

# Beobachtung und Modellierung zirkumstellarer Scheiben

Staubentwicklung und Interpretation ihrer  
Beobachtungsgrößen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Christian-Albrechts Universität zu Kiel

von

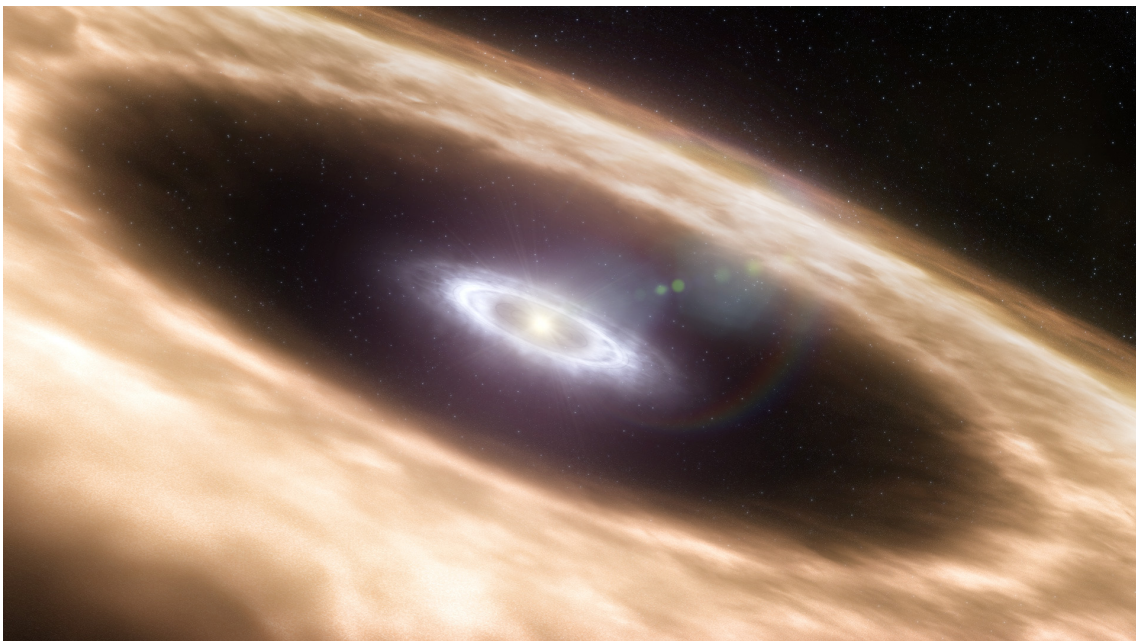
Dipl.-Phys. Christian Gräfe

Kiel, 2013

Erster Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Sebastian Wolf  
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Holger Kersten  
Tag der mündlichen Prüfung: 30.10.2013  
Zum Druck genehmigt: 30.10.2013

der Dekan

*„Der Beginn aller Wissenschaften ist das Erstaunen, dass die Dinge sind, wie sie sind.“<sup>1</sup>*



**Abbildung 1:** Künstlerische Darstellung einer zirkumstellaren Scheibe (ESO/Id: eso0827a)

---

<sup>1</sup>Aristoteles (\* 384 v. Chr.; † 322 v. Chr.)





# Zusammenfassung

Zirkumstellare Scheiben sind eine Folge des Sternentstehungsprozesses. Sie bestehen aus Gas und Staub und gelten nach dem heutigen Verständnis als die Umgebung für die Entstehung von Planeten. Wie die Staubteilchen in der Größe von wenigen Nanometern zu Objekten von mehreren Metern im Durchmesser anwachsen und sich bis hin zu Planeten entwickeln, ist bislang im Detail noch kaum verstanden und stellt eine fundamentale Frage in der Astrophysik dar. Staubkornwachstum sowie radiale Segregation und vertikale Sedimentation der Staubteilchen innerhalb der Scheibe gehören dabei zu den wichtigsten Prozessen in der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben. Für ein besseres Verständnis von der Entstehung von Planeten ist es erforderlich, die beobachtbaren Auswirkungen dieser und weiterer Entwicklungsprozesse zu studieren.

Im ersten Teil dieser Dissertation wird, basierend auf hochaufgelösten Beobachtungsdaten im Wellenlängenbereich vom nahen Infrarot bis zu Millimeterwellenlängen, die detaillierte Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars präsentiert. Das unter Verwendung von Strahlungstransportmethoden entwickelte Modell ist dabei in der Lage, alle Beobachtungsergebnisse zu reproduzieren und liefert neue Erkenntnisse über die Staubeigenschaften in dieser Scheibe. Im Rahmen dieser Studie wird erstmals eine vom Scheibenradius abhängige Sedimentation der Staubkörner direkt nachgewiesen.

Der zweite Teil der vorliegenden Arbeit beschreibt die Beobachtung und Analyse von fünf zirkumstellaren Scheiben im mittleren Infrarot. Derartige Beobachtungen liefern insbesondere Informationen über die Scheibenbereiche potentieller Planetenentstehung. Für alle fünf Scheiben werden Einschränkungen für die Ausdehnung von Löchern im Scheibeninneren als Folge verschiedener Entwicklungsprozesse, wie beispielsweise die Wechselwirkung eines Planeten mit der Scheibe, ermittelt. Dabei ist die Beobachtung einer der Scheiben räumlich aufgelöst, so dass der Radius des im Inneren der Scheibe befindlichen Loches bestimmt wird.



# Abstract

Circumstellar disks are a result of the star formation process. They are composed of gas and dust, and according to the current understanding are considered to be the environment for the formation of planets. So far, the details of how the dust particles of the size of a few nanometers grow to objects of several meters in diameter and evolve up to planets is still poorly understood and constitutes a fundamental question in astrophysics. Dust grain growth as well as radial segregation and vertical sedimentation of the dust particles within the disk are among the most important processes in the evolution of circumstellar disks. For a better understanding of the formation of planets it is necessary to study the observable implications of these and other processes.

The first part of this thesis presents a detailed multi-wavelength modeling based on highly resolved observational data covering a wavelength range from the near-infrared to millimeter wavelengths of the circumstellar disk of the Butterfly Star. Using radiative transfer techniques the developed model is capable of reproducing all observational results and provides new insights into the dust properties of this disk. A radial dependent settling of dust grains in a circumstellar disk is directly proven first in this study.

The second part of the present thesis describes the observation und analysis of five circumstellar disks in the mid-infrared. In particular, such observations provide information on the disk regions of potential planet formation. For alle five disks constraints on the extent of inner-disk holes as a consequence of different evolutionary processes, such as the interaction of a planet with the disk, are determined. The observation of one of these disks is spatially resolved, which results in an accurate determination of the inner-disk's radius.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlegende Betrachtungen zu zirkumstellaren Scheiben</b>	<b>3</b>
2.1	Entstehung und Entwicklung . . . . .	3
2.1.1	Akkretion und Photoevaporation . . . . .	6
2.1.2	Staubkornwachstum und Sedimentation des Staubes . . . . .	8
2.1.3	Scheibenmodell . . . . .	9
2.2	Vom Staubkorn zum Planeten . . . . .	10
2.3	Staubkorneigenschaften . . . . .	14
2.4	Strahlungstransport . . . . .	15
2.5	Beobachtung zirkumstellarer Scheiben . . . . .	18
2.6	Übergangsscheiben . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars</b>	<b>27</b>
3.1	Das Objekt . . . . .	27
3.2	Beobachtungen – Basis der Modellierung . . . . .	28
3.2.1	Der Zentralstern . . . . .	28
3.2.2	Millimeter- und Submillimeterbeobachtungen . . . . .	29
3.2.3	Beobachtungen im nahen Infrarot . . . . .	31
3.2.4	Spektrale Energieverteilung . . . . .	33
3.3	Beschreibung des Modells und der Modellierung . . . . .	35
3.3.1	Die zirkumstellare Scheibe . . . . .	36
3.3.2	Primäre Charakteristika . . . . .	37
3.3.3	Anpassungsgüte . . . . .	39
3.3.4	Parameterraumstudie . . . . .	40
3.4	Erster Schritt der Modellierung . . . . .	41
3.4.1	Modellparameter . . . . .	41
3.4.2	Ergebnisse . . . . .	42
3.5	Zweiter Schritt der Modellierung . . . . .	45
3.5.1	Modellparameter . . . . .	45
3.5.2	Ergebnisse . . . . .	47
3.6	Diskussion . . . . .	51
3.6.1	Helligkeitsminimum in SMA-Beobachtung . . . . .	51

3.6.2	Staubentwicklung . . . . .	52
3.6.3	Staubmasse . . . . .	53
3.6.4	Struktur der Scheibe . . . . .	54
3.6.5	Scheibenhülle . . . . .	59
3.6.6	Vergleich mit theoretischen Modellen . . . . .	62
3.6.7	Beobachtbarkeit mit ALMA . . . . .	64
3.7	Zusammenfassung . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Zirkumstellare Scheiben im mittleren Infrarot</b>	<b>69</b>
4.1	Motivation . . . . .	69
4.2	Beschreibung der beobachteten Objekte . . . . .	70
4.3	Beobachtungstechnik . . . . .	75
4.4	Beobachtungen und Datenreduktion . . . . .	78
4.5	Datenanalyse . . . . .	80
4.5.1	Radiales Helligkeitsprofil . . . . .	80
4.5.2	Detektionsgrenze . . . . .	81
4.5.3	Modell . . . . .	83
4.5.4	Photometrie . . . . .	84
4.6	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	85
4.7	Zusammenfassung . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Resümee und Ausblick</b>	<b>97</b>
	<b>Anhang</b>	<b>101</b>
A	Physikalische Konstanten . . . . .	101
B	Herleitung der verwendeten Dichteverteilung . . . . .	102
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>107</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>135</b>

# 1 Einleitung

Seit jeher ist der Mensch von dem Anblick der Sterne am Nachthimmel fasziniert und versucht deren Ursprung und Geheimnisse zu ergründen. So lernte er, dass die Sterne riesige Gaskugeln sind, welche Wasserstoff zu Helium fusionieren, und deren Licht aufgrund ihrer enormen Entfernung zum Teil hunderte oder sogar tausende Jahre zu ihm unterwegs ist. Er erkannte, dass er auf einem Gesteinsplaneten lebt – der Erde, welche keineswegs das Zentrum des Universums ist. Vielmehr ist die Erde nur einer von acht Planeten, die einen Stern, die Sonne, umkreisen, und die Sonne ist nur ein Stern unter hunderten Milliarden in der Milchstraße und die Milchstraße wiederum ist nur eine von vielen Milliarden Galaxien im Universum. Einhergehend mit diesen Erkenntnissen kommen Fragen auf wie: Werden alle Sterne von Planeten umkreist? Wie entstehen Planeten und Planetensysteme? Wie einzigartig ist die Erde? Mit der Entdeckung des ersten extrasolaren Planeten im Jahre 1995 (Mayor & Queloz 1995) begann eine Epoche, die eine Beantwortung dieser Fragen in greifbare Nähe rückte. Bis zu diesem Zeitpunkt beruhte jegliches Wissen über die Entstehung von Planeten allein auf den beobachteten Eigenschaften des Sonnensystems. Die Anzahl bekannter Exoplaneten steigt seitdem kontinuierlich und beträgt derzeit mehr als 900<sup>1</sup>. Dabei zeigt sich, dass sich andere Planetensysteme zum Teil deutlich von unserem Sonnensystem unterscheiden. So werden beispielsweise Gasplaneten gefunden, die ihren Zentralstern in einem weitaus geringeren Abstand umkreisen als es im Sonnensystem der Fall ist, oder sogenannte Supererden, d. h. terrestrische Exoplaneten mit einer Masse von mehr als einer bis zu zehn Erdmassen. Um die Vielfalt an Exoplaneten zu erklären und auch den Ursprung der Erde zu verstehen, ist die Untersuchung der Prozesse und Mechanismen, die bei der Entstehung von Planeten eine Rolle spielen, erforderlich. Zirkumstellare Scheiben bilden dabei nach dem derzeitigen Verständnis die Geburtsstätte von Planeten und sind das zentrale Thema der vorliegenden Arbeit. Sie liefern das Material aus welchem sich Planeten bilden können und die Art und Weise ihrer Entwicklung bestimmt die Struktur und die Eigenschaften des späteren Planetensystems. So wie die Sonne nach ihrer Entstehung vor etwa 4.5 Milliarden Jahren eine solche zirkumstellare Scheibe besaß, aus welcher sich das bekannte

---

<sup>1</sup><http://www.exoplanet.eu>

Sonnensystem entwickelt hat, so sind in riesigen Sternentstehungsgebieten tausende junge Sterne, welche noch immer von einer zirkumstellaren Scheibe umgeben sind, beobachtbar. Und genau dort lässt sich die Entstehung von Planeten studieren. Durch die Beobachtung im gesamten elektromagnetischen Spektrum mit sowohl spektrometrischen als auch bildgebenden Methoden werden zirkumstellare Scheiben untersucht und mithilfe demographischer Studien, aber auch der detaillierten Modellierung einzelner Scheiben, z. B. unter Verwendung von Strahlungstransportsimulationen, ihre Eigenschaften und Entwicklung ergründet. Prozesse wie das Wachstum und die Sedimentation der Staubkörner sowie deren radiale Segregation innerhalb der Scheibe spielen dabei die wichtigste Rolle in der Bildung von Planetesimalen und Planetenkernen – den Bausteinen von Planeten (z. B. Williams & Cieza 2011). Die Details sind allerdings noch weitgehend unklar, so dass es weiterhin an einer vollständig konsistenten Theorie der Planetenentstehung fehlt.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Verbesserung des Verständnisses der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben und damit der Entstehung von Planeten leisten. Dazu wurden die Beobachtungsdaten mehrerer zirkumstellarer Scheiben bei verschiedenen Wellenlängen unter Verwendung von numerischen Simulationen und komplexen Auswertungsverfahren analysiert, mit theoretischen Vorhersagen verglichen und interpretiert. Diese Arbeit ist dabei wie folgt aufgebaut: Zunächst wird in die grundlegenden Betrachtungen zirkumstellarer Scheiben eingeführt und es werden die für das Verständnis dieser Arbeit notwendigen Informationen bereitgestellt. Diese umfassen eine Übersicht über die Entstehung und Entwicklung zirkumstellarer Scheiben, eine detaillierte Beschreibung der Entwicklung vom Staubkorn zum Planeten und einen Überblick über die relevanten Staubkorneigenschaften. Des Weiteren wird ein Einblick in den für diese Arbeit essentiellen Strahlungstransport, eine Zusammenfassung der Beobachtungsmethoden und -techniken zirkumstellarer Scheiben und eine Beschreibung der sogenannten Übergangsscheiben gegeben. Anschließend wird die detaillierte Multiwellenlängen-Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars und damit einhergehend quantitative Beweise für Wachstum, vertikale Absetzung sowie radiale Segregation der Staubkörner präsentiert. Es werden weiterhin die Beobachtungen von fünf zirkumstellaren Scheiben im mittleren Infrarot und deren Analyse vorgestellt und Einschränkungen für die Ausdehnung von Löchern im Scheibeninneren als Folge verschiedener Entwicklungsprozesse ermittelt. Beide Studien liefern neue Einblicke in die Struktur- und Staubentwicklung in zirkumstellaren Scheiben. Eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit ist dabei, dass erstmals aus Beobachtungsdaten, in Übereinstimmung mit den Vorhersagen theoretischer Modelle, eine radiusabhängige Sedimentation der Staubkörner in einer zirkumstellaren Scheibe direkt nachgewiesen werden konnte.



# 2 Grundlegende Betrachtungen zu zirkumstellaren Scheiben

## 2.1 Entstehung und Entwicklung

Zirkumstellare Scheiben sind ein Nebenprodukt des Sternentstehungsprozesses und entstehen infolge von Drehimpulserhaltung aus einem rotierenden Molekülwolkenkern, der aufgrund seiner eigenen Gravitation kollabiert (z. B. Terebey et al. 1984; Shu et al. 1987). Das sich dabei bildende Objekt wird allgemein als junges stellares Objekt bezeichnet (Strom 1972). Junge stellare Objekte zeichnen sich dadurch aus, dass sie noch nicht die Hauptreihe im Hertzsprung-Russell-Diagramm erreicht haben und umfassen Protosterne, T-Tauri-Sterne, Herbig-Ae/Be-Sterne sowie Braune Zwerge, jeweils einschließlich einer noch vorhandenen zirkumstellaren Hülle oder Scheibe. Zirkumstellare Scheiben bestehen aus Gas und Staub und weisen typische Durchmesser von einigen 100 AE auf (z. B. Dullemond et al. 2007; Dullemond & Monnier 2010; Williams & Cieza 2011). Sie entwickeln sich bezüglich ihrer Struktur und Zusammensetzung und lösen sich im Laufe der Zeit ( $\sim 10^6 - 10^7$  Jahre, Haisch et al. 2001) durch verschiedene Prozesse wie Sternenwinde, Photoevaporation<sup>1</sup> verursacht durch Strahlung des Zentralsterns oder einer externen Strahlungsquelle (z. B. Hollenbach et al. 2000; Clarke et al. 2001; Alexander & Armitage 2007; Owen et al. 2012), Akkretion<sup>2</sup> des Materials auf den Stern (Hartmann et al. 1998), Staubkornwachstum und Fragmentation (z. B. Dullemond & Dominik 2005; Dominik et al. 2007; Natta et al. 2007; Birnstiel et al. 2011; Sauter & Wolf 2011; Ubach et al. 2012; Garaud et al. 2013) und die Entstehung von Planeten (z. B. Pollack et al. 1996; Boss 2002; Armitage 2010; Fortier et al. 2012) auf. Dabei hat die Art und Weise wie sich die Scheibe auflöst bedeutende Auswirkungen auf die Möglichkeit der Entstehung von Planeten. Die Untersuchung der Entwicklung protoplanetarer Scheiben<sup>3</sup> ist somit der beste Weg herauszufinden, wie und unter welchen Bedingungen sich Planeten bilden.

---

<sup>1</sup>Siehe Unterabschnitt 2.1.1.

<sup>2</sup>lat. „accretio“ - Zunahme, Anwachsen; bezeichnet den Vorgang der Aufsamm- lung/Anlagerung von Materie auf ein kosmisches Objekt.

<sup>3</sup>Die Begriffe „zirkumstellare Scheibe“ und „protoplanetare Scheibe“ sind synonym.

Junge stellare Objekte werden entsprechend ihres Entwicklungsstadiums üblicherweise in vier Klassen unterteilt – die Klassen 0, I, II und III (Lada & Wilking 1984; Lada 1987; Andre et al. 1993). Diese beruhen auf der Beobachtung der Form der spektralen Energieverteilung<sup>4</sup> dieser Objekte im infraroten Wellenlängenbereich ( $\sim 2 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$ ) und werden über den Infrarot-Spektralindex  $\alpha_{\text{IR}}$  unterschieden

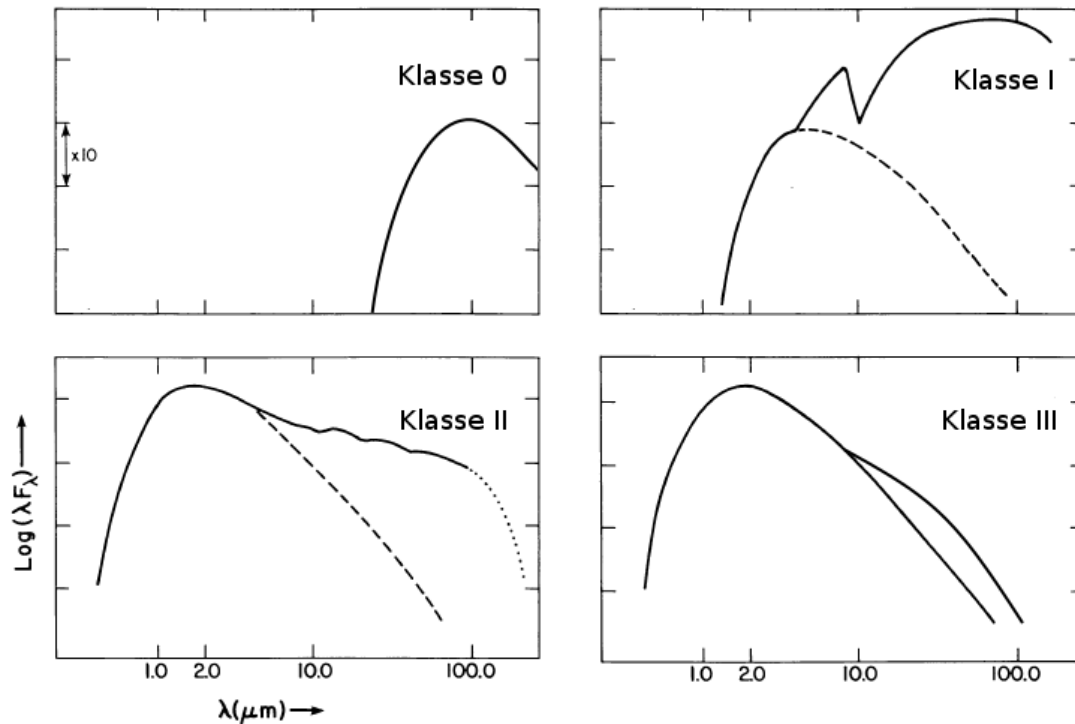
$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log(\lambda)}, \quad (2.1)$$

wobei  $F_{\lambda}$  die Flussdichte bei der Wellenlänge  $\lambda$  angibt. Die Klassifikation ist in Abbildung 2.1 illustriert und repräsentiert die verschiedenen Phasen vom gravitativen Kollaps des Molekülwolkenkerns über die Bildung des Sterns durch Akkretion von der den Stern umgebenden Hülle bis zur Auflösung der zirkumstellaren Scheibe und der Entstehung von Planetensystemen. Die vier Klassen sind nachfolgend beschrieben (z. B. Lada & Wilking 1984; Lada 1987; Wilking 1989; Andre et al. 1993; Evans et al. 2009; Armitage 2010; Williams & Cieza 2011).

- **Klasse 0:** Objekte der Klasse 0 sind Protosterne, welche noch den überwiegenden Teil ihrer späteren finalen Sternmasse von einer sie umgebenden kollabierenden sphärischen Hülle akkretieren. Der Protostern ist dabei vollkommen von der Hülle umschlossen und im visuellen und infraroten Wellenlängenbereich nicht sichtbar, weshalb  $\alpha_{\text{IR}}$  unbestimmt ist. Aufgrund der großen Menge an kaltem Staub (wenige Kelvin) in der Hülle emittieren diese Objekte den Großteil ihrer Strahlung im Submillimeter- und Millimeterwellenlängenbereich. Objekte der Klasse 0 weisen für gewöhnlich eine hohe Aktivität an Materieausflüssen auf.
- **Klasse I:** Bei Objekten der Klasse I wurde bereits die meiste Materie der Hülle auf das Zentralobjekt akkretiert oder durch Materieausflüsse aus dem System ausgestoßen. Sie sind bei infraroten Wellenlängen durch einen starken Exzess der Flussdichte über der der stellaren Photosphäre charakterisiert und emittieren den Hauptteil ihrer Strahlung bei ferninfraroten Wellenlängen. Dies ist auf die Absorption und Reemission von stellarer Strahlung durch den warmen Staub der bereits voll ausgebildeten zirkumstellaren Scheibe zurückzuführen. Derartige Scheiben, welche am Beginn ihrer Entwicklung stehen, werden auch als primordiale Scheiben bezeichnet und weisen ein Massenverhältnis zwischen Staub und Gas von  $\sim 1/100$  auf (z. B. Beckwith et al. 1990). Typisch für Objekte der Klasse I ist ein starker Anstieg der spektralen Energieverteilung vom nahen zum fernen Infrarot ( $\alpha_{\text{IR}} > 0$ ).

---

<sup>4</sup>Die spektrale Energieverteilung eines Körpers gibt die Abhängigkeit der Flussdichte dieses Körpers von der Wellenlänge an.



**Abbildung 2.1:** Typische spektrale Energieverteilungen der vier Entwicklungsklassen junger stellarer Objekte (adaptiert von einer ähnlichen Abbildung in Lada 1987; Wilking 1989)

- **Klasse II:** Typische Vertreter von Objekten der Klasse II sind T-Tauri-Sterne. In diesem Entwicklungsstadium wird Materie nur noch von der zirkumstellaren Scheibe auf den Zentralstern akkretiert und dieser wird, abhängig von der Scheibeninklination, im optischen Wellenlängenbereich sichtbar. Bei infraroten und längeren Wellenlängen dominiert die Scheibe die von dem Objekt emittierte Strahlung, wobei der Strahlungsexzess mit voranschreitender Entwicklung des Staubes in der Scheibe abnimmt. Der Spektralindex für Objekte der Klasse II beträgt  $-1.6 \leq \alpha_{\text{IR}} \leq 0$ . Die Entwicklung der Scheibe in dieser Phase wird im Wesentlichen durch die eingangs erwähnten Auflösungsmechanismen bestimmt. Zirkumstellare Scheiben, in denen bereits eine signifikante Entwicklung stattgefunden hat und die sich in der Übergangsphase zwischen primordialer Scheibe und Trümmerscheibe (siehe Klasse III) befinden, werden als Übergangsscheiben bezeichnet. Diese Scheiben sind von besonderem Interesse und werden in Abschnitt 2.6 ausführlich beschrieben.
- **Klasse III:** Objekte der Klasse III bezeichnen Vorhauptreihensterne mit geringem oder fehlendem Exzess im Infraroten, so dass deren Emission durch den zentralen Stern dominiert wird und zu einem Spektralindex  $\alpha_{\text{IR}} < -1.6$

führt. Die verbliebene Scheibe um den Zentralstern wird auch als Trümmerscheibe bezeichnet. In ihr sind nur noch geringe Mengen an Gas vorhanden und es haben sich durch verschiedene Prozesse, wie beispielsweise Koagulation und Agglomeration, größere Festkörper und möglicherweise Planeten bzw. Planetensysteme gebildet (siehe Abschnitt 2.2), wobei aber durch Kollisionen größerer Staubkörner weiterhin auch kleine Staubkörner in der Scheibe vorhanden sind (Backman & Paresce 1993). Trümmerscheiben werden für gewöhnlich auch noch in der Hauptreihenphase der Sterne beobachtet (z. B. Meyer et al. 2007).

### 2.1.1 Akkretion und Photoevaporation

Die Akkretion von Material auf das Zentralobjekt und Photoevaporation spielen bei der Auflösung zirkumstellarer Scheiben eine dominierende Rolle. Damit Akkretion stattfinden kann, muss als Folge der Drehimpulserhaltung Drehimpuls mittels einer Form von Viskosität, d. h. innerer Reibung, durch die Scheibe nach außen abgeführt werden. Den Hauptteil der Masse in Akkretionsscheiben bildet das Gas in Form von molekularem Wasserstoff, weshalb der Staub keinen wesentlichen Einfluss auf die Dynamik der Scheibe hat. Entsprechend den Keplerschen Gesetzen rotiert das Scheibenmaterial nicht-selbstgravitierender Scheiben differentiell um das Zentralobjekt mit nach außen abnehmender Winkelgeschwindigkeit. Nach der derzeitigen Vorstellung üben aufgrund innerer Reibung benachbarter Scheibenringe diese Drehmomente aufeinander aus, wodurch der vorhandene Drehimpuls nach außen transportiert und Akkretion ermöglicht wird. Dabei ist die molekulare Viskosität in Akkretionsscheiben für den notwendigen Drehimpulsübertrag zu niedrig, so dass die Scheiben entgegen der Beobachtung auf Zeitskalen größer als das Weltalter ( $\sim 13.7$  Milliarden Jahre) dissipieren würden (z. B. Spitzer 1962; Jarosik et al. 2011). Es wird daher angenommen, dass Akkretionsscheiben turbulent sind und die Turbulenz eine Viskosität verursacht, wobei deren Natur noch nicht völlig verstanden ist. Zur Beschreibung der turbulenten Viskosität im Rahmen eines Scheibenmodells wird für gewöhnlich ein parametrisierter Ansatz gewählt. So führten Shakura & Sunyaev (1973) das sogenannte  $\alpha$ -Scheibenmodell ein, in welchem die turbulente Viskosität  $\nu_t$  durch

$$\nu_t = \alpha_{\nu_t} c_s H \quad (2.2)$$

dargestellt wird. Dabei ist  $c_s$  die Schallgeschwindigkeit, welche der maximalen turbulenten Geschwindigkeit entspricht, und  $H$  die vom Radius abhängige hydrostatische Skalenhöhe (siehe Anhang B) der Scheibe, welche als die maximale Skala isotroper turbulenter Wirbel gewählt wird. Größere Geschwindigkeiten

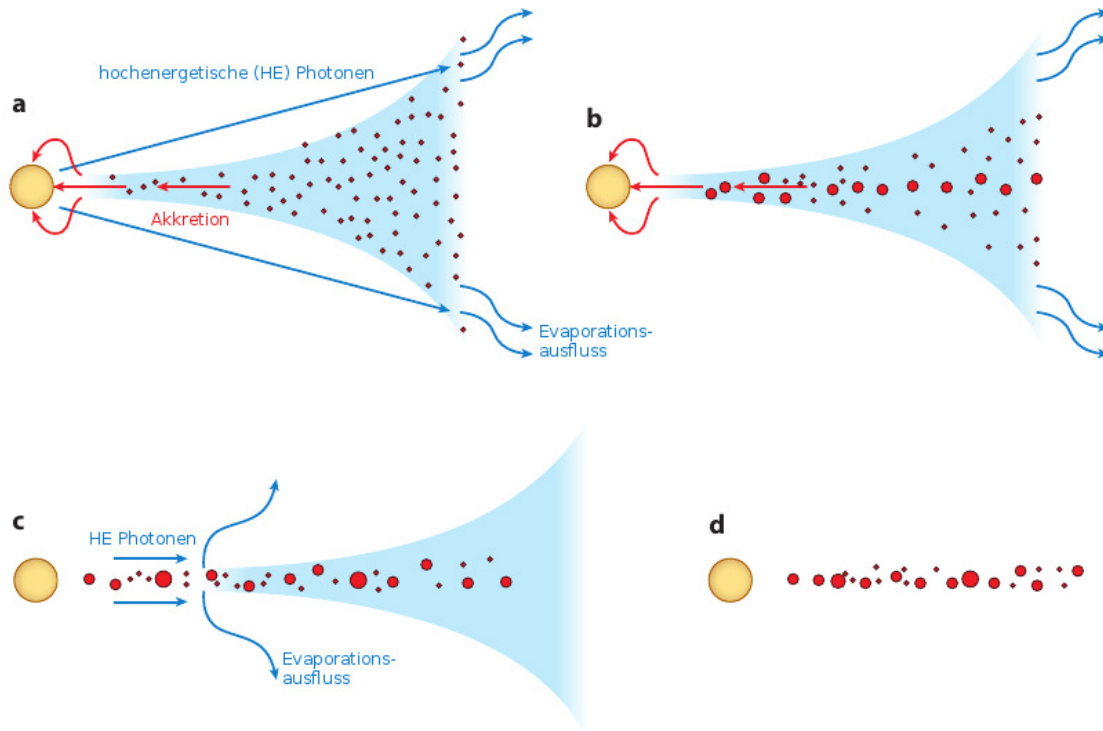
würden zu einer schnellen Umsetzung turbulenter kinetischer Energie in Wärme führen (Armitage 2010). Die Größe  $\alpha_{\nu_t}$  mit  $\alpha_{\nu_t} \leq 1$  ist ein dimensionsloser Parameter der angibt, wie effizient die Turbulenz bei der Erzeugung von Drehimpulstransport ist. Shakura & Sunyaev (1973) zeigten, dass Turbulenz in der Scheibe eine für die beobachtete Akkretion ausreichende Viskosität liefert und somit die molekulare Viskosität deutlich übersteigt. Das auf diesem Ansatz beruhende Modell gilt seither als das Standardakkretionsscheibenmodell. Im Falle von selbstgravitierenden Scheiben verliert dieses Modell allerdings seine Gültigkeit (Duschl et al. 2000). Eine alternative Beschreibung der turbulenten Viskosität liefert die  $\beta$ -Parametrisierung von Duschl et al. (2000), welche auch im selbstgravitierenden Fall gilt und bei ausreichend niedriger Scheibenmasse mit dem  $\alpha$ -Ansatz übereinstimmt.

Detailliertere und weiterführende Informationen bezüglich der beiden Parametrisierungen sind in der angegebenen Literatur zu finden. Eine weitere Quelle für Viskosität in Akkretionsscheiben ist die sogenannte Magnetorotationsinstabilität bzw. nach ihren Entdeckern auch als Balbus-Hawley-Instabilität bezeichnet. Sie wird durch eine Scherung des Magnetfeldes aufgrund des Einflusses desselben auf geladene Teilchen und der differentiellen Rotation dieser Teilchen innerhalb der Scheibe verursacht (Balbus & Hawley 1991). Für einen umfassenden Überblick über die Theorie von Akkretionsscheiben sei z. B. auf Papaloizou & Lin (1995), Frank et al. (2002) und Montesinos Armijo (2012) verwiesen.

Photoevaporation bezeichnet den Prozess, bei dem hochenergetische Strahlung den zirkumstellaren Wasserstoff (und in geringem Maße auch die schwereren, kleinen Staubteilchen) in der Scheibenoberfläche so stark heizt, dass ab einer bestimmten radialen Entfernung zum Zentralobjekt die thermische Energie der heißen Oberflächenschichten ausreicht, um dem Gravitationspotential des Sterns zu entkommen, und diese in Form eines Windes aus dem System strömen (Bally & Scoville 1982; Hollenbach et al. 1994; Johnstone et al. 1998). Dieser Prozess kann durch die Strahlung des Zentralobjekts, aber auch durch die einer externen Quelle, wie einem massereichen Stern, verursacht werden, wobei Ersteres für gewöhnlich dominiert (Adams et al. 2006).

In den frühen Phasen der Scheibenentwicklung dominiert die Akkretionsrate über der Photoevaporationsrate, so dass Material aus den inneren Scheibenbereichen auf den Stern akkretiert wird, während die äußeren Scheibenbereiche die inneren mit neuem Material versorgen. Nach einigen Millionen Jahren ist die Akkretionsrate unter die Photoevaporationsrate gesunken, wodurch der Materiefluss von der äußeren zur inneren Scheibe unterbunden wird. Ab diesem Zeitpunkt wird das Material der inneren Scheibe auf das Zentralobjekt akkretiert und es entsteht ein Loch im Scheibeninneren ( $\lesssim 10^5$  Jahre). Das verbleibende Material

der äußeren Scheibe ist nun direkt der hochenergetischen Strahlung des Sterns ausgesetzt und wird von dieser in kurzer Zeit ( $\lesssim 10^5$  Jahre) von innen nach außen photoevaporiert (Clarke et al. 2001; Alexander et al. 2006a, b; Dullemond et al. 2007; Owen et al. 2010; Williams & Cieza 2011). In Abbildung 2.2 ist die Entwicklung einer typischen zirkumstellaren Scheibe veranschaulicht.



**Abbildung 2.2:** Entwicklung einer typischen zirkumstellaren Scheibe (adaptiert von einer ähnlichen Abbildung in Williams & Cieza 2011). Die Verteilung des Gases ist blau und der Staub rot dargestellt. (a) Die Scheibe verliert Masse durch Akkretion auf den Stern und in geringem Maße durch Photoevaporation der äußeren Scheibe. (b) Im selben Zeitraum wachsen Staubkörner zu größeren Körpern und setzen sich zur Mittelebene der Scheibe ab. (c) Sinkt die Akkretionsrate auf die Photoevaporationsrate, ist die äußere Scheibe nicht mehr in der Lage die innere Scheibe mit Material zu versorgen. Ein Loch im Scheibeninneren entsteht und die äußere Scheibe wird photoevaporiert. (d) Trümmerscheibe. Das Gas wurde nahezu vollständig aus der Scheibe entfernt.

## 2.1.2 Staubkornwachstum und Sedimentation des Staubes

Obwohl der Staub nur etwa ein Prozent der anfänglichen Scheibenmasse ausmacht, ist das Verständnis von dessen Entwicklung für die Untersuchung der Evolution zirkumstellarer Scheiben und der Entstehung von Planeten unerlässlich.

lich. Der in das Gas eingebettete Staub dominiert die Opazität<sup>5</sup> der Scheibe und liefert das Grundmaterial aus welchem Planeten und Planetenkerne entstehen. Während die im vorangegangenen Unterabschnitt beschriebenen Prozesse, Akkretion und Photoevaporation, im Wesentlichen die Entwicklung des Gases in der Scheibe bestimmen, entwickeln sich die Staubteilchen in der Scheibe hauptsächlich durch Staubkornwachstum und Sedimentation zur Scheibenmittelebene. Das Wachstum findet durch Koagulation und Agglomeration von Staubteilchen zu fraktalen Gebilden statt. Koagulation bezeichnet das Aneinanderhaften von Staubteilchen infolge von unelastischen Kollisionen und Anziehungskräften zwischen den Teilchen, wohingegen unter Agglomeration das Aufeinandertreffen und Aneinanderhaften von Koagulaten untereinander verstanden wird. Dabei spielen z. B. die Relativgeschwindigkeit, das Massenverhältnis und die Porosität der zusammenstoßenden Partikel eine entscheidende Rolle. Das Wachstum von Staubteilchen ist daher ein sehr komplexer und noch nicht vollständig verstandener Prozess und Gegenstand andauernder Untersuchungen u. a. im Rahmen von umfangreichen numerischen Simulationen und experimentellen Laborstudien. Einen detaillierten Überblick und weiterführende Informationen über die Wachstumsmechanismen von Staubteilchen liefern beispielsweise Weidenschilling et al. (1997), Blum et al. (2006), Dominik et al. (2007), Blum & Wurm (2008), Langkowski et al. (2008), Weidling et al. (2009), Güttler et al. (2009), Kothe et al. (2010) und Schräpler & Blum (2011). Die Entwicklung des Staubes vom Staubkorn zum Planeten ist in Abschnitt 2.2 beschrieben.

### 2.1.3 Scheibenmodell

In der vorliegenden Arbeit werden zirkumstellare Scheiben, soweit nicht anders angegeben, durch eine vom Radius und vom vertikalen Abstand zur Scheibenmittelebene abhängige Dichteverteilung basierend auf der Arbeit von Shakura & Sunyaev (1973) beschrieben, welche wie folgt dargestellt werden kann

$$\rho_{\text{Scheibe}} = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r_{\text{zyl}}} \right)^\alpha \exp \left( -\frac{1}{2} \left[ \frac{z}{h(r_{\text{zyl}})} \right]^2 \right). \quad (2.3)$$

Hierbei beschreibt  $z$  die Höhe über oder unter der Scheibenmittelebene und  $r_{\text{zyl}}$  den radialen Abstand von dieser  $z$ -Achse bzw. zylindrischen Achse. Der Parameter  $\rho_0$  bestimmt sich aus der gesamten Staubmasse  $m_{\text{Staub}}$  der Scheibe. Die Größe

<sup>5</sup>Die Opazität ist ein Maß für die Undurchlässigkeit eines Materials für elektromagnetische Strahlung.

$r_0$  ist ein Referenzradius mit einem Wert von  $r_0 = 100 \text{ AE}$ , wohingegen  $h$  die vertikale Skalenhöhe der Scheibe und eine Funktion von  $r_{\text{zyl}}$  ist

$$h(r_{\text{zyl}}) = h_0 \left( \frac{r_{\text{zyl}}}{r_0} \right)^\beta. \quad (2.4)$$

Die Skalenhöhe bezeichnet dabei die Höhe, bei welcher sich die Dichte der Scheibenmittelebene auf das  $\frac{1}{e}$ -fache verringert hat. Die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  beschreiben jeweils das radiale Dichteprofil und die Aufweitung der Scheibe. Die Herleitung der angegebenen Dichteverteilung ist in Anhang B zu finden. Die zirkumstellare Scheibe erstreckt sich von einem inneren Radius  $r_{\text{in}}$  bis zu einem äußeren  $r_{\text{au}}$ . Zusammen mit der Größe  $h_0$  lässt sich mithilfe dieser fünf Parameter die Struktur der Scheibe variieren. Dieser Ansatz ist durch Beobachtungsdaten motiviert und wurde bereits mehrfach erfolgreich für die Beschreibung zirkumstellarer Scheiben angewendet, wie z. B. für HH 30 (Madlener et al. 2012), CB 26 (Sauter et al. 2009), IM Lupi (Pinte et al. 2008), HV Tauri C (Stapelfeldt et al. 2003) und HK Tauri (Stapelfeldt et al. 1998). Die Integration von Gleichung 2.3 entlang der  $z$ -Achse liefert die Oberflächendichte der Scheibe

$$\Sigma(r_{\text{zyl}}) = \Sigma_0 \left( \frac{r_{\text{zyl}}}{r_0} \right)^{-p}. \quad (2.5)$$

Dabei ergibt sich aus dem Vergleich von Gleichung 2.5 mit Gleichung 2.3 folgender Zusammenhang zwischen dem Exponenten der Oberflächendichte und den Parametern  $\alpha$  und  $\beta$

$$p = \alpha - \beta. \quad (2.6)$$

## 2.2 Vom Staubkorn zum Planeten

Die Entstehung von Planeten aus Submikrometer großen Staubkörnern erfordert eine Größenzunahme um mindestens zwölf Größenordnungen, wobei die Koagulation und Agglomeration von Staubteilchen sowie deren Sedimentation zur Scheibenmittelebene eine dominierende Rolle spielen (siehe auch Unterabschnitt 2.1.2). Diese Prozesse finden bereits in den jungen, noch tief im Molekülwolkenkern eingebetteten Objekten statt (Willing et al. 1980; McClure et al. 2010) und wurden bereits mehrfach durch Beobachtungen nachgewiesen, so z. B. mittels Spektroskopie im Infrarot (D'Alessio et al. 2006; Furlan et al. 2006, 2009; Kessler-Silacci et al. 2006; McClure et al. 2010; Oliveira et al. 2010). Einen weiteren Beweis für Staubkornwachstum liefert der Spektralindex bei Submillimeter- und Millimeterwellenlängen, welcher bei größeren Staubteilchen in der Scheibe



einen niedrigeren Wert aufweist als bei den kleinen Staubkörnern des interstellaren Mediums (Beckwith & Sargent 1991; Mannings & Emerson 1994; Andrews & Williams 2005, 2007a).

Die anfänglich kleinen Staubteilchen sind stark an die Bewegung des Gases in der protoplanetaren Scheibe gekoppelt. Durch Kollisionsprozesse aufgrund Brownscher Bewegung und Turbulenz in der Scheibe koagulieren und agglomerieren die Partikel bis zu Planetesimalen mit Durchmessern von einigen Kilometer (z. B. Beckwith et al. 2000; Dominik et al. 2007; Natta et al. 2007). Auf die Probleme im Rahmen der Theorie der Bildung von Planetesimalen wird im späteren Verlauf dieses Abschnittes eingegangen. Die Gas- und Staubteilchen bewegen sich bei demselben radialen Abstand vom Zentrum mit einer etwas unterschiedlichen Geschwindigkeit um den Stern. Während für den Staub die Zentrifugalkraft der Gravitation des Zentralobjektes entgegenwirkt und die Teilchen nach dem dritten Keplerschen Gesetz den Stern mit Keplergeschwindigkeit umkreisen, wirkt für das Gas zusätzlich zur Zentrifugalkraft der Gasdruck der Gravitation entgegen. Dies führt dazu, dass sich das Gas mit Sub-Keplergeschwindigkeit, d. h. etwas langsamer als der Staub, bewegt und somit ein Gaswiderstand auf die Staubteilchen wirkt. Mit zunehmender Größe dieser Teilchen entkoppeln diese von der reinen Gasbewegung, so dass deren Drehimpuls aufgrund des Gaswiderstandes verringert wird und sie in Richtung des Sterns driften. Des Weiteren bewirkt die vertikale Komponente der Gravitation des Sterns sowie in geringem Maße die gravitative Wirkung der Scheibe, dass sich die größeren Staubkörner zur Scheibenmittelebene hin absetzen (z. B. Weidenschilling 1977; Barrière-Fouchet et al. 2005; Fromang & Papaloizou 2006; D'Alessio et al. 2006). Da sich durch diese Sedimentation die Staubteilchendichte zur Scheibenmittelebene hin erhöht, nimmt auch die Kollisionswahrscheinlichkeit der Staubagglomerate zu, was das Staubkornwachstum beschleunigt. Die Bildung von Planetesimalen findet auf einer im Vergleich zur Lebensdauer der Scheibe kurzen Zeitskala statt ( $\sim 10^4 - 10^5$  Jahre; Simon & Prato 1995; Wolk & Walter 1996; Alexander 2008; Armitage 2010). Das Wachstum über Planetesimale hinaus geschieht im Wesentlichen durch direkte Kollisionen, wobei die Gravitation der einzelnen Festkörper mit zunehmender Masse eine wichtige Rolle übernimmt und zu gravitativer Agglomeration großer Planetesimale und Protoplaneten zu terrestrischen Planeten bzw. Gasplanetenkernen führt (Safronov & Zvjagina 1969; Weidenschilling et al. 1997; Kokubo & Ida 1998; Thommes et al. 2003).

Für die Entstehung der massereichen Gasplaneten existieren zwei wichtige konkurrierende Modelle: das Kernakkretionsmodell (z. B. Pollack et al. 1996; Papaloizou & Terquem 2006; Lissauer & Stevenson 2007; Mordasini et al. 2012a,b) und das Gravitationsinstabilitätenmodell (z. B. Boss 1997, 2004; Durisen et al.

2007), wobei ersteres favorisiert wird. Im Kernakkretionsmodell bildet sich ein fester Planetenkern mit einer kritischen Masse von einigen Erdmassen auf die Art und Weise, wie im vorangegangenen Absatz beschrieben. Durch ihren nun ausreichend starken gravitativen Einfluss akkretieren die Planetenkerne das sie umgebende Gas, welches ihre Atmosphäre bildet (Mizuno 1980; Ida & Lin 2004; Papaloizou & Terquem 1999). Das Ergebnis dieses Akkretionsprozesses sind Gasplaneten in der Art von Jupiter. In dieser Phase interagieren die sich formenden Planeten stark mit der Scheibe, öffnen Lücken und migrieren zu inneren oder äußeren Scheibenbereichen. Das Gravitationsinstabilitätenmodell hingegen basiert auf der Idee, dass sich massereiche Planeten durch den Kollaps von gravitativ instabilen Bereichen innerhalb der protoplanetaren Gasscheibe bilden könnten. Dieses Szenario erfordert allerdings sehr massereiche Scheiben, so dass die Selbstgravitation des Gases ausreichend stark ist, um die Struktur oder die Entwicklung der Scheibe zu beeinflussen. Die Frage, ob sich tatsächlich Protoplaneten und Planeten durch Fragmentation einer gravitativ instabilen Scheibe bilden können, wird weiterhin kontrovers diskutiert (z. B. Rafikov 2005; Boss 2007; Boley 2009; Boley et al. 2010; Meru & Bate 2010; Cai et al. 2010). Für weiterführende Informationen zu den beiden Modellen sei auf die in diesem Abschnitt bereits genannte Literatur verwiesen.

Die vereinfacht dargestellten Prozesse, die zur Entstehung von Planeten führen, umfassen eine komplexe Interaktion vieler Faktoren, wie die physikalischen Bedingungen der Scheibe und die chemische Zusammensetzung des Staubes zu verschiedenen Entwicklungsphasen. Des Weiteren gibt es im Rahmen der Theorie der Planetenentstehung einige bisher ungelöste Probleme, vor allem in der ersten Phase – der Bildung von Planetesimalen. So ist es beispielsweise unklar, wie das Staubkornwachstum die sogenannte Radiale-Drift-Barriere überwindet. Staubkörner bzw. -agglomerate mit einer Größe von wenigen Mikrometern bis zu mehreren Metern verspüren aufgrund des Gaswiderstandes eine radiale Drift hin zum Zentralobjekt (Weidenschilling 1977; Nakagawa et al. 1986). Diese Driftbewegung ist besonders stark für etwa Meter große Objekte, so dass diese auf einer Zeitskala zum Stern hin migrieren und dort durch die hohen Temperaturen zerstört werden, welche kürzer als die Zeitskala für ein weiteres Wachstum dieser Agglomerate ist und somit das Staubkornwachstum effektiv gestoppt wird (Weidenschilling 1977; Klahr & Bodenheimer 2006). Ein weiteres Beispiel ist die sogenannte Fragmentations-Barriere. In Abhängigkeit der strukturellen und kinematischen Eigenschaften zweier kollidierender Festkörper koagulieren und agglomerieren diese nicht nur, sondern sie können auch voneinander abprallen oder fragmentieren. So zeigt sich, dass die Staubentwicklung für Objekte im Größenbereich von Zentimeter bis Meter von der Fragmentation dominiert und ein Wachstum zu größeren Teilchen verhindert wird (Weidenschilling & Cuzzi 1993;

Benz 2000; Blum & Wurm 2008; Brauer et al. 2008a). Die Forschung in den letzten Jahren ergab die Existenz weiterer Barrieren, die das Staubkornwachstum unterbinden. Okuzumi (2009) weist auf eine elektrostatische Barriere aufgrund negativ geladener Staubagglomerate in der schwach ionisierten Gasscheibe hin, welche das Staubkornwachstum in einem bestimmten Bereich der Scheibe zum Stillstand bringt (Okuzumi et al. 2011a,b). Die sogenannte Abprall-Barriere wird erstmals von Zsom et al. (2010) erwähnt und ist relevant für Staubkörner mit einer Größe von einigen Millimetern bis Zentimetern. In diesem Größenbereich ist es möglich, dass die Teilchen bei Kollisionen im Wesentlichen voneinander abprallen anstatt aneinanderzuhaften oder zu fragmentieren. Neben den acht Planeten unseres Sonnensystems sind bereits mehr als 900 extrasolare Planeten bekannt<sup>6</sup>. Da also Planeten beobachtet werden, muss das Staubkornwachstum die Barrieren überwinden oder umgehen können. Somit bleibt die Beantwortung der Frage, wie sich im Detail Planetesimale bilden, die größte Herausforderung in der Erforschung der Entstehung von Planeten.

