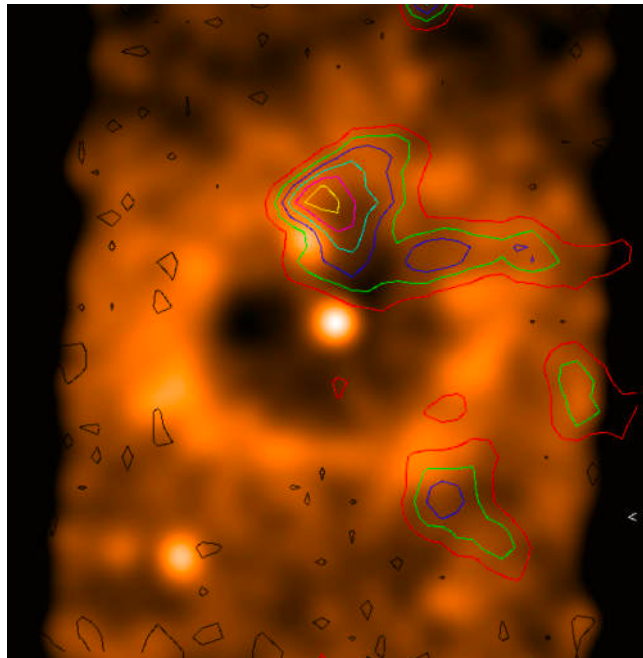


Bestimmung der Entfernung des Röntgendoppelsterns 4U 1630-47 mithilfe des Röntgenteleskops Chandra und des Radioteleskops APEX



Forschungsarbeit im Rahmen des TUMKollegs Jahrgang 2022/24
am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik.

Betreuer Dr. Thomas Stanke
Wissenschaftlicher Mitarbeiter Hochenergie Astrophysik

Betreuende Lehrkraft Thomas Frank
Otto-von-Taube-Gymnasium Gauting

Eingereicht am 05.12.2023

Abstract

The aim of this research work is to determine the distance to the X-ray binary 4U 1630-47. Astronomical distance determination is generally difficult, as there are only a few reference points for the distance of such objects. This X-ray source had an X-ray outburst that was observed both directly and via a scattering molecular cloud. The scattered X-rays form a halo around the source.

Using observations from Chandra and APEX, I have compared the structure of the halo and the molecular clouds in the line of sight to 4U 1630-47, which indicates that a molecular cloud with a radial velocity of -79 km/s is mainly responsible for the scattering of the X-rays forming the halo. The determination of the distance using the Galactic Rotation Curve of this molecular cloud resulted in two different values due to the near-far-distance ambiguity: 4.7 kpc and 10.3 kpc. I found another cloud with a radial velocity of -105 km/s, which seems to have absorbed part of the X-rays from the halo, meaning it has to be between Earth and the scattering cloud. This cloud's distance from Earth is found to be at least 6.2 kpc. Thus, the cloud with a radial velocity of -79 km/s is most likely at the far distance, because the near distance is lower than the distance of the absorbing cloud. The distance to 4U 1630-47 can be determined from the time difference between the observation of the X-ray burst and the observation of the halo and the extent of the halo using geometry. The resulting distance is $11.0 \text{ kpc} \pm 0.8 \text{ kpc}$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Voraussetzungen	4
2.1 Aktueller Forschungsstand	4
2.1.1 Massereiche Röntgendoppelsterne	4
2.1.2 Der Röntgendoppelstern 4U 1630-47	6
2.1.3 Hintergrund der Methode	6
2.2 Verwendete Instrumente und Daten	7
2.2.1 Chandra-Röntgenteleskop	7
2.2.2 APEX-Radioteleskop	8
3. Bestimmung der Entfernung	10
3.1 Konvertieren der Röntgendaten	11
3.2 Bestimmung der Geschwindigkeit der molekularen Wolke relativ zur Sonne	15
3.2.1 Multiplikation der Röntgen-Werte mit den Radio-Werten	15
3.2.2 Vergleich des Anteils der Überschneidung der Röntgen- und Radiobilder	16
3.2.3 Vergleich der Differenzen zwischen Radiobildern und Röntgenbild	17
3.3 Geometrische Abschätzung der Entfernung der molekularen Wolke und des Röntgendoppelsterns	20
3.3.1 Berechnung der Entfernung der molekularen Wolke	20
3.3.2 Berechnung der Entfernung des Röntgendoppelsterns	22
4. Ergebnisse und Diskussion	26
4.1 Bewertung der Ansätze zur Geschwindigkeitsbestimmung der molekularen Wolke relativ zur Sonne	26
4.1.1 Multiplikation der Röntgen-Werten mit den Radio-Werten	26
4.1.2 Vergleich des Anteils der Überschneidung der Röntgen- und Radiobilder	28
4.1.3 Vergleich der Differenzen zwischen Radiobildern und Röntgenbild	30
4.2 Berechnung der Entfernung von 4U 1630-47	31

4.3 Erkenntnisse zur Nah-Weit-Entfernungsdoubledeutigkeit	32
4.4 Vergleich mit anderen Arbeiten	33
4.5 Fehlerabschätzung	34
4.6 Glaubhaftigkeit der Ergebnisse	36
5. Zusammenfassung und Ausblick	37
5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	37
5.2 Ausblick für weitere Forschung	37
Danksagung	39
Eigenständigkeitserklärung	40
Literaturverzeichnis	41
Appendix A	42
Appendix B	43
Appendix C	44
Appendix D	45

1. Einleitung

Das Universum war für die Menschen aufgrund seiner Größe schon immer besonders faszinierend und mysteriös. Obwohl die Wissenschaft in den letzten Jahrhunderten große Fortschritte gemacht hat, bleiben viele extraterrestrische Prozesse unerklärt. Ein, wahrscheinlich auch dem Namen geschuldet, sehr bekanntes extraterrestrisches Objekt ist das schwarze Loch, welches alles in seiner Umgebung, sogar Licht, anscheinend für immer einsaugt und dabei wächst. Röntgendoppelsterne, die aus einem schwarzen Loch und einem Doppelsternbegleiter bestehen, können einen Röntgenausbruch haben, welchen man von der Erde mithilfe von Röntgenteleskopen wie Chandra beobachten kann. Da uns die Untersuchung von diesen Röntgenausbrüchen mehr über schwarze Löcher verraten kann, wird diese Arbeit sich damit beschäftigen, die Entfernung des Röntgendoppelsterns 4U 1630-47 zur Erde anhand von Röntgenaufnahmen eines Röntgenausbruchs und Radioaufnahmen einer molekularen Wolke, die diese Röntgenstrahlen gestreut hat, zu messen. Diese Daten sollen dazu beitragen, physikalische Prozesse in der Umgebung von schwarzen Löchern und deren Entwicklung besser zu verstehen.

Um das zu leisten, werden zuerst der aktuelle Forschungsstand erläutert und anschließend die Teleskope, mit denen ich gearbeitet habe, vorgestellt. Daraufhin wird die Methode zur Entfernungsbestimmung mit einer Fehlerabschätzung erklärt und die Entfernung bestimmt. Zum Schluss werden die Glaubhaftigkeit der Ergebnisse und die Grenzen der Methode diskutiert sowie ein Vergleich zu anderen Arbeiten gezogen und Ausblicke für weitere Forschung gegeben.

2. Voraussetzungen

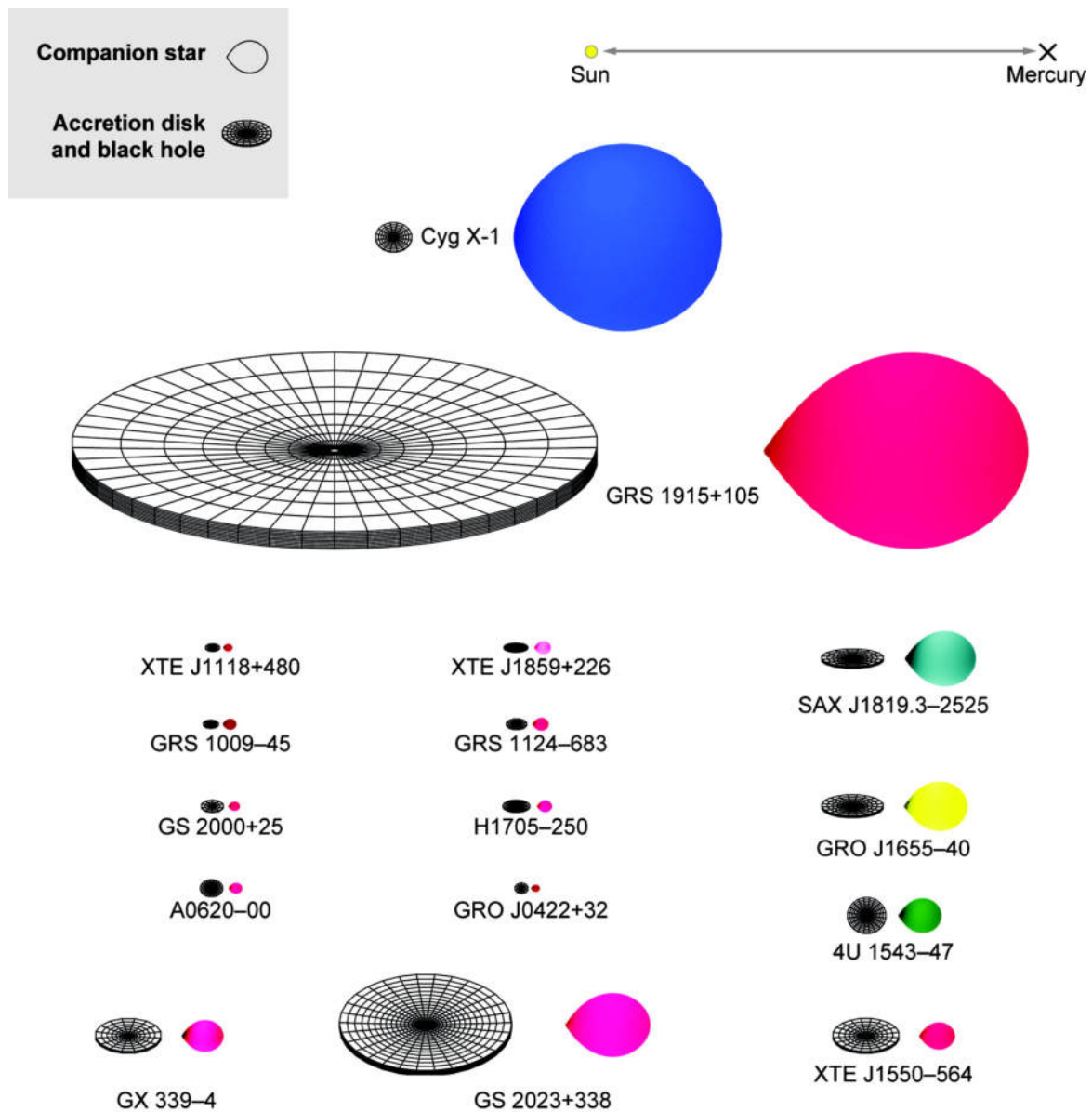
2.1 Aktueller Forschungsstand

2.1.1 Massereiche Röntgendoppelsterne

Ein massereicher Röntgendoppelstern besteht nach [Fornasini et al. \(2023\)](#) aus einem Neutronenstern oder schwarzen Loch und einem stellaren Doppelsternbegleiter, von dem Masse akkretiert wird. Er entsteht aus einem Doppelsternsystem aus zwei massereichen Sternen, dessen massereichere Stern sich zu einem Neutronenstern oder schwarzen Loch entwickelt. Die Masse, die akkretiert wird, gibt potentielle Gravitationsenergie als

Röntgenstrahlung ab. Die Rate der Akkretion und damit die Menge an emittierter Röntgenstrahlung kann variieren. Wenn die Rate der Akkretion plötzlich stark steigt, lässt sich die steigende Menge an empfangener Röntgenstrahlung als Röntgenausbruch beobachten.

In Abbildung 1 sind verschiedene Arten und Größen von Doppelsternsystemen dargestellt. 4U 1630-47 hat eine ähnliche Konstellation wie SAX J1819.3-2525 in der Abbildung.



 Remillard RA, McClintock JE. 2006.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 44:49–92

Abb. 1: Arten von Doppelsternen
Abbildung aus Remillard et al. (2006) Figure 1

2.1.2 Der Röntgendoppelstern 4U 1630-47

4U 1630-47 ist ein Röntgendoppelstern, von dem vermutet wird, dass er aus einem schwarzen Loch und einem massereichen Stern besteht (z.B. [Kalemci et al. 2018](#)).

[Kalemci et al. \(2018\)](#) vermuten auch, dass der Röntgendoppelstern $11,5 \text{ kpc} \pm 0,3 \text{ kpc}$ von der Erde entfernt ist.

Laut [Abe et al. \(2005\)](#) hat 4U 1630-47 etwa alle 600 bis 650 Tage annähernd regelmäßige Röntgenausbrüche (Lichtkurve über 20 Jahre in Abb. 2). Der Röntgendoppelstern wurde auch in [Parmar et al. \(1995\)](#) und in [Jones et al. \(1976\)](#) analysiert.

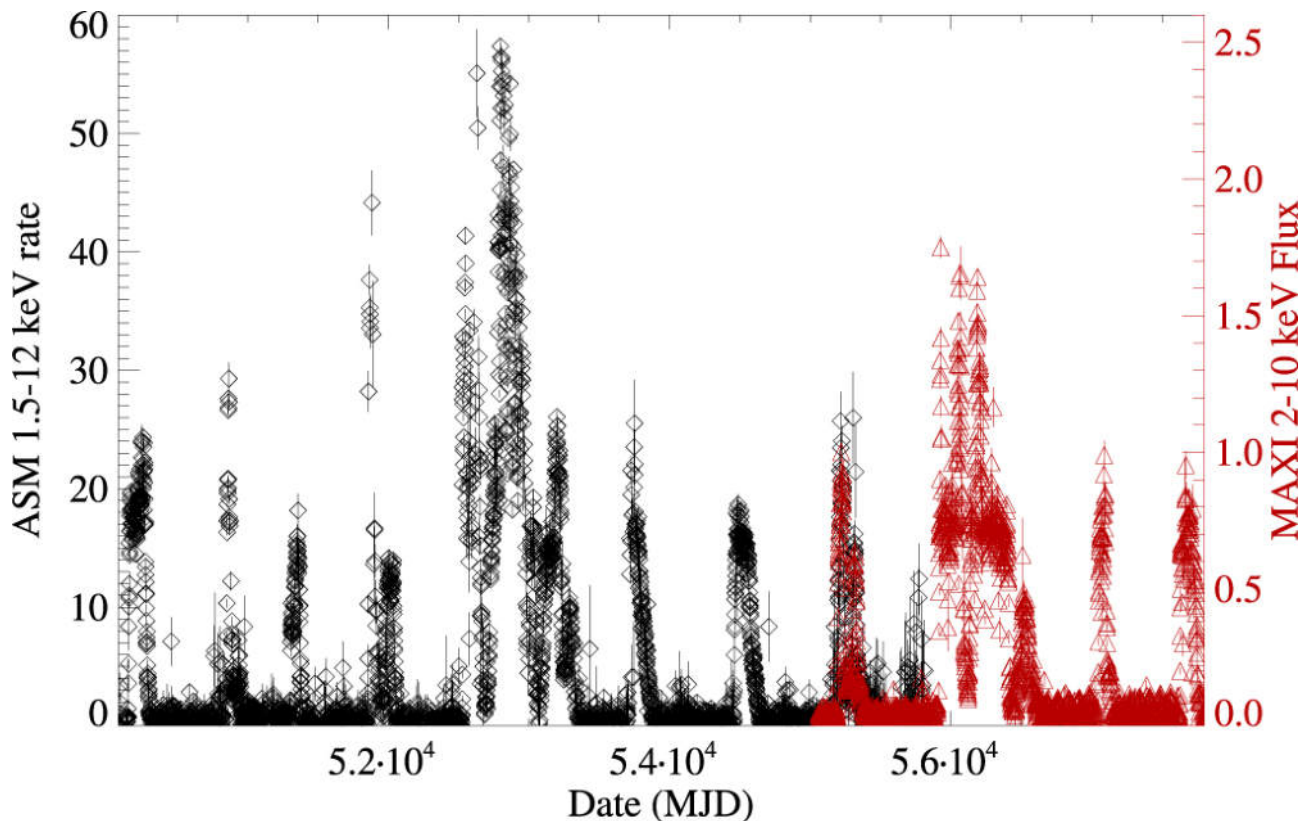


Abb. 2: Lichtkurve von 4U 1630-47 von 1996 bis 2016

Abbildung aus [Kalemci et al. \(2018\)](#) Figure 1

Der Doppelsternbegleiter von 4U 1630-47 konnte im Infrarotbereich bisher nicht detektiert werden, weil in der Sichtlinie zwischen der Erde und dem Doppelsternbegleiter viel kosmischer Staub die Infrarotstrahlung und optische Strahlung blockiert. ([Augusteijn et al. 2001](#))

2.1.3 Hintergrund der Methode

Das Grundprinzip der verwendeten Methode ist, dass der Zeitpunkt eines Röntgenausbruchs einer variablen Röntgenquelle sowie der aus gestreuter Strahlung entstehende Halo und der Zeitpunkt der Entstehung des Halos gemessen werden. Außerdem werden

die molekularen Wolken in der Sichtlinie zu der Quelle kartiert. Die Struktur des Halos wird dann mit der Struktur der molekularen Wolken verglichen, um zu bestimmen, welche Wolke die Röntgenstrahlung, die den Halo bildet, gestreut hat. Anschließend werden geometrisch die Entfernung der streuenden Wolke und die Entfernung der Quelle berechnet.

Diese Methode wurde zuerst in Trümper und Schönfelder (1973) ausgearbeitet. Verwendet wurde sie beispielsweise in Lamer et al. (2021), um die Entfernung von MAXI J1348-630 zu bestimmen. Man kann die Methode auch umgekehrt benutzen, um die Entfernung von molekularen Wolken zu berechnen. Das wurde beispielsweise in Jin et al. (2017) verwendet, um mithilfe eines bekannten Abstandes zur Röntgenquelle die Entfernung zu einer Wolke zu bestimmen, sowie in Šiljeg et al. (2023) mithilfe eines Gammastrahlenausbruchs.

