

Der Einfluss poröser Staubkörner auf das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben

Beobachtungen und Scheibenmodellierungen

Dissertation

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

vorgelegt

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

von

Florian Kirchschrager

Kiel 2015

Erster Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Wolf
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Holger Kersten
Tag der mündlichen Prüfung: 13. Mai 2015
Zum Druck genehmigt: 13. Mai 2015

gez. Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl, Dekan

Geh nicht gelassen in die gute Nacht

Geh nicht gelassen in die gute Nacht,
Glüh, rase Alter, weil dein Tag vergeht,
Verfluch den Tod des Lichts mit aller Macht.

Denn weise Männer, wissend, nichts was sie gedacht
Hat Licht gebracht ins Dunkel, und es ist zu spät,
Geh nicht gelassen in die gute Nacht.

Und gute Männer, brüllen, schon der letzten Welle Fracht,
Und denkend ihrer Mühn, im Meer verweht,
Verfluchen Tod des Lichts mit aller Macht.

Und wilde Männer, die der Sonne Pracht,
Im Fluge singend fingen, die nun untergeht,
Geh nicht gelassen in die gute Nacht.

Und ernsten Männer, blind schon, wächst Verdacht,
Auch blindes Auge lacht und blitzt, eh es vergeht,
Verfluchen Tod des Lichts mit aller Macht.

Und du mein Vater, den der bei dir wacht,
Verdamm und segne weinend ihn. Hier mein Gebet:
Geh nicht gelassen in die gute Nacht.
Verfluch den Tod des Lichts mit aller Macht.

Dylan Thomas, *Do not go gentle into that good night*

Zusammenfassung

Zirkumstellare Scheiben sind Ansammlungen von Gas und Staub um einen Stern. Sie stellen den Entstehungsort von Planetesimalen und Planeten dar, weshalb die Untersuchung ihres Aufbaus und ihrer Zusammensetzung eine große Bedeutung besitzt. Der in der Scheibe eingebettete Staub bestimmt die Kontinuumsstrahlung der Scheibe, weshalb eine genaue Kenntnis der Zusammensetzung und Form der Staubkörner wichtig ist. In der vorliegenden Arbeit werden dazu die Eigenschaften poröser Staubkörner sowie die Auswirkungen auf das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben untersucht. Darüber hinaus werden Beobachtungen und Modellierungen zirkumstellarer Scheiben präsentiert, welche es ermöglichen, Scheiben- und Staubkorneigenschaften einzuschränken.

Die Berechnung der optischen Eigenschaften wie die Absorptions- und Streufähigkeit der porösen Staubteilchen erfolgt mit der Methode der Diskreten Dipol-Approximation. Es werden Strahlungstransportsimulationen für eine parametrisierte Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe durchgeführt, wobei die abgeleiteten optischen Eigenschaften poröser Staubkörner verwendet werden. Dabei werden die räumliche Temperaturverteilung der Scheibe, die spektrale Energieverteilung, Streukarten und Karten der polarisierten Streustrahlung berechnet. Die Ergebnisse unter Verwendung von porösen Staubkörnern werden mit entsprechenden Ergebnissen verglichen, welche mit kompakten, sphärischen Teilchen erzielt werden. Es zeigt sich, dass Kornporosität einen starken Einfluss auf die simulierten Größen besitzt. Weiterhin wird mit dem Wechsel der Polarisationsrichtung in einzelnen Scheibenbereichen ein Effekt festgestellt, welcher diagnostisches Potential zum Nachweis verschiedener Staubeigenschaften wie etwa der Porosität besitzt.

Des Weiteren werden Studien zu zwei realen zirkumstellaren Scheiben durchgeführt. Dazu wird eine Beobachtung der protoplanetaren Scheibe von FS Tau B mit dem Instrument NACO am *Very Large Telescope* vorgestellt. In Kombination mit einer räumlich aufgelösten Beobachtung im nahen Infrarot sowie der spektralen Energieverteilung erfolgt mit Hilfe von Strahlungstransportsimulationen eine detaillierte Modellierung der Staubverteilung sowie der Staubeigenschaften der Scheibe von FS Tau B. Das ermittelte Modell kann die wesentlichen Beobachtungsdaten reproduzieren. Weiterhin wird Staubkornwachstum in der Scheibe nachgewiesen. Die zweite Studie untersucht die Scheibe HIP 22263, bei der es sich um eine im Entwicklungsstadium bereits fortgeschrittene, sogenannte Debris-Scheibe handelt. Unter Verwendung von räumlich aufgelösten Beobachtungen im fernen Infrarot sowie der spektralen Energieverteilung wird eine Scheibenmodellierung durchgeführt, die einen relativ schmalen Ring ergibt. Beide Studien geben Einblicke in die räumliche Dichteverteilung und die Staubkorneigenschaften in den Scheiben und leisten damit einen Beitrag zum Verständnis der Scheibenentwicklung und damit der Entstehung von Planeten.

Abstract

Circumstellar disks are accumulations of gas and dust around a star. Since they represent the birth-place of planetesimals and planets, their structure and composition is of great importance. The dust embedded in the disk determines the disk's continuum radiation. Hence a precise knowledge of the composition and shape of the dust particles is necessary. In this thesis the properties of porous dust grains are investigated and the effect of dust grain porosity on the appearance of circumstellar disks is examined. Moreover, observations and modeling of circumstellar disks are presented which enable to constrain the properties of the disks and the dust grains.

The calculation of the optical properties such as absorption and scattering of the dust particles are performed using the method of discrete dipole approximation. Radiative transfer simulations are carried out for a parameterized disk-distribution, applying the derived optical properties for the porous dust grains. The spatial temperature distribution of the disk, the spectral energy distribution, scattering maps and maps of the polarized scattered radiation are calculated. The results using porous dust grains are compared with the corresponding results for compact, spherical particles. In conclusion, grain porosity has a strong influence on the quantities simulated. Moreover, an effect is observed which describes a change of the polarization direction in selected disk regions and which possesses a diagnostic potential for detection of different dust properties such as porosity.

Furthermore, studies of two real circumstellar disks are conducted. An observation of the protoplanetary disk of FS Tau B using the instrument *NACO* at the *Very Large Telescope* is presented. Combining this with a spatially resolved observation in the near-infrared as well as the spectral energy distribution, a detailed modeling of the dust distribution and dust properties of the disk of FS Tau B is constructed using radiative transfer simulations. This model reproduces the essential observational data. Moreover, grain growth is detected in the disk. The second study examines the disk HIP 22263, which is already in an advanced stage of development, classified as debris disk. Using spatially resolved far-infrared observations as well as the spectral energy distribution, disk modeling is performed, which results in a relatively narrow ring. Both studies provide insights into the spatial density distribution and the dust grain properties in the disks and thus contribute to the understanding of disk evolution and the formation of planets.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Entwicklung zirkumstellarer Scheiben	3
2.2	Das Modell der zirkumstellaren Scheibe	5
2.3	Der Staub in zirkumstellaren Scheiben	6
2.4	Strahlungstheorie	8
2.5	Polarisierte Strahlung	11
2.5.1	Die Grundlagen der Polarisation	11
2.5.2	Der Stokes-Formalismus	12
2.5.3	Polarisationsänderung durch Staubteilchen	14
2.6	Berechnung der optischen Eigenschaften von Vollkugeln	15
2.7	Simulationen des Strahlungstransports	16
2.8	Beobachtung von zirkumstellaren Scheiben	17
2.8.1	Photometrie	17
2.8.2	Bildgebende Verfahren	18
2.8.3	Polarimetrie	20
2.8.4	Multiwellenlängen-Beobachtungen	20
3	Grundlagen zu porösen Staubkörnern	23
3.1	Motivation zu porösen Staubkörnern	23
3.2	Berechnung der optischen Eigenschaften poröser Staubteilchen	25
3.2.1	Die Diskrete Dipol-Approximation	26
3.2.2	Das Programm DDSCAT	29
3.2.3	Gültigkeitsbedingung für das Programm DDSCAT	30
3.2.4	Empirische Gültigkeitsbedingung	31
3.3	Modell für porösen Staub	32
3.4	Poröse Teilchen im direkten Strahlungsfeld	35
3.4.1	Absorption und Streuung poröser Teilchen	35
3.4.2	Polarisation	36
3.4.3	Blowout-Größe und Staubtemperatur	37