Alternativ zu der Hypothese, dass sich Planetesimale allein durch Kollisionsprozesse bilden, existiert eine Hypothese, die auf der gravitativen Instabilität einer dichten, scheibenförmigen Staubschicht nahe der Mittelebene der Gasscheibe beruht. Hierbei wachsen die kleinen Staubteilchen wie zuvor durch Kollisionen und setzen sich in einer dünnen Schicht in der Scheibenmittelebene ab bis sie eine Größe von einigen Zentimetern erreicht haben. Aufgrund von Turbulenz könnte sich in bestimmten Bereichen der protoplanetaren Scheibe das Massenverhältnis von Staub zu Gas so weit erhöhen, dass diese Regionen dicht genug werden, um unter ihrer eigenen Gravitation hin zu Planetesimalen zu kollabieren (Safronov & Zvjagina 1969; Goldreich & Ward 1973; Garaud & Lin 2004; Youdin & Goodman 2005; Johansen et al. 2006, 2007; Cuzzi et al. 2008; Armitage 2010; Bai & Stone 2010; Chiang & Youdin 2010). Auf diese Art und Weise wären die Größenskalen, die am stärksten der radialen Drift ausgesetzt sind, umgangen und die Radiale-Drift-Barriere sowie die Fragmentations-Barriere überwunden. Weitere vorgeschlagene Mechanismen zur Überwindung der Barrieren sind beispielsweise das Einfangen von Staubkörnern in Wirbeln (Barge & Sommeria 1995; Klahr & Henning 1997; Wolf & Klahr 2002; Lyra et al. 2009), zonalen Strömungen (Klahr & Lin 2001; Fromang & Nelson 2005; Kato et al. 2009; Johansen et al. 2009) und in lokalen Druckmaxima innerhalb der Scheibe (Kretke & Lin 2007; Brauer et al. 2008b). Über die mögliche Detektion einer derartigen Staubfalle in der Beobachtung einer zirkumstellaren Scheibe berichten erstmals van der Marel et al. (2013). In welchem Maße diese verschiedenen Mechanismen in realen Scheiben zum Tragen kommen bleibt allerdings unklar, so dass die Details der Entstehung von Planetesimalen weiterhin unzureichend verstanden sind.

---

<sup>6</sup><http://www.exoplanet.eu>

## 2.3 Staubkorneigenschaften

Für die Modellierung zirkumstellarer Staubscheiben bedarf es neben einer Dichteverteilung für die Scheibe (siehe Unterabschnitt 2.1.3) auch an Staubkörnern, die sich in der Scheibe befinden und die bestimmte Eigenschaften aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Staubkörner als homogene, sphärische Teilchen ohne räumliche Abhängigkeit ihrer Eigenschaften betrachtet. Es ist davon auszugehen, dass reale Staubteilchen eine weitaus komplexere und fraktalere Struktur aufweisen. Wie Voshchinnikov (2002) jedoch zeigte, kann die Gestalt, chemische Zusammensetzung und Größe der Staubkörner in astronomischen Beobachtungen nicht einzeln bestimmt werden, sondern nur als eine Kombination. Daher beschränken sich die Modelle in dieser Arbeit auf die einfachste, aber ebenso am wenigsten mehrdeutige Gestalt der Staubkörner.

Um die chemische Zusammensetzung der Staubkörner zu modellieren, wird eine homogene Mischung aus astronomischen Silikat und Graphit mit einer mittleren Staubkorndichte von  $\rho_{\text{Korn}} = 2.5 \text{ g cm}^{-3}$  und optischen Eigenschaften wie von Weingartner & Draine (2001) beschrieben verwendet. Die relativen Häufigkeiten betragen 62.5% astronomisches Silikat und 37.5% Graphit (Draine & Lee 1984; Weingartner & Draine 2001). Dieses Staubkornmodell kam bereits erfolgreich bei der Scheibenmodellierung von beispielsweise HH 30 (Madlener et al. 2012) und CB 26 (Sauter et al. 2009) zur Anwendung.

Auf die optischen Eigenschaften der Staubkörner wird im Rahmen der Beschreibung der Interaktion zwischen Staub und Strahlung in Abschnitt 2.4 näher eingegangen.

Die Staubkörner des Modells sind gemäß eines Potenzgesetzes der Form

$$dn(a) \sim a^q da \quad \text{mit} \quad q = -3.5 \quad \text{und} \quad a_{\min} \leq a \leq a_{\max} \quad (2.7)$$

verteilt (Dohnanyi 1969; Mathis et al. 1977). Hierbei bezeichnet  $a$  den Radius eines Staubkorns und  $n(a)$  die Anzahl der Staubkörner eines bestimmten Radius. Die Staubkorngrößenverteilung nach Gleichung 2.7 mit  $a_{\min} = 5 \text{ nm}$  und  $a_{\max} = 250 \text{ nm}$  wird als die allgemein bekannte MRN-Verteilung<sup>7</sup> des interstellaren Mediums von Mathis et al. (1977) bezeichnet. Um die verschiedenen Staubkorngrößen einer Mischung aus unterschiedlichen Arten von Staub zu modellieren, wird eine beliebige Anzahl von separaten Staubkorngrößen innerhalb eines gegebenen Intervalls  $[a_{\min}, a_{\max}]$  betrachtet. Wie Wolf (2003a) zeigte, stimmen die Beobachtungsgrößen, welche aus Strahlungstransportsimulationen bestimmt

---

<sup>7</sup>MRN ist ein Akronym der Namen der Urheber dieser Verteilung Mathis, Rumpl und Nordsieck.

werden, die jede Staubart einzeln berücksichtigen, sehr gut mit denen überein, die aus Simulationen, basierend auf gewichteten mittleren Staubkornparametern der Staubbmischung, resultieren. Daher werden gewichtete Mittelwerte für die optischen Eigenschaften der Staubbmischung verwendet. Da die einzelnen Prozesse, wie z. B. Staubkornwachstum, Absetzung des Staubes hin zur Scheibenmittelebene, Interaktionen zwischen Staubkörnern, und deren gegenseitiger Einfluss während der Entwicklung der zirkumstellaren Umgebung immer noch kaum verstanden sind und um die Anzahl an freien Parametern, die zur Beschreibung der Staubkornmischung notwendig sind, zu reduzieren, wird keine räumliche Abhängigkeit der Eigenschaften der Staubkornmischung angenommen und davon ausgegangen, dass die Staubkorngrößenverteilung aus Gleichung 2.7 für die gesamte Scheibe gültig ist.

## 2.4 Strahlungstransport

Der Strahlungstransport beschreibt im Allgemeinen die Ausbreitung von Strahlung in einem Medium. Da jegliche bekannten Informationen über zirkumstellare Scheiben nur aus der beobachteten elektromagnetischen Strahlung abgeleitet werden können, ist es notwendig zu verstehen, auf welche Art und Weise diese Strahlung mit dem Material in der Scheibe interagiert. Im Rahmen dieser Arbeit wird im System einer zirkumstellaren Scheibe der Zentralstern als die primäre Strahlungsquelle betrachtet, d. h., die Scheibe ist passiv. Der Stern wird dabei als Schwarzer Strahler der Temperatur  $T$  durch die Planck-Funktion  $B_\nu(T)$  beschrieben

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.8)$$

mit  $\nu$  der Frequenz,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum und  $k_B$  der Boltzmann-Konstante. Dessen spektrale Energie- und räumliche Helligkeitsverteilung wird aufgrund des Staubes in der Scheibe durch Streuung, Absorption und Reemission der Strahlung verändert. Diese Interaktionen werden durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben, welche in einer einfachen eindimensionalen, zeitunabhängigen Form lautet (Padmanabhan 2000; Spatschek 2003):

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (2.9)$$

Sie verknüpft die Intensität  $I_\nu$  der Strahlung einer bestimmten Frequenz  $\nu$  entlang einer Strecke  $ds$  mit der Extinktion  $k_\nu$  und dem Emissionskoeffizienten  $j_\nu$ . Die Extinktion setzt sich zusammen aus dem Absorptionskoeffizienten  $\kappa_\nu$  und dem Streukoeffizienten  $\sigma_\nu$ . Diese beiden Größen hängen, ebenso wie der Emissionskoeffizient, von den Eigenschaften des zu passierenden Materials ab. Unter der Annahme, dass sich das System im thermischen Gleichgewicht befindet, kann der Emissionskoeffizient  $j_\nu$  durch  $j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{Staub}})$  ausgedrückt werden, wobei  $T_{\text{Staub}}$  die Temperatur eines Staubkornes bezeichnet (siehe auch Kattawar & Eisner 1970).

Alternativ zur Extinktion ist die optische Tiefe  $\tau_\nu$  bzw.  $\tau_\lambda$  eine wichtige Kenngröße zur Beschreibung, wie gut ein Medium Strahlung passieren lässt. Sie bestimmt sich aus der Integration des Absorptions- und Streukoeffizienten entlang des von der Strahlung zurückgelegten Weges  $s$ :

$$\tau_\nu = \int_0^s (\kappa_\nu + \sigma_\nu) ds'. \quad (2.10)$$

Durchquert die Strahlung ein Medium der optischen Tiefe  $\tau_\lambda = 1$ , bedeutet dies einen Abfall der Strahlungsintensität auf  $1/e$ , d. h. auf etwa 37%. Objekte mit einer optischen Tiefe  $\tau_\lambda \ll 1$  gelten als transparent und werden auch als optisch dünn bezeichnet, wohingegen Objekte mit  $\tau_\lambda \gg 1$  opak sind, d. h. für Strahlung der entsprechenden Wellenlänge  $\lambda$  undurchlässig, und auch optisch dick genannt werden. Ist die Emission vernachlässigbar, so ergibt sich als Spezialfall der Strahlungstransportgleichung das Lambert-Beersche Gesetz:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\tau_\lambda(x)}. \quad (2.11)$$

Es beschreibt die Abschwächung der Strahlungsintensität  $I_0$  am Punkt  $x$  beim Durchgang durch ein Medium der optischen Tiefe  $\tau_\lambda$ .

Unter der Annahme homogener, sphärischer Staubteilchen (siehe Abschnitt 2.3) kann die Absorption und Streuung elektromagnetischer Strahlung an diesen mittels Mie-Theorie beschrieben werden (Mie 1908; Bohren & Huffman 1983). Aus dem komplexen Brechungsindex des zu passierenden Materials und dem dimensionslosen Parameter  $\tilde{x}$ ,

$$\tilde{x} = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (2.12)$$

welcher den Teilchenumfang  $2\pi a$  mit der Wellenlänge  $\lambda$  der Strahlung verknüpft, lassen sich der Absorptionsquerschnitt  $C_{\text{abs}}$ , Streuquerschnitt  $C_{\text{str}}$  sowie der Extinktionsquerschnitt  $C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{str}}$  bestimmen. Diese Wirkungsquerschnit-

te geben an, wie viel der einfallenden Strahlung absorbiert bzw. gestreut wird. Durch die Normalisierung auf die geometrische Querschnittsfläche des Staubkorns werden sie in die dimensionslosen Effizienzfaktoren der Absorption  $Q_{\text{abs}}$ , Streuung  $Q_{\text{str}}$  und Extinktion  $Q_{\text{ext}}$  überführt:

$$Q_{(\text{abs, str, ext})} = \frac{C_{(\text{abs, str, ext})}}{\pi a^2}. \quad (2.13)$$

Da Graphit ein hoch anisotropes Material ist, ist es notwendig, die beiden möglichen Ausrichtungen des elektrischen Feldes der einfallenden Strahlung zu den Kristallachsen unabhängig voneinander zu berücksichtigen. Dies geschieht unter Verwendung der sogenannten „ $\frac{1}{3}$ - $\frac{2}{3}$ -Näherung“ für Graphitsphären

$$Q_{\text{ext}} = \frac{1}{3}Q_{\text{ext}}(\epsilon_{\parallel}) + \frac{2}{3}Q_{\text{ext}}(\epsilon_{\perp}), \quad (2.14)$$

welche die Abhängigkeit des Extinktionseffizienzfaktors  $Q_{\text{ext}}$  von den Komponenten des dielektrischen Tensors ( $\epsilon_{\parallel}$ ,  $\epsilon_{\perp}$ ) des elektrischen Feldes parallel und senkrecht zu den kristallographischen Achsen beschreibt. Die ausreichende Genauigkeit dieser Näherung wurde von Draine & Malhotra (1993) gezeigt.

Simulationen des Strahlungstransportes bilden die Grundlage zur Berechnung von Scheibenmodellen und der Interpretation astronomischer Beobachtungsdaten. In der vorliegenden Arbeit kommt dafür das Strahlungstransportprogramm MC3D zur Anwendung (Wolf et al. 1999; Wolf 2003b). Neben der Simulation von spektralen Energieverteilungen können damit synthetische Beobachtungsbilder, die räumliche Temperaturverteilung einer beliebigen Staubbichteverteilung mit einer eingebetteten Strahlungsquelle und Polarisationskarten berechnet werden. Die Lösung der Strahlungstransportgleichung erfolgt in MC3D nicht direkt, sondern basiert auf der Monte-Carlo-Methode (z. B. Kroese et al. 2011). Dabei wird der Weg der von einer Strahlungsquelle emittierten Photonen durch die vorgegebene Dichtestruktur verfolgt, wobei die Absorption, Reemission sowie mehrfache und anisotrope Streuung der Photonen stochastisch berücksichtigt werden. Basierend auf der vorgegebenen Dichteverteilung berechnet MC3D selbstkonsistent die Temperaturverteilung des Staubes in der Scheibe. Die Interaktion der Staubkörner mit dem Strahlungsfeld sowie deren optische Eigenschaften, wie z. B. Absorptions-, Streu- und Extinktionsquerschnitte, werden mittels Mie-Theorie berechnet. Um eine räumlich aufgelöste Temperaturverteilung zu ermitteln, wird der Modellraum in Volumenelemente unterteilt, in welchen eine konstante Temperatur angenommen wird. Sowohl die Symmetrie der Dichteverteilung als auch die Verteilung des Dichtegradienten wird betrachtet. In dieser Arbeit wird ein sphärischer, auf den Stern zentrierter Modellraum und eine Unterteilung des Modells bezüglich der Koordinate  $\theta$  in äquidistante Winkelschritte

verwendet, während eine logarithmische radiale Unterteilung zur Auflösung des Temperaturgradienten in dem dichtesten, inneren Bereich der Scheibe benutzt wird.

Der Strahlungstransport für alle Modelle in dieser Arbeit wird bei 107 Wellenlängen simuliert. Davon sind 100 logarithmisch in einem Wellenlängenbereich von  $[0.05, 2000]$   $\mu\text{m}$  und fünf äquidistant im Bereich  $[2200, 3000]$   $\mu\text{m}$  verteilt und die verbleibenden zwei Wellenlängen liegen bei 894  $\mu\text{m}$  und 1364  $\mu\text{m}$  (siehe Kapitel 3).

## 2.5 Beobachtung zirkumstellarer Scheiben

Das Gas in der zirkumstellaren Scheibe dominiert zwar deren Masse und ihre dynamischen bzw. strukturellen Eigenschaften, jedoch bestimmt im Wesentlichen der Staub aufgrund seiner höheren Opazität die thermische Struktur der Scheibe und deren Kontinuumsstrahlung. Die in dieser Arbeit präsentierten Beobachtungsdaten resultieren daher ausschließlich aus Staubbeobachtungen. Die Beobachtungen zirkumstellarer Scheiben lassen sich in zwei verschiedene Gruppen einteilen – Photometrie bzw. Spektroskopie bei einer bestimmten Wellenlänge oder über einen bestimmten Wellenlängenbereich und bildgebende Beobachtungsmethoden. Die erste Methode ist dabei die einfachste Möglichkeit, das Vorhandensein einer Scheibe um ein Zentralobjekt nachzuweisen und einige ihrer Eigenschaften zu bestimmen. So lassen sich beispielsweise aus der spektralen Energieverteilung Aussagen über Staubkornwachstum in der Scheibe, die Staubmasse und die Größenverteilung der Staubkörner ableiten und durch Modellierung die Struktur der Scheibe eingrenzen (z. B. Calvet et al. 2005; Furlan et al. 2006, 2009; Espaillat et al. 2010, 2011). Jedoch liefern diese Art von Beobachtungen keine direkten Informationen über die räumliche Helligkeitsverteilung. Zudem sind die aus der Modellierung der spektralen Energieverteilung erhaltenen Ergebnisse für gewöhnlich stark modellabhängig und degeneriert (Thamm et al. 1994; Chiang et al. 2001; Robitaille et al. 2007). Direkte bildgebende Beobachtungsmethoden und interferometrische Beobachtungen hingegen liefern Informationen über die räumliche Helligkeitsverteilung und erlauben eine Verringerung der Mehrdeutigkeit der auf der spektralen Energieverteilung allein basierenden Modelle.

Direkte bildgebende Beobachtungsmethoden bezeichnen die Beobachtungen mit einem klassischen Teleskop beispielsweise im optischen oder infraroten Spektralbereich. Die Beobachtung einer punktförmigen Strahlungsquelle wird im Falle eines beugungsbegrenzten optischen Systems als sogenannte Punktspreizfunktion abgebildet. Diese Funktion gibt an, wie ein punktförmiges Objekt durch



die Teleskopoptik abgebildet wird und hängt u. a. vom Teleskopdurchmesser, der Form des Spiegels und anderen Instrumenteigenschaften ab. Im Falle einer kreisförmigen Apertur des Teleskops ist die Abbildung einer Punktquelle ein Airy-Scheibchen. Das maximale Auflösungsvermögen eines Teleskops mit einem Durchmesser  $D$ , d. h. der minimale Winkelabstand  $\varphi$  zwischen zwei noch zu unterscheidenden Objekten<sup>8</sup> bei der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$ , ist gegeben durch (Hecht 2009; Kühlke 2011)

$$\varphi \approx 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (2.15)$$

Alternativ wird das Auflösungsvermögen auch als die Halbwertsbreite der Punktstreifenzfunktion angegeben. Im Falle von erdgebundenen Beobachtungen wirkt sich die Turbulenz in der Erdatmosphäre negativ auf die Qualität und Auflösung der Beobachtung aus. Ein Maß für diese Turbulenz ist das sogenannte Seeing, welches angibt, wie stark durch Turbulenz verursachte Fluktuationen des atmosphärischen Brechungsindex das Bild einer beobachteten astronomischen Quelle beeinflussen. Zur Reduzierung der Auswirkungen atmosphärischer Turbulenz auf die Beobachtungen werden die Technik der adaptiven Optik (z. B. Beckers 1993; Max 2009) und des Lucky Imaging<sup>9</sup> (z. B. Law et al. 2006; Baldwin et al. 2008) sowie Weltraumteleskope eingesetzt.

Unter interferometrischen Beobachtungsmethoden werden die kohärente Überlagerung der von mehreren einzelnen Teleskopen aufgenommenen Signale zur Erhöhung des Auflösungsvermögens verstanden. Interferometer kommen bei optischen und infraroten Wellenlängen und vor allem bei Wellenlängen im Millimeterbereich und größer, d. h. Radiowellen, zur Anwendung. Aufgrund der großen Wellenlänge von Radiowellen ist das Auflösungsvermögen eines einzelnen Radioteleskops wesentlich kleiner als das eines optischen Teleskops gleichen Durchmessers  $D$  (siehe Gleichung 2.15), so dass häufig mehrere Radioteleskope zu einem Interferometer zusammengeschaltet werden. Der Abstand zwischen zwei Antennen wird dabei als Basislinie  $B$  bezeichnet und bestimmt das Auflösungsvermögen des Interferometers gemäß  $\lambda/2B$  (z. B. Lawson 2000; Quirrenbach 2001; Monnier 2003). Im Prinzip wird bei der Interferometrie durch Messung der Amplitude und Phase der Interferenzstreifen die Helligkeitsverteilung des Objektes im Fourier- bzw. Frequenzraum ermittelt, d. h., Interferometer messen die Fouriertransformierte der Helligkeitsverteilung des Objektes. Die räumli-

<sup>8</sup>Auch bekannt als Rayleigh-Kriterium. Zwei Punktquellen gelten als aufgelöst, wenn das zentrale Maximum des Beugungsmusters der einen Quelle mindestens im ersten Minimum des Beugungsmusters der anderen Quelle liegt.

<sup>9</sup>Bei dieser Beobachtungstechnik werden aus vielen kurzbelichteten ( $\lesssim 100$  ms) Aufnahmen die schärfsten ausgewählt, passend übereinandergelegt und zu einer scharfen langbelichteten Aufnahme kombiniert.

chen Koordinaten  $(x, y)$  des Ortsraumes werden demnach im Fourierraum durch die räumlichen Frequenzen  $(u, v)$  repräsentiert. Jede räumliche Frequenz  $u$  entspricht dabei einer physikalischen Basislinie der Länge  $\lambda u$ . Die Anzahl der Basislinien eines Interferometers ergibt sich zu  $N(N - 1)$  mit  $N$  der Anzahl der Antennen. Da somit bei einer Beobachtung nie alle Frequenzen des Fourierraumes beobachtet werden, wird immer eine diskretisierte Repräsentation des beobachteten Objektes erhalten. Daher werden für eine möglichst gute Abdeckung des Fourierraumes bei einer Beobachtung Radiointerferometer mit einer zunehmend höheren Anzahl an beweglichen Antennen gebaut, so z. B. das Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) mit 66 Antennen (siehe Unterabschnitt 3.6.7). Mittels einer inversen Fouriertransformation und eines komplexen Verfahrens lässt sich die räumliche Helligkeitsverteilung des beobachteten Objektes aus ihrer gemessenen Fouriertransformierten rekonstruieren (z. B. Narayan & Nityananda 1986; Bracewell 1999; Sutton & Wandelt 2006). Für eine umfassende Einführung in Interferometrie sowie eine detaillierte Beschreibung interferometrischer Beobachtungstechniken sei auf Kraus (1986), Thompson et al. (2001), Monnier (2003), Haniff (2007) und Millour (2008) verwiesen.

Um die modellierten Beobachtungsbilder, die z. B. mittels Strahlungstransport-simulationen erstellt wurden, mit realen Beobachtungsbildern zu vergleichen, muss zwingend der Effekt der Punktspreizfunktion des verwendeten optischen Systems berücksichtigt werden. Dies geschieht durch die Faltung der Helligkeitsverteilung des modellierten Bildes  $O(x, y)$  mit der der zugehörigen Punktspreizfunktion  $P(x, y)$  (z. B. Goodman 2005)

$$I(x, y) = O(x, y) * P(x, y) := \iint_{\mathbb{R}^2} O(x', y') P(x - x', y - y') dx' dy'. \quad (2.16)$$

Dies ist erforderlich, da ungefaltete synthetische Bilder die ideale Abbildung eines Objektes widerspiegeln, d. h., es existieren keine Beugungseffekte oder Abbildungsfehler durch ein optisches System.

Für interferometrische Beobachtungen lässt sich eine effektive Punktspreizfunktion angeben, der sogenannte Beam, welche die beschriebene, unvollständige Abtastung des Fourierraumes berücksichtigt. Als Folge der Faltung sind Strukturen in dem modellierten Bild, welche kleiner als die Halbwertsbreite der Punktspreizfunktion sind, „verschmiert“ und nicht mehr als solche auflösbar. Die Faltung der modellierten Bilder mit der entsprechenden Punktspreizfunktion liefert somit konkrete Aussagen über die Beobachtbarkeit von Strukturen in der modellierten Helligkeitsverteilung. Für weiterführende Informationen sei z. B. auf Young (1997), Glass (1999), Hecht (2009) und Kühlke (2011) verwiesen.

Die von zirkumstellaren Scheiben beobachtete Strahlung ist zum einen die vom Stern emittierte, an den Staubteilchen gestreute Strahlung und zum anderen thermische Reemissionsstrahlung der Staubkörner aufgrund deren Aufheizung durch Absorption von Sternstrahlung. Die Streustrahlung dominiert bei Wellenlängen  $\lambda \lesssim 10 \mu\text{m}$  und liefert bis etwa  $\lambda \sim 20 \mu\text{m}$  einen signifikanten Beitrag zur beobachteten Strahlung der Scheibe, da in diesem Bereich die Größe der Teilchen mit der Wellenlänge der einfallenden Strahlung vergleichbar ist. Thermische Reemissionsstrahlung ist dementsprechend bei Wellenlängen ab etwa  $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$  relevant und dominiert die beobachtete Strahlung zirkumstellarer Scheiben ab  $\lambda \gtrsim 20 \mu\text{m}$ . Für eine nennenswerte thermische Reemissionsstrahlung der Staubteilchen bei kürzeren Wellenlängen ist die Staubtemperatur zu niedrig (Wienches Verschiebungsgesetz, Wien 1896).

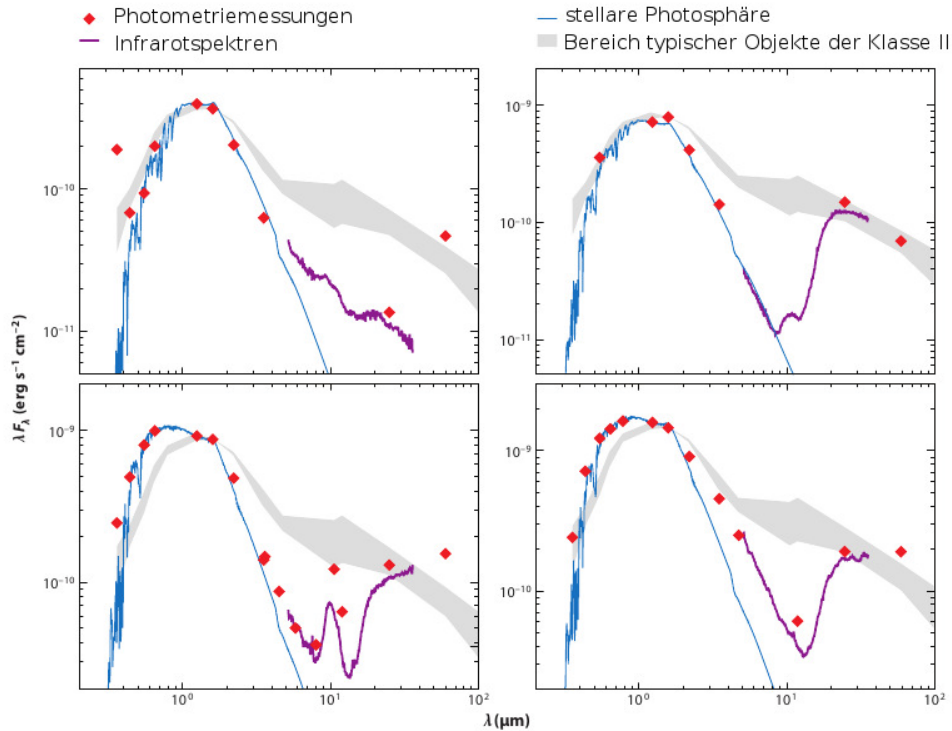
Die Beobachtung zirkumstellarer Scheiben mit den beschriebenen Beobachtungsmethoden bei verschiedenen Wellenlängen ermöglicht die Untersuchung der unterschiedlichen Bereiche der Scheibe. So sind räumlich aufgelöste Beobachtungen im nahen und mittleren Infrarot zur Untersuchung der Oberflächenschichten optisch dicker Scheiben und der heißen, inneren Scheibenbereiche ( $\lesssim 10 - 20 \text{ AE}$ ) geeignet und geben aufgrund der beobachtbaren wellenlängenabhängigen Opazität Aufschluss über die Eigenschaften kleiner Staubkörner (McCabe et al. 2003; Watson et al. 2007). Zudem liefern sie Informationen über die globale Scheibengeometrie, wie z. B. der Inklination, der radialen Ausdehnung oder die Größe von Löchern im Scheibeninneren. Im Falle von optisch dünnen Trümmerscheiben ist mit Streulichtaufnahmen sogar die Struktur der Scheibe direkt sichtbar, so dass z. B. Scheibenlücken verursacht durch dynamische Interaktionen mit planetaren Objekten detektiert werden können. Weiterhin ist es aus Beobachtungen im Streulicht von optischen dicken Scheiben, welche von der Seite gesehen werden, möglich, die vertikale Skalenhöhe des Staubes zu ermitteln und gegebenenfalls Staubsedimentation nachzuweisen (Absil & Mawet 2010; Wolf et al. 2012).

Räumlich aufgelöste Beobachtungen bei langen Wellenlängen im fernen Infrarot und Millimeterbereich untersuchen im Wesentlichen die kälteren, äußeren Scheibenbereiche ( $\gtrsim 10 \text{ AE}$ ). Bei den längsten Wellenlängen ( $\gtrsim 1 \text{ mm}$ ) sind die meisten Scheibenbereiche für gewöhnlich optisch dünn, so dass der zentrale Scheibenbereich um die Mittelebene beobachtet und ein Oberflächendichteprofil der Scheibe ermittelt werden kann (Absil & Mawet 2010; Williams & Cieza 2011; Wolf et al. 2012). Des Weiteren lassen sich aus langwelligen Beobachtungen der thermischen Reemissionsstrahlung die Staubmasse, geometrischen Eigenschaften und Struktur der Scheibe ermitteln, Staubkornwachstum in der Scheibe nachweisen sowie die räumlichen Variationen der Staubkorngrößenverteilung untersuchen (Andrews & Williams 2005; Williams & Cieza 2011).

Jede Beobachtung für sich, d. h. die Beobachtung der Streustrahlung, thermischen Reemissionsstrahlung oder spektralen Energieverteilung, liefert nur für bestimmte Aspekte der Scheibenstruktur und des Staubes in der Scheibe Informationen und somit nur eine eingeschränkte Darstellung einer Scheibe. Des Weiteren erlaubt die Analyse der spektralen Energieverteilung aufgrund der fehlenden räumlichen Auflösung für gewöhnlich keine eindeutige Bestimmung der Modellparameter, was zu mehrdeutigen Ergebnissen führt (z. B. Thamm et al. 1994; Chiang et al. 2001). Um die in einer zirkumstellaren Scheibe stattfindenden Prozesse, wie beispielsweise Wachstum und Sedimentation der Staubkörner, detailliert zu untersuchen, die Entartung von Modellparametern deutlich zu verringern und eine vollständige Darstellung einer Scheibe zu erhalten, ist die Kombination von verschiedenen räumlich aufgelösten sowie spektralen Beobachtungsdaten in einer Multiwellenlängen-Analyse notwendig (siehe Kapitel 3). Derartige Datensätze sind insbesondere wertvoll, da Staubkörner auch wellenlängenabhängige Eigenschaften besitzen (Watson et al. 2007). Weiterhin ermöglichen sie eine quantitative Überprüfung von Modellen zur Scheibenentwicklung. Die Bedeutsamkeit von Multiwellenlängen-Analysen zirkumstellarer Scheiben zeigt sich in den umfangreichen Studien von z. B. Pinte et al. (2008), Sauter et al. (2009), Madlener et al. (2012) und Gräfe et al. (2013).

## 2.6 Übergangsscheiben

Eine interessante Gruppe an jungen stellaren Objekten sind jene, die von einer sogenannten Übergangsscheibe (engl. „transition/transitional disk“) umgeben sind. Seit ihrer Entdeckung von Strom et al. (1989) wird davon ausgegangen, dass sie einen entscheidenden Schritt in der Entwicklung protoplanetarer Scheiben repräsentieren. Ihre spektralen Energieverteilungen sind durch ein Defizit an Strahlung im nahen Infrarot im Vergleich zu typischen Objekten der Klasse II charakterisiert, wohingegen sie bei längeren Wellenlängen mit diesen konsistent sind (siehe Abbildungen 2.3 und 4.1). Dieses Defizit wird einer Auflösung der inneren Scheibenbereiche zugeschrieben, d. h. einem nahezu oder komplett staubfreien Loch im Scheibeninneren, während weiterhin eine äußere Scheibe vorhanden ist (Strom et al. 1989; Skrutskie et al. 1990; Calvet et al. 2002; Sicilia-Aguilar et al. 2006; Espaillat et al. 2007, 2010; Andrews et al. 2011). Übergangsscheiben sind demnach Scheiben um Objekte der Klasse II, in denen bereits eine signifikante Entwicklung stattgefunden hat, und bilden die Vorläufer der Trümmerscheiben (D'Alessio 2009). Die Größe der Scheibenlöcher reicht dabei von wenigen Astronomischen Einheiten bis zu mehr als 70 AE (z. B. Piétu et al. 2006; Hughes et al. 2007; Brown et al. 2008; Hughes et al. 2009; Andrews et al. 2009; Brown et al. 2009;



**Abbildung 2.3:** Beispiele spektraler Energieverteilungen von Übergangsscheiben (adaptiert von einer ähnlichen Abbildung in Williams & Cieza 2011)

Isella et al. 2010a,b; Andrews et al. 2010, 2011; Gräfe et al. 2011). Der Gasgehalt dieser Löcher ist allerdings noch weitestgehend unbekannt. So finden beispielsweise Dutrey et al. (2008), Najita et al. (2010) und Lyo et al. (2011), dass dieser im Vergleich zu den äußeren Scheibenregionen signifikant verringert ist oder überhaupt kein Gas innerhalb der Scheibenlöcher beobachtet wird, wohingegen z. B. Pontoppidan et al. (2008) und Salyk et al. (2011) innerhalb der Löcher deutlich Gas detektieren.

Espaillet et al. (2007) führten, basierend auf Photometriemessungen im nahen und Spektren im mittleren Infrarot, eine weitere Gruppe an zirkumstellaren Scheiben ein, welche sie Vor-Übergangsscheiben (engl. „pre-transitional disks“) taufte. Im Gegensatz zu den Übergangsscheiben, welche Löcher im Scheibeninneren aufweisen, sind die Vor-Übergangsscheiben durch eine optisch dünne Lücke in der Scheibe, die eine optisch dicke innere Scheibe ( $\lesssim 1$  AE) von einer optisch dicken äußeren Scheibe trennt, charakterisiert (Espaillet et al. 2010, 2011, 2012). Im Folgenden umfasst, soweit nicht anders angegeben, die Bezeichnung Übergangsscheibe beide Scheibenarten.

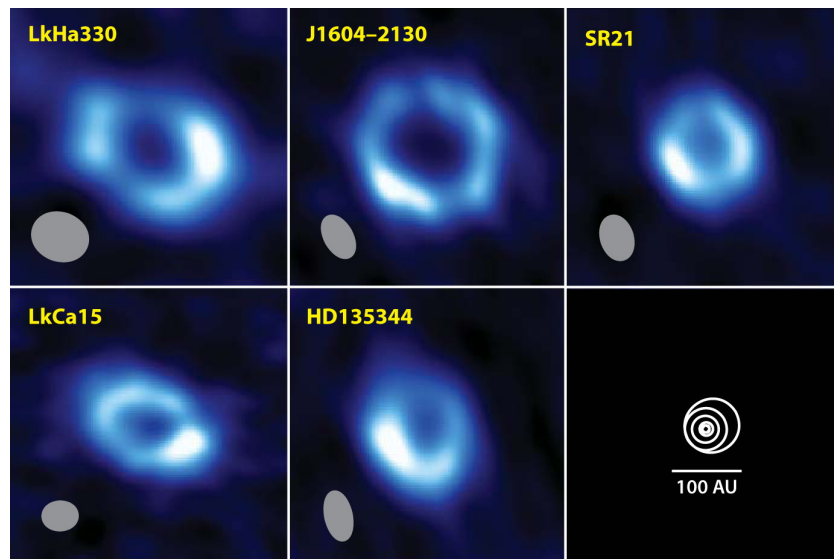
Der Anteil an Scheiben, die als Übergangsscheiben klassifiziert werden, ist mit  $\lesssim 10\% - 20\%$  sehr gering (Skrutskie et al. 1990; Lada et al. 2006; Hernández et al. 2007; Currie et al. 2009; Dahm & Carpenter 2009; Fang et al. 2009; Kim et al.

2009), was zu einer Abschätzung für die Dauer der Übergangsphase, d. h. der Auflösung der inneren Scheibenbereiche, von  $\sim 10^5$  Jahren führt (Skrutskie et al. 1990; Hartigan et al. 1990; Simon & Prato 1995; Wolk & Walter 1996). Sie ist damit etwa zwei Größenordnungen kürzer als die Lebensdauer der Scheibe (Abschnitt 2.1). Dies bedeutet wiederum, dass die bisherige Anzahl gut untersuchter Übergangsscheiben klein und ein detailliertes Verständnis für diese wichtige Phase der Scheibenentwicklung noch nicht erreicht ist (Alexander 2008). Als Mechanismen, die zu der charakteristischen spektralen Energieverteilung von Übergangsscheiben führen, kommen mehrere physikalische Prozesse infrage: der gravitative Einfluss von Planeten oder Begleitobjekten (Calvet et al. 2002; Rice et al. 2003; Quillen et al. 2004; Calvet et al. 2005; Ireland & Kraus 2008; Sicilia-Aguilar et al. 2009; Merín et al. 2010), Wachstum und Sedimentation der Staubkörner (Dullemond & Dominik 2005; Krauss et al. 2007; Ciesla 2007) und Photoevaporation (McCabe et al. 2006; Alexander et al. 2006a, b; Owen et al. 2012). All diese Prozesse sind in der Lage, ähnliche spektrale Energieverteilungen zu erzeugen, jedoch ist es noch weitgehend unklar, in welchem Maße sie jeweils zum Tragen kommen. Um zu verstehen und zu unterscheiden, welche Mechanismen für den Ursprung von Übergangsscheiben dominant sind, sind detaillierte Informationen über ihre physikalischen Eigenschaften, wie beispielsweise die Scheibenmasse, Akkretionsrate und Multiplizität, sowie empirische Trends aus Beobachtungen einer statistisch signifikanten Anzahl dieser Objekte unverzichtbar.

Beobachtungsstudien der letzten Jahre, die vor allem mit dem Spitzer-Weltraumteleskop durchgeführt wurden, führten zu einer deutlichen Erhöhung der Anzahl bekannter Übergangsscheiben und mehreren demographischen Studien ihrer Eigenschaften (z. B. Najita et al. 2007; Cieza et al. 2008; Salyk et al. 2009). Najita et al. (2007) untersuchten die spektralen Energieverteilungen, Scheibenmassen und Akkretionsraten von über 60 Vorhauptreihensternen einschließlich zwölf Übergangsscheiben. Sie finden, dass die untersuchten Übergangsscheiben eine höhere mittlere Scheibenmasse und eine niedrigere mittlere Akkretionsrate als typische Scheiben von Objekten der Klasse II aufweisen und schlussfolgern, dass die spektralen Energieverteilungen der untersuchten Übergangsscheiben eher mit dem Vorhandensein von massereichen Planeten konsistent sind als mit Photoevaporationsmodellen und Staubkornwachstum. Allerdings ist die Anzahl der untersuchten Übergangsscheiben zu niedrig und die Objektauswahl aufgrund der Auswahlkriterien hin zu den hellsten Objekten im mittleren Infrarot verschoben, so dass sie nicht repräsentativ für die gesamte Population an Übergangsscheiben ist. Im Gegensatz zu der Studie von Najita et al. (2007), untersuchten Cieza et al. (2008) über 20 Objekte mit für Übergangsscheiben typischen spektralen Energieverteilungen und schlussfolgern aus ihren Ergebnissen, dass sie mit den Photoevaporationsmodellen von Alexander et al. (2006a, b) konsis-

tent sind. Sicilia-Aguilar et al. (2010) wiederum finden Übergangsscheiben mit Akkretionsraten, welche mit denen gewöhnlicher Objekte der Klasse II vergleichbar sind, was im Widerspruch zu den von Najita et al. (2007) erzielten Resultaten steht. In einer Studie von 26 Übergangsscheiben (aus über 290 Objekten) finden Cieza et al. (2010), dass diese Objekte durch Scheibenmassen von bis zu  $40 M_{\text{Jupiter}}$  und Akkretionsraten von bis zu  $10^{-7} M_{\odot} \text{a}^{-1}$  charakterisiert sind, wobei die meisten von ihnen niedrigere Scheibenmassen und Akkretionsraten als Scheiben ohne Löcher haben. Weiterhin sind neun dieser Objekte mit Photoevaporationsmodellen, 13 mit Staubkornwachstum und vier mit dem Vorhandensein von massereichen Planeten konsistent (Cieza et al. 2010). Diese Diskrepanzen zeigen, dass Übergangsscheiben eine heterogene Gruppe von Objekten darstellen und dass die gemittelten Eigenschaften einer Stichprobe dieser Objekte stark von den Details der Auswahlkriterien der Stichprobe abhängen können (Alexander & Armitage 2009; Cieza et al. 2010; Oliveira et al. 2010; Merín et al. 2010). Binarität ist ebenfalls als Ursache für ein Loch im Scheibeninneren und damit einhergehend einer für Übergangsscheiben typischen spektralen Energieverteilung bekannt und wurde z. B. für die Objekte CoKu Tauri 4, HD 98800B und Hen 3-600 nachgewiesen (Uchida et al. 2004; Furlan et al. 2007; Ireland & Kraus 2008), wobei für viele andere Übergangsscheiben ein Begleitobjekt bis nahe an den Stern ( $< 1 \text{ AE}$ ) ausgeschlossen werden kann (z. B. DM Tauri, GM Aurigae, LkCa 15, UX Tauri, RY Tauri, Pott et al. 2010). Die bisher umfangreichste Studie von 105 Übergangsscheiben präsentierten Kim et al. (2013). Sie bestätigen, dass Übergangsscheiben mit Löchern im Scheibeninneren etwa um eine Größenordnung niedrigere mittlere Akkretionsraten aufweisen als entsprechende radial ununterbrochene Scheiben. Vor-Übergangsscheiben haben dabei mittlere Akkretionsraten die zwischen diesen beiden liegen. Basierend auf den Ergebnissen ihrer detaillierten Studie schlussfolgern Kim et al. (2013), dass die Lücken und Löcher in Übergangsscheiben weitaus wahrscheinlicher durch den gravitativen Einfluss von massereichen Planeten oder substellaren Objekten als durch Photoevaporation oder Staubkornwachstum verursacht werden.

Obwohl die Modellierung von spektralen Energieverteilungen überzeugende Beweise für Löcher im Scheibeninneren von Übergangsscheiben liefert, sind diese Beweise indirekt und modellabhängig. Räumlich aufgelöste Beobachtungen sind daher entscheidend, um die aus spektralen Energieverteilungen abgeleiteten Strukturen in der Scheibe zu bestätigen. So wurden in den letzten Jahren Übergangsscheiben in hochauflösenden Beobachtungen im nahen Infrarot (Eisner et al. 2006; Thalmann et al. 2010; Olofsson et al. 2011; Tatulli et al. 2011), im mittleren Infrarot (Eisner et al. 2009; Gräfe et al. 2011; Honda et al. 2012) und auch bei Submillimeter- und Millimeterwellenlängen (Hughes et al. 2007, 2009; Brown et al. 2009; Andrews et al. 2011) räumlich aufgelöst. Abbildung 2.4 zeigt



**Abbildung 2.4:** Räumlich aufgelöste Übergangsscheiben bei (Sub)Millimeterwellenlängen mit identischer linearer Skala im Vergleich zu den Orbits der äußeren Planeten des Sonnensystems (adaptiert von einer ähnlichen Abbildung in Williams & Cieza 2011). Jedes Bild zeigt eine Ausdehnung von 400 AE. Die graue Ellipse unten links in jedem Bild stellt die Form und Orientierung des Beams dar.

eine Zusammenstellung von (Sub)Millimeterdaten räumlich aufgelöster Übergangsscheiben, in welchen das Loch im Scheibeninneren deutlich zu erkennen ist. Neben der Reduzierung des Entartungsgrades von auf der spektralen Energieverteilung basierenden Scheibenmodellen und der unabhängigen und direkten Bestimmung der globalen Scheibenstruktur, ermöglichen räumlich hochaufgelöste Beobachtungen von Übergangsscheiben, wie sie aktuell insbesondere mit ALMA möglich sind, eine detailliertere Untersuchung der Scheibenstruktur sowie die Detektion von Dichtewellen und anderen möglichen Asymmetrien innerhalb der Scheibe beispielsweise als Auswirkungen der dynamischen Interaktion zwischen Scheibe und planetaren Objekten. Die Detektion eines potentiellen Planeten in der Übergangsscheibe um LkCa 15 (Kraus & Ireland 2012) sowie T Cha (Huélamo et al. 2011) zeigt, dass in Übergangsscheiben möglicherweise sogar die direkte Beobachtung von Planeten möglich ist.

Eines der zentralen Probleme der Planetenentstehung ist das detaillierte Verständnis, wie sich zirkumstellare Scheiben, aus deren Material sich Planeten bilden, mit der Zeit entwickeln. Übergangsscheiben stellen mit ihren speziellen Eigenschaften die idealen Objekte zur Untersuchung der wichtigen, schnellen Auflösungsphase zirkumstellarer Scheiben und der Entstehung von Planeten dar. Zukünftige Beobachtungen werden die Zahl an bekannten Übergangsscheiben weiter vergrößern und wesentlich zum Verständnis und der relativen Bedeutung der konkurrierenden Prozesse der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben beitragen.



# 3 Die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars

Im Folgenden werden räumlich aufgelöste Beobachtungen der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars und dessen spektrale Energieverteilung im Wellenlängenbereich vom nahen Infrarot bis zu Millimeterwellenlängen präsentiert, um detaillierte Aussagen über die Staubeigenschaften dieser Scheibe treffen zu können. Es wird ein Modell der Staubscheibe des Butterfly Stars entwickelt, welches in der Lage ist, alle Beobachtungsergebnisse zu reproduzieren. Dieses Modell ermöglicht die Einschränkung diverser Scheibenparameter des Systems und liefert einen quantitativen Beweis für signifikante Staubentwicklung in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars. Der Inhalt dieses Kapitels wurde im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* publiziert (Gräfe et al. 2013).

## 3.1 Das Objekt

Der Butterfly Star, auch bekannt unter der Bezeichnung IRAS 04302+2247, ist ein junges stellares Objekt der Klasse I (siehe Abschnitt 2.1) und befindet sich in einer Entfernung von  $(140 \pm 10)$  pc im Taurus-Auriga-Molekülwolkenkomplex, eines der nächsten und am besten untersuchten Sternentstehungsgebiete (Kenyon et al. 1994). Die zirkumstellare Scheibe wird von der Seite mit einer Inklination von  $90^\circ \pm 3^\circ$  betrachtet, so dass der Zentralstern nicht direkt zu sehen ist (Padgett et al. 1999, 2001; Wolf et al. 2003). Den Namen *Butterfly Star* (Lucas & Roche 1997) verdankt das Objekt seinem Aussehen im nahinfraroten Wellenlängenbereich, in welchem die beobachtete Flussdichte von der durch den zirkumstellaren Staub gestreuten Strahlung des Sterns dominiert wird. Die opake Scheibe teilt die Streulichtstruktur in zwei Hälften, deren Aussehen somit an einen Schmetterling (engl. „butterfly“) erinnert (siehe Unterabschnitt 3.2.3 und Abbildung 3.3). Aus interferometrischen Beobachtungen bei Submillimeter- und Millimeterwellenlängen ist bekannt, dass der Außenradius der Scheibe etwa 300 AE beträgt (Wolf et al. 2003, 2008). Es wurden bereits mehrere Versuche unternommen, die

Struktur und die physikalischen Zustände in der zirkumstellaren Umgebung dieses Objektes zu modellieren (z. B. Lucas & Roche 1997; Wolf et al. 2003; Stark et al. 2006). Insbesondere sind Wolf et al. (2003) die ersten, deren Modellierung sowohl auf Streulichtbildern als auch auf aufgelösten Millimeterkarten basiert, so dass sie Wellenlängenbereiche berücksichtigen, welche für unterschiedliche physikalische Prozesse in unterschiedlichen Regionen der zirkumstellaren Umgebung sensitiv sind (siehe Abschnitt 2.5). Sie schlussfolgern, dass die Staubkörner in den äußeren Bereichen der zirkumstellaren Umgebung vergleichbar sind mit denen des interstellaren Mediums, während Staubkörner in den inneren, dichteren Bereichen der Scheibe durch Koagulation um mehrere Größenordnungen angewachsen sind. Allerdings erlauben die von ihnen vorgestellten Beobachtungsdaten keine Einschränkung der räumlichen Abhängigkeit der Staubeigenschaften im Scheibeninneren. Die in diesem Kapitel präsentierte Modellierung des Objektes ist notwendig, da neue Beobachtungen nicht von dem Modell von Wolf et al. (2003) erklärt werden können (Wolf et al. 2008). Des Weiteren weisen die neuen Beobachtungen eine höhere räumliche Auflösung auf und versprechen somit neue Erkenntnisse über die Scheibenstruktur und die Staubeigenschaften.

### 3.2 Beobachtungen – Basis der Modellierung

In diesem Abschnitt werden die in dieser Studie verwendeten Beobachtungen, welche die Basis der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars bilden, vorgestellt. Diese Daten umfassen nicht nur die spektrale Energieverteilung von 12  $\mu\text{m}$  bis 2.7 mm, sondern auch räumlich aufgelöste Bilder bei Millimeter-, Submillimeter- und Nahinfrarotwellenlängen.