2.2 Verwendete Instrumente und Daten

2.2.1 Chandra-Röntgenteleskop

Das Teleskop auf dem Chandra-Satelliten (voller englischer Name „Chandra X-ray Observatory“) wurde 1999 von NASA in eine Erdumlaufbahn gebracht. (Siehe <https://chandra.harvard.edu/about/>) Es kann Röntgenstrahlung aus heißen Regionen des Universums beobachten, beispielsweise Strahlung vom Röntgendoppelstern 4U 1630-47, um den es in dieser Arbeit geht. Weisskopf et al (2002) geben einen guten Überblick über die Funktionsweise und Anwendungsgebiete des Teleskops.

Ich arbeite mit Chandra-Bildern auf drei verschiedenen Energiebereichen (band-1: 1,5-2,15 keV, band-2: 2,15-3,75 keV, band-3: 3,75-6 keV¹). Abb. 3 zeigt das energieärmste Chandra-Bild der niedrigsten Energiestufe band-1, die jeweils die Intensität der Röntgenstrahlung bestimmter Energiebereiche darstellen. Ein hellerer Pixel und eine höhere Pixeldichte bedeutet, dass die Intensität der Röntgenstrahlung aus der Richtung höher ist.

¹ In der Röntgenastronomie wird die Wellenlänge bzw. Frequenz der Strahlung typischerweise in keV angegeben. 1 keV entspricht etwa einer Wellenlänge von 1,24 nm, die Formel lautet

$$E = hf = h \frac{c}{\lambda}. h \text{ ist das Plancksche Wirkungsquantum, } f \text{ die Frequenz der Welle, } c \text{ die Lichtgeschwindigkeit und } \lambda \text{ die Wellenlänge.}$$

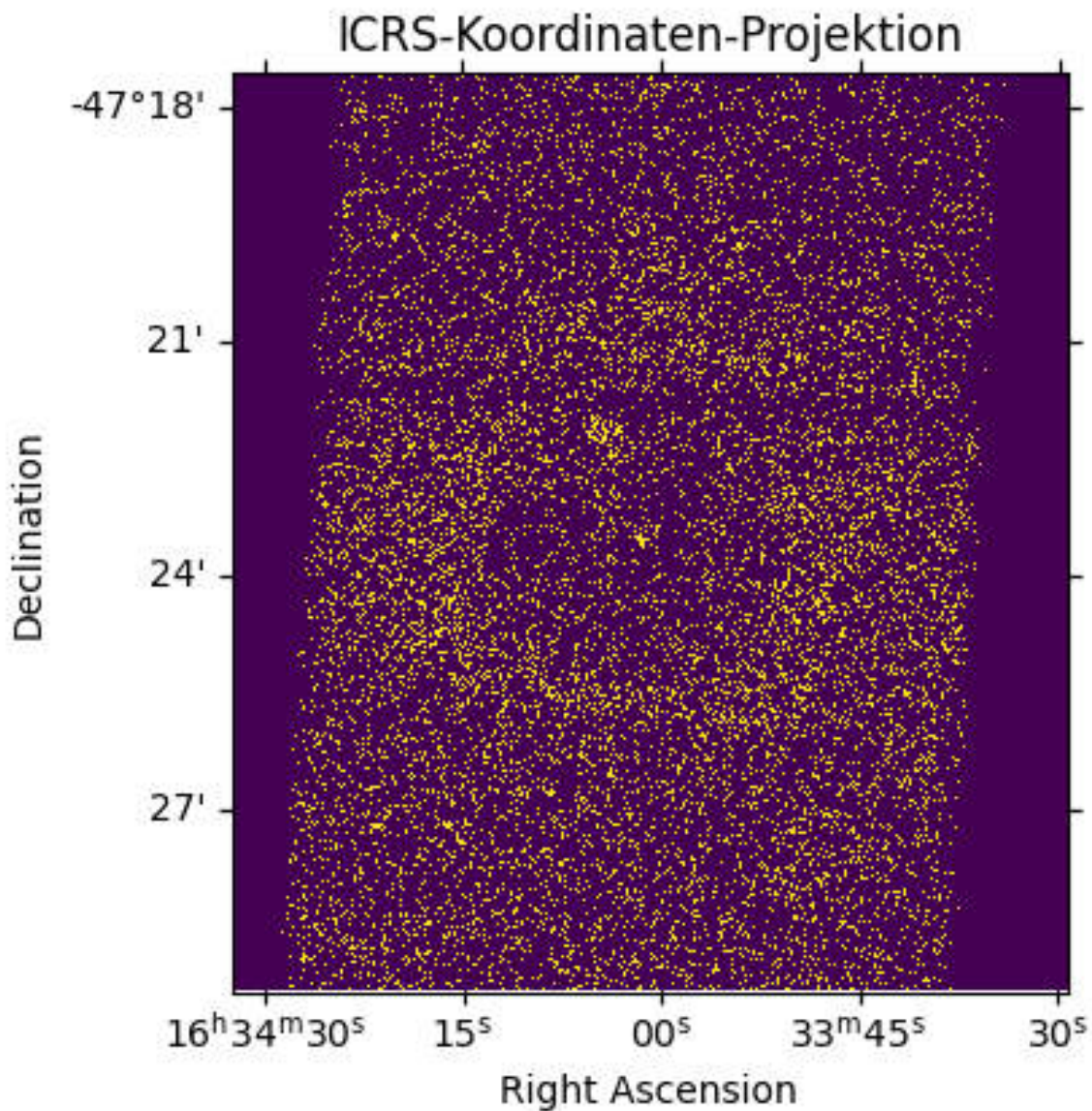


Abb. 3: Ausschnitt aus Chandra-Bild mit Energiebereich 1,5-2,15 keV

2.2.2 APEX-Radioteleskop

Das „Atacama Pathfinder Experiment“, kurz APEX, zuerst beschrieben in Güsten et al. (2006), ist ein Observatorium, welches seit der Inbetriebnahme 2005 Radiowellen im Millimeter- und Submillimeterbereich beobachten kann. Es steht in der Atacamawüste in Chile auf 5107 Metern über NN, da dort die Wetterbedingungen für die Messung von Millimeter- und Submillimeterwellen hervorragend sind. (Siehe <https://www.apex-telescope.org/ns/the-project/>)

Ich arbeite mit APEX-Bildern von der Radiostrahlung der molekularen Wolken zwischen der Erde und dem zu untersuchenden Röntgendoppelstern 4U 1630-47. Da es mithilfe der Rotverschiebung die Radialgeschwindigkeit der Wellen relativ zur Erde messen kann,

produziert es dreidimensionale Dateien, die aus 500 Ebenen bestehen, die die Radiowellen von verschiedenen Radialgeschwindigkeiten darstellen. Es werden Radialgeschwindigkeiten von $-174,5 \text{ km/s}$ bis 75 km/s betrachtet, wobei negative Geschwindigkeiten bedeuten, dass sich die Wolke auf die Erde zubewegt („Blauverschiebung“) und positive Geschwindigkeiten bedeuten, dass sich die Wolke von der Erde entfernt („Rotverschiebung“). Die Ebenen haben jeweils einen Abstand von $0,5 \text{ km/s}$. Die räumliche Auflösung dieser Messung ist ungefähr 30 Bogensekunden. Ich habe Radiodaten von drei verschiedenen Isotopologen: Eine Datei untersucht die Intensität des ^{12}CO -Moleküls bei einer Frequenz von $230,538 \text{ GHz}$, welches so häufig ist, dass man es nur am Rand molekularer Wolken beobachten kann, eine Datei untersucht die Intensität des ^{13}CO -Moleküls (Abb. 4) bei einer Frequenz von $220,399 \text{ GHz}$, welches überall in den Wolken zu finden ist, und eine Datei untersucht die Intensität des C^{18}O -Moleküls bei einer Frequenz von $219,560 \text{ GHz}$, welches nur an sehr dichten Stellen innerhalb der Wolken zu beobachten ist. Je dichter das jeweilige Molekül in der Wolke beobachtet wurde, desto heller sind die entsprechenden Pixel der Wolken auf den Radiobildern. Für die Auswertung wurde hauptsächlich das ^{13}CO -Bild verwendet, weil das ^{13}CO -Molekül über die komplette Wolke verteilt beobachtbar ist und die Wolkenstruktur am besten darstellt.

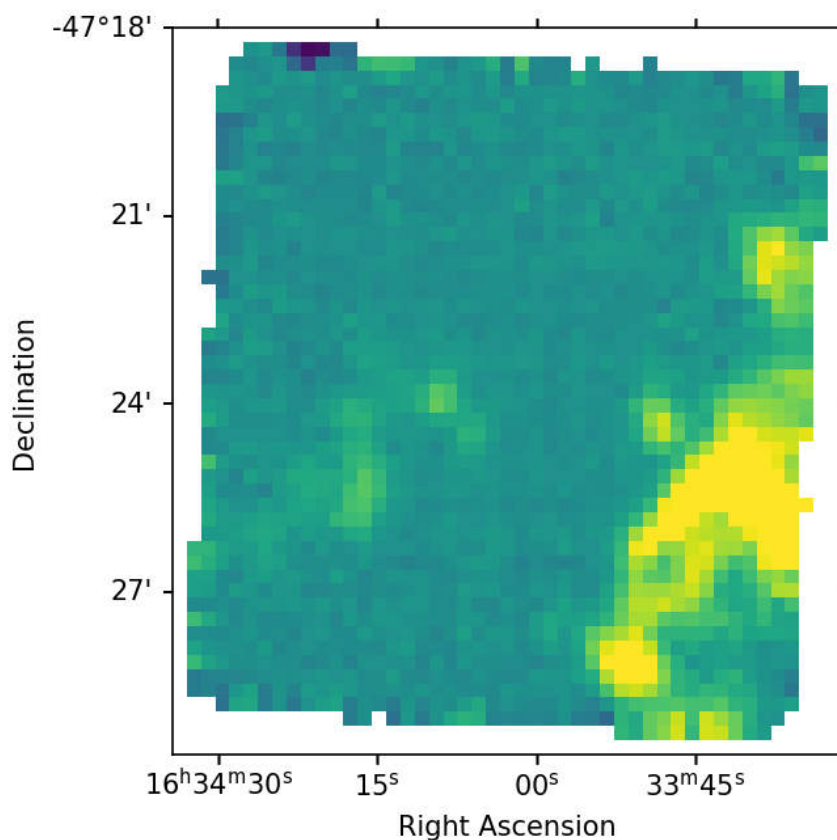


Abb. 4: Radioebene bei -99 km/s in ^{13}CO -Bild, Deklination in Grad, Rektaszension in Stunden

3. Bestimmung der Entfernung

Die Röntgenstrahlen, die von dem Röntgenausbruch emittiert werden, gehen teilweise auf direktem Weg zum Chandra-Teleskop, aber teilweise werden sie von einer molekularen Wolke gestreut, sodass einige Röntgenstrahlen über diesen Umweg das Chandra-Teleskop erreichen (Abb. 5). Um die Entfernung des Röntgendoppelsterns zur Erde zu bestimmen, benötige ich den Zeitunterschied zwischen der Ankunft der direkten Strahlung und der abgelenkten Strahlung, den ich von Chandra-Beobachtungen kenne, den Winkel, in dem die abgelenkte Strahlung beim Chandra-Teleskop eintrifft, welchen ich aus den Röntgendaten auslesen kann, und die Entfernung der molekularen Wolke, die die Röntgenstrahlung gestreut hat. Diese Entfernung kann ich mithilfe der Radialgeschwindigkeit dieser Wolke berechnen. Da es verschiedene molekulare Wolken entlang der Sichtlinie zum Röntgendoppelstern gibt, muss ich herausfinden, welche Wolke die Röntgenstrahlung gestreut hat. Dafür vergleiche ich die Röntgendaten des Chandra-Teleskops mit den Radiodaten des APEX-Teleskops, welche die Geschwindigkeiten der molekularen Wolken beinhalten. Mithilfe der räumlichen Struktur des Halos des Röntgendoppelsterns kann ich entscheiden, welche molekulare Wolke die Röntgenstrahlung gestreut hat.

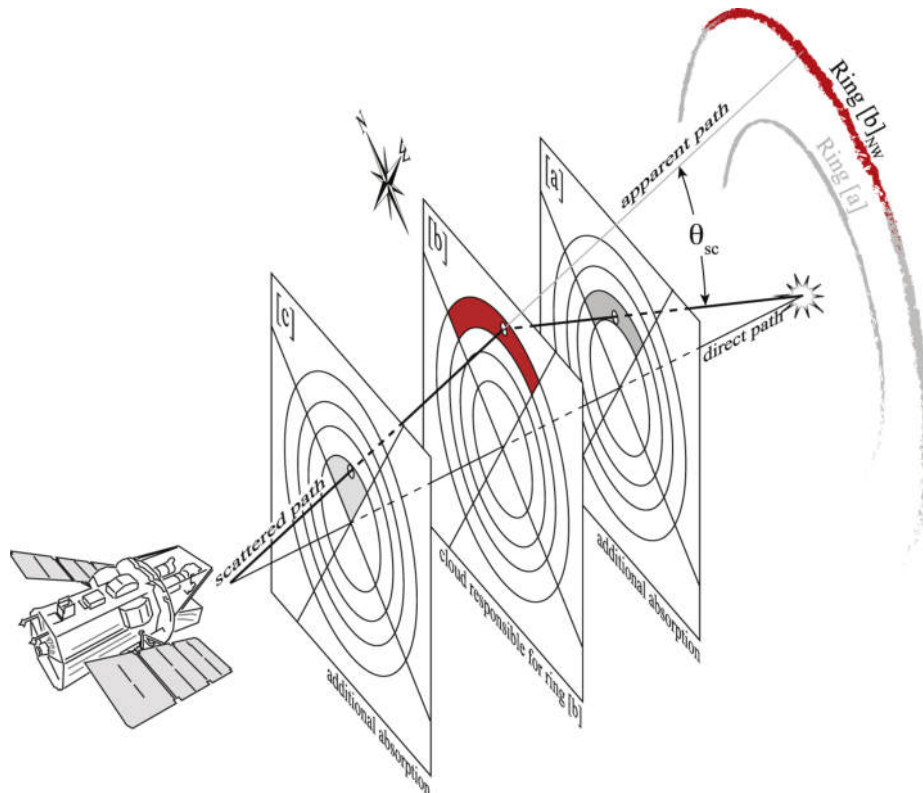


Abb. 5: Veranschaulichung der Entstehung des Halos aus abgelenktem Röntgenlicht, das das Teleskop aus einer anderen Richtung trifft

Abbildung aus Heinz et al. (2016) Fig. 12

3.1 Konvertieren der Röntgendaten

Um die drei Röntgenbilder mit den Radiobildern vergleichen zu können, müssen diese zunächst auf die gleiche Auflösung und Dimensionen gebracht werden. Dafür habe ich Python und astropy ([Astropy Collaboration et al. 2013](#), [Astropy Collaboration et al. 2018](#), [Astropy Collaboration et al. 2023](#)) verwendet.

Der erste Schritt war, beim band-3-Bild ungewollte Hintergrundobjekte, die nicht zum Röntgendoppelstern gehören, zu maskieren (Abb. 7 Mitte). Außerdem wurde bei allen drei Bildern die Lücke zwischen den Detektor-Chips des Chandra-Teleskops, die in Abb. 6 erkennbar ist, maskiert (Abb. 7 rechts). Ungewollte Hintergrundobjekte und die Chip-Lücke könnten den Vergleich verfälschen. Die Bilder sind vom band-3-Röntgenbild, da diese Strahlung von Vordergrundmaterial weniger absorbiert wird und daher die Streuung akkurater darstellt.

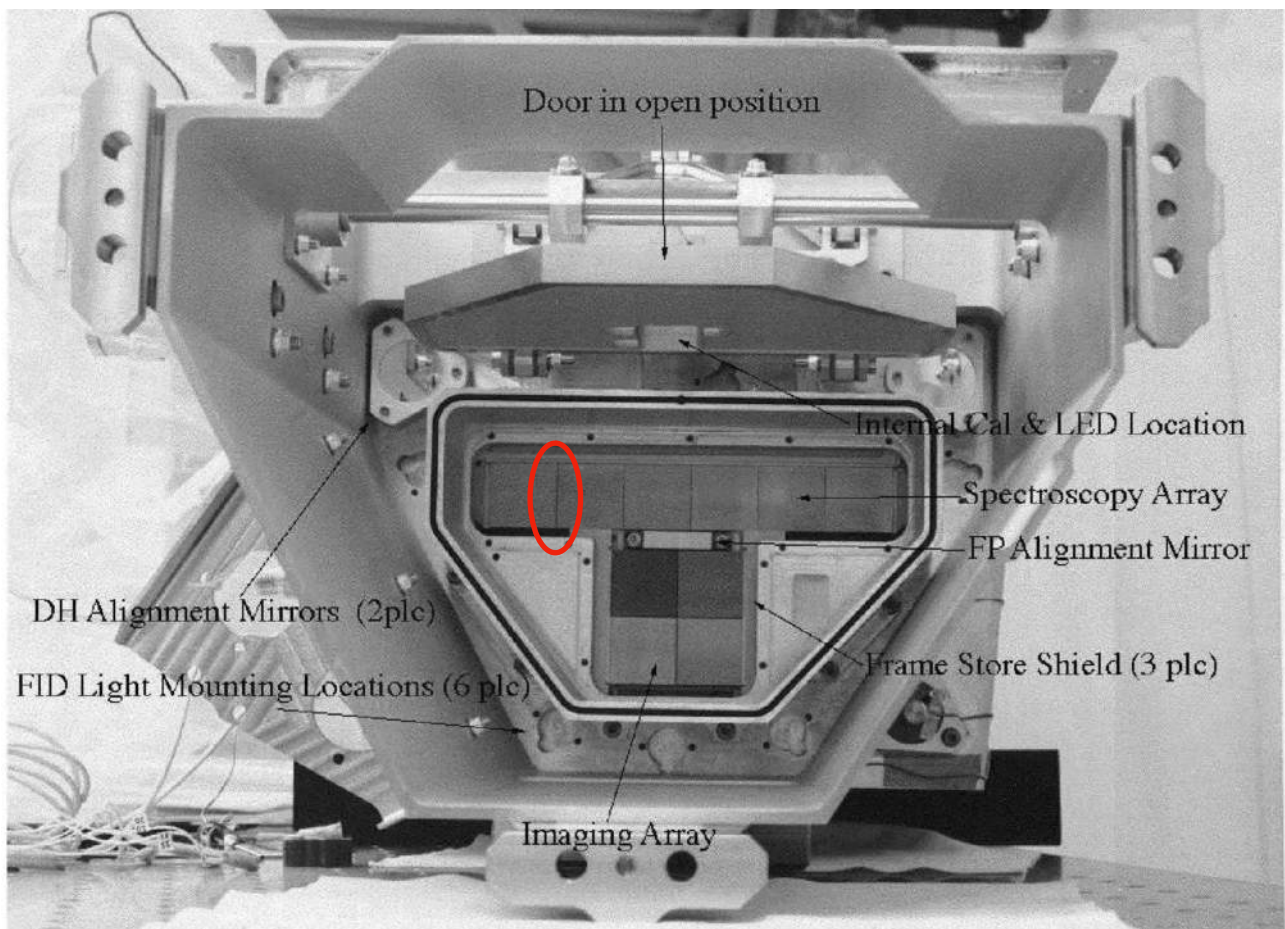


Abb. 6: Foto der Brennebene der Röntgenbildkamera von Chandra, die Lücke zwischen zwei Detektor-Chips ist rot markiert

