Chernyakova, T. Hayashi, N. Hell, K. Kaneko, D. Khangulyan, T. Kohmura, H. Krimm, K. Makishima, T. Nakano, H. Odaka, M. Ohno, M. Sasano, S. Sugita, Y. Terada, T. Yasuda, T. Yuasa, and for the ASTRO-H Science Working Group. ASTRO-H White Paper - Accreting Pulsars, Magnetars, and Related Sources. *ArXiv e-prints*, December 2014.
- [47] G. G. Fahlman and P. C. Gregory. The pulsation period and possible orbit of 1E2259 + 586. In J. Danziger and P. Gorenstein, editors, *Supernova Remnants and their X-ray Emission*, volume 101 of *IAU Symposium*, pages 445–453, 1983.
- [48] S. Bisterzo, C. Travaglio, R. Gallino, M. Wiescher, and F. Käppeler. Galactic Chemical Evolution and Solar s-process Abundances: Dependence on the ^{13}C -pocket Structure. *Astrophys. J.*, 787:10, May 2014.
- [49] K. Otsuki, J. Truran, M. Wiescher, J. Gorres, G. Mathews, D. Frekers, A. Mengoni, A. Bartlett, and J. Tostevin. Origin of the main r-process elements. In S. Kubono, W. Aoki, T. Kajino, T. Motobayashi, and K. Nomoto, editors, *Origin of Matter and Evolution of Galaxies*, volume 847 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 227–232, July 2006.
- [50] J. de Jesús Mendoza-Temis, G. Martínez-Pinedo, K. Langanke, A. Bauswein, and H.-T. Janka. On the robustness of the r-process in neutron-star mergers. *ArXiv e-prints*, September 2014.

-
- [51] L. Woltjer. Supernova Remnants. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 10:129, 1972.
- [52] J. K. Truelove and C. F. McKee. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. 120:299–326, February 1999.
- [53] R. A. Chevalier. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. *Astrophys. J.*, 258:790–797, July 1982.
- [54] L. I. Sedov. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. 1959.
- [55] R. A. Chevalier. The interaction of supernovae with the interstellar medium. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15:175–196, 1977.
- [56] S. P. Reynolds, B. M. Gaensler, and F. Bocchino. Magnetic Fields in Supernova Remnants and Pulsar-Wind Nebulae. *ssr*, 166:231–261, May 2012.
- [57] M. J. L. Turner, A. Abbey, M. Arnaud, M. Balasini, M. Barbera, E. Belsole, P. J. Bennie, J. P. Bernard, G. F. Bignami, M. Boer, U. Briel, I. Butler, C. Carrera, C. Chabaud, R. Cole, A. Collura, M. Conte, A. Cros, M. Denby, P. Dhez, G. Di Coco, J. Dowson, P. Ferrando, S. Ghizzardi, F. Gianotti, C. V. Goodall, L. Gretton, R. G. Griffiths, O. Hainaut, J. F. Hochedez, A. D. Holland, E. Jourdain, E. Kendziorra, A. Lagostina, R. Laine, N. La Palombara, M. Lortholary, D. Lumb, P. Marty, S. Molendi, C. Pigot, E. Poindron, K. A. Pounds, J. N. Reeves, C. Reppin, R. Rothenflug, P. Salvétat, J. L. Sauvageot, D. Schmitt, S. Sembay, A. D. T. Short, J. Spragg, J. Stephen, L. Strüder, A. Tiengo, M. Trifoglio, J. Trümper, S. Vercellone, L. Vigroux, G. Villa, M. J. Ward, S. Whitehead, and E. Zonca. The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras : The MOS cameras. 365:L27–L35, January 2001.
- [58] L. Strüder, U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, B. Aschenbach, W. Bornemann, H. Bräuninger, W. Burkert, M. Elender, M. Freyberg, F. Haberl, G. Hartner, F. Heuschmann, H. Hippmann, E. Kastelic, S. Kemmer, G. Kettenring, W. Kink, N. Krause, S. Müller, A. Oppitz, W. Pietsch, M. Popp, P. Predehl, A. Read, K. H. Stephan, D. Stötter, J. Trümper, P. Holl, J. Kemmer, H. Soltau, R. Stötter, U. Weber, U. Weichert, C. von Zanthier, D. Carathanassis, G. Lutz, R. H. Richter, P. Solc, H. Böttcher, M. Kuster, R. Staubert, A. Abbey, A. Holland, M. Turner, M. Balasini, G. F. Bignami, N. La Palombara, G. Villa, W. Buttler, F. Gianini, R. Lainé, D. Lumb, and P. Dhez. The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera. 365:L18–L26, January 2001.
- [59] A. M. Read and T. J. Ponman. The XMM-Newton EPIC background: Production of background maps and event files. 409:395–410, October 2003.
- [60] D. H. Lumb, R. S. Warwick, M. Page, and A. De Luca. X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC. 389:93–105, July 2002.

- [61] K. Arnaud, R. Smith, and A. Siemiginowska. *Handbook of X-ray Astronomy*. November 2011.
- [62] J. A. Nousek and D. R. Shue. Chi-squared and C statistic minimization for low count per bin data. *Astrophys. J.*, 342:1207–1211, July 1989.
- [63] P. C. Gregory and G. G. Fahlman. An extraordinary new celestial X-ray source. *Nature*, 287:805, October 1980.
- [64] V. A. Hughes, R. H. Harten, and S. van den Bergh. A new supernova remnant G109.2-1.0. *Astrophys. J., Lett.*, 246:L127–L131, June 1981.
- [65] F. P. Israel. CO observations of several galactic H II regions. 85:1612–1630, December 1980.
- [66] M. Sasaki, P. P. Plucinsky, T. J. Gaetz, and F. Bocchino. Chandra observation of the Galactic supernova remnant CTB 109 (G109.1-1.0). 552:A45, April 2013.
- [67] K. Tatematsu, Y. Fukui, M. Nakano, T. Kogure, H. Ogawa, and K. Kawabata. Molecular clouds in the vicinity of the semicircular supernova remnant G109.1-1.0. 184:279–283, October 1987.
- [68] G. G. Fahlman and P. C. Gregory. An X-ray pulsar in SNR G109.1-1.0. *Nature*, 293:202–204, September 1981.
- [69] R. Kothes and T. Foster. A Thorough Investigation of the Distance to the Supernova Remnant CTB109 and Its Pulsar AXP J2301+5852. *Astrophys. J., Lett.*, 746:L4, February 2012.
- [70] P. C. Gregory and G. G. Fahlman. Precessing jet model for the supernova remnant G109.1 - 1.0. In J. Danziger and P. Gorenstein, editors, *Supernova Remnants and their X-ray Emission*, volume 101 of *IAU Symposium*, pages 429–436, 1983.
- [71] A. P. Hurford and R. A. Fesen. A ROSAT HRI observation of the supernova remnant G109.1 - 1.0. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277:549–552, November 1995.
- [72] S. K. Patel, C. Kouveliotou, P. M. Woods, A. F. Tennant, M. C. Weisskopf, M. H. Finger, E. Göğüş, M. van der Klis, and T. Belloni. Chandra Observations of the Anomalous X-Ray Pulsar 1E 2259+586. *Astrophys. J., Lett.*, 563:L45–L48, December 2001.
- [73] R. A. Fesen and A. P. Hurford. Optical Images and Spectra of the Galactic Supernova Remnant G109.1-1.0. 110:747, August 1995.
- [74] K. A. Arnaud. XSPEC: The First Ten Years. In G. H. Jacoby and J. Barnes, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, volume 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 17, 1996.