#### 3.2.1 Der Zentralstern

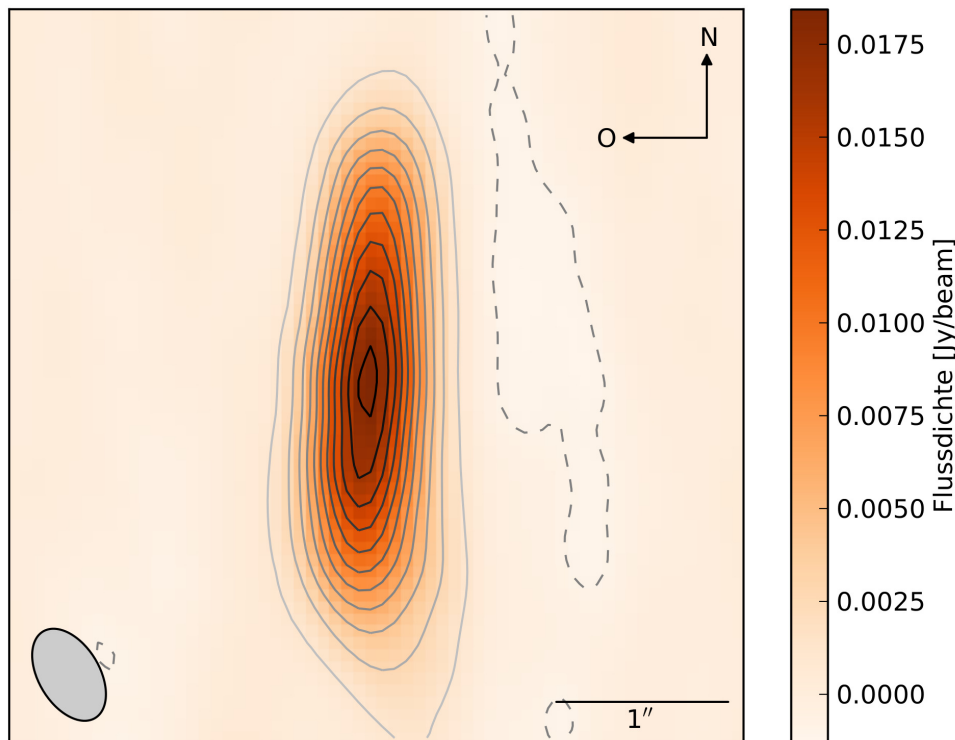
Der zentrale Stern des Systems ist nicht direkt beobachtbar. Abhängig von der Inklination der Scheibe, wird diese etwa im fernen Infrarot und bei noch kürzeren Wellenlängen opak, wodurch sich der Stern einer direkten Beobachtung entzieht. Mit zunehmender Wellenlänge wird die Scheibe zwar optisch dünner, allerdings liegt ab etwa dem fernen Infrarot der Beitrag des Staubes zur beobachteten Flussdichte um mehrere Größenordnungen über dem des Sterns, was ebenfalls eine direkte Beobachtung des Sterns verhindert. Das bedeutet, dass in allen Beobachtungsdaten die beobachtete Flussdichte von der Scheibe dominiert ist. Aus Beobachtungen der Gaskinematik der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars ergibt sich die Gesamtmasse des zentralen Sterns zu  $M_{\star} \sim 1.7 M_{\odot}$  (Dutrey et al.,

in Vorbereitung). Basierend auf der Masse des Sterns und Entwicklungspfaden für Sterne in der Vorhauptreihenphase (z. B. Hillenbrand & White 2004), wird für den zentralen Stern eine Leuchtkraft von  $L_{\star} = 5 L_{\odot}$  und eine Temperatur von  $T_{\star} = 4500$  K angenommen.

### 3.2.2 Millimeter- und Submillimeterbeobachtungen

Der Butterfly Star wurde mit dem Plateau de Bure Interferometer (PdBI, Lucas 1991) bei 1.3 mm (220 GHz) in dessen beiden ausgedehntesten Konfigurationen beobachtet. Dieses Millimeter-Interferometer befindet sich auf der 2550 m hohen gleichnamigen Hochebene in den französischen Alpen und besteht derzeit aus sechs Antennen mit jeweils 15 m Durchmesser. Die Beobachtungen von IRAS 04302+2247 wurden am 3. Februar 2010 mit Basislinien von bis zu 760 m und am 22. Januar und 10. Februar 2011 mit Basislinien von bis zu 450 m durchgeführt. Aufgrund hohen Phasenrauschens von  $\sim 45^{\circ}$  wurden die Daten vom 22. Januar 2011 nicht in der Datenreduktion berücksichtigt. Über die gesamte Beobachtungsdauer von über 7.5 h herrschten sehr gute Wetterbedingungen mit weniger als 1 mm niederschlagbarem Wasserdampf in der Atmosphäre. Für die Datenreduktion und -kalibration wurde das Softwarepaket GILDAS (Pety 2005) benutzt. Die Phasenkalibration wurde unter Verwendung der Quasare 0400+258 und 0507+179 und die Flusskalibration mittels des Objektes MWC 349 durchgeführt, wodurch sich eine absolute Kalibrationsungenauigkeit von etwa 10 % ergibt. Die Auflösung der Daten beträgt  $0.59'' \cdot 0.35''$  bei einem Positionswinkel des Beams von  $31.1^{\circ}$ . Dies entspricht etwa acht Beams bzw. Auflösungselementen entlang der Scheibenmittelebene. Der Positionswinkel ist eine Richtungsangabe bezogen auf die Richtung zum Himmelsnordpol und wird gegen den Uhrzeigersinn gezählt. Im Falle des Auflösungselementes eines Beobachtungsinstrumentes beschreibt der Positionswinkel die Abweichung der Hauptachse des Beams von der Nordausrichtung (siehe auch Abbildungen 3.1 und 3.2). Für die Gesamtflussdichte des Objektes wird ein Wert von  $(101 \pm 10)$  mJy bestimmt. Das thermische Rauschen in der Beobachtungskarte beläuft sich auf einen Wert von 0.18 mJy/beam, jedoch liegt das effektive Rauschniveau in der Karte durch Phasenrauschen bei  $\sim 0.4$  mJy/beam.

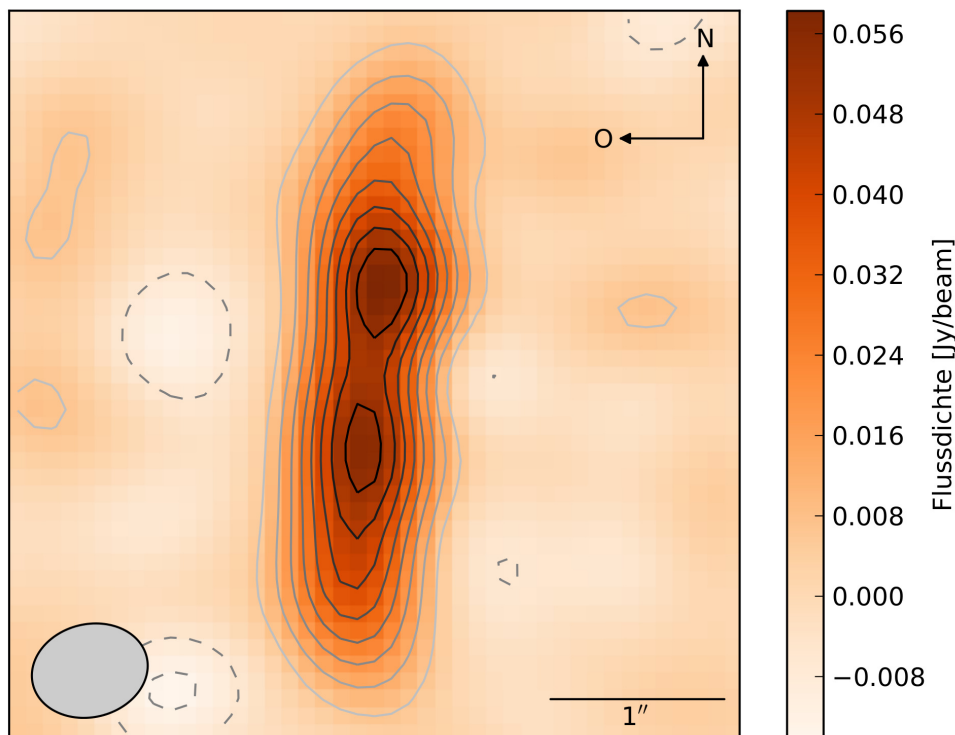
Die Submillimeterbeobachtung des Butterfly Stars wurde mit dem Submillimeter Array (SMA, Ho et al. 2004) bei 894  $\mu$ m (335 GHz) am 9. Januar 2006 durchgeführt (Wolf et al. 2008). Das SMA ist Teil des Mauna-Kea-Observatoriums in einer Höhe von 4080 m auf Hawaii und verfügt über acht Antennen mit je 6 m Durchmesser. Durch die Verwendung der ausgedehntesten Antennenkonfiguration wurden Basislinien mit einer Länge von 24 m–254 m erreicht. Die daraus resultierende Auf-



**Abbildung 3.1:** 1.3 mm-Karte aufgenommen mit dem PdBI. Negative Konturlinien sind gestrichelt und bei  $-3\sigma$ , wobei  $\sigma$  das Hintergrundrauschen der Karte bezeichnet. Die positiven Konturlevel sind in Schritten von  $5\sigma$  beginnend bei  $3\sigma$  und aufsteigend bis  $53\sigma$  eingezeichnet. Die Ellipse unten links in der Abbildung stellt die Form und Orientierung des Beams dar.

lösung der Daten beträgt  $0.67'' \cdot 0.53''$  mit einem Positionswinkel des Beams von  $104^\circ$ . Die Wetterbedingungen waren während der gesamten Beobachtungsdauer von 6 h sehr gut. Die SMA-Daten wurden mithilfe des Softwarepaketes MIR (Qi 2005) reduziert und kalibriert, wobei für die Phasenkalibration die Radiogalaxie 3C 111 und für die Flusskalibration Uranus verwendet wurde. Die Gesamtflussdichte von IRAS 04302+2247 bei  $894\ \mu\text{m}$  beträgt 287 mJy mit einer dazugehörigen Kalibrationsungenauigkeit von etwa 15 %. Für weitere Informationen zu der SMA-Beobachtung sei auf Wolf et al. (2008) verwiesen.

Die interferometrischen Beobachtungskarten bei 1.3 mm und  $894\ \mu\text{m}$  sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt. Die graue Ellipse in der linken unteren Ecke beider Abbildungen spiegelt die Form und Orientierung des Beams bzw. Auflösungselementes wider. Die in diesen Karten sichtbare Strahlung ist thermische Reemissionsstrahlung des Staubes. In beiden Karten ist die zirkumstellare Scheibe sehr deutlich in radialer Richtung aufgelöst, wohingegen sie senkrecht zur ihrer Mittelebene unaufgelöst bleibt. Wie beiden Abbildungen zu entnehmen ist, beträgt die Nord-Süd-Ausdehnung der Scheibe  $\sim 600$  AE. Während die Hellig-



**Abbildung 3.2:** 894  $\mu\text{m}$ -Karte aufgenommen mit dem SMA. Die Konturlevel sind in Schritten von  $2\sigma$  beginnend bei  $-4\sigma$  und aufsteigend bis  $16\sigma$  eingezeichnet, wobei das Null- $\sigma$ -Level ausgelassen ist. Die Ellipse unten links in der Abbildung stellt die Form und Orientierung des Beams dar.

keitsstruktur der Millimeterkarte (Abbildung 3.1) ein klares Maximum im Zentrum zeigt, ist in der Submillimeterkarte an dieser Stelle ein lokales Minimum (Abbildung 3.2) zu erkennen. Die Ursache dieses Minimums wird im Unterabschnitt 3.6.1 diskutiert. Zur Erleichterung der Scheibenmodellierung werden die beobachteten Bilder um den Positionswinkel des Butterfly Stars ( $5^\circ$ ) rotiert, um die Hauptachse der Scheibe an die vertikale Bildachse auszurichten.

### 3.2.3 Beobachtungen im nahen Infrarot

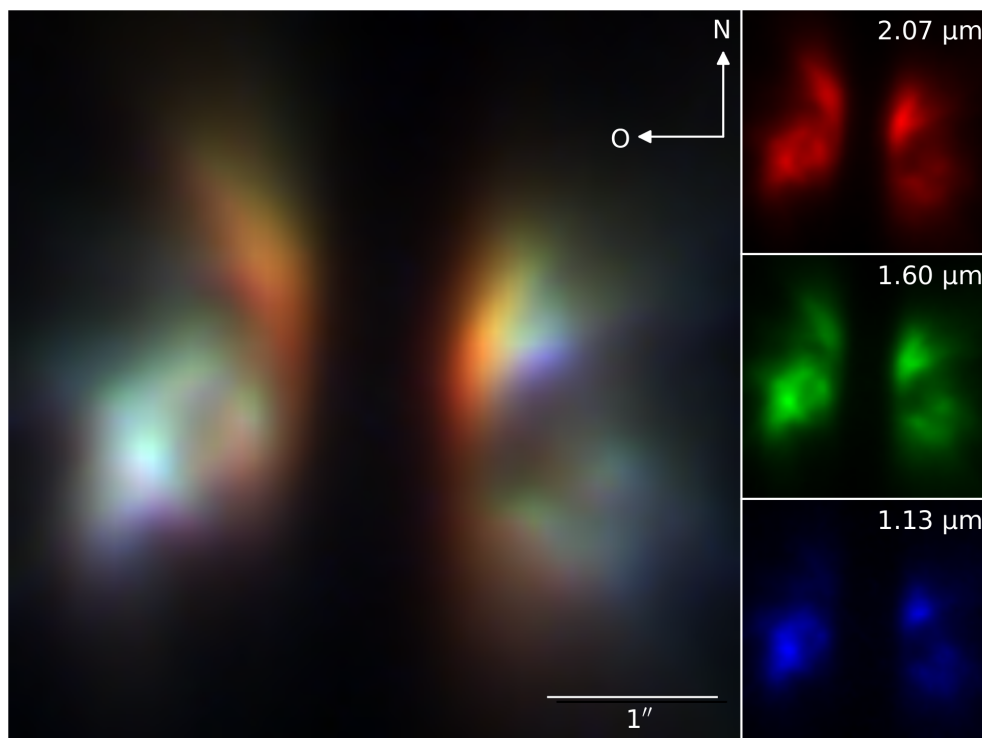
Im nahen Infrarot wurde der Butterfly Star mit der Kamera NIC2 des Instruments Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer (NICMOS, Thompson et al. 1998) an Bord des Hubble-Weltraumteleskops am 19. August 1997 beobachtet (Padgett et al. 1999). Das Hubble-Weltraumteleskop besitzt einen Primärspiegeldurchmesser von 2.4 m und ist für Beobachtungen vom ultravioletten über den optischen bis hin zum infraroten Spektralbereich ausgelegt. Eine Übersicht über die verwendeten Filter, deren zentrale Wellenlänge  $\lambda_z$  und Bandbreite  $\Delta\lambda$  sowie

die Belichtungszeit der Nahinfrarotbeobachtungen gibt Tabelle 3.1. Die Datenreduktion und Flusskalibration ist im Detail in Padgett et al. (1999) beschrieben.

**Tabelle 3.1:** Übersicht der Nahinfrarotbeobachtungen

Filtername	F110W	F160W	F187W	F205W
$\lambda_z$ [ $\mu\text{m}$ ]	1.13	1.60	1.87	2.07
$\Delta\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	0.30	0.20	0.13	0.30
Belichtungszeit [s]	768	512	512	512

Die Abbildung 3.3 zeigt ein Kompositbild aus den Beobachtungen im nahen Infrarot. Die dort sichtbare Strahlung ist an den Staubteilchen gestreute Emissionsstrahlung des zentralen Sterns. Die Streulichtbilder des Butterfly Stars werden von einem vollkommen opaken Band dominiert, welches die Streulichtstruktur zweiteilt. Dieses Band wird als von der Seite gesehene, zirkumstellare Scheibe interpretiert (Padgett et al. 1999). Wegen der hohen optischen Tiefe dieser Scheibe kann der Stern nicht detektiert werden. Die Abhängigkeit der Breite des dunklen

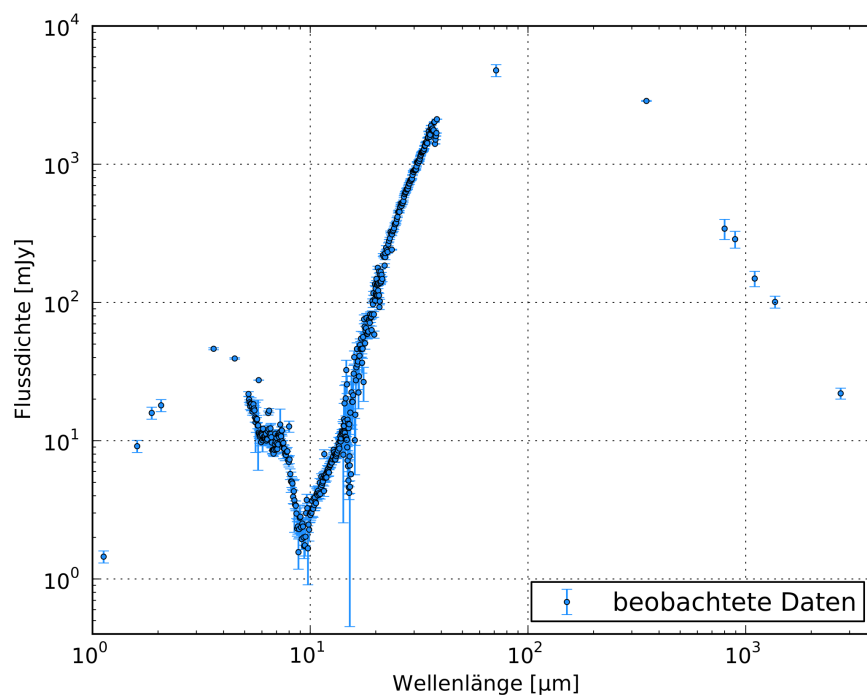


**Abbildung 3.3:** Kompositbild des Butterfly Stars im Streulicht basierend auf den beschriebenen Nahinfrarotbeobachtungen (siehe Unterabschnitt 3.2.3 und Tabelle 3.1)

Bandes bzw. der Höhe der Scheibe von der Wellenlänge ist deutlich zu erkennen. Des Weiteren weist der bipolare Streulichtnebel, der eine Nord-Süd-Ausdehnung von  $\sim 900$  AE besitzt, eine komplexe Morphologie auf mit etwa gleicher Helligkeit zwischen den beiden Hälften. Ebenso wie die Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen werden die Streulichtbilder für die Modellierung rotiert, um die Hauptachse der Scheibe an die vertikale Bildachse auszurichten. Im Vergleich der beiden Submillimeter- und Millimeterkarten mit den Nahinfrarotbildern zeigt sich, dass die Position und Orientierung der ausgedehnten Submillimeter- bzw. Millimeterstruktur mit dem dunklen Band im nahen Infrarot übereinstimmen, was die Annahme einer von der Seite gesehenen, optisch dicken Scheibe als Erklärung für das beobachtete dunkle Band bestätigt.

### 3.2.4 Spektrale Energieverteilung

Die spektrale Energieverteilung des Butterfly Stars ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Diese beinhaltet auch ein mit dem InfraRed Spectrograph (IRS), einem Infrarot-



**Abbildung 3.4:** Spektrale Energieverteilung des Butterfly Stars. Sie setzt sich zusammen aus den photometrischen Datenpunkten aus Tabelle 3.2, einem mit dem SST/IRS aufgenommenen Spektrum (siehe Unterabschnitt 3.2.4) sowie weiteren Datenpunkten aufgenommen mit den Instrumenten HST/NICMOS (siehe Tabelle 3.1, Wolf et al. 2003), SST/Infrared Array Camera (3.6  $\mu\text{m}$ , 4.5  $\mu\text{m}$ , 5.8  $\mu\text{m}$ , 8.0  $\mu\text{m}$ , Robitaille et al. 2007) und WISE (11.6  $\mu\text{m}$ , siehe Tabelle 3.2).

Spektrometer des Spitzer-Weltraumteleskops für den Wellenlängenbereich von  $5\ \mu\text{m}$  bis  $38\ \mu\text{m}$ , aufgenommenes Spektrum. Das Spitzer-Weltraumteleskop ist ein Infrarotteleskop mit einem  $0.85\ \text{m}$  großen Hauptspiegel, welches mit seinen Instrumenten die Beobachtung im Bereich zwischen  $3\ \mu\text{m}$  und  $180\ \mu\text{m}$  ermöglicht. Das in Abbildung 3.4 dargestellte Spektrum setzt sich mit einer Gesamtbelichtungszeit von  $600\ \text{s}$  aus Beobachtungen vom 1. März 2004 und 1. Oktober 2007 zusammen. Für die Modellierung der zirkumstellaren Scheibe werden nur Messpunkte ab  $12\ \mu\text{m}$  verwendet, da ab hier die Reemissionsstrahlung des Staubes über der Streulichtstrahlung dominiert. Die photometrischen Messungen sowie die zugehörigen Messungenauigkeiten, die neben dem IRS-Spektrum in der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars verwendet werden, sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

**Tabelle 3.2:** Photometrische Datenpunkte des Butterfly Stars, die in der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe verwendet werden

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	Flussdichte [mJy]	Instrument	Referenz
22	$213 \pm 9$	WISE	(1)
24	$241 \pm 2$	SST/MIPS	(2)
71	$4800 \pm 480$	SST/MIPS	(2)
350	$2869 \pm 21$	CSO/SHARC-II	(3)
800	$342 \pm 57$	JCMT/UKT14	(4)
894	$287 \pm 40$	SMA	(5)
1100	$149 \pm 19$	JCMT/UKT14	(4)
1364	$101 \pm 10$	PdBI	(6)
2730	$22 \pm 2$	OVRO	(7)

**Referenzen.** (1) WISE All-Sky Data Release; (2) Robitaille et al. (2007); (3) Andrews & Williams (2005); (4) Moriarty-Schieven et al. (1994); (5) Wolf et al. (2008); (6) Gräfe et al. (2013); (7) Wolf et al. (2003).

**Anmerkungen.** WISE: Wide-Field Infrared Survey Explorer; MIPS: Multiband Imaging Photometer for Spitzer; CSO: Caltech Submillimeter Observatory; SHARC-II: Submillimetre High Angular Resolution Camera; JCMT: James Clerk Maxwell Telescope; OVRO: Owens Valley Radio Observatory.

Die spektrale Energieverteilung von IRAS 04302+2247 ist typisch für ein junges stellares Objekt der Klasse I. Sie erreicht ihr Maximum von  $\sim 8.4\ \text{Jy}$  bei etwa  $150\ \mu\text{m}$  und weist bei  $10\ \mu\text{m}$  ein charakteristisches Absorptionsmerkmal von Silikat auf. Dieses als Minimum in der spektralen Energieverteilung erkennbare Absorptionsmerkmal und der steile Anstieg des IRS-Spektrums bei Wellenlängen



oberhalb von  $10\ \mu\text{m}$  erfordern einen großen Inklinationwinkel der Scheibe, was mit den räumlich aufgelösten Nahinfrarotbeobachtungen konsistent ist. Die Abbildung 3.5 zeigt die Anpassung an den Abfall der spektralen Energieverteilung im langwelligen Bereich des Spektrums. Dessen Anstieg, der auch als Spektralindex  $\alpha_{\text{mm}}$

$$\alpha_{\text{mm}} = -d \log(F_\lambda) / d \log(\lambda) \quad (3.1)$$

bezeichnet wird, ergibt einen Wert von  $\alpha_{\text{mm}} = 2.48 \pm 0.07$ . Für kleine Staubkörner, wie sie im interstellaren Medium gefunden werden (ISM-Staubkörner, Mathis et al. 1977, siehe auch Abschnitt 2.3), ist ein Spektralindex von  $\sim 3.7$  zu erwarten (Natta et al. 2007). Im Vergleich dazu ist der für die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars gefundene Wert signifikant kleiner, was bereits auf Staubkornwachstum in dieser Scheibe hinweist. Wird ein Staubkorn als kugelförmiger Schwarzkörper betrachtet, so ergibt sich aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$L = 4\pi\sigma_{\text{SB}}R^2T_{\text{eff}}^4 \quad (3.2)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma_{\text{SB}}$ , dem Radius  $R$  und der effektiven Temperatur  $T_{\text{eff}}$  des Staubkorns, dass ein größeres Staubkorn bei gleicher Temperatur eine höhere Strahlungsleistung  $L$  besitzt als ein kleineres Staubkorn. Nimmt durch Staubkornwachstum der Anteil an größeren Staubkörnern in der Scheibe zu, wobei die Massenzunahme des Staubkorns nicht ins Gewicht fällt, so macht sich dies durch den lang auslaufenden Abfall des planckschen Strahlungsspektrums zu großen Wellenlängen hin insbesondere im Submillimeter- und Millimeterwellenlängenbereich durch eine Zunahme der Flussdichte bemerkbar, was wiederum eine Verkleinerung des Spektralindex bedeutet.

### 3.3 Beschreibung des Modells und der Modellierung

Aus der detaillierten Modellierung zirkumstellarer Scheiben ist es möglich, die physikalischen Prozesse in diesen Scheiben, wie zum Beispiel das Staubkornwachstum, deren Entwicklung und die Entstehung von Planeten zu erkunden. Die Grundlage der Modellierung bildet das Modell einer zirkumstellaren Scheibe, dessen Dichteverteilung die Verteilung der Staubkörner in der Scheibe beschreibt. Mittels der Modellparameter lassen sich die Struktur der Scheibe und die Eigenschaften des Staubes modifizieren. Dabei gibt es feste Modellparameter und solche, die in einem bestimmten Bereich variiert werden können. Für

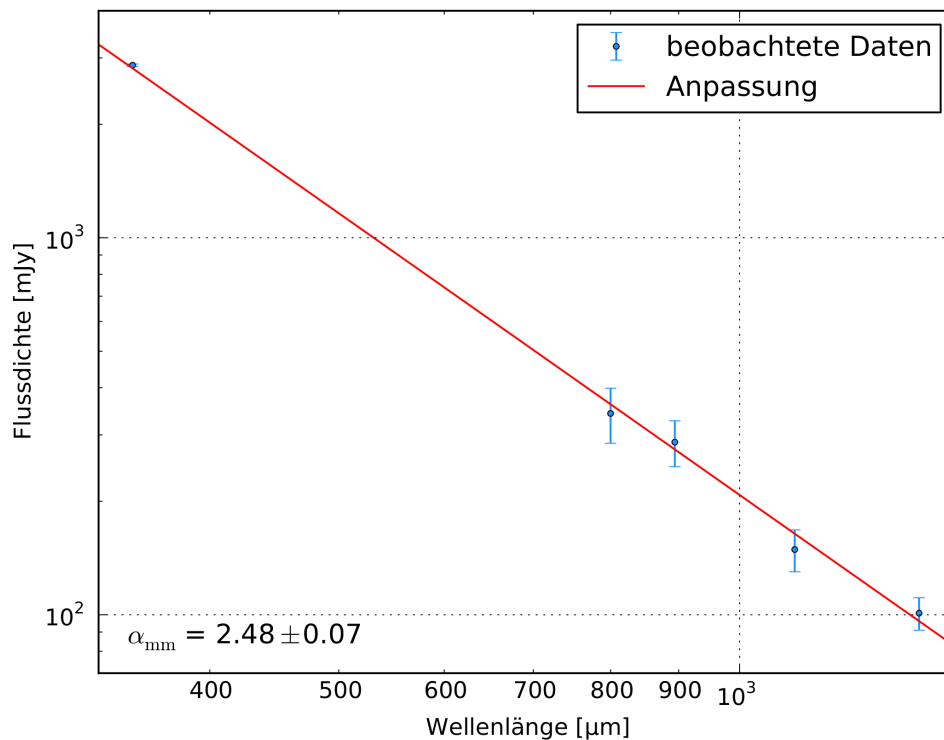


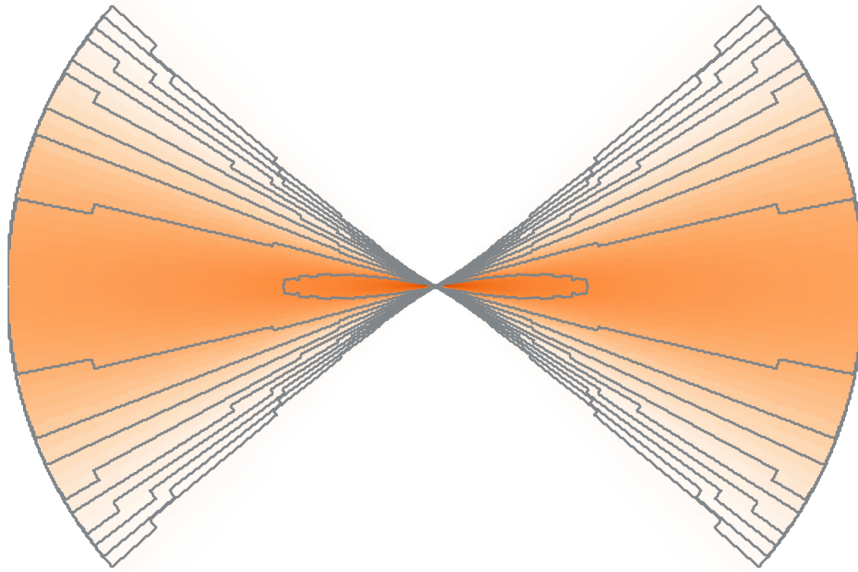
Abbildung 3.5: Spektralindex  $\alpha_{\text{mm}}$  des Butterfly Stars

jedes Modell bzw. jeden Parametersatz werden Strahlungstransportsimulationen durchgeführt, um synthetische Beobachtungsdaten zu erstellen, welche dann mit den beobachteten Daten verglichen werden. Diese Prozedur erlaubt es, das Modell schrittweise an die Beobachtungsdaten anzupassen. Das Ergebnis ist ein Modell, das die höchste Übereinstimmung mit den Beobachtungen aufweist.

### 3.3.1 Die zirkumstellare Scheibe

Zur Interpretation der in Abschnitt 3.2 präsentierten Beobachtungsdaten der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars kommt als Scheibenmodell eine parametrisierte Scheibe, wie sie von den Gleichungen 2.3 und 2.4 in Unterabschnitt 2.1.3 beschrieben wird, zur Anwendung. Die Illustration solch einer von der Seite gesehenen zirkumstellaren Scheibe ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Das Scheibenmodell betrachtet den Strahlungstransport in der Scheibe über den Staub, welcher den Transport von Strahlung und die thermische Struktur der Scheibe dominiert (Chiang & Goldreich 1997, Abschnitt 2.4). Die von der Gleichung 2.3 beschriebene Dichtestruktur ist durch das Gas in der Scheibe vorgege-



**Abbildung 3.6:** Illustration einer von der Seite gesehenen zirkumstellaren Scheibe, wie sie von Gleichung 2.3 beschrieben wird. Die Konturlevel sind logarithmisch ( $\log_{10}$ ) mit nach außen abnehmenden Werten verteilt.

ben. Da angenommen wird, dass der Staub in der Scheibe an das Gas gekoppelt ist, wird dessen Dichteverteilung ebenfalls von dieser Gleichung beschrieben. Die Eigenschaften der Staubkörner, die in dem Scheibenmodell zur Anwendung kommen, sind in den Abschnitten 2.3 und 2.4 erläutert.

Die stellare Heizung ist im Rahmen des Modells die primäre Heizquelle der zirkumstellaren Scheibe. Die Strahlung des zentralen Sterns heizt den Staub, welcher dann im Gegenzug bei längeren Wellenlängen reemittiert. Der Stern ist im Rahmen des Modells durch seine effektive Temperatur  $T_*$  und bolometrische Leuchtkraft  $L_*$  als ein einzelner Schwarzkörper charakterisiert. Aufgrund der Verdeckung des Zentralsterns durch die zirkumstellare Scheibe ist dieser nicht direkt beobachtbar, wodurch diese beiden Parameter nur indirekt bestimmt werden können (siehe auch Unterabschnitt 3.2.1). Die viskose Heizung der Scheibe wird vernachlässigt, ebenso wie Akkretion in der Scheibe und auf den Stern und turbulente Prozesse in der Scheibe.

### 3.3.2 Primäre Charakteristika

Die Beobachtungsdaten weisen primäre Charakteristika auf, die das Modell reproduzieren soll. Für die spektrale Energieverteilung ist es das Ziel, dass das thermische Reemissionsspektrum über nahezu drei Größenordnungen vom mittleren

Infrarot (ab  $12\ \mu\text{m}$ ) bis hin zum Bereich der Millimeterwellen von dem Modell wiedergegeben wird. Die Submillimeter- und Millimeterkarten sind durch zwei maßgebende und von dem Modell nachzubildende Merkmale charakterisiert, die maximale Flusssdichte und die räumliche Helligkeitsverteilung. Da die Scheibe in vertikaler Richtung nicht räumlich aufgelöst ist, wird hauptsächlich die radiale Helligkeitsverteilung reproduziert. Das Modell liefert dennoch auch Einschränkungen für die vertikale Ausdehnung der Scheibe. Weiterhin ist das Modell rotationssymmetrisch und berücksichtigt daher keinerlei Asymmetrien, die in den Beobachtungen sichtbar sind.

Im Gegensatz zu den Millimeterkarten zeigen die vier Nahinfrarotaufnahmen deutlich mehr Strukturen und Details auf. Zusätzlich zu der als dunkles Band erkennbaren zirkumstellaren Scheibe, ist eine diese umgebende, sehr komplexe und hochstrukturierte Hülle zu sehen (Abbildung 3.3). Die wesentlichen, von dem Modell zu erklärenden Merkmale der Nahinfrarotbilder sind die Breite des dunklen Bandes und demzufolge auch die Wellenlängenabhängigkeit der Breite dieses Bandes, da sie die vertikale Opazitätsstruktur der zirkumstellaren Scheibe einschränken. Die Modellierung der Scheibenhülle mit ihrer wellenlängenabhängigen Morphologie ist nicht Teil dieser Studie. Für die Modellierung der zirkumstellaren Scheibe ist eine Nachbildung dieser Hülle nicht erforderlich, da die charakteristischen Merkmale im nahinfraroten Bereich des Spektrums nicht von dieser beeinflusst werden. Aus diesem Grund und zur Vermeidung zusätzlicher variabler Modellparameter beschränkt sich das Modell auf die zirkumstellare Scheibe und die Reproduktion der genannten Charakteristika. Die Scheibenhülle wird im Unterabschnitt 3.6.5 diskutiert.

Mithilfe des Strahlungstransportprogramms `MC3D` wird im Rahmen der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars die spektrale Energieverteilung und zu jedem Beobachtungsbild ein synthetisches Bild berechnet. Die simulierten Submillimeter- und Millimeterkarten werden mit der zugehörigen Punktspreizfunktion gefaltet. Diese ist durch eine elliptische Gauß-Funktion beschrieben und basiert auf der großen und kleinen Hauptachse und dem Positionswinkel des Beams der jeweiligen Beobachtung. Um die Rotation der Beobachtungskarten zu berücksichtigen, wird der Positionswinkel des Beams entsprechend angepasst. Für die simulierten Nahinfrarotbilder wird die zugehörige Punktspreizfunktion, die mittels des für die Instrumente des Hubble-Weltraumteleskops entwickelten Modellierungsprogramms `Tiny Tim v.7.4` (Krist & Hook 2004; Krist et al. 2011) erstellt wurde, für die Faltung verwendet. Des Weiteren werden die simulierten Bilder mit derselben Pixelskala wie die Beobachtungsdaten erzeugt. So wird sichergestellt, dass die Simulationen mit den Beobachtungen vergleichbar sind.

### 3.3.3 Anpassungsgüte

Für jeden Vergleich von Modell und Beobachtung bezüglich der zuvor genannten Punkte wird ein Wert  $\xi_k^2$  für die Anpassungsgüte bestimmt. Dieser Wert charakterisiert, wie gut ein Modell mit den beobachteten Daten übereinstimmt. Das beste Modell, d. h. das Modell mit der höchsten Übereinstimmung, wird dabei durch den kleinsten Wert für die Anpassungsgüte aus dem untersuchten Parameterraum repräsentiert.

Die Anpassungsgüte der spektralen Energieverteilung (engl. „spectral energy distribution“, SED)  $\xi_{\text{SED}}^2$  ist gegeben durch

$$\xi_{\text{SED}}^2 = \frac{1}{N_\lambda} \sum_{i=1}^{N_\lambda} \left( g_i \frac{(\mu_i - \omega_i)^2}{\sigma_i^2} \right). \quad (3.3)$$

Hierbei entspricht  $N_\lambda$  der Anzahl der Wellenlängen, bei denen beobachtet wurde, und  $\omega_i$  sind die beobachteten und  $\mu_i$  die synthetischen Flussdichten bei diesen Wellenlängen. Die Messfehler der beobachteten Flussdichten sind durch  $\sigma_i$  berücksichtigt. Da der anzupassende Reemissionsbereich der spektralen Energieverteilung des Butterfly Stars durch das IRS-Spektrum des Spitzer-Weltraumteleskops im Wellenlängenbereich von 12  $\mu\text{m}$  bis 38  $\mu\text{m}$  besser abgetastet ist als bei längeren Wellenlängen bis 2.7 mm, beinhaltet die Berechnung von  $\xi_{\text{SED}}^2$  die Wichtungsfaktoren  $g_i$ . Diese sind derart gewählt, dass die gleichwertige Berücksichtigung der besser und schlechter abgedeckten Bereiche der spektralen Energieverteilung in der Berechnung von  $\xi_{\text{SED}}^2$  sichergestellt ist. Das wird erreicht, indem die Summe der Wichtungen der Flussmessungen im Bereich von 12  $\mu\text{m}$  bis 38  $\mu\text{m}$  dieselbe ist wie die der Datenpunkte im Bereich von 70  $\mu\text{m}$  bis 2730  $\mu\text{m}$ . Bei einer natürlichen Wichtung wäre der Einfluss eines kleinen Wellenlängenbereiches zu stark und wichtige Bereiche der spektralen Energieverteilung mit einem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis würden vernachlässigt werden. Durch die Verwendung einer angepassten Wichtung wird sichergestellt, dass nicht die allgemeine Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung zugunsten kleiner Details in der spektralen Energieverteilung verloren geht.

Für jede Beobachtungskarte berechnet sich die Anpassungsgüte durch

$$\xi_{\text{Karte}}^2 = \frac{(\mu - \omega)^2}{\sigma^2}, \quad (3.4)$$

wobei  $\mu$  die modellierten und  $\omega$  die beobachteten Daten sind und  $\sigma$  die Unsicherheit der Beobachtung ist. Für die Submillimeter- und Millimeterkarten wird jeder Pixel  $j$ , dessen Flussdichte in den Beobachtungsdaten größer als das Hin-

tergrundrauschen ist und welcher innerhalb einer quadratischen, auf das Objekt zentrierten Box mit einer dem Durchmesser des Objektes entsprechenden Seitenlänge liegt, berücksichtigt. Gleichung 3.4 lässt sich somit schreiben als

$$\xi_{(\text{sub})\text{mm Karte}}^2 = \frac{\frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{px}}} (\mu_j - \omega_j)^2}{\sigma^2}, \quad (3.5)$$

wobei  $N_{\text{px}}$  der Anzahl der berücksichtigten Pixel in der beschriebenen Box entspricht und  $\sigma$  das Hintergrundrauschen der Beobachtungskarte repräsentiert. Im Gegensatz zu einer kartenbasierten Anpassungsgüte besteht auch die Möglichkeit einen Ansatz zu wählen, bei dem nur das Helligkeitsprofil entlang der Scheibenachse betrachtet wird. Allerdings würde diese Methode keine direkten Einschränkungen der Skalenhöhe der Scheibe erlauben. Daher wurde der oben beschriebene Ansatz gewählt.

Zur Ermittlung der ein Modell charakterisierenden Gesamtanpassungsgüte  $\xi_{\text{gesamt}}^2$  werden alle (Anzahl  $N$ ) einzelnen  $\xi_k^2$  kombiniert

$$\xi_{\text{gesamt}}^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \xi_k^2. \quad (3.6)$$

Basierend auf den Werten  $\xi_{\text{gesamt}}^2$  aus Gleichung 3.6 werden die Unsicherheiten des besten Modells bzw. die Einschränkungen der einzelnen Modellparameter als der Bereich angegeben, in welchem die Parameterwerte variiert werden können, ohne  $\xi_{\text{gesamt}}^2$  um mehr als 10 % zu verändern. Es hat sich bei der Modellierung gezeigt, dass eine Variation von  $\xi_{\text{gesamt}}^2$  um mehr als 10 % im Allgemeinen schlechtere Ergebnisse liefert.

### 3.3.4 Parameterraumstudie

Der Modellierungsprozess ist in zwei Schritte unterteilt. Im ersten Schritt werden erstmals die Submillimeter- und Millimeterdaten sowie die spektrale Energieverteilung gleichzeitig gefittet, um zu untersuchen, ob es ein Modell gibt, welches diese Beobachtungsdaten reproduziert. Dabei wird das in Unterabschnitt 2.1.3 beschriebene Modell mit einer einzigen Staubkorngrößenverteilung benutzt. Basierend auf den Ergebnissen aus diesem ersten Modellierungsschritt wird das Modellsetup modifiziert und zusätzlich werden die Nahinfrarotbilder in den Modellierungsprozess mit einbezogen.

Auf Grundlage des Modells, welches in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurde, ist der zu betrachtende Parameterraum durch die freien Pa-

parameter festgelegt. Diese Modellparameter werden benutzt, um die in Unterabschnitt 3.3.2 beschriebenen primären Charakteristika der Beobachtungsdaten zu reproduzieren. Die Größe des Parameterraumes ergibt sich jeweils aus sechs und neun freien Parametern im ersten und zweiten Modellierungsschritt. Die Auswahl und der Bereich dieser Parameter beruht für die in dieser Arbeit präsentierten Studie auf der Modellierung anderer ähnlicher Objekte und vorangegangene Untersuchungen (siehe z. B. Wolf et al. 2003; Sauter et al. 2009). Um die Modellparameter so stark wie möglich einzugrenzen und den Parametersatz des Modells mit der höchsten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten zu finden, wird ein auf einer Gittersuche basierender Algorithmus verwendet. Dabei wird iterativ der Bereich aller Parameter abgerastert, während mit jeder Iteration, basierend auf den Ergebnissen der vorhergehenden, der Bereich verkleinert und das Raster verfeinert wird. Dieser Prozess wird bis zur maximal möglichen Eingrenzung der Modellparameter durchgeführt.

## 3.4 Erster Schritt der Modellierung

In diesem ersten Schritt wird ein Scheibenmodell ohne räumliche Variationen der Staubeigenschaften betrachtet.

### 3.4.1 Modellparameter

Die sechs freien Parameter, die im ersten Schritt verwendet werden, sind die folgenden:  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $h_0$ ,  $m_{\text{Staub}}$ ,  $r_{\text{in}}$  und  $a_{\text{max}}$ .

- Die Exponenten  $\alpha$  und  $\beta$  beschreiben jeweils das radiale Dichteprofil und die Aufweitung der Scheibe (siehe Gleichungen 2.3 und 2.4). In der Modellierung werden beide Parameter als unabhängige Größen betrachtet. Die Variation von  $\alpha$  findet im Bereich  $[1.0, 4.0]$  und von  $\beta$  im Bereich  $[1.0, 2.0]$  statt.
- Der Parameter  $h_0$  bezeichnet den Skalierungsfaktor der Skalenhöhe der zirkumstellaren Scheibe (siehe Gleichung 2.4). Da der Referenzradius  $r_0$  einen Wert von 100 AE aufweist, entspricht  $h_0$  der Skalenhöhe bei einer radialen Entfernung vom Stern von  $r_{\text{zyl}} = 100$  AE, d. h.  $h_0 = h(100 \text{ AE})$ . Der Skalierungsfaktor  $h_0$  wird in einem Bereich von  $[1.0, 25.0]$  AE betrachtet.
- Der Parameter  $m_{\text{Staub}}$  steht für die Staubmasse der Scheibe. Der untersuchte Bereich der Staubmasse ist  $[1.0 \cdot 10^{-5}, 1.0 \cdot 10^{-2}] M_{\odot}$ .

- Der Parameter  $r_{\text{in}}$  gibt den inneren Scheibenradius an. Löcher im Inneren von protoplanetaren Scheiben sind eine gängige Vorhersage von Theorien zur Entwicklung solcher Scheiben und wurden bereits zahlreich beobachtet (z. B. Alexander & Armitage 2009; Andrews et al. 2011; Gräfe et al. 2011; Espaillat et al. 2012). Der innere Radius wird im Bereich von  $[0.1, 50.0]$  AE variiert. Die untere Grenze entspricht etwa dem Sublimationsradius des Staubes.
- Unter dem Parameter  $a_{\text{max}}$  wird der maximale Staubkornradius verstanden. Staubkornwachstum ist einer der wichtigsten Mechanismen in protoplanetaren Scheiben, da es der erste Schritt zur Entstehung von Planeten ist. Für diese obere Grenze der Staubkorngrößenverteilung werden neun verschiedene Werte berücksichtigt:  $0.25 \mu\text{m}$ ,  $1.0 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$ ,  $30 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$ ,  $75 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$ ,  $300 \mu\text{m}$ ,  $1000 \mu\text{m}$ .

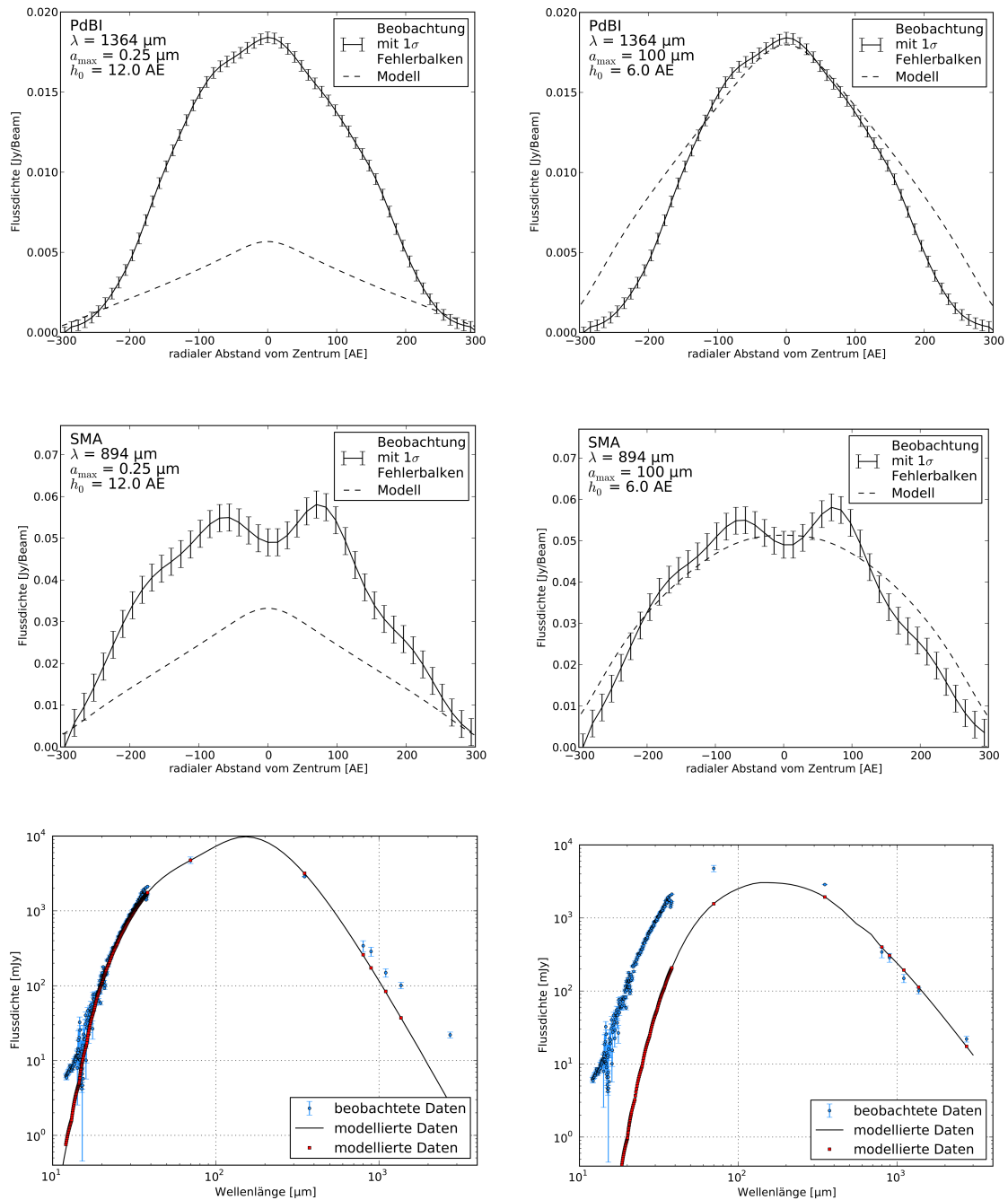
Für den minimalen Staubkornradius  $a_{\text{min}}$  werden in beiden Schritten der Modellierung  $5 \text{ nm}$  verwendet. Der äußere Radius der Scheibe  $r_{\text{au}}$  ist aufgrund der Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen und der Ergebnisse der Modellierung aus Wolf et al. (2003) in beiden Schritten auf  $300 \text{ AE}$  festgesetzt. Wie in Unterabschnitt 3.2.1 beschrieben, wird für den zentralen Stern für die gesamte Modellierung eine Leuchtkraft von  $L_{\star} = 5 L_{\odot}$  und eine Temperatur von  $T_{\star} = 4500 \text{ K}$  angenommen. Da die Inklination der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars mit  $90^{\circ} \pm 3^{\circ}$  sehr gut eingeschränkt ist, wird sie im ersten Modellierungsschritt auf  $90^{\circ}$  festgesetzt. Aufgrund der Lage des Butterfly Stars im Taurus-Auriga-Molekülwolkenkomplex wird für die gesamte Modellierung eine Entfernung von  $d = 140 \text{ pc}$  angenommen. Eine Illustration der Dichtestruktur eines Modells aus dem ersten Schritt der Scheibenmodellierung ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Tabelle 3.3 liefert einen Überblick über die in dem Modellierungsprozess verwendeten, festen Parameter.

### 3.4.2 Ergebnisse

Mithilfe des beschriebenen Modellsetups des ersten Modellierungsschrittes, welches hauptsächlich durch eine einzelne Staubkorngrößenverteilung charakterisiert ist, ist es nicht möglich, ein Modell zu finden, welches die Submillimeter- und Millimeterdaten sowie die spektrale Energieverteilung korrekt nachbildet. Abbildung 3.7 zeigt das beste Modell für jeweils eine Staubkorngrößenverteilung mit ISM-Staubkörnern ( $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ , linke Seite der Abbildung) und großen Staubkörnern ( $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$ , rechte Seite der Abbildung). Diese Ergebnisse, welche nachfolgend detailliert beschrieben werden, liefern ebenfalls die



### 3.4 ERSTER SCHRITT DER MODELLIERUNG



**Abbildung 3.7:** Links: Radiale Helligkeitsprofile der Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen (oben, mittig) sowie die spektrale Energieverteilung (unten) mit dem zugehörigen, am besten passenden Modell des ersten Modellierungsschrittes für eine Staubkorngrößenverteilung mit  $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ . Rechts: Wie links, aber für eine Staubkorngrößenverteilung mit  $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$ . Siehe Unterabschnitt 3.4.2 für Details.