Abbildung aus [Weisskopf et al \(2002\) Fig. 5](#)

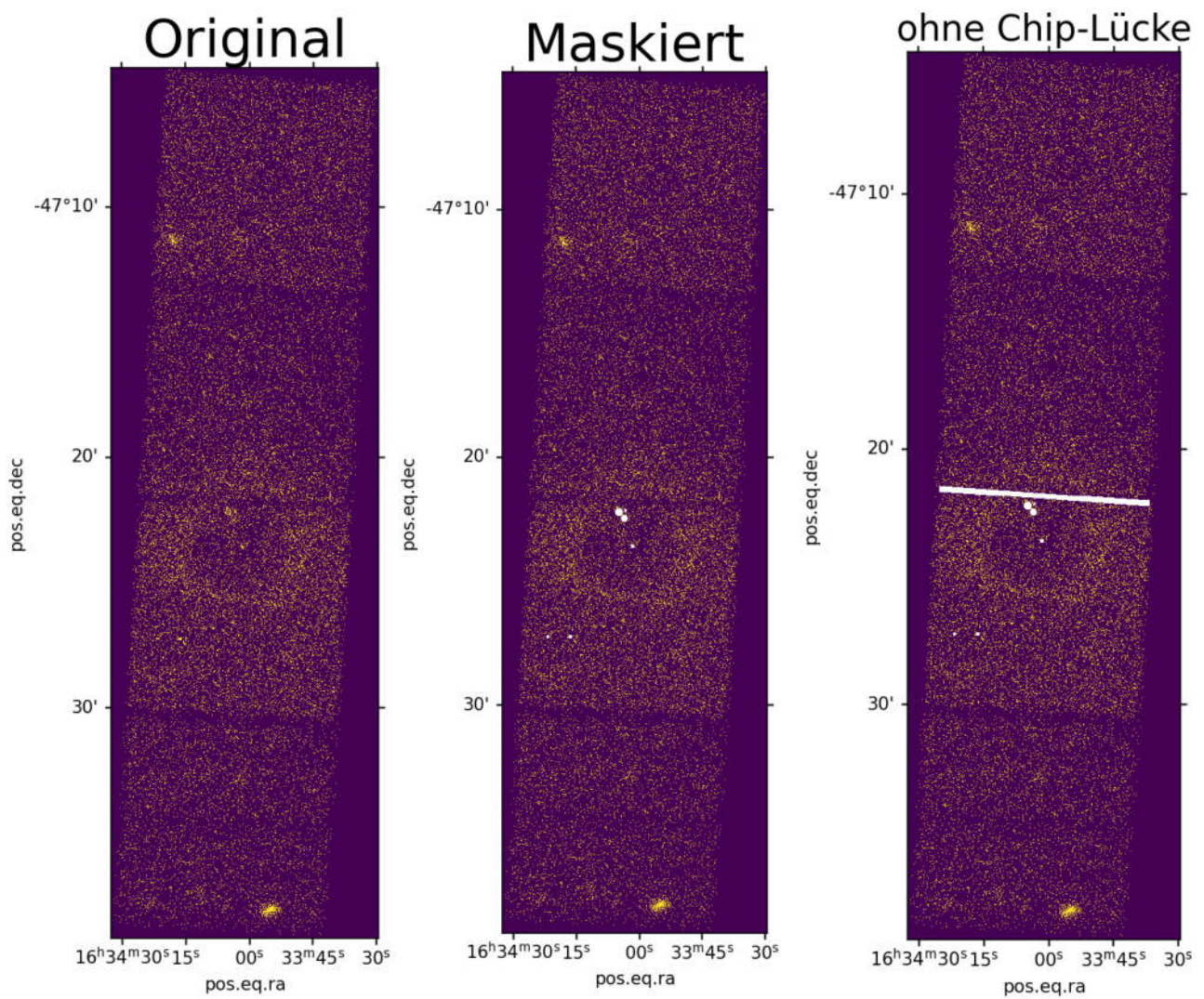


Abb. 7: band-3-Röntgenbild vor und nach Maskierung

Der zweite Schritt war, die Röntgendaten zu glätten, da diese eine deutlich höhere Auflösung und andere Dimensionen als die Radiodaten hatten. Die Glättung habe ich mithilfe der convolution-Funktion von astropy durchgeführt. Dieser Funktion habe ich einen zweidimensionalen Gaußfilter-Kern mit einer Standardabweichung von 7,5 gegeben, da das in etwa der Unterschied in der Pixeldichte der Datensätze ist. In Abbildung 8 ist der Unterschied zwischen dem geglätteten Bild und dem nicht geglätteten Bild sichtbar.

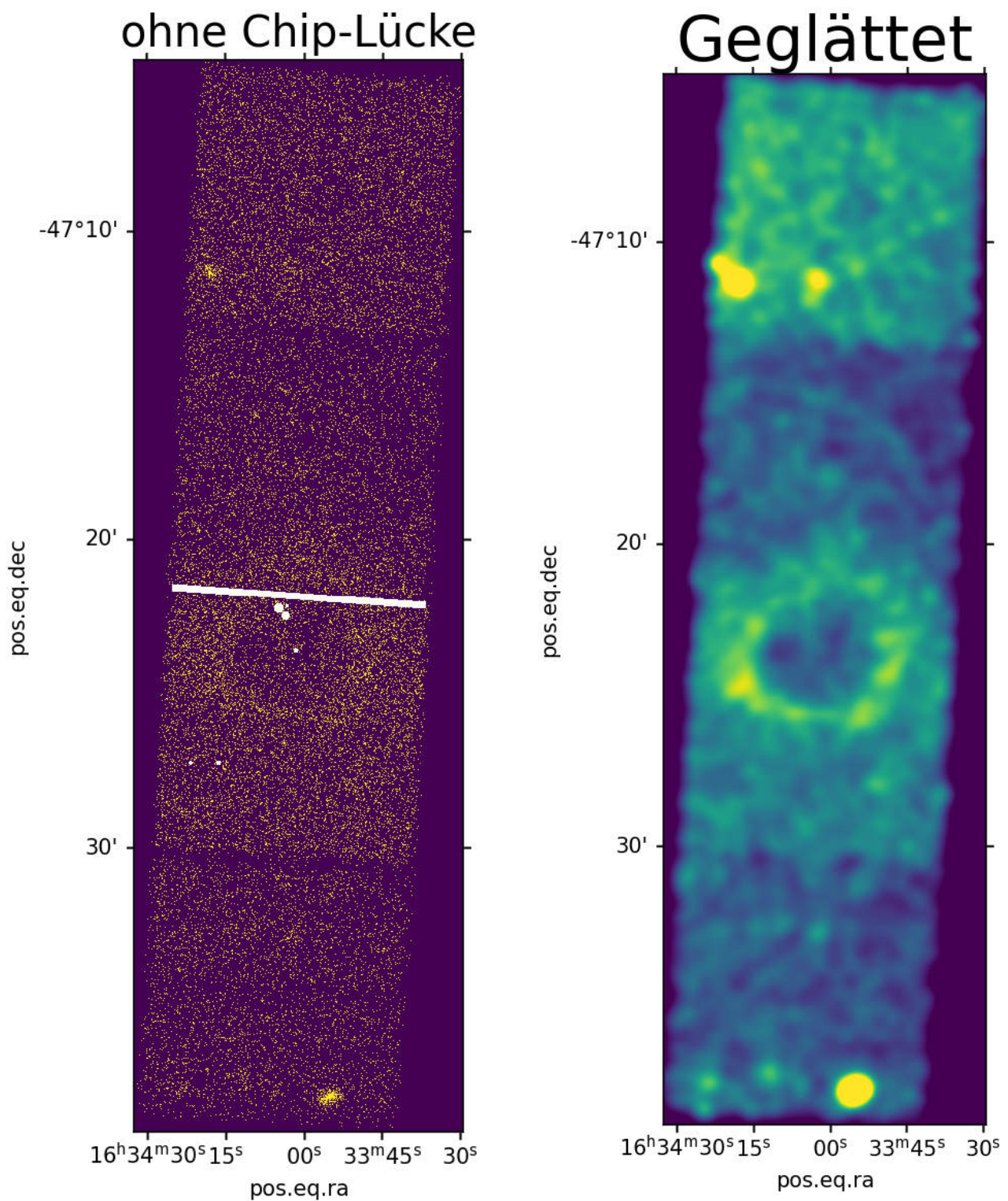


Abb. 8: band-3-Röntgenbild vor und nach der Glättung

Danach habe ich beide Datensätze auf den Halo des Röntgendoppelsterns reduziert, um Fehler durch Hintergrundstrahlung zu reduzieren. (Für Radiostrahlen-Datensatz Abb. 9, für Röntgenstrahlen-Datensatz Abb. 10 Mitte)

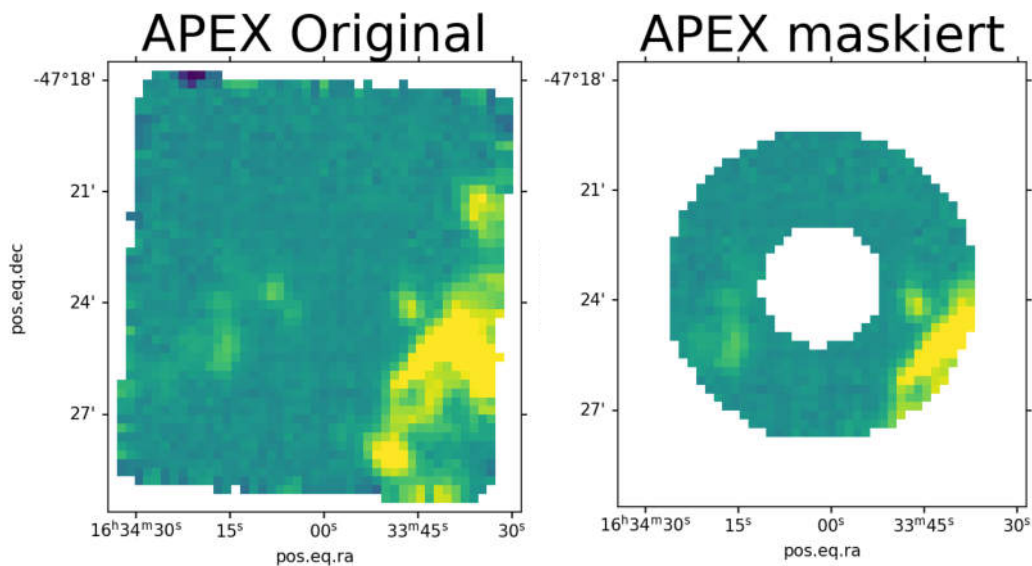


Abb. 9: ^{13}CO -Radiobild wird maskiert

Als Nächstes habe ich die Röntgenbilder auf das räumliche Koordinatensystem der Radiodaten und die Dimensionen der Radiobilder projiziert, damit die Bilder dieselbe Auflösung und Dimensionen haben und dadurch direkt vergleichbar sind. (Abb. 10 rechts)

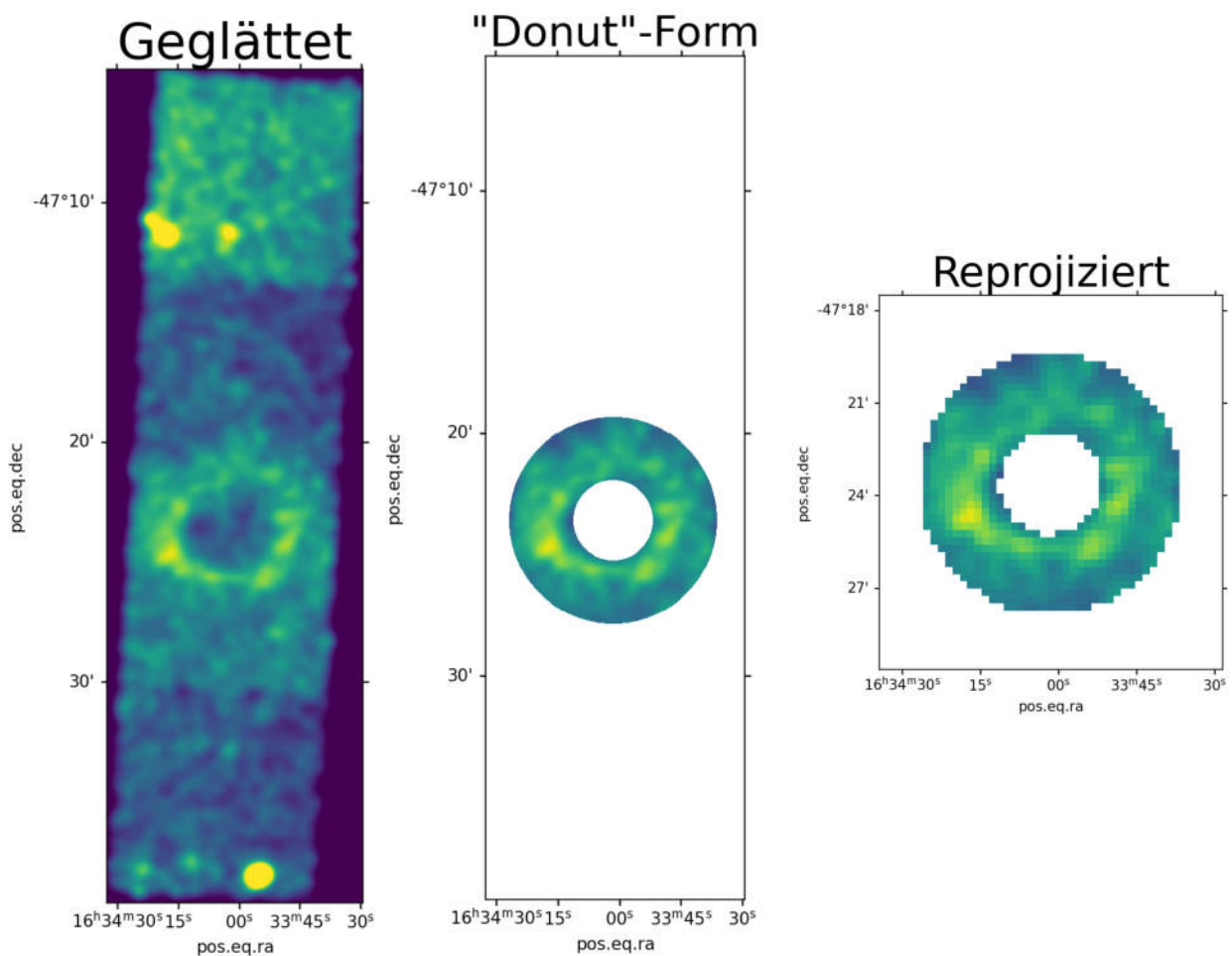


Abb. 10: Maskierung auf Donut, Reprojektion, Entfernung des überdeckten Bereiches beim band-3-Röntgenbild

3.2 Bestimmung der Geschwindigkeit der molekularen Wolke relativ zur Sonne

Um die Wolke zu finden, die für den Röntgenhalo verantwortlich ist, werden nun die beiden Datensätze verglichen.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeit verwende ich 3 verschiedene Ansätze, welche später in der Diskussion bewertet werden.

3.2.1 Multiplikation der Röntgen-Werte mit den Radio-Werten

Der erste Ansatz, die richtige molekulare Wolke zu finden, war, pro Ebene der Radiodaten jeden Pixel vom Röntgenbild mit dem entsprechenden Pixel der jeweiligen Radio-Ebene zu multiplizieren, und dann für jede Ebene die Produkte aufzusummieren. Molekulare Wolken, die hell sind, also mehr Gas vorhanden ist, und die sich gut mit dem Halo überschneiden, erhalten dadurch deutlich höhere Werte, da ihre hohen Pixelwerte mit den Röntgenwerten multipliziert werden. Der Ergebnisgraph dieser Methode für das band-3 Röntgenbild und die ^{13}CO -Radiobilder (Ergebnisgraphen für alle Röntgen-Energiebereiche und CO-Isotopologe siehe Appendix B) ist Abb. 11, höhere Werte bedeuten eine stärkere Überlagerung der beiden Bilder.

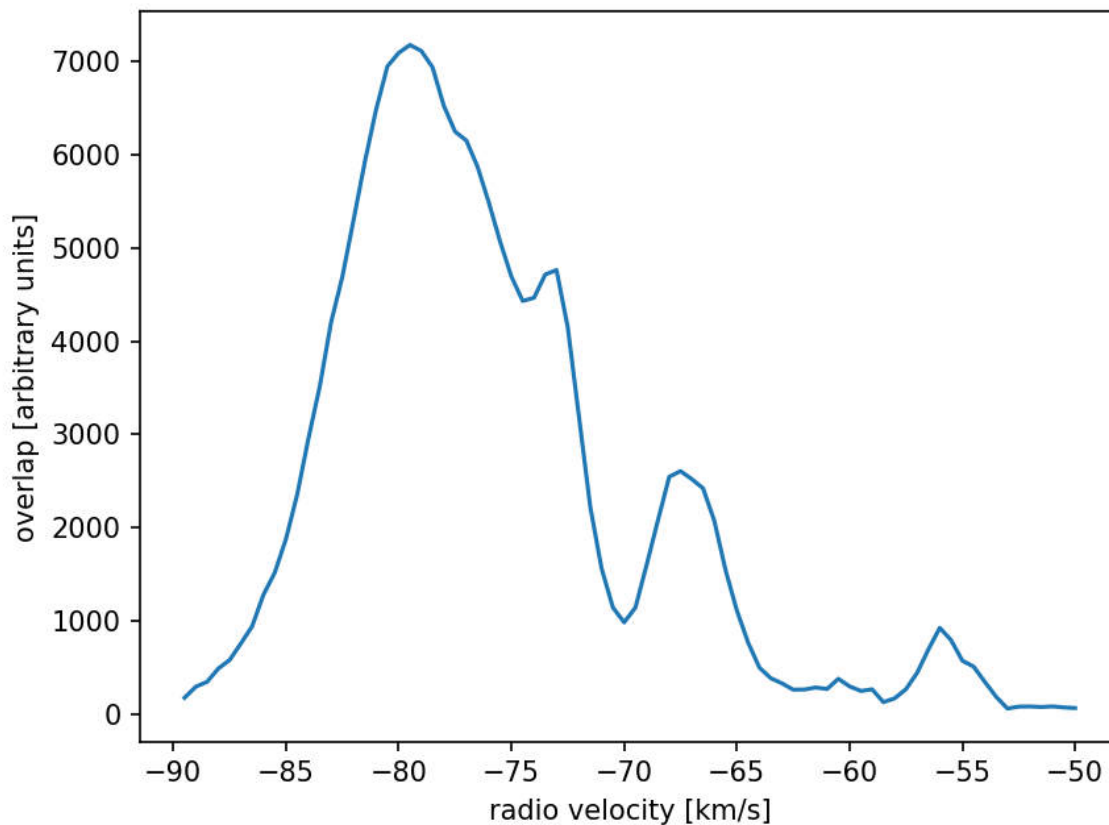


Abb. 11: Produkt des band-3-Röntgenbildes und der ^{13}CO -Radiobilder bei verschiedenen Radialgeschwindigkeiten über die jeweiligen Geschwindigkeitsebenen summiert

3.2.2 Vergleich des Anteils der Überschneidung der Röntgen- und Radiobilder

Da die Methode in 3.2.1 Radioebenen, die sehr helle Pixel auf Teilen des Röntgenhalos haben, genauso hohe Werte erhalten wie energieärmere Ebenen, die den Halo besser überdecken, habe ich im nächsten Schritt jede Radioebene durch die Summe der Pixelwerte dieser Ebene dividiert (Normalisierung). Anschließend habe ich wie in 3.2.1 jeden Pixel vom Röntgenbild mit dem entsprechenden Pixel der jeweiligen Radio-Ebene multipliziert, und dann für jede Ebene die Produkte aufsummiert (Abb. 12). Auf diese Weise soll mehr auf die Anordnung der Pixel anstatt deren Stärke geachtet werden.