4	Poröse Staubkörner in protoplanetaren Scheiben	39
4.1	Motivation	39
4.2	Vorgehen	40
4.3	Verwendete Scheiben- und Staubparameter	40
4.4	Ergebnisse	41
4.4.1	Temperaturverteilung	41
4.4.2	Spektrale Energieverteilung	43
4.4.3	Streulichtkarten	45
4.4.4	Polarisationskarten	46
4.5	Vergleich bei konstanter Staubmasse	49
4.6	Zusammenfassung	51
5	Der Effekt des radial ausgerichteten Polarisationsvektors	53
5.1	Beschreibung des Effekts	53
5.2	Abhängigkeit von der Inklination und der Wellenlänge	54
5.3	Parameterstudie zur radialen Ausrichtung	56
5.4	Diskussion zur Ursache der radialen Ausrichtung	58
5.4.1	Vielfachstreuung	58
5.4.2	Der photometrische und polarimetrische Oppositionseffekt	59
5.4.3	Mie-Streuung	60
5.4.4	Mie-Streuung und ein eingeschränkter Streuwinkelbereich	63
5.5	Die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors als diagnostisches Hilfsmittel	65
5.6	Zusammenfassung	65
6	Die zirkumstellare Scheibe um FS Tau B	67
6.1	Das System FS Tau	67
6.2	Motivation zur Studie von FS Tau B	68
6.3	Beobachtung im L_p -Band	69
6.3.1	Das Instrument NACO	70
6.3.2	Der Ablauf der Beobachtung	71
6.4	Datenreduktion	71
6.5	Ergebnisse der Beobachtung im L_p -Band	74
6.6	Weitere Beobachtungsdaten	76
6.6.1	Spektrale Energieverteilung	76
6.6.2	Beobachtungen im nahen Infrarot	80
6.7	Modellierung	81
6.7.1	Früherer Modellierungsversuch	81
6.7.2	Das Modell	82
6.7.3	Anpassungsgüte	84
6.7.4	Vorgehen	85

6.8	Ergebnisse der Modellierung	86
6.8.1	Beschreibung des besten Modells	87
6.8.2	Die spektrale Energieverteilung	90
6.8.3	Karten und Helligkeitsprofile	90
6.8.4	Die Temperaturverteilung	94
6.8.5	Gravitationsstabilität der Scheibe	95
6.9	Diskussion und Zusammenfassung	96
7	Modellierung von Debris-Scheiben am Beispiel von HIP 22263	99
7.1	Das System HIP 22263	99
7.2	Motivation zur Beobachtung von Debris-Scheiben mit dem <i>Herschel</i> -Teleskop	100
7.3	Einordnung der Studie und Vorgehen	101
7.4	<i>Herschel</i> -Beobachtung und Datenreduktion	102
7.5	Vorbereitung der Modellierung	103
7.5.1	Helligkeitsprofile der <i>Herschel</i> -Beobachtung	103
7.5.2	Weitere Beobachtungsdaten	105
7.6	Modellierung	106
7.6.1	Scheibenmodell	107
7.6.2	Das Modellierungsprogramm	108
7.6.3	Das Verfahren des „Simulated Annealing“	108
7.7	Ergebnisse der Modellierung	110
7.7.1	Dichte- und Korngrößenverteilung	110
7.7.2	Spektrale Energieverteilung und Helligkeitsprofile	111
7.7.3	Modellierung einer flachen Oberflächendichte	115
7.7.4	Vergleich mit anderen Modellierungsmethoden	116
7.8	Diskussion und Zusammenfassung	117
8	Einordnung, Resümee und Ausblick	119
	Anhang	123
A	Astrophysikalische Einheiten und Konstanten	123
B	Ableitung für das Toomre-Kriterium	123
	Abkürzungsverzeichnis	125
	Literaturverzeichnis	127
	Danksagung	135
	Eidesstattliche Erklärung	137

1 Einleitung

Die Entstehung von Planeten ist ein wesentliches und noch nicht vollständig verstandenes Thema der modernen Astrophysik. Motiviert durch die Planeten in unserem Sonnensystem sowie durch die Vielfalt der in den letzten beiden Jahrzehnten immens angewachsenen Zahl an identifizierten Exoplaneten ist die Bemühung groß, die Entstehung und Entwicklung der Planeten zu ergründen, um nicht zuletzt die Bedingungen des Ursprungs der Erde zu verstehen. Dazu ist die Untersuchung der Mechanismen erforderlich, die an der Entstehung der Planeten beteiligt sind. Aufgrund der hohen Komplexität und Diversität der ablaufenden Mechanismen stellt dies eine große Herausforderung dar. Theoretische Ansätze und Simulationsergebnisse müssen mit Beobachtungsdaten in Verbindung gebracht werden, mit dem Ziel, ein konsistentes Gesamtbild des Entstehungs- und Entwicklungsprozesses zu erhalten.

Nach derzeitigem Verständnis entstehen Planeten innerhalb weniger Millionen Jahre in Gas- und Staubsammlungen um junge Sterne, in den sogenannten zirkumstellaren Scheiben. Als Geburtsstätte von Planetesimalen und Planeten besitzen die Scheiben und insbesondere ihr Aufbau und ihre Zusammensetzung eine große Bedeutung für die Planetenentwicklung. Deshalb stehen in dieser Arbeit die zirkumstellaren Scheiben sowie ihre Bestandteile im Vordergrund. Die jungen Scheiben bestehen vorwiegend aus Gas und nur etwa ein Prozent der Masse liegt in Form von kleinen Festkörperpartikeln vor, deren Teilchenradien geringer als ein Mikrometer sind. Das visuelle Erscheinungsbild der Scheibe ist im Wesentlichen durch diese kleinen Teilchen bestimmt. Darüber hinaus stellen die Teilchen die Bausteine dar, aus denen sich durch Staubkornwachstum die Planetesimale bilden können. Die Staubteilchen werden häufig als sphärisch und kompakt angenommen, was eine starke Vereinfachung darzustellen scheint. Beispielsweise wurden in unserem Sonnensystem bereits Partikel mit fraktaler Struktur und Gestalt entdeckt, und auch für interstellare Staubteilchen gibt es Hinweise für das Vorkommen irregulärer Formen. Der Grund für die häufige Annahme einer sphärischen Teilchenform ist die relativ einfache Berechnungsmöglichkeit ihrer Absorptions- und Streueigenschaften, welche sich für anders geformte Partikel als sehr aufwändig erweist. Das Verhalten irregulär geformter Teilchen bezüglich der Absorptions- und Streufähigkeit kann sich aber stark von dem der kompakten, sphärischen Teilchen unterscheiden. Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich daher mit der Annahme komplexerer Staubkorneigenschaften, namentlich porösen Teilchen. Es werden die Absorptions- und Streueigenschaften poröser

Teilchen berechnet, die Auswirkungen auf die gestreute und reemittierte Strahlung junger, zirkumstellarer Scheiben untersucht und die Ergebnisse mit denen der sphärischen, kompakten Staubteilchen verglichen.

Neben dem theoretischen Ansatz, welcher analytische Modelle und numerische Simulationen verwendet, sind ebenso die Durchführung und Auswertung realer Beobachtungen zur Erweiterung des Verständnisses der Scheibenentwicklung notwendig. Beide Felder ergänzen sich, indem durch Beobachtungen versucht wird, theoretische Vorhersagen zu bestätigen, und die theoretischen Ansätze wiederum zur Erklärung und Interpretation von Beobachtungsergebnissen verwendet und gegebenenfalls erweitert werden. Insbesondere durch die Kombination von Beobachtungsdaten bei verschiedenen Wellenlängen kann eine Modellierung der Staub- und Korngrößenverteilung in der Scheibe erfolgen, was wiederum detaillierte Aussagen zum Entwicklungsstatus der individuellen Scheibe ermöglicht.

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses poröser Staubteilchen auf zirkumstellare Scheiben sowie die Modellierung von Scheiben verschiedener Entwicklungsstadien auf der Grundlage diverser Beobachtungen. Die Arbeit gliedert sich in drei Teile. Zunächst (Kap. 2) werden die grundlegenden Informationen bereitgestellt, welche die zirkumstellaren Scheiben, das Staubmaterial und die Ausbreitung von Strahlung umfassen. Es werden allgemeine Charakteristika zur Simulation des Strahlungstransports und zur Beobachtung zirkumstellarer Scheiben erläutert.

Der zweite Teil dieser Arbeit (Kap. 3 – 5) beinhaltet Studien zu porösen Staubkörnern. Es wird die Diskrete Dipol-Approximation vorgestellt, mit deren Hilfe die optischen Eigenschaften poröser Staubteilchen berechnet werden. Auf dieser Grundlage erfolgt die Untersuchung der Eigenschaften poröser Staubteilchen im direkten Strahlungsfeld. Darüber hinaus werden Strahlungstransportsimulationen durchgeführt und der Einfluss der Kornporosität auf das Erscheinungsbild protoplanetarer Scheiben untersucht. Im Streulicht wird ein Wechsel der Polarisationsrichtung festgestellt und dessen Abhängigkeit von der Kornporosität erarbeitet.