-
- [75] F. Mavromatakis, J. Papamastorakis, J. Ventura, W. Becker, E. V. Paleologou, and D. Schaudel. The supernova remnants G 67.7+1.8, G 31.5-0.6 and G 49.2-0.7. *370:265–272*, April 2001.
- [76] I. Tuohy and G. Garmire. Discovery of a compact X-ray source at the center of the supernova remnant RCW 103. *Astrophys. J., Lett.*, 239:L107–L110, August 1980.
- [77] A. De Luca, R. P. Mignani, S. Zaggia, G. Beccari, S. Mereghetti, P. A. Caraveo, and G. F. Bignami. Deep Infrared Observations of the Puzzling Central X-Ray Source in RCW 103. *Astrophys. J.*, 682:1185–1194, August 2008.
- [78] M. T. Ruiz. Spectrophotometry of the optical emission from RCW103 and Milne 23. *88:1210–1221*, August 1983.
- [79] J. L. Caswell, J. D. Murray, R. S. Roger, D. J. Cole, and D. J. Cooke. Neutral hydrogen absorption measurements yielding kinematic distances for 42 continuum sources in the galactic plane. *45:239–258*, December 1975.
- [80] L. M. Carter, J. R. Dickel, and D. J. Bomans. Expansion of the Supernova Remnant RCW 103. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 109:990–997, September 1997.
- [81] J. L. Caswell, R. F. Haynes, D. K. Milne, and K. J. Wellington. High-resolution observations of southern supernova remnants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 190:881–889, March 1980.
- [82] M. Burton and J. Spyromilio. A Near Infrared View of Supernova Remnant / Molecular Cloud Interactions. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 10:327, 1993.
- [83] E. Oliva, A. F. M. Moorwood, S. Drapatz, D. Lutz, and E. Sturm. Infrared spectroscopy of young supernova remnants heavily interacting with the interstellar medium. I. Ionized species in RCW 103. *343:943–952*, March 1999.
- [84] J. Rho and R. Petre. X-Ray Imaging and Spectroscopy of the Supernova Remnant CTB 109 and Its Associated Pulsar 1E 2259+586. *Astrophys. J.*, 484:828–843, July 1997.
- [85] A. N. Parmar, T. Oosterbroek, F. Favata, S. Pightling, M. J. Coe, S. Mereghetti, and G. L. Israel. A BeppoSAX observation of the X-ray pulsar 1E2259+586hfill and the supernova remnant (CTB109). *330:175–180*, February 1998.
- [86] K. J. Borkowski, W. J. Lyerly, and S. P. Reynolds. Supernova Remnants in the Sedov Expansion Phase: Thermal X-Ray Emission. *Astrophys. J.*, 548:820–835, February 2001.

- [87] N. Pogson. Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 17:12–15, November 1856.
- [88] H. L. Johnson and W. W. Morgan. On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades. *Astrophys. J.*, 114:522, November 1951.
- [89] W. Romanishin. *An Introduction to Astronomical Photometry Using CCDs*. 2006.
- [90] D. Tody. The IRAF Data Reduction and Analysis System. In D. L. Crawford, editor, *Instrumentation in astronomy VI*, volume 627 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 733, January 1986.
- [91] R. A. Fesen, M. C. Hammell, J. Morse, R. A. Chevalier, K. J. Borkowski, M. A. Dopita, C. L. Gerardy, S. S. Lawrence, J. C. Raymond, and S. van den Bergh. The Expansion Asymmetry and Age of the Cassiopeia A Supernova Remnant. *Astrophys. J.*, 645:283–292, July 2006.
- [92] J. E. Reed, J. J. Hester, A. C. Fabian, and P. F. Winkler. The Three-dimensional Structure of the Cassiopeia A Supernova Remnant. I. The Spherical Shell. *Astrophys. J.*, 440:706, February 1995.
- [93] O. Krause, S. M. Birkmann, T. Usuda, T. Hattori, M. Goto, G. H. Rieke, and K. A. Misselt. The Cassiopeia A Supernova Was of Type IIb. *Science*, 320:1195–, May 2008.
- [94] J. Vink. X- and γ -ray studies of Cas A: exposing core collapse to the core. 48:61–67, February 2004.
- [95] R. Willingale, J. A. M. Bleeker, K. J. van der Heyden, J. S. Kaastra, and J. Vink. X-ray spectral imaging and Doppler mapping of Cassiopeia A. 381:1039–1048, January 2002.
- [96] N. Zacharias, D. G. Monet, S. E. Levine, S. E. Urban, R. Gaume, and G. L. Wycoff. The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD). In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 36 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1418, December 2004.
- [97] K. A. Eriksen, D. Arnett, D. W. McCarthy, and P. Young. The Reddening Toward Cassiopeia A’s Supernova: Constraining the ^{56}Ni Yield. *Astrophys. J.*, 697:29–36, May 2009.

8 Anhang

In diesem Kapitel befinden sich die Tabellen mit den Koordinaten der definierten Regionen aus den Supernova-Überresten CTB 109 und RCW 103 und die gemessenen Flüsse innerhalb dieser Regionen. Des Weiteren sind die Spektren der gefitteten Elementlinien Silizium, Magnesium und Neon aus den Regionen 12 und 31 zu sehen (Abbildung 8.1). Die Daten der Standardsterne und aller mithilfe der Photometrie gefunden Sterne innerhalb des Supernova-Überrests CasA befinden sich in den Tabellen 8.16 und 8.17.