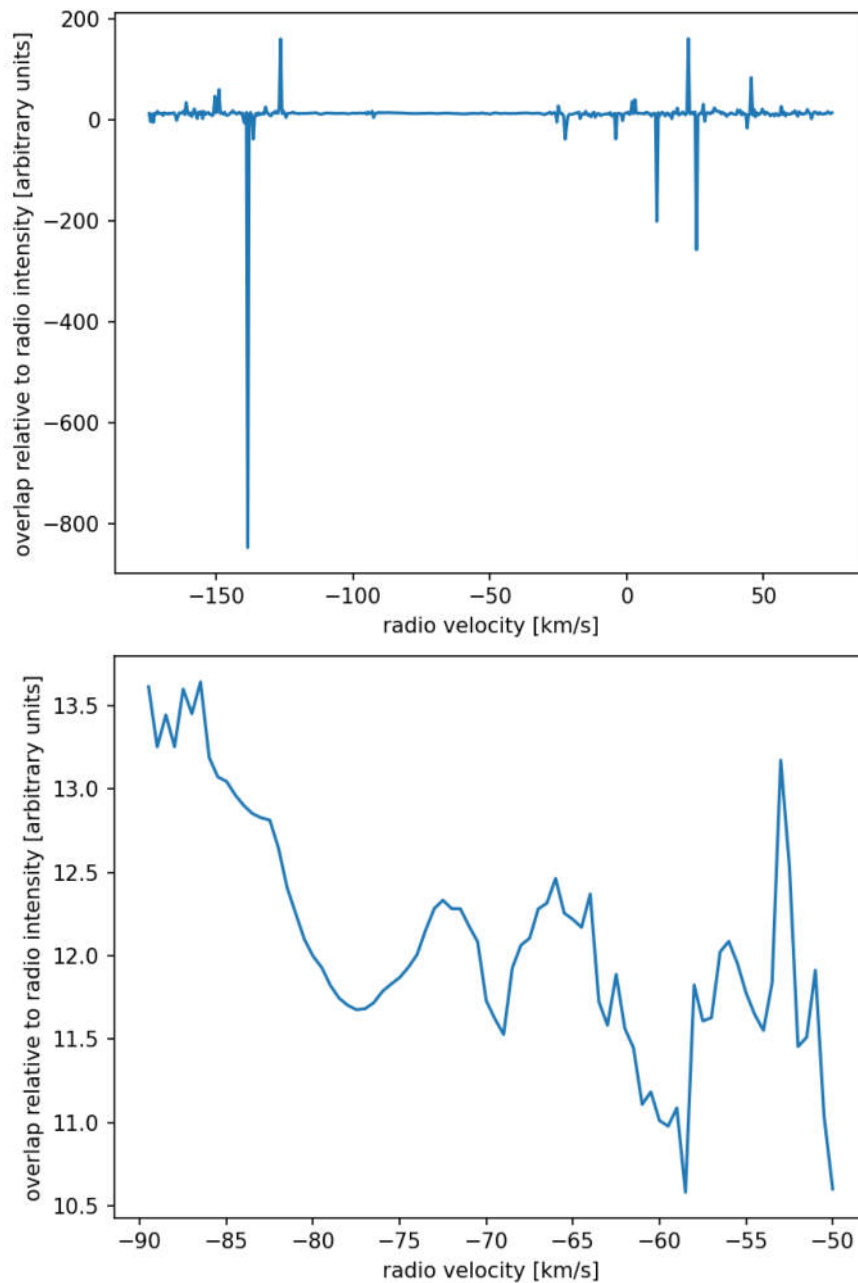


Abb. 12: Produkt des band-3-Chandra- und der normalisierten ^{13}CO -Radiobilder des jeweiligen Radiobildes über die jeweiligen Geschwindigkeitsebenen aufsummiert für alle gemessenen Radialgeschwindigkeiten (oben) und bei infrage kommenden Radialgeschwindigkeiten (unten)

3.2.3 Vergleich der Differenzen zwischen Radiobildern und Röntgenbild

Bei den ersten beiden Ansätzen wurden die Produkte der Pixel der jeweiligen Bilder untersucht. Maxima der Summen der Pixelprodukte zeigten die am ehesten passenden Wolken. Dieser Ansatz besteht darin, die Differenzen des Röntgenbilds und der Radioebenen zu vergleichen, da die Intensitätsverteilung der streuenden molekularen Wolke der Intensitätsverteilung des Halos ähneln muss. Bei diesem Ansatz werden die Differenzen

der Pixel der jeweiligen Bilder verglichen. Minima der Differenzen zeigen Wolken, die von der räumlichen Struktur her am Besten auf den Halo passen. Als erstes habe ich, um die Intensitätsverteilungen vergleichen zu können, die Gesamtintensitäten aller Radio-Ebenen mit der Gesamtintensität des Chandra-Bilds gleichgesetzt, indem ich für jede Radio-Ebene einen Intensitätsfaktor, den Quotienten der Gesamtintensität des Röntgenbildes und der Gesamtintensität der jeweiligen Radio-Ebene, gebildet habe. Für sehr schwache Wolken überwiegt in den Radiodaten zufälliges Rauschen. Um unbrauchbare Ergebnisse durch dieses Rauschen zu minimieren, werden Radiokanäle mit Gesamtintensität <50 auf 0 gesetzt, um nutzlose Ergebnisse wie Abb. 12 (oben) zu verhindern. Dann habe ich jeden Pixel jeder Radio-Ebene mit dem jeweiligen Intensitätsfaktor multipliziert.

Um jetzt die Intensitätsverteilungen zu vergleichen, habe ich für alle 500 Ebenen für jeden Pixel den Betrag der Differenz des Röntgenwerts und des Radiowerts berechnet, und diese dann für jede Ebene summiert. Da ein höherer Wert eine höhere Abweichung der Verteilungen der beiden Werte bedeutet, passen die Intensitätsverteilungen der Ebenen besser zum Röntgenbild, je niedriger ihr Wert ist.

Die resultierenden Werte wurden für den gesamten Bereich von $-174,5$ km/s bis 75 km/s (Abb. 13), und die relevanten Geschwindigkeiten $-84,5$ km/s bis -60 km/s (Abb. 14) dargestellt.

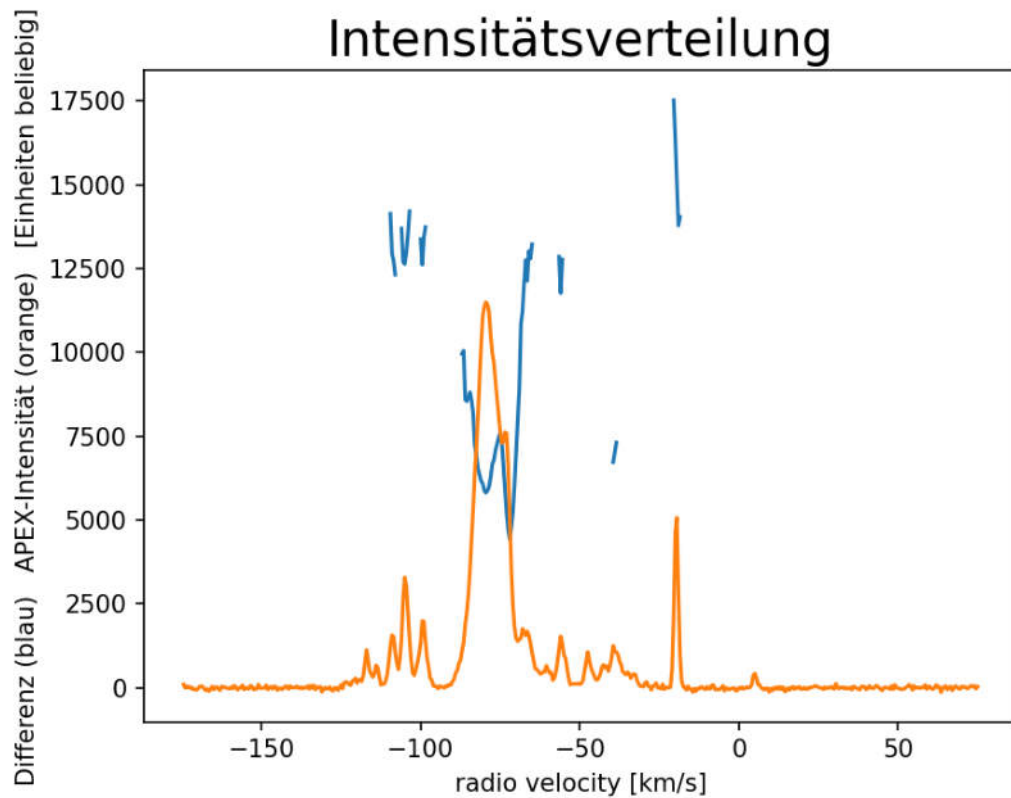


Abb. 13: Differenzen der Intensitätsverteilung zwischen Röntgenbild und Radiobildern und Gesamtintensität der Radiobilder (orange) bei allen gemessenen Radialgeschwindigkeiten

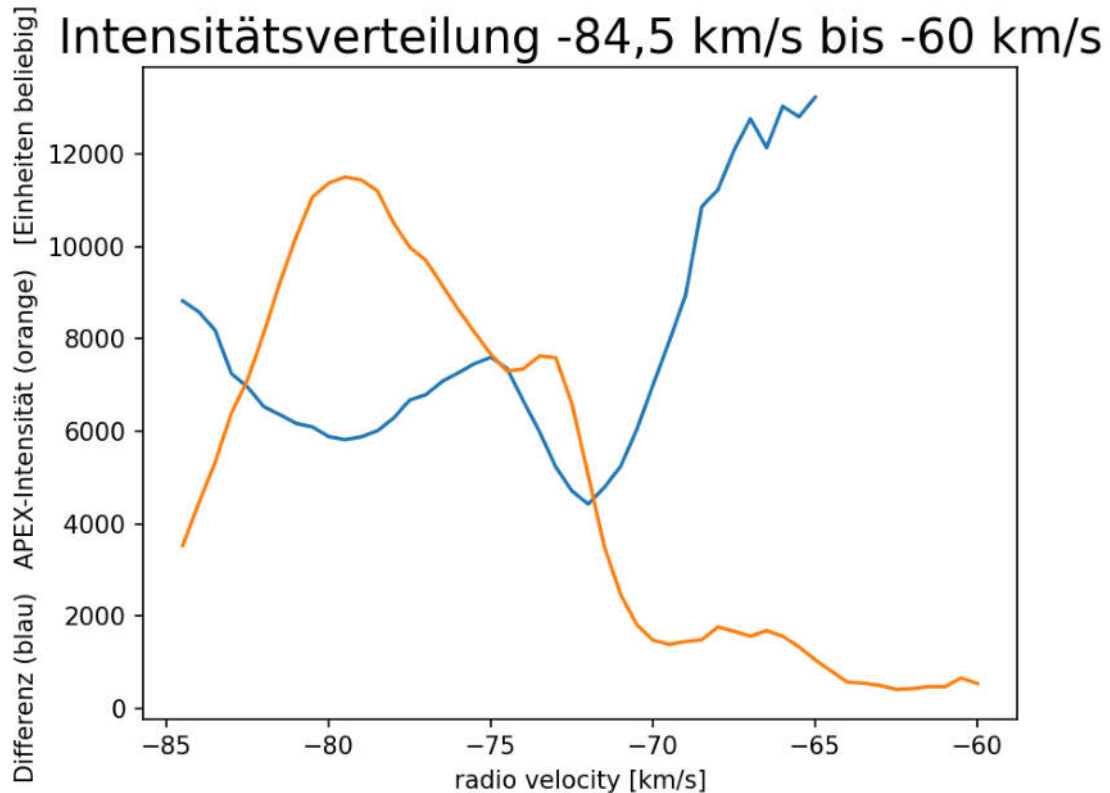


Abb. 14: Differenzen der Intensitätsverteilung zwischen Röntgenbild und Radiobildern (blau) und Gesamtintensität der Radiobilder (orange) bei infrage kommenden Radialgeschwindigkeiten

3.3 Geometrische Abschätzung der Entfernung der molekularen Wolke und des Röntgendoppelsterns

3.3.1 Berechnung der Entfernung der molekularen Wolke

Die Entfernung der molekularen Wolke von der Erde kann mit folgender Formel (z.B. Roman-Duval et al. 2009 Formel 2) berechnet werden:

$$d = R_{\odot} \cdot \cos(l) \pm \sqrt{R^2 - R_{\odot}^2 \sin^2(l)} \quad (1)$$

$R_{\odot}$ ist der Abstand der Sonne zum galaktischen Zentrum, l der Winkel zwischen galaktischem Zentrum und der Sichtlinie der molekularen Wolke, und R der Abstand der Wolke zum galaktischen Zentrum. R lässt sich mit Kenntnis der galaktischen Rotationskurve und Formel 1 aus Roman-Duval et al. (2009) ableiten:

$$R = R_{\odot} \sin(l) \frac{v(R)}{v_{rad} + v_{\odot} \sin(l)}$$

lesbar bei den galaktischen Koordinaten von 4U 1630-47 in simbad: $l = 336.911278$, $b = +00.250229$) ausrechnen. Aus der Tabelle für die galaktische Rotationskurve (jeweils galaktischer Radius und dazugehörige orbitale Geschwindigkeit, z.B. Tabelle 4 aus Reid et al. 2019) kann für alle Werte von R der Quotient $\frac{R}{v(R)}$ bestimmt werden. Der gesuchte

Wert für R ist derjenige, für den Quotientengleichheit zwischen $\frac{R}{v(R)}$ und $\frac{R_{\odot} \sin(l)}{v_{rad} + v_{\odot} \sin(l)}$ besteht.

3.3.2 Berechnung der Entfernung des Röntgendoppelsterns

Nun bestimme ich den Umweg, den die abgelenkte Röntgenstrahlung über die molekulare Wolke nimmt: Der Zeitunterschied zwischen Beobachtung des Ausbruchs und Beobachtung des Halos ist die Zeit, die der Umweg zusätzlich dauert. Diese Zeit multipliziert mit c ist demnach die Strecke des Umwegs U . Aus Abb. 16 lässt sich auslesen, dass die Strahlung, die am Ende des Ausbruchs abgestrahlt wurde, bei MJD² 57753 empfangen wurde, da zu diesem Zeitpunkt das Strahlungsniveau auf etwa die Hälfte des Strahlungsniveaus während des Ausbruchs gefallen ist. Das Chandra-Bild vom Halo wurde bei MJD 57789,4 aufgenommen (Kalemci et al. 2018, Table 1), was für die Strahlung, die am Ende des Ausbruchs abgestrahlt wurde und im Halo sichtbar ist, einen Umweg von 36,4 Lichttagen ($\approx 0,1$ Lichtjahr), also 0,0306 parsec ergibt.