Im dritten Teil (Kap. 6 und 7) werden Studien zu zwei realen zirkumstellaren Scheiben vorgestellt. Dabei wird mit FS Tau B und HIP 22263 jeweils ein Vertreter der jungen protoplanetaren Scheiben und ein Vertreter der im Entwicklungsstatus fortgeschrittenen Debris-Scheiben untersucht. Zu den Objekten werden die durchgeführten Beobachtungen vorgestellt, detaillierte Modellierungen präsentiert und die Ergebnisse diskutiert.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen geschaffen. Zunächst wird die Entstehung und Entwicklung der zirkumstellaren Scheiben erläutert (Abschn. 2.1) und ein Modell für die Dichteverteilung der Scheiben vorgestellt (Abschn. 2.2). Anschließend erfolgt in Abschnitt 2.3 eine Beschreibung der Zusammensetzung des Staubes, der eine wichtige Komponente der zirkumstellaren Scheiben darstellt. Da die Strahlung, die von den zirkumstellaren Scheiben abgegeben wird, die wesentliche Möglichkeit zur Untersuchung der Scheiben darstellt, wird in den Abschnitten 2.4 und 2.5 auf die Strahlungstheorie im Allgemeinen sowie auf die Theorie zur polarisierten Strahlung eingegangen. Die Berechnung der optischen Eigenschaften von sphärischen Teilchen sowie die Simulation des Strahlungstransports wird in den Abschnitten 2.6 und 2.7 vorgestellt, bevor in Abschnitt 2.8 Beobachtungsgrößen und -verfahren erläutert werden.

2.1 Entwicklung zirkumstellarer Scheiben

Ein stellares System entsteht durch den Gravitationskollaps eines dichten Molekülwolkenkerns (z. B. Cameron 1962, 1973; Terebey u. a. 1984; Shu u. a. 1987). Der Großteil der Masse sammelt sich im zentralen Bereich, in welchem sich ein einzelner oder mehrere Protosterne bilden können (z. B. Mathieu u. a. 2000). Aufgrund der Drehimpulserhaltung formt sich aus einem Teil des Materials ein ausgedehntes, relativ flaches Objekt um den Protostern, welches als zirkumstellare Scheibe bezeichnet wird. Entsprechend ihrer zeitlichen Entwicklung werden zirkumstellare Scheibe in protoplanetare Scheiben, Übergangsscheiben (engl.: „transitional disks“) und Debris-Scheiben unterteilt.¹ In dieser Arbeit werden protoplanetare Scheiben (Kap. 4, 5 und 6) und Debris-Scheiben (Kap. 7) behandelt.

¹ Sehr junge zirkumstellare Scheiben werden häufig auch als protostellare Scheiben bezeichnet, um hervorzuheben, dass sie zeitgleich mit dem zentralen Protostern entstehen. Sie bilden die Vorstufe von protoplanetaren Scheiben. Nicht immer wird zwischen beiden Begriffen klar unterschieden. In dieser Arbeit wird ausschließlich der Begriff der protoplanetaren Scheibe verwendet.

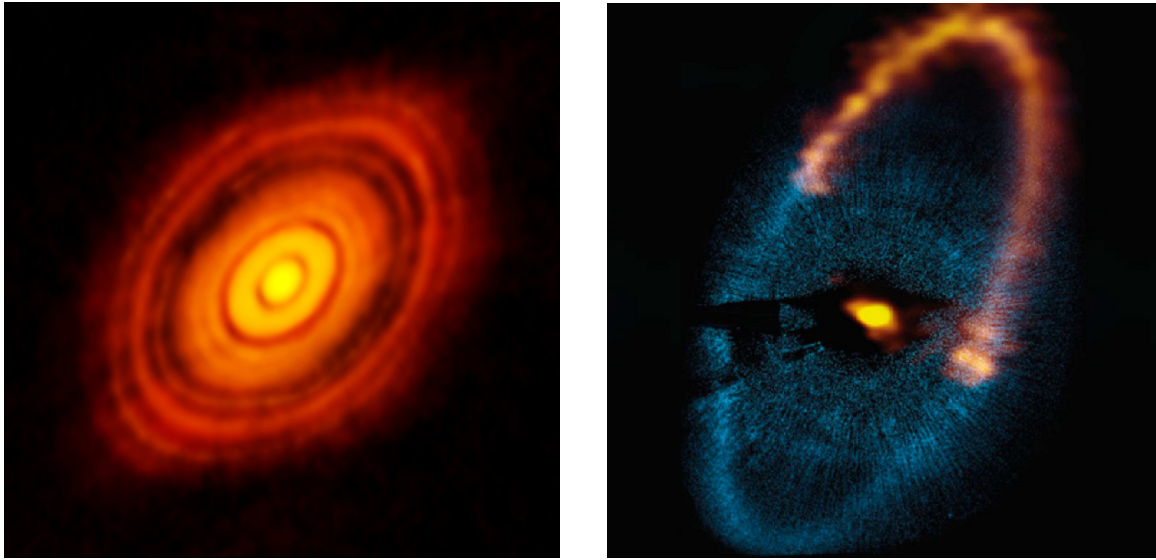


Abbildung 2.1: Links: Beobachtung der protoplanetaren Scheibe um HL Tau mit dem *ALMA*-Teleskop bei der Wellenlänge $\lambda = 1.3$ mm (ESO/NAOJ/NRAO). Rechts: Kompositbild (Walsh & Testi 2012) der Debris-Scheibe um Fomalhaut, bestehend aus einer *Hubble*-Beobachtung im optischen Wellenlängenbereich (blau; Kalas u. a. 2005, 2008) und einer Beobachtung mit *ALMA* bei der Wellenlänge $\lambda = 850$ μm (orange; Boley u. a. 2012).

Aufgrund der Entstehungsgeschichte und ihres geringen Alters bestehen protoplanetare Scheiben (Abb. 2.1) aus dem gleichen Material wie das interstellare Medium (ISM), sodass 99 % der Masse Gas (vorwiegend Wasserstoff) und ungefähr 1 % Staub entsprechen (z. B. Hildebrand 1983). Die Ausdehnung der Scheiben beträgt meist mehrere Hundert Astronomische Einheiten bei einer Gesamtmasse von $\sim 0.001 - 0.1 M_{\odot}$ (z. B. Andrews & Williams 2005).

Im Laufe der Zeit entwickeln sich die Scheiben bezüglich ihrer Struktur und Zusammensetzung. Verschiedene physikalische Prozesse führen zu ihrer allmählichen Auflösung in einem Zeitraum von bis zu ca. 20 Millionen Jahren (Skrutskie u. a. 1990; Strom u. a. 1993; Haisch u. a. 2001). Die wesentlichen Auflösungsprozesse sind die Akkretion von Scheibenmaterial auf den Protostern (z. B. Hartmann u. a. 1998) sowie der durch Strahlung der Zentralkomponente oder nahegelegener, externer Strahlungsquellen verursachte Strahlungsdruck (Burns u. a. 1979) und Photoevaporation (z. B. Hollenbach u. a. 1994). Des Weiteren sind in diesem Zusammenhang das Wachstum und die Fragmentation der Staubkörner (z. B. Dullemond & Dominik 2005; Blum & Wurm 2008), die Entstehung von Planeten (z. B. Armitage 2010), die Planet-Scheibe- (z. B. Goldreich & Tremaine 1980) und die Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkungen (z. B. Balbus & Hawley 1991), der Poynting-Robertson-Effekt (Poynting 1903; Robertson 1937) sowie Störungen durch den nahen Vorübergang anderer Sterne (z. B. Muñoz u. a. 2015) zu nennen. Staubkornwachstum führt zur Entstehung größerer Körper bis einschließlich Planetesimale und Planeten, auf welche die genannten Auflösungsprozesse keine oder nur eine minimale, vernachlässigbare Wirkung haben (z. B. Wyatt 2008). Weiterhin besitzt die Entwicklung der

protoplanetaren Scheiben einen großen Einfluss auf die Entstehung von Planeten. Die genannten physikalischen Prozesse bewirken, dass sich die Scheibe nach und nach auflöst, und für den Fall, dass Planetesimale und Planeten entstanden sind, nur diese zurückbleiben. Dennoch wird in wesentlich älteren Systemen die thermische Reemission von Staub festgestellt, was auf das Vorhandensein einer Scheibe hindeutet (z. B. [Aumann u. a. 1984](#)). Diese als Debris-Scheiben (Abb. 2.1) bezeichneten Objekte sind wesentlich masseärmer und bestehen fast ausschließlich aus Staub (z. B. [Matthews u. a. 2014](#)). Aufgrund der scheibenauflösenden Prozesse muss das Staubmaterial der Scheibe ständig neu zugeführt werden. Gängige Theorien gehen davon aus, dass dieses Material aus ständigen Kollisionen und der Fragmentation von Planetesimalen stammt. Der Nachweis von Staub in einem älteren System ist damit ein indirekter Hinweis dafür, dass im Verlauf der Scheibenentwicklung Staubkornwachstum bis hin zur Entstehung von Planetesimalen stattgefunden haben muss.