Tabelle 8.1: Die Koordinaten und Boxgrößen der 36 Regionen aus Abbildung 4.3. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 344 Grad gedreht worden. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	23:01:43.891	+59:03:57.42	232.832"	148.805"
02	23:01:14.786	+59:04:02.84	157.856"	212.578"
03	23:02:09.573	+59:02:21.55	173.297"	146.874"
04	23:01:46.812	+59:01:28.40	188.824"	150.085"
05	23:01:22.479	+59:00:51.40	147.114"	188.193"
06	23:02:27.698	+58:59:52.50	140.217"	173.091"
07	23:02:09.513	+58:59:13.85	149.555"	174.440"
08	23:01:50.775	+58:58:30.74	150.909"	172.076"
09	23:01:29.045	+58:57:52.02	155.706"	155.997"
10	23:01:10.661	+58:57:19.85	130.306"	137.536"
11	23:02:33.348	+58:57:18.08	141.476"	147.873"
12	23:02:15.269	+58:56:37.85	149.138"	148.682"
13	23:01:56.460	+58:55:56.16	154.099"	149.437"
14	23:01:34.337	+58:55:25.83	157.293"	146.376"
15	23:02:45.466	+58:54:25.92	105.010"	205.910"
16	23:02:30.722	+58:53:53.33	130.303"	206.276"
17	23:02:15.518	+58:53:18.96	118.339"	208.289"
18	23:02:00.948	+58:52:47.65	116.068"	209.329"
19	23:01:39.492	+58:53:00.66	158.605"	154.562"
20	23:02:40.709	+58:51:34.22	205.239"	99.1980"
21	23:02:13.846	+58:50:39.06	228.732"	94.9119"
22	23:01:44.220	+58:50:17.52	175.226"	177.347"
23	23:01:22.512	+58:48:54.95	193.309"	114.165"
24	23:02:42.101	+58:49:18.95	142.191"	132.824"
25	23:02:18.610	+58:48:27.84	238.145"	137.473"
26	23:01:48.067	+58:47:23.21	212.776"	133.516"
27	23:01:22.090	+58:46:25.81	205.026"	132.730"
28	23:00:55.486	+58:45:23.75	228.871"	131.912"
29	23:02:24.139	+58:46:08.63	233.162"	150.301"
30	23:01:52.757	+58:45:13.60	212.594"	138.085"
31	23:01:26.803	+58:44:19.88	205.618"	129.550"
32	23:01:00.038	+58:43:18.60	226.290"	128.138"
33	23:01:58.723	+58:42:43.96	218.660"	173.366"
34	23:01:31.200	+58:42:21.74	207.991"	116.829"
35	23:01:06.869	+58:40:53.01	205.667"	182.214"
36	23:01:35.251	+58:40:28.10	205.609"	119.015"

Tabelle 8.2: Überblick über die freien Parameter N_H , die Temperatur kT , χ^2 und die Ionisationszeitskala $n_e t$ in allen Regionen aus Abbildung 4.3.

Region	N_H [10^{22}cm^{-2}]	kT [keV]	χ^2	$n_e t$ [10^{12}s cm^{-3}]
01	1.05	0.35	2.3	2.04
02	1.19	0.34	2.4	3.14
03	0.95	0.52	1.9	0.54
04	1.25	0.37	2.0	1.32
05	1.34	0.35	2.2	1.24
06	1.19	0.35	1.9	0.97
07	0.99	0.49	2.7	0.50
08	0.87	0.60	2.2	0.47
09	0.74	0.68	1.9	0.39
10	0.78	0.78	1.6	0.20
11	0.83	0.65	2.6	0.35
12	0.73	0.67	3.5	0.39
13	0.71	0.62	3.3	0.49
14	0.71	0.64	2.0	0.43
15	1.15	0.47	2.0	0.47
16	1.05	0.49	3.8	0.47
17	0.92	0.51	4.1	0.47
18	0.76	0.59	3.0	0.48
19	0.67	0.63	2.3	0.42
20	1.18	0.62	1.8	0.37
21	1.02	0.57	2.1	0.47
22	0.65	0.62	2.5	0.36
23	0.78	0.56	1.9	0.19
24	1.16	0.59	1.7	0.44
25	1.17	0.50	2.7	0.52
26	0.86	0.48	1.7	0.36
27	0.77	0.51	2.1	0.30
28	0.64	0.59	2.1	0.25
29	1.11	0.35	1.8	0.90
30	0.97	0.32	1.9	3.50
31	0.91	0.31	2.1	3.63
32	0.73	0.58	2.4	0.34
33	1.05	0.32	2.3	1.21
34	0.96	0.45	2.5	0.85
35	0.77	0.51	2.4	0.52
36	0.97	0.35	2.1	1.17

Tabelle 8.3: Überblick über die Werte der freigesetzten Elemente Fe, S, Si, Mg, O und Ne in den Regionen aus Abbildung 4.3. In den Regionen 28 bis 36 konnte kein Schwefel gemessen werden.

Region	Fe	S	Si	Mg	O	Ne
01	0.19	0.87	0.37	0.32	0.35	0.43
02	0.26	1.60	0.40	0.36	0.48	0.54
03	0.24	0.43	0.33	0.43	0.39	0.46
04	0.76	2.67	1.01	1.04	2.72	1.78
05	0.69	1.84	0.68	0.86	2.10	1.50
06	0.75	3.05	1.07	1.02	1.79	1.55
07	0.69	1.29	0.89	0.97	1.52	1.30
08	0.79	0.96	0.89	1.09	1.85	1.28
09	0.26	0.33	0.28	0.46	0.46	0.39
10	0.22	0.18	0.18	0.35	0.29	0.24
11	0.93	0.81	0.79	1.16	1.28	1.48
12	1.25	1.04	1.18	1.51	1.78	1.73
13	0.88	0.89	1.00	1.08	1.35	1.34
14	0.29	0.44	0.34	0.39	0.53	0.40
15	0.66	1.43	0.96	0.95	1.45	1.54
16	0.72	1.40	0.91	0.93	1.36	1.47
17	0.78	1.36	0.94	0.97	1.29	1.35
18	0.88	0.89	0.91	1.03	1.41	1.33
19	0.30	0.41	0.37	0.39	0.51	0.41
20	0.77	0.65	0.68	1.22	1.73	1.28
21	0.66	0.94	0.68	1.09	1.73	1.22
22	0.28	0.33	0.36	0.44	0.42	0.39
23	0.22	0.43	0.30	0.33	0.28	0.31
24	0.64	1.89	0.61	1.14	1.57	1.26
25	0.61	0.55	0.64	1.03	1.86	1.25
26	0.23	0.52	0.33	0.38	0.26	0.34
27	0.26	0.54	0.35	0.42	0.28	0.40
28	0.25	-	0.33	0.44	0.28	0.44
29	0.72	-	1.18	1.20	0.85	1.06
30	0.27	-	0.55	0.44	0.38	0.39
31	0.25	-	0.65	0.39	0.35	0.44
32	0.70	-	0.76	1.04	0.97	1.48
33	0.72	-	1.18	0.98	0.93	1.17
34	0.61	-	0.76	0.86	1.36	1.49
35	0.68	-	0.78	1.03	0.86	1.76
36	0.61	-	0.91	0.86	1.02	1.55