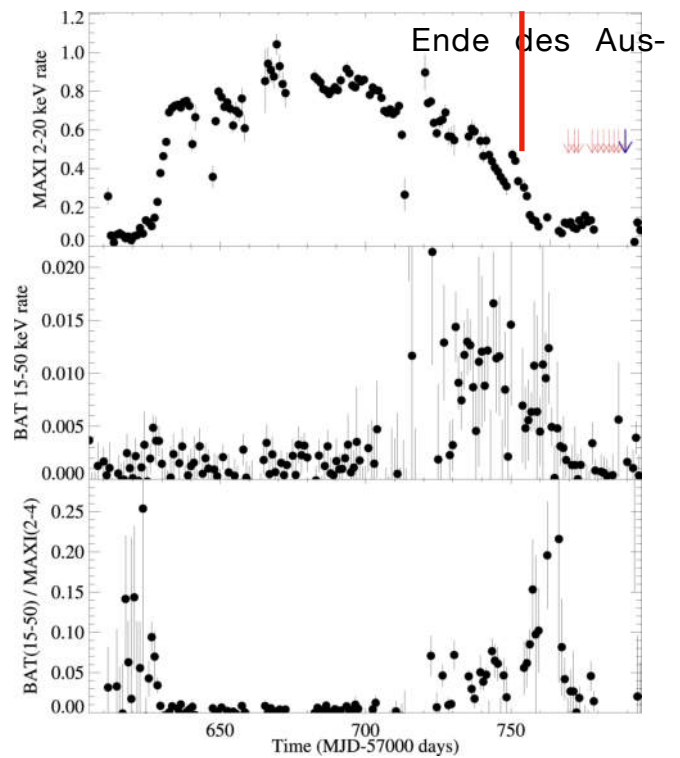


Abb. 16: Oben: Helligkeit der Röntgenstrahlung von 4U 1630-47 im Zeitverlauf
Abbildung aus Kalemci et al. (2018) Fig. 4

² Modified Julian Date: Tage, die seit dem 1. Januar -4712, 12 Uhr UT vergangen sind (julianisches Datum) minus 2.400.000,5

Den Winkel α habe ich aus der Chandra-Datei abgelesen, indem ich die Differenz des Winkels zwischen dem Röntgendoppelstern und dem innersten Punkt mit hohem Ausschlag des Halos gemessen habe. Die innersten Punkte des Halos sind genau diejenigen Punkte, die am Ende des Ausbruchs emittiert wurden, da die innersten Punkte den geringsten Umweg hatten. Da es keine Punkte gibt, die weiter innen liegen, die also einen kürzeren Umweg hatten, muss die Strahlung, die an inneren Rand des Halos gemessen wurde, am spätesten emittiert worden sein. Daher passt diese Strahlung zum oben bestimmten Umweg der Strahlung, die am Ende des Ausbruchs abgestrahlt wurde. Als Mittelpunkt habe ich die ICRS-Koordinaten des Röntgendoppelsterns in simbad verwendet, diese sind für ep=J2000 Ascension = 16 34 01.610 und Deklination = -47 23 34.80. Wie in Abb. 17 dargestellt, ist der gemessene Winkel

$$\alpha = 02'8,40'' = \left(2 + \frac{8,4}{60}\right)' = \frac{128,4^\circ}{3600}.$$

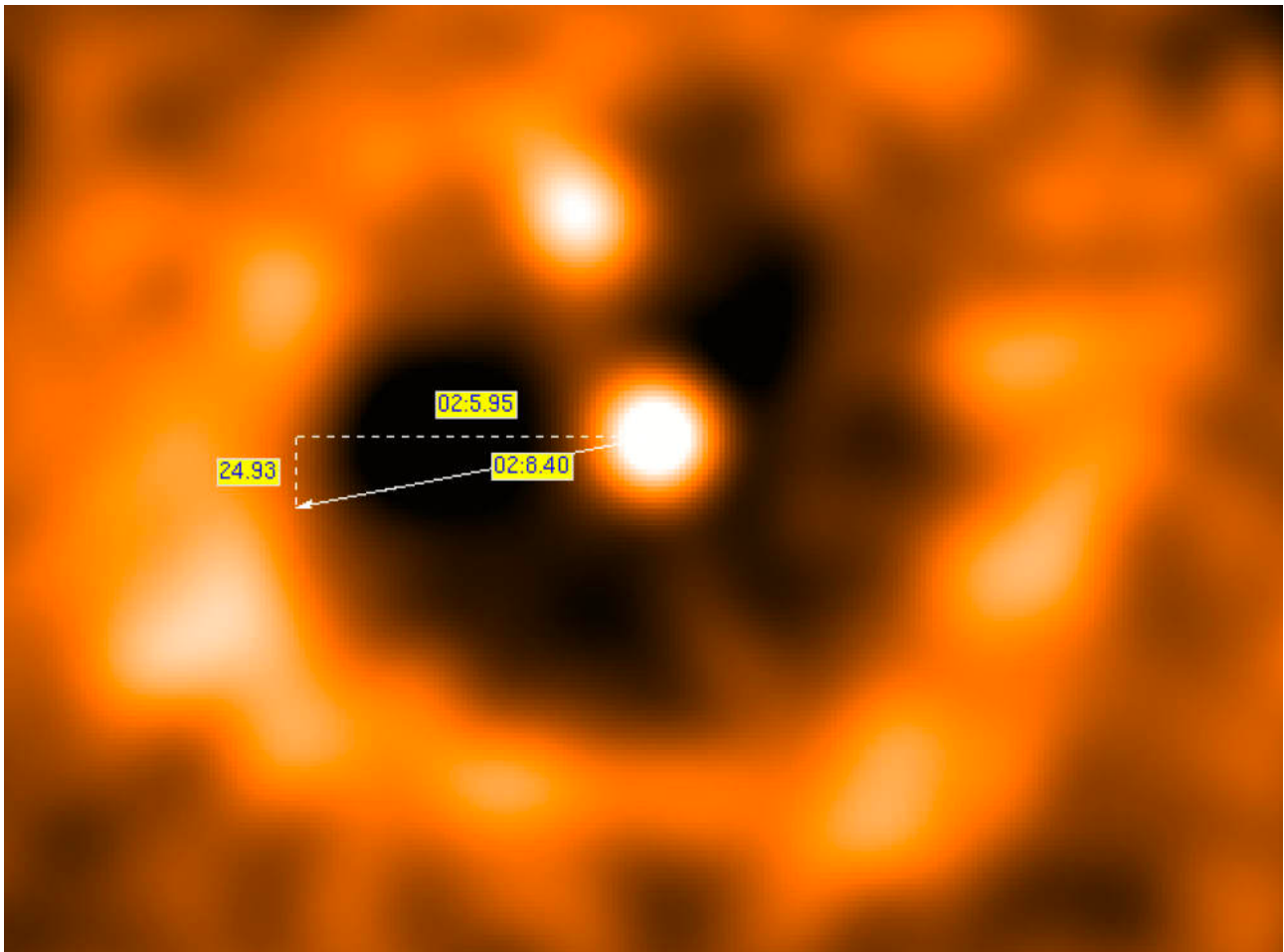


Abb. 17: Winkelmessung zwischen Röntgendoppelstern (helle Quelle in der Mitte) und innerem Halorand bei unmaskiertem geglättetem band-3-Röntgenbild

Mithilfe der Entfernung der molekularen Wolke d , dem Zeitunterschied zwischen Beobachtung des Ausbruchs und Beobachtung des Halos U , und dem Weg a , den das Licht, das gestreut wurde, zwischen molekularer Wolke und dem Chandra-Teleskop zurückgelegt hat, kann ich mithilfe der Formel

$$e = \frac{2d^2 + U^2 - \frac{2d^2}{\cos\alpha} - \frac{2dU}{\cos\alpha} + 2dU}{2\left(\frac{d}{\cos\alpha} - d - U\right)} \quad (3)$$

den Abstand e zwischen der molekularen Wolke und dem Röntgendoppelstern berechnen, sodass

$$x = d + e$$

die Entfernung des Röntgendoppelsterns von der Erde ist.

Geometrische Herleitung der Formel (Abb. 18)

Die nicht abgelenkte Röntgenstrahlung erreicht die Erde über die Strecken e und d , welche addiert den Abstand x des Röntgendoppelsterns von der Erde ergeben. Die Strahlung, die von der molekularen Wolke abgelenkt wird, erreicht die Erde über die Strecken b und a . Diese hat einen Umweg der Länge U genommen. Daraus folgt

$$U = a + b - (d + e)$$

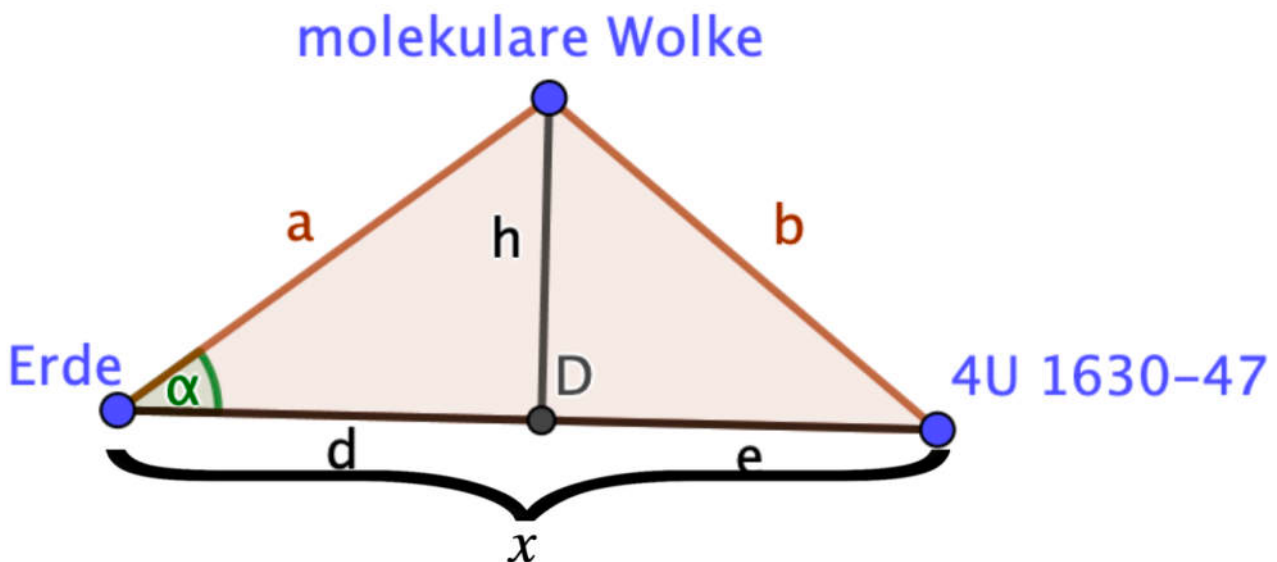


Abb. 18: Veranschaulichung der Geometrie

Mithilfe des Kosinussatzes gilt

$$a^2 + x^2 - 2ax \cdot \cos\alpha = b^2$$

Es kann angenommen werden, dass die molekulare Wolke die Strecke zwischen der Erde und dem Röntgendoppelstern senkrecht schneidet, da die Dicke und Unregelmäßigkeit

der Wolke vernachlässigbar klein sind im Vergleich zum Abstand zur Erde. Damit kann mit dem Satz des Pythagoras $a^2 - d^2 = h^2 = b^2 - e^2$ gezeigt werden. Demnach gilt

$$a^2 + x^2 - 2ax \cdot \cos\alpha = a^2 - d^2 + e^2$$

$$x^2 - 2ax \cdot \cos\alpha = -d^2 + e^2$$

Mit $d = a \cdot \cos\alpha$ gilt

$$x^2 - 2dx = -d^2 + e^2$$

Mit $x = a + b - U$ gilt

$$(a + b - U)^2 - 2d(d + e) = -d^2 + e^2$$

$$a^2 + b^2 + U^2 + 2ab - 2aU - 2bU - 2d^2 - 2de = -d^2 + e^2$$

$$a^2 + (a^2 - d^2 + e^2) - 2d^2 + U^2 + 2ab - 2aU - 2bU - 2de = -d^2 + e^2$$

$$2a^2 - 2d^2 + U^2 + 2ab - 2aU - 2bU - 2de = 0$$

Mit $b = d + e + U - a$ gilt

$$2a^2 - 2d^2 + U^2 + 2a(d + e + U - a) - 2aU - 2U(d + e + U - a) - 2de = 0$$

$$2a^2 - 2d^2 + U^2 + 2ad + 2ae + 2aU - 2a^2 - 2aU - 2dU - 2eU - 2U^2 + 2aU - 2de = 0$$

$$-2d^2 + 2ad + 2ae + 2aU - 2dU - 2eU - U^2 - 2de = 0$$

$$2e(a - d - U) - 2d^2 + 2ad + 2aU - 2dU - U^2 = 0$$

$$2e(a - d - U) = 2d^2 - 2ad - 2aU + 2dU + U^2$$

$$2e = \frac{2d^2 + U^2 - 2ad - 2aU + 2dU}{a - d - U}$$

$$e = \frac{2d^2 + U^2 - 2ad - 2aU + 2dU}{2(a - d - U)}$$

Mit $a = \frac{d}{\cos\alpha}$ gilt

$$e = \frac{2d^2 + U^2 - \frac{2d^2}{\cos\alpha} - \frac{2dU}{\cos\alpha} + 2dU}{2(\frac{d}{\cos\alpha} - d - U)}$$

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1 Bewertung der Ansätze zur Geschwindigkeitsbestimmung der molekularen Wolke relativ zur Sonne

4.1.1 Multiplikation der Röntgen-Werten mit den Radio-Werten

Aus Abb. 11 (oben) kann man ablesen, dass das Maximum des Produkts von Röntgen- und Radiodaten bei einer Geschwindigkeit von -80.5 km/s auftritt. Damit wäre die Wolke bei einer Radialgeschwindigkeit von -80.5 km/s am wahrscheinlichsten verantwortlich für den Röntgenhalo.

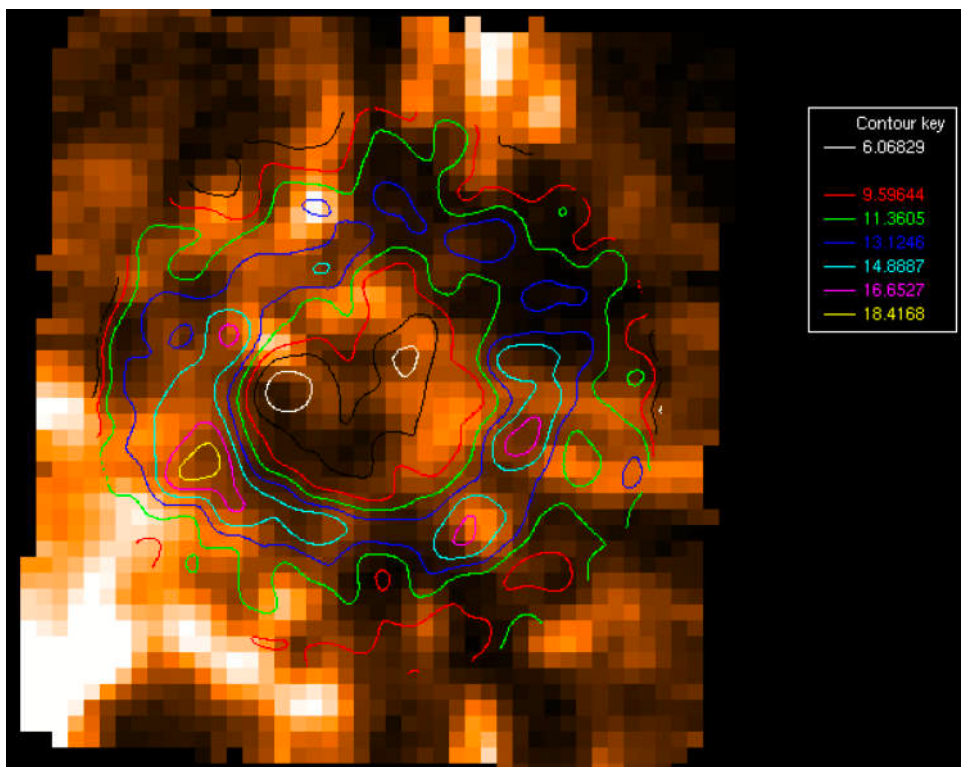


Abb. 19: ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -80,5 km/s mit Konturen des maskierten band-3-Röntgenbildes

Das Problem bei dieser Methode war, dass generell helle Radio-Ebenen dadurch einen hohen Wert bekommen haben, auch wenn sie die Punkte, wo helle Röntgenstrahlung gemessen wurde, nur wenig oder nicht abgedeckt haben. Bei Radialgeschwindigkeit -80,5 km/s ist mit dieser Methode der höchste Wert entstanden, aber dort war nur eine sehr helle molekulare Wolke in der unteren linken Ecke und eine recht helle Wolke oben links im Halo, ansonsten hat die Wolke das Röntgenbild nicht gut abgedeckt, wie in Abb. 19 dargestellt. Eine Lösungsidee war, alle Pixel, die im Röntgenbild einen geringeren Wert als 12,3 hatten, auf 0 zu setzen, um nur die hellen Punkte zu vergleichen. Das Ergebnis (Abb. 20) hat sich allerdings nur wenig verändert: Ebenen, die zwar helle Bereiche haben,

die mit den hellen Röntgen-Bereichen überlappen, die sich aber nicht entsprechend der Helligkeit der Röntgenpunkte verteilen oder den Halo nur zu einem kleinen Teil überdecken, haben trotzdem hohe Werte bekommen, da die hellen Punkte mit dem Halo-Wert multipliziert werden und dadurch die Reduktion durch unvollständige Abdeckung schnell kompensieren. Daher ist das Ergebnis nicht brauchbar.

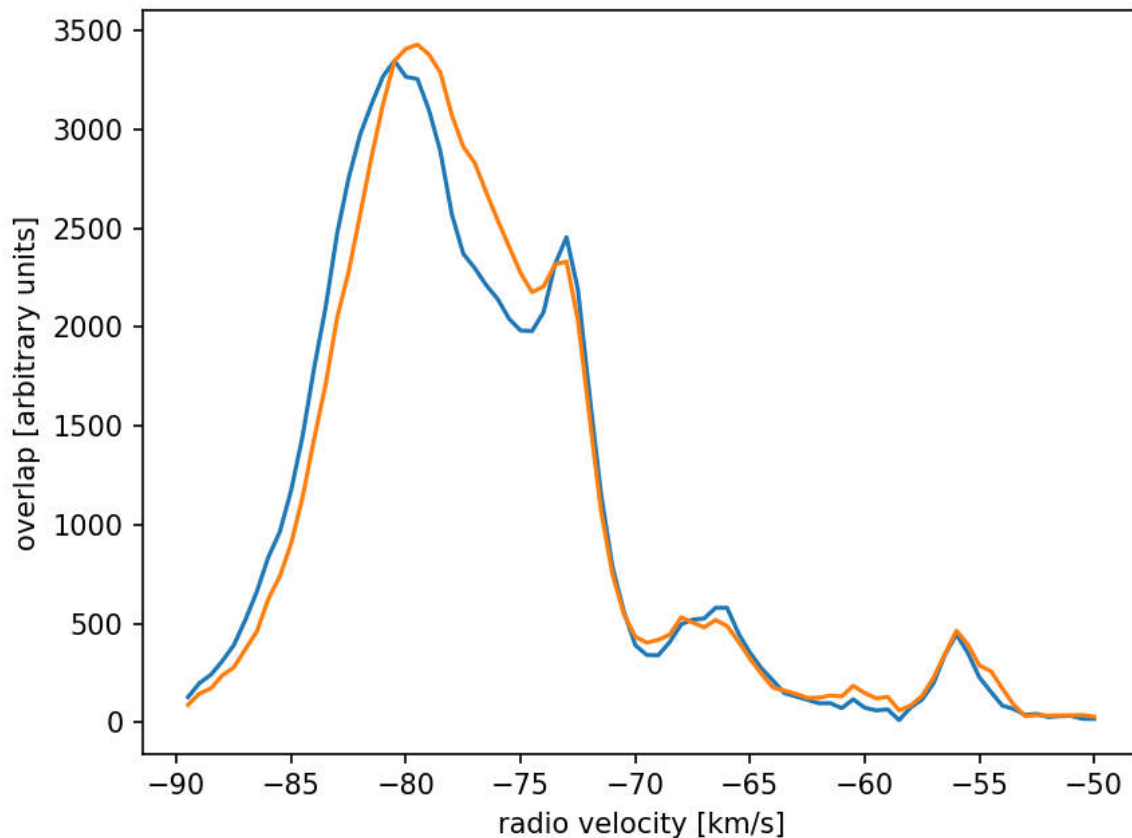


Abb. 20: Produkt der hellen Pixel des band-3-Röntgenbildes und der ^{13}CO -Radiobilder bei verschiedenen Radialgeschwindigkeiten über die jeweiligen Geschwindigkeitsebenen summiert

Zusätzlich habe ich durch diese Methode bei Radialgeschwindigkeit -67,5 km/s eine sehr helle molekulare Wolke gefunden, die allerdings den Halo nicht vollständig abdeckt. Da diese Wolke so hell ist und dadurch Strahlung zum Halo gestreut oder vom Halo absorbiert wird, verfälscht sie diesen Bereich des Halos. Daher habe ich aus den Röntgenbildern und Radiobildern Pixel entfernt, die mit hohen Pixeln der Wolke überlappen (Abb.21).