2.2 Das Modell der zirkumstellaren Scheibe

In der vorliegenden Arbeit wird, soweit nicht anders angegeben, für die Dichteverteilung der zirkumstellaren Scheibe der parametrisierte, radialsymmetrische Ansatz von [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) verwendet, welcher in Zylinderkoordinaten lautet:

$$\rho(R, z) = \rho_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{h(R)} \right]^2 \right). \quad (2.1)$$

Dabei ist z der Abstand zur Scheibenmittelebene und R der auf die Mittelebene projizierte, radiale Abstand zum Zentralstern. Die Skalenhöhe ist eine Funktion des Radius,

$$h(R) = h_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^\beta, \quad (2.2)$$

und wird durch die Größe $h_0 = h(R_0)$ skaliert, wobei der Referenzradius R_0 in dieser Arbeit auf 100 AE gesetzt wird. Die geometrischen Parameter α und β beschreiben jeweils das radiale Dichteprofil sowie die vertikale Aufweitung der Scheibe (engl.: „disk flaring“). Die Scheibe erstreckt sich zwischen einem Innenradius R_i und einem Außenradius R_a . Im geringsten Fall entspricht der Innenradius dem Sublimationsradius der Scheibe. Der Parameter $\rho_0 = \rho(R_0, 0)$ ist ein Skalierungsfaktor für die Gesamtmasse der Scheibe (siehe Gl. 2.4 und B.3). Unter der Annahme, dass der Staub an das Gas gekoppelt ist, kann die Gleichung 2.1 sowohl die Dichteverteilung des Gases als auch die des Staubes beschreiben. Im Folgenden beziehe sich ρ_0 auf die Dichteverteilung des Staubes. Für das Massenverhältnis von Gas-zu-Staub wird der Standardwert 100 gewählt (z. B. [Hildebrand 1983](#)).

Die Dichteverteilung 2.1 wurde ursprünglich für eine vertikal isotherme, hydrostatische, nicht-selbstgravitierende Scheibe abgeleitet. Die Anwendbarkeit auf protoplanetare Scheiben wurde aber durch D'Alessio u. a. (1998, 1999, 2001) bestätigt. Des Weiteren wurde dieser Ansatz bereits in früheren Studien erfolgreich gewählt, so z. B. für den Butterfly-Star IRAS 04302+2247 (Wolf u. a. 2003; Gräfe u. a. 2013), CB 26 (Sauter u. a. 2009), HH 30 (Burrows u. a. 1996; Wood u. a. 1998, 2002; Cotera u. a. 2001; Pety u. a. 2006; Madlener u. a. 2012), HK Tauri (Stapelfeldt u. a. 1998), HV Tauri C (Stapelfeldt u. a. 2003), IM Lupi (Pinte u. a. 2008) und IRAS 4158+2805 (Glauser u. a. 2008).

Die Integration der Dichteverteilung 2.1 entlang der z -Koordinate ergibt unter Verwendung von $p = \alpha - \beta$ die Verteilung der Oberflächendichte des Staubes,

$$\begin{aligned}\Sigma(R) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(R, z) dz \\ &= \sqrt{2\pi} \rho_0 h_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-p}.\end{aligned}\quad (2.3)$$

Die Staubmasse der Scheibe ergibt sich durch Integration der Oberflächendichte,

$$\begin{aligned}M_{\text{Staub}} &= \int_0^{2\pi} \int_{R_i}^{R_a} \Sigma(R) R dR d\phi \\ &= \sqrt{8\pi^3} \rho_0 h_0 R_0^p \begin{cases} \left(\frac{R_a^{2-p} - R_i^{2-p}}{2-p} \right) & \text{falls } p \neq 2, \\ \ln \left(\frac{R_a}{R_i} \right) & \text{falls } p = 2. \end{cases}\end{aligned}\quad (2.4)$$

2.3 Der Staub in zirkumstellaren Scheiben

Aufgrund der Entstehung aus kollabierenden Molekülwolkenkernen entspricht die Zusammensetzung junger Scheiben dem Material des ISM. Die Scheiben bestehen damit zu 99 % ihrer Masse aus Gas (Wasserstoff, Helium und zu einem geringen Anteil aus schwereren Elementen, die in der Astrophysik als Metalle bezeichnet werden) und zu etwa 1 % aus kleinen Festkörperpartikeln verschiedener Größe und Zusammensetzung. Diese Festkörperpartikel, auch als Staub bezeichnet, können aufgrund der niedrigen Dichte nur mit geringer Wahrscheinlichkeit im ISM gebildet werden und entstehen im Wesentlichen in den ausgedehnten, kühlen Hüllen von Sternen im fortgeschrittenen Entwicklungsstadium sowie durch Materieabstoßungen in Form von Sternenwinde, Supernovae oder Novae (z. B. Ferrarotti & Gail 2006; Zhukovska u. a. 2008).

Obwohl der Staub nur einen geringen Massenanteil der protoplanetaren Scheiben ausmacht, stellt er die wesentliche Komponente für den Strahlungstransport in den Scheiben dar. Deshalb sind genaue Kenntnisse über die chemische Zusammensetzung, Teilchengröße, Form und mineralogische Struktur der Staubkörner wichtig, aber aufgrund der großen Distanzen zu den Objekten nur begrenzt vorhanden. Die Spektren der Scheiben enthalten Absorptionsbanden und Emissionssignaturen, die Hinweise auf die Zusammensetzung der Staubpartikel liefern. Aufgrund der großen Anzahl an möglichen Staubkonfigurationen sind die Spektren aber keine eindeutigen Identifikationsmöglichkeiten und weitere Methoden sind erforderlich. Eine Möglichkeit bietet die Untersuchung des in unserem Sonnensystem vorkommenden Staubmaterials. Einzelne Raumfahrtmissionen führen zu Kometen und Asteroiden und untersuchen vor Ort die Materialbeschaffenheiten (z. B. die Mission *Deep Impact*; A'Hearn u. a. 2005) oder bringen eingefangene Staubproben zur Erde (Missionen *Hayabusa* und *Stardust*; Abe u. a. 2006; Westphal u. a. 2014). In den obersten Schichten der Erdatmosphäre können interplanetare Staubpartikel eingesammelt und untersucht werden (z. B. Brownlee u. a. 1977). Meteoriten sind eine weitere Quelle für interplanetaren Staub (z. B. Clayton & Nittler 2004; Abb. 2.2). Des Weiteren bieten Laborexperimente die Möglichkeit, die optischen Eigenschaften verschiedener Materialien (z. B. Dorschner u. a. 1995; Mutschke u. a. 1998) sowie die Kollisionen von Staubkörnern im Rahmen der Staub- und Scheibenentwicklung zu untersuchen (z. B. Blum & Wurm 2008).

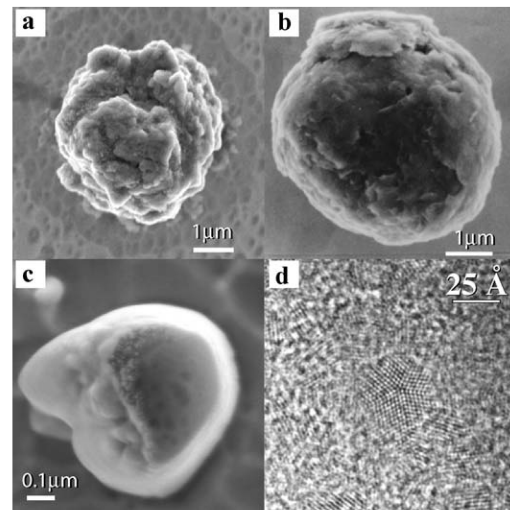


Abbildung 2.2: Präsolare Staubkörner, entdeckt in Meteoriten. Rasterelektronenmikroskopien von einem (a) SiC-Korn, (b) Graphit-Korn, (c) Al₂O₃-Korn sowie (d) Transmissionselektronenmikroskopie von Nanodiamanten (Clayton & Nittler 2004).

Die beiden gängigsten Staubkomponenten, die in zirkumstellaren Scheiben festgestellt werden, sind Silikat und Kohlenstoff. Das so genannte „astronomische Silikat“ wurde aus Labor- und Beobachtungsdaten abgeleitet, um damit die interstellare Extinktion reproduzieren zu können (Draine & Lee 1984; Laor & Draine 1993; Weingartner & Draine 2001). Bei den Wellenlängen $\sim 10 \mu\text{m}$ und $\sim 18 \mu\text{m}$ besitzt das Silikat charakteristische Absorptionsbanden, deren Ursprung in Vibrationsanregungen der SiO-Bindung des Silikatmoleküls liegt (z. B. Dorschner u. a. 1988). Andere Studien offenbaren eine große Varietät von Silikaten in Form von amorphem Pyroxen ($\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$, $x \in \mathbb{R}_{\leq 1}$), amorphem Olivin ($\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2-2x}\text{SiO}_4$) und kristallinem Olivin (Dorschner u. a. 1995). Die am häufigsten angenommene Form von Kohlenstoff in den Staubteilchen ist Graphit. Es ist anisotrop, sodass die optischen Eigenschaften von der Ausrichtung des Materials abhängig sind (vgl. Abschn. 2.6). Daneben treten auch amorpher Kohlenstoff sowie

polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoff-Moleküle (PAHs) mit sehr kleinen Radien um 10 nm auf (Draine 2003a). Kohlenstoff besitzt eine hohe Absorptionsfähigkeit im ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich, aber keine markanten Merkmale wie die Absorptionsbanden des Silikats. Alternative Staubmodelle verwenden diverse chemische Verbindungen, wobei mit Wassereis (H_2O), Siliziumcarbid (SiC), Korund (Al_2O_3) und Spinell (MgAl_2O_4) nur die häufigsten Substanzen genannt sind.