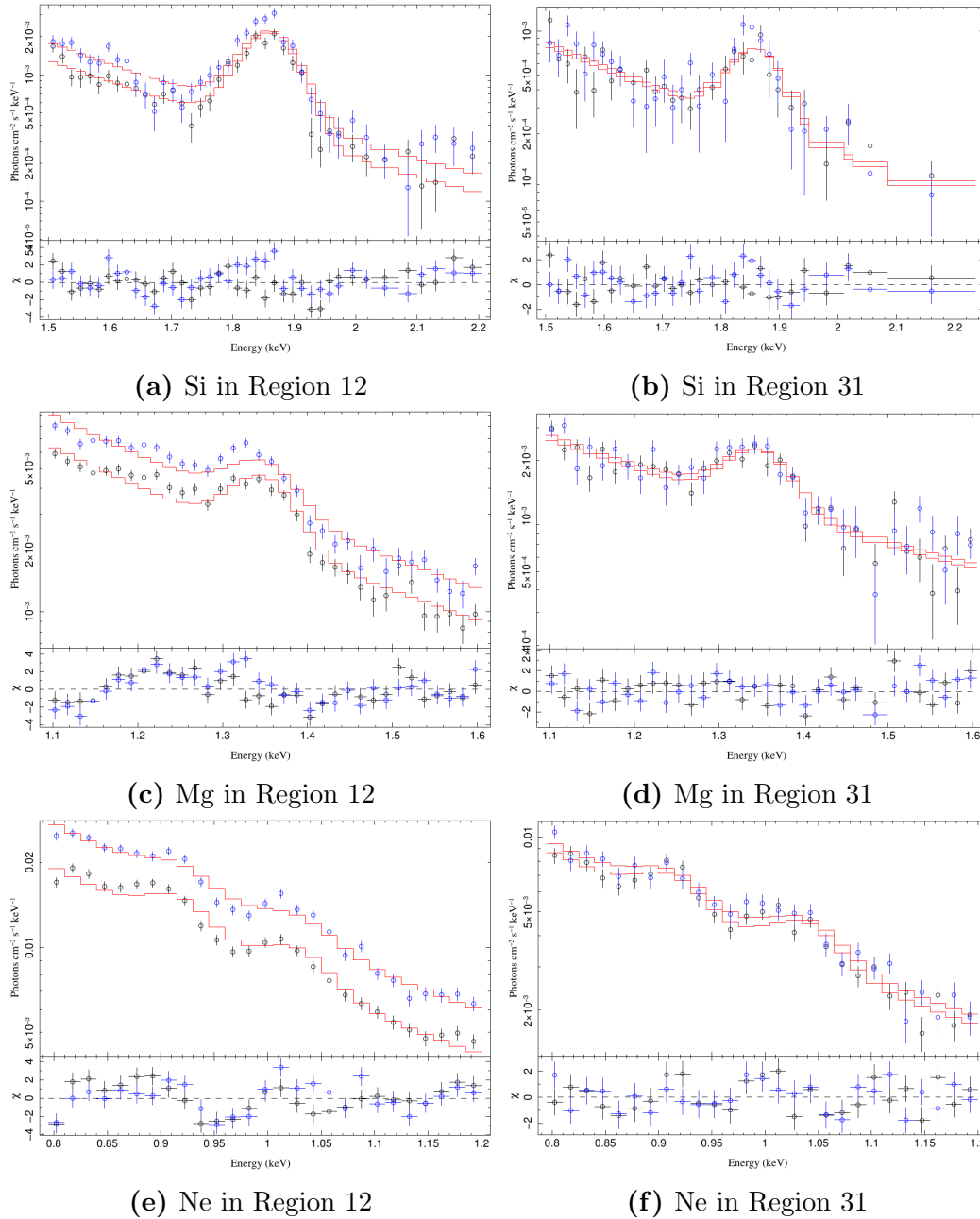


Abbildung 8.1: Die Spektren in den Energiebereichen der untersuchten Elemente Si, Mg und Ne in den Regionen 12 und 31. An die Spektren wurde ein Potenzgesetz addiert mit einer Gauß-Verteilung gefittet. Die Peaks der Elemente liegen bei den in Tabelle 4.3 genannten Energien und sind unterschiedlich deutlich zu erkennen. Bei Ne zeigen sich zwei Peaks, Ne He α und Ne Ly α , die jeweils mit einem eigenen Gauß gefittet wurden.

Tabelle 8.4: Die Flüsse in den 36 Regionen aus Abbildung 4.3, die in der Karte in Abbildung 4.6 aufgetragen sind. Alle Flüsse sind in 10^{-4} ph s cm^{-2} angegeben.

Region	Silizium	Magnesium	Neon He α	Neon Ly α
01	1.17	1.59	1.64	1.97
02	0.96	1.35	1.34	1.58
03	0.91	1.21	0.64	0.94
04	1.09	1.45	1.22	1.39
05	0.77	1.38	1.08	1.40
06	1.16	1.58	1.62	1.21
07	2.07	2.20	2.31	1.78
08	1.74	1.89	1.48	1.48
09	0.93	1.44	1.42	1.13
10	0.41	1.00	1.15	0.75
11	1.45	1.49	2.29	1.18
12	2.63	2.43	2.88	2.10
13	2.95	2.52	2.03	2.20
14	1.29	1.84	1.72	1.50
15	1.15	1.21	1.40	0.94
16	2.15	2.36	2.45	1.81
17	2.58	2.58	2.26	1.89
18	2.41	2.32	1.67	2.22
19	1.48	2.01	1.87	1.59
20	0.75	1.31	0.55	0.67
21	0.82	1.49	0.87	0.99
22	1.10	1.88	1.86	1.45
23	0.66	1.15	1.27	0.71
24	0.50	0.92	0.40	0.50
25	0.97	1.69	0.84	1.09
26	0.74	1.31	0.93	0.98
27	0.74	1.30	1.30	0.80
28	0.31	0.96	1.44	0.90
29	0.68	1.45	0.81	0.89
30	0.59	1.25	0.79	0.99
31	0.86	1.18	1.48	1.23
32	0.57	0.81	1.55	1.12
33	0.70	1.14	1.57	1.58
34	0.72	0.89	1.23	1.25
35	0.64	0.83	1.49	1.31
36	0.43	0.72	1.17	0.89