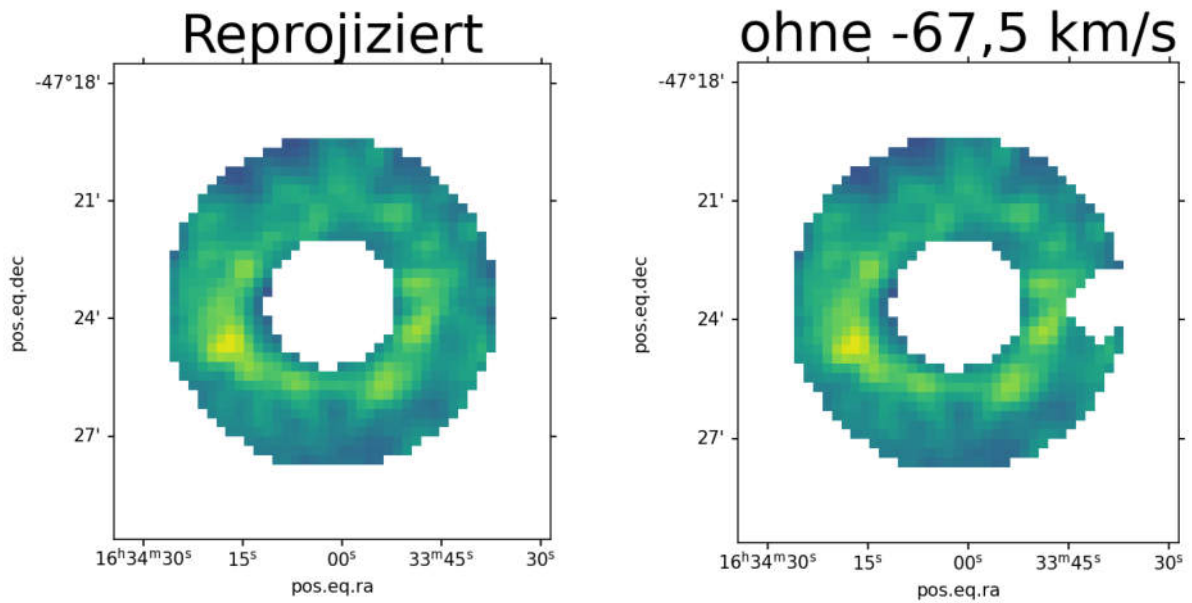


Abb. 21: Maskierung der verfälschenden Wolke bei -67,5 km/s aus band-3-Röntgenbild

4.1.2 Vergleich des Anteils der Überschneidung der Röntgen- und Radiobilder

Die Ergebnisse von Methode 3.2.2 sind auch nicht brauchbar, da durch die Normalisierung der Radio-Pixel sehr schwache Ebenen einen sehr hohen Wert bekommen haben, wenn der eine Pixel, an dem Strahlung gemessen wurde, auf dem Röntgenhalo liegt. Das lässt sich gut aus Abb. 22 erkennen: Abb. 22 ist das Radiobild bei der Radialgeschwindigkeit -53 km/s. Aus Abb. 12 (oben) lässt sich ablesen, dass das Produkt des Röntgenbildes und des normalisierten Radiobildes ein Maximum bei einer Radialgeschwindigkeit von -53 km/s hat. Damit wäre die Wolke bei einer Radialgeschwindigkeit von -53 km/s (Abb. 22) für die Streuung verantwortlich, diese passt allerdings strukturell nicht zum Halo und ist außerdem im Radiobild nicht hell genug, um für die Streuung verantwortlich zu sein. Selbst nach Ausschluss der Ebenen mit schwacher Emission, die hauptsächlich Rauschen enthalten, waren die Werte nicht eindeutig, da helle Wolkenteile, die den Halo nur zu einem kleinen Teil überdecken, für Ausschläge gesorgt haben, wenn bei der Radialgeschwindigkeit wenig anderes Material war, was den Halo nicht überdeckt hat. Die Ergebnismwerte nach der Eingrenzung sind in Abb. 23 zu sehen. Die molekularen Wolken bei den höchsten Ausschlägen, die sich bei den Radialgeschwindigkeiten -86,5 km/s, -48 km/s und -18,5 km/s (Abb. 24) befinden, decken auch den Halo nicht vollständig ab.

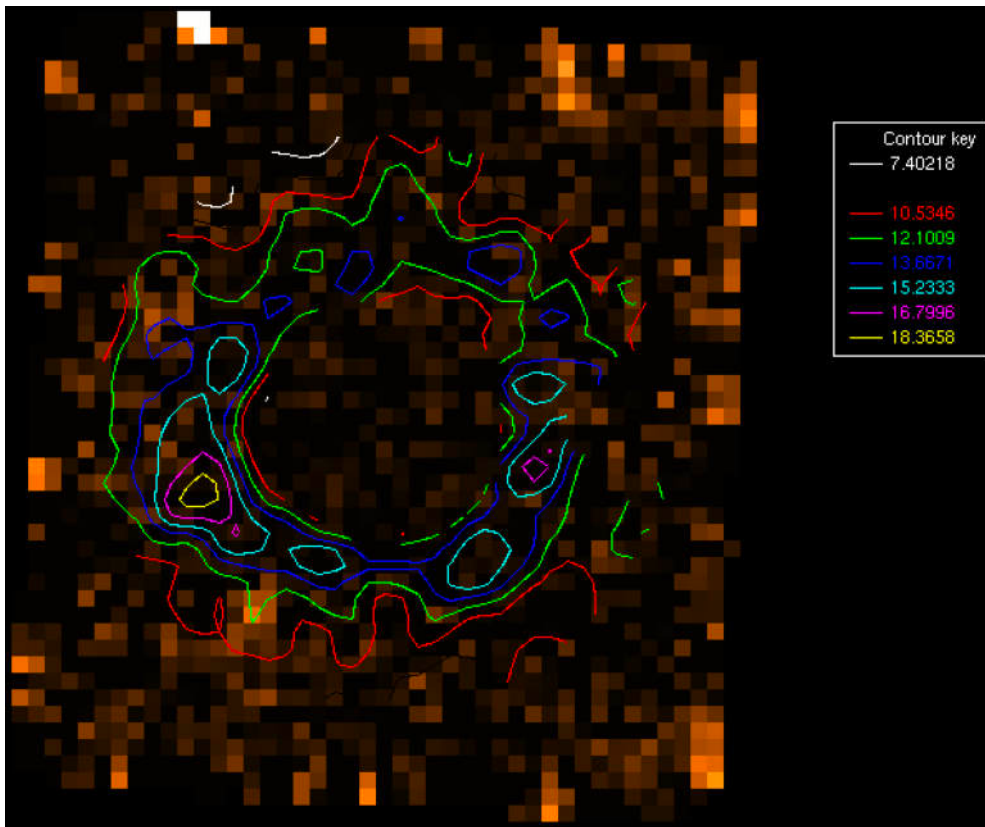


Abb. 22: ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -53 km/s mit Konturen des maskierten band-3-Röntgenbildes

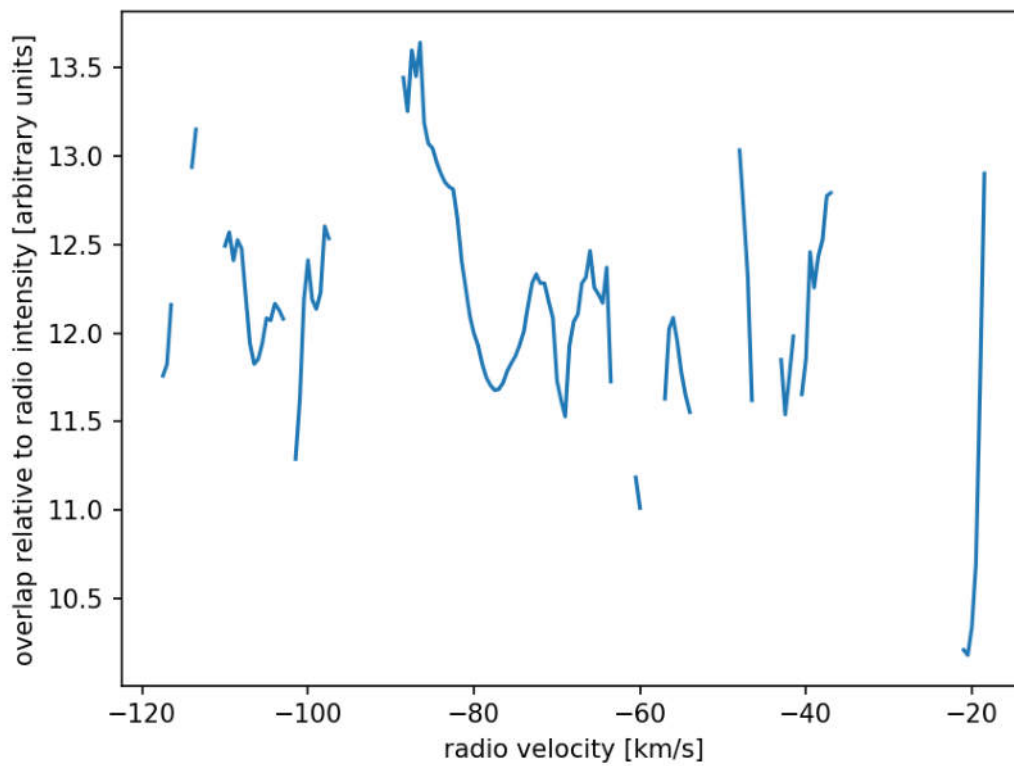


Abb. 23: Produkt des band-3-Chandra- und der (ausreichend hellen) normalisierten ^{13}CO -Radiobilder über die jeweiligen Geschwindigkeitsebenen aufsummiert

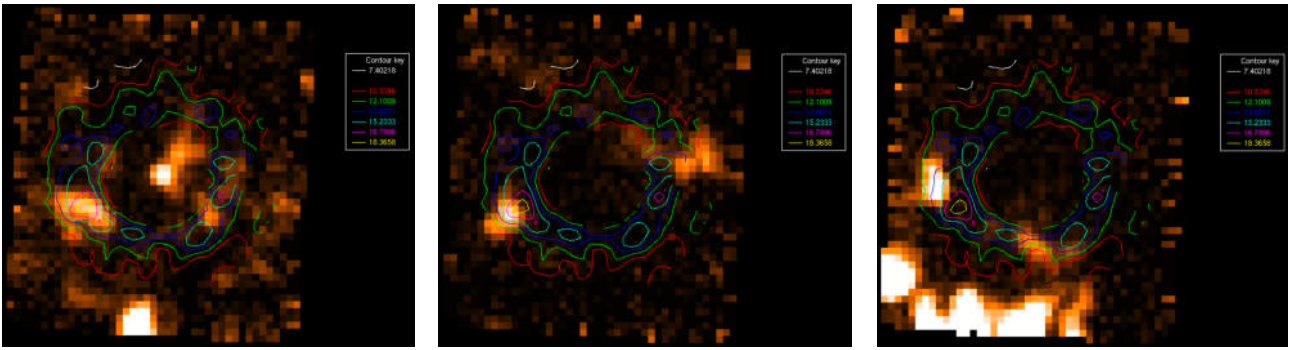


Abb. 24: ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -86,5 km/s (links), -48 km/s (Mitte) und -18,5 km/s (rechts) mit Konturen des maskierten band-3-Röntgenbildes

4.1.3 Vergleich der Differenzen zwischen Radiobildern und Röntgenbild

Die beiden Minima der Differenzenfunktion (Abb. 14, oben) sind bei Radialgeschwindigkeiten -79 km/s und -72 km/s, was bedeutet, dass die Wolken mit einer Radialgeschwindigkeit von -79 km/s (Abb. 25 links) und/oder -72 km/s (Abb. 25 rechts) am wahrscheinlichsten verantwortlich für die Streuung der Röntgenstrahlung sind. Ich habe mich final für die Wolke mit Radialgeschwindigkeit -79 km/s entschieden, weil diese deutlich heller ist. Dementsprechend ist ausreichend Gas vorhanden ist, um die Röntgenstrahlen, die Chandra empfangen hat, zu streuen. Zusätzlich wirkt die Intensitätsverteilung dieser Ebene beim optischen Vergleich mit dem Röntgenbild über die Konturen-Funktion von Gaia recht passend (Abb. 25). Da sich die streuende Wolke wahrscheinlich über einen Geschwindigkeitsbereich von einigen km/s erstreckt, ist -79 km/s wahrscheinlicher, da die Radialgeschwindigkeiten im Bereich von $-79 \text{ km/s} \pm 4 \text{ km/s}$ einen geringeren Wert für die Differenz haben als die Radialgeschwindigkeiten im Bereich von $-72 \text{ km/s} \pm 4 \text{ km/s}$. Da sich die räumliche Verteilung der Wolken gut ergänzt, ist es möglich, dass die Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit von -72 km/s auch zur Streuung beigetragen hat.

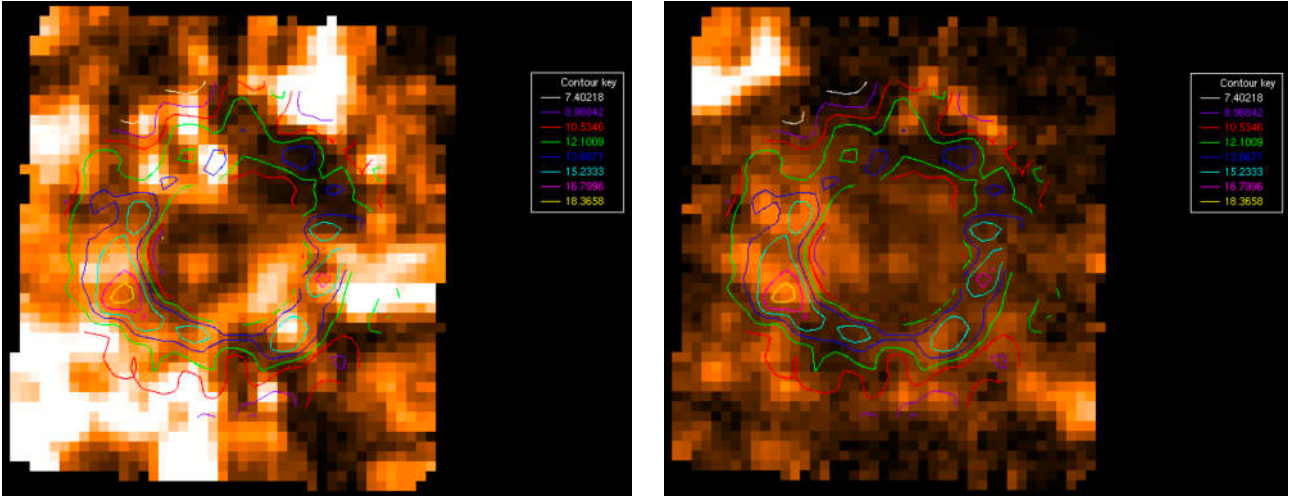


Abb. 25: ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -79 km/s (links) und -72 km/s (rechts) mit Konturen des maskierten band-3-Röntgenbildes

4.2 Berechnung der Entfernung von 4U 1630-47

Mithilfe von Formel (2) wird zunächst der Abstand R der Wolke vom galaktischen Zentrum bestimmt. Für die rechte Seite von Formel (2) ergibt sich:

$$\begin{aligned} & \frac{R_{\odot} \sin(l)}{v_{\text{rad}} + v_{\odot} \sin(l)} \\ &= \frac{8,15 \text{ kpc} \cdot \sin(336.911278)}{-79 \frac{\text{km}}{\text{s}} + 236 \frac{\text{km}}{\text{s}} \cdot \sin(336.911278)} \\ &\approx 0,0186 \frac{\text{kpc}}{\frac{\text{km}}{\text{s}}} \end{aligned}$$

Der Quotient $\frac{R}{v(R)}$ (linke Seite von Formel (2)) in der Tabelle der galaktischen Rotationskurve (Tabelle 4 aus [Reid et al. 2019](#)), der am nächsten an $0,0186 \frac{\text{kpc}}{\frac{\text{km}}{\text{s}}}$ ist, ist

$\frac{4,250 \text{ kpc}}{225,93 \frac{\text{km}}{\text{s}}} = 0,0188 \frac{\text{kpc}}{\frac{\text{km}}{\text{s}}}$. Daher ergibt sich für R ein Wert von etwa $4,250 \text{ kpc}$.