**Tabelle 3.3:** Überblick über die festen Parameter der Modellierung

Parameter	Wert
$a_{\min}$ [nm]	5
$r_{\text{in}}$ [AE] <sup>(*)</sup>	0.1
$r_{\text{au}}$ [AE]	300
$L_{\star}$ [ $L_{\odot}$ ]	5
$T_{\star}$ [K]	4500
$d$ [pc]	140

**Anmerkungen.** <sup>(\*)</sup> Der innere Scheibenradius  $r_{\text{in}}$  ist nur im zweiten Schritt der Modellierung festgesetzt.

Motivation für den zweiten Schritt der Modellierung. Mithilfe kleiner Staubkörner ( $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ ) ist weder die Helligkeitsstruktur der beiden Millimeterkarten reproduzierbar, noch der flache Abfall im Millimeterbereich der spektralen Energieverteilung (Abbildung 3.7 links, siehe auch Abbildung 3.5). Die radiale Helligkeitsverteilung der Submillimeter- und Millimeterdaten in Abbildung 3.7 links weist eine zu geringe Flussdichte in fast allen Bereichen der Scheibe auf. Nur in den äußersten Regionen der Scheibe wird mit den kleinen Staubkörnern eine mit den Beobachtungsdaten vereinbare Flussdichte erreicht. Der spektralen Energieverteilung in Abbildung 3.7 links ist zu entnehmen, dass der Bereich des mittleren und fernen Infrarot durch die Verwendung von ISM-Staubkörnern erklärt wird, aber dass dies nicht für den Submillimeter- und Millimeterbereich gilt. Da größere Staubkörner bei gleicher Temperatur des Staubkorns eine höhere Strahlungsleistung als kleinere Staubkörner besitzen (siehe Unterabschnitt 3.2.4), weisen diese Ergebnisse deutlich auf das Vorhandensein von größeren Staubkörnern in der Scheibe hin, insbesondere in den sich nahe des Zentralsterns befindlichen Regionen.

Aus der Modellierung der Scheibe ergibt sich, dass die Helligkeitsstruktur der Submillimeter- und Millimeterkarten am besten durch eine Staubkorngrößenverteilung mit  $a_{\max} = 100 \mu\text{m}$  wiedergegeben wird (Abbildung 3.7 rechts). Des Weiteren wird unter Verwendung dieser Verteilung eine bessere Übereinstimmung mit dem Submillimeter- und Millimeterbereich der spektralen Energieverteilung erreicht, als mit einer Staubkorngrößenverteilung deren maximale Teilchengröße signifikant größer oder kleiner als  $a_{\max} = 100 \mu\text{m}$  ist. Im Gegensatz dazu ist es mithilfe der großen Staubkörner nicht möglich, den infraroten Wellenlängenbereich der spektralen Energieverteilung nachzubilden. Wie den radialen Submillimeter- und Millimeterprofilen in Abbildung 3.7 rechts zu entnehmen ist,

liefern die großen Staubkörner zudem eine zu hohe Flussdichte speziell in den äußeren Scheibenregionen. Dies deutet darauf hin, dass gleichzeitig auch kleine Staubkörner, insbesondere in den äußeren Bereichen der Scheibe, in dem Modell benötigt werden.

Gleichwohl ist es mit keiner Kombination der verwendeten variablen Parameter möglich, die Form der radialen Helligkeitsprofile korrekt nachzubilden. Um alle Beobachtungsdaten korrekt anzupassen und ein Modell zu finden, das all diese Daten erklärt, wird aus den Ergebnissen des ersten Modellierungsschrittes geschlussfolgert, dass sowohl große Staubkörner mit  $a_{\max} \sim 100 \mu\text{m}$  als auch kleine Staubkörner von der Größe, wie sie im interstellaren Medium anzutreffen sind, gleichzeitig in dem Scheibenmodell benötigt werden. Des Weiteren wird aus der Skalenhöhe  $h(100 \text{ AU})$ , welche jeweils 6 AE und 12 AE bei Verwendung der großen und kleinen Staubkörner beträgt, und den beschriebenen Helligkeitsprofilen (Abbildung 3.7) abgeleitet, dass sich die großen Staubkörner um die Scheibenmittelebene mit einer geringen vertikalen Ausdehnung und zum Zentralstern konzentriert befinden müssen.

Zusätzlich wurde aus der Modellierung keine Notwendigkeit für ein Loch im Inneren der Scheibe gefunden. Als Konsequenz wird der innere Radius der Scheibe im zweiten Schritt der Modellierung auf 0.1 AE festgesetzt, was etwa dem Sublimationsradius des Staubes entspricht.

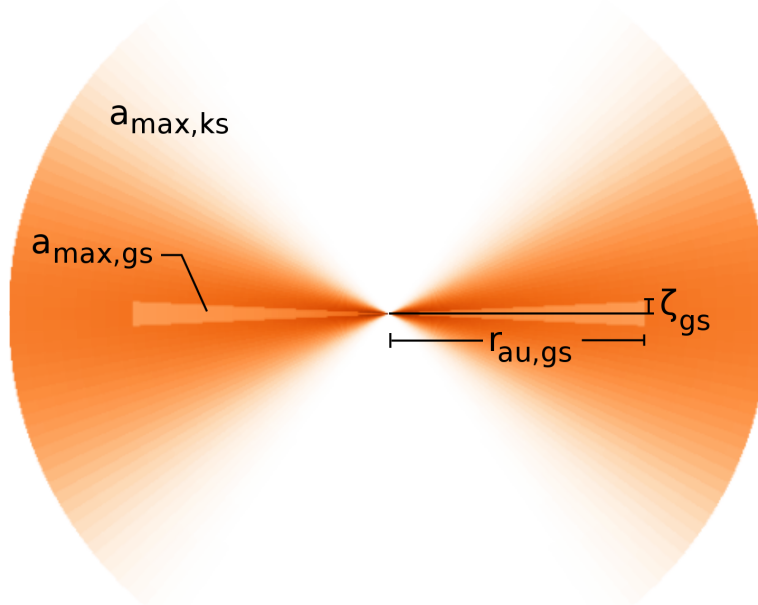
## 3.5 Zweiter Schritt der Modellierung

Die Ergebnisse des ersten Schrittes der Modellierung zeigen, dass es nicht möglich ist, die Submillimeter- und Millimeterdaten sowie die spektrale Energieverteilung mit einem Modell, das eine einzige Staubkorngrößenverteilung verwendet, nachzubilden und dass die Notwendigkeit zur Verwendung von zwei verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen mit einem unterschiedlichen maximalen Teilchenradius in dem Modell besteht. Dabei sind die größeren Staubkörner um die Mittelebene der Scheibe konzentriert, wohingegen die kleineren Staubkörner in den oberen und äußeren Scheibenbereichen verteilt sind.

### 3.5.1 Modellparameter

Aufgrund der Modifikation des Modellsetups basierend auf den Ergebnissen des ersten Modellierungsschrittes vergrößert sich die Anzahl der im zweiten Schritt verwendeten freien Parameter auf neun. Im Gegensatz zu Schritt eins kommen

hier zwei verschiedene Staubkorngrößenverteilungen in dem Scheibenmodell zur Anwendung. Deren Lage in der Scheibe ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Der Unterschied zwischen beiden Verteilungen liegt in der maximalen Staubkorngröße, wobei  $a_{\max,gs} > a_{\max,ks}$  (gs: großer Staub, ks: kleiner Staub) gilt. Die Staubkorngrößenverteilung des kleinen Staubes entspricht mit  $a_{\max,ks} = 0.25 \mu\text{m}$  und  $a_{\min} = 5 \text{ nm}$  der des interstellaren Mediums (Mathis et al. 1977; Weingartner & Draine 2001) und ist in den äußeren Bereichen und oberen Schichten der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars zu erwarten (Wolf et al. 2003). Der minimale Staubkornradius  $a_{\min}$  ist für beide Staubkorngrößenverteilungen identisch. Wie im Unterabschnitt 3.4.2 beschrieben, wird der innere Radius der Scheibe  $r_{\text{in}}$  auf 0.1 AE festgesetzt. Der Außenradius der Scheibe  $r_{\text{au}}$ , die Entfernung  $d$  des Objektes,  $L_{\star}$  und  $T_{\star}$  verändern sich nicht im Vergleich zum ersten Schritt der Modellierung (siehe auch Tabelle 3.3). Die Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $h_0$  und  $m_{\text{Staub}}$  werden weiterhin als freie Parameter benutzt. Zusätzlich zu diesen werden die nachfolgenden variablen Parameter im zweiten Modellierungsschritt verwendet:  $\zeta_{gs}$ ,  $r_{\text{au},gs}$ ,  $sm$ ,  $i$  und  $a_{\max,gs}$ .



**Abbildung 3.8:** Illustration einer aufgeweiteten und von der Seite gesehenen zirkumstellaren Scheibe unter Verwendung von zwei verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen. Zur Verdeutlichung ist der Bereich großer Staubkörner farblich hervorgehoben.

- Die beiden Größen  $\zeta_{gs}$  und  $r_{au,gs}$  beschreiben jeweils die vertikale und radiale Ausdehnung des Bereiches der großen Staubkörner in der Scheibe (siehe Abbildung 3.8). Der Parameter  $\zeta_{gs}$  besitzt eine radiale Abhängigkeit, wie sie von Gleichung 2.4 beschrieben wird. Es sei darauf hingewiesen, dass  $\zeta_{gs}$  keine Skalenhöhe wie im Sinne von  $h_0$  ist, sondern eine tatsächliche vertikale Ausdehnung bezeichnet (siehe Unterabschnitt 2.1.3 und Anhang B). Der für  $\zeta_{gs}$  (bei 100 AE) untersuchte Bereich beträgt [1.0, 25.0] AE und für  $r_{au,gs}$  [50, 300] AE.
- Der Parameter  $sm$  ist ein Skalierungsfaktor, der die Verteilung der Staubmasse der Scheibe innerhalb der beiden verschiedenen Staubbereiche anpasst. Im Prinzip verändert der Skalierungsfaktor die Anzahl der Teilchen in dem Bereich der Scheibe in welchem sich die großen Staubkörner befinden gemäß  $sm \cdot \rho_{Scheibe}$  (siehe Gleichung 2.3). Dies ist erforderlich, da in dem Scheibenmodell zwei verschiedene Staubkorngrößenverteilungen mit einem unterschiedlichen maximalen Staubkornradius zur Anwendung kommen. Der Skalierungsfaktor beeinflusst somit das Verhältnis der Teilchenanzahl in den beiden verschiedenen Staubregionen der Scheibe und, da die Teilchenanzahl proportional zur Masse dieser Teilchen ist, demzufolge ebenso die Verteilung der Staubmasse zwischen diesen beiden Bereichen. Der Parameter  $sm$  wird durch die anderen freien Scheibenparameter beeinflusst, d. h., wenn die Gesamtanzahl der Staubkörner in einer der beiden Staubregionen durch einen der variablen Parameter verändert wird, ändert sich ebenfalls das Verhältnis der Staubmasse dieser beiden Bereiche, auch wenn der Skalierungsfaktor nicht variiert wurde.
- Der Parameter  $i$  bezeichnet die Inklination der Scheibe. Trotz der geringen Unsicherheit der Inklinationsmessung wird die Inklination in diesem zweiten Schritt im Bereich von [87°, 93°] variiert.
- Der Parameter  $a_{max,gs}$  gibt den maximalen Staubkornradius der Staubkorngrößenverteilung an, welche die größeren Staubkörner enthält. Es werden drei verschiedene Werte betrachtet: 50  $\mu\text{m}$ , 100  $\mu\text{m}$ , 150  $\mu\text{m}$ .

Durch die Verwendung des beschriebenen Modellsetups in Schritt zwei der Modellierung wird die Entwicklung von Staub und deren Abhängigkeit von der radialen und vertikalen Position in der zirkumstellaren Scheibe berücksichtigt.

### 3.5.2 Ergebnisse

Das Modellsetup des zweiten Modellierungsschrittes, welches im Wesentlichen durch zwei verschiedene Staubkorngrößenverteilungen charakterisiert ist, ermög-

licht es, ein Modell für die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars zu finden, welches alle in die Modellierung einbezogenen Daten erklärt. Die Werte der Parameter des Modells mit der höchsten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten und die aus der Multiwellenlängen-Modellierung resultierenden Einschränkungen der Modellparameter sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt. Nur in dem Parameterraum der von den unteren und oberen Grenzen der gelisteten Parameter beschrieben wird, ist es möglich, ein Modell mit einer zufriedenstellenden Anpassung an alle Beobachtungsdaten zu finden, d. h.,  $\xi_{\text{gesamt}}^2$  ändert sich nicht um mehr als 10% im Vergleich zum Wert des besten Modells. Die Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen die radialen Helligkeitsprofile der Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen überlagert mit den entsprechenden Gegenstücken des ermittelten besten Modells. Die optische Tiefe  $\tau$  bei 894  $\mu\text{m}$  beträgt 1.75 und bei 1.3 mm 0.64. Dies bedeutet, dass die Scheibe bei Submillimeterwellenlängen optisch dick und bei Millimeterwellenlängen optisch dünn ist. Basierend auf dem im Unterabschnitt 2.1.3 beschriebenen Staubmodell bestimmt sich die effektive spezifische Staubopazität zu 2.58  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$  bei 894  $\mu\text{m}$  und 0.96  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$  bei 1.3 mm. Der beobachtete und der modellierte Reemissionsbereich der spektralen Energieverteilung ist in Abbildung 3.11 dargestellt. In Tabelle 3.5 ist die Breite des

**Tabelle 3.4:** Überblick über die Parameterbereiche, die Werte des besten Modells und die Einschränkungen der Modellparameter des zweiten Schrittes der Modellierung

Parameter	Minimalwert	Maximalwert	Beste Wert	Untere Grenze	Obere Grenze	$\delta$
$\alpha$	1.0	4.0	<b>1.2</b>	1.2	1.6	0.2
$\beta$	1.0	2.0	<b>1.14</b>	1.12	1.16	0.01
$h_0$ [AE]	1.0	25.0	<b>10.0</b>	9.0	11.0	1.0
$\zeta_{\text{gs}}$ [AE]	1.0	25.0	<b>6.0</b>	4.0	7.0	1.0
$r_{\text{au,gs}}$ [AE]	50	300	<b>175</b>	170	210	5.0
$sm$	0.001	0.9	<b>0.083</b>	0.068 <sup>a</sup>	0.093 <sup>a</sup>	0.001 <sup>a</sup>
$m_{\text{Staub}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$10^{-5}$	$10^{-2}$	<b><math>9 \cdot 10^{-4}</math></b>	$8 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
$a_{\text{max,gs}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	50	150	<b>100</b>	> 50	< 150	50
$i$ [ $^{\circ}$ ]	87	93	<b>90</b>	90	90	1

**Anmerkungen.** Die letzte Spalte gibt die Schrittweite  $\delta$  zwischen der angegebenen unteren und oberen Grenze jedes Parameters an.

<sup>(a)</sup> Die Einschränkungen des Skalierungsfaktors  $sm$  beziehen sich auf das am besten angepasste Modell. Da dieser Parameter von anderen Parametern beeinflusst wird, sind keine Einschränkungen für den gesamten untersuchten Parameterraum angegeben (siehe auch Unterabschnitt 3.5.1).

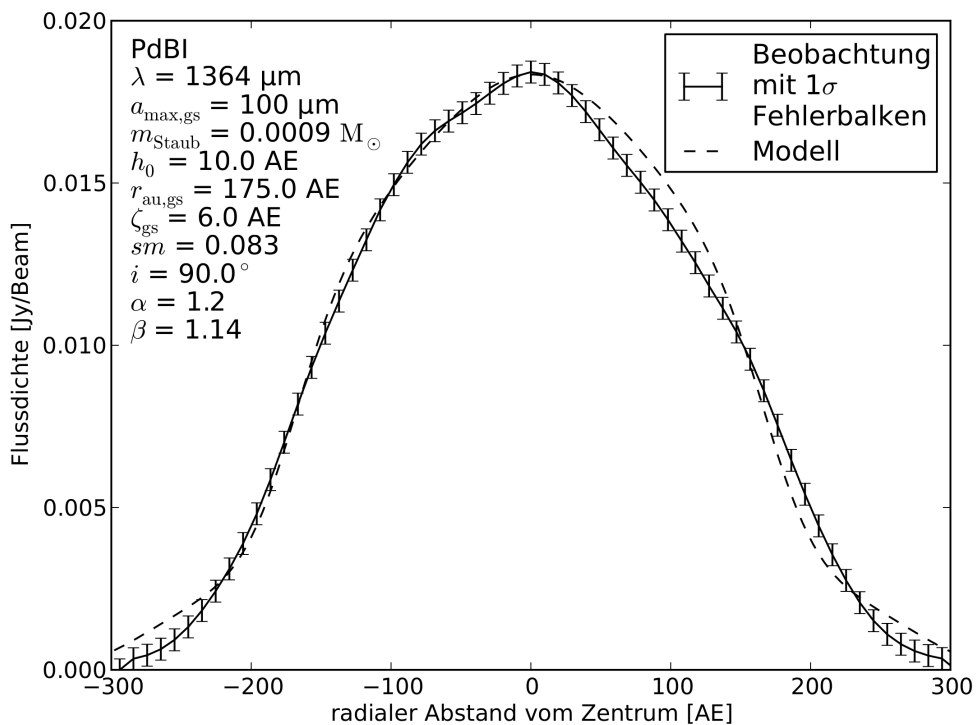
Staubbandes in den beobachteten und modellierten Streulichtbildern am Punkt mit dem kleinsten Abstand zwischen den beiden Streulichtnebeln gelistet. Die Breite des Staubbandes bleibt über den gesamten Radius der Scheibe nahezu konstant, so dass kleine Abweichungen von den gelisteten Messunsicherheiten abgedeckt sind. Insgesamt ist das gefundene beste Modell in sehr guter Übereinstimmung mit allen betrachteten Beobachtungen, insbesondere bei Berücksichtigung des großen Wellenlängenbereiches und der Vielzahl an Beobachtungen, die in dem Modellierungsprozess analysiert wurden.

Wie Abbildung 3.9 zeigt, wird die Beobachtung bei 1.3 mm nahezu perfekt von dem Modell wiedergegeben. Die Gesamtgenauigkeit, d. h., wie gut das modellierte und das beobachtete Profil in Einheiten des Hintergrundrauschens zusammenpassen, beträgt  $(1.39 \pm 0.98) \sigma_{\text{mm}}$ . Obwohl das zentrale Helligkeitsminimum in der Submillimeterbeobachtung (Abbildung 3.10) nicht exakt von dem Modell reproduziert wird, ist allerdings eine deutliche Abflachung des Profils zu erkennen, deren Ursache ein optischer Tiefeneffekt ist (siehe auch Abschnitt 3.6.1). Mit einer Genauigkeit von  $(0.96 \pm 0.77) \sigma_{\text{submm}}$  liefert das Modell ebenfalls eine zufriedenstellende Annäherung an die Submillimeterbeobachtung. Die Unsicherheit der angegebenen Gesamtgenauigkeit wird im Wesentlichen durch die Asymmetrien in den Beobachtungsdaten bestimmt, welche aufgrund der Rotationssymmetrie des Modells nicht berücksichtigt werden. Des Weiteren ist die modellierte spektrale Energieverteilung in sehr guter Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten vom mittleren über das ferne Infrarot bis hin zum Millimeterbereich, d. h., dass beinahe alle modellierten Flussdichten innerhalb der Unsicherheiten der beobachteten Flussdichten liegen (Abbildung 3.11). Insbesondere reproduziert das Modell die Flussdichten bei Submillimeter- und Millimeterwellenlängen und somit auch den Spektralindex dieses Bereiches. Die Breite des Staubbandes in den modellierten Nahinfrarotbildern ist im Rahmen der Messunsicherheiten in Übereinstimmung mit den beobachteten Breiten (Tabelle 3.5). Dies bedeutet, dass die vier modellierten Nahinfrarotbilder sehr gut die beobachtete Breite des Staubbandes und damit auch dessen Wellenlängenabhängigkeit wiedergeben, was das Ziel für diesen Wellenlängenbereich war.

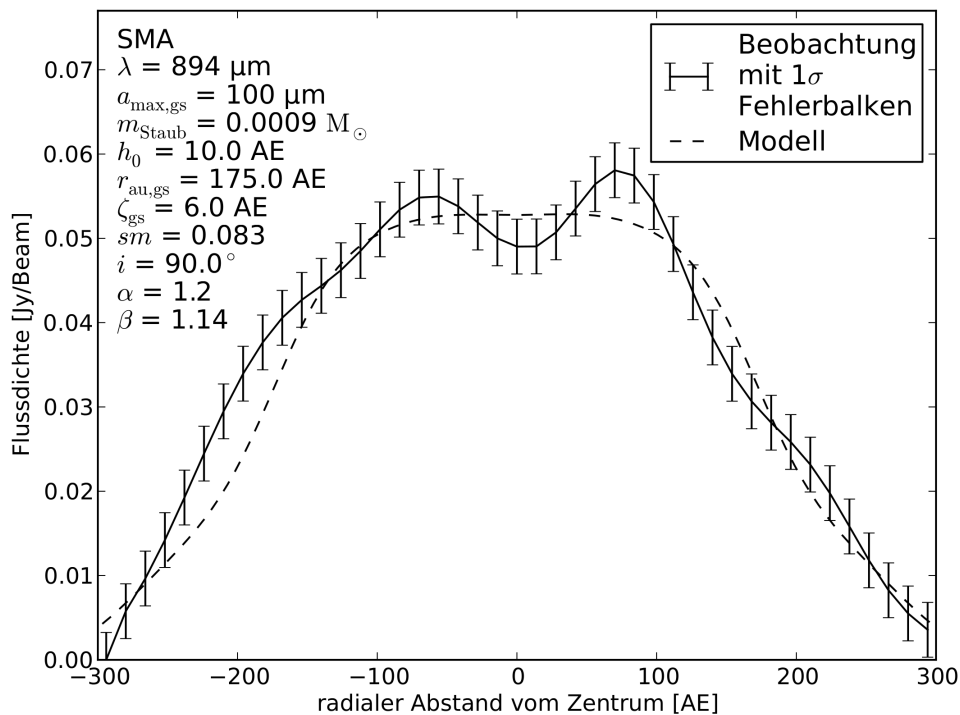
**Tabelle 3.5:** Breite des Staubbandes in den beobachteten Nahinfrarotbildern und die des besten Modells

	1.12 $\mu\text{m}$	1.60 $\mu\text{m}$	1.87 $\mu\text{m}$	2.07 $\mu\text{m}$	$\Delta$
Modell	1.125''	0.750''	0.600''	0.525''	$\pm 0.075''$
Beobachtung	1.200''	0.825''	0.600''	0.525''	$\pm 0.075''$

**Anmerkungen.** In der letzten Spalte ist die Unsicherheit  $\Delta$  der Messungen gegeben.

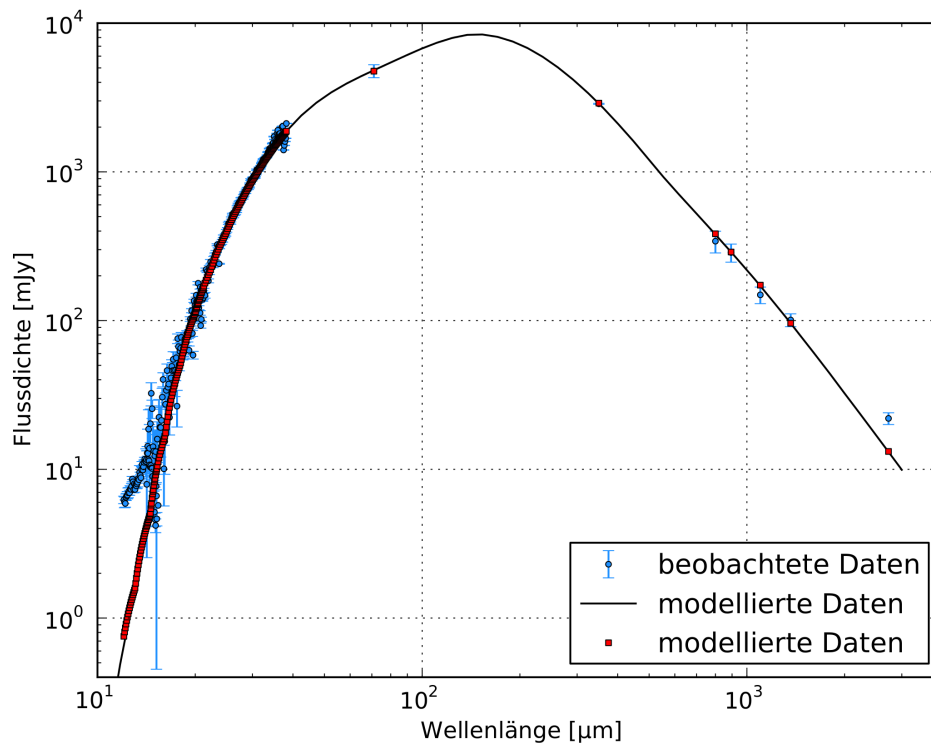


**Abbildung 3.9:** Radiales Helligkeitsprofil basierend auf den Beobachtungsdaten des PdBI bei 1.3 mm und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung



**Abbildung 3.10:** Radiales Helligkeitsprofil basierend auf den Beobachtungsdaten des SMA bei 894  $\mu\text{m}$  und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung





**Abbildung 3.11:** Spektrale Energieverteilung basierend auf den Beobachtungsdaten und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung

## 3.6 Diskussion

### 3.6.1 Helligkeitsminimum in SMA-Beobachtung

Das zentrale Helligkeitsminimum, welches in der beobachteten Submillimeterkarte zu erkennen ist (Abbildungen 3.2 und 3.10), wurde zuerst in Wolf et al. (2008) beschrieben, wobei zwei Erklärungen für dieses Minimum diskutiert wurden. Diese sind zum einen das Fehlen von emittierendem Staub, d. h. ein Loch im Inneren der Scheibe, und zum anderen ein optischer Tiefeneffekt. Der Vergleich der Beamgrößen der Submillimeter- und Millimeterkarten (siehe Unterabschnitt 3.2.2) zeigt, dass die Beamgröße der Beobachtung bei 1.3 mm wesentlich kleiner als die der Beobachtung bei 894  $\mu\text{m}$  ist. Dies bedeutet, dass jedes Loch im Inneren der Scheibe, welches in der Lage ist ein solches Helligkeitsminimum in der Submillimeterbeobachtung zu erzeugen, ebenfalls in der Beobachtung bei 1.3 mm zu sehen wäre. In der Millimeterkarte ist jedoch kein Anzeichen eines zentralen Helligkeitsminimums oder einer Abflachung des Profils zu detektieren. Ein Loch im Inneren der Scheibe als Möglichkeit für das lokale Minimum in

der Submillimeterkarte kann damit ausgeschlossen werden. Des Weiteren ergibt sich aus dem Vergleich der beiden Karten und unter Berücksichtigung der Beamgrößen, dass die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars sogar noch bei Wellenlängen im Submillimeterbereich optisch dick ist. Somit ist in diesem Wellenlängenbereich der Staub in den innersten, dichten Regionen nahe der Scheibenmittelebene nicht mehr zu beobachten, wodurch der relative Beitrag dieser Scheibenregionen zur Reemissionsstrahlung der Scheibe zugunsten der weniger dichten, äußeren Bereiche und oberen, optisch dünnen Schichten der Scheibe abnimmt. Dies führt zu einer zum Stern hin gerichteten Abnahme der relativen Menge an Staub, die effektiv zur Reemissionsstrahlung der Scheibe beitragen kann, im Vergleich zur gesamten Staubmenge auf derselben Sichtlinie, was in einer Abflachung des radialen Helligkeitsprofils oder sogar einem zentralen Helligkeitsminimum resultiert. Dieser beschriebene optische Tiefeneffekt ist somit die Ursache für das in der Submillimeterbeobachtung detektierte Helligkeitsminimum (siehe auch Wolf et al. 2008). Dies wird ebenfalls von den aus dem gefundenen besten Modell ermittelten optischen Tiefen bei  $894\ \mu\text{m}$  und  $1.3\ \text{mm}$  unterstützt (siehe Unterabschnitt 3.5.2). Es sei darauf hingewiesen, dass das beobachtete Helligkeitsminimum eine niedrige Signifikanz von jeweils  $\sim 1.4\sigma$  und  $\sim 1.8\sigma$  bezüglich der Maxima links und rechts des Zentrums aufweist. Aus diesem Grund und da das am besten passende Modell ein durch einen optischen Tiefeneffekt deutlich abgeflachtes Profil im Submillimeterbereich zeigt, ist die Übereinstimmung des Modells mit der Beobachtung äußerst akzeptabel.

### 3.6.2 Staubentwicklung

Die Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars resultiert in einem Modell, welches im Stande ist, alle betrachteten Beobachtungsdaten zu erklären. Während dieses Ziel mit einem Modell, welches eine einzelne Staubkorngrößenverteilung benutzt, nicht zu erreichen ist, gelingt es durch die Verwendung von zwei verschiedenen Verteilungen. Beide Verteilungen unterscheiden sich nur in der Größe des maximalen Staubkornradius  $a_{\text{max}}$  und der räumlichen Verteilung in der Scheibe. Es zeigt sich, dass die Daten am besten für Werte von  $a_{\text{max}}$  von jeweils  $0.25\ \mu\text{m}$  und  $100\ \mu\text{m}$  für die kleinere und größere Staubkorngrößenverteilung reproduziert werden. Die für den großen Staub in der Scheibe ermittelte maximale Staubkorngröße ist fast drei Größenordnungen größer als die in der Literatur angegebene obere Staubkorngröße des interstellaren Mediums, was bedeutet, dass in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars Staubkornwachstum stattfinden muss. Allerdings ist die maximale Staubkorngröße des großen Staubes immer noch eine Größenordnung kleiner als die maximale

Korngröße, die aus der Modellierung anderer junger zirkumstellarer Scheiben, wie z. B. IM Lupi (Pinte et al. 2008), abgeleitet wurde. Dort wurde eine maximale Größe von einigen Millimetern gefunden. Im Rahmen des in dieser Arbeit präsentierten Modells kann ein signifikanter Einfluss derartig großer Staubkörner auf die Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen der Scheibe des Butterfly Stars ausgeschlossen werden. Das Modell zeigt deutlich die Notwendigkeit sowohl von kleinen Staubkörnern, von der Größe wie sie im interstellaren Medium vorkommen, als auch von großen ( $a_{\max} \sim 100 \mu\text{m}$ ) Staubkörnern in der Scheibe. Insbesondere befinden sich die kleineren Staubkörner in den oberen Schichten und äußeren Bereichen der Scheibe und die größeren in der inneren Scheibenregion. Die Ergebnisse bezüglich der Staubkorngrößen sind nur im Rahmen der angenommenen Staubeigenschaften gültig (siehe Abschnitt 2.3), so dass die Annahme einer anderen Verteilung der Staubkorngrößen zu anderen Resultaten führen kann. Im Allgemeinen kann aber geschlussfolgert werden, dass die größeren Staubkörner eine andere räumliche Verteilung als die kleineren Körner aufweisen.

Der Vergleich der Skalenhöhe der Scheibe des Modells mit der zugehörigen vertikalen Ausdehnung des Bereiches der großen Staubkörner ergibt, dass sich die großen Staubkörner zur Scheibenmittelebene hin abgesetzt haben. Überdies zeigt der Vergleich der radialen Ausdehnung des Bereiches der großen Staubkörner mit dem Außenradius der Scheibe, dass die großen Staubkörner nicht über die gesamte radiale Ausdehnung der zirkumstellaren Scheibe verteilt, sondern zum Stern hin konzentriert sind.

Es wird geschlussfolgert, dass neben Staubkornwachstum in der Scheibe des Butterfly Stars ebenfalls Beweise für vertikale Absetzung als auch radiale Segregation des Staubes in der Scheibe vorliegen. Diese drei Mechanismen bilden die Grundpfeiler bei der Entstehung von Planetesimalen und Planeten. Das präsentierte Modell grenzt nicht nur die Staubeigenschaften in dieser Scheibe stark ein, sondern liefert auch erstmals quantitative Einschränkungen der vertikalen und radialen Verteilung des Bereiches großer Staubkörner.

### 3.6.3 Staubmasse

Das gefundene Modell mit der höchsten Übereinstimmung mit den Beobachtungen zeigt, dass eine Staubmasse von  $M_{\text{Staub}} = 9 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  für die Erklärung der beobachteten Flussdichten notwendig ist. Dieser Wert ist sehr gut eingegrenzt (siehe Tabelle 3.4) und stärkere Variationen der Staubmasse hätten einen signifikanten Einfluss z. B. auf das Reemissionsspektrum. Die Gesamtmasse der großen

Staubkörner beträgt  $2.2 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  und die der kleinen Körner  $6.8 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ . Unter Annahme eines typischen Staub-Gas-Verhältnisses von

$$\frac{M_{\text{Staub}}}{M_{\text{Gas}}} = \frac{1}{100}, \quad (3.7)$$

beläuft sich die Gesamtscheibenmasse der Scheibe auf  $\sim 9 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$  (z. B. Beckwith et al. 1990). Dies ist im Einklang mit den Ergebnissen von Wolf et al. (2003) und sehr ähnlich zu anderen jungen stellaren Objekten wie z. B. IM Lupi (Pinte et al. 2008), DL Tau, GO Tau und HL Tau (Andrews & Williams 2007b).

Die ermittelte Scheibenmasse hängt von den getroffenen Annahmen bezüglich der chemischen Zusammensetzung und der Gestalt der Staubkörner (siehe Abschnitt 2.3) ab. Fraktale Staubstrukturen und die räumliche Orientierung jedes Staubkorns sind in der Modellierung nicht berücksichtigt, da dies lediglich die Anzahl an freien Parametern vergrößern würde, ohne eine qualitative Verbesserung des Verständnisses der Eigenschaften zirkumstellarer Scheiben und der Verteilung von großen Staubkörnern zu liefern. Die komplexe Gestalt von Staubkörnern würde Auswirkungen auf die Lichtstreuung und das Absorptionsverhalten der Staubkörner haben (z. B. Wright 1987; Lumme & Rahola 1994). Abgesehen davon sind auch Staubkörner mit etwa demselben Absorptionsquerschnitt wie sphärische Staubkörner aber wesentlich geringerer Masse denkbar (Kirchschlager & Wolf 2013). Derartige Teilchen mit einer Porosität von bis zu 90 % werden zum Beispiel von Voshchinnikov (2002) diskutiert.

Des Weiteren sei darauf hingewiesen, dass die Scheibenmasse proportional zur Dichte jedes Staubkorns  $\rho_{\text{Korn}}$ , der Anzahl der Staubkörner und der Korngröße ist. Im Rahmen dieser Studie ist es möglich, die Scheibenstruktur sowie die Größenverteilung des Staubes einzugrenzen. Für die Untersuchungen der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars wird eine spezifische Dichte des Staubes von  $\rho_{\text{Korn}} = 2.5 \text{ g cm}^{-3}$  verwendet, wobei eine porösere und fraktalere Struktur der Staubkörner zu einem kleineren Wert führen könnte. Dies wiederum würde die ermittelte Scheibenmasse um denselben Faktor verändern. Dennoch sind die allgemeinen Ergebnisse bezüglich der verschiedenen räumlichen Verteilungen der kleinen und großen Staubkörner von diesen Annahmen nicht betroffen.

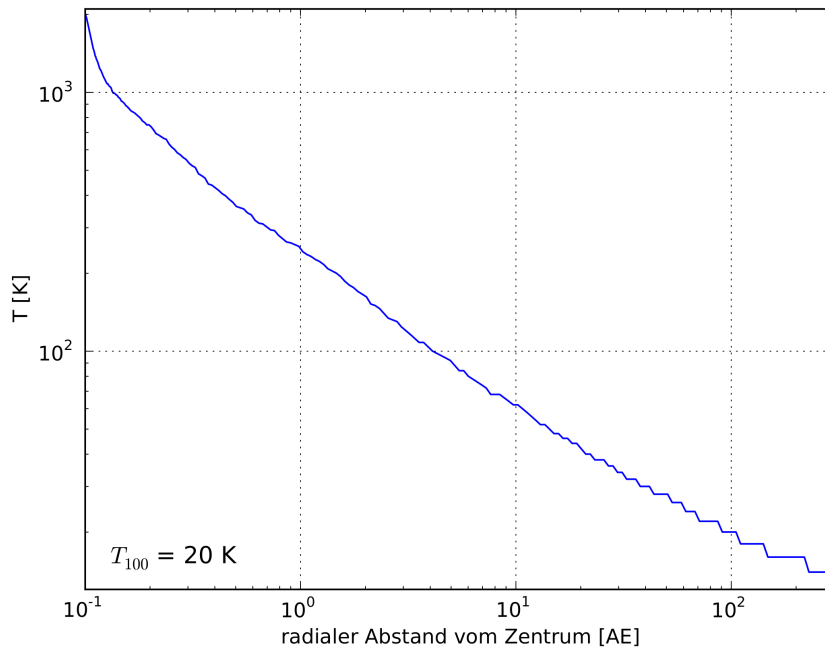
### 3.6.4 Struktur der Scheibe

Die durchgeführte Multiwellenlängen-Modellierung erlaubt es, die meisten geometrischen Parameter der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars quantitativ

einzu­schränken. Es wird eine aufgeweitete Scheibengeometrie mit einer Skalenhöhe von  $\sim 10$  AE bei einem Referenzradius von 100 AE benötigt. Der ermittelte Aufweitung­index  $\beta$  von  $\sim 1.14$  und die Skalenhöhe sind vergleichbar mit dem, was für das junge stellare Objekt IM Lupi von Pinte et al. (2008) gefunden wurde. Sauter et al. (2009) fanden für die zirkumstellare Scheibe in der Bok-Globule CB 26 ebenfalls eine Skalenhöhe von  $\sim 10$  AE und mit  $\beta \sim 1.4$  einen etwas größeren Aufweitung­index. Die Modellierung der Scheibe um HH 30 ergab ein mit der Scheibe des Butterfly Stars vergleichbaren Aufweitung­index und mit  $h \sim 15$  AE eine größere Skalenhöhe (Madlener et al. 2012). Das Modell des Butterfly Stars mit der besten Anpassung weist in der Scheibenmittelebene bei 100 AE eine Temperatur  $T_{100}$  von 20 K auf. Abbildung 3.12 zeigt die berechnete Temperatur in der Mittelebene als Funktion des radialen Abstandes vom Zentrum. Der bestimmte Wert für  $T_{100}$  ist sehr ähnlich zu anderen jungen stellaren Objekten wie z. B. IM Lupi (Pinte et al. 2008), CB 26 (Sauter et al. 2009), DG Tau, DG Tau-b, HL Tau (Guilloteau et al. 2011) und HH 30 (Madlener et al. 2012).

Die hydrostatische Skalenhöhe  $H$  der zirkumstellaren Scheibe bestimmt sich aus

$$H(r_{zyl}) = \sqrt{\frac{k_B T(r_{zyl}) r_{zyl}^3}{GM_\star \mu m_p}}, \quad (3.8)$$



**Abbildung 3.12:** Temperatur der Scheibenmittelebene des besten Modells.  $T_{100}$  ist die Temperatur in der Mittelebene bei 100 AE. Die Stufenfunktion resultiert aus der Temperaturauflösung des MC3D von 2 K.

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur der Scheibenmittelebene,  $G$  die Gravitationskonstante,  $M_*$  die Masse des Sterns,  $\mu = 2.33 \text{ g mol}^{-1}$  (Ruden & Pollack 1991) das mittlere molekulare Gewicht und  $m_p$  die Protonenmasse ist (siehe Anhang B; Dullemond & Dominik 2005; Isella et al. 2009). Daraus ergibt sich für die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars ein Wert von  $H = 6.9 \text{ AE}$  bei einem Radius von  $100 \text{ AE}$ . Um dies mit der vertikalen Ausdehnung des Bereiches der großen Staubkörner ( $\zeta_{\text{gs}}$ ) zu vergleichen, lässt sich eine äquivalente Skalenhöhe  $h_{\text{gs}}$  bei einem Radius von  $100 \text{ AE}$  wie folgt ermitteln: Es wird das zweite zentrale Moment der vertikalen Dichtverteilung des kleinen Staubes  $\mu_{2,\text{ks}}$  im Bereich der vertikalen Ausdehnung des großen Staubes integriert

$$\mu_{2,\text{ks}} = \int_0^{\zeta_{\text{gs}}} z^2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{h_0}\right]^2\right) dz \quad (3.9)$$

und mit dem des großen Staubes  $\mu_{2,\text{gs}}$  im Intervall von  $0$  bis  $\infty$  verglichen

$$\mu_{2,\text{gs}} = \int_0^{\infty} z^2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{h_{\text{gs}}}\right]^2\right) dz. \quad (3.10)$$

Daraus resultiert für die Skalenhöhe des großen Staubes  $h_{\text{gs}}$

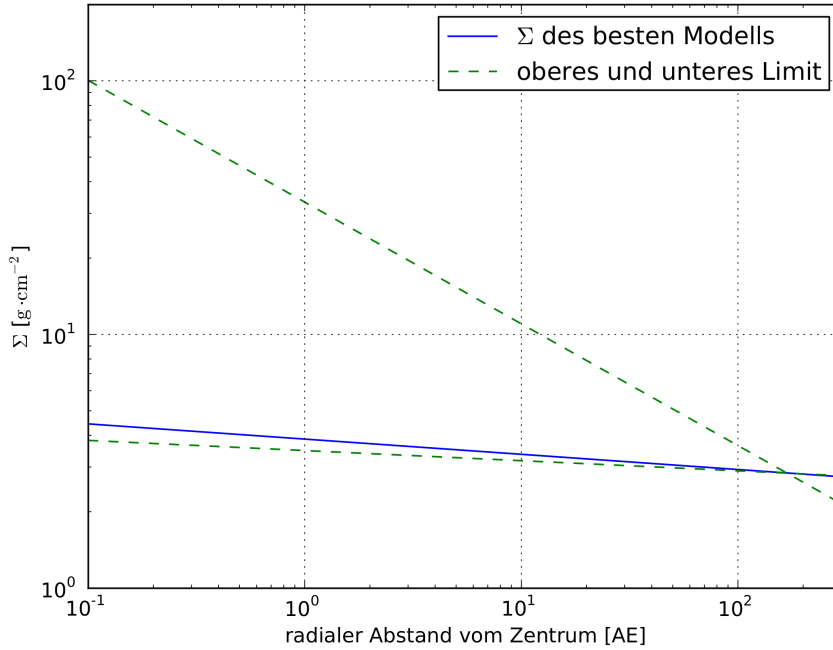
$$h_{\text{gs}} = \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^{\zeta_{\text{gs}}} z^2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{h_0}\right]^2\right) dz \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.11)$$

Für das Modell mit der besten Anpassung ergibt dies einen Wert von  $h_{\text{gs}} = 3.7 \text{ AE}$  und aus den Einschränkungen von  $h_0$  und  $\zeta_{\text{gs}}$  (siehe Tabelle 3.4) einen Bereich von  $2.5 \text{ AE} \leq h_{\text{gs}} \leq 4.3 \text{ AE}$ . Das ist wesentlich kleiner als die hydrostatische Skalenhöhe  $H$  der Scheibe, was eine vertikale Absetzung der großen Staubkörner in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars bedeutet.

## Oberflächendichte

In Abbildung 3.13 ist die ermittelte Oberflächendichte (siehe Gleichungen 2.5 und 2.6) des gefundenen besten Modells für die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars sowie das obere und untere Limit dargestellt. Der Exponent  $p$  der Oberflächendichte (siehe Unterabschnitt 2.1.3) liegt im Bereich von  $[0.04, 0.48]$ . Diese Werte sind niedriger als die Vorhersagen der meisten theoretischen Modelle zirkumstellarer Scheiben ( $p \sim 1$ ; Bell et al. 1997). Studien einer großen Anzahl protoplanetarer Scheiben in den Taurus-Auriga- und Ophiuchus-Scorpius-Sternent-

stehungsgebieten von z. B. Kitamura et al. (2002), Andrews & Williams (2007b) und Guilloteau et al. (2011) zeigen, dass Werte für  $p \lesssim 1$  sehr häufig vorkommen, aber für gewöhnlich über einem Wert von 0.5 liegen, d. h.  $0.5 \lesssim p \lesssim 1$ . Daher ist der hier gefundene Wert für  $p$  etwas kleiner als der, der für die meisten anderen Objekte gefunden wurde. Es wird bestimmt, dass die Oberflächendichte im Bereich von  $[3.3, 15.2]$   $\text{g cm}^{-2}$  bei 5 AE bzw.  $[2.9, 3.6]$   $\text{g cm}^{-2}$  bei 100 AE liegt, was mit den genannten Studien konsistent ist.



**Abbildung 3.13:** Oberflächendichte. Das obere und untere Limit resultiert aus den Einschränkungen der Modellparameter (siehe Tabelle 3.4).

## Stabilität der Scheibe

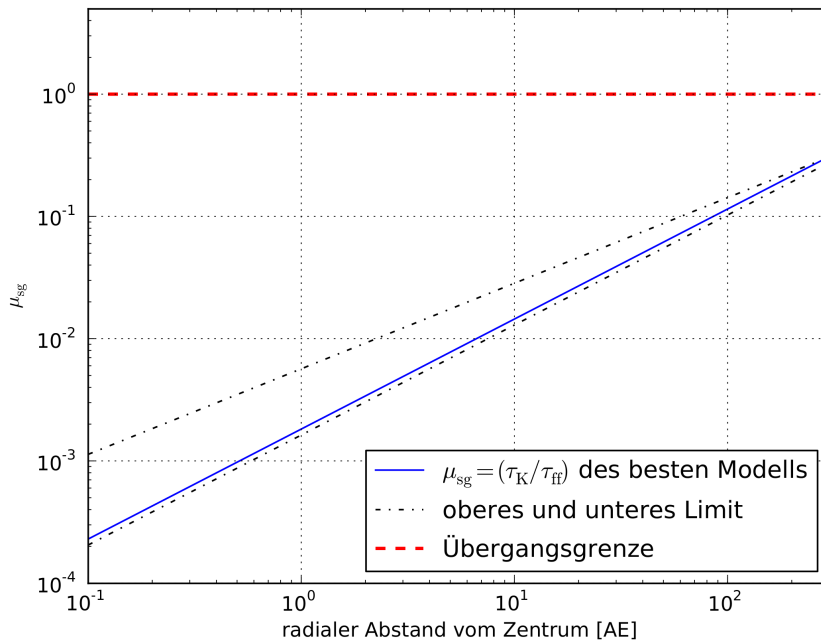
Um abzuschätzen, ob die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars selbstgravitierend ist, d. h. instabil unter der eigenen Gravitation, wird das Verhältnis  $\mu_{\text{sg}}$  aus der Keplerzeit  $\tau_{\text{K}}$  und der lokalen Freifallzeit  $\tau_{\text{ff}}$  (z. B. Karttunen et al. 2007; Binney & Tremaine 2008) bestimmt:

$$\tau_{\text{K}} = \Omega_{\text{K}}^{-1} = \sqrt{\frac{r_{\text{zyl}}^3}{GM_{\star}}}, \quad (3.12)$$

$$\tau_{\text{ff}} \approx \sqrt{\frac{1}{G\rho_c}} \quad \text{mit} \quad \rho_c = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r_{\text{zyl}}} \right)^\alpha, \quad (3.13)$$

$$\mu_{\text{sg}} = \frac{\tau_{\text{K}}}{\tau_{\text{ff}}} = \sqrt{\frac{\rho_0 r_0^\alpha}{M_\star} r_{\text{zyl}}^{3-\alpha}}. \quad (3.14)$$

Hierbei bezeichnet  $\rho_c$  die Dichte in der Scheibenmittelebene,  $\Omega_{\text{K}}$  die keplersche Winkelgeschwindigkeit,  $G$  die Gravitationskonstante und  $M_\star$  die Masse des zentralen Sterns. Wenn  $\mu_{\text{sg}} \ll 1$ , dann ist die Scheibe von dem Gravitationspotential des zentralen Sterns dominiert und somit keplersch, d. h., sie ist nicht selbstgravitierend. Mit zunehmendem  $\mu_{\text{sg}}$  nimmt der Einfluss des Gravitationspotentials der lokalen Massenverteilung zu, wobei für  $\mu_{\text{sg}} \sim 1$  die Scheibe als keplersch-selbstgravitierend bezeichnet wird, d. h., sie ist vertikal selbstgravitierend. Gilt  $\mu_{\text{sg}} \gg 1$ , dann dominiert das Gravitationspotential der lokalen Massenverteilung die Scheibe und diese ist somit vollständig selbstgravitierend. In Abbildung 3.14 ist das radial abhängige Verhältnis  $\mu_{\text{sg}}$  gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Scheibe des Butterfly Stars in dem beschriebenen Modell über den gesamten radialen Scheibenbereich nicht selbstgravitierend ist. Dies impliziert ebenfalls, dass gravitative Instabilitäten in der Scheibe unwahrscheinlich sind.