Tabelle 8.5: Die Koordinaten und Boxgrößen der 19 Regionen im Lobe von CTB 109 aus Abbildung 4.8. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 73 Grad gedreht worden. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	23:02:16.939	+58:57:55.02	96.4506"	48.2253"
02	23:02:10.853	+58:57:41.98	96.4506"	48.2253"
03	23:02:04.766	+58:57:26.51	96.4506"	48.2253"
04	23:01:56.470	+58:56:44.92	49.4218"	98.1236"
05	23:02:26.705	+58:56:36.25	96.4506"	48.2253"
06	23:02:20.621	+58:56:23.24	96.4506"	48.2253"
07	23:02:14.693	+58:56:10.21	96.4506"	48.2253"
08	23:02:08.767	+58:55:55.95	96.4506"	48.2253"
09	23:02:02.842	+58:55:42.88	96.4506"	48.2253"
10	23:01:56.851	+58:55:28.84	96.4028"	49.7341"
11	23:01:50.758	+58:55:14.29	97.6563"	48.2253"
12	23:02:30.523	+58:54:52.39	96.4506"	48.2253"
13	23:02:24.600	+58:54:39.39	96.4506"	48.2253"
14	23:02:17.894	+58:54:22.78	96.4506"	48.2253"
15	23:02:11.818	+58:54:08.54	96.4506"	48.2253"
16	23:02:05.894	+58:53:54.28	96.4506"	48.2253"
17	23:01:59.978	+58:53:41.20	96.4506"	48.2253"
18	23:01:53.902	+58:53:28.11	96.4506"	48.2253"
19	23:01:45.199	+58:53:47.62	96.4506"	48.2253"

Tabelle 8.6: Die Silizium- und Magnesium-Flüsse (in 10^{-5} ph s cm^{-2} angegeben) in den 19 Regionen des Lobes in CTB 109 aus Abbildung 4.8, die in der Karte in Abbildung 4.9 aufgetragen sind. Diese Daten werden auch in Abbildung 4.13 für den Vergleich des Lobes aus den Kaspi- und Plucinsky-Beobachtungen genutzt und werden in Tabelle 8.11 nochmal aufgegriffen.

Region	Silizium	Magnesium
01	1.15	2.00
02	1.95	2.33
03	2.48	2.42
04	2.90	2.17
05	1.70	1.87
06	1.66	1.95
07	2.32	1.20
08	3.07	2.41
09	4.23	3.03
10	3.59	2.13
11	2.61	1.87
12	1.97	1.52
13	1.70	1.77
14	2.26	1.76
15	2.26	2.26
16	2.30	2.15
17	1.41	2.28
18	1.17	2.45
19	1.56	1.76

Tabelle 8.7: Die Koordinaten und Boxgrößen der 18 Regionen in der Nordbeobachtung von CTB 109 aus Abbildung 4.10. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 52 Grad gedreht. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	23:00:42.202	+59:07:08.30	121.987"	127.248"
02	23:01:24.197	+59:07:59.65	83.6181"	159.154"
03	23:01:06.730	+59:06:55.14	145.364"	130.434"
04	23:00:52.380	+59:05:26.48	133.675"	128.499"
05	23:00:36.818	+59:05:07.74	167.824"	83.9120"
06	23:01:48.010	+59:08:01.26	137.885"	104.969"
07	23:01:34.274	+59:06:35.71	146.472"	149.596"
08	23:01:19.466	+59:05:08.01	143.658"	140.735"
09	23:01:03.806	+59:03:37.89	147.487"	134.346"
10	23:02:04.462	+59:06:32.84	153.823"	187.732"
11	23:01:46.394	+59:04:39.66	150.890"	142.280"
12	23:01:31.476	+59:03:11.70	157.910"	143.739"
13	23:01:16.080	+59:01:35.03	161.593"	138.423"
14	23:02:30.228	+59:04:43.11	232.813"	94.4713"
15	23:02:15.415	+59:04:09.89	143.383"	129.248"
16	23:02:00.216	+59:02:37.32	143.896"	153.713"
17	23:02:26.734	+59:02:14.86	141.723"	132.725"
18	23:02:11.921	+59:00:41.09	152.045"	150.470"

Tabelle 8.8: Die Koordinaten und Boxgrößen der 15 Regionen in der Ostbeobachtung von CTB 109 aus Abbildung 4.10. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 52 Grad gedreht. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	23:02:22.447	+59:00:54.45	174.683"	202.553"
02	23:02:01.454	+58:58:45.39	178.071"	212.009"
03	23:01:39.986	+58:56:28.01	187.560"	219.824"
04	23:02:34.973	+58:58:52.41	113.362"	199.654"
05	23:02:14.136	+58:56:41.99	109.562"	218.058"
06	23:01:52.572	+58:54:28.93	115.752"	215.831"
07	23:02:44.016	+58:57:25.64	108.869"	196.356"
08	23:02:23.520	+58:55:17.37	110.968"	208.240"
09	23:02:01.934	+58:53:02.42	109.023"	221.318"
10	23:02:52.848	+58:55:56.53	112.094"	204.077"
11	23:02:32.369	+58:53:46.49	111.151"	213.803"
12	23:02:11.057	+58:51:35.18	114.751"	214.309"
13	23:03:01.476	+58:54:37.22	95.3155"	201.229"
14	23:02:40.466	+58:52:25.52	93.5971"	217.627"
15	23:02:18.828	+58:50:11.86	86.1063"	207.338"

Tabelle 8.9: Die Koordinaten und Boxgrößen der 23 Regionen in der Südbeobachtung von CTB 109 aus Abbildung 4.10. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 40 Grad gedreht. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	23:01:24.238	+58:45:58.63	156.890"	141.216"
02	23:01:11.926	+58:44:08.35	160.788"	146.815"
03	23:01:00.012	+58:42:16.87	157.357"	141.883"
04	23:02:08.616	+58:47:49.55	157.327"	134.414"
05	23:01:57.067	+58:46:06.18	160.952"	141.113"
06	23:01:38.729	+58:44:21.09	141.239"	141.717"
07	23:01:26.935	+58:42:31.88	141.019"	144.181"
08	23:01:14.827	+58:40:39.10	141.723"	150.440"
09	23:00:55.094	+58:39:42.49	153.320"	132.583"
10	23:00:46.567	+58:37:45.12	169.886"	127.965"
11	23:02:23.741	+58:46:08.67	147.698"	131.559"
12	23:02:12.178	+58:44:24.69	153.633"	151.196"
13	23:01:52.418	+58:42:44.61	141.722"	150.437"
14	23:01:40.512	+58:40:51.98	146.388"	139.680"
15	23:01:28.738	+58:39:04.52	143.927"	139.461"
16	23:01:09.031	+58:38:09.39	128.025"	136.828"
17	23:02:37.798	+58:44:34.53	143.922"	139.628"
18	23:02:26.486	+58:42:41.61	145.112"	150.460"
19	23:02:06.302	+58:41:12.60	142.417"	156.701"
20	23:01:54.648	+58:39:15.11	145.279"	139.143"
21	23:02:52.282	+58:42:52.77	152.056"	144.634"
22	23:02:40.774	+58:41:01.45	158.251"	147.321"
23	23:02:20.501	+58:39:38.74	142.633"	154.240"

Tabelle 8.10: Die Silizium und Magnesium-Flüsse in den Regionen der Nord-, Ost- und Südbeobachtung von CTB 109 aus Abbildung 4.10, die in Abbildung 4.11 aufgetragen wurden. Die Flüsse sind in 10^{-4} ph s cm^{-2} angegeben.