Mithilfe von Formel (1) kann jetzt die Entfernung der molekularen Wolke berechnet werden:

$$d = 8,15 \text{ kpc} \cdot \cos(336.911278) \pm \sqrt{(4,250 \text{ kpc})^2 - (8,15 \text{ kpc})^2 \sin^2(336.911278)}$$

$$d_1 \approx 10,30 \text{ kpc} \quad (\text{weite Entfernung})$$

$$d_2 \approx 4,70 \text{ kpc} \quad (\text{nahe Entfernung})$$

Einsetzen in Formel (3) ergibt für die Entfernung des Röntgendoppelsterns, wenn die molekulare Wolke in der weiten Entfernung liegt:

$$e = \frac{2 \cdot (10,3 \text{ kpc})^2 + (0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc})^2 - \frac{2 \cdot (10,3 \text{ kpc})^2}{\cos \frac{107}{3000}} - \frac{2 \cdot 10,3 \text{ kpc} \cdot 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc}}{\cos \frac{107}{3000}} + 2 \cdot 10,3 \text{ kpc} \cdot 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc}}{2 \left(\frac{10,3 \text{ kpc}}{\cos \frac{107}{3000}} - 10,3 \text{ kpc} - 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc} \right)}$$

$$\approx 0,7 \text{ kpc}$$

$$x = d + e = 10,3 \text{ kpc} + 0,7 \text{ kpc}$$

$$= 11,0 \text{ kpc}$$

Wenn die molekulare Wolke in der nahen Entfernung liegt, ergibt Einsetzen in Formel (3):

$$e = \frac{2 \cdot (4,7 \text{ kpc})^2 + (0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc})^2 - \frac{2 \cdot (4,7 \text{ kpc})^2}{\cos \frac{107}{3000}} - \frac{2 \cdot 4,7 \text{ kpc} \cdot 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc}}{\cos \frac{107}{3000}} + 2 \cdot 4,7 \text{ kpc} \cdot 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc}}{2 \left(\frac{4,7 \text{ kpc}}{\cos \frac{107}{3000}} - 4,7 \text{ kpc} - 0,0306 \cdot 10^{-3} \text{ kpc} \right)}$$

$$\approx 0,14 \text{ kpc}$$

$$x = d + e = 4,7 \text{ kpc} + 0,14 \text{ kpc}$$

$$= 4,84 \text{ kpc}$$

4.3 Erkenntnisse zur Nah-Weit-Entfernungs-doppeldeutigkeit

In Abb. 15 kann man auch das Problem der Nah-Weit-Entfernungs-doppeldeutigkeit erkennen: Die Radialgeschwindigkeit einer molekularen Wolke um das galaktische Zentrum weist ihr keine eindeutige Bahn zu, da die Radialgeschwindigkeit relativ zur Sonne ist. Die beiden Möglichkeiten heißen in Abb. 15 molekulareWolke1 und molekulareWolke2.

Bei Radialgeschwindigkeit -105 km/s befindet sich eine molekulare Wolke, die den Halo teilweise überdeckt. Während beim band-3-Röntgenbild (Abb. 26 links), welches energiereichere Strahlung darstellt, kein großer Unterschied in der Menge an Röntgenstrahlung in dem Bereich erkennbar ist, ist im band-1-Röntgenbild (Abb. 26 rechts), welches wegen der geringeren Energie der Röntgenstrahlung stärker von Vordergrundmaterial absorbiert wird, weniger Röntgenstrahlung angekommen. Daraus lässt sich schließen, dass die Wolke bei -105 km/s energiearme Röntgenstrahlung absorbiert hat, was bedeutet, dass sie zwischen der streuenden molekularen Wolke und der Erde sein muss, um die Röntgenstrahlung, die in Richtung der Erde gestreut wurde, zu absorbieren, sodass weniger Strahlung bei der Erde ankommt. Mithilfe der in 3.3.1 beschriebenen Entfernungsbestimmungsmethode für molekulare Wolken habe ich gefunden, dass die Wolke mit der Radialgeschwindigkeit -105 km/s entweder 6,2 kpc (für die nahe Entfernung) oder 8,8 kpc (für die weite Entfernung) von der Erde entfernt ist. Da sie zwischen der molekularen Wolke

mit Radialgeschwindigkeit -79 km/s und der Erde liegt, muss diese Wolke einen größeren Abstand von der Erde haben als $6,2$ kpc. Somit kann sie nur in der weiten Entfernung liegen. Das ist ein neuer Weg, die oft problematische Nah-Weit-Entfernungsdoppeldeutigkeit aufzulösen.

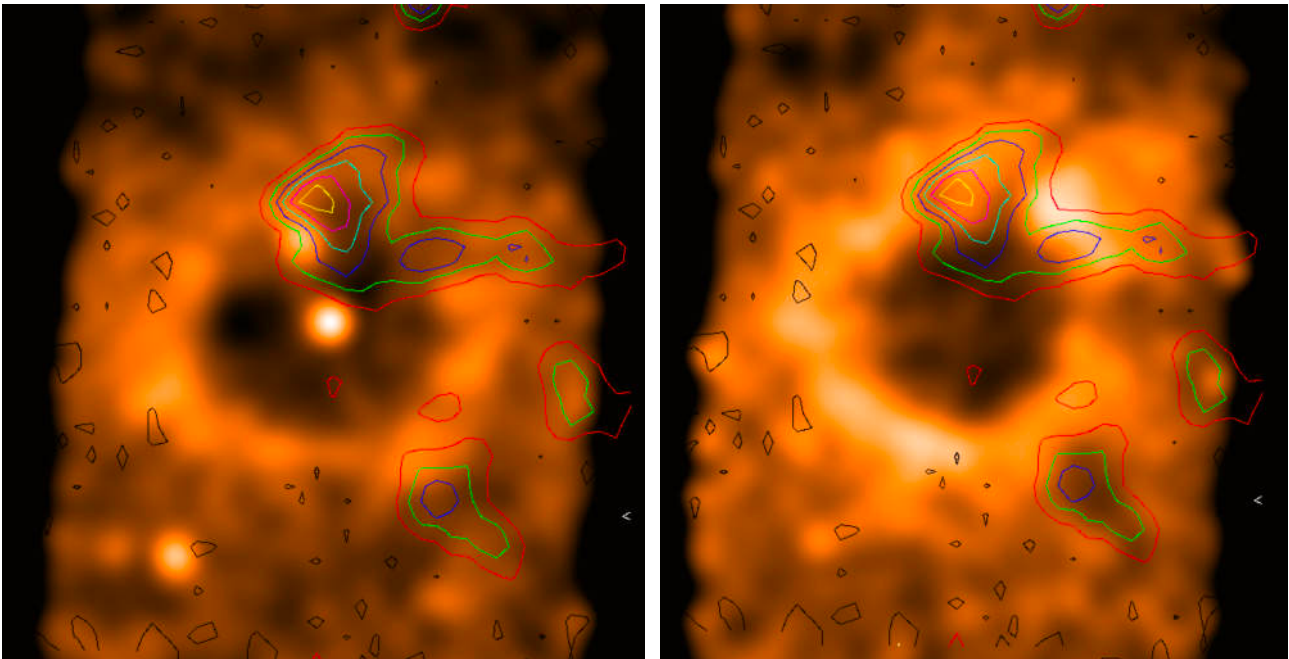


Abb. 26: band-3-Röntgenbild (links) und band-1-Röntgenbild (rechts) mit Konturen des ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -105 km/s

4.4 Vergleich mit anderen Arbeiten

In „A Dust-scattering Halo of 4U 1630-47 Observed with Chandra and Swift: New Constraints on the Source Distance“ (Kalemci et al. 2018) wird die Entfernung von 4U 1630-47 zur Erde auf ungefähr $11,5$ kpc abgeschätzt. Der Unterschied im Entfernungswert entsteht daraus, dass die Arbeit ein anderes Modell für die galaktische Rotationskurve (model A5 in Reid et al. 2014) verwendet und daher eine andere Entfernung der molekularen Wolke bestimmt. Meine Arbeit kann auch die Struktur der Wolke mit der des Halos vergleichen, was Kalemci et al. (2018) und frühere Arbeiten nicht konnten, weil die räumliche Auflösung der CO-Daten, die dort verwendet wurden, deutlich zu schlecht war. Stattdessen wurde in Kalemci et al. (2018) die Radialgeschwindigkeit auf andere Weise, aber mit dem selben Ergebnis bestimmt.

In Augusteijn et al. (2001) wird der Röntgendoppelstern vor der Wolke bei -71 km/s (Abb. 27 links) vermutet, aber da diese Wolke deutlich weniger dicht ist als die Wolke bei -79

km/s, vermuten [Kalemci et al. \(2018\)](#), genauso wie meine Arbeit, den Röntgendoppelstern hinter -79 km/s.

In einer Präsentation von Kalemci et al. (2023) wird mithilfe von polarer Verteilung geschlossen, dass der Röntgendoppelstern in der Nähe einer Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit -39 km/s (Abb. 27 rechts) ist, und dass die Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit -79 km/s bei der Nah-Weit-Entfernungs-doppeldeutigkeit in der nahen Entfernung liegt. Die molekulare Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit von -39 km/s ist im ^{13}CO -Bild allerdings nur sehr schwach zu sehen, daher ist fraglich, ob sie zur Streuung der Röntgenstrahlung beiträgt. Diese Präsentation ist allerdings eine derzeit noch laufende Arbeit, daher sind die Ergebnisse noch nicht belastbar.

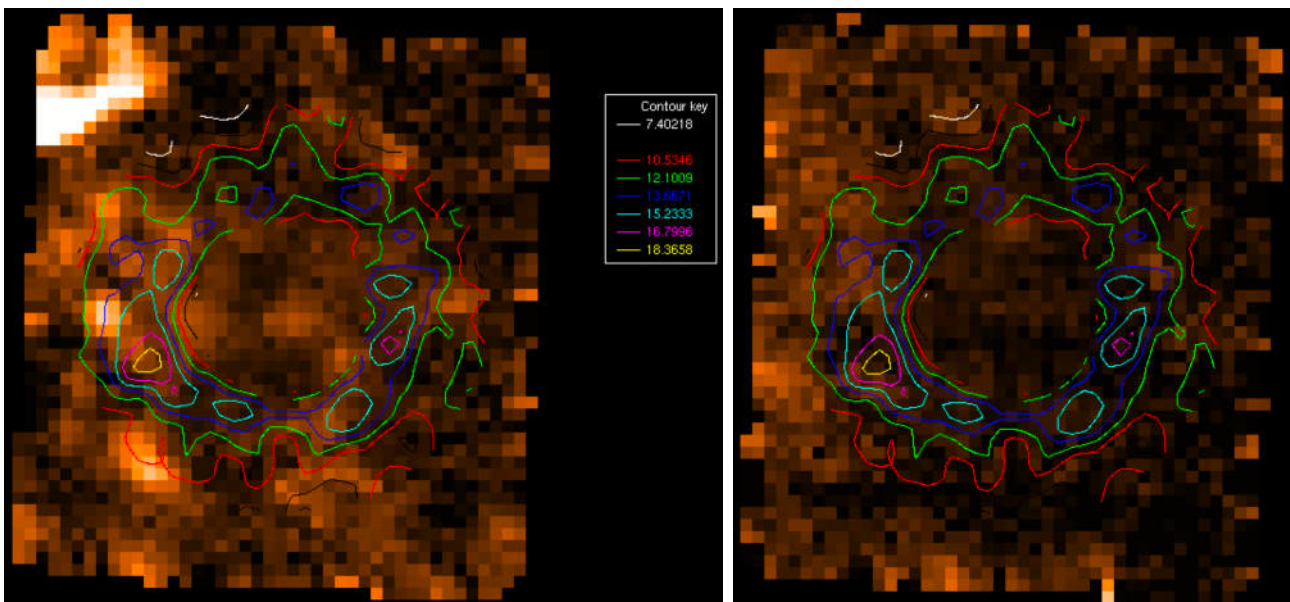


Abb. 27: ^{13}CO -Radiobild bei Radialgeschwindigkeit -71 km/s (links) und -39 km/s (rechts) mit Konturen des maskierten band-3-Röntgenbildes

4.5 Fehlerabschätzung

Eine Fehlermöglichkeit ist die Ungenauigkeit bei der Messung des Radius des Halo: Der Halo ist natürlich nicht perfekt rund und hat daher unterschiedliche Radien an unterschiedlichen Stellen. Da ich bei der Zeitdifferenz mit der Zeit rechne, zu der der Röntgenausbruch aufgehört hat, habe ich am inneren Rand des Halo gemessen, da dieser kurz vor Ende des Ausbruchs abgestrahlt wurde. Dieser innere Rand ist allerdings auch nicht klar definiert, daher kann hier ein Messfehler entstanden sein. Ich habe den Radius im Röntgenbild von der Mitte nach links und etwas nach unten gemessen (Abb. 17), da der innere Rand des Halo dort einer Kreisform ähnlicher ist als an anderen Stellen. Trotzdem kann hier ein Fehler von etwa 10% entstanden sein, da der Radius von der Mitte zum un-

teren Teil des inneren Randes des Halos um etwa 10% geringer ist als der gemessene Wert. Für einen um 10% kleineren Wert für den Radius wäre die Entfernung 10,87 kpc, also entsteht eine Gesamtunsicherheit von 1,2%.

Dazu gehört auch die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Zeitpunkts, zu dem der Ausbruch aufgehört hat. Dieser wurde aus Figure 4 aus Kalemci et al. (2018) entnommen. Dieser Zeitpunkt ist allerdings nicht exakt ablesbar, sodass eine Ungenauigkeit von ± 5 Tagen entsteht. Bei einem 5 Lichttage kürzeren Umweg wäre die Entfernung 11,14 kpc, also ein Gesamtunterschied von 1,3%; bei einem 5 Lichttage längeren Umweg wäre die Entfernung 10,93 kpc, also eine Gesamtunsicherheit von 0,6%.

Die Literaturwerte von $R_{\odot}$ und $v_{\odot}$ beinhalten auch eine Unsicherheit: nach Reid et al. (2019) ist $R_{\odot} = 8,15 \pm 0,15 \text{ kpc}$ und $v_{\odot} = 236 \pm 7 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Für $R_{\odot} = 8,3 \text{ kpc}$ und $v_{\odot} = 243 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ergibt die Berechnung der Entfernung 11,0 kpc, also eine Abweichung von 0%. Für $R_{\odot} = 8,3 \text{ kpc}$ und $v_{\odot} = 229 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ergibt sich eine Entfernung von 11,3 kpc, also eine Gesamtunsicherheit von 2,7%. Für $R_{\odot} = 8,0 \text{ kpc}$ und $v_{\odot} = 243 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ergibt sich eine Entfernung von 10,5 kpc, also eine Gesamtunsicherheit von 4,5%.

Eine weitere Fehlermöglichkeit ist die Unsicherheit zwischen Radialgeschwindigkeit -79 km/s und -72 km/s. Ich habe mich zwar für die Wolke mit -79 km/s als die Wahrscheinlichere entschieden, da die Intensität dieser Ebene mehr als doppelt so hoch ist wie die Intensität bei -72 km/s. Die Wolke bei -72 km/s kann aber auch eine Rolle spielen, da molekulare Wolken natürlich nicht punktförmig sind, sondern sich über einen Bereich erstrecken, und Röntgenstrahlung auch an mehreren Ebenen gestreut werden kann. Falls die Wolke bei -72 km/s die Strahlung gestreut hat, wäre der Röntgendoppelstern für die weite Entfernung der Wolke 11,44 kpc entfernt, also eine Gesamtunsicherheit von 4% zum Ergebnis für die molekulare Wolke, für die ich mich entschieden habe.

Die molekularen Wolken halten sich auch nicht zwingend an die galaktische Rotationskurve, da sie beispielsweise von anderen Objekten durch Gravitationskräfte oder durch Supernova-Druckwellen abgelenkt werden. Das kann zu Abweichungen der Radialgeschwindigkeit von bis zu 20 km/s führen. Die Unsicherheit von -79 zu -72 km/s führt, wie

gerade berechnet, zu einer Gesamtunsicherheit von 4%, die Unsicherheit von -79 zu -86 km/s führt auch zu einer Gesamtunsicherheit von 4%, da die Entfernung zum Röntgendoppelstern 10,565 kpc wäre. Eine Abweichung der Radialgeschwindigkeit um 20 km/s von -79 zu -99 km/s hätte eine Gesamtunsicherheit bei der Entfernung des Röntgendoppelsterns von 11,1% zur Folge, die Entfernung wäre 9,778 kpc. Bei einer Abweichung der Radialgeschwindigkeit um 20 km/s in die andere Richtung (59 km/s) wäre die Entfernung von 4U 1630-47 12,03 kpc, was einer Gesamtunsicherheit von 9,4% entspräche.

Diese Abweichungen sind so hoch, weil die Entfernungsbestimmung der molekularen Wolke aus ihrer Radialgeschwindigkeit sehr ungenau ist. Bei der Tabelle, in der man den Abstand der Wolke zum galaktischen Zentrum aus der Geschwindigkeit, mit der die Wolke das galaktische Zentrum umkreist, auslesen kann, sind die Geschwindigkeitswerte bei der Geschwindigkeit, die die streuende Wolke hat, sehr nah beieinander im Vergleich zu den korrespondierenden Abständen zur Sonne, sodass eine geringe Abweichung der Geschwindigkeit eine große Abweichung des Abstandes hervorrufen kann. Das verstärkt auch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Radialgeschwindigkeit zwischen -79 km/s und -72 km/s. Außerdem ist die Rotationskurve der molekularen Wolken gemessen und daher nicht exakt. Ein Beispiel dafür ist, dass in [Kalemci et al. \(2018\)](#) aus derselben Radialgeschwindigkeit für dieselbe Wolke eine weite Entfernung von 10,86 kpc errechnet wird, was eine Abweichung von 560 pc zum Wert in dieser Arbeit ist, weil sie ein anderes Modell (model A5 in [Reid et al. 2014](#)) für die galaktische Rotationskurve annehmen. Dazu kommt noch, dass in der Tabelle nur bestimmte Werte für R und $v(R)$ angegeben sind, sodass eine exakte Bestimmung des Abstandes der molekularen Wolke nicht möglich ist.

Eine weitere große Unsicherheit liegt eventuell noch in der Nah-Weit-Entfernungsdeutlichkeit, allerdings habe ich mich, wie in 4.3 begründet, für die weite Entfernung entschieden. Die Entfernung des Röntgendoppelsterns, wenn die Wolke in der nahen Entfernung wäre, wäre 4,84 kpc, also ein Unterschied vom errechneten Entfernungswert von 56%.

4.6 Glaubhaftigkeit der Ergebnisse

Eine Stütze der Glaubhaftigkeit ist, dass große Teile der Methode aus grundlegenden geometrischen Überlegungen bestehen.

Es gibt natürlich Unsicherheiten, die ausführlich in Abschnitt 4.5 diskutiert wurden. Die größte Unsicherheit ist die Nah-Weit-Entfernungsdeutlichkeit, allerdings wird in Abschnitt 4.3 ein neues Argument für die weite Entfernung aufgeführt. Innerhalb dieser Unsicherheiten sind die Ergebnisse dieser Arbeit glaubhaft.

Für die Richtigkeit der Arbeit spricht zusätzlich, dass für die Radialgeschwindigkeit der molekularen Wolke dasselbe Ergebnis bestimmt wurde wie in [Kalemci et al. \(2018\)](#), die dafür eine andere Methode verwendet haben. Dass zwei unterschiedliche Methoden dasselbe Ergebnis liefern, stützt die Glaubhaftigkeit des Ergebnisses. In [Kalemci et al. \(2018\)](#) wird auch ein vergleichbares Ergebnis für die Entfernung des Röntgendoppelsterns 4U 1630-47 errechnet.

5. Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ergebnisse des Vergleichs der Röntgen- und Radiobilder deuten darauf hin, dass eine molekulare Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit von -79 km/s hauptverantwortlich für die Streuung der Röntgenstrahlung ist, aus der der Halo entstanden ist, und dass die Wolke mit der Radialgeschwindigkeit -79 km/s in der weiten Entfernung liegt. Durch Berechnung der Entfernung von 4U 1630-47 anhand geometrischer Betrachtungen ergibt sich eine Entfernung des Röntgendoppelsterns von der Erde von $11,0 \text{ kpc} \pm 0,8 \text{ kpc}$.

5.2 Ausblick für weitere Forschung

Wie in Abschnitt 4.2 erwähnt, wird in dieser Arbeit als Radius des Halos der innere Rand als Umfang verwendet, da dieser mit dem Ende des Ausbruchs zusammengehört. Deshalb wird auch die Zeit am Ende des Ausbruchs in der Berechnung des Umwegs verwendet. Man kann allerdings auch den Zeitverlauf des Ausbruchs an das radiale Profil (englisch SBP = Surface Brightness Profile) anpassen, um eine genauere Bestimmung des Umwegs der gestreuten Röntgenstrahlung zu ermöglichen. In [Kalemci et al. \(2018\)](#) wird dieser Zeitverlauf berücksichtigt. Durch Betrachtung des Zeitverlaufs würde sich ein genauerer Umweg ermitteln lassen.

Ein weiterer Ausblick wäre, beim nächsten Ausbruch qualitativ hochwertigere Röntgendaten mit besseren Belichtungszeiten aufzunehmen, um die Struktur des Halos besser nachvollziehen zu können.

Beim nächsten Ausbruch kann auch überprüft werden, ob beim energieärmsten Röntgenbild wieder deutlich weniger Röntgenstrahlung in dem Bereich ankommt, in dem sich die molekulare Wolke mit einer Radialgeschwindigkeit von -105 km/s befindet, um die Deutung für die Nah-Weit-Entfernungsdeutigkeit in 4.3 zu überprüfen.

Die Methode in dieser Arbeit findet einen neuen Weg, möglicherweise die für die Streuung verantwortliche Wolke zu identifizieren, und kann bei der Entfernungsbestimmung anderer stark variabler Röntgenquellen insbesondere in der galaktischen Ebene helfen. Dafür werden Radiodaten von molekularen Wolken zwischen der Erde und der Quelle benötigt. Daher können Distanzen zu Objekten, die nicht in der galaktischen Ebene liegen, mit dieser Methode nicht bis sehr schwer bestimmt werden, da die Häufigkeit von molekularen Wolken außerhalb der galaktischen Ebene deutlich geringer ist.

Danksagung

Vielen Dank an alle, die das TUMKolleg am Otto-von-Taube-Gymnasium organisiert haben, besonders Herrn Thomas Frank, der mich auf der Schulseite betreut und unterstützt hat, und immer für Fragen ansprechbar war.

Vielen Dank auch an die Technische Universität München, die das TUMKolleg zusammen mit dem Otto-von-Taube-Gymnasium Gauting organisiert hat, besonders an Frau Dr. Karen Schmidt-Bäse, die mir besonders bei der Themenfindung tatkräftig geholfen hat.

Ich möchte mich auch bei Dr. Emrah Kalemci bedanken, der mir die Daten vom Chandra-Teleskop zur Verfügung gestellt hat, und bei María Díaz Trigo, die mir die Daten vom APEX-Teleskop zur Verfügung gestellt hat.

Zusätzlich möchte ich mich beim Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik bedanken. Die Hochenergie-Astrophysik-Arbeitsgruppe hat mich sehr freundlich aufgenommen, sodass ich mich sofort willkommen gefühlt habe, und mir einen eigenen Schreibtisch bereitgestellt.

Zum Schluss möchte ich mich besonders bei Dr. Thomas Stanke bedanken. Er hat sich über die letzten Monate jeden Mittwoch die Zeit genommen, mir auf verständliche und humorvolle Weise alles zu erklären, was ich wissen wollte, war zudem nicht nur mittwochs für jede Frage zugänglich, und hat mich von unserem ersten Treffen an sowohl beim Verständnis der Problematik und beim coding als auch beim Schreiben der Arbeit unterstützt, sodass ich mich auf jeden Mittwoch gefreut habe. Ohne ihn wäre diese Arbeit niemals so zustandegekommen.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Seminararbeit ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt wurde. Alle verwendeten Passagen wurden kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

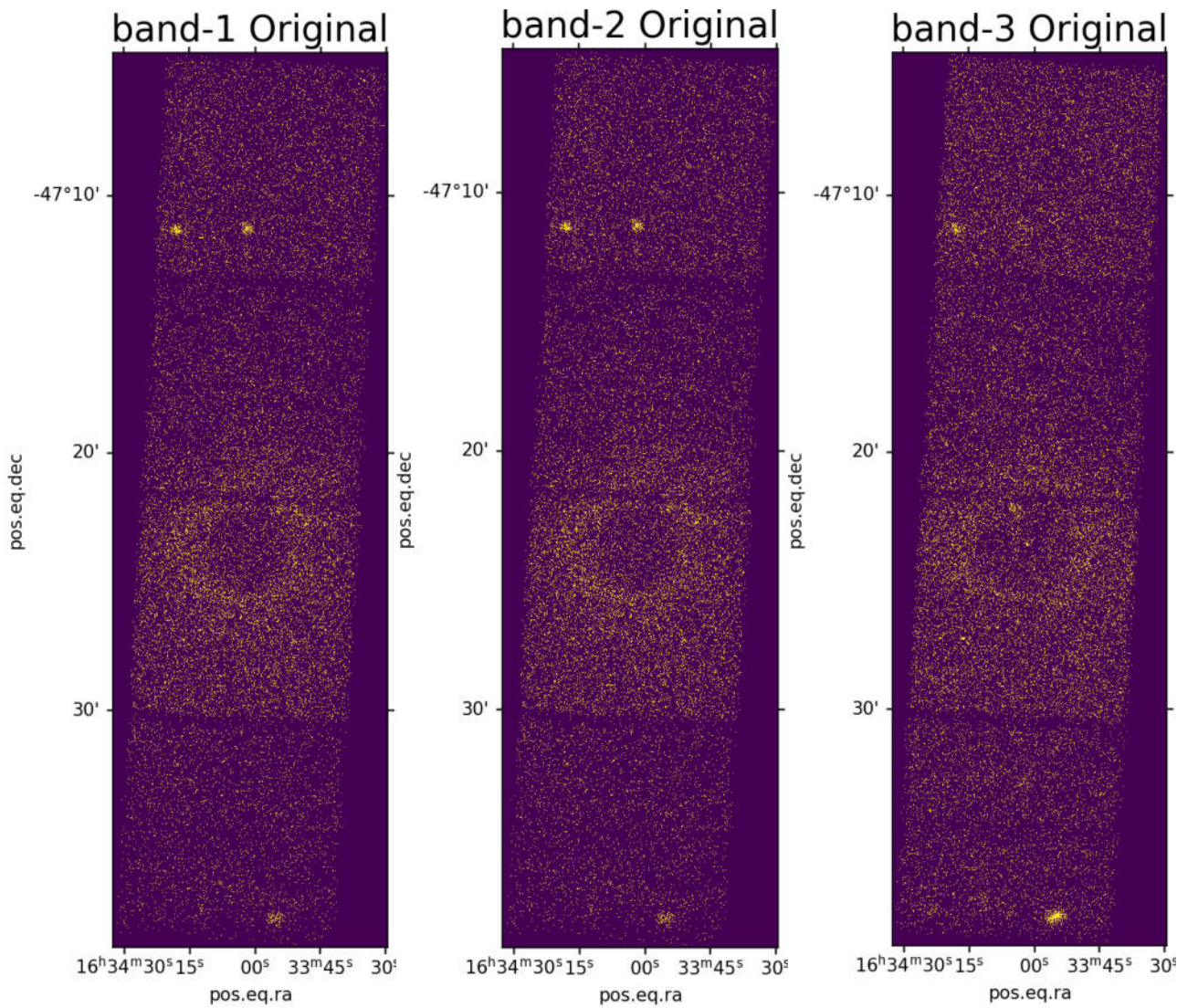
(Name und Unterschrift für Datenschutz entfernt)

Literaturverzeichnis

- Astropy Collaboration et al. 2013, [A&A](#), 558, A33
- Astropy Collaboration et al. 2018, [AJ](#), 156, 123
- Astropy Collaboration et al. 2022, [ApJ](#), 935, 167
- Augusteijn, T., Kuulkers, E., & van Kerkwijk, M. H. 2001, [A&A](#), 375, 447
- Fornasisi, F. M., Antoniou, V., & Dubus, G. 2023, [arXiv e-prints](#), p. arXiv:2308.02645
- Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., et al. 2006, [A&A](#), 454, L13
- Heinz, S., Corrales, L., Smith, R., et al. 2016, [ApJ](#), 825, 15
- Jin, C., Ponti, G., Haberl, F., & Smith, R. 2017, [MNRAS](#), 468, 2532
- Jones, C., Forman, W., Tananbaum, H., & Turner, M. J. L. 1976, [ApJL](#), 210, L9
- Kalemci, E., Díaz Trigo, M., Stanke, T. et al. 2023, [Google Slides](#)
- Kalemci, E., Maccarone, T. J., & Tomsick, J. A. 2018, [ApJ](#), 859, 88
- Lamer, G., Schwobe, A. D., Predehl, P., et al. 2021, [A&A](#), 647, A7
- Parmar, A. N., Angelini, L., & White, N. E. 1995, [ApJL](#), 452, L129
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2014, [ApJ](#), 783, 130
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2019, [ApJ](#), 885, 131
- Remillard R. A., & McClintock J. E. 2006, [ARA&A](#), 44, 49
- Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., et al. 2009, [ApJ](#), 699, 1153
- Šiljeg, B., Bošnjak, Ž., Jelić, V., et al. 2023, [MNRAS](#), 526, 2605
- Trümper, J., & Schönfelder, V. 1973, [A&A](#), 25, 445
- Unsöld, A., & Baschek, B. 2002, Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik (Berlin, Germany: Springer), 575
- Weisskopf, M. C., Brinkman, B., Canizares, C., et al. 2002, [PASP](#), 114, 1
- <https://chandra.harvard.edu/about/>; aufgerufen 29.11.2023 10:34
- <https://www.apex-telescope.org/ns/the-project/>, aufgerufen 29.11.2023 10:40
- https://docs.google.com/presentation/d/1yBppkMx26O_MXcwWfKKmDu-vzj9r0LWN/edit?usp=sharing&oid=105334882227445468396&rtpof=true&sd=true, aufgerufen 02.12.14:18

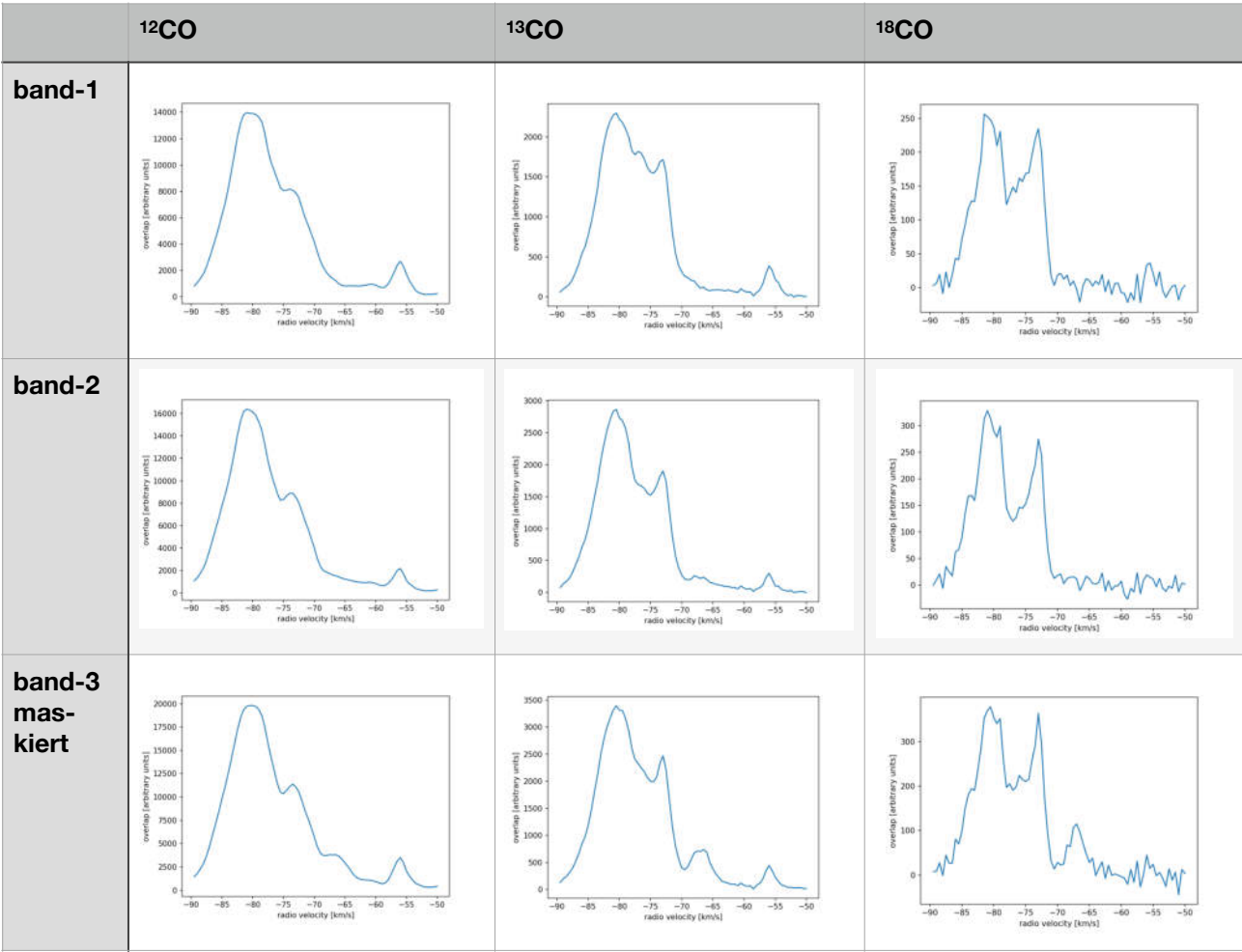
Appendix A

Röntgenbilder aller Energiebereiche vor der Konvertierung



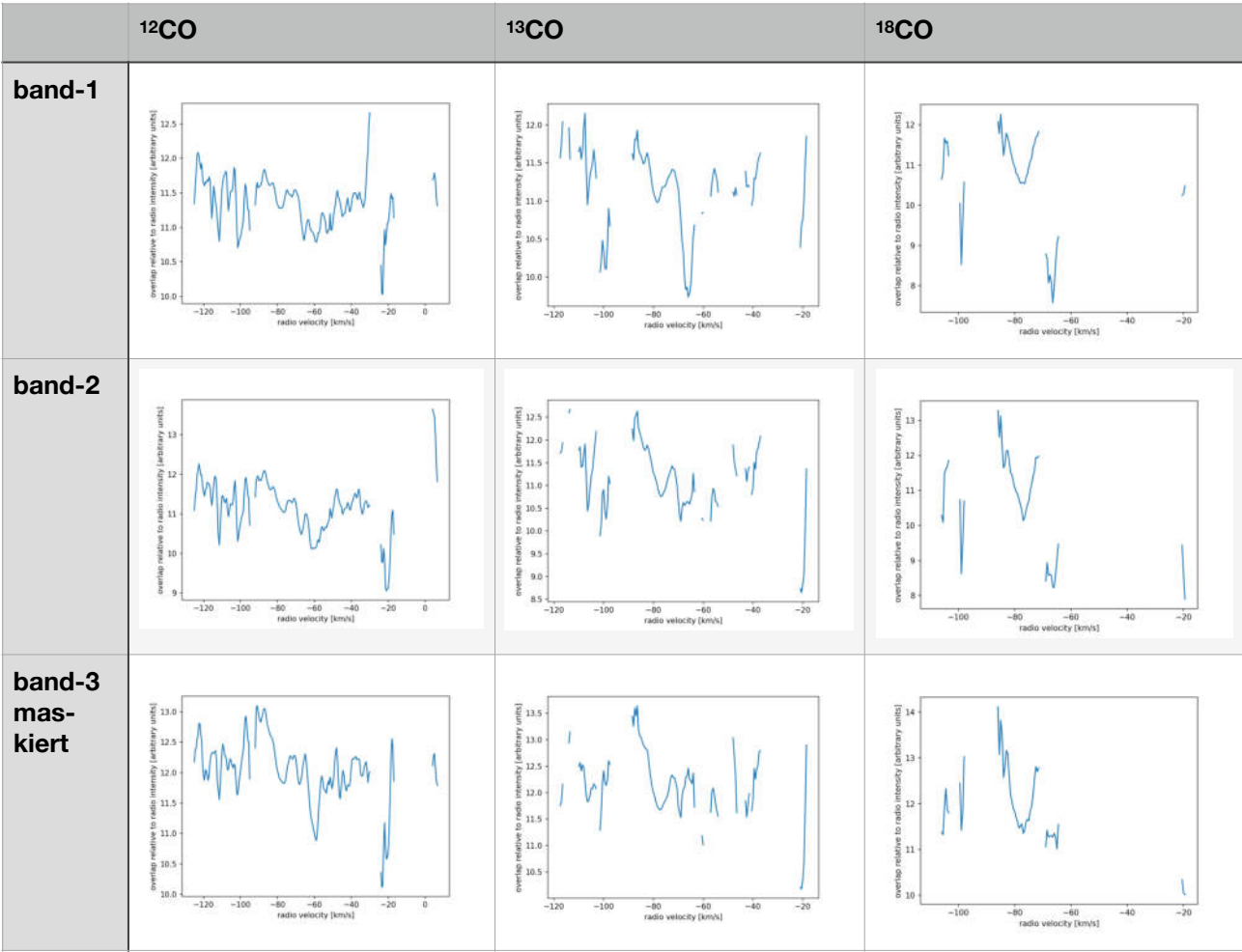
Appendix B

Ergebnisgraphen von Methode 3.2.1 bei allen drei Energiebereichen und allen drei untersuchten Isotopologen nach Reduktion auf helle Pixel



Appendix C

Ergebnisgraphen von Methode 3.2.2 bei allen drei Energiebereichen und allen drei untersuchten Isotopologen nach Reduktion auf ausreichend helle Radiobilder



Appendix D

Ergebnisgraphen von Methode 3.2.3 bei allen drei Energiebereichen und allen drei untersuchten Isotopologen, erst für infrage kommende Radialgeschwindigkeiten, dann für alle Radialgeschwindigkeiten