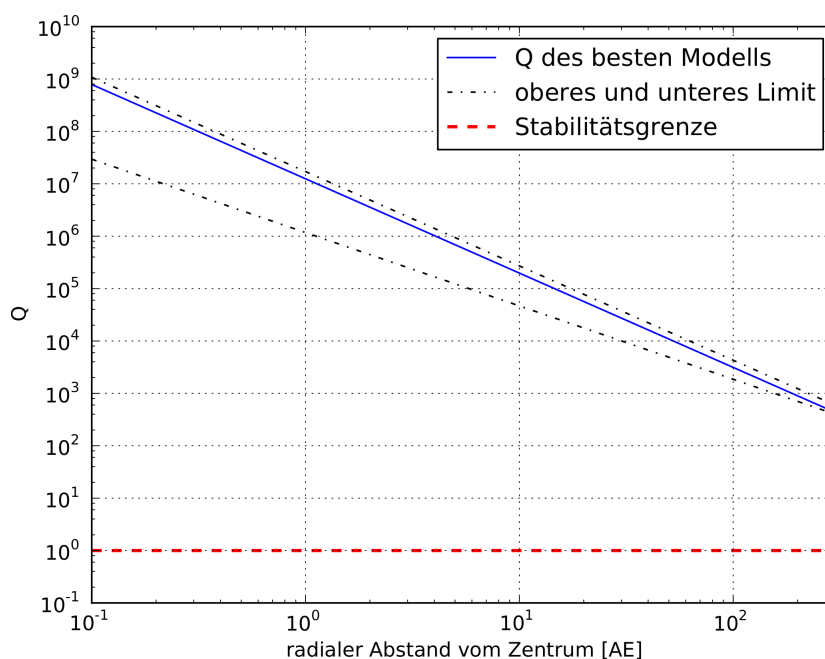
**Abbildung 3.14:** Verhältnis  $\mu_{\text{sg}}$ . Das obere und untere Limit resultiert aus den Einschränkungen der Modellparameter (siehe Tabelle 3.4). Die Übergangsgrenze markiert den Punkt, an dem die Scheibe selbstgravitierend wird.



Zur Überprüfung dieses Ergebnisses wird das Toomre-Kriterium (Toomre 1964) verwendet. Dieses beschreibt, wann eine Scheibe durch gravitativen Kollaps instabil wird. Der Toomre-Parameter  $Q$  ist definiert als

$$Q = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G \Sigma}, \quad (3.15)$$

wobei  $c_s$  die lokale Schallgeschwindigkeit ist. Hinsichtlich  $Q$  ist eine Scheibe instabil unter ihrer eigenen Selbstgravitation, wenn  $Q < 1$  und stabil, wenn  $Q > 1$ . Wie Abbildung 3.15 deutlich zeigt, gilt in dem Modell für die gesamte Scheibe  $Q > 1$ . Dies bedeutet, dass die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars bei allen Scheibenradien gravitativ stabil ist, wie es aus der Bestimmung von  $\mu_{\text{sg}}$  erwartet wird.



**Abbildung 3.15:** Toomre-Parameter  $Q$ . Das obere und untere Limit resultiert aus den Einschränkungen der Modellparameter (siehe Tabelle 3.4).

### 3.6.5 Scheibenhülle

Wie bereits im Unterabschnitt 3.3.2 erwähnt wurde, ist in den Nahinfrarotaufnahmen eine die zirkumstellare Scheibe umgebende Hülle zu erkennen, welche eine sehr komplexe und hochstrukturierte Morphologie aufweist. Im Vergleich zu der zirkumstellaren Scheibe besitzt die Hülle eine um mehrere Größenordnungen niedrigere Dichte. Dies belegen die Bilder im nahen Infrarot, wo die Scheibe

im Vergleich zur Hülle vollkommen opak ist, und ebenfalls die Submillimeter- und Millimeterkarten, in welchen die Hülle nicht zu detektieren ist. Da die Hülle auf die primären Charakteristika der zirkumstellaren Scheiben keinen Einfluss hat, ist die Nachbildung der Schebenhülle kein Ziel dieser Studie. Dennoch wäre es der Vollständigkeit halber wünschenswert, diese erfolgreich in das Modell des Butterfly Stars zu integrieren. Nachfolgend sind zwei verschiedene Ansätze beschrieben, wie dies zu erreichen sein könnte.

*Rotierende einfallende Hülle:* Im ersten Ansatz zur Modellierung der Hüllenstruktur wird das Modell einer durch einfallendes Material rotierenden Hülle nach Ulrich (1976) implementiert. Dieser Ansatz wurde bereits zuvor beispielsweise von Whitney et al. (2003), Eisner et al. (2005) und Sauter et al. (2009) verwendet. Die Dichteverteilung der Hülle ist dabei gegeben durch

$$\rho_{\text{Hülle}} = \frac{\dot{M}}{4\pi} (GM_{\star}r^3)^{-1/2} \left(1 + \frac{\mu}{\mu_0}\right)^{-1/2} \left(\frac{\mu}{\mu_0} + 2\mu_0^2 \frac{r_{\text{zf}}}{r}\right)^{-1}. \quad (3.16)$$

Hierbei ist  $r$  die radiale Koordinate,  $M_{\star}$  die stellare Masse,  $\dot{M}$  die Einfallrate des Staubes,  $r_{\text{zf}}$  der Zentrifugalradius<sup>1</sup>,  $\mu = \cos \theta$  definiert den Winkel über der Mittelebene und  $\mu_0$  die initiale Trajektorie der einfallenden Staubteilchen. Die Gleichung für die Trajektorie ist gegeben durch

$$\mu_0^3 + \left(\frac{r}{r_{\text{zf}}} - 1\right) \mu_0 - \frac{r}{r_{\text{zf}}} \mu = 0, \quad (3.17)$$

welche vor der Bestimmung der Dichteverteilung (Gleichung 3.16) gelöst werden muss. Für weiterführende Informationen zu diesem Ansatz und eine Herleitung der Dichteverteilung wird auf Ulrich (1976), Cassen & Moosman (1981) und Terbey et al. (1984) verwiesen. Durch die Variation von  $\dot{M}$ ,  $M_{\star}$ ,  $r_{\text{zf}}$  und des äußeren Radius der Hülle lässt sich das Modell an die Daten anpassen.

*Sphärisch symmetrische Hülle:* Der zweite Ansatz verwendet eine sphärisch symmetrische Dichteverteilung als Modell für die Hülle, welche gegeben ist durch

$$\rho_{\text{Hülle}} = \rho_{0,\text{Hülle}} r_{\text{zyl}}^{\gamma}. \quad (3.18)$$

Der Skalierungsfaktor  $\rho_{0,\text{Hülle}}$ , der Exponent  $\gamma$  sowie der äußere Radius der Hülle dienen dabei als freie Parameter zur Reproduktion der Beobachtungsdaten.

In beiden Ansätzen findet die Staubkorngrößenverteilung des interstellaren Mediums Verwendung in der Hülle ( $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ , Mathis et al. 1977). Als Ent-

---

<sup>1</sup>Der Zentrifugalradius entspricht dem Radius in der Äquatorebene der rotierenden Hülle, wo die Zentrifugalkraft gleich der Gravitationskraft ist.

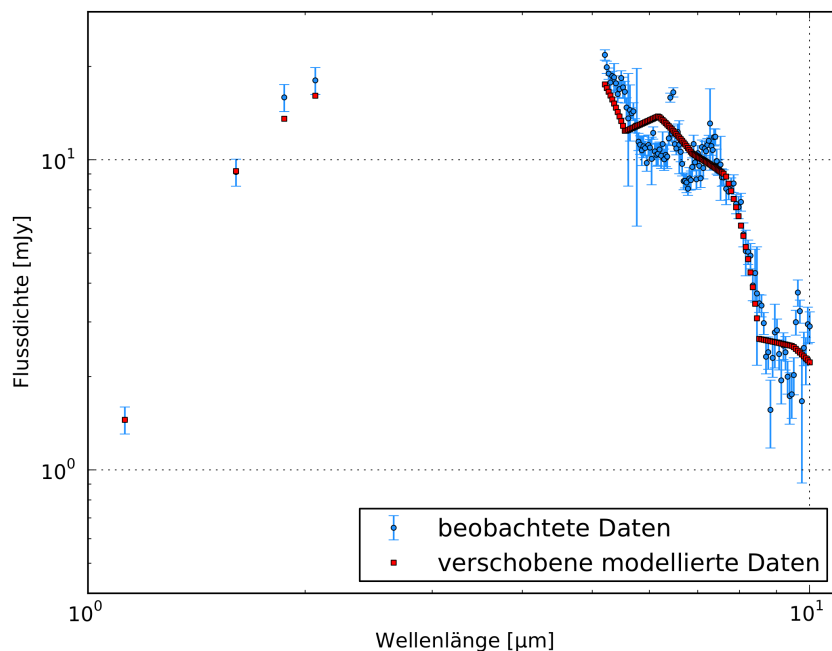
scheidungskriterium ob die Dichteverteilung der Scheibe oder die der Hülle an einem bestimmten Punkt benutzt wird, werden die beiden Dichten verglichen und immer der größere Wert gewählt:

$$\rho = \begin{cases} \rho_{\text{Scheibe}} & : \quad \rho_{\text{Scheibe}} \geq \rho_{\text{Hülle}}, \\ \rho_{\text{Hülle}} & : \quad \rho_{\text{Scheibe}} < \rho_{\text{Hülle}}. \end{cases} \quad (3.19)$$

Auf diese Weise wird die Scheibe in die Hülle eingebettet und ein stetiger Übergang zwischen beiden sichergestellt.

Mit dem beschriebenen Modell bestehend aus Scheibe und Hülle ist es möglich, die Form des vom Streulicht dominierten Bereiches der spektralen Energieverteilung mit beiden Hüllenmodellen zu reproduzieren. Abbildung 3.16 zeigt dies exemplarisch für eine sphärisch symmetrische Scheibenhülle. Dazu wurden die modellierten Daten derart verschoben, dass der erste Datenpunkt des Modells über dem der Beobachtung liegt. Es ist jedoch mit keinem der beiden Ansätze möglich, gleichzeitig die komplette spektrale Energieverteilung, die Nahinfrarotbeobachtungen sowie die Submillimeter- und Millimeterkarten korrekt nachzubilden. Es zeigt sich in der Modellierung, dass zur Reproduktion der beobachteten Flussdichten im Nahinfraroten der zentrale Stern eine Leuchtkraft von  $\sim 40 L_{\odot}$  aufweisen müsste. Dies liegt etwa eine Größenordnung über dem für die Scheibenmodellierung verwendeten Wert und für den Entwicklungszustand des Butterfly Stars deutlich über typischen Werten. Eine derart hohe Leuchtkraft ist zudem nicht mit den Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen vereinbar und führt zu überhöhten Flussdichten im Reemissionsbereich der spektralen Energieverteilung, insbesondere im fernen Infrarotbereich, was mittels der freien Parameter nicht zu kompensieren ist. Des Weiteren ist es aufgrund der komplexen und hochstrukturierten Morphologie der Hülle nicht möglich, unter Verwendung der beschriebenen Hüllenmodelle die Streulichtstrukturen im Nahinfraroten akzeptabel zu reproduzieren. Hierfür wäre ein Asymmetrien berücksichtigendes Modell notwendig, was zugleich eine Vergrößerung der Anzahl freier Parameter und damit der Dimension des zu untersuchenden Parameterraums bedeuten würde. Aus diesen Gründen sind die beiden beschriebenen Hüllenmodelle im Rahmen einer Multiwellenlängen-Modellierung der zirkumstellaren Umgebung des Butterfly Stars ungeeignet.

Die Hülle der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars dominiert die spektrale Energieverteilung im Nahinfraroten. Es ist zu erwarten, dass sie ebenfalls einen mit zunehmender Wellenlänge abnehmenden Einfluss auf den mittleren und fernen Infrarotbereich hat. Dies kann dazu führen, dass sich ein aus Scheibe und Hülle bestehendes Modell im Vergleich zu einem reinen Scheibenmodell, wie es



**Abbildung 3.16:** Reproduktion der Form des vom Streulicht dominierten Bereiches der spektralen Energieverteilung mit einem sphärisch symmetrischen Hüllenmodell (siehe Unterabschnitt 3.6.5)

in dieser Arbeit präsentiert wird, bezüglich der oberen Scheibenschichten unterscheidet. Auf die qualitativen Ergebnisse der beschriebenen Multiwellenlängen-Modellierung der Scheibe des Butterfly Stars – Staubkornwachstum, vertikale Absetzung und radiale Segregation des großen Staubes – hat dies jedoch keinen Einfluss.

### 3.6.6 Vergleich mit theoretischen Modellen

Die Ergebnisse der präsentierten Scheibenmodellierung des Butterfly Stars werden in diesem Unterabschnitt mit theoretischen Modellen für die Entwicklung von Staub in zirkumstellaren Scheiben von z. B. Garaud et al. (2004), Garaud & Lin (2004), Barrière-Fouchet et al. (2005) und Garaud (2007) verglichen. Die Charakterisierung des Butterfly Stars als junges stellares Objekt impliziert, dass sich die potenzielle Entwicklung von Staub in der zirkumstellaren Scheibe in einer frühen Phase befindet. Die Hauptpunkte gegenwärtiger theoretischer Modelle zur ersten Phase der Planetenentstehung sind nachfolgend zusammengefasst. Das Gas in protoplanetaren Scheiben ist zum Teil druckunterstützt, d. h., dass die Zentrifugalkraft und der Gasdruck der Gravitation entgegenwirken. Aufgrund

eines nach außen hin abnehmenden Gasdruckgradienten umkreist das Gas den Stern mit sub-keplerscher Geschwindigkeit. Kleine Staubkörner sind stark an die Bewegung des Gases gekoppelt. Da diese nicht denselben radialen Druckgradienten wie das Gas spüren, wirkt auf sie eine nach innen gerichtete Kraft, welche sie nach innen driften lässt. Als Konsequenz von Prozessen wie Brownscher Bewegung und Turbulenz in der Scheibe, agglomerieren die Staubkörner durch Kollisionen und formen Aggregate von stetig zunehmender Größe und Masse. Im Rahmen des präsentierten Modells werden Beweise für das frühe Stadium dieser Staubkornwachstumsphase in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars mit Staubkornradien bis zu  $\sim 100 \mu\text{m}$  gefunden. Dies ist signifikant größer als die Größe von Staubkörnern im interstellaren Medium ( $a_{\text{max}} \sim 0.25 \mu\text{m}$ ). Mit zunehmender Bedeutung der Gravitation aufgrund des andauernden Staubkornwachstums entkoppeln die Teilchen von der reinen Gasbewegung, umkreisen den Stern mit Keplergeschwindigkeit und setzen sich zur Scheibenmittelebene hin ab. Eine derartige Entkopplung wird in dem Scheibenmodell des Butterfly Stars durch die Verwendung von zwei Staubkorngrößenverteilungen berücksichtigt, wobei die größeren Staubkörner um die Scheibenmittelebene konzentriert sind. Insbesondere zeigt die Modellierung, dass es unter Verwendung nur einer Staubkorngrößenverteilung in dem Scheibenmodell nicht möglich ist, alle Beobachtungsdaten zu erklären. Durch die im Vergleich zum Gas höhere Geschwindigkeit der größeren Staubteilchen wirkt auf diese eine Gegenkraft, welche ihren Drehimpuls verringert und dazu führt, dass die Teilchen sich spiralartig zum Stern hinbewegen. Dabei ist die Zeitskala dieser radialen Drift wesentlich kürzer als die Lebensdauer der Scheibe. Aus der in dieser Arbeit präsentierten Multiwellenlängen-Modellierung der Scheibe des Butterfly Stars werden ebenfalls quantitative Beweise für die Absetzung von größeren Staubkörnern in Richtung der Scheibenmittelebene gefunden, während kleinere Teilchen in den oberen Schichten der Scheibe zurückbleiben. Des Weiteren wird gefunden, dass die größeren Staubkörner zum Stern hin konzentriert sind, was in Übereinstimmung mit der vorhergesagten spiralartigen Bewegung nach innen ist. Überdies sagen theoretische Modelle vorher, dass die Effizienz des durch das Gas verursachten Widerstandes mit der Staubkorngröße variiert, wobei Teilchen von mittlerer Größe ( $100 \mu\text{m}$  bis  $10 \text{cm}$ ) am stärksten in ihrer Bewegung gestört werden. Die größten in dieser vorgestellten Studie gefundenen Teilchen weisen einen Radius von  $\sim 100 \mu\text{m}$  auf. Daher ist der Nachweis von radialer Segregation des Staubes in der Scheibe des Butterfly Stars nicht unerwartet. Wie die theoretische Arbeit von Garaud et al. (2013) zeigt, ist die Koexistenz zweier Staubteilchenpopulationen, eine mit größeren und eine mit kleineren Staubkörnern, bei verschiedenen radialen Positionen in der protoplanetaren Scheibe zu erwarten. Die Notwendigkeit von zwei verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen für die korrekte Modellierung

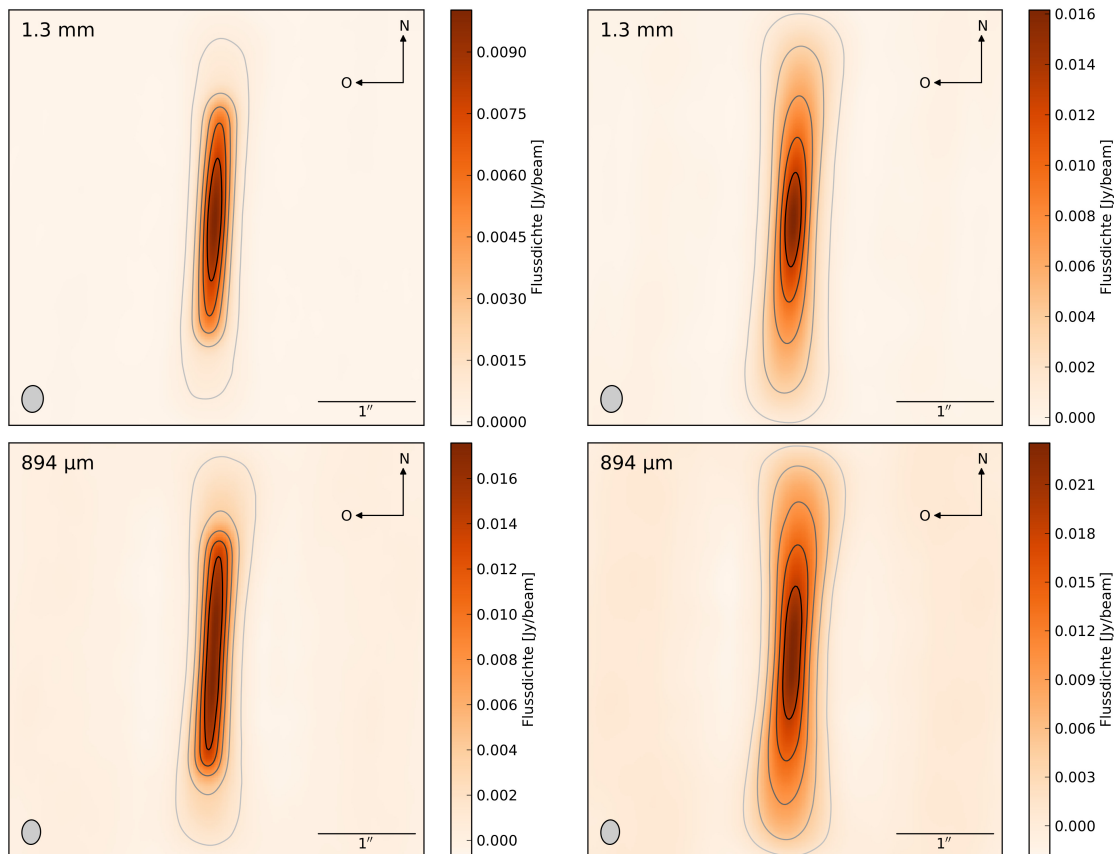
der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars stimmt somit sehr gut mit diesen Vorhersagen überein.

Es zeigt sich, dass die erzielten Ergebnisse konsistent sind mit gegenwärtigen Modellen zur Entwicklung von Staub in zirkumstellaren Scheiben. Staubkornwachstum, vertikale Absetzung und radiale Segregation des Staubes in protoplanetaren Scheiben sind allgemein anerkannte Vorhersagen theoretischer Modelle. Sie gehören zu den wichtigsten Prozessen in der Entwicklung solcher Scheiben und der Entstehung von Planeten und können im Rahmen der in der vorliegenden Arbeit präsentierten Multiwellenlängen-Modellierung in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars nachgewiesen werden.

### 3.6.7 Beobachtbarkeit mit ALMA

Das Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) ist das derzeit größte Interferometer für Submillimeter- und Millimeterwellen der Welt und wurde im März 2013 offiziell in Betrieb genommen. Es befindet sich auf dem etwa 5000 m über dem Meeresspiegel gelegenen Chajnantor-Plateau in der Atacama-wüste in den nordchilenischen Anden. ALMA besteht aus 54 Antennen mit 12 m Durchmesser und zwölf Antennen mit 7 m Durchmesser und beobachtet im Wellenlängenbereich von 0.3 mm bis 9.6 mm. Die 66 ALMA-Antennen können in 28 verschiedenen Konfigurationen angeordnet werden, wobei die kleinste Konfiguration eine Basislinie von 150 m und die größte eine von 16 km erreicht. Eine große Ausdehnung des Arrays liefert eine hohe räumliche Auflösung, wohingegen mit einer kompakteren Konfiguration eine höhere Sensitivität erreicht wird. Dabei übertrifft ALMA in Sensitivität und Auflösungsvermögen alle bisherigen Submillimeter- und Millimeter-Interferometer.

Zur Untersuchung der Beobachtbarkeit der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars mit ALMA wurden mithilfe der Software *CASA* (Jaeger 2008), basierend auf den modellierten Submillimeter- und Millimeterkarten des besten Modells, ALMA-Beobachtungen bei 1.3 mm und 894  $\mu\text{m}$  simuliert. Diese sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Dabei spiegeln die Simulationen bei 1.3 mm die Verwendung der ALMA-Konfiguration 15 (maximale Basislinie  $\sim 2$  km) und die bei 894  $\mu\text{m}$  Konfiguration 13 (maximale Basislinie  $\sim 1500$  m) wider. Diese liefern für die Beobachtung des Butterfly Stars und die entsprechende Beobachtungswellenlänge das beste Verhältnis zwischen Sensitivität und räumlicher Auflösung. Die Simulationen geben eine Beobachtungsdauer von zwei Stunden wieder und berücksichtigen das thermische Rauschen der Atmosphäre und der Instrumente unter Annahme einer Umgebungstemperatur von 269 K. Wie Ruge et al. (2013)



**Abbildung 3.17:** Simulierte ALMA-Beobachtungen bei 1.3 mm (oben) und 894  $\mu\text{m}$  (unten). Die Konturlevel sind bei 5, 20, 40, 60, und 80 % des Maximalwertes. Die Ellipse unten links in den Bildern stellt jeweils die Form und Orientierung des Beams dar.

*Links:* Simulationen basierend auf dem besten Modell (siehe Tabelle 3.4). *Rechts:* Wie links, aber unter Verwendung nur einer Staubkorngrößenverteilung mit  $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$ .

zeigen, ist das Phasenrauschen für protoplanetare Scheiben wie die des Butterfly Stars vernachlässigbar. Der Unterschied zwischen den gezeigten Simulationen auf der linken und rechten Seite in der Abbildung besteht darin, dass für die rechten nur eine einzelne Staubkorngrößenverteilung mit  $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$  verwendet wurde, wohingegen die Simulationen auf der linken Seite exakt das gefundene beste Modell widerspiegeln. Der von dem 20 % Konturlevel in der oberen linken Simulation und dem 40 % Konturlevel in der unteren linken Simulation umschlossene Bereich beschreibt ungefähr die von den großen Staubkörnern dominierte Staubemission. Aufgrund der wesentlich höheren Auflösung im Vergleich zum SMA und dem PdBI ist die radiale Ausdehnung dieses Bereiches deutlich sichtbar. Der Unterschied in der radialen Helligkeitsstruktur zwischen dem Vorhandensein von nur einer Staubkorngrößenverteilung oder, wie in dieser Studie gefunden, zwei verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars, ist beim Vergleich der linken und

rechten Simulationen der Abbildung deutlich zu erkennen. Zukünftige ALMA-Beobachtungen werden es daher erlauben, zwischen dem Vorhandensein von einer Staubkorngrößenverteilung oder zwei verschiedenen Verteilungen in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars zu unterscheiden und das in dieser Arbeit beschriebene Modell zu überprüfen. Mithilfe dieser Beobachtungen wird es sehr wahrscheinlich möglich sein, die Eigenschaften dieser herausragenden zirkumstellaren Scheibe weiter einzuschränken.

### 3.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars beschrieben und ein detailliertes Modell dieser Scheibe präsentiert, welches die Interpretation aller berücksichtigten Beobachtungen mit nur einem Parametersatz ermöglicht. Der umfangreiche Datensatz, welcher die Grundlage der Scheibenmodellierung bildet, besteht aus räumlich aufgelösten Beobachtungen im nahen Infrarot, im Submillimeter- und Millimeterbereich sowie der spektralen Energieverteilung des Objektes und erstreckt sich somit über einen Wellenlängenbereich von mehr als drei Größenordnungen. Durch eine systematische Analyse des Parameterraumes konnten alle freien Parameter des Modells stark eingegrenzt werden. Die Ergebnisse der präsentierten Studie sind nachfolgend zusammengefasst:

1. Die Scheibe erstreckt sich von einem inneren Radius von 0.1 AE bis zu einem äußeren von 300 AE. Die Skalenhöhe der Scheibe beträgt  $\sim 10$  AE bei einem radialen Abstand vom Zentrum von 100 AE und variiert mit einem Aufweitungsexponenten von  $\sim 1.14$ . Der Exponent  $p$  der Oberflächendichte liegt im Bereich  $[0.04, 0.48]$ , was etwas geringer als der Wert ist, der im Allgemeinen für andere zirkumstellare Scheiben gefunden wurde (Kitamura et al. 2002; Andrews & Williams 2007b; Guilloteau et al. 2011). Die Temperatur der Scheibenmittelebene wurde bei 100 AE zu 20 K bestimmt.
2. Unter der Annahme homogener, sphärischer Staubkörner und einer Staubkorndichte von  $\rho_{\text{grain}} = 2.5 \text{ g cm}^{-3}$  beträgt die ermittelte Staubmasse in der Scheibe  $\sim 9 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ . Dabei beläuft sich die Staubmasse der großen Staubkörner auf  $\sim 2.2 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  und die der kleinen Körner auf  $\sim 6.8 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ . Mit einem typischen Staub-Gas-Massenverhältnis von 1/100 ergibt sich für die Scheibe eine Gesamtmasse von  $\sim 9 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ . Im Vergleich dazu beträgt die Masse des zentralen Sterns  $\sim 1.7 M_{\odot}$ . Basierend auf den Einschränkungen



der Modellparameter zeigt sich, dass die zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars nicht selbstgravitierend und gemäß des Toomre-Kriteriums über den gesamten radialen Scheibenbereich gravitativ stabil ist.

3. In der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars wurden quantitative Beweise für Staubkornwachstum, vertikale Absetzung großer Staubkörner sowie radiale Segregation dieser Körner in der Scheibe gefunden. Diese Mechanismen sind die wichtigsten in der Entwicklung von Staub in protoplanetaren Scheiben und der Entstehung von Planeten. Es ist nicht möglich, ein Multiwellenlängen-Modell der Scheibe unter Verwendung von nur einer Staubkorngrößenverteilung zu finden. Um dies zu erreichen, sind zwei verschiedene Verteilungen notwendig. Dabei kommen in den äußeren Bereichen und oberen Schichten der Scheibe kleine Staubkörner vor, wie sie im interstellaren Medium vorhanden sind. In den inneren Scheibenregionen befinden sich große Staubkörner mit einem maximalen Teilchenradius von  $\sim 100 \mu\text{m}$ . Der Bereich, in welchem die großen Staubkörner verteilt sind, lässt sich auf eine radiale Ausdehnung von [170, 210] AE und bei 100 AE auf eine vertikale Ausdehnung von [4, 7] AE einschränken. Die äquivalente Skalenhöhe dieses Bereiches ergibt sich zu [2.5, 4.3] AE und beträgt für das am besten passende Modell 3.7 AE. Dies ist wesentlich kleiner als die genannte vertikale Ausdehnung und auch als die hydrostatische Skalenhöhe ( $H = 6.9 \text{ AE}$ ), was deutlich auf eine vertikale Absetzung der großen Staubteilchen in der Scheibe hinweist. Der erzielte Nachweis von Staubeentwicklung in dieser Scheibe ist konsistent mit gegenwärtigen theoretischen Modellen zur Entwicklung von Staub in protoplanetaren Scheiben.
4. Der Spektralindex im Millimeterwellenlängenbereich von  $\alpha_{\text{mm}} = 2.48 \pm 0.07$  deutet darauf hin, dass die Staubkörner in der Mittelebene der Scheibe im Vergleich zu denen des interstellaren Medium bereits zu größeren Größen angewachsen sind, was die erzielten Ergebnisse unterstützt.
5. Obwohl jede Beobachtung für sich wertvolle Informationen über die zirkumstellare Scheibe liefert, ist es notwendig, einen großen Satz an unabhängigen Beobachtungsdaten, bestehend aus sowohl räumlich aufgelösten Bildern aus verschiedenen Wellenlängenbereichen als auch der spektralen Energieverteilung, in einer Multiwellenlängen-Studie miteinander zu kombinieren. Dieser Ansatz erlaubte es, qualitativ neue Schlussfolgerungen über die Scheibe abzuleiten, welche basierend auf nur einzelnen Beobachtungsdaten nicht ersichtlich gewesen wären, und er ermöglichte eine starke Reduzierung von Modellentartungen.

Die hohe Anzahl an Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen sowie die präsentierte Multiwellenlängen-Modellierung machen den Butterfly Star zu einer der gegenwärtig am besten untersuchten protoplanetaren Scheiben. Mit ALMA, dem weltweit größten Radiointerferometer, werden Beobachtungen mit bisher unerreichter Auflösung und Sensitivität im Submillimeter- und Millimeterbereich durchführbar sein. Diese Beobachtungen werden die Möglichkeit bieten, die Ergebnisse zur Staubentwicklung in der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars zu testen, die radiale und vertikale Struktur dieser Scheibe weiter einzuschränken und das Verständnis der Entwicklung protoplanetarer Scheiben zu verbessern.

## 4 Zirkumstellare Scheiben im mittleren Infrarot

In diesem Kapitel werden im Rahmen zweier Studien die Beobachtungen von fünf zirkumstellaren Scheiben im mittleren Infrarot und deren Analyse präsentiert. Jede dieser Beobachtungen wurde mit VISIR (VLT Imager and Spectrometer in the InfraRed) des Very Large Telescope (VLT) durchgeführt. Die erste Studie beschäftigt sich mit drei Übergangsscheiben (siehe Abschnitt 2.6). In der zweiten Studie wird zum einen eine Scheibe betrachtet, welche sich im Stadium zwischen primordialer Scheibe und Übergangsscheibe befindet, und zum anderen ein Objekt der Klasse I (siehe Abschnitt 2.1), dessen Scheibe, ähnlich zu der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars (siehe Kapitel 3), von der Seite gesehen wird. Basierend auf den Beobachtungsdaten und einem einfachen Modell werden für alle fünf zirkumstellaren Scheiben Einschränkungen für ein im Inneren der Scheibe befindliches Loch abgeleitet. Es zeigt sich, dass die Beobachtung einer der Scheiben räumlich aufgelöst ist, so dass der Radius des Loches im Inneren dieser protoplanetaren Scheibe bestimmt werden kann. Die Ergebnisse der beiden Studien tragen zum Verständnis der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben und der Entstehung von Planeten bei. Der Inhalt dieses Kapitels wurde im Rahmen der Publikationen Gräfe et al. (2011) und Gräfe & Wolf (2013) im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* veröffentlicht.

### 4.1 Motivation

Erkenntnisse über die Struktur und die Entwicklung der inneren Scheibenregionen sind entscheidend für das Verständnis der Entstehung von Planeten. Einige protoplanetare Scheiben weisen Löcher oder Lücken im Inneren der Scheibe auf, deren Vorhandensein ein Hinweis darauf sein kann, dass sich bereits Planeten in der Scheibe gebildet und diese die Umgebung ihres Orbits von anderen Objekten bereinigt haben. Derartige Löcher im Scheibeninneren können allerdings

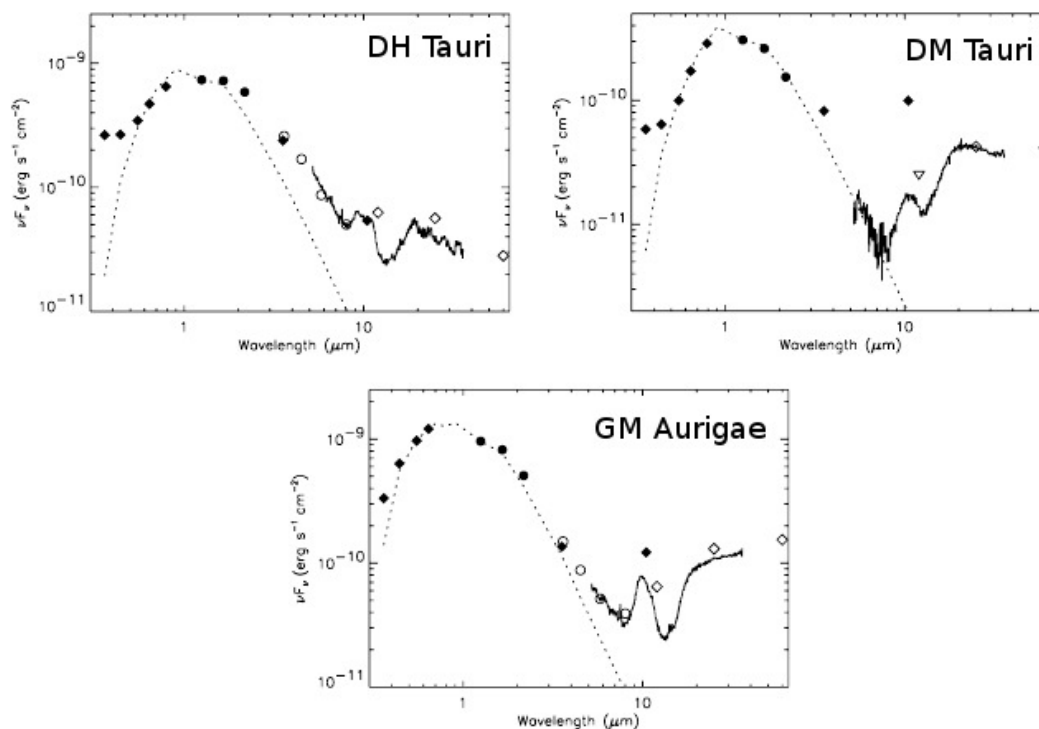
auch durch andere Prozesse, wie beispielsweise Photoevaporation und Staubkornwachstum, oder durch den dynamischen Einfluss eines substellaren Begleitobjektes erzeugt werden (siehe Abschnitt 2.1). Die Untersuchung solcher Scheiben kann somit zur Verbesserung von Modellen zur Entstehung von Planeten und zum Verständnis der Rollen der verschiedenen Mechanismen bei der Auflösung von zirkumstellaren Scheiben beitragen.

Bisher wurden zur Identifikation von Löchern im Scheibeninneren überwiegend spektrophotometrische Methoden verwendet (z. B. Forrest et al. 2004; Calvet et al. 2005; Robitaille et al. 2007; D’Alessio 2009; Espaillat et al. 2008, 2010, 2012), welche allerdings keine eindeutige Lösung liefern. Schlussfolgerungen, die aus der Modellierung der spektralen Energieverteilung stammen, sind wesentlich stärker modellabhängig und degeneriert als jene, die auf aufgelösten Bildern beruhen. Daher bieten aufgelöste Bilder protoplanetarer Scheiben eine unabhängige Überprüfung der Modellierung der spektralen Energieverteilung und eine deutlich belastbarere Methode zur Untersuchung der Scheibenstruktur (z. B. Eisner et al. 2009; Hughes et al. 2009; Sauter et al. 2009; Madlener et al. 2012; Gräfe et al. 2013). Es wurden bereits verschiedene Anstrengungen unternommen, um Löcher im Scheibeninneren durch direkte bildgebende Beobachtungen aufzulösen, so geschehen beispielsweise im Submillimeter- und Millimeterwellenlängenbereich von Hughes et al. (2007, 2009), Brown et al. (2008, 2009) und Andrews et al. (2011). Allerdings konnten Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen aufgrund ihrer begrenzten Auflösung und Sensitivität bisher nur Informationen über die großen Reservoirs an kaltem Staub in den äußeren Scheibenregionen liefern. Daher sind hochauflösende bildgebende Beobachtungen protoplanetarer Scheiben im mittleren Infrarot (ca.  $5\ \mu\text{m}$  bis  $25\ \mu\text{m}$ ) essentiell, um Informationen über den warmen Staub in den innersten Regionen der Scheibe zu erhalten, um Löcher im Scheibeninneren zu detektieren und die Struktur nahe des Sterns und somit die Bereiche potentieller Planetenentstehung zu untersuchen (z. B. Wolf et al. 2007).

## 4.2 Beschreibung der beobachteten Objekte

Bei den Objekten der ersten Studie handelt es sich um Übergangsscheiben, wie sie in Abschnitt 2.6 beschrieben sind. Sie tragen die Bezeichnungen DH Tauri, DM Tauri und GM Aurigae und wurden basierend auf ihren Flussdichten bei  $\lambda = 10\ \mu\text{m}$  von einer Liste bekannter und gut untersuchter Übergangsscheiben zur Beobachtung ausgewählt (Forrest et al. 2004; Hartmann et al. 2006; Furlan et al. 2006). Alle drei Objekte befinden sich im Taurus-Auriga-Sternentstehungsgebiet

in einer Entfernung von  $(140 \pm 10)$  pc (Kenyon et al. 1994). Ihre spektralen Energieverteilungen weisen einen signifikanten Exzess des Infrarotflusses auf, welcher im mittleren Infrarot mindestens zehnfach über der stellaren Emission liegt (Abbildung 4.1). Wie für Übergangsscheiben typisch, zeigen ihre spektralen Energieverteilungen ebenfalls ein Defizit der Flussdichte im nahen Infrarot, welches hin zum mittleren Infrarot abnimmt. Dies deutet auf einen inneren Scheibenradius hin, welcher wesentlich größer als der Sublimationsradius des Staubes ( $\sim 0.1$  AE) ist.



**Abbildung 4.1:** Spektrale Energieverteilungen von DH Tauri, DM Tauri und GM Aurigae (aus Furlan et al. 2006)

Im Folgenden sind die drei von Übergangsscheiben umgebenen Objekte kurz charakterisiert:

- *DH Tauri* ist ein Objekt der Klasse II vom Spektraltyp M1 mit einer Sternmasse von  $(0.47 \pm 0.01) M_{\odot}$  (Watson et al. 2009). Itoh et al. (2005) detektierten um DH Tauri in Nahinfrarotbeobachtungen einen Braunen Zwerg (DH Tauri b) als Begleitobjekt mit einer Masse von  $30 M_{\text{Jupiter}}$  bis  $50 M_{\text{Jupiter}}$  und mit einem Abstand von  $2.3''$  (330 AE).
- *DM Tauri* ist ein massearmer Vorhauptreihenstern ( $M_{\star} = (0.47 \pm 0.01) M_{\odot}$ , Watson et al. 2009), welcher keine signifikante Exzessemission unterhalb

von  $\lambda = 8 \mu\text{m}$  zeigt (Pott et al. 2010). Dennoch ist aus der Beobachtung von Emissionslinien des Wasserstoffs bekannt, dass immer noch Akkretion mit einer Massenakkretionsrate von  $\sim 2 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \text{a}^{-1}$  stattfindet, welche somit etwas kleiner als die mittlere Rate von Scheiben in der Taurus-Auriga-Region ist ( $\dot{M}_{\text{mittel}} = 10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ ; Hartmann et al. 1998; White & Ghez 2001; Salyk et al. 2009; Pott et al. 2010; Andrews et al. 2011). Die Modellierung der spektralen Energieverteilung im nahen und mittleren Infrarot durch Calvet et al. (2005) weist auf ein Loch im Inneren der Scheibe um DM Tauri mit einem Radius von  $\sim 3 \text{ AE}$  hin.

- *GM Aurigae* ist ein von einer Übergangsscheibe umgebener K 7 T-Tauri-Stern mit einer stellaren Masse von  $M_{\star} \sim 0.84 M_{\odot}$ . Er befindet sich ebenfalls noch in seiner Akkretionsphase mit einer Massenakkretionsrate von  $\sim 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$  (Calvet et al. 2002; Dutrey et al. 2008; Andrews et al. 2011). Die spektrale Energieverteilung von *GM Aurigae* sowie interferometrische Beobachtung bei Submillimeter- und Millimeterwellenlängen weisen auf das Vorhandensein eines Loches im Inneren der Scheibe mit einem Radius von  $20 - 24 \text{ AE}$  hin, welches noch geringe Mengen an Gas und Staub enthält (Calvet et al. 2005; Hughes et al. 2009; Pott et al. 2010). Dutrey et al. (2008) und Hughes et al. (2009) argumentieren, dass dieses Loch im Inneren der Scheibe aus dem dynamischen Einfluss eines Planeten auf das Scheibenmaterial resultiert.

Die zweite Studie behandelt die beiden nachfolgend beschriebenen Objekte:

- *PDS 66*, auch bekannt als *MP Muscae*, ist ein klassischer T-Tauri-Stern vom Spektraltyp K 1 und gehört zum Unteren Centaurus-Crux, einer Untergruppe der Scorpius-Centaurus Sternassoziation (Gregorio-Hetem et al. 1992; Mamajek et al. 2002). Das Objekt zeigt eine Exzessinfrarotemission bei Wellenlängen größer als  $3 \mu\text{m}$  (Abbildung 4.2), welche einer zirkumstellaren Scheibe zugeschrieben wird (z. B. Silverstone et al. 2006; Hillenbrand et al. 2008). Die verfügbaren Flussmessungen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Mit einer Entfernung von nur  $86_{-7}^{+8} \text{ pc}$  ist *PDS 66* eine der nächsten bekannten protoplanetaren Scheiben (Mamajek et al. 2002). Trotz des hohen Alters von  $\sim 13$  Millionen Jahren, was wesentlich über dem mittleren Alter klassischer T-Tauri-Sterne ( $\sim$  wenige Millionen Jahre) liegt (z. B. Pascucci et al. 2007; Cortes et al. 2009), befindet sich die Scheibe um *PDS 66* in einem Stadium zwischen primordialer Scheibe und Übergangsscheibe. Allerdings weist die zugehörige spektrale Energieverteilung noch keine Anzeichen für ein Loch im Inneren der Scheibe auf (z. B. Preibisch & Mamajek 2008; Cortes et al. 2009). Die Modellierung des  $\text{H}\alpha$ -Linienprofils von *PDS 66* ergibt, dass noch

## 4.2 BESCHREIBUNG DER BEOBACHTETEN OBJEKTE

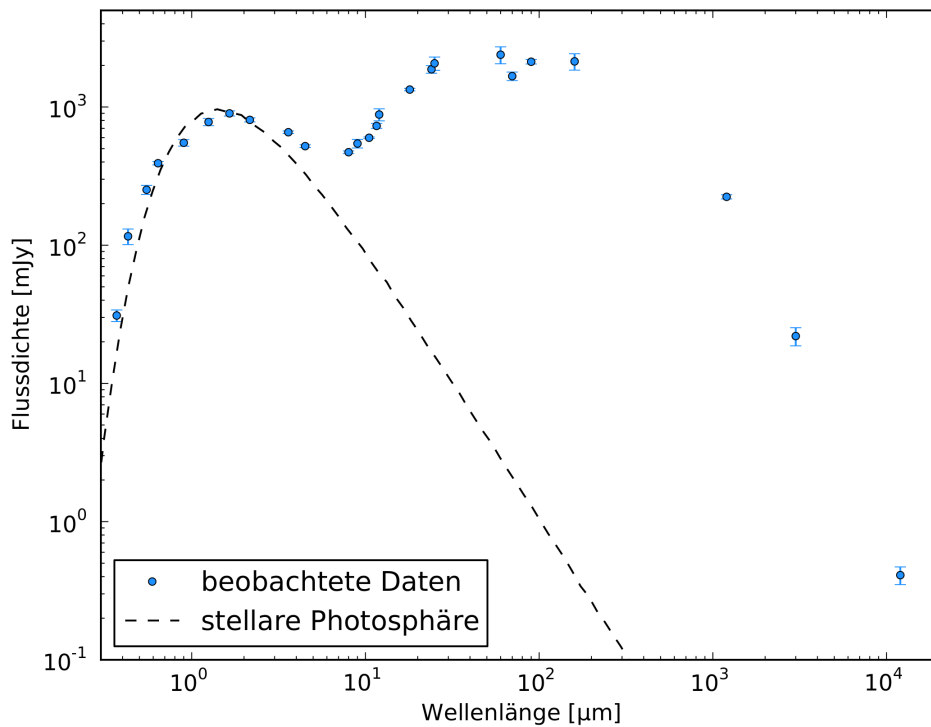
**Tabelle 4.1:** Flussdichten von PDS 66 wie sie in Abbildung 4.2 dargestellt sind

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	Flussdichte [ $\text{mJy}$ ]	Instrument	Referenz
0.37	$31 \pm 3$	n. a.	(1)
0.43	$116 \pm 15$	Hipparcos	(2)
0.55	$252 \pm 19$	Hipparcos	(2)
0.64	$392 \pm 11$	n. a.	(1)
0.9	$551 \pm 30$	La Silla/ESO 1m	(3)
1.25	$779 \pm 46$	2MASS-Teleskope	(4)
1.65	$899 \pm 39$	2MASS-Teleskope	(4)
2.16	$807 \pm 27$	2MASS-Teleskope	(4)
3.6	$657 \pm 14$	SST/IRAC	(5)
4.5	$521 \pm 12$	SST/IRAC	(5)
8.0	$471 \pm 10$	SST/IRAC	(5)
9.0	$544 \pm 39$	AKARI	(6)
10.5	$599 \pm 8$	VLT/VISIR	(7)
11.6	$730 \pm 30$	La Silla/TIMMI2	(8)
12	$882 \pm 88$	IRAS	(9)
18	$1337 \pm 27$	AKARI	(6)
24	$1874 \pm 120$	SST/MIPS	(5)
25	$2070 \pm 228$	IRAS	(9)
60	$2390 \pm 335$	IRAS	(9)
70	$1672 \pm 118$	SST/MIPS	(5)
90	$2126 \pm 79$	AKARI	(6)
160	$2138 \pm 290$	SST/MIPS	(5)
1200	$224 \pm 8$	SEST/SIMBA	(8)
3000	$22 \pm 3.3$	ATCA	(1)
12000	$0.41 \pm 0.06$	ATCA	(1)

**Referenzen.** (1) Cortes et al. (2009); (2) Tycho-2 Catalog; (3) DENIS database; (4) 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources; (5) Hillenbrand et al. (2008); (6) AKARI Point Source Catalogs; (7) Gräfe & Wolf (2013); (8) Schütz et al. (2005); (9) IRAS Catalog of Point Sources.

**Anmerkungen.** IRAC: Infrared Array Camera; TIMMI2: Thermal Infrared MultiMode Instrument; IRAS: Infrared Astronomical Satellite; SEST: Swedish ESO Submillimeter Telescope; SIMBA: SEST IMaging Bolometer Array; ATCA: Australia Telescope Compact Array. Zusätzlich zu den gelisteten Flussdichten existieren noch ein TIMMI2-Spektrum im Bereich  $[8, 13] \mu\text{m}$  (Schütz et al. 2005), ein IRS-Spektrum im Bereich  $[5, 35] \mu\text{m}$  (Silverstone et al. 2006; Bouwman et al. 2008) und ein Spektrum im Bereich  $[0.3, 1] \mu\text{m}$ , aufgenommen mit dem 4 m Cerro Tololo Inter-American Observatory (Pascucci et al. 2007).

Massenakkretion mit einer Rate von  $5 \cdot 10^{-9} M_{\odot} a^{-1}$  stattfindet (Pascucci et al. 2007).

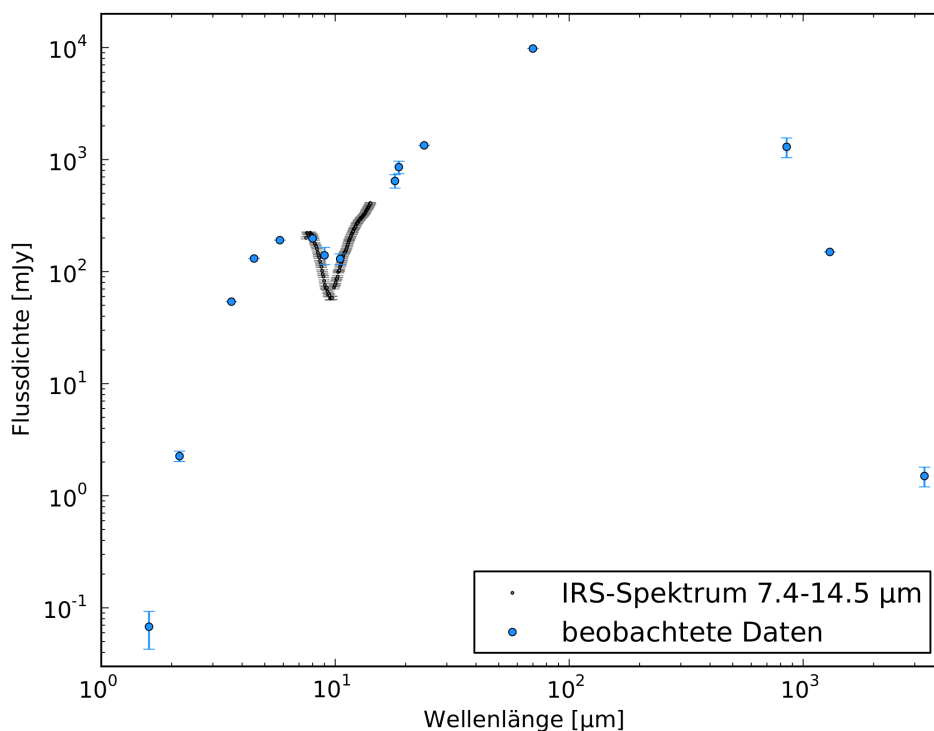


**Abbildung 4.2:** Spektrale Energieverteilung von PDS 66. Die gestrichelte Linie zeigt einen Stern mit  $T_{\star} = 5035$  K.