Region	Nord		Ost		Süd	
	Si	Mg	Si	Mg	Si	Mg
01	0.23	0.35	0.98	1.41	0.37	0.63
02	0.44	0.70	1.20	1.50	0.59	0.76
03	0.57	0.82	1.14	1.13	0.43	0.63
04	0.33	0.54	0.76	1.11	0.21	0.45
05	0.16	0.28	1.28	1.39	0.22	0.44
06	0.35	0.70	1.18	1.06	0.34	0.58
07	1.01	1.60	0.82	1.08	0.50	0.77
08	0.83	1.20	1.26	1.37	0.45	0.81
09	0.51	0.75	0.99	1.12	0.25	0.67
10	0.72	1.21	0.96	1.17	0.10	0.40
11	0.83	1.23	1.08	1.35	0.21	0.48
12	0.71	1.05	0.75	1.06	0.37	0.59
13	0.51	0.86	0.64	0.90	0.32	0.66
14	0.50	0.66	0.73	1.01	0.46	0.69
15	0.64	1.01	0.39	0.61	0.26	0.47
16	0.66	0.88			0.27	0.55
17	0.61	0.91			0.29	0.62
18	0.79	1.03			0.40	0.74
19					0.37	0.61
20					0.17	0.29
21					0.23	0.49
22					0.27	0.52
23					0.22	0.29

Tabelle 8.11: Die Silizium- und Magnesium-Flüsse in den 19 Regionen des Lobes in CTB 109 aus Abbildung 4.13. Die Ergebnisse wurden der V.Kaspi- und der P.Plucinsky-Beobachtung entnommen und direkt verglichen. Die Flüsse sind in 10^{-5} ph s cm^{-2} angegeben.

Region	V.Kaspi		P.Plucinsky	
	Silizium	Magnesium	Silizium	Magnesium
01	1.15	2.00	1.84	3.23
02	1.95	2.33	1.37	3.68
03	2.48	2.42	2.47	3.00
04	2.90	2.17	2.81	2.40
05	1.70	1.87	2.53	3.18
06	1.66	1.95	2.80	3.00
07	2.32	1.20	2.83	3.17
08	3.07	2.41	3.24	3.96
09	4.23	3.03	3.92	3.33
10	3.59	2.13	3.37	2.80
11	2.61	1.87	1.75	1.94
12	1.97	1.52	3.29	3.50
13	1.70	1.77	3.29	3.36
14	2.26	1.76	2.94	3.21
15	2.26	2.26	2.75	2.91
16	2.30	2.15	2.59	2.41
17	1.41	2.28	2.09	2.62
18	1.17	2.45	1.80	2.42
19	1.56	1.76	1.27	1.27

Tabelle 8.12: Die Koordinaten und Boxgrößen der 37 Regionen in RCW 103 aus dem oberen Bild in Abbildung 4.15. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 6 Grad gedreht. " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	16:18:05.170	-50:58:47.33	130.500"	130.500"
02	16:17:51.360	-50:58:34.30	130.500"	130.500"
03	16:17:37.589	-50:58:21.74	130.500"	130.500"
04	16:17:23.820	-50:58:09.07	130.500"	130.500"
05	16:17:10.720	-50:57:56.32	119.226"	130.905"
06	16:18:03.818	-51:00:56.84	130.500"	130.500"
07	16:17:50.034	-51:00:44.37	130.500"	130.500"
08	16:17:36.253	-51:00:31.80	130.500"	130.500"
09	16:17:22.473	-51:00:19.12	130.500"	130.500"
10	16:17:09.328	-51:00:05.50	118.385"	129.274"
11	16:18:02.278	-51:03:06.92	130.500"	130.500"
12	16:17:48.484	-51:02:54.44	130.500"	130.500"
13	16:17:34.692	-51:02:41.86	130.500"	130.500"
14	16:17:20.902	-51:02:29.17	130.500"	130.500"
15	16:17:07.857	-51:02:14.49	116.518"	131.580"
16	16:18:00.877	-51:05:17.26	130.500"	130.500"
17	16:17:47.072	-51:05:04.76	130.500"	130.500"
18	16:17:33.269	-51:04:52.17	130.500"	130.500"
19	16:17:19.468	-51:04:39.47	130.500"	130.500"
20	16:17:06.414	-51:04:24.79	116.518"	131.580"
21	16:17:59.590	-51:07:25.04	130.684"	125.872"
22	16:17:45.775	-51:07:12.54	130.684"	125.872"
23	16:17:31.962	-51:06:58.89	130.464"	123.786"
24	16:17:18.151	-51:06:45.13	130.245"	121.699"
25	16:17:04.752	-51:06:30.43	122.522"	122.121"
26	16:18:16.724	-51:06:23.07	127.761"	106.672"
27	16:18:18.047	-51:04:24.14	130.500"	130.500"
28	16:18:19.616	-51:02:00.62	130.500"	130.500"
29	16:18:20.919	-50:59:49.69	130.500"	130.500"
30	16:18:07.547	-50:56:22.69	130.500"	130.500"
31	16:17:53.964	-50:56:10.25	130.500"	130.500"
32	16:17:40.382	-50:55:57.70	130.500"	130.500"
33	16:17:15.896	-50:55:36.75	170.520"	127.591"
34	16:16:55.363	-50:58:22.93	130.500"	130.500"
35	16:16:53.994	-51:00:31.28	130.500"	130.500"
36	16:16:51.992	-51:02:56.97	130.500"	130.500"
37	16:16:50.618	-51:05:05.32	130.500"	130.500"

Tabelle 8.13: Die Koordinaten und Boxgrößen der 20 Regionen im Inneren von RCW 103 aus dem unteren Bild in Abbildung 4.15. Die Boxen sind alle um einen Winkel von 5 Grad gedreht. " " steht für Bogensekunden.