In der vorliegenden Arbeit wird für die Untersuchung der porösen Staubeilchen reines astronomisches Silikat verwendet. Die Modellierung der protoplanetaren Scheibe FS Tau B (Kap. 6) geschieht auf der Grundlage einer Mischung aus 62.5% astronomischem Silikat und 37.5% kristallinem Graphit, während die Modellierung der Debris-Scheibe von HIP 22263 (Kap. 7) mit astronomischem Silikat und Eis erfolgt. Die Kornradien a folgen einer Größenverteilung

$$dn \propto a^{-q} da, \quad (2.5)$$

wobei dn die Anzahl der Teilchen wiedergibt, welche einen Radius $a' \in [a, a + da]$ besitzen. Der Korngrößenexponent nimmt in einer Kollisionenkaskade den Wert $q = 3.5$ an (Dohnanyi 1969; vgl. Mathis u. a. 1977). Die Verteilung wird von einem minimalen Kornradius a_{\min} und einem maximalen Kornradius a_{\max} begrenzt. Für die Verteilung des ISM betragen $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$.

2.4 Strahlungstheorie

Elektromagnetische Strahlung ist die bedeutendste Informationsquelle bei der Untersuchung von Objekten außerhalb unseres Sonnensystems. Wenn sich die Strahlung in einem Medium ausbreitet, wird sie wellenlängenabhängig absorbiert, gestreut oder passiert das Medium ungehindert. Die Beschreibung der Strahlungsausbreitung in einem Medium wird als Strahlungstransport bezeichnet. In diesem Abschnitt soll eine Darstellung der Größen erfolgen, welche für den Strahlungstransport relevant sind. Für eine ausführlichere Betrachtung sei auf Bohren & Huffman (1983), Krügel (2002), Unsöld & Baschek (2004) und Weigert u. a. (2009) verwiesen.

Die **Intensität** I_ν einer Strahlung ist die Energie, welche pro Zeiteinheit, Einheitsraumwinkel und Einheitsfrequenzbereich an der Stelle ν durch eine senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung stehende Einheitsfläche abgegeben wird. Es sei darauf hingewiesen, dass sich diese und die meisten folgenden Formulierungen anstelle der Frequenzabhängigkeit ν auch in Abhängigkeit der Wellenlänge λ schreiben lassen. Dabei gilt:

$$\lambda I_\lambda = \nu I_\nu. \quad (2.6)$$

Unter der Annahme, dass ein stellares Objekt als ein Schwarzkörperstrahler der Effektivtemperatur T_* angenommen werden kann, beträgt die beobachtete Intensität $I_\nu = B_\nu(T_*)$. Dabei bezeichnet $B_\nu(T_*)$ das **Plancksche Strahlungsgesetz**

$$B_\nu(T_*) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_*}\right) - 1}, \quad (2.7)$$

wobei c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante beschreibt (für die Konstanten siehe Anhang A).

Wenn das stellare Objekt eine zirkumstellare Scheibe besitzt, kann die stellare Strahlung mit den Staubteilchen der Scheibe wechselwirken. Neben Absorption und Streuung tritt auch thermische Reemission des Staubes auf. Die durch die genannten Interaktionen bewirkte Änderung der Intensität dI_ν entlang der Wegstrecke ds wird durch die **Strahlungstransportgleichung**² beschrieben:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + j_\nu. \quad (2.8)$$

Dabei sind κ_ν der Absorptions-, σ_ν der Streu- und j_ν der Emissionskoeffizient, welche vom Staubmaterial, der Teilchendichte sowie von der Frequenz der Strahlung abhängig sind. Die Summe aus κ_ν und σ_ν ergibt den Extinktionskoeffizienten, der in der Literatur oft mit k_ν angegeben wird. Aufgrund der Verwechslungsgefahr mit dem Absorptionskoeffizienten κ_ν wird k_ν fortan nicht mehr verwendet.

Die Lösung der Strahlungstransportgleichung 2.8 kann bei Kenntnis der Zusammensetzung des Mediums die Vorhersage der zu erwartenden Intensität ermöglichen, oder aber bei vorliegenden Beobachtungsdaten Rückschlüsse auf die Zusammensetzung liefern.

Unter der Annahme, dass sich das Staubmaterial im thermischen Gleichgewicht befindet und die Temperatur T_{Staub} besitzt, gilt nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz, dass sich Strahlungsabsorption und -emission einander entsprechen. In Kombination mit der Zeit-Umkehr-Symmetrie und einer Wahrscheinlichkeitsbedingung für Prozesse (z. B. Absorption) und Umkehrprozesse (Emission) folgt dann $j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{Staub}})$, wodurch Emissions- und Absorptionskoeffizient miteinander verknüpft werden. Für eine ausführlichere Betrachtung sei auf [Kattawar & Eisner \(1970\)](#) verwiesen.

Es werden nun zwei Fälle für die Strahlungstransportgleichung 2.8 betrachtet:

- (i) Es wird nur die Absorption und Streuung berücksichtigt und die Emission vernachlässigt ($j_\nu = 0$). Dies spiegelt den Fall wider, dass Strahlung mit der anfänglichen Intensität $I_{\nu,0}$ ein Medium der Dicke s durchdringt. Dann folgt aus

² Die Formulierung von Gleichung 2.8 ist eindimensional und zeitunabhängig und gilt unter Vernachlässigung von Zwei- und Mehrfachstreuung. Ferner wird vorausgesetzt, dass sich die Frequenz während des Streuprozesses nicht ändert. Für eine allgemeinere Form entlang der Richtung \vec{n} muss die linke Seite von Gleichung 2.8 durch $\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{n} \cdot \nabla)\right] I_\nu$ ersetzt werden.

der Strahlungstransportgleichung das **Bouguer-Lambert-Beersche Gesetz**³:

$$\begin{aligned} I_\nu &= I_{\nu,0} \exp\left(-\int_0^s (\kappa_\nu + \sigma_\nu) ds'\right) \\ &= I_{\nu,0} \exp(-\tau_\nu). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Dabei ist τ_ν die **optische Tiefe** des Mediums, welche ein Maß dafür ist, wie gut die Strahlung das Medium passieren kann:

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

Das Medium wird als optisch dünn bezeichnet, falls $\tau_\nu \ll 1$. Für $\tau_\nu \gg 1$ liegt ein für die entsprechende Frequenz optisch dickes (opakes) Medium vor. Des Weiteren kann die **optische Extinktion** A_V definiert werden als

$$\begin{aligned} A_V &= 2.5 \log_{10}(\exp(\tau_V)) \\ &\approx 1.086 \tau_V. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dabei ist τ_V die optische Tiefe im Band V ($\lambda = 0.548 \mu\text{m}$, siehe Tab. 2.1).

- (ii) Im zweiten Fall wird nur die thermische Emission des Mediums betrachtet und die Streuung und Absorption vernachlässigt (optisch dünner Fall). Dann folgt mit der Strahlungstransportgleichung:

$$I_\nu = \int_0^s \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{Staub}}) ds'. \quad (2.12)$$

Bisher wurde ein kontinuierliches Medium betrachtet. Für den Fall, dass Strahlung auf ein einzelnes, diskretes Staubkorn fällt, können die Wirkungsquerschnitte C_{sca} und C_{abs} angegeben werden, die ein Maß für den gestreuten und absorbierten Strahlungsanteil sind. Die Querschnitte C_{sca} und C_{abs} und der Extinktionsquerschnitt $C_{\text{ext}} = C_{\text{sca}} + C_{\text{abs}}$ haben die Dimension einer Fläche und sind abhängig von der Größe, Form, Orientierung und chemischen Zusammensetzung des Staubkorns, sowie vom Polarisationsstatus und der Frequenz der einfallenden Strahlung. Sie sind generell unabhängig von der Staubtemperatur⁴. Es sei σ_{geo} die geometrische Querschnittsfläche des Staubkorns, projiziert in die Ebene senkrecht zur Einfallsrichtung der Strahlung. Dann folgen die **Effizienzfaktoren der Streuung, Absorption und Extinktion**:

$$Q_{\text{sca}} = \frac{C_{\text{sca}}}{\sigma_{\text{geo}}}, \quad Q_{\text{abs}} = \frac{C_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{geo}}}, \quad Q_{\text{ext}} = \frac{C_{\text{ext}}}{\sigma_{\text{geo}}}. \quad (2.13)$$

³ Meist als Lambert-Beersches Gesetz bezeichnet; nicht zu verwechseln mit dem Lambertschen Gesetz.