- *CRBR 2422.8-3423* ist ein Objekt der Klasse I und befindet sich in der  $\rho$ -Ophiuchi-Dunkelwolke in einer Entfernung von  $(120 \pm 4)$  pc (Comeron et al. 1993; Motte et al. 1998; Brandner et al. 2000). Ähnlich wie die gut untersuchte zirkumstellare Scheibe des Butterfly Stars (siehe Kapitel 3) wird das Erscheinungsbild von *CRBR 2422.8-3423* im nahen Infrarot von einem bipolaren Streunebel dominiert, welcher von einem zentralen Staubband in zwei Hälften geteilt wird (Brandner et al. 2000; Pontoppidan et al. 2005; Gräfe et al. 2013). Thi et al. (2002) ermittelten aus Beobachtungen im M-Band ( $\lambda \sim 4.6$  µm) eine Inklination der Scheibe von  $70^{\circ}$ . Dies ist konsistent damit, dass im K-Band ( $\lambda \sim 2.2$  µm) die südöstliche Hälfte des Streunebels elfmal leuchtschwächer als die nordwestliche Hälfte ist (Brandner et al. 2000; Thi et al. 2002). Bisher wurden keine Anzeichen von Akkretion oder Materiausflüssen in dem System detektiert. Anhand spektroskopischer Daten, aufgenommen mit dem Spitzer-Weltraumteleskop, entdeckten Pontoppidan et al. (2005) verschiedene Eisarten in der Scheibe um *CRBR 2422.8-3423*. Aufgrund der etwas geringeren Inklination der Scheibe als  $90^{\circ}$  sind im mitt-



leren Infrarot die oberen Scheibenbereiche entlang der Sichtlinie optisch dünner und erlauben die Detektion von Kontinuumsstrahlung der warmen, inneren Scheibenbereiche. In Abbildung 4.3 ist die spektrale Energieverteilung von CRBR 2422.8-3423 mit dem starken, von der zirkumstellaren Scheibe resultierenden Infrarotexzess dargestellt. Eine Übersicht über die verfügbaren Flussmessungen gibt Tabelle 4.2.



**Abbildung 4.3:** Spektrale Energieverteilung von CRBR 2422.8-3423 einschließlich eines IRS-Spektrums im Bereich  $[7.4, 14.5] \mu\text{m}$  (Pontoppidan et al. 2005)

## 4.3 Beobachtungstechnik

Der Großteil der Strahlung astronomischer Objekte im mittleren Infrarot wird von der Atmosphäre der Erde (vorwiegend durch Wasserdampf) absorbiert. Die erdgebundene Beobachtung in diesem Wellenlängenbereich ist nur in zwei atmosphärischen Fenstern möglich, dem N-Band zwischen  $8 \mu\text{m}$  und  $13 \mu\text{m}$  sowie dem Q-Band zwischen  $16 \mu\text{m}$  und  $25 \mu\text{m}$ . Dabei weist das N-Band insgesamt bessere Transmissionseigenschaften auf als das Q-Band. Neben der Absorption der Strahlung im mittleren Infrarot emittiert die Atmosphäre zudem selbst stark in diesem Wellenlängenbereich. Zusammen mit der thermischen Strahlung des Teleskops

**Tabelle 4.2:** Flussdichten von CRBR 2422.8-34236 wie in Abbildung 4.3 gezeigt

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	Flussdichte [mJy]	Instrument	Referenz
1.6	$0.07 \pm 0.03$	VLT/ISAAC	(1)
2.16	$2.26 \pm 0.24$	2MASS-Teleskope	(2)
3.6	54	SST/IRAC	(3)
4.5	131	SST/IRAC	(3)
5.8	191	SST/IRAC	(3)
8.0	198	SST/IRAC	(3)
9.0	$140 \pm 25$	AKARI	(4)
10.5	$130 \pm 14$	VLT/VISIR	(5)
18.0	$645 \pm 88$	AKARI	(4)
18.7	$858 \pm 109$	VLT/VISIR	(5)
24	1340	SST/MIPS	(3)
70	9800	SST/MIPS	(3)
850	$1300 \pm 260$	JCMT/SCUBA	(3)
1300	150	IRAM 30m	(6)
3300	$1.5 \pm 0.3$	ATCA	(7)

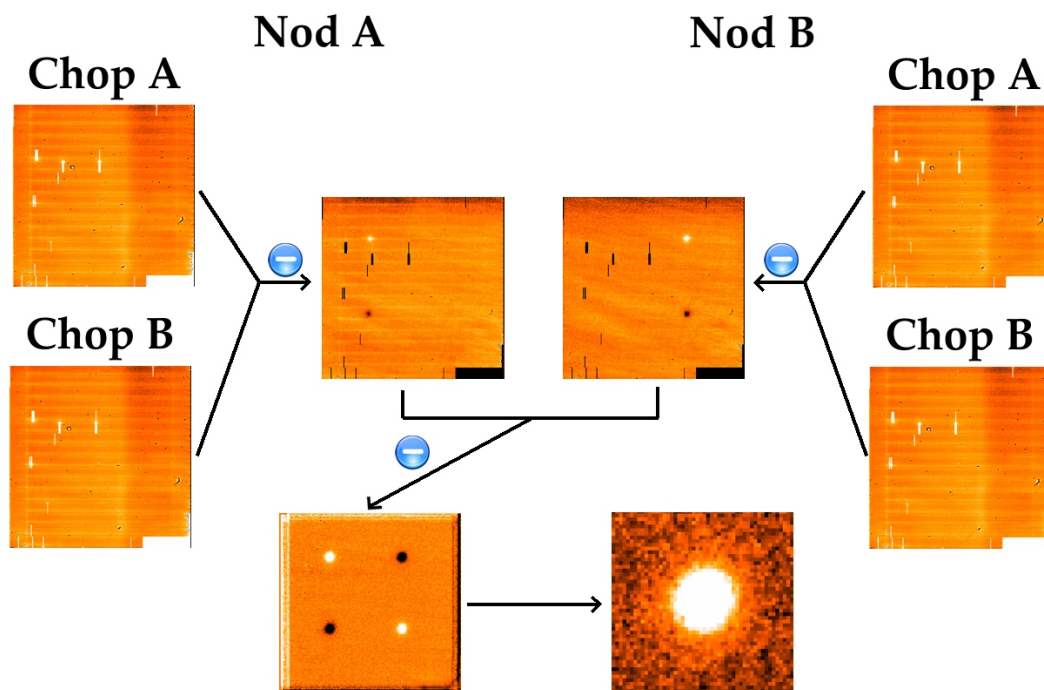
**Referenzen.** (1) Brandner et al. (2000); (2) 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources; (3) van Kempen et al. (2009); (4) AKARI Point Source Catalogs; (5) Gräfe & Wolf (2013); (6) Motte et al. (1998); (7) Ricci et al. (2010).

**Anmerkungen.** ISAAC: Infrared Spectrometer And Array Camera; SCUBA: Submillimetre Common-User Bolometer Array; IRAM: Institut de Radioastronomie Millimétrique. Zusätzlich zu den gelisteten Flussdichten existieren noch ein Spektrum im K-Wellenlängenband (Brandner et al. 2000) und im M-Wellenlängenband (Thi et al. 2002) sowie ein IRS-Spektrum (Pontoppidan et al. 2005).

ergibt dies in astronomischen Beobachtungen im mittleren Infrarot einen Emissionshintergrund, welcher etwa vier Größenordnungen heller als die zu beobachtende Quelle ist. Um diesen Hintergrund in der Beobachtung zu unterdrücken und das Signal des beobachteten Zielobjektes zu erhalten, ist im mittleren Infrarot eine spezielle Beobachtungstechnik, die sogenannte Chop-Nod-Technik<sup>1</sup>, notwendig. Beim Chopping werden zwei Beobachtungen durchgeführt, wobei eine auf das Zielobjekt zentriert und die andere auf eine nahegelegene Himmelsposition gerichtet ist. Diese beiden Beobachtungen werden abwechselnd durch die Bewegung des Sekundärspiegels des Teleskops bei einer Frequenz von wenigen

<sup>1</sup>engl. „to chop“ - hacken, spalten, trennen; engl. „to nod“ - nicken.

Hertz ausgeführt und dienen zur Beseitigung des Großteils des thermischen Hintergrundes. Da jedoch der optische Weg in beiden Chop-Positionen nicht exakt derselbe ist, verbleibt noch ein Resthintergrund, welcher durch das Nodding weiter reduziert wird. Dabei wird das Teleskop selbst in eine nicht auf das Zielobjekt zentrierte Position bewegt und es werden dieselben Chopping-Beobachtungen wiederholt. Abbildung 4.4 zeigt eine Veranschaulichung der Chop-Nod-Technik. Abhängig von der Größe der Chopping- und Nodding-Amplituden und der Richtung, können bis zu vier Abbildungen des Zielobjektes im finalen Bild zu sehen sein, welche für die Datenauswertung genutzt werden können. Weiterführende Informationen zu der Chop-Nod-Technik finden sich z. B. in Lagage et al. (2004) und Smette & Vanzi (2011).



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung der Chop-Nod-Technik am Beispiel von VISIR-Beobachtungsdaten von PDS 66. In den Nod-Positionen A und B des Teleskops werden jeweils zwei Beobachtungen in den beiden Chop-Positionen durchgeführt und die erhaltenen Beobachtungsbilder voneinander subtrahiert. Anschließend wird die Differenz aus den für die beiden Nod-Positionen resultierenden Bildern gebildet. Das letzte Bild unten rechts zeigt eine vergrößerte Darstellung des aus den vier Abbildungen des Zielobjektes gemittelten Bildes, welches für die weitere Datenanalyse verwendet wird.

## 4.4 Beobachtungen und Datenreduktion

Die Beobachtungen aller fünf Objekte erfolgte mit VISIR (Lagage et al. 2004), einem Instrument eines der großen Einzelteleskope des VLT zur Aufnahme von Bildern und Spektren in den beiden atmosphärischen Fenstern im mittleren Infrarotbereich. Das VLT ist Teil des Paranal-Observatoriums in der Atacamawüste im Norden Chiles in einer Höhe von etwa 2600 m und besteht aus vier Einzelteleskopen mit je einem Hauptspiegel von 8.2 m im Durchmesser und vier verschiebbaren kleineren Teleskopen mit einem Spiegeldurchmesser von je 1.8 m. Die Beobachtungen im mittleren Infrarot wurden für DM Tauri und GM Aurigae am 20. Oktober 2007 und für DH Tauri am 24. Oktober 2007 im SIV-Filter (zentrale Wellenlänge des Filters  $\lambda_z = 10.49 \mu\text{m}$ ) durchgeführt. Die Beobachtungen der beiden Objekte der zweiten Studie wurden im Rahmen dieser Arbeit bei der Europäischen Südsternwarte (engl. „European Southern Observatory“, ESO) beantragt und für PDS 66 am 24. Februar 2011 und CRBR 2422.8-34236 am 21. Mai 2011 im SIV-Filter und für Letzteres zudem im Q2-Filter ( $\lambda_z = 18.72 \mu\text{m}$ ) ausgeführt. Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die relevanten Informationen zu den Beobachtungen. Für beide Studien wurde die höchstmögliche Winkelauflösung des Instruments von  $0.075''/\text{Pixel}$  gewählt. Die Beobachtungen wurden mit der standardmäßigen Chop-Nod-Technik (siehe Abschnitt 4.3) durchgeführt, um die thermische Emissionsstrahlung der Erdatmosphäre und des Teleskops in den Aufnahmen zu entfernen. Die Chopping-Amplitude betrug dabei  $8''$  in Nord-Süd-Richtung. Senkrecht zu dieser hatte die Nodding-Amplitude ebenfalls einen Wert von  $8''$ . Kalibrationsbeobachtungen von geeigneten Standardsternen wurden unmittelbar vor und in der zweiten Studie auch unmittelbar nach der Beobachtung jedes Zielobjektes durchgeführt. Somit wird sichergestellt, dass die Umgebungsbedingungen für die Zielobjekt- und die zugehörige Standardsternbeobachtung so gut wie möglich übereinstimmen und die Vergleichbarkeit beider Beobachtungen gewährleistet ist. Die Standardsterne wurden aus dem spektrophotometrischen Standardsternkatalog des VLT für das mittlere Infrarot ausgewählt (Cohen et al. 1999).

Standardsterne sind als Einzelobjekte bekannte Fixsterne, die hinsichtlich einer bestimmten Beobachtungsgröße sehr genau vermessen und stabil sind. Die in dieser Arbeit verwendeten photometrischen Standardsterne dienen zum einen zur Helligkeitsbestimmung der beobachteten Zielobjekte (Unterabschnitt 4.5.4) und zum anderen, da sie als Punktquellen betrachtet werden können, als Referenz für die Punktspreizfunktion des Beobachtungsinstrumentes (Abschnitt 2.5; Glass 1999).

Tabelle 4.3: Informationen zu den Beobachtungen

Objekt*	RA (J2000) [h m s]	Dek (J2000) [° ' "]	Beobachtungs- datum	Beobachtungs- zeit [s]
HD 27482	04 21 15.26	+27 21 00.9	2007-10-20	61.44
			2007-10-24	61.44
DH Tauri	04 29 41.56	+26 32 58.3	2007-10-24	883.2
DM Tauri	04 33 48.72	+18 10 10.0	2007-10-20	3532.8
GM Aurigae	04 55 10.98	+30 21 59.5	2007-10-20	353.3
HD 31421	04 56 22.27	+13 30 52.1	2007-10-20	2 · 61.4
HD 91056	10 28 52.30	-64 10 26.1	2011-02-24	2 · 62.4
PDS 66	13 22 07.55	-69 38 12.2	2011-02-24	1794.0
HD 139663	15 40 16.80	-23 49 19.5	2011-05-21	2 · 62.4
				2 · 95.0 <sup>a</sup>
CRBR 2422.8-3423	16 27 24.61	-24 41 03.3	2011-05-21	717.6
				342.0 <sup>a</sup>

**Anmerkungen.** RA: Rektaszension; Dek: Deklination. (\*) Hier aufgeführte Objekte mit der Bezeichnung „HD“ am Anfang sind Standardsterne (siehe Abschnitt 4.4). <sup>(a)</sup> Beobachtung im Q2-Filter.

Die aufgenommenen Rohdaten wurden unter Verwendung der von der ESO zur Verfügung gestellten Datenreduktions-Pipeline für VISIR reduziert. Auch nach der Beobachtung im mittleren Infrarot mit der Chop-Nod-Technik ist noch eine geringe Hintergrundemission über dem Hintergrundrauschen in den Daten zu finden. Daher wurde für jedes aufgenommene Bild eine Karte der verbliebenen Hintergrundemission mithilfe der Software `Source Extractor` (Bertin & Arnouts 1996) erstellt und von dem Bild subtrahiert. Dieses Vorgehen liefert eine zuverlässigere Bestimmung des Bildhintergrundes als die Annahme eines konstanten Hintergrundes. Aufgrund der niedrigen Chop- und Nod-Amplituden in jeder der Beobachtungen befindet sich die beobachtete Quelle immer im Sichtfeld des Detektors, so dass diese vierfach in dem reduzierten Bild zu erkennen ist (2 positiv, 2 negativ, siehe Abbildung 4.4). Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses um einen Faktor zwei wurden diese vier Detektionen der Quelle gemittelt, wobei dafür die beiden negativen Abbildungen des Objektes invertiert wurden. Die resultierenden, reduzierten und gemittelten Bilder aller beobachteten Zielobjekte sowie die der zugehörigen Standardsterne bilden die Basis für die Datenanalyse.

## 4.5 Datenanalyse

Die Emissionsstrahlung im mittleren Infrarot ist bei allen fünf Zielobjekten – DH Tauri, DM Tauri, GM Aurigae, PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 – von der zirkumstellaren Scheibe dominiert. Nachfolgend wird die Analyse der Beobachtungsdaten, welche für beide Studien in weiten Teilen übereinstimmt, beschrieben.

### 4.5.1 Radiales Helligkeitsprofil

Bei einer räumlich aufgelösten Beobachtung der den Stern umgebenden protoplanetaren Scheibe ist zu erwarten, dass die beobachtete Helligkeitsverteilung dieses Objektes im Vergleich zu der zugehörigen Punktspreizfunktion signifikant verbreitert ist. Die beobachteten Standardsterne dienen, wie in Abschnitt 4.4 erklärt, in der Datenanalyse als Referenz für die Punktspreizfunktion. Ein geeigneter Vergleich zwischen Scheibenbeobachtung und zugehöriger Standardsternbeobachtung zeigt, ob die zirkumstellare Scheibe räumlich aufgelöst ist.

Die Helligkeitsverteilung eines beobachteten Objektes wird durch ein auf den Maximalwert normiertes, azimuthal gemitteltes radiales Helligkeitsprofil charakterisiert. Der Mittelungsprozess wird dabei bezüglich des Zentrums jedes Objektes durchgeführt, welches durch das Anpassen eines zweidimensionalen Gauß-Profiles bestimmt wird. Unter der Annahme von azimuthaler Symmetrie liefert diese Mittelungsmethode ein wesentlich besseres Helligkeitsprofil als ein einfacher Schnitt durch das Objekt und verbessert zudem erheblich das Signal-Rausch-Verhältnis um einen Faktor  $\sqrt{n}$ , wobei  $n$  die Anzahl der Pixel in jedem Kreisring ist. Letztere Aussage ergibt sich aus dem stochastischen Auftreten des Rauschens, wodurch dieses mit der Quadratwurzel der Anzahl der gemittelten Pixel abnimmt. Azimutal symmetrische Bilder können bei einer von oben gesehenen Scheibe erwartet werden oder wenn die Scheibe nicht räumlich aufgelöst ist. Die Auswirkungen der Inklination der Scheibe auf die Ergebnisse ist in Abschnitt 4.6 diskutiert.

Für jedes Zielobjekt und jeden Standardstern wird ein solches radiales Helligkeitsprofil erstellt. Zu diesem Zweck werden doppelte Beobachtungen eines Standardsterns immer gemittelt. Die Subtraktion des Standardsternprofils von dem zugehörigen Zielobjektprofil ergibt ein radiales Profil, welches den verbliebenen Fluss widerspiegelt. Dieser Restfluss wird im Wesentlichen durch die Verbreiterung der Helligkeitsverteilung des Stern-Scheibe-Systems verursacht. Eine si-

gnifikante Menge an Restfluss impliziert dabei, dass die zirkumstellare Scheibe räumlich aufgelöst ist.

### 4.5.2 Detektionsgrenze

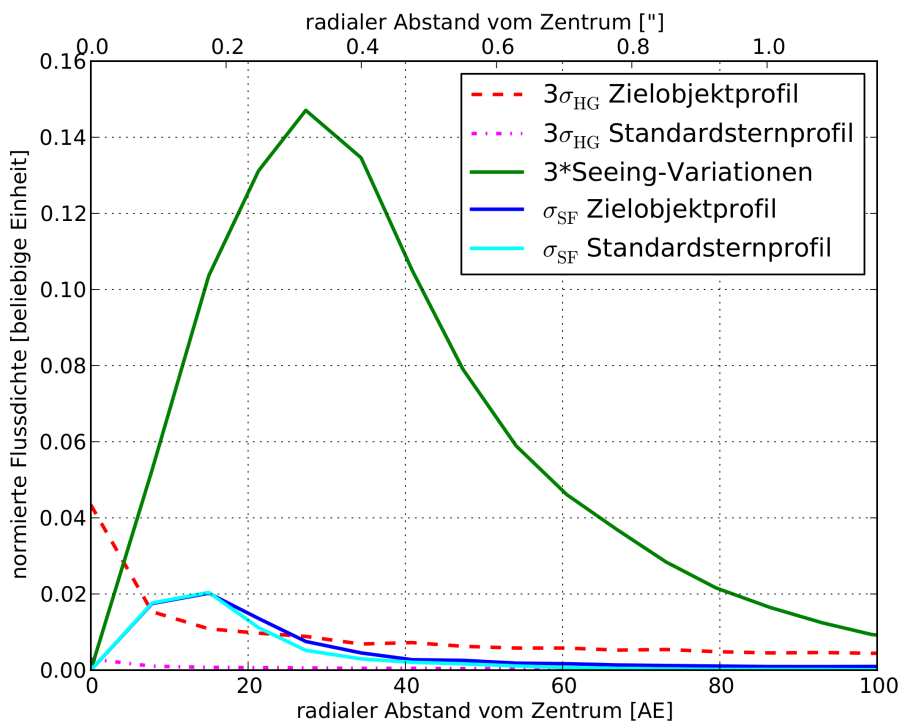
Es wird eine Detektionsgrenze derart definiert, dass jeglicher diese Grenze überschreitender Restfluss als signifikant betrachtet wird und die zirkumstellare Scheibe in diesem Fall räumlich aufgelöst ist. Die Detektionsgrenze berücksichtigt folgende Faktoren:

- Es werden die beiden Standardabweichungen des Hintergrundflusses  $\sigma_{\text{HG}}$  des Zielobjekt- und Standardsternbildes berücksichtigt. Die Größe  $\sigma_{\text{HG}}$  wird auch als Hintergrundrauschen bezeichnet. Aufgrund der azimuthalen Mittelung hängt das Hintergrundrauschen der Helligkeitsprofile vom radialen Abstand vom Zentrum ab und nimmt mit zunehmendem Abstand ab.
- Ein weiterer Faktor sind die beiden Standardfehler  $\sigma_{\text{SF}}$ , welche aus der azimuthalen Mittelung der Helligkeitsprofile des Zielobjekt- und Standardsternbildes resultieren. Der Standardfehler ist ebenfalls eine Funktion des Abstandes und bestimmt sich aus  $\sigma_{\text{SF}} = \sigma / \sqrt{n}$ , wobei  $\sigma$  die radial abhängige Standardabweichung der azimuthal gemittelten Flussdichte des Helligkeitsprofils ist.
- Die Variationen des Seeings (siehe Abschnitt 2.5) während der Beobachtung wird ebenfalls berücksichtigt. Für gewöhnlich wird das Seeing über die Halbwertsbreite der Punktspreizfunktion bzw. eines Standardsterns gemessen.

Das Seeing variiert während der Beobachtung und beeinflusst so die Halbwertsbreite des beobachteten Objektes. Im Rahmen der Datenanalyse können derartige Variationen zu einem Restflussprofil führen, welches ähnlich zu dem eines ausgedehnten Stern-Scheibe-Systems ist, und somit eine räumlich aufgelöste Scheibe imitieren. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn das Seeing während der Zielobjektbeobachtung schlechter als während der Standardsternbeobachtung ist. Es ist daher zwingend erforderlich, diese Variationen zu ermitteln. Da das Seeing im mittleren Infrarot nicht vom Teleskop gemessen wird, sind die Variationen während der Beobachtung der Zielobjekte nicht direkt zugänglich. Zur Abschätzung der Seeing-Variationen sind Standardsternbeobachtungen, welche unmittelbar vor und nach der Beobachtung des Zielobjektes aufgenommen wurden, geeignet. Unter der Annahme, dass das Seeing während der Beobachtung normalverteilt ist, lassen sich die Variationen als die Hälfte der absoluten Differenz

der Restflussprofile dieser beiden Standardsternbeobachtungen bestimmen. Diese Methode liefert ein radiales Profil, welches eine konservative Abschätzung der Seeing-Variationen während der Beobachtung widerspiegelt. Aus diesem Grund wurden in der zweiten Studie die zu PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 gehörenden Standardsterne (HD 91056 und HD 139663) jeweils direkt vor und nach der Beobachtung des Zielobjektes durchgeführt (Tabelle 4.3). In der ersten Studie liegt nur für den Standardstern HD 31421 eine mehrfache Beobachtung vor, so dass die Seeing-Variationen für DH Tauri, DM Tauri und GM Aurigae aus diesen Beobachtungen wie oben beschrieben bestimmt werden. Damit die ermittelten Restflussprofile als signifikant betrachtet werden, wird die Einschränkung festgesetzt, dass der Restfluss mindestens dreimal größer als das Hintergrundrauschen und die bestimmten Seeing-Variationen sein muss. Dies führt zu einer konservativeren Aussage darüber, ob die zirkumstellare Scheibe in der Beobachtung räumlich aufgelöst ist.

Die Detektionsgrenze ist somit definiert als die Summe aus  $3\sigma_{\text{HG}}$  des Zielobjekt- und des Standardsternprofils, den Standardfehlern  $\sigma_{\text{SF}}$  dieser beiden Profile und dreimal die Seeing-Variationen. Der Beitrag jeder dieser Komponenten zu dieser Grenze ist exemplarisch für PDS 66 in Abbildung 4.5 dargestellt und hebt die Notwendigkeit einer zuverlässigen Bestimmung der Seeing-Variationen hervor.



**Abbildung 4.5:** Beitrag jeder der Komponenten der Detektionsgrenze für PDS 66 (siehe Unterabschnitt 4.5.2)



### 4.5.3 Modell

Im mittleren Infrarot wird die Helligkeitsverteilung der zirkumstellaren Scheibe durch den inneren Scheibenrand dominiert, welcher direkt von dem zentralen Stern angestrahlt und geheizt wird. Mithilfe eines einfachen Modells lassen sich aus Beobachtungen in diesem Wellenlängenbereich somit Aussagen über die Ausdehnung eines im Inneren der zirkumstellaren Scheibe vorhandenen Loches treffen. Im Falle einer räumlich aufgelösten Beobachtung der Scheibe ist der Radius des Loches bestimmbar. Ist die Scheibe nicht räumlich aufgelöst, ist nur die Bestimmung eines oberen Limits für den Lochradius möglich. Das Modell für die beobachteten Objekte unterscheidet sich in den beiden Studien und wird nachfolgend jeweils beschrieben.

#### Erste Studie

Das Model der ersten Studie, welche die drei Objekte DH Tauri, DM Tauri und GM Aurigae umfasst, spiegelt in einer einfachen Art und Weise einen Stern wider, welcher von einer Scheibe einer bestimmten Inklination umgeben ist. Die Scheibe ist dabei für eine Inklination von  $i = 0^\circ$  durch einen Kreis repräsentiert mit einem Radius entsprechend dem des Loches der Scheibe. Für Inklinationen  $i > 0^\circ$  ist die Scheibe durch eine Ellipse dargestellt, deren Inklination mit derjenigen der beobachteten Scheibe übereinstimmt und deren große Halbachse dem Lochradius der Scheibe entspricht. Der Stern befindet sich im Zentrum mit einem aus den beobachteten spektralen Energieverteilungen der Objekte abgeleiteten Verhältnis der Flussdichte zwischen Stern und Scheibe, wie es in Tabelle 4.4 gelistet ist (Furlan et al. 2006; Hughes et al. 2009). Um die Vergleichbarkeit des Modells mit der Beobachtung zu gewährleisten, wird das Bild des Modells mit der gemessenen Punktspreizfunktion, d. h. der zugehörigen Standardsternbeobachtung, gefaltet. Die azimuthal gemittelten radialen Helligkeitsprofile des Modells und der Standardsternbeobachtung sowie das sich daraus ergebende Restflussprofil werden auf die in Unterabschnitt 4.5.1 beschriebene Art und Weise bestimmt. Das Ergebnis ist ein zu einer Beobachtung gehörendes modelliertes Restflussprofil, welches sich durch Variation des Radius des inneren Loches an das beobachtete Profil anpassen lässt.

#### Zweite Studie

Das Model der zweiten Studie, welches für die Beschreibung von PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 dient, besteht aus einer parametrisierten Scheibe, wie sie von

**Tabelle 4.4:** Verhältnis der Flussdichte bei  $10\ \mu\text{m}$  von Stern und Scheibe der beobachteten Objekte der ersten Studie

Objekt	Flussdichteverhältnis Stern/Scheibe
DH Tauri	$0.111 \pm 0.018$
DM Tauri	$0.125 \pm 0.015$
GM Aurigae	$0.081 \pm 0.013$

den Gleichungen 2.3 und 2.4 beschrieben und in der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars in Kapitel 3 verwendet wird. Die Größen der Staubkörner in dem Modell sind gemäß dem von Gleichung 2.7 beschriebenen Potenzgesetz verteilt. Die für die Simulation der beiden Objekte verwendeten Modellparameter sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Die meisten von ihnen wurden aus früheren Studien der Objekte übernommen. Für die Staubkorngrößenverteilung wird die allgemein bekannte MRN-Verteilung nach Mathis et al. (1977) verwendet (siehe auch Abschnitt 2.3). Die Skalenhöhe der Scheibe bei 100 AE ist auf einen typischen Wert von 10 AE festgesetzt (z. B. Gräfe et al. 2013; Sauter et al. 2009; Pinte et al. 2008). Unter Verwendung der aus der Akkretionsscheibenphysik resultierenden Beziehung  $\alpha = 3(\beta - 0.5)$  (Shakura & Sunyaev 1973; Frank et al. 2002) und dem gegebenen Exponenten der Oberflächendichte  $p = \alpha - \beta$  (siehe auch Gleichung 2.5), ergeben sich die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  zu je 2.25 und 1.25. Der Innenradius der zirkumstellaren Scheibe dient als freier Parameter. Um einen Vergleich zwischen Modell und Beobachtung zu ermöglichen, werden die mithilfe des Strahlungstransportprogramms MC3D simulierten Beobachtungen mit der jeweils zugehörigen Standardsternbeobachtung gefaltet. Gemäß der in Unterabschnitt 4.5.1 beschriebenen Methode wird für jedes synthetische Bild ein Restflussprofil ermittelt. Ist die zirkumstellare Scheibe in der Beobachtung räumlich aufgelöst, so lässt sich das Restflussprofil mit dem beschriebenen Modell durch Variation des Innenradius der Scheibe reproduzieren und somit der Radius des Loches im Inneren der Scheibe ermitteln. Für die Scheiben, deren Beobachtung nicht räumlich aufgelöst ist, erlaubt das Modell die Bestimmung eines oberen Limits für den Radius des Loches.

#### 4.5.4 Photometrie

Für alle fünf beobachteten Objekte werden die Flussdichten unter Verwendung des VISIR-Photometrieprogramms von Hönig et al. (2010) bestimmt. Die Zielobjekte können dafür als Punktquellen angenommen werden, so dass Zielobjekt

**Tabelle 4.5:** Verwendete Modellparameter der zweiten Studie

Parameter	PDS 66		CRBR 2422.8-3423	
	Wert	Referenz	Wert	Referenz
$d$ [pc]	86	(1)	120	(4)
$T_*$ [K]	5035	(1)	4500	(3)
$L_*$ [ $L_\odot$ ]	1.1	(1)	1.4	(3)
$m_{\text{Staub}}$ [ $M_\odot$ ]	$5 \cdot 10^{-5}$	(2)	$1.5 \cdot 10^{-5}$	(3)
$a_{\text{min}}$ [nm]	5	(5)	5	(5)
$a_{\text{max}}$ [nm]	250	(5)	250	(5)
$r_{\text{au}}$ [AU]	170	(1)	90	(3)
$i$ [°]	32	(1)	70	(3)
$h_0$ [AU]	10	(5)	10	(5)
$p$	1	(1)	1	(3)
$\alpha$	2.25	(5)	2.25	(5)
$\beta$	1.25	(5)	1.25	(5)

**Referenzen.** (1) Cortes et al. (2009); (2) Carpenter et al. (2005); (3) Pontoppidan et al. (2005); (4) van Kempen et al. (2009); (5) siehe Unterabschnitt 4.5.3.

und Standardstern durch eine zweidimensionale Gauß-Funktion gefittet werden. Der Standardstern dient als Kalibrator, da dessen Flussdichte bei der Beobachtungswellenlänge bekannt ist. Aus der integrierten Intensität des Gauß-Fits des Kalibrators wird ein Umrechnungsfaktor berechnet, womit aus der entsprechenden integrierten Intensität der Gauß-Funktion des Zielobjektes die Flussdichte dieses Objektes ermittelt wird.

## 4.6 Ergebnisse und Diskussion

Die resultierenden Ergebnisse bezüglich der Radien der Löcher im Inneren der beobachteten zirkumstellaren Scheiben sowie die ermittelten Photometriewerte sind in Tabelle 4.6 zusammengestellt. Nachfolgend wird die Analyse der einzelnen Objekte im Detail diskutiert.

Für GM Aurigae ist es möglich im Vergleich zu der Standardsternbeobachtung eine signifikante, durch die zirkumstellaren Scheibe verursachte Verbreiterung des Stern-Scheibe-Systems zu detektieren. Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist,

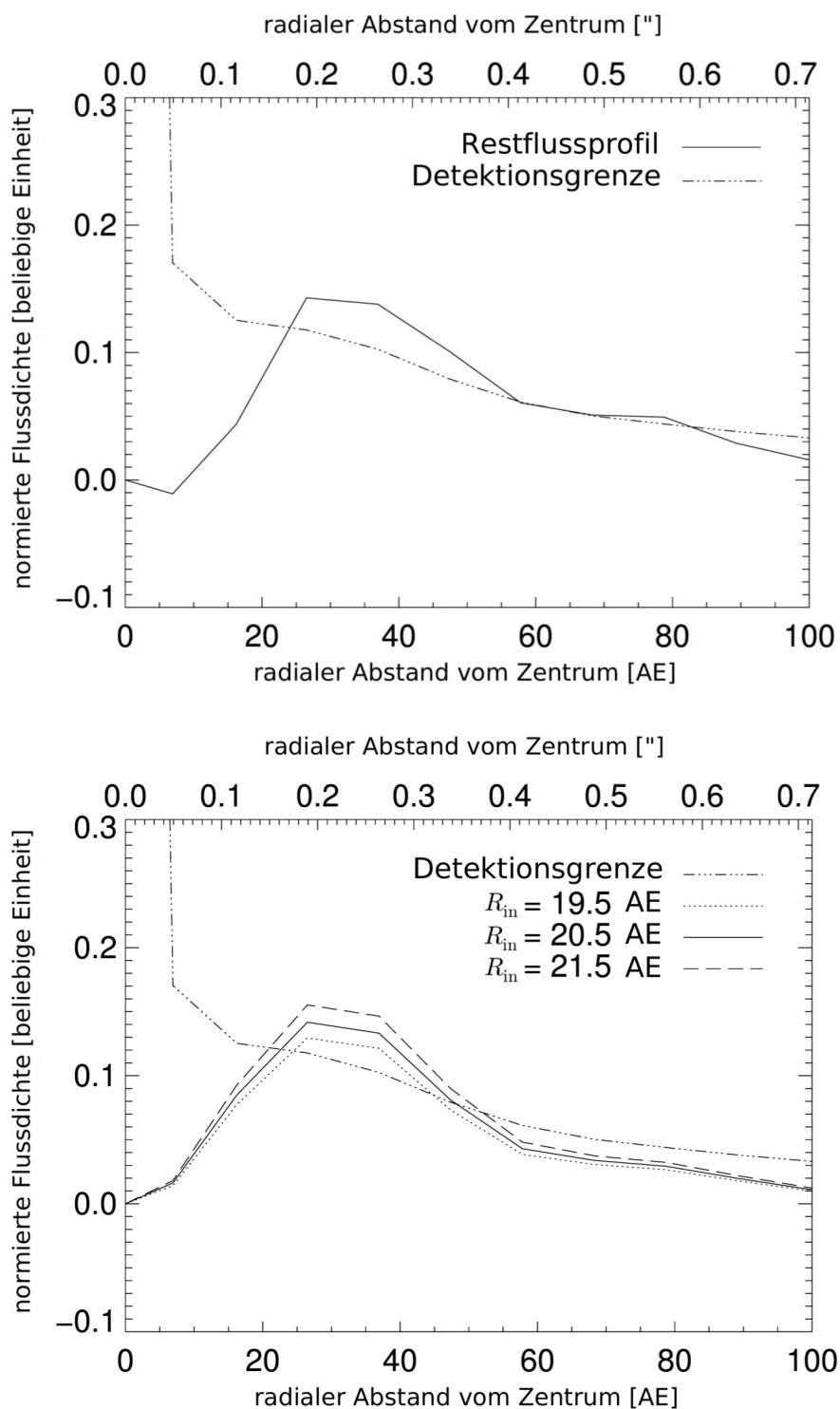
**Tabelle 4.6:** Einschränkungen der Lochradien und Flussdichten der beobachteten Zielobjekte

Objekt	$R_{\text{in}}$ [AE]	Flussdichte [mJy]	$\lambda_z$ [ $\mu\text{m}$ ]
DH Tauri	$< 15.5^{+9.0}_{-2.0}$	$178 \pm 31$	10.49
DM Tauri	$< 15.5^{+0.5}_{-0.5}$	$56 \pm 6$	10.49
GM Aurigae	$20.5^{+1.0}_{-0.5}$	$229 \pm 14$	10.49
PDS 66	$< 15.0^{+0.5}_{-0.5}$	$599 \pm 8$	10.49
CRBR 2422.8-3423	$< 10.5^{+0.5}_{-1.0}$	$130 \pm 14$	10.49
	–	$858 \pm 109$	18.72

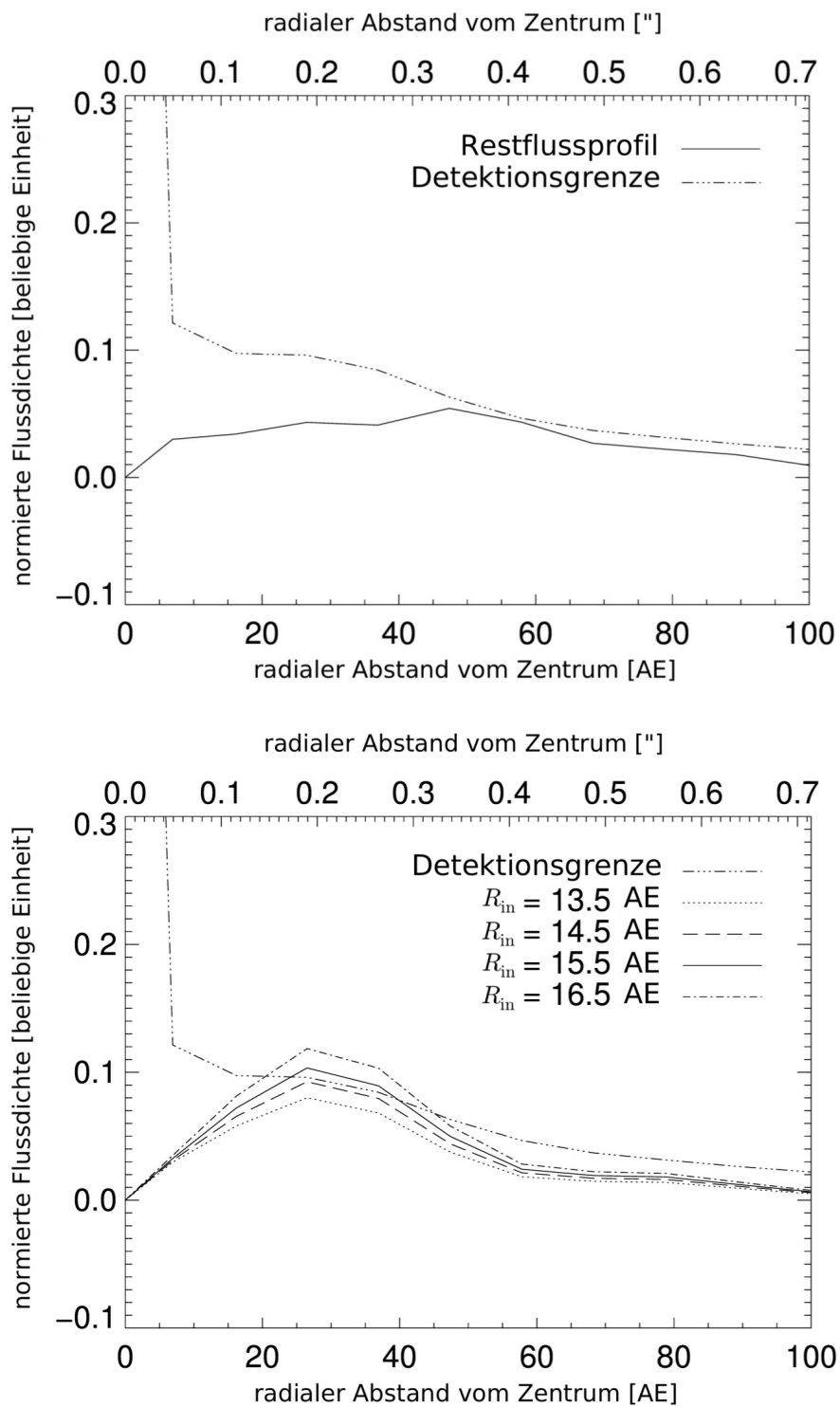
**Anmerkungen.** Die Unsicherheiten der Radien sind im Wesentlichen durch die Unsicherheit der Scheibeninklination verursacht (siehe Abschnitt 4.6).

übersteigt der beobachtete Restfluss, d. h. der aus der Differenz von Zielobjektprofil und Standardsternprofil verbleibende Fluss, deutlich die Detektionsgrenze. Dies bedeutet, dass die protoplanetare Scheibe um GM Aurigae in der Beobachtung räumlich aufgelöst ist. Die Verwendung des in Unterabschnitt 4.5.3 beschriebenen Modells erlaubt somit eine Bestimmung des Radius des im Inneren der Scheibe befindlichen Loches, welcher sich für die Übergangsscheibe um GM Aurigae zu  $20.5^{+1.0}_{-0.5}$  AE ergibt (siehe Abbildung 4.6 unten). Die Unsicherheiten resultieren aus der Unsicherheit der Inklination der Scheibe, welche  $52^\circ \pm 4^\circ$  beträgt (Simon et al. 2000; Calvet et al. 2005; Dutrey et al. 2008; Hughes et al. 2009; Isella et al. 2009). Der kleinere Lochradius spiegelt dabei die niedrigere Inklination und der größere Radius die höhere Inklination wider. Der aus den Beobachtungsdaten ermittelte Radius des Loches ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Hughes et al. (2009) aus Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen bestimmten Wert von  $\sim 20$  AE sowie dem von Calvet et al. (2005) aus der Modellierung der spektralen Energieverteilung abgeleiteten Wert von  $\sim 24$  AE.

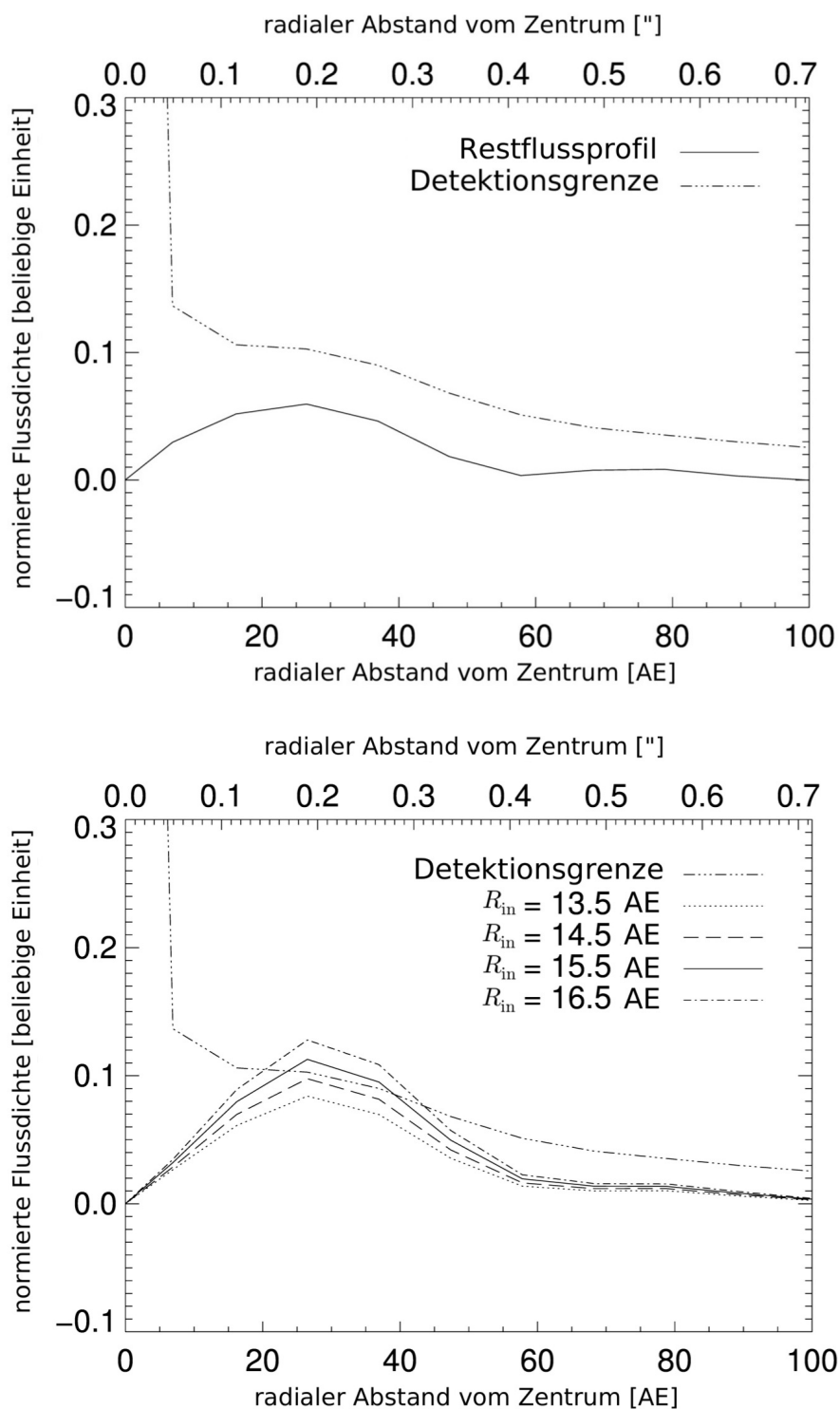
Im Rahmen der ersten Studie werden für die Erstellung der radialen Helligkeitsprofile der beobachteten Objekte die Bilder unter Verwendung bilinearer Interpolation (Graves-Morris et al. 2009) um einen Faktor zehn vergrößert. Dieser Prozess wird auch als Rebinning bezeichnet. Er führt zu einer Erhöhung des Hintergrundrauschens in jedem Pixel des vergrößerten Bildes aufgrund des stochastischen Auftretens des Rauschens (siehe Unterabschnitt 4.5.1), was den Anstieg der Detektionsgrenze zum Zentrum hin erklärt, wie es in den Abbildungen 4.6 - 4.8 zu erkennen ist. Der Zweck des Rebinnings der Daten liegt darin, ein etwas feineres radiales Helligkeitsprofil des Beobachtungsobjektes zu erhalten. Für die beiden Objekte der zweiten Studie wurde aufgrund der höheren Qualität der Beobachtungsdaten im N-Band auf ein derartiges Rebinning verzichtet.



**Abbildung 4.6:** *Oben:* Beobachtetes Restflussprofil von **GM Aurigae** einschließlich der Detektionsgrenze. *Unten:* Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze.



**Abbildung 4.7:** *Oben:* Beobachtetes Restflussprofil von **DH Tauri** einschließlich der Detektionsgrenze. *Unten:* Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze.

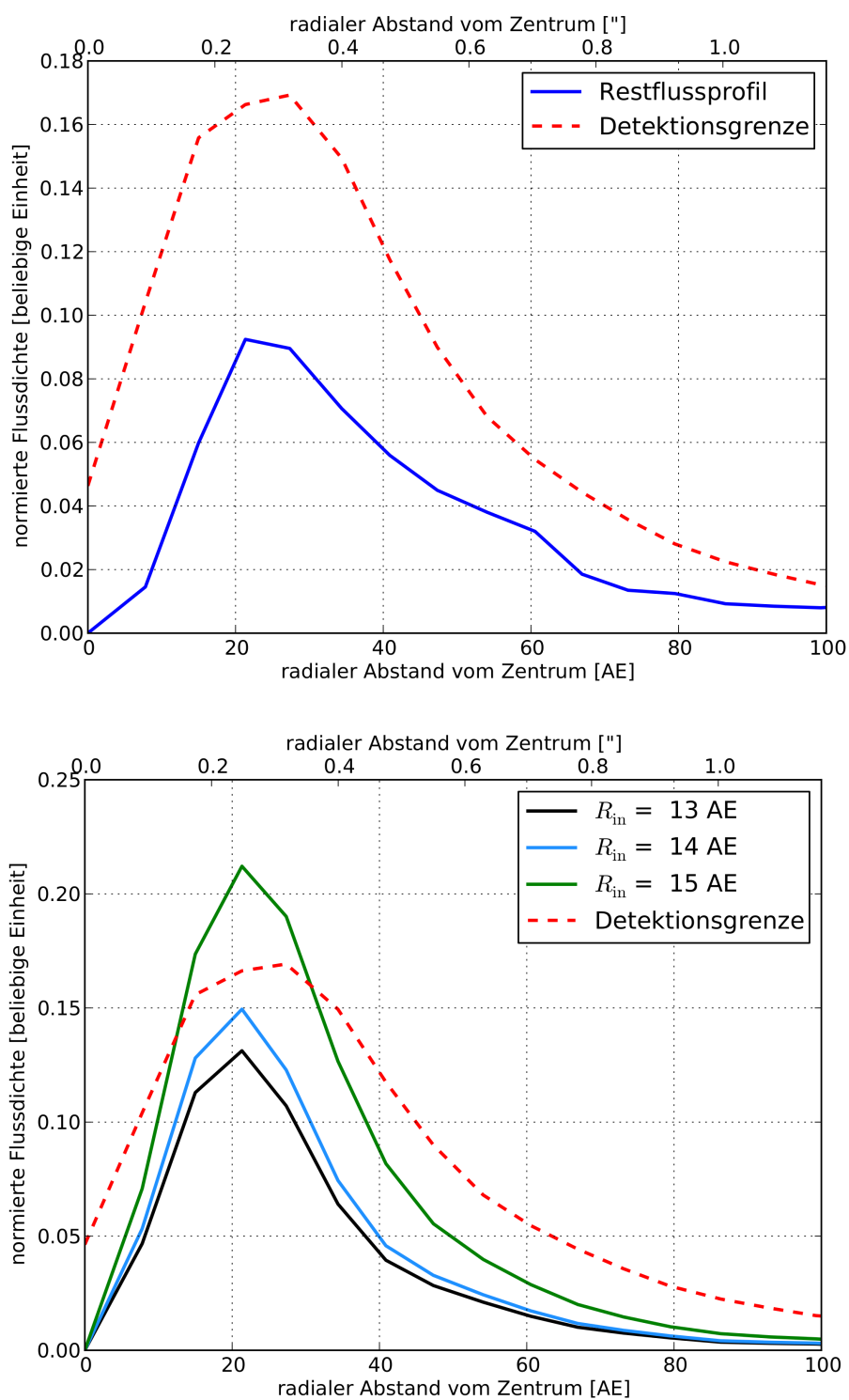


**Abbildung 4.8:** Oben: Beobachtetes Restflussprofil von DM Tauri einschließlich der Detektionsgrenze. Unten: Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze.