Region	Ra	Dec	Boxbreite	Boxhöhe
01	16:18:00.130	-51:03:42.45	97.1204"	48.5602"
02	16:17:49.934	-51:03:35.04	97.1204"	48.5602"
03	16:17:39.634	-51:03:26.56	97.1204"	48.5602"
04	16:17:29.462	-51:03:18.03	97.1204"	48.5602"
05	16:17:53.928	-51:04:27.22	97.1204"	48.5602"
06	16:17:43.625	-51:04:18.76	97.1204"	48.5602"
07	16:17:33.322	-51:04:10.25	97.1204"	48.5602"
08	16:17:23.018	-51:04:01.68	97.1204"	48.5602"
09	16:17:52.258	-51:05:14.58	97.1204"	48.5602"
10	16:17:42.082	-51:05:06.11	97.1204"	48.5602"
11	16:17:31.901	-51:04:57.59	97.1204"	48.5602"
12	16:17:21.725	-51:04:49.02	97.1204"	48.5602"
13	16:17:44.400	-51:05:57.10	97.1204"	48.5602"
14	16:17:34.090	-51:05:48.59	97.1204"	48.5602"
15	16:17:23.779	-51:05:40.02	97.1204"	48.5602"
16	16:17:31.382	-51:06:34.71	97.1204"	48.5602"
17	16:17:21.197	-51:06:26.13	97.1204"	48.5602"
18	16:17:18.535	-51:00:51.03	97.1204"	48.5602"
19	16:17:16.471	-51:01:38.36	97.1204"	48.5602"
20	16:17:13.762	-51:02:24.45	97.1204"	48.5602"

Tabelle 8.14: Die Flüsse der 37 Regionen von RCW 103. Gezeigt sind die Silizium- und Magnesium-Flüsse (in $10^{-3} \text{ ph s cm}^{-2}$ angegeben) in den verschiedenen Regionen, die in Tabelle 8.12 gelistet und in Abbildung 4.15 zu sehen sind.

Region	Silizium	Magnesium
01	0.09	0.14
02	0.22	0.37
03	0.26	0.45
04	0.19	0.30
05	0.06	0.08
06	0.23	0.37
07	0.41	0.61
08	0.65	1.07
09	0.65	1.07
10	0.31	0.47
11	0.58	0.99
12	1.16	1.90
13	1.21	2.05
14	1.10	1.79
15	0.52	0.76
16	0.56	0.97
17	1.50	2.41
18	1.74	2.75
19	1.11	1.76
20	0.34	0.51
21	0.13	0.21
22	0.64	0.90
23	0.92	1.33
24	0.49	0.77
25	0.08	0.15
26	0.00	0.01
27	0.02	0.05
28	0.02	0.05
29	0.00	0.01
30	0.00	0.01
31	0.00	0.02
32	0.01	0.02
33	0.01	0.01
34	0.00	0.01
35	0.02	0.02
36	0.02	0.02
37	0.01	0.01

Tabelle 8.15: Die Flüsse für Silizium und Magnesium der 20 Regionen aus Abbildung 4.15 in der Nahaufnahme des Supernova-Überrests RCW 103. Die Flüsse sind in 10^{-4} ph s cm^{-2} angegeben Die dazugehörigen Koordinaten sind in Tabelle 8.13 aufgelistet.

Region	Silizium	Magnesium
01	1.91	3.31
02	3.31	5.81
03	3.25	5.89
04	2.87	4.83
05	3.45	6.08
06	4.37	7.50
07	3.85	6.56
08	3.24	4.97
09	3.49	5.60
10	5.22	8.07
11	4.45	7.06
12	2.92	4.81
13	3.81	5.33
14	4.95	7.09
15	3.43	5.36
16	2.74	3.50
17	1.90	2.67
18	1.63	2.68
19	2.27	3.61
20	2.02	3.07

Tabelle 8.16: Die Daten der Standardsterne, die in Abbildung 5.5 zu sehen sind, sind hier aufgelistet. Vorne steht die Nummer mit der die Sterne abgebildet sind und dann die Magnituden in den verschiedenen Feldern B und V . Bei Nr. 14 ist nur der B -Wert bekannt, der Stern wurde dennoch als Referenzstern für B genutzt.

Nummer	B [mag]	V [mag]	$B - V$ [mag]
1	15.32	14.71	0.62
2	14.72	14.14	0.58
3	14.45	13.85	0.60
4	15.37	14.09	1.28
5	13.61	13.13	0.48
6	14.07	13.30	0.77
7	14.82	13.51	1.31
8	13.75	13.19	0.56
9	15.51	14.19	1.32
10	14.04	13.50	0.54
11	14.87	13.82	1.05
12	15.11	14.31	0.8
13	14.17	13.53	0.64
14	15.04	-	-
15	14.30	13.65	0.65
16	15.02	14.18	0.84
17	15.61	14.68	0.93
18	13.98	13.32	0.66
19	16.18	15.31	0.87
20	14.94	13.90	1.04
21	14.80	13.82	0.98
22	15.18	14.34	0.84
23	13.85	13.61	0.24
24	14.76	13.66	1.10
25	15.33	14.42	0.91
26	15.19	14.06	1.13
27	15.35	14.79	0.56
28	16.32	15.37	0.95
29	16.27	15.48	0.79
30	17.04	15.76	1.28
31	15.76	12.95	2.81
32	15.83	15.16	0.67

Tabelle 8.17: Hier sind die Sterne, die sich in dem Supernova-Überrest Cassiopeia A befinden, aufgetragen. Insgesamt wurden 79 Sterne, bei denen das Teleskop nicht in Sättigung geht, ausgewählt und in Katalogen nach deren B und V Farben gesucht. Einige Sterne waren von dem Programm IRAF nicht auflösbar, da sie nicht signifikant genug waren, um eine Magnitude zu bestimmen. Die grau hinterlegten Sterne sind die Sterne, für die in den Katalogen keine Daten gefunden wurden und mithilfe von IRAF die Magnituden per Photometrie bestimmt wurden. Siehe Kap.5.