⁴ Eine geringfügige Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex des Staubmaterials und damit auch der Absorptions- und Streuquerschnitte wird vernachlässigt.

Die dimensionslosen Effizienzfaktoren sind wie die Wirkungsquerschnitte ein Maß für die Streuung, Absorption und Extinktion des Teilchens, beziehen sich aber auf die geometrische Querschnittsfläche als Referenzgröße. Die Bezeichnung „Effizienz“ darf nicht darüber hinwegtäuschen, dass die Effizienzfaktoren auch Werte größer als eins annehmen können. Sie sollten daher lediglich als dimensionslose Wirkungsquerschnitte betrachtet werden.

Beim Übergang von einem kontinuierlichen Medium zu einem einzelnen Staubkorn wird in Gleichung 2.12 $\int_0^s \kappa_\nu ds'$ durch den Effizienzfaktor der Absorption ersetzt, sodass folgt:

$$I_\nu = Q_{\text{abs}} B_\nu(T_{\text{Staub}}). \quad (2.14)$$

An dieser Stelle lässt sich der **Fluss** F_ν einer Strahlung formulieren, welcher die Energie wiedergibt, die pro Zeiteinheit und Frequenzintervall an der Stelle ν durch die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung stehende Einheitsfläche fließt. Mit $F_\nu = \pi I_\nu$ folgt dann:

$$F_\nu = \pi Q_{\text{abs}} B_\nu(T_{\text{Staub}}). \quad (2.15)$$

Die Gleichung 2.15 ist für die thermische Reemission von Staubkörnern von zentraler Bedeutung. Bei der Beobachtung von Objekten außerhalb unseres Sonnensystems haben die Flüsse in SI-Einheiten ($\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) meist sehr kleine Zahlenwerte, weshalb F_ν auch in der Einheit Jansky angegeben wird, wobei $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Für die Objekte können auch Bilder bei einzelnen Wellenlängen aufgenommen werden. Der Fluss des Objekts ist dann über eine ausgedehnte Fläche räumlich verteilt. Dies sei im Rahmen dieser Arbeit als **Flussdichte** bezeichnet und habe die Einheit $\text{Jy}/('' \times '')$. Es sei darauf hingewiesen, dass die Begriffe Fluss und Flussdichte in der Literatur häufig synonym verwendet werden und daher Verwechslungsgefahr besteht.

2.5 Polarisierte Strahlung

Polarisierte Strahlung kann zur Untersuchung zirkumstellarer Scheiben verwendet werden (Kap. 4 und 5). In diesem Unterkapitel wird deshalb auf die Grundlagen der Polarisation sowie auf den Stokes-Formalismus eingegangen.

2.5.1 Die Grundlagen der Polarisation

Die Polarisation einer Welle beschreibt deren Schwingungsrichtung. Gegeben sei ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) und eine monochromatische Welle, welche sich in z -Richtung ausbreitet. Die Vektoren des elektrischen Feldes \vec{E} , des magnetischen Feldes \vec{B}

sowie der Vektor der Ausbreitungsrichtung stehen jeweils im rechten Winkel zueinander. Es ist unerheblich, ob als Polarisationsrichtung die Schwingungsrichtung des elektrischen oder des magnetischen Feldes gewählt wird. In der Folge sei die Polarisationsrichtung auf den elektrischen Feldstärkevektor bezogen. Dessen Komponenten E_x und E_y sind im Allgemeinen zueinander phasenverschoben und besitzen unterschiedliche Amplituden. In der xy -Ebene zeichnen die Komponenten dann eine Ellipse, welche als Polarisations- oder Schwingungsellipse mit den großen und kleinen Halbachsen a und b ($a \geq b$) bekannt ist.

Die Welle wird dann als $\begin{cases} \text{linear polarisiert} \\ \text{zirkular polarisiert} \\ \text{elliptisch polarisiert} \end{cases}$ bezeichnet, falls $\begin{cases} a > 0 \text{ und } b = 0, \\ a = b \text{ und } b > 0, \\ a > 0 \text{ und } b \geq 0. \end{cases}$

Für die lineare Polarisation ist die Schwingungsellipse ein Strich und für die zirkulare Polarisation ein Kreis, womit zwei Spezialfälle der elliptischen Polarisation vorliegen. Weiterhin lässt sich jede elliptisch polarisierte Welle aus der Überlagerung von einer linear polarisierten und einer zirkular polarisierten Welle darstellen.

Die Polarisationsellipse wird durch vier Parameter beschrieben, die unterschiedlich gewählt werden können. Eine einfache Möglichkeit dazu stellen die beiden Halbachsen a und b , der Winkel $\gamma \in [0, \pi[$, welcher die Verkipfung der Ellipse im Vergleich zu einer Referenzachse wiedergibt, sowie der Umlaufsinn (links- oder rechtsdrehend) dar. Nach Konvention wird γ entgegen dem Uhrzeigersinn gemessen, wenn die Welle in Richtung der Ausbreitungsrichtung betrachtet wird. Alternativ können anstelle der beiden Halbachsen a und b auch die der Strahlungsintensität entsprechenden Größe $a^2 + b^2$ und der Winkel $\eta = (\arctan [b/a]) \in [0, \pi/4]$ als charakterisierende Parameter für die Ellipse gewählt werden. Eine weitere Beschreibung der Ellipse ist durch den Stokes-Formalismus gegeben, welcher im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

2.5.2 Der Stokes-Formalismus

Der Stokes-Formalismus (Stokes 1852; Chandrasekhar 1946) erlaubt die Beschreibung des Polarisationszustands einer monochromatischen Welle durch vier Parameter, den sogenannten Stokes-Parametern I, Q, U und V , welche allesamt Strahlungsintensitäten entsprechen. Zur Bestimmung der Parameter wird in sechs Einzelmessungen die Intensität der Welle nach dem Durchgang durch einen Polarisationsfilter ermittelt (Abb. 2.17). In jeder Einzelmessung wird ein anderer Polarisationsfilter verwendet. Dabei kommen vier lineare, ideale Polarisatoren zum Einsatz, welche horizontal (0°), vertikal (90°), zu 45° und zu 135° orientiert sind (gemessene Intensitäten entsprechend I_{0° , I_{90° , I_{45° und I_{135°) sowie zwei Polarisatoren, die den links- (I_{LZ}) und rechtszirkularen (I_{RZ}) Strahlungsanteil bestimmen. Die **Stokes-Parameter** sind dann folgendermaßen definiert:

$$I = I_{90^\circ} + I_{0^\circ}, \quad Q = I_{90^\circ} - I_{0^\circ}, \quad U = I_{135^\circ} - I_{45^\circ}, \quad V = I_{RZ} - I_{LZ}. \quad (2.16)$$

Die Stokes-Parameter können zum sogenannten **Stokes-Vektor** $\vec{S} = (I, Q, U, V)^T$ zusammengefasst werden. Der Parameter I entspricht der Gesamtintensität der Welle und kann alternativ zu Gleichung 2.16 auch durch die Intensitätsmessung ohne Verwendung eines Polarisationsfilters bestimmt werden, was aber eine zusätzliche Einzelmessung erfordert. Die Parameter Q und U charakterisieren die lineare und V die zirkulare Polarisation. Das Vorzeichen von V legt die Drehrichtung der zirkularen Polarisation fest, wobei ein positives Vorzeichen einen Drehsinn im Uhrzeigersinn

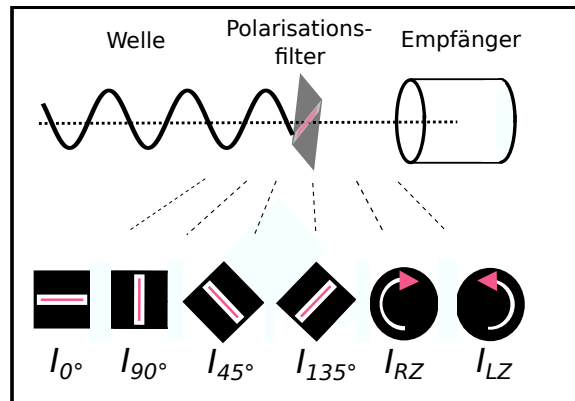


Abbildung 2.3: Messanordnung zur Bestimmung der Stokes-Parameter.

bedeutet. Die Beschreibung des Polarisationszustands der monochromatischen Welle durch die Stokes-Parameter ist weniger anschaulich als die der Polarisationsellipse in Abschnitt 2.5.1. Zudem entsprechen die Parameter Q, U und V lediglich künstlichen Strahlungsintensitäten, welche derart in der Realität nicht auftreten. Der Vorteil der Stokes-Parameter ist allerdings, dass sie sich relativ einfach mit Hilfe entsprechender Polarisationsfilter experimentell bestimmen lassen. Ferner sind sie bezüglich inkohärenten Überlagerungen elektromagnetischer Wellen additiv, ermöglichen das Festlegen der Polarisationsart und die Berechnung des Polarisationsgrades.