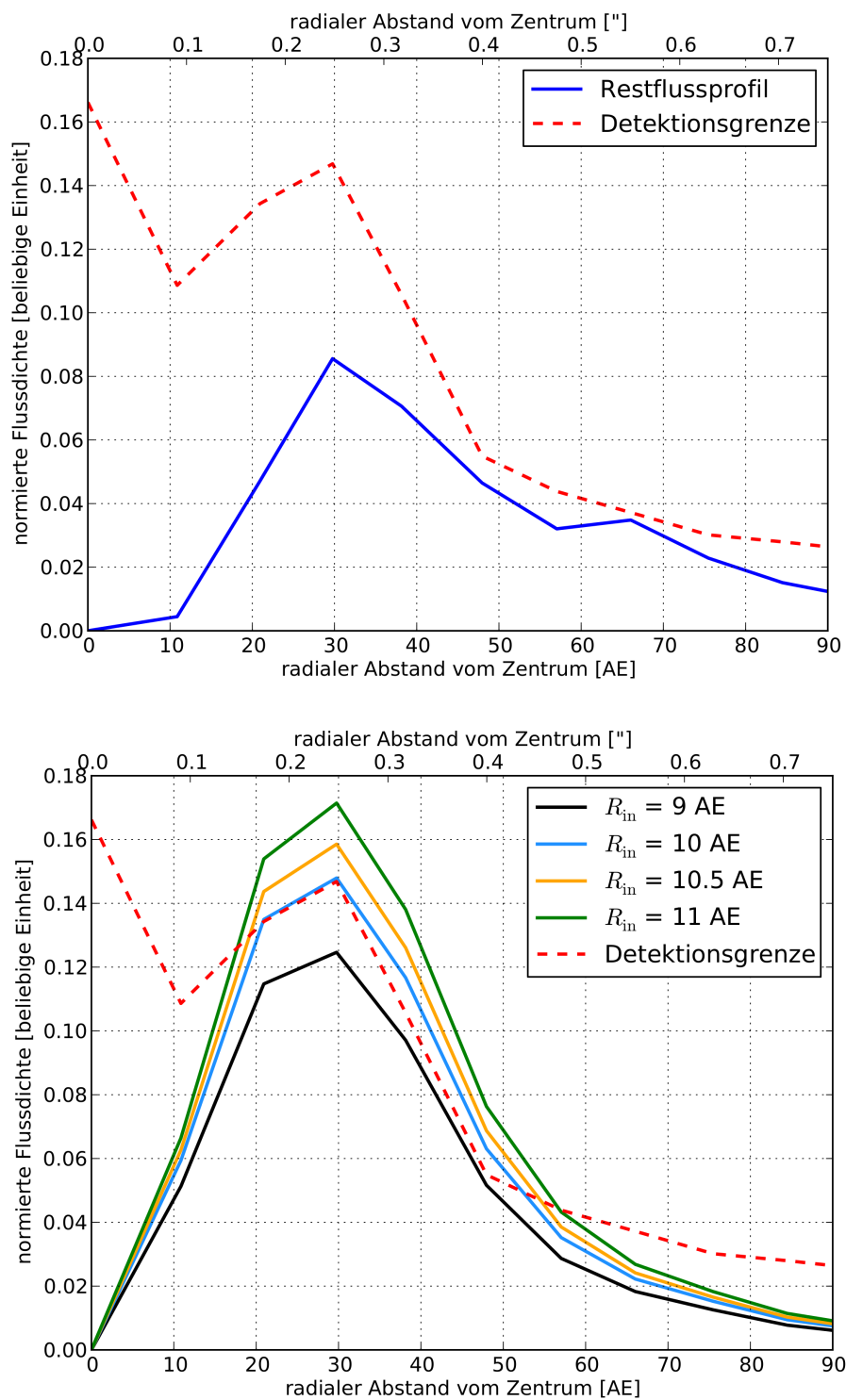
Wie den Abbildungen 4.7 - 4.10 zu entnehmen ist, liegt für die vier untersuchten Objekte DH Tauri, DM Tauri, PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 das beobachtete Restflussprofil unterhalb der Detektionsgrenze. Das bedeutet, dass diese Scheiben in den Beobachtungen nicht räumlich aufgelöst sind. Mit dem zuvor beschriebenen jeweiligen Modell lässt sich untersuchen, ab welchem Radius eines Loches im Inneren der Scheibe eine signifikante Verbreiterung des Stern-Scheibe-Systems detektiert worden wäre, und somit ein oberes Limit für diesen Lochradius bestimmen. Für DM Tauri ergibt sich, dass der Lochradius kleiner als  $15.5_{-0.5}^{+0.5}$  AE ist, wobei die Inklination der zirkumstellaren Scheibe  $45^\circ \pm 3^\circ$  (Simon et al. 2000; Calvet et al. 2005; Pott et al. 2010) beträgt (siehe Abbildung 4.8 unten). Dieses obere Limit ist in Übereinstimmung mit Calvet et al. (2005), die aus der Modellierung der spektralen Energieverteilung einen Radius von 3 AE erhalten. Für DH Tauri existieren noch keine Abschätzungen über die Inklination der Scheibe. Das obere Limit des Scheibeninnenradius wird daher zu  $15.5_{-2.0}^{+9.0}$  AE ermittelt, wobei der kleinere Wert einer Inklination von  $0^\circ$  und der größere Wert einer Inklination von  $90^\circ$  entspricht (siehe Abbildung 4.7 unten). Eine Inklination der Scheibe um DH Tauri von  $\sim 90^\circ$  kann allerdings ausgeschlossen werden, da in diesem Fall die im mittleren Infrarot hell erscheinende innere Scheibenregion durch die optisch dicke Scheibe nicht sichtbar wäre. Derartige Effekte durch die zirkumstellare Scheibe werden aufgrund der Einfachheit des Modells der ersten Studie nicht in diesem berücksichtigt. Für PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 ergibt sich aus den Beobachtungsdaten im N-Band jeweils ein oberes Limit des Scheibeninnenradius von  $15.0_{-0.5}^{+0.5}$  AE und  $10.5_{-1.0}^{+0.5}$  AE (siehe Abbildungen 4.9 und 4.10). Die Unsicherheiten resultieren ebenfalls aus der Unsicherheit der Scheibeninklination, welche für PDS 66  $32^\circ \pm 5^\circ$  (Cortes et al. 2009) und für CRBR 2422.8-3423  $70^\circ \pm 5^\circ$  (Thi et al. 2002) beträgt. Die ermittelten Einschränkungen des Lochradius sind die ersten für die drei Objekte DH Tauri, PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 und stehen in keinem Widerspruch zu dem, was bisher über diese Objekte bekannt ist. Die Qualität der Beobachtung im Q-Band von CRBR 2422.8-3423 sowie die der zugehörigen Standardsternbeobachtung ist zu niedrig, um für die Datenanalyse nutzbar zu sein. Dies spiegelt sich auch in der Messunsicherheit des Photometriewertes wider (siehe Tabelle 4.6). Aus diesem Grund ist für CRBR 2422.8-3423 keine aus der Q-Band-Beobachtung resultierende Einschränkung des Scheibeninnenradius angegeben.

Aufgrund des hohen Alters von PDS 66 ist es sehr wahrscheinlich, dass bereits ein Loch im Inneren der Scheibe oder zumindest ein innerer Bereich, der nur noch sehr wenig Gas und Staub enthält, existiert. Dies konnte jedoch nicht mit den durchgeführten Beobachtungen bestätigt werden. Dennoch liefert die beschriebene Analyse der Daten ein oberes Limit für die Ausdehnung des Loches im Inneren der Scheibe. Es ist zu erwarten, dass mithilfe zukünftiger, höher auflösende-





**Abbildung 4.9:** *Oben:* Beobachtetes Restflussprofil von **PDS 66** einschließlich der Detektionsgrenze. *Unten:* Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze.



**Abbildung 4.10:** *Oben:* Beobachtetes Restflussprofil von CRBR 2422.8-3423 im N-Band einschließlich der Detektionsgrenze. *Unten:* Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze.

rer Beobachtungen das Loch räumlich aufgelöst oder dessen Ausdehnung noch weiter eingegrenzt werden kann. Im Gegensatz zu PDS 66 ist CRBR 2422.8-3423 ein Objekt der Klasse I, so dass nicht erwartet wird, dass in dessen zirkumstellarer Scheibe bereits ein großes Loch oder ein sehr staub- und gasarmer innerer Bereich vorhanden ist. Dies wird ebenfalls von der präsentierten Datenanalyse befürwortet, welche ein niedriges oberes Limit für ein Loch im Scheibeninneren liefert.

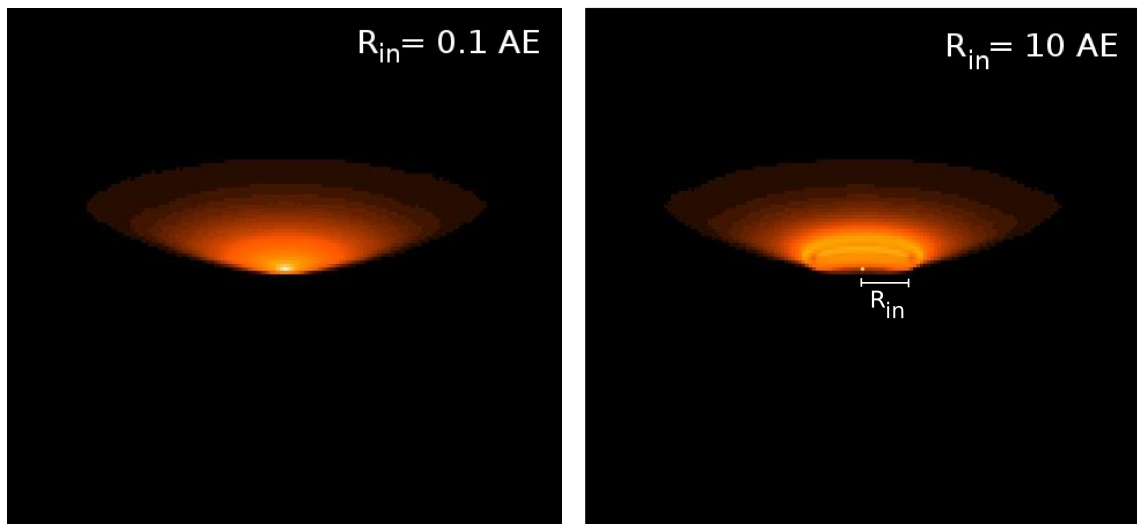
Wie Abbildung 4.5 zeigt, bilden die Seeing-Variationen den Hauptteil der Detektionsgrenze. Ähnlich wie eine räumlich aufgelöste zirkumstellare Scheibe führen Variationen in den Beobachtungsbedingungen während der Beobachtung zu einer Verbreiterung des Helligkeitsprofils. Zur Verhinderung der Detektion eines solchen vermeintlichen ausgedehnten Stern-Scheibe-Systems ist eine angemessene Abschätzung der Seeing-Variationen sehr wichtig. Die Art ihrer Abschätzung und die in der Datenanalyse definierte Detektionsgrenze gewährleisten eine konservative, aber dafür umso sicherere Aussage über die Innenradien der beobachteten zirkumstellaren Scheiben.

Räumlich aufgelöste Beobachtungen von DM Tauri und GM Aurigae mit dem Keck-Interferometer bei  $2\ \mu\text{m}$  weisen darauf hin, dass ausgedehntes heißes zirkumstellares Material sehr nahe des Sterns einen signifikanten Flussbeitrag im K-Band liefert (Pott et al. 2010). Dies ist konsistent mit der Modellierung der spektralen Energieverteilung beider Objekte (Calvet et al. 2005; Hughes et al. 2009), welche zudem ergibt, dass die Menge an Staub im inneren, wenige Astronomische Einheiten großen Bereich zu klein ist, um signifikant zum Fluss im mittleren Infrarot beizutragen. Dennoch helfen die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse, Mehrdeutigkeiten in der Modellierung der spektralen Energieverteilung zu reduzieren und erlauben die Schlussfolgerung, dass sich dieser heiße Staub innerhalb des ermittelten Lochradius befinden muss. Höher aufgelöste Beobachtungen, wie sie seit kurzem mit ALMA möglich sind, werden die räumliche Auflösung von Substrukturen innerhalb von  $\sim 10$  AE ermöglichen und somit die Untersuchung, ob die im K-Band detektierte innere dünne Scheibe mit der äußeren Scheibe verbunden ist oder ob eine Lücke existiert.

Für CRBR 2422.8-3423 mit einer Entfernung von  $\sim 120$  pc entspricht das Beugungslimit von VISIR im N-Band ( $\lambda \sim 10\ \mu\text{m}$ ) einem Radius von etwa 18 AE. Es erscheint somit auf den ersten Blick ungewöhnlich, dass das gefundene obere Limit für den Lochradius bei  $10.5_{-1.0}^{+0.5}$  AE und somit unterhalb des Beugungslimits liegt. Dieses Ergebnis lässt sich einfach aus der Tatsache erklären, dass die Ausdehnung des Loches im Scheibeninneren die Temperaturverteilung in der Scheibe auf größeren Skalen beeinflusst. Daher kann der Ort des inneren Scheibenrandes basierend auf dem zugrundeliegenden Modell aus einer größerskaligen Hel-

ligkeitsverteilung im mittleren Infrarot eingegrenzt werden. Diese Aussage trifft allerdings nur zu, wenn die beobachtete Helligkeitsverteilung nicht allein durch den inneren Scheibenrand (d. h. bei einer von oben gesehenen Scheibe,  $i = 0^\circ$ ), sondern durch die Reemissionsstrahlung weiter außen liegender Bereiche dominiert wird. Dies ist der Fall für die Scheibe um CRBR 2422.8-3423, welche bei einer Inklination von  $70^\circ$  gesehen wird und wo somit der innere Scheibenrand nicht direkt sichtbar ist. Abbildung 4.11 spiegelt das beschriebene Verhalten wider. Sie zeigt die Bilder zweier Strahlungstransportsimulationen von CRBR 2422.8-3423 im N-Band für verschiedene Lochradien. Zur verbesserten Darstellung der Auswirkungen eines Loches im Inneren der Scheibe auf die Helligkeitsverteilung des Objektes sind die simulierten Bilder nicht mit einer Punktspreizfunktion gefaltet. In der linken Simulation mit einem Lochradius von 0.1 AE dominiert der innerste Scheibenbereich die Helligkeitsverteilung im mittleren Infrarot. Im Gegensatz dazu wird in der rechten Simulation mit einem Lochradius von 10 AE die Helligkeitsverteilung von einem Bereich dominiert, der sich aufgrund der Inklination der Scheibe bei einer radialen Entfernung vom Zentrum von deutlich mehr als 10 AE befindet. Für die vier anderen Objekte liegt der gefundene Lochradius bzw. dessen oberes Limit im Bereich des Beugungslimits von VISIR.

Wie in Unterabschnitt 4.5.1 beschrieben wurde, wird die Helligkeitsverteilung eines beobachteten Objektes durch ein auf den Maximalwert normiertes, azimuthal gemitteltes radiales Helligkeitsprofil charakterisiert. Diese Methode kann problemlos auf zirkumstellare Scheiben mit einer Inklination  $i = 0^\circ$  angewendet werden. Ihre Verwendung für inklinierte Scheiben ist ebenfalls möglich, was al-



**Abbildung 4.11:** Strahlungstransportsimulationen von CRBR 2422.8-3423 ( $i = 70^\circ$ ) im N-Band bei verschiedenen Lochradien. Die Farbskala ist für beide Simulationen identisch.

lerdings aufgrund des Mittelungsprozesses zu einem konservativeren Ergebnis für die Verbreiterung des Objektes im Vergleich zu der zugehörigen Punktspreizfunktion führt. Die Vergleichbarkeit zwischen den Beobachtungsdaten und den modellierten Daten ist gewährleistet, da die Punktspreizfunktion sowie der Mittelungsprozess der modellierten Daten mit denen der Beobachtungsdaten übereinstimmen.

Das verwendete Modell unterscheidet sich in den beiden Studien, wobei das Modell der zweiten Studie komplexer und realistischer ist als das der ersten (siehe Unterabschnitt 4.5.3). Die Verwendung eines komplexeren Modells für die beiden Objekte PDS 66 und CRBR 2422.8-3423 ist möglich, da die dafür benötigten Modellparameter aus früheren Studien verfügbar sind (siehe Tabelle 4.5). Für die Beobachtungsobjekte der ersten Studie war dies nicht der Fall, so dass ein geeignetes einfacheres Modell in der Datenanalyse benutzt wird. Dessen Verwendung ist für die Auswertung der Daten ausreichend und aufgrund deren niedrigerer Qualität im Vergleich zu den Daten der zweiten Studie gerechtfertigt. Es sei darauf hingewiesen, dass die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse bezüglich der Lochradien der beobachteten zirkumstellaren Scheiben nur im Rahmen des jeweils angewendeten Modells gelten.

Die Photometrie der beobachteten Objekte ergibt im N-Band ( $178 \pm 32$ ) mJy für DH Tauri, ( $56 \pm 6$ ) mJy für DM Tauri, ( $229 \pm 14$ ) mJy für GM Aurigae, ( $599 \pm 8$ ) mJy für PDS 66, ( $130 \pm 14$ ) mJy für CRBR 2422.8-3423 und für Letzteres ( $858 \pm 109$ ) mJy im Q-Band. Für die drei Übergangsscheiben der ersten Studie sind es die ersten Photometriemessungen bei der beobachteten Wellenlänge. Für die beiden Objekte der zweiten Studie existieren für die beobachteten Wellenlängen Photometriemessungen aus Spektren, wobei diese mit den ermittelten Photometriewerten konsistent sind (siehe Abbildungen 4.2 und 4.3; Silverstone et al. 2006; Bouwman et al. 2008). Als Ergänzung zu bereits bekannten Flussdichten bei anderen Wellenlängen werden die gemessenen Photometriewerte in zukünftigen Studien nützlich für die Eingrenzung der spektralen Energieverteilungen der beobachteten Objekte und die Modellierung ihrer zirkumstellaren Scheiben sein.

## 4.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Beobachtungen im mittleren Infrarot und die Photometrie von fünf zirkumstellaren Scheiben vorgestellt – DH Tauri, DM Tauri, GM Aurigae, PDS 66 und CRBR 2422.8-3423. Die Methodik der Datenanalyse bestand darin, für jedes Zielobjekt und den zugehörigen Standardstern ein radiales Helligkeitsprofil zu bestimmen. Eine Detektionsgrenze, die das Hintergrund-

rauschen, Standardfehler sowie Seeing-Variationen während der Beobachtung berücksichtigt, zeigte, ob das Zielobjekt in der Beobachtung räumlich aufgelöst wurde. Aus der Analyse dieser Daten und mithilfe eines einfachen Modells konnten für jede Scheibe Aussagen über den Radius eines sich im Inneren der Scheibe befindlichen Loches abgeleitet werden. Dabei wurde GM Aurigae in der Beobachtung räumlich aufgelöst und der Lochradius im Scheibeninneren ermittelt, wobei das Ergebnis mit dem aus anderen Studien in anderen Wellenlängenbereichen übereinstimmt. Die übrigen vier Scheiben wurden in den Beobachtungen nicht räumlich aufgelöst, so dass nur ein oberes Limit für den Scheibeninnenradius bestimmt werden konnte. Die Ergebnisse sind teilweise die ersten ermittelten Einschränkungen für die Ausdehnung eines Loches im Inneren der Scheiben und konsistent mit den Informationen über diese Objekte, die bisher aus Untersuchungen bei anderen Wellenlängen bekannt sind. Es zeigte sich in der Datenanalyse, dass die Variationen des Seeings während der Beobachtung eine wichtige, zu berücksichtigende Größe darstellen und eine angemessene Abschätzung notwendig ist, um eine zuverlässige Aussage über die Innenradien der beobachteten zirkumstellaren Scheiben treffen zu können. Die präsentierten Beobachtungen erreichen das Limit der Winkelauflösung heutiger erdgebundener Teleskope. Eine höhere Auflösung im mittleren Infrarot ist nur noch durch interferometrische Beobachtungen, wie z. B. mit MIDI, einem Instrument des VLT Interferometers (Schejter et al. 2009), erreichbar, welche aber nach wie vor auf die im mittleren Infrarot hellsten Quellen beschränkt sind. Die präsentierten Beobachtungen im mittleren Infrarot und die Einschränkungen der Lochradien im Inneren der beobachteten Scheiben können mit komplementären Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen, z. B. mittels detaillierter Modellierung der Scheiben und Vergleich mit theoretischen Vorhersagen, Aussagen über die Plausibilität der verschiedenen Mechanismen, die zur Entstehung der Scheibenlöcher in den beobachteten Systemen geführt haben, ermöglichen und somit das allgemeine Verständnis der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben und der Entstehung von Planeten erweitern.

## 5 Resümee und Ausblick

Zirkumstellare Scheiben gelten als die Geburtsstätten von Planeten, wobei die Details der Entstehung von Planeten noch weitgehend unverstanden sind und es bislang an einer vollständig konsistenten Theorie diesbezüglich fehlt. Daher ist es erforderlich, die Prozesse und Mechanismen, welche die Entwicklung zirkumstellarer Scheiben bestimmen und zur Entstehung von Planeten führen, zu untersuchen. Im Hinblick darauf beschäftigt sich der erste Teil der Arbeit mit einer detaillierten Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars. Basierend auf räumlich aufgelösten als auch spektrometrischen Beobachtungsdaten, welche einen Wellenlängenbereich vom nahen Infrarot bis zu Millimeterwellenlängen abdecken, wurde ein Scheibenmodell entwickelt, welches die Interpretation aller verwendeten Beobachtungsdaten mit nur einem Parametersatz ermöglicht. Einen essentiellen Bestandteil der Modellierung bildeten dabei Simulationen des Strahlungstransportes innerhalb der zirkumstellaren Scheibe. Das Modell ermöglicht die Einschränkung diverser Scheibenparameter und liefert zudem einen quantitativen Beweis für signifikante Staubentwicklung in der Scheibe. So zeigt sich, dass die maximale Staubkorngröße fast drei Größenordnungen über der des interstellaren Mediums liegt und sich die großen Staubkörner zur Scheibenmittelebene hin abgesetzt haben. Des Weiteren sind die großen Staubkörner nicht über die gesamte radiale Ausdehnung der zirkumstellaren Scheibe verteilt, sondern zum Stern hin konzentriert. Dies ist das erste Mal, dass eine vom Scheibenradius abhängige Absetzung der Staubkörner in einer zirkumstellaren Scheibe direkt nachgewiesen werden konnte. Die Ergebnisse sind dabei konsistent mit den Vorhersagen aktueller theoretischer Modelle zur Staubentwicklung und Planetenentstehung und tragen zu einer Reduzierung von Mehrdeutigkeiten dieser Modelle bei. Die neu erlangten Erkenntnisse über die radiale und vertikale Verteilung des Staubes liefern somit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des komplexen Prozesses der Entstehung von Planeten.

Der zweite Teil der Arbeit behandelt die Analyse von Beobachtungsdaten fünf zirkumstellarer Scheiben, welche im mittleren Infrarot beobachtet wurden. Dabei zählen drei der Objekte zu den Übergangsscheiben. Derartige Scheiben zeichnen sich durch eine bereits stattgefundenene signifikante Entwicklung aus, z. B. Löcher im Scheibeninneren, und stellen mit ihren speziellen Eigenschaften die besten

Objekte zur Untersuchung der Auflösungsmechanismen zirkumstellarer Scheiben und der ersten Phase der Planetenentstehung dar. Für alle fünf Scheiben wurden Einschränkungen für die Ausdehnung eines im Inneren der Scheiben befindlichen Loches ermittelt. Dabei wurde für eine dieser Scheiben das Loch räumlich aufgelöst und dessen Radius bestimmt. Die Ergebnisse sind dabei konsistent mit den aus früheren Studien bei anderen Wellenlängen abgeleiteten Erkenntnissen über diese Objekte. Die Untersuchung räumlich aufgelöster Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben im mittleren Infrarot ist ein wichtiger und notwendiger Schritt auf dem Weg zum detaillierten Verständnis der Scheibenentwicklung, da sie Informationen über den warmen Staub und dessen Verteilung in den innersten Regionen der Scheibe und somit über die Bereiche potentieller Planetenentstehung liefern. Die präsentierten Studien sind dabei die ersten ihrer Art.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Beobachtungen zirkumstellarer Scheiben im mittleren Infrarot können zukünftig zusammen mit weiteren derartigen Beobachtungen eine allgemeingültige Vorstellung über die Struktur im Scheibeninneren und die Größe von Löchern in diesem Wellenlängenbereich liefern. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits weitere Beobachtungszeit mit VISIR am VLT für zwei bekannte Vor-Übergangsscheiben (LkCa 15 und UX Tauri A) eingeworben<sup>1</sup>. Aber auch komplementäre Beobachtungen bei anderen Wellenlängen werden im Rahmen einer detaillierten Modellierung der einzelnen Scheiben zu einem tieferen Einblick in den jeweiligen Entwicklungszustand des entsprechenden Objektes führen. So wird eine bessere Differenzierung der Bedeutung der verschiedenen Mechanismen der Entwicklung und Auflösung zirkumstellarer Scheiben sowie der Planetenentstehung ermöglicht. Neben demographischen Studien wird in Zukunft die detaillierte Modellierung weiterer Scheiben, basierend auf räumlich aufgelösten Beobachtungsdaten, einen wesentlichen Beitrag auf dem Weg zu einer vollständig konsistenten Theorie der Planetenentstehung leisten, da sie die umfang- und informationsreichste Darstellung einer zirkumstellaren Scheibe liefert. Die präsentierte Multiwellenlängen-Modellierung der zirkumstellaren Scheibe des Butterfly Stars und die daraus gewonnenen Erkenntnisse können dabei als Grundlage für zukünftige Studien zur Staubentwicklung sowie als Beispiel dafür genutzt werden, wie durch Beobachtungen die Staubverteilung als Funktion vom Scheibenradius und vom vertikalen Abstand von der Scheibenmittelebene untersucht werden kann. Profitieren können zukünftige Studien zudem von neuen Interferometern und Großteleskopen, wie beispielsweise ALMA oder das ELT<sup>2</sup>, dessen Baubeginn für Ende 2013 geplant ist. Aufgrund ihrer höheren Sensitivität und ihres höheren Auflösungsvermögens im Vergleich zu bis-

---

<sup>1</sup>Diese Beobachtungen konnten allerdings aufgrund von Instrumentenproblemen nicht durchgeführt werden.

<sup>2</sup>Extremely Large Telescope



---

her vorhandenen Teleskopen ermöglichen sie die Beobachtung von leuchtschwächeren Objekten und die Durchmusterung weiter entfernter Sternentstehungsgebiete. Daraus folgt die Erwartung, dass sich die Anzahl potentiell beobachtbarer zirkumstellarer Scheiben signifikant vergrößert. Gleichmaßen bieten die technologischen Verbesserungen von Beobachtungsinstrumenten aller Wellenlängenbereiche die Möglichkeit für detailreichere Einblicke als jemals zuvor in bekannte sowie neu entdeckte Scheiben. Es ist demnach davon auszugehen, dass zukünftige Beobachtungsstudien auch weiterhin zu neuen und mit Sicherheit auch einigen unerwarteten Erkenntnissen über die Struktur, Chemie und Entwicklung protoplanetarer Scheiben sowie über die Entstehung von Planeten führen und so weitere Geheimnisse gelüftet werden.



# Anhang

## A Physikalische Konstanten

Tabelle A.1: Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Konstanten

Bezeichnung der Konstante	Formelzeichen	Wert
Astronomische Einheit	AE	$1.4959787066 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Boltzmann-Konstante	$k_B$	$1.38065812 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Erdmasse	$M_{\oplus}$	$5.9742 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Gravitationskonstante	$G$	$6.6725985 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Jupitermasse	$M_{\text{Jupiter}}$	$1.899 \cdot 10^{27} \text{ kg}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$c$	$2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Parsec	pc	$3.0856776 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Plancksches Wirkungsquantum	$h$	$6.626075540 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Protonenmasse	$m_p$	$1.672621777 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Sonnenleuchtkraft	$L_{\odot}$	$3.8458 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Sonnenmasse	$M_{\odot}$	$1.9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Sonnenradius	$R_{\odot}$	$6.95508 \cdot 10^8 \text{ m}$
Stefan-Boltzmann-Konstante	$\sigma_{\text{SB}}$	$5.6705119 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

Referenzen. Cox (2001)

## B Herleitung der verwendeten Dichteverteilung

Betrachtet wird das Gas in einer Scheibe bei einer radialen Entfernung  $r_{\text{zyl}}$  vom Stern und bei einer Höhe  $z$  über der Mittelebene der Scheibe, welches sich auf einer Keplerbahn bewegt und in vertikaler Richtung im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Dies bedeutet, dass sich die auf das Gas wirkende Gravitation und der Gasdruck im Gleichgewicht befinden. Für den Druckgradienten des Gases gilt somit

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g_z, \quad (\text{B.1})$$

wobei  $\rho$  die Dichte des Gases ist. Wird der Beitrag der Scheibe zur Gravitationskraft vernachlässigt, was für nicht zu massereiche Scheiben gerechtfertigt ist (Armitage 2010), so verspürt das Gas nur die Vertikalkomponente des Gravitationsfeldes des Sterns, welche gegeben ist durch

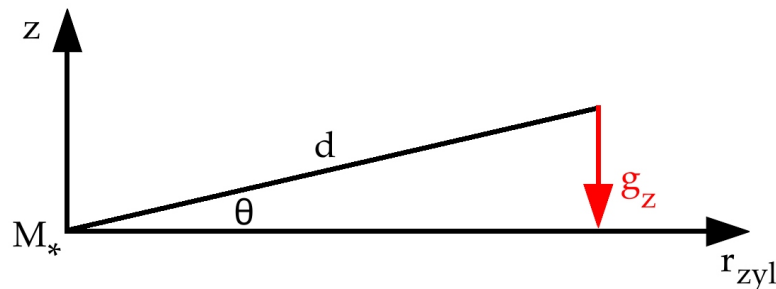
$$g_z = \frac{GM_\star}{d^2} \sin \theta = \frac{GM_\star}{d^3} z, \quad (\text{B.2})$$

wobei  $g_z$  die Gravitationsbeschleunigung in  $z$ -Richtung,  $G$  die Gravitationskonstante und  $M_\star$  die Masse des Sterns ist (siehe Abbildung B.1). Unter der Annahme einer geometrisch dünnen Scheibe, d. h.  $z \ll r_{\text{zyl}}$ , gilt

$$g_z = \Omega_K^2 z \quad (\text{B.3})$$

mit der keplerschen Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_K$

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_\star}{r_{\text{zyl}}^3}}. \quad (\text{B.4})$$



**Abbildung B.1:** Veranschaulichung der für die Herleitung der Dichteverteilung relevanten Größen (nach einer Abbildung in Armitage 2007)

Wird zur Vereinfachung angenommen, dass die Scheibe vertikal isotherm ist, was eine gute Näherung für passive Scheiben darstellt (Armitage 2010), dann kann die Zustandsgleichung des Gases als

$$P = \rho c_s \quad (\text{B.5})$$

geschrieben werden. Dabei bezeichnet  $c_s$  die Schallgeschwindigkeit. Die Gleichung für das hydrostatische Gleichgewicht lautet somit

$$c_s^2 \frac{d\rho}{dz} = -\Omega_K^2 \rho z, \quad (\text{B.6})$$

deren Integration die vertikale Struktur des Gases in der Scheibe liefert. Die Lösung von Gleichung B.6 lautet

$$\rho = \rho_c \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{H(r_{zyl})}\right]^2\right) \quad \text{mit} \quad \rho_c = \frac{\Sigma(r_{zyl})}{H(r_{zyl})}. \quad (\text{B.7})$$

Dabei bezeichnet  $\rho_c$  die radial abhängige Dichte in der Scheibenmittelebene,  $\Sigma(r_{zyl})$  die Oberflächendichte und  $H(r_{zyl})$  die hydrostatische Skalenhöhe der Scheibe. Letztere ist dabei gegeben durch

$$H(r_{zyl}) = \frac{c_s}{\Omega_K}. \quad (\text{B.8})$$

Wird in Gleichung B.8 für die Schallgeschwindigkeit  $c_s$

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T(r_{zyl})}{\mu m_p}} \quad (\text{B.9})$$

eingesetzt und Gleichung B.4 verwendet, so ergibt sich für die hydrostatische Skalenhöhe  $H(r_{zyl})$

$$H(r_{zyl}) = \sqrt{\frac{k_B T(r_{zyl}) r_{zyl}^3}{GM_\star \mu m_p}}, \quad (\text{B.10})$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur der Scheibenmittelebene,  $\mu = 2.33 \text{ g mol}^{-1}$  (Ruden & Pollack 1991) das mittlere molekulare Gewicht und  $m_p$  die Protonenmasse ist (Dullemond & Dominik 2005; Isella et al. 2009).

Die radiale Abhängigkeit der Skalenhöhe bestimmt die Aufweitung der Scheibe und wird häufig als  $H \propto r_{zyl}^\beta$  parametrisiert mit  $\beta$  als dem sogenannten Aufwei-

tungsindex. Dies führt zu der in Unterabschnitt 2.1.3 angegebenen parametrisierten Darstellung der Skalenhöhe der Scheibe

$$h(r_{\text{zyl}}) = h_0 \left( \frac{r_{\text{zyl}}}{r_0} \right)^\beta. \quad (\text{B.11})$$

Unter Verwendung der Parametrisierung der Skalenhöhe lässt sich für  $\rho_c$  aus Gleichung B.7 folgende Parametrisierung der radialen Dichteverteilung einführen:

$$\rho_c = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r_{\text{zyl}}} \right)^\alpha. \quad (\text{B.12})$$

Werden die Gleichungen B.11 und B.12 in Gleichung B.7 berücksichtigt, so ergibt sich die in dieser Arbeit verwendete, vom Radius und vom vertikalen Abstand zur Scheibenmittelebene abhängige Dichteverteilung einer zirkumstellaren Scheibe:

$$\rho_{\text{Scheibe}} = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r_{\text{zyl}}} \right)^\alpha \exp \left( -\frac{1}{2} \left[ \frac{z}{h(r_{\text{zyl}})} \right]^2 \right). \quad (\text{B.13})$$

# Abbildungsverzeichnis

1	Künstlerische Darstellung einer zirkumstellaren Scheibe . . . . .	III
2.1	Typische spektrale Energieverteilungen der vier Entwicklungsklassen junger stellarer Objekte . . . . .	5
2.2	Entwicklung einer typischen zirkumstellaren Scheibe . . . . .	8
2.3	Beispiele spektraler Energieverteilungen von Übergangsscheiben .	23
2.4	Räumlich aufgelöste Übergangsscheiben bei (Sub)Millimeterwellenlängen mit identischer linearer Skala im Vergleich zu den Orbits der äußeren Planeten des Sonnensystems . . . . .	26
3.1	1.3 mm-Karte aufgenommen mit dem PdBI . . . . .	30
3.2	894 $\mu\text{m}$ -Karte aufgenommen mit dem SMA . . . . .	31
3.3	Kompositbild des Butterfly Stars im Streulicht basierend auf den beschriebenen Nahinfrarotbeobachtungen . . . . .	32
3.4	Spektrale Energieverteilung des Butterfly Stars . . . . .	33
3.5	Spektralindex $\alpha_{\text{mm}}$ des Butterfly Stars . . . . .	36
3.6	Illustration einer von der Seite gesehenen zirkumstellaren Scheibe, wie sie von Gleichung 2.3 beschrieben wird . . . . .	37
3.7	<i>Links:</i> Radiale Helligkeitsprofile der Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen (oben, mittig) sowie die spektrale Energieverteilung (unten) mit dem zugehörigen, am besten passenden Modell des ersten Modellierungsschrittes für eine Staubkorngrößenverteilung mit $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ . <i>Rechts:</i> Wie links, aber für eine Staubkorngrößenverteilung mit $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$ . . . . .	43
3.8	Illustration einer aufgeweiteten und von der Seite gesehenen zirkumstellaren Scheibe unter Verwendung von zwei verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen . . . . .	46
3.9	Radiales Helligkeitsprofil basierend auf den Beobachtungsdaten des PdBI bei 1.3 mm und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung . . . . .	50
3.10	Radiales Helligkeitsprofil basierend auf den Beobachtungsdaten des SMA bei 894 $\mu\text{m}$ und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung . . . . .	50

3.11	Spektrale Energieverteilung basierend auf den Beobachtungsdaten und dem Modell mit der höchsten Übereinstimmung . . . . .	51
3.12	Temperatur der Scheibenmittelebene des besten Modells . . . . .	55
3.13	Oberflächendichte . . . . .	57
3.14	Verhältnis $\mu_{\text{sg}}$ . . . . .	58
3.15	Toomre-Parameter $Q$ . . . . .	59
3.16	Reproduktion der Form des vom Streulicht dominierten Bereiches der spektralen Energieverteilung mit einem sphärisch symmetrischen Hüllenmodell . . . . .	62
3.17	Simulierte ALMA-Beobachtungen bei 1.3 mm und 894 $\mu\text{m}$ . . . . .	65
4.1	Spektrale Energieverteilungen von <b>DH Tauri</b> , <b>DM Tauri</b> und <b>GM Aurigae</b> . . . . .	71
4.2	Spektrale Energieverteilung von <b>PDS 66</b> . . . . .	74
4.3	Spektrale Energieverteilung von <b>CRBR 2422.8-3423</b> . . . . .	75
4.4	Schematische Darstellung der Chop-Nod-Technik am Beispiel von VISIR-Beobachtungsdaten von <b>PDS 66</b> . . . . .	77
4.5	Beitrag jeder der Komponenten der Detektionsgrenze für <b>PDS 66</b> . . . . .	82
4.6	<i>Oben:</i> Beobachtetes Restflussprofil von <b>GM Aurigae</b> einschließlich der Detektionsgrenze. <i>Unten:</i> Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze. . . . .	87
4.7	<i>Oben:</i> Beobachtetes Restflussprofil von <b>DH Tauri</b> einschließlich der Detektionsgrenze. <i>Unten:</i> Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze. . . . .	88
4.8	<i>Oben:</i> Beobachtetes Restflussprofil von <b>DM Tauri</b> einschließlich der Detektionsgrenze. <i>Unten:</i> Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze. . . . .	89
4.9	<i>Oben:</i> Beobachtetes Restflussprofil von <b>PDS 66</b> einschließlich der Detektionsgrenze. <i>Unten:</i> Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze. . . . .	91
4.10	<i>Oben:</i> Beobachtetes Restflussprofil von <b>CRBR 2422.8-3423 im N-Band</b> einschließlich der Detektionsgrenze. <i>Unten:</i> Modelliertes Restflussprofil für verschiedene Lochradien einschließlich der Detektionsgrenze. . . . .	92
4.11	Strahlungstransportsimulationen von <b>CRBR 2422.8-3423</b> ( $i = 70^\circ$ ) im N-Band bei verschiedenen Lochradien . . . . .	94
B.1	Veranschaulichung der für die Herleitung der Dichteverteilung relevanten Größen . . . . .	102



# Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht der Nahinfrarotbeobachtungen . . . . .	32
3.2	Photometrische Datenpunkte des Butterfly Stars, die in der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe verwendet werden . . . . .	34
3.3	Überblick über die festen Parameter der Modellierung . . . . .	44
3.4	Überblick über die Parameterbereiche, die Werte des besten Modells und die Einschränkungen der Modellparameter des zweiten Schrittes der Modellierung . . . . .	48
3.5	Breite des Staubbandes in den beobachteten Nahinfrarotbildern und die des besten Modells . . . . .	49
4.1	Flussdichten von PDS 66 wie sie in Abbildung 4.2 dargestellt sind .	73
4.2	Flussdichten von CRBR 2422.8-34236 wie in Abbildung 4.3 gezeigt .	76
4.3	Informationen zu den Beobachtungen . . . . .	79
4.4	Verhältnis der Flussdichte bei 10 $\mu\text{m}$ von Stern und Scheibe der beobachteten Objekte der ersten Studie . . . . .	84
4.5	Verwendete Modellparameter der zweiten Studie . . . . .	85
4.6	Einschränkungen der Lochradien und Flussdichten der beobachteten Zielobjekte . . . . .	86
A.1	Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Konstanten . . . . .	101



# Abkürzungsverzeichnis

2MASS	Two Micron All Sky Survey
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
ATCA	Australia Telescope Compact Array
CSO	Caltech Submillimeter Observatory
ELT	Extremely Large Telescope
ESO	European Southern Observatory
GILDAS	Grenoble Image and Line Data Analysis
IRAC	Infrared Array Camera
IRAM	Institut de Radioastronomie Millimétrique
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
IRS	InfraRed Spectrograph
ISAAC	Infrared Spectrometer And Array Camera
ISM	interstellares Medium
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope
MIPS	Multiband Imaging Photometer for Spitzer
NICMOS	Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer
OVRO	Owens Valley Radio Observatory
PdBI	Plateau de Bure Interferometer
SCUBA	Submillimetre Common-User Bolometer Array
SED	Spektrale Energieverteilung (engl. „spectral energy distribution“)
SEST	Swedish ESO Submillimeter Telescope
SHARC-II	Submillimeter High Angular Resolution Camera II
SIMBA	SEST IMaging Bolometer Array
SMA	Submillimeter Array
SST	Spitzer Space Telescope
TIMMI2	Thermal Infrared MultiMode Instrument 2
VISIR	VLT Imager and Spectrometer in the InfraRed
VLT	Very Large Telescope
WISE	Wide-Field Infrared Survey Explorer



# Literaturverzeichnis

- Absil, O. & Mawet, D. (2010). Formation and evolution of planetary systems: the impact of high-angular resolution optical techniques. *A&A Rev.*, 18, 317–382.
- Adams, F. C., Proszkow, E. M., Fatuzzo, M., & Myers, P. C. (2006). Early Evolution of Stellar Groups and Clusters: Environmental Effects on Forming Planetary Systems. *ApJ*, 641, 504–525.
- Alexander, R. (2008). From discs to planetesimals: Evolution of gas and dust discs. *New A Rev.*, 52, 60–77.
- Alexander, R. D. & Armitage, P. J. (2007). Dust dynamics during protoplanetary disc clearing. *MNRAS*, 375, 500–512.
- Alexander, R. D. & Armitage, P. J. (2009). Giant Planet Migration, Disk Evolution, and the Origin of Transitional Disks. *ApJ*, 704, 989–1001.
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. (2006a). Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models. *MNRAS*, 369, 216–228.
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. (2006b). Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties. *MNRAS*, 369, 229–239.
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. (1993). Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and pre-stellar clumps. *ApJ*, 406, 122–141.
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. (2005). Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective. *ApJ*, 631, 1134–1160.
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. (2007a). A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in  $\rho$  Ophiuchi. *ApJ*, 671, 1800–1812.
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. (2007b). High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure. *ApJ*, 659, 705–728.

- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., Hughes, A. M., Dullemond, C. P., McClure, M. K., Qi, C., & Brown, J. M. (2011). Resolved Images of Large Cavities in Protoplanetary Transition Disks. *ApJ*, 732, 42.
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. (2009). Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. *ApJ*, 700, 1502–1523.
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. (2010). Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. *ApJ*, 723, 1241–1254.
- Armitage, P. J. (2007). Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Armitage, P. J. (2010). *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press, 1st edition.
- Backman, D. E. & Paresce, F. (1993). Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon. In E. H. Levy & J. I. Lunine (Eds.), *Protostars and Planets III* (pp. 1253–1304).
- Bai, X.-N. & Stone, J. M. (2010). Dynamics of Solids in the Midplane of Protoplanetary Disks: Implications for Planetesimal Formation. *ApJ*, 722, 1437–1459.
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. (1991). A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. *ApJ*, 376, 214–233.
- Baldwin, J. E., Warner, P. J., & Mackay, C. D. (2008). The point spread function in Lucky Imaging and variations in seeing on short timescales. *A&A*, 480, 589–597.
- Bally, J. & Scoville, N. Z. (1982). Structure and evolution of molecular clouds near H II regions. II - The disk constrained H II region, S106. *ApJ*, 255, 497–509.
- Barge, P. & Sommeria, J. (1995). Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices? *A&A*, 295, L1–L4.
- Barrière-Fouchet, L., Gonzalez, J.-F., Murray, J. R., Humble, R. J., & Maddison, S. T. (2005). Dust distribution in protoplanetary disks. Vertical settling and radial migration. *A&A*, 443, 185–194.
- Beckers, J. M. (1993). Adaptive optics for astronomy - Principles, performance, and applications. *ARA&A*, 31, 13–62.

- Beckwith, S. V. W., Henning, T., & Nakagawa, Y. (2000). Dust Properties and Assembly of Large Particles in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets IV*, (pp. 533).
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. (1991). Particle emissivity in circumstellar disks. *ApJ*, 381, 250–258.
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. (1990). A survey for circumstellar disks around young stellar objects. *AJ*, 99, 924–945.
- Bell, K. R., Cassen, P. M., Klahr, H. H., & Henning, T. (1997). The Structure and Appearance of Protostellar Accretion Disks: Limits on Disk Flaring. *ApJ*, 486, 372.
- Benz, W. (2000). Low Velocity Collisions and the Growth of Planetesimals. *Space Sci. Rev.*, 92, 279–294.
- Bertin, E. & Arnouts, S. (1996). SExtractor: Software for source extraction. *A&AS*, 117, 393–404.
- Binney, J. & Tremaine, S. (2008). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, 2nd edition.
- Birnstiel, T., Ormel, C. W., & Dullemond, C. P. (2011). Dust size distributions in coagulation/fragmentation equilibrium: numerical solutions and analytical fits. *A&A*, 525, A11.
- Blum, J., Schräpler, R., Davidsson, B. J. R., & Trigo-Rodríguez, J. M. (2006). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. I. Mechanical Properties and Relations to Primitive Bodies in the Solar System. *ApJ*, 652, 1768–1781.
- Blum, J. & Wurm, G. (2008). The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *ARA&A*, 46, 21–56.
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*.
- Boley, A. C. (2009). The Two Modes of Gas Giant Planet Formation. *ApJ*, 695, L53–L57.
- Boley, A. C., Hayfield, T., Mayer, L., & Durisen, R. H. (2010). Clumps in the outer disk by disk instability: Why they are initially gas giants and the legacy of disruption. *Icarus*, 207, 509–516.
- Boss, A. P. (1997). Giant planet formation by gravitational instability. *Science*, 276, 1836–1839.

- Boss, A. P. (2002). Formation of gas and ice giant planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 202, 513–523.
- Boss, A. P. (2004). Convective Cooling of Protoplanetary Disks and Rapid Giant Planet Formation. *ApJ*, 610, 456–463.
- Boss, A. P. (2007). Testing Disk Instability Models for Giant Planet Formation. *ApJ*, 661, L73–L76.
- Bouwman, J., Henning, T., Hillenbrand, L. A., Meyer, M. R., Pascucci, I., Carpenter, J., Hines, D., Kim, J. S., Silverstone, M. D., Hollenbach, D., & Wolf, S. (2008). The Formation and Evolution of Planetary Systems: Grain Growth and Chemical Processing of Dust in T Tauri Systems. *ApJ*, 683, 479–498.
- Bracewell, R. N. (1999). *The Fourier transform and its applications*.
- Brandner, W., Sheppard, S., Zinnecker, H., Close, L., Iwamuro, F., Krabbe, A., Maihara, T., Motohara, K., Padgett, D. L., & Tokunaga, A. (2000). VLT-detection of two edge-on Circumstellar Disks in the rho Oph dark cloud. *A&A*, 364, L13–L18.
- Brauer, F., Dullemond, C. P., & Henning, T. (2008a). Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. *A&A*, 480, 859–877.
- Brauer, F., Henning, T., & Dullemond, C. P. (2008b). Planetesimal formation near the snow line in MRI-driven turbulent protoplanetary disks. *A&A*, 487, L1–L4.
- Brown, J. M., Blake, G. A., Qi, C., Dullemond, C. P., & Wilner, D. J. (2008). LkH $\alpha$  330: Evidence for Dust Clearing through Resolved Submillimeter Imaging. *ApJ*, 675, L109–L112.
- Brown, J. M., Blake, G. A., Qi, C., Dullemond, C. P., Wilner, D. J., & Williams, J. P. (2009). Evidence for Dust Clearing Through Resolved Submillimeter Imaging. *ApJ*, 704, 496–502.
- Cai, K., Pickett, M. K., Durisen, R. H., & Milne, A. M. (2010). Giant Planet Formation by Disk Instability: A Comparison Simulation with an Improved Radiative Scheme. *ApJ*, 716, L176–L180.
- Calvet, N., D’Alessio, P., Hartmann, L., Wilner, D., Walsh, A., & Sitko, M. (2002). Evidence for a Developing Gap in a 10 Myr Old Protoplanetary Disk. *ApJ*, 568, 1008–1016.
- Calvet, N., D’Alessio, P., Watson, D. M., Franco-Hernández, R., Furlan, E., Green, J., Sutter, P. M., Forrest, W. J., Hartmann, L., Uchida, K. I., Keller, L. D., Sargent, B., Najita, J., Herter, T. L., Barry, D. J., & Hall, P. (2005). Disks in Transition in



- the Taurus Population: Spitzer IRS Spectra of GM Aurigae and DM Tauri. *ApJ*, 630, L185–L188.
- Carpenter, J. M., Wolf, S., Schreyer, K., Launhardt, R., & Henning, T. (2005). Evolution of Cold Circumstellar Dust around Solar-type Stars. *AJ*, 129, 1049–1062.
- Cassen, P. & Moosman, A. (1981). On the formation of protostellar disks. *Icarus*, 48, 353–376.
- Chiang, E. & Youdin, A. N. (2010). Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 38, 493–522.
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. (1997). Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ*, 490, 368.
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., Qi, C., Kessler, J. E., Blake, G. A., & van Dishoeck, E. F. (2001). Spectral Energy Distributions of Passive T Tauri and Herbig Ae Disks: Grain Mineralogy, Parameter Dependences, and Comparison with Infrared Space Observatory LWS Observations. *ApJ*, 547, 1077–1089.
- Ciesla, F. J. (2007). Dust Coagulation and Settling in Layered Protoplanetary Disks. *ApJ*, 654, L159–L162.
- Cieza, L. A., Schreiber, M. R., Romero, G. A., Mora, M. D., Merin, B., Swift, J. J., Orellana, M., Williams, J. P., Harvey, P. M., & Evans, II, N. J. (2010). The Nature of Transition Circumstellar Disks. I. The Ophiuchus Molecular Cloud. *ApJ*, 712, 925–941.
- Cieza, L. A., Swift, J. J., Mathews, G. S., & Williams, J. P. (2008). The Masses of Transition Circumstellar Disks: Observational Support for Photoevaporation Models. *ApJ*, 686, L115–L118.
- Clarke, C. J., Gendrin, A., & Sotomayor, M. (2001). The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch. *MNRAS*, 328, 485–491.
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M., & Noguchi, K. (1999). Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra. *AJ*, 117, 1864–1889.
- Comeron, F., Rieke, G. H., Burrows, A., & Rieke, M. J. (1993). The Stellar Population in the rho Ophiuchi Cluster. *ApJ*, 416, 185.
- Cortes, S. R., Meyer, M. R., Carpenter, J. M., Pascucci, I., Schneider, G., Wong, T., & Hines, D. C. (2009). Grain Growth and Global Structure of the Protoplanetary Disk Associated with the Mature Classical T Tauri Star, PDS 66. In T. Usuda, M.