Nummer	B [mag]	V [mag]	$B - V$ [mag]	Bemerkung
1	19.81	17.97	1.84	
2	-	-	-	nicht auflösbar
3	-	-	-	nicht auflösbar
4	19.86	17.96	1.9	
5	-	-	-	nicht auflösbar
6	18.35	17.05	1.3	
7	18.84	17.13	1.7	
8	-	-	-	nicht auflösbar
9	19.77	17.97	1.8	
10	19.86	17.87	1.99	
11	15.67	14.39	1.28	
12	-	-	-	nicht auflösbar
13	20.11	17.97	2.14	
14	15.92	15.36	0.56	
15	19.43	17.11	2.32	
16	16.25	15.28	0.97	
17	-	-	-	nicht auflösbar
18	-	-	-	nicht auflösbar
19	19.59	17.11	2.48	
20	14.05	13.35	0.7	
21	19.45	17.43	2.02	
22	21.12	19.36	1.76	
23	-	-	-	nicht auflösbar
24	19.06	17.94	1.12	
25	-	-	-	nicht auflösbar
26	20.99	18.62	2.37	
27	15.75	15.04	0.71	
28	-	-	-	nicht auflösbar
29	-	-	-	nicht auflösbar
30	21.25	16.74	4.51	
31	19.50	17.93	1.57	
32	-	-	-	nicht auflösbar
33	21.05	19.47	1.58	
34	16.49	15.44	1.05	
35	17.92	16.60	1.32	
36	16.71	15.79	0.92	
37	-	-	-	siehe Nr. 36

Nummer	B [mag]	V [mag]	$B - V$ [mag]	Bemerkung
38	18.29	17.01	1.28	
39	17.76	16.64	1.12	
40	15.42	14.00	1.42	
41	19.21	17.22	1.99	
42	20.66	18.96	1.70	
43	-	-	-	siehe Nr.42
44	17.99	16.50	1.49	
45	19.48	17.61	1.87	
46	19.41	17.77	1.64	
47	17.56	16.52	1.04	
48	16.61	15.77	0.84	
49	17.84	17.12	0.72	
50	14.31	14.02	0.29	
51	13.61	13.32	0.29	
52	20.88	18.58	2.30	
53	19.73	16.86	2.87	
54	17.93	16.60	1.33	
55	-	-	-	nicht auflösbar
56	18.26	17.42	0.84	
57	-	-	-	nicht auflösbar
58	-	-	-	nicht auflösbar
59	18.14	16.93	1.21	
60	16.70	15.79	0.91	
61	19.48	17.93	1.55	
62	20.68	18.70	1.98	
63	18.14	16.95	1.19	
64	15.19	14.31	0.88	
65	-	-	-	nicht auflösbar
66	-	-	-	nicht auflösbar
67	20.29	17.97	2.32	
68	16.69	15.54	1.15	
69	-	-	-	nicht auflösbar
70	19.11	17.54	1.57	
71	19.98	17.97	2.01	
72	17.78	16.40	1.38	
73	17.95	16.86	1.09	
74	-	-	-	nicht auflösbar
75	15.33	14.42	0.92	
76	17.70	16.32	1.38	
77	15.34	14.70	0.64	
78	-	-	-	nicht auflösbar
79	19.04	17.63	1.41	
80	20.56	18.36	2.2	
81	17.24	16.04	1.2	

Publikationsliste

Während der Dissertationszeit wurden folgende wissenschaftliche Arbeiten veröffentlicht:

1. **S. Boyer**. Tracing galactic supernova activity via the decay of ^{26}Al . *International Cosmic Ray Conference*, 7:150, 2011
2. A. Summa, A. Ulyanov, M. Kromer, **S. Boyer**, F. K. Röpke, S. A. Sim, I. R. Seitenzahl, M. Fink, K. Mannheim, R. Pakmor, F. Ciaraldi-Schoolmann, R. Diehl, K. Maeda, and W. Hillebrandt. Gamma-ray diagnostics of Type Ia supernovae. Predictions of observables from three-dimensional modeling. *Astronomy and Astrophysics*, 554:A67, June 2013.

Danksagung

Diese Doktorarbeit wäre nicht möglich gewesen, wenn mir nicht aus vielen verschiedenen Richtungen tatkräftige Unterstützung entgegengebracht worden wäre. Für diese Hilfe im Großen, wie auch im Kleinen, möchte ich mich herzlich bedanken. An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Karl Mannheim, der mir die Chance gegeben hat, dieses spannende Thema am Lehrstuhl der Astronomie zu bearbeiten. Danke für die vielen Ideen und Gespräche, die meine Arbeit vorangebracht haben. Ein großer Dank gilt auch meinem Betreuer Dr. Dominik Elsässer, der in schwierigen Situationen immer die richtigen Worte gefunden hat. Vielen Dank auch für die fachliche Unterstützung und Beratung, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dieter Hartmann, der mich bei meinem Auslandsaufenthalt in Clemson, South Carolina, herzlich willkommen geheißen hat. Ich danke ihm besonders für seine Zeit und Hilfe bei meiner Arbeit in den USA und die tolle Unterstützung auch außerhalb der Physik. Auch den Kollegen in den USA, vor allem meinen Bürokollegen Courtney McGahee, Amber L. Porter und Joshua D. Wood, danke ich für eine tolle Zeit und die Einführung in die amerikanische Kultur.

Ich möchte mich auch bei allen Mitgliedern des Lehrstuhls für Astronomie für die tolle Zusammenarbeit bedanken. Vor allem die Grillabende und die Skifreizeit werden mir besonders in Erinnerung bleiben, aber auch die Unterstützung und Hilfe bei den verschiedensten Anlässen. Insbesondere danke ich Aleksander Paravac für die tolle Bürogesellschaft, die in physikalischer und nicht-physikalischer Art eine Bereicherung war. Auch für die Behebung der vielen kleinen und großen Computerprobleme danke ich recht herzlich. Ein weiterer Dank gebührt Alexander Summa für die tolle Zeit, die wir im Studium und am Lehrstuhl verbracht haben. Ein herzlicher Dank geht auch an die Mitglieder der Sternwarte Bamberg, die mir eine Einführung in die Auswertung von Röntgenbeobachtungen gegeben haben und auch weiterhin bei Problemen mit der Analysesoftware geholfen haben. Ebenfalls möchte ich mich bei den Mitgliedern des Graduiertenkollegs 1147 bedanken. Die freundliche Atmosphäre in dieser Gesellschaft war immer wieder hilfreich und bereichernd.

Mein letzter, aber größter Dank gilt den Leuten, die mir immer eine große Unterstützung waren. An erster Stellen stehen da meine Eltern, die immer für mich da waren und mich jederzeit unterstützt haben. Uvo Hölscher gebührt ein ebenso großer Dank für die Aufmunterung während schwerer Zeiten und die Unterstützung vor allem in der Endphase dieser Arbeit. Danke auch für das Korrekturlesen und die vielen Anregungen für diese Arbeit. Aber auch meinen Freunden gilt ein großer Dank, die mich immer wieder von Problemen abgelenkt und mich aufgemuntert haben. Vielen Dank dafür.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation eigenständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Würzburg, den 26.02.2015

Sonja Boyer