Die **Intensität des polarisierten Anteils** der Strahlung wird mit I_p bezeichnet. Die Stokes-Parameter lassen sich dann für eine kohärente Welle durch die Parameter der Polarisationsellipse ausdrücken:

$$\begin{aligned} I_p &= (a^2 + b^2), \\ Q &= (a^2 + b^2) \cos(2\eta) \cos(2\gamma), \\ U &= (a^2 + b^2) \cos(2\eta) \sin(2\gamma), \\ V &= (a^2 + b^2) \sin(2\eta). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Daraus folgt:

$$I_p^2 = (Q^2 + U^2 + V^2). \quad (2.18)$$

Die **Polarisationsgrad** $P \in [0, 1]$ gibt das Verhältnis des polarisierten Anteils zur Gesamtintensität der Strahlung an:

$$P = \frac{I_p}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (2.19)$$

Analog zu Gleichung 2.15 lässt sich ein **Fluss der polarisierten Strahlung** definieren:

$$F_{p,\nu} = P F_\nu. \quad (2.20)$$

Der Polarisationsgrad P lässt sich in einen **linearen Polarisationsgrad** P_L und einen **zirkularen Polarisationsgrad** P_Z zerlegen, wobei $P = \sqrt{P_L^2 + P_Z^2}$ gilt:

$$P_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (2.21)$$

$$P_Z = \frac{V}{I}. \quad (2.22)$$

In der Beschreibung des Polarisationszustands durch die Polarisationsellipse wird die Ausrichtung der linearen Polarisation durch den Winkel γ festgelegt. Dieser Winkel lässt sich auch durch die Stokes-Parameter darstellen. Aus den Gleichungen 2.17 folgt bei Division der U - und Q -Parameter: $\tan(2\gamma) = U/Q$, und damit für den **Winkel der linearen Polarisation** ($\gamma \in [0, \pi]$),

$$\gamma = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) + b \frac{\pi}{2}, \quad (2.23)$$

mit $b = 1$ für den Fall $Q < 0$, und $b = 0$ sonst.

2.5.3 Polarisationsänderung durch Staubteilchen

Der Polarisationszustand einer Welle kann sich bei Wechselwirkung mit Staubteilchen ändern. Grundsätzlich ist dies durch Absorption, Streuung und thermische Reemission möglich. Durch die Wechselwirkung wird der anfängliche Stokes-Vektor \vec{S}_0 in einen Stokes-Vektor \vec{S}_1 transformiert. Diese Transformation wird formal durch Multiplikation mit einer 4×4 -Matrix dargestellt, $\vec{S}_1 = \mathbf{M} \cdot \vec{S}_0$. Die Müller-Matrix \mathbf{M} repräsentiert die optischen Eigenschaften des Staubteilchens. Im Allgemeinen lassen sich durch die Müllermatrix aber auch optische Bauelemente wie etwa Polarisatoren oder Abschwächungsfilter beschreiben. Es gilt:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Die Matrixelemente sind abhängig vom der Größe, Form, Orientierung und Zusammensetzung der Staubteilchen sowie von der Wellenlänge und der Richtung, in welcher die Welle gestreut werden kann. Jeder Wechselwirkungsprozess wird daher durch eine eigene Müller-Matrix charakterisiert.

Die Strahlung des Zentralsterns ist im Allgemeinen vollständig unpolarisiert, womit der Stokes-Vektor $\vec{S}_0 = (I_0, 0, 0, 0)^T$ ist. Trifft die Strahlung auf ein asphärisches oder inhomogenes Teilchen, folgt $\vec{S}_1 = I_0 (S_{11}, S_{21}, S_{31}, S_{41})^T$, womit die Strahlung sowohl linear als auch zirkular polarisiert wird.

Für homogene, sphärische Teilchen vereinfacht sich die Müller-Matrix erheblich, denn es gilt $S_{11} = S_{22}$, $S_{12} = S_{21}$, $S_{33} = S_{44}$ und $S_{34} = -S_{43}$. Die übrigen Einträge haben den Wert null, sodass die Müller-Matrix folgende Form annimmt:

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Trifft die Strahlung des Zentralsterns (\vec{S}_0) auf ein homogenes, sphärisches Teilchen, folgt $\vec{S}_1 = I_0 (S_{11}, S_{12}, 0, 0)^T$. Durch die Transformation vom Bezugssystem des Staubkorns in das System der Scheibe kann der Parameter U Werte ungleich null annehmen, lediglich die Intensität und der Polarisationsgrad müssen bei der Transformation erhalten bleiben. Deshalb können homogene, sphärische Teilchen die Strahlung durch Einfachstreuung nur linear polarisieren. Der Polarisationsgrad eines Einzelstreuereignisses berechnet sich dann mit Gleichung 2.21 zu

$$P = -S_{12}/S_{11}. \quad (2.26)$$

Ferner ist für zirkuläre Polarisation Zwei- oder Mehrfachstreuung notwendig, oder aber die Berücksichtigung von asphärischen Staubteilchen.

Für die thermische Reemission lässt sich feststellen, dass das von asphärischen Teilchen emittierte Licht linear polarisiert ist, da die Amplitude der elektrischen Feldstärkekomponente entlang längerer Teilchenachsen größer ist, wohingegen sphärische Teilchen vollständig unpolarisiert strahlen.

2.6 Berechnung der optischen Eigenschaften von Vollkugeln

Die optischen Eigenschaften homogener, sphärischer, isotroper Staubteilchen werden mit dem Programm `miex` berechnet, welches auf der Mie-Theorie basiert (Mie 1908; Wolf & Voshchinnikov 2004). Dies ist insbesondere für astronomisches Silikat möglich (Draine 2003b,c). Graphit ist dagegen ein hoch anisotropes Material, weshalb es notwendig ist, die Eigenschaften bei einer parallelen und einer senkrechten Ausrichtung des elektrischen Feldes bezüglich der Kristallachse einzeln zu berechnen und anschließend die sogenannte $\frac{1}{3}$ - $\frac{2}{3}$ -Näherung durchzuführen, sodass beispielsweise für die Extinktion gilt:

$$Q_{\text{ext}}^{\text{Graphit}} = \frac{1}{3} Q_{\text{ext}}^{\parallel} + \frac{2}{3} Q_{\text{ext}}^{\perp}. \quad (2.27)$$

Draine (1988) und Draine & Malhotra (1993) zeigten die ausreichende Genauigkeit dieser Näherung.

2.7 Simulationen des Strahlungstransports

Zur Simulation der Ausbreitung von Strahlung in einem Medium wird das Strahlungstransportprogramm MC3D verwendet (Wolf u. a. 1999; Wolf 2003b). Die Lösung der Strahlungstransportgleichung 2.8 erfolgt nicht analytisch, sondern auf Grundlage der Monte-Carlo-Methode. Dabei wird der Weg von Photonen verfolgt, die sich in einer beliebigen Dichteverteilung ausbreiten, wobei die Absorption, thermische Reemission sowie mehrfache, anisotrope Streuung entsprechend den Materialeigenschaften berücksichtigt werden. Strahlungstransportsimulationen mit MC3D werden in dieser Arbeit in den Kapiteln 4, 5 und 6 durchgeführt, weshalb das Programm hier näher vorgestellt wird.

Es wird eine zirkumstellare Scheibe betrachtet, die von einer eingebetteten Strahlungsquelle geheizt wird. Für die Berechnung von räumlich aufgelösten Temperatur- und Dichteverteilungen wird ein sphärischer, auf die Strahlungsquelle zentrierter Modellraum gewählt (R, θ, ϕ) . Der Modellraum wird in Volumenelemente unterteilt, in welchen eine konstante Temperatur angenommen wird. Die Unterteilung ist in radialer Richtung logarithmisch, um den Temperaturgradienten im inneren Scheibenbereich aufzulösen, und bezüglich der Koordinate θ linear. Aufgrund der Radialsymmetrie der verwendeten Dichteverteilung (Gl. 2.1) erfolgt in dieser Arbeit keine Unterteilung bezüglich der Koordinate ϕ . Die Strahlungsquelle wird als punktförmiger Schwarzkörperstrahler angenommen und emittiert wellenlängenabhängig in zufällige Richtung eine festgelegte Anzahl an Energiepaketen (Photonen), welche mit dem Material in der Scheibe wechselwirken können. Das Programm ermöglicht das selbstkonsistente Berechnen der dreidimensionalen Temperaturverteilung des Staubes in der Scheibe und verwendet dazu das Temperaturverfahren von Bjorkman & Wood (2001) und das Absorptionskonzept von Lucy (1999), welche die Simulation der thermischen Reemissionsstrahlung ermöglichen. Des Weiteren kann sowohl die stellare als auch die reemittierte Strahlung an den Staubpartikeln der Scheibe gestreut werden, wobei das Streukonzept von Cashwell & Everett (1959) angewendet wird. Aus der Reemissions- und Streustrahlung lassen sich die spektrale Energieverteilung sowie synthetische Beobachtungsbilder berechnen. Das Strahlungsfeld wird durch den Stokes-Formalismus beschrieben (I, Q, U, V) , sodass auch die Untersuchung polarisierter Strahlung möglich ist.