- Tamura, & M. Ishii (Eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1158 of *American Institute of Physics Conference Series* (pp. 119–120).
- Cox, A. N. (2001). *Allen's Astrophysical Quantities*. Springer, 4th edition.
- Currie, T., Lada, C. J., Plavchan, P., Robitaille, T. P., Irwin, J., & Kenyon, S. J. (2009). The Last Gasp of Gas Giant Planet Formation: A Spitzer Study of the 5 Myr Old Cluster NGC 2362. *ApJ*, 698, 1–27.
- Cuzzi, J. N., Hogan, R. C., & Shariff, K. (2008). Toward Planetesimals: Dense Chondrule Clumps in the Protoplanetary Nebula. *ApJ*, 687, 1432–1447.
- Dahm, S. E. & Carpenter, J. M. (2009). Spitzer Spectroscopy of Circumstellar Disks in the 5 Myr Old Upper Scorpius OB Association. *AJ*, 137, 4024–4045.
- D'Alessio, P. (2009). Transitional disks around young low mass stars. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 35 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27 (pp. 33–38).
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. (2006). Effects of Dust Growth and Settling in T Tauri Disks. *ApJ*, 638, 314–335.
- Dohnanyi, J. S. (1969). Collisional Model of Asteroids and Their Debris. *J. Geophys. Res.*, 74, 2531.
- Dominik, C., Blum, J., Cuzzi, J. N., & Wurm, G. (2007). Growth of Dust as the Initial Step Toward Planet Formation. *Protostars and Planets V*, (pp. 783–800).
- Draine, B. T. & Lee, H. M. (1984). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285, 89–108.
- Draine, B. T. & Malhotra, S. (1993). On graphite and the 2175 Å extinction profile. *ApJ*, 414, 632–645.
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. (2005). Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. *A&A*, 434, 971–986.
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P. (2007). Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets V*, (pp. 555–572).
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. (2010). The Inner Regions of Protoplanetary Disks. *ARA&A*, 48, 205–239.
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., Nelson, A. F., Quinn, T., & Rice, W. K. M. (2007). Gravitational Instabilities in Gaseous Protoplanetary Disks and Implications for Giant Planet Formation. *Protostars and Planets V*, (pp. 607–622).

- Duschl, W. J., Strittmatter, P. A., & Biermann, P. L. (2000). A note on hydrodynamic viscosity and selfgravitation in accretion disks. *A&A*, 357, 1123–1132.
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Piétu, V., Chapillon, E., Gueth, F., Henning, T., Launhardt, R., Pavlyuchenkov, Y., Schreyer, K., & Semenov, D. (2008). Cavities in inner disks: the GM Aurigae case. *A&A*, 490, L15–L18.
- Eisner, J. A., Chiang, E. I., & Hillenbrand, L. A. (2006). Spatially Resolving the Inner Disk of TW Hydrae. *ApJ*, 637, L133–L136.
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., & Wolf, S. (2005). Constraining the Evolutionary Stage of Class I Protostars: Multiwavelength Observations and Modeling. *ApJ*, 635, 396–421.
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Tuthill, P., & Lacour, S. (2009). Spatially Resolved Mid-Infrared Imaging of the SR 21 Transition Disk. *ApJ*, 698, L169–L173.
- Españolat, C., Calvet, N., D’Alessio, P., Bergin, E., Hartmann, L., Watson, D., Furlan, E., Najita, J., Forrest, W., McClure, M., Sargent, B., Bohac, C., & Harrold, S. T. (2007). Probing the Dust and Gas in the Transitional Disk of CS Cha with Spitzer. *ApJ*, 664, L111–L114.
- Españolat, C., Calvet, N., Luhman, K. L., Muzerolle, J., & D’Alessio, P. (2008). Confirmation of a Gapped Primordial Disk around LkCa 15. *ApJ*, 682, L125–L128.
- Españolat, C., D’Alessio, P., Hernández, J., Nagel, E., Luhman, K. L., Watson, D. M., Calvet, N., Muzerolle, J., & McClure, M. (2010). Unveiling the Structure of Pre-transitional Disks. *ApJ*, 717, 441–457.
- Españolat, C., Furlan, E., D’Alessio, P., Sargent, B., Nagel, E., Calvet, N., Watson, D. M., & Muzerolle, J. (2011). A Spitzer IRS Study of Infrared Variability in Transitional and Pre-transitional Disks Around T Tauri Stars. *ApJ*, 728, 49.
- Españolat, C., Ingleby, L., Hernández, J., Furlan, E., D’Alessio, P., Calvet, N., Andrews, S., Muzerolle, J., Qi, C., & Wilner, D. (2012). On the Transitional Disk Class: Linking Observations of T Tauri Stars and Physical Disk Models. *ApJ*, 747, 103.
- Evans, N., Calvet, N., Cieza, L., Forbrich, J., Hillenbrand, L., Lada, C., Merín, B., Strom, S., & Watson, D. (2009). The Diskionary: A Glossary of Terms Commonly Used for Disks and Related Objects, First Edition. *ArXiv e-prints*.
- Fang, M., van Boekel, R., Wang, W., Carmona, A., Sicilia-Aguilar, A., & Henning, T. (2009). Star and protoplanetary disk properties in Orion’s suburbs. *A&A*, 504, 461–489.

- Forrest, W. J., Sargent, B., Furlan, E., D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Uchida, K. I., Green, J. D., Watson, D. M., Chen, C. H., Kemper, F., Keller, L. D., Sloan, G. C., Herter, T. L., Brandl, B. R., Houck, J. R., Barry, D. J., Hall, P., Morris, P. W., Najita, J., & Myers, P. C. (2004). Mid-infrared Spectroscopy of Disks around Classical T Tauri Stars. *ApJS*, 154, 443–447.
- Fortier, A., Alibert, Y., Carron, F., Benz, W., & Dittkrist, K.-M. (2012). Planet formation models: the interplay with the planetesimal disc. *ArXiv e-prints*.
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. (2002). *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press, 3rd edition.
- Fromang, S. & Nelson, R. P. (2005). On the accumulation of solid bodies in global turbulent protoplanetary disc models. *MNRAS*, 364, L81–L85.
- Fromang, S. & Papaloizou, J. (2006). Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. *A&A*, 452, 751–762.
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., D'Alessio, P., Franco-Hernández, R., Forrest, W. J., Watson, D. M., Uchida, K. I., Sargent, B., Green, J. D., Keller, L. D., & Herter, T. L. (2006). A Survey and Analysis of Spitzer Infrared Spectrograph Spectra of T Tauri Stars in Taurus. *ApJS*, 165, 568–605.
- Furlan, E., Sargent, B., Calvet, N., Forrest, W. J., D'Alessio, P., Hartmann, L., Watson, D. M., Green, J. D., Najita, J., & Chen, C. H. (2007). HD 98800: A 10 Myr Old Transition Disk. *ApJ*, 664, 1176–1184.
- Furlan, E., Watson, D. M., McClure, M. K., Manoj, P., Espaillat, C., D'Alessio, P., Calvet, N., Kim, K. H., Sargent, B. A., Forrest, W. J., & Hartmann, L. (2009). Disk Evolution in the Three Nearby Star-forming Regions of Taurus, Chamaeleon, and Ophiuchus. *ApJ*, 703, 1964–1983.
- Garaud, P. (2007). Growth and Migration of Solids in Evolving Protostellar Disks. I. Methods and Analytical Tests. *ApJ*, 671, 2091–2114.
- Garaud, P., Barrière-Fouchet, L., & Lin, D. N. C. (2004). Individual and Average Behavior of Particles in a Protoplanetary Nebula. *ApJ*, 603, 292–306.
- Garaud, P. & Lin, D. N. C. (2004). On the Evolution and Stability of a Protoplanetary Disk Dust Layer. *ApJ*, 608, 1050–1075.
- Garaud, P., Meru, F., Galvagni, M., & Olczak, C. (2013). From Dust to Planetesimals: An Improved Model for Collisional Growth in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 764, 146.
- Glass, I. S. (1999). *Handbook of Infrared Astronomy*. Cambridge University Press, 1st edition.

- Goldreich, P. & Ward, W. R. (1973). The Formation of Planetesimals. *ApJ*, 183, 1051–1062.
- Goodman, J. W. (2005). *Introduction to Fourier Optics*. Roberts and Company Publishers, 3rd edition.
- Gräfe, C. & Wolf, S. (2013). Mid-infrared observations of the circumstellar disks around PDS 66 and CRBR 2422.8-3423. *A&A*, 552, A88.
- Gräfe, C., Wolf, S., Guilloteau, S., Dutrey, A., Stapelfeldt, K. R., Pontoppidan, K. M., & Sauter, J. (2013). Vertical settling and radial segregation of large dust grains in the circumstellar disk of the Butterfly Star. *A&A*, 553, A69.
- Gräfe, C., Wolf, S., Roccatagliata, V., Sauter, J., & Ertel, S. (2011). Mid-infrared observations of the transitional disks around DH Tauri, DM Tauri, and GM Aurigae. *A&A*, 533, A89.
- Graves-Morris, P. R., Saff, E. B., & Varga, R. S. (2009). *Rational Approximation and Interpolation*. Springer Berlin.
- Gregorio-Hetem, J., Lepine, J. R. D., Quast, G. R., Torres, C. A. O., & de La Reza, R. (1992). A search for T Tauri stars based on the IRAS point source catalog. *AJ*, 103, 549–563.
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. (2011). A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties. *A&A*, 529, A105.
- Güttler, C., Krause, M., Geretshausen, R. J., Speith, R., & Blum, J. (2009). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. IV. Toward a Dynamical Collision Model. *ApJ*, 701, 130–141.
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. (2001). Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *ApJ*, 553, L153–L156.
- Haniff, C. (2007). An introduction to the theory of interferometry. *New A Rev.*, 51, 565–575.
- Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S. J., Strom, S. E., & Skrutskie, M. F. (1990). Correlations of optical and infrared excesses in T Tauri stars. *ApJ*, 354, L25–L28.
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. (1998). Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. *ApJ*, 495, 385–+.
- Hartmann, L., D'Alessio, P., Calvet, N., & Muzerolle, J. (2006). Why Do T Tauri Disks Accrete? *ApJ*, 648, 484–490.
- Hecht, E. (2009). *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 5. Auflage.

- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., Gutermuth, R., Muzerolle, J., Calvet, N., Vivas, A. K., Briceño, C., Allen, L., Stauffer, J., Young, E., & Fazio, G. (2007). A Spitzer Space Telescope Study of Disks in the Young  $\sigma$  Orionis Cluster. *ApJ*, 662, 1067–1081.
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., Meyer, M. R., Backman, D. E., Moro-Martín, A., Hollenbach, D. J., Hines, D. C., Pascucci, I., & Bouwman, J. (2008). The Complete Census of 70  $\mu\text{m}$ -bright Debris Disks within “the Formation and Evolution of Planetary Systems” Spitzer Legacy Survey of Sun-like Stars. *ApJ*, 677, 630–656.
- Hillenbrand, L. A. & White, R. J. (2004). An Assessment of Dynamical Mass Constraints on Pre-Main-Sequence Evolutionary Tracks. *ApJ*, 604, 741–757.
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Lo, K. Y. (2004). The Submillimeter Array. *ApJ*, 616, L1–L6.
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. (1994). Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions. *ApJ*, 428, 654–669.
- Hollenbach, D. J., Yorke, H. W., & Johnstone, D. (2000). Disk Dispersal around Young Stars. *Protostars and Planets IV*, (pp. 401–+).
- Honda, M., Maaskant, K., Okamoto, Y. K., Kataza, H., Fukagawa, M., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., Tielens, A. G. G. M., Mulders, G. D., Min, M., Yamashita, T., Fujiyoshi, T., Miyata, T., Sako, S., Sakon, I., Fujiwara, H., & Onaka, T. (2012). Mid-infrared Imaging of the Transitional Disk of HD 169142: Measuring the Size of the Gap. *ApJ*, 752, 143.
- Hönig, S. F., Kishimoto, M., Gandhi, P., Smette, A., Asmus, D., Duschl, W., Polletta, M., & Weigelt, G. (2010). The dusty heart of nearby active galaxies. I. High-spatial resolution mid-IR spectro-photometry of Seyfert galaxies. *A&A*, 515, A23+.
- Huélamo, N., Lacour, S., Tuthill, P., Ireland, M., Kraus, A., & Chauvin, G. (2011). A companion candidate in the gap of the T Chamaeleontis transitional disk. *A&A*, 528, L7.
- Hughes, A. M., Andrews, S. M., Espaillat, C., Wilner, D. J., Calvet, N., D’Alessio, P., Qi, C., Williams, J. P., & Hogerheijde, M. R. (2009). A Spatially Resolved Inner Hole in the Disk Around GM Aurigae. *ApJ*, 698, 131–142.
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Calvet, N., D’Alessio, P., Claussen, M. J., & Hogerheijde, M. R. (2007). An Inner Hole in the Disk around TW Hydrae Resolved in 7 mm Dust Emission. *ApJ*, 664, 536–542.

- Ida, S. & Lin, D. N. C. (2004). Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities. *ApJ*, 616, 567–572.
- Ireland, M. J. & Kraus, A. L. (2008). The Disk Around CoKu Tauri/4: Circumbinary, Not Transitional. *ApJ*, 678, L59–L62.
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. (2009). Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks. *ApJ*, 701, 260–282.
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. (2010a). Investigating Planet Formation in Circumstellar Disks: CARMA Observations of Ry Tau and Dg Tau. *ApJ*, 714, 1746–1761.
- Isella, A., Natta, A., Wilner, D., Carpenter, J. M., & Testi, L. (2010b). Millimeter Imaging of MWC 758: Probing the Disk Structure and Kinematics. *ApJ*, 725, 1735–1741.
- Itoh, Y., Hayashi, M., Tamura, M., Tsuji, T., Oasa, Y., Fukagawa, M., Hayashi, S. S., Naoi, T., Ishii, M., Mayama, S., Morino, J., Yamashita, T., Pyo, T., Nishikawa, T., Usuda, T., Murakawa, K., Suto, H., Oya, S., Takato, N., Ando, H., Miyama, S. M., Kobayashi, N., & Kaifu, N. (2005). A Young Brown Dwarf Companion to DH Tauri. *ApJ*, 620, 984–993.
- Jaeger, S. (2008). The Common Astronomy Software Application (CASA). In R. W. Argyle, P. S. Bunclark, & J. R. Lewis (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVII*, volume 394 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 623).
- Jarosik, N., Bennett, C. L., Dunkley, J., Gold, B., Greason, M. R., Halpern, M., Hill, R. S., Hinshaw, G., Kogut, A., Komatsu, E., Larson, D., Limon, M., Meyer, S. S., Nolte, M. R., Odegard, N., Page, L., Smith, K. M., Spergel, D. N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *ApJS*, 192, 14.
- Johansen, A., Klahr, H., & Henning, T. (2006). Gravoturbulent Formation of Planetesimals. *ApJ*, 636, 1121–1134.
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T., & Youdin, A. (2007). Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar discs. *ArXiv e-prints*.
- Johansen, A., Youdin, A., & Klahr, H. (2009). Zonal Flows and Long-lived Axisymmetric Pressure Bumps in Magnetorotational Turbulence. *ApJ*, 697, 1269–1289.

- Johnstone, D., Hollenbach, D., & Bally, J. (1998). Photoevaporation of Disks and Clumps by Nearby Massive Stars: Application to Disk Destruction in the Orion Nebula. *ApJ*, 499, 758.
- Karttunen, H., Krüger, P., Oja, H., Poutanen, M., & Donner, K. J. (2007). *Fundamental Astronomy*. Springer, 5th edition.
- Kato, M. T., Nakamura, K., Tandokoro, R., Fujimoto, M., & Ida, S. (2009). Modification of Angular Velocity by Inhomogeneous Magnetorotational Instability Growth in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 691, 1697–1706.
- Kattawar, G. W. & Eisner, M. (1970). Radiation from a homogeneous isothermal sphere. *Appl. Opt.*, 9, 2685–2690.
- Kenyon, S. J., Dobrzycka, D., & Hartmann, L. (1994). A new optical extinction law and distance estimate for the Taurus-Auriga molecular cloud. *AJ*, 108, 1872–1880.
- Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., Geers, V., Lahuis, F., Evans, II, N. J., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., Brown, J., Jørgensen, J. K., Knez, C., & Pontoppidan, K. M. (2006). c2d Spitzer IRS Spectra of Disks around T Tauri Stars. I. Silicate Emission and Grain Growth. *ApJ*, 639, 275–291.
- Kim, K. H., Watson, D. M., Manoj, P., Forrest, W. J., Najita, J., Furlan, E., Sargent, B., Espaillat, C., Muzerolle, J., Megeath, S. T., Calvet, N., Green, J. D., & Arnold, L. (2013). Transitional Disks and Their Origins: An Infrared Spectroscopic Survey of Orion A. *ApJ*, 769, 149.
- Kim, K. H., Watson, D. M., Manoj, P., Furlan, E., Najita, J., Forrest, W. J., Sargent, B., Espaillat, C., Calvet, N., Luhman, K. L., McClure, M. K., Green, J. D., & Harold, S. T. (2009). Mid-Infrared Spectra of Transitional Disks in the Chamaeleon I Cloud. *ApJ*, 700, 1017–1025.
- Kirchschrager, F. & Wolf, S. (2013). Porous dust grains in debris disks. *A&A*, 552, A54.
- Kitamura, Y., Momose, M., Yokogawa, S., Kawabe, R., Tamura, M., & Ida, S. (2002). Investigation of the Physical Properties of Protoplanetary Disks around T Tauri Stars by a 1 Arcsecond Imaging Survey: Evolution and Diversity of the Disks in Their Accretion Stage. *ApJ*, 581, 357–380.
- Klahr, H. & Bodenheimer, P. (2006). Formation of Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas inside an Anticyclonic Vortex. *ApJ*, 639, 432–440.
- Klahr, H. H. & Henning, T. (1997). Particle-Trapping Eddies in Protoplanetary Accretion Disks. *Icarus*, 128, 213–229.



- Klahr, H. H. & Lin, D. N. C. (2001). Dust Distribution in Gas Disks: A Model for the Ring around HR 4796A. *ApJ*, 554, 1095–1109.
- Kokubo, E. & Ida, S. (1998). Oligarchic Growth of Protoplanets. *Icarus*, 131, 171–178.
- Kothe, S., Güttler, C., & Blum, J. (2010). The Physics of Protoplanetesimal Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold. *ApJ*, 725, 1242–1251.
- Kraus, A. L. & Ireland, M. J. (2012). LkCa 15: A Young Exoplanet Caught at Formation? *ApJ*, 745, 5.
- Kraus, J. D. (1986). *Radio Astronomy*. Cygnus-Quasar Books, 2nd edition.
- Krauss, O., Wurm, G., Mousis, O., Petit, J.-M., Horner, J., & Alibert, Y. (2007). The photophoretic sweeping of dust in transient protoplanetary disks. *A&A*, 462, 977–987.
- Kretke, K. A. & Lin, D. N. C. (2007). Grain Retention and Formation of Planetesimals near the Snow Line in MRI-driven Turbulent Protoplanetary Disks. *ApJ*, 664, L55–L58.
- Krist, J. E. & Hook, R. N. (2004). The Tiny Tim User's Guide Version 6.3. <http://www.stsci.edu/hst/observatory/focus/TinyTim>.
- Krist, J. E., Hook, R. N., & Stoehr, F. (2011). 20 years of Hubble Space Telescope optical modeling using Tiny Tim. <http://www.stsci.edu/hst/observatory/focus/TinyTim>.
- Kroese, D. P., Taimre, T., & Botev, Z. I. (2011). *Handbook of Monte Carlo Methods*. Wiley, 1st edition.
- Kühlke, D. (2011). *Optik. Grundlagen und Anwendungen*. Verlag Harri Deutsch GmbH, 3. Auflage.
- Lada, C. J. (1987). Star formation - From OB associations to protostars. In M. Peimbert & J. Jugaku (Eds.), *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium* (pp. 1–17).
- Lada, C. J., Muench, A. A., Luhman, K. L., Allen, L., Hartmann, L., Megeath, T., Myers, P., Fazio, G., Wood, K., Muzerolle, J., Rieke, G., Siegler, N., & Young, E. (2006). Spitzer Observations of IC 348: The Disk Population at 2-3 Million Years. *AJ*, 131, 1574–1607.
- Lada, C. J. & Wilking, B. A. (1984). The nature of the embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud - Mid-infrared observations. *ApJ*, 287, 610–621.

- Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., Belorgey, J., Claret, A., Doucet, C., Dubreuil, D., Durand, G., Elswijk, E., Girardot, P., Käufl, H. U., Kroes, G., Lortholary, M., Lussignol, Y., Marchesi, M., Pantin, E., Peletier, R., Pirard, J., Pragt, J., Rio, Y., Schoenmaker, T., Siebenmorgen, R., Silber, A., Smette, A., Sterzik, M., & Veysiere, C. (2004). Successful Commissioning of VISIR: The Mid-Infrared VLT Instrument. *The Messenger*, 117, 12–16.
- Langkowski, D., Teiser, J., & Blum, J. (2008). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. II. Low-Velocity Collision Properties. *ApJ*, 675, 764–776.
- Law, N. M., Mackay, C. D., & Baldwin, J. E. (2006). Lucky imaging: high angular resolution imaging in the visible from the ground. *A&A*, 446, 739–745.
- Lawson, P. R., Ed. (2000). *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.
- Lissauer, J. J. & Stevenson, D. J. (2007). Formation of Giant Planets. *Protostars and Planets V*, (pp. 591–606).
- Lucas, P. W. & Roche, P. F. (1997). Butterfly star in Taurus: structures of young stellar objects. *MNRAS*, 286, 895–919.
- Lucas, R. (1991). The IRAM Plateau de Bure interferometer. In T. J. Cornwell & R. A. Perley (Eds.), *IAU Colloq. 131: Radio Interferometry. Theory, Techniques, and Applications*, volume 19 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 449–452).
- Lumme, K. & Rahola, J. (1994). Light scattering by porous dust particles in the discrete-dipole approximation. *ApJ*, 425, 653–667.
- Lyo, A.-R., Ohashi, N., Qi, C., Wilner, D. J., & Su, Y.-N. (2011). Millimeter Observations of the Transition Disk around HD 135344B (SAO 206462). *AJ*, 142, 151.
- Lyra, W., Johansen, A., Zsom, A., Klahr, H., & Piskunov, N. (2009). Planet formation bursts at the borders of the dead zone in 2D numerical simulations of circumstellar disks. *A&A*, 497, 869–888.
- Madlener, D., Wolf, S., Dutrey, A., & Guilloteau, S. (2012). The circumstellar disk of HH 30. Searching for signs of disk evolution with multi-wavelength modeling. *A&A*, 543, A81.
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Liebert, J. (2002). Post-T Tauri Stars in the Nearest OB Association. *AJ*, 124, 1670–1694.
- Mannings, V. & Emerson, J. P. (1994). Dust in discs around T Tauri stars: Grain growth? *MNRAS*, 267, 361–378.

- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217, 425–433.
- Max, C. E. (2009). Introduction to Adaptive Optics. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts 214*, volume 214 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*.
- Mayor, M. & Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378, 355–359.
- McCabe, C., Duchêne, G., & Ghez, A. M. (2003). The First Detection of Spatially Resolved Mid-Infrared Scattered Light from a Protoplanetary Disk. *ApJ*, 588, L113–L116.
- McCabe, C., Ghez, A. M., Prato, L., Duchêne, G., Fisher, R. S., & Telesco, C. (2006). Investigating Disk Evolution: A High Spatial Resolution Mid-Infrared Survey of T Tauri Stars. *ApJ*, 636, 932–951.
- McClure, M. K., Furlan, E., Manoj, P., Luhman, K. L., Watson, D. M., Forrest, W. J., Espaillat, C., Calvet, N., D’Alessio, P., Sargent, B., Tobin, J. J., & Chiang, H.-F. (2010). The Evolutionary State of the Pre-main Sequence Population in Ophiuchus: A Large Infrared Spectrograph Survey. *ApJS*, 188, 75–122.
- Merín, B., Brown, J. M., Oliveira, I., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., Bottinelli, S., Evans, II, N. J., Cieza, L., Spezzi, L., Alcalá, J. M., Harvey, P. M., Blake, G. A., Bayo, A., Geers, V. G., Lahuis, F., Prusti, T., Augereau, J.-C., Olofsson, J., Walter, F. M., & Chiu, K. (2010). A Spitzer c2d Legacy Survey to Identify and Characterize Disks with Inner Dust Holes. *ApJ*, 718, 1200–1223.
- Meru, F. & Bate, M. R. (2010). Exploring the conditions required to form giant planets via gravitational instability in massive protoplanetary discs. *MNRAS*, 406, 2279–2288.
- Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J., & Wyatt, M. C. (2007). Evolution of Circumstellar Disks Around Normal Stars: Placing Our Solar System in Context. *Protostars and Planets V*, (pp. 573–588).
- Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330, 377–445.
- Millour, F. (2008). All you ever wanted to know about optical long baseline stellar interferometry, but were too shy to ask your adviser. *New A Rev.*, 52, 177–185.
- Mizuno, H. (1980). Formation of the Giant Planets. *Progress of Theoretical Physics*, 64, 544–557.

- Monnier, J. D. (2003). Optical interferometry in astronomy. *Reports on Progress in Physics*, 66, 789–857.
- Montesinos Armijo, M. (2012). Review: Accretion Disk Theory. *ArXiv e-prints*.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., Dittkrist, K.-M., Klahr, H., & Henning, T. (2012a). Characterization of exoplanets from their formation. II. The planetary mass-radius relationship. *A&A*, 547, A112.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., & Henning, T. (2012b). Characterization of exoplanets from their formation. I. Models of combined planet formation and evolution. *A&A*, 547, A111.
- Moriarty-Schieven, G. H., Wannier, P. G., Keene, J., & Tamura, M. (1994). Circumprotostellar environments. 2: Envelopes, activity, and evolution. *ApJ*, 436, 800–806.
- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. (1998). The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping. *A&A*, 336, 150–172.
- Najita, J. R., Carr, J. S., Strom, S. E., Watson, D. M., Pascucci, I., Hollenbach, D., Gorti, U., & Keller, L. (2010). Spitzer Spectroscopy of the Transition Object TW Hya. *ApJ*, 712, 274–286.
- Najita, J. R., Strom, S. E., & Muzerolle, J. (2007). Demographics of transition objects. *MNRAS*, 378, 369–378.
- Nakagawa, Y., Sekiya, M., & Hayashi, C. (1986). Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. *Icarus*, 67, 375–390.
- Narayan, R. & Nityananda, R. (1986). Maximum entropy image restoration in astronomy. *ARA&A*, 24, 127–170.
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., Henning, T., Waters, R., & Wilner, D. (2007). Dust in Protoplanetary Disks: Properties and Evolution. *Protostars and Planets V*, (pp. 767–781).
- Okuzumi, S. (2009). Electric Charging of Dust Aggregates and its Effect on Dust Coagulation in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 698, 1122–1135.
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Takeuchi, T., & Sakagami, M.-a. (2011a). Electrostatic Barrier Against Dust Growth in Protoplanetary Disks. I. Classifying the Evolution of Size Distribution. *ApJ*, 731, 95.

- Okuzumi, S., Tanaka, H., Takeuchi, T., & Sakagami, M.-a. (2011b). Electrostatic Barrier Against Dust Growth in Protoplanetary Disks. II. Measuring the Size of the "Frozen" Zone. *ApJ*, 731, 96.
- Oliveira, I., Pontoppidan, K. M., Merín, B., van Dishoeck, E. F., Lahuis, F., Geers, V. C., Jørgensen, J. K., Olofsson, J., Augereau, J.-C., & Brown, J. M. (2010). A Spitzer Survey of Protoplanetary Disk Dust in the Young Serpens Cloud: How do Dust Characteristics Evolve with Time? *ApJ*, 714, 778–798.
- Olofsson, J., Benisty, M., Augereau, J.-C., Pinte, C., Ménard, F., Tatulli, E., Berger, J.-P., Malbet, F., Merín, B., van Dishoeck, E. F., Lacour, S., Pontoppidan, K. M., Monin, J.-L., Brown, J. M., & Blake, G. A. (2011). Warm dust resolved in the cold disk around T Chamaeleontis with VLTI/AMBER. *A&A*, 528, L6.
- Owen, J. E., Clarke, C. J., & Ercolano, B. (2012). On the theory of disc photoevaporation. *MNRAS*, 422, 1880–1901.
- Owen, J. E., Ercolano, B., Clarke, C. J., & Alexander, R. D. (2010). Radiation-hydrodynamic models of X-ray and EUV photoevaporating protoplanetary discs. *MNRAS*, 401, 1415–1428.
- Padgett, D., Stapelfeldt, K., & Sargent, A. (2001). Millimeter Interferometry of HST Circumstellar Disks. In C. E. Woodward, M. D. Bica, & J. M. Shull (Eds.), *Tetons 4: Galactic Structure, Stars and the Interstellar Medium*, volume 231 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 586).
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., Strom, S. E., Terebey, S., & Koerner, D. (1999). HUBBLE SPACE TELESCOPE/NICMOS Imaging of Disks and Envelopes around Very Young Stars. *AJ*, 117, 1490–1504.
- Padmanabhan, T. (2000). *Theoretical Astrophysics - Volume 1, Astrophysical Processes*.
- Papaloizou, J. C. B. & Lin, D. N. C. (1995). Theory Of Accretion Disks I: Angular Momentum Transport Processes. *ARA&A*, 33, 505–540.
- Papaloizou, J. C. B. & Terquem, C. (1999). Critical Protoplanetary Core Masses in Protoplanetary Disks and the Formation of Short-Period Giant Planets. *ApJ*, 521, 823–838.
- Papaloizou, J. C. B. & Terquem, C. (2006). Planet formation and migration. *Reports on Progress in Physics*, 69, 119–180.
- Pascucci, I., Hollenbach, D., Najita, J., Muzerolle, J., Gorti, U., Herczeg, G. J., Hillenbrand, L. A., Kim, J. S., Carpenter, J. M., Meyer, M. R., Mamajek, E. E., & Bouwman, J. (2007). Detection of [Ne II] Emission from Young Circumstellar Disks. *ApJ*, 663, 383–393.

- Pety, J. (2005). Successes of and Challenges to GILDAS, a State-of-the-Art Radio-astronomy Toolkit. In F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Pagani (Eds.), *SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise* (pp. 721).
- Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. (2006). Resolving the inner dust disks surrounding LkCa 15 and MWC 480 at mm wavelengths. *A&A*, 460, L43–L47.
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., Stapelfeldt, K. R., Schneider, G., Olofsson, J., Panić, O., Augereau, J. C., Duchêne, G., Krist, J., Pontoppidan, K., Perrin, M. D., Grady, C. A., Kessler-Silacci, J., van Dishoeck, E. F., Lommen, D., Silverstone, M., Hines, D. C., Wolf, S., Blake, G. A., Henning, T., & Stecklum, B. (2008). Probing dust grain evolution in IM Lupi's circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc. *A&A*, 489, 633–650.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. (1996). Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124, 62–85.
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., Smette, A., Ireland, M. J., & Brown, J. (2008). Spectroastrometric Imaging of Molecular Gas within Protoplanetary Disk Gaps. *ApJ*, 684, 1323–1329.
- Pontoppidan, K. M., Dullemond, C. P., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., Evans, II, N. J., Kessler-Silacci, J. E., & Lahuis, F. (2005). Ices in the Edge-on Disk CRBR 2422.8-3423: Spitzer Spectroscopy and Monte Carlo Radiative Transfer Modeling. *ApJ*, 622, 463–481.
- Pott, J., Perrin, M. D., Furlan, E., Ghez, A. M., Herbst, T. M., & Metchev, S. (2010). Ruling Out Stellar Companions and Resolving the Innermost Regions of Transitional Disks with the Keck Interferometer. *ApJ*, 710, 265–278.
- Preibisch, T. & Mamajek, E. (2008). *The Nearest OB Association: Scorpius-Centaurus (Sco OB2)*, (pp. 235). Handbook of Star Forming Regions, Volume II.
- Qi, C. (2005). The MIR Cookbook. <http://www.cfa.harvard.edu/cqi/mircook.html>.
- Quillen, A. C., Blackman, E. G., Frank, A., & Varnière, P. (2004). On the Planet and the Disk of COKU TAURI/4. *ApJ*, 612, L137–L140.
- Quirrenbach, A. (2001). Optical Interferometry. *ARA&A*, 39, 353–401.
- Rafikov, R. R. (2005). Can Giant Planets Form by Direct Gravitational Instability? *ApJ*, 621, L69–L72.
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., & Brooks, K. J. (2010). Dust grain growth in  $\rho$ -Ophiuchi protoplanetary disks. *A&A*, 521, A66.

- Rice, W. K. M., Wood, K., Armitage, P. J., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. (2003). Constraints on a planetary origin for the gap in the protoplanetary disc of GM Aurigae. *MNRAS*, 342, 79–85.
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. (2007). Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models. *ApJS*, 169, 328–352.
- Ruden, S. P. & Pollack, J. B. (1991). The dynamical evolution of the protosolar nebula. *ApJ*, 375, 740–760.
- Ruge, J. P., Wolf, S., Uribe, A. L., & Klahr, H. H. (2013). Tracing large-scale structures in circumstellar disks with ALMA. *A&A*, 549, A97.
- Safronov, V. S. & Zvjagina, E. V. (1969). Relative Sizes of the Largest Bodies during the Accumulation of Planets. *Icarus*, 10, 109.
- Salyk, C., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., & Brown, J. M. (2009). High-resolution 5  $\mu\text{m}$  Spectroscopy of Transitional Disks. *ApJ*, 699, 330–347.
- Salyk, C., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., & Brown, J. M. (2011). CO Rovibrational Emission as a Probe of Inner Disk Structure. *ApJ*, 743, 112.
- Sauter, J. & Wolf, S. (2011). Observing dust settling and coagulation in circumstellar discs. Selected constraints from high resolution imaging. *A&A*, 527, A27.
- Sauter, J., Wolf, S., Launhardt, R., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Pinte, C., Duchêne, G., Ménard, F., McCabe, C.-E., Pontoppidan, K., Dunham, M., Bourke, T. L., & Chen, J.-H. (2009). The circumstellar disc in the Bok globule CB 26. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope. *A&A*, 505, 1167–1182.
- Scheegerer, A. A., Wolf, S., Hummel, C. A., Quanz, S. P., & Richichi, A. (2009). Tracing the potential planet-forming regions around seven pre-main-sequence stars. *A&A*, 502, 367–383.
- Schräpler, R. & Blum, J. (2011). The Physics of Protoplanetesimal Dust Agglomerates. VI. Erosion of Large Aggregates as a Source of Micrometer-sized Particles. *ApJ*, 734, 108.
- Schütz, O., Meeus, G., & Sterzik, M. F. (2005). Mid-IR observations of circumstellar disks. I. Pre-main sequence objects. *A&A*, 431, 165–174.
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24, 337–355.

- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. (1987). Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *ARA&A*, 25, 23–81.
- Sicilia-Aguilar, A., Bouwman, J., Juhász, A., Henning, T., Roccatagliata, V., Lawson, W. A., Acke, B., Feigelson, E. D., Tielens, A. G. G. M., Decin, L., & Meeus, G. (2009). The Long-Lived Disks in the  $\eta$  Chamaeleontis Cluster. *ApJ*, 701, 1188–1203.
- Sicilia-Aguilar, A., Hartmann, L., Calvet, N., Megeath, S. T., Muzerolle, J., Allen, L., D’Alessio, P., Merín, B., Stauffer, J., Young, E., & Lada, C. (2006). Disk Evolution in Cep OB2: Results from the Spitzer Space Telescope. *ApJ*, 638, 897–919.
- Sicilia-Aguilar, A., Henning, T., & Hartmann, L. W. (2010). Accretion in Evolved and Transitional Disks in CEP OB2: Looking for the Origin of the Inner Holes. *ApJ*, 710, 597–612.
- Silverstone, M. D., Meyer, M. R., Mamajek, E. E., Hines, D. C., Hillenbrand, L. A., Najita, J., Pascucci, I., Bouwman, J., Kim, J. S., Carpenter, J. M., Stauffer, J. R., Backman, D. E., Moro-Martin, A., Henning, T., Wolf, S., Brooke, T. Y., & Padgett, D. L. (2006). Formation and Evolution of Planetary Systems (FEPS): Primordial Warm Dust Evolution from 3 to 30 Myr around Sun-like Stars. *ApJ*, 639, 1138–1146.
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. (2000). Dynamical Masses of T Tauri Stars and Calibration of Pre-Main-Sequence Evolution. *ApJ*, 545, 1034–1043.
- Simon, M. & Prato, L. (1995). Disk Dissipation in Single and Binary Young Star Systems in Taurus. *ApJ*, 450, 824.
- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., Edwards, S., Strom, K. M., & Shure, M. A. (1990). A sensitive 10-micron search for emission arising from circumstellar dust associated with solar-type pre-main-sequence stars. *AJ*, 99, 1187–1195.
- Smette, A. & Vanzi, L. (2011). *VISIR User Manual*. ESO, Issue88.
- Spatschek, K.-H. (2003). *Astrophysik. Eine Einführung in Theorie und Grundlagen*. Teubner B.G. GmbH, Stuttgart.
- Spitzer, L. (1962). *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience, 2nd edition.
- Stapelfeldt, K. R., Krist, J. E., Ménard, F., Bouvier, J., Padgett, D. L., & Burrows, C. J. (1998). An Edge-On Circumstellar Disk in the Young Binary System HK Tauri. *ApJ*, 502, L65.
- Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Watson, A. M., Krist, J. E., Dougados, C., Padgett, D. L., & Brandner, W. (2003). Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of the Disk and Jet of HV Tauri C. *ApJ*, 589, 410–418.



- Stark, D. P., Whitney, B. A., Stassun, K., & Wood, K. (2006). Near-Infrared Synthetic Images of Protostellar Disks and Envelopes. *ApJ*, 649, 900–913.
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. (1989). Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building. *AJ*, 97, 1451–1470.
- Strom, S. E. (1972). Optical and Infrared Observations of Young Stellar Objects - an Informal Review. *PASP*, 84, 745.
- Sutton, E. C. & Wandelt, B. D. (2006). Optimal Image Reconstruction in Radio Interferometry. *ApJS*, 162, 401–416.
- Tatulli, E., Benisty, M., Ménard, F., Varnière, P., Martin-Zaïdi, C., Thi, W.-F., Pinte, C., Massi, F., Weigelt, G., Hofmann, K.-H., & Petrov, R. G. (2011). Constraining the structure of the planet-forming region in the disk of the Herbig Be star HD 100546. *A&A*, 531, A1.
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. (1984). The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. *ApJ*, 286, 529–551.
- Thalmann, C., Grady, C. A., Goto, M., Wisniewski, J. P., Janson, M., Henning, T., Fukagawa, M., Honda, M., Mulders, G. D., Min, M., Moro-Martín, A., McElwain, M. W., Hodapp, K. W., Carson, J., Abe, L., Brandner, W., Egner, S., Feldt, M., Fukue, T., Golota, T., Guyon, O., Hashimoto, J., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Ishii, M., Kandori, R., Knapp, G. R., Kudo, T., Kusakabe, N., Kuzuhara, M., Matsuo, T., Miyama, S., Morino, J.-I., Nishimura, T., Pyo, T.-S., Serabyn, E., Shibai, H., Suto, H., Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E. L., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., & Tamura, M. (2010). Imaging of a Transitional Disk Gap in Reflected Light: Indications of Planet Formation Around the Young Solar Analog LkCa 15. *ApJ*, 718, L87–L91.
- Thamm, E., Steinacker, J., & Henning, T. (1994). Ambiguities of parametrized dust disk models for young stellar objects. *A&A*, 287, 493–502.
- Thi, W. F., Pontoppidan, K. M., van Dishoeck, E. F., Dartois, E., & d’Hendecourt, L. (2002). Detection of abundant solid CO in the disk around CRBR 2422.8-3423. *A&A*, 394, L27–L30.
- Thommes, E. W., Duncan, M. J., & Levison, H. F. (2003). Oligarchic growth of giant planets. *Icarus*, 161, 431–455.
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. (2001). *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. John Wiley and Sons, 2nd edition.

- Thompson, R. I., Rieke, M., Schneider, G., Hines, D. C., & Corbin, M. R. (1998). Initial On-Orbit Performance of NICMOS. *ApJ*, 492, L95.
- Toomre, A. (1964). On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, 139, 1217–1238.
- Ubach, C., Maddison, S. T., Wright, C. M., Wilner, D. J., Lommen, D. J. P., & Kóribalski, B. (2012). Grain growth signatures in the protoplanetary discs of Chamaeleon and Lupus. *MNRAS*, 425, 3137–3161.
- Uchida, K. I., Calvet, N., Hartmann, L., Kemper, F., Forrest, W. J., Watson, D. M., D’Alessio, P., Chen, C. H., Furlan, E., Sargent, B., Brandl, B. R., Herter, T. L., Morris, P., Myers, P. C., Najita, J., Sloan, G. C., Barry, D. J., Green, J., Keller, L. D., & Hall, P. (2004). The State of Protoplanetary Material 10 Million years after Stellar Formation: Circumstellar Disks in the TW Hydrae Association. *ApJS*, 154, 439–442.
- Ulrich, R. K. (1976). An infall model for the T Tauri phenomenon. *ApJ*, 210, 377–391.
- van der Marel, N., van Dishoeck, E. F., Bruderer, S., Birnstiel, T., Pinilla, P., Dullemond, C. P., van Kempen, T. A., Schmalzl, M., Brown, J. M., Herczeg, G. J., Mathews, G. S., & Geers, V. (2013). A major asymmetric dust trap in a transition disk. *Science*, 340, 1199–1202.
- van Kempen, T. A., van Dishoeck, E. F., Salter, D. M., Hogerheijde, M. R., Jørgensen, J. K., & Boogert, A. C. A. (2009). The nature of the Class I population in Ophiuchus as revealed through gas and dust mapping. *A&A*, 498, 167–194.
- Voshchinnikov, N. V. (2002). In the Kitchen of Dust Modeling. In G. Videen & M. Kocifaj (Eds.), *Optics of Cosmic Dust* (pp. 1–11).
- Watson, A. M., Stapelfeldt, K. R., Wood, K., & Ménard, F. (2007). Multiwavelength Imaging of Young Stellar Object Disks: Toward an Understanding of Disk Structure and Dust Evolution. *Protostars and Planets V*, (pp. 523–538).
- Watson, D. M., Leisenring, J. M., Furlan, E., Bohac, C. J., Sargent, B., Forrest, W. J., Calvet, N., Hartmann, L., Nordhaus, J. T., Green, J. D., Kim, K. H., Sloan, G. C., Chen, C. H., Keller, L. D., d’Alessio, P., Najita, J., Uchida, K. I., & Houck, J. R. (2009). Crystalline Silicates and Dust Processing in the Protoplanetary Disks of the Taurus Young Cluster. *ApJS*, 180, 84–101.
- Weidenschilling, S. J. (1977). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *MNRAS*, 180, 57–70.

- Weidenschilling, S. J. & Cuzzi, J. N. (1993). Formation of planetesimals in the solar nebula. In E. H. Levy & J. I. Lunine (Eds.), *Protostars and Planets III* (pp. 1031–1060).
- Weidenschilling, S. J., Spaute, D., Davis, D. R., Marzari, F., & Ohtsuki, K. (1997). Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm. *Icarus*, 128, 429–455.
- Weidling, R., Güttler, C., Blum, J., & Brauer, F. (2009). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. III. Compaction in Multiple Collisions. *ApJ*, 696, 2036–2043.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. (2001). Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *ApJ*, 548, 296–309.
- White, R. J. & Ghez, A. M. (2001). Observational Constraints on the Formation and Evolution of Binary Stars. *ApJ*, 556, 265–295.
- Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., & Wolff, M. J. (2003). Two-dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. I. Effects of Geometry on Class I Sources. *ApJ*, 591, 1049–1063.
- Wien, W. (1896). Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. *Annalen der Physik*, 294, 662–669.
- Wilking, B. A. (1989). The formation of low-mass stars. *PASP*, 101, 229–243.
- Wilking, B. A., Lebofsky, M. J., Kemp, J. C., Martin, P. G., & Rieke, G. H. (1980). The wavelength dependence of interstellar linear polarization. *ApJ*, 235, 905–910.
- Williams, J. P. & Cieza, L. A. (2011). Protoplanetary Disks and Their Evolution. *ARA&A*, 49, 67–117.
- Wolf, S. (2003a). Efficient Radiative Transfer in Dust Grain Mixtures. *ApJ*, 582, 859–868.
- Wolf, S. (2003b). MC3D-3D continuum radiative transfer, Version 2. *Computer Physics Communications*, 150, 99–115.
- Wolf, S., Henning, T., & Stecklum, B. (1999). Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method. *A&A*, 349, 839–850.
- Wolf, S. & Klahr, H. (2002). Large-Scale Vortices in Protoplanetary Disks: On the Observability of Possible Early Stages of Planet Formation. *ApJ*, 578, L79–L82.

- Wolf, S., Malbet, F., Alexander, R., Berger, J.-P., Creech-Eakman, M., Duchêne, G., Dutrey, A., Mordasini, C., Pantin, E., Pont, F., Pott, J.-U., Tatulli, E., & Testi, L. (2012). Circumstellar disks and planets. Science cases for next-generation optical/infrared long-baseline interferometers. *A&A Rev.*, 20, 52.
- Wolf, S., Moro-Martín, A., & D'Angelo, G. (2007). Signatures of planets in protoplanetary and debris disks. *Planet. Space Sci.*, 55, 569–581.
- Wolf, S., Padgett, D. L., & Stapelfeldt, K. R. (2003). The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus. *ApJ*, 588, 373–386.
- Wolf, S., Schegerer, A., Beuther, H., Padgett, D. L., & Stapelfeldt, K. R. (2008). Submillimeter Structure of the Disk of the Butterfly Star. *ApJ*, 674, L101–L104.
- Wolk, S. J. & Walter, F. M. (1996). A Search for Protoplanetary Disks Around Naked T Tauri Stars. *AJ*, 111, 2066.
- Wright, E. L. (1987). Long-wavelength absorption by fractal dust grains. *ApJ*, 320, 818–824.
- Youdin, A. N. & Goodman, J. (2005). Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 620, 459–469.
- Young, M. (1997). *Optik, Laser, Wellenleiter*. Springer Berlin Heidelberg, 1. Auflage.
- Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., & Dullemond, C. P. (2010). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. *A&A*, 513, A57.

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Hilfe und Unterstützung vieler Menschen nicht möglich gewesen und ihnen allen gebührt meine tiefe Dankbarkeit. Insbesondere bedanke ich mich bei ...

- ... *Sebastian Wolf* für die sehr gute Betreuung dieser Dissertation, seine Geduld und kontinuierliche Unterstützung sowie ein allzeit offenes Ohr für Fragen und Probleme.
- ... meinem Bürokollegen *Manuel Jung*, durch dessen fröhliche und freundschaftliche Art mein Arbeitsalltag stets bereichert wurde.
- ... *Manuel Jung, Jan Philipp Ruge, Jürgen Sauter, Steve Ertel, Florian Kirchschlager, Tobias Illenseer* und *Florian Ober* für die vielen überaus hilfreichen Diskussionen, wertvollen Tipps und Ratschläge sowie ihre uneingeschränkte Hilfsbereitschaft.
- ... all meinen Freunden und Kollegen in der Arbeitsgruppe am Institut für Theoretische Physik und Astrophysik für das unglaublich freundliche und hilfsbereite Arbeitsklima, welches ich stets sehr schätzte.
- ... *Brigitte Kuhr* und *Holger Boll* für die unentbehrliche Hilfe bei bürokratischen und technischen Fragen oder Problemen.
- ... allen Korrekturlesern für die Mühe sowie die zahlreichen Anmerkungen und Verbesserungsvorschläge, die mir außerordentlich hilfreich waren.

Diese Arbeit wurde durch die Finanzierung durch die Forschergruppe 759 „The Formation of Planets: The Critical First Growth Phase“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht.

*Die letzten Worte dieser Dissertation gehören meiner Familie. Ohne euch würde ich nicht da stehen, wo ich jetzt bin. Ich danke euch von ganzem Herzen für eure Liebe, euer Vertrauen und eure Unterstützung.*

*Vielen Dank.*



# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass

1. ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe,
2. die Arbeit keiner anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen hat oder vorliegt,
3. Teile der Arbeit veröffentlicht worden sind: Gräfe et al. (2011), Gräfe & Wolf (2013), Gräfe et al. (2013) und
4. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Christian Gräfe