Die optischen Eigenschaften der Staubteilchen, welche die Wechselwirkung der Strahlung mit den Partikeln bestimmen, werden für sphärische Teilchen mit dem in MC3D implementierten Programm `miex` berechnet (Abschn. 2.6). Alternativ erfolgt die Berechnung der optischen Eigenschaften von porösen Staubteilchen mit dem Programm `DDSCAT` (Abschn. 3.2.2), bevor mit MC3D die Strahlungstransportsimulationen durchgeführt werden. Unter Verwendung von Staubteilchen, deren Kornradien einer Größenverteilung $dn \propto a^{-q}$ da folgen (Gl. 2.5), wird weiterhin die Näherung von Wolf (2003a) zur Reduzierung des Rechenaufwands verwendet: Die optische Eigenschaft $\mathcal{O}(a)$ (z. B. Effizienzfaktoren oder Streumatrixelemente) jedes einzelnen Korns mit dem Radius a wird

durch den gewichteten Mittelwert der optischen Eigenschaften aller Kornradien ersetzt,

$$\bar{\mathcal{O}} = \frac{\sum_a \mathcal{O}(a) a^{1-q}}{\sum_a a^{1-q}}, \quad (2.28)$$

wobei die Summierung alle Kornradien $a \in [a_{\min}, a_{\max}]$ berücksichtigt.

2.8 Beobachtung von zirkumstellaren Scheiben

Der Staub bestimmt aufgrund der viel höheren Opazitäten die Temperaturverteilung und die Kontinuumsstrahlung der Scheibe (Chiang & Goldreich 1997). Linienemission und -absorption des Gases wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Die Strahlung, welche den Beobachter erreicht, kann auf verschiedene Weise detektiert und untersucht werden, worauf im Folgenden näher eingegangen wird.

2.8.1 Photometrie

Bei der Photometrie wird der Fluss eines Objekts bei einer einzelnen Wellenlänge oder für einen Wellenlängenbereich bestimmt, wobei es unerheblich ist, ob das Objekt räumlich aufgelöst werden kann. Die Verteilung der Flüsse aufgetragen gegenüber der Wellenlänge wird als spektrale Energieverteilung bezeichnet (engl.: „spectral energy distribution“, SED) und stellt eine wesentliche Informationsquelle zur Untersuchung von zirkumstellaren Scheiben dar. Die Flüsse setzen sich aus der direkten Sternstrahlung und der thermischen Reemission der Staubteilchen der Scheibe zusammen, wobei beide Strahlungskomponenten mehrfach gestreut werden können. Die einzelnen Komponenten besitzen in verschiedenen Wellenlängenbereichen unterschiedliche Bedeutung. Der kurzwellige Bereich der SED wird von der (gestreuten) stellaren Strahlung dominiert, während für längere Wellenlängen die (gestreute) thermische Reemissionsstrahlung des Staubes überwiegt. Der Übergang der dominierenden Komponente von der stellaren zur thermisch reemittierten Strahlung befindet sich für die meisten Systeme im Wellenlängenbereich zwischen $1 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m}$, wobei die genaue Übergangswellenlänge von der stellaren Quelle, der Scheibengeometrie, der Scheibenneigung und den Staubkorneigenschaften abhängig ist (vgl. Abb. 6.12 in Kap. 6).

Die thermische Reemission des Staubes wird auch als Infrarotexzess bezeichnet und stellt eine einfache Möglichkeit für den Nachweis einer zirkumstellaren Scheibe dar. Generell beinhaltet die SED verschiedene Informationen zur Verteilung und den Eigenschaften des Staubes. Insbesondere der (Sub-)Millimeterbereich kann Aussagen über Korngrößen

und die Staubmasse der Scheibe liefern. In diesem Wellenlängenbereich kann die SED durch eine lineare Funktion genähert werden (siehe z. B. Abb. 6.7 in Kap. 6). Der Anstieg der Ausgleichsgeraden wird als Spektralindex α_{mm} bezeichnet,

$$\alpha_{\text{mm}} = -\frac{d \log(F_\lambda)}{d \log(\lambda)}. \quad (2.29)$$

Für Staubkörner, wie sie im ISM auftreten, beträgt der Spektralindex ~ 3.7 (Weingartner & Draine 2001). Größere Staubkörner bewirken einen flacheren Abfall der SED und damit kleinere Werte für den Spektralindex (z. B. Natta u. a. 2007).

Eine Modellierung, welche ausschließlich die SED berücksichtigt, kann die Eigenschaften der Scheibe einschränken (z. B. Furlan u. a. 2006; Espaillat u. a. 2014). Aufgrund des Mangels an Informationen über die räumliche Helligkeitsverteilung kommt es allerdings häufig zu Mehrdeutigkeiten (Degenerierungen) und Modellabhängigkeiten einzelner Parameter (z. B. Thamm u. a. 1994; Robitaille u. a. 2007), weshalb räumlich aufgelöste, bildgebende Beobachtungsmethoden zur Lokalisierung der räumlichen Staubverteilung benötigt werden.

2.8.2 Bildgebende Verfahren

Direkt bildgebende Verfahren sowie interferometrische Beobachtungen können Informationen über die räumliche Helligkeitsverteilung eines Objekts liefern. In dieser Arbeit werden ausschließlich direkt bildgebende Verfahren verwendet, weshalb für weitere Informationen zur Interferometrie an dieser Stelle lediglich auf Monnier (2003) und Millour (2008) verwiesen sei.

Direkt bildgebende Beobachtungen können mit einem gewöhnlichen Teleskop erzielt werden. Aufgrund der Welleneigenschaften der Strahlung (Wellenlänge λ) sowie der begrenzten Ausdehnung eines Teleskops (Durchmesser D der Apertur) ist die Auflösung einer Beobachtung durch Beugungseffekte begrenzt, sodass ein punktförmiges Objekt nicht als einzelner Punkt sondern als Beugungsscheibchen abgebildet wird. Der theoretische, minimale Winkelabstand zwischen zwei noch zu unterscheidenden Punkten ist durch $\varphi = \arcsin(2 x_0 \lambda/D)$ gegeben⁵. Mit $x_0 \approx 0.6098$ folgt das bekannte Rayleigh-Kriterium (Unsöld & Baschek 2004)

$$\varphi \approx 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (2.30)$$

wobei $[\varphi] = 1 \text{ rad}$. Das Bild einer punktförmigen Strahlungsquelle wird auch als Punktspreizfunktion bezeichnet (engl.: „point spread function“, PSF) und die Halbwertsbreite

⁵ x_0 ist die erste Nullstelle der Funktion $J_1(2\pi x)/(\pi x)$, wobei $J_1(2\pi x)$ die Besselfunktion erster Art bezeichnet.

x_{FWHM} der PSF entspricht der Auflösung der Beobachtung. Das Auflösungsvermögen von realen Beobachtungen ist höchstens geringer als von Gleichung 2.30 beschrieben und wird neben minimalen Fehlern des optischen Systems (z. B. Spiegel, Instrumente) im Wesentlichen durch Turbulenz verursachte Fluktuationen in der Erdatmosphäre beeinflusst. Das Seeing⁶ ist ein Maß für diese Turbulenz und wird als Halbwertsbreite bei der Beobachtung einer Punktquelle (Einzelstern) angegeben. Im Allgemeinen ist das Seeing nur geringfügig von der Wellenlänge abhängig. Bei sehr guten Beobachtungsbedingungen kann das Seeing auf dem Paranal (Chile) $\sim 0.4''$ betragen, sodass es bei einer Beobachtung im optischen Wellenlängenbereich ($\lambda = 0.6 \mu\text{m}$) bereits für Aperturdurchmesser $D \gtrsim 0.4 \text{ m}$ die auflösungsbegrenzende Komponente darstellt. Zur Minimierung der Auswirkungen des Seeings werden Techniken wie etwa die der adaptiven Optik (z. B. *NAOS*, siehe Kap. 6) oder Beobachtungen mit Weltraumteleskopen (z. B. *Hubble* und *Herschel*, Kap. 6 und 7) verwendet.

Die Aufnahme des Objekts besteht aus einer zweidimensionalen Anordnung (Bild, Karte) von Flussdichten $F_{\nu}^{\text{Beob.}}(x, y)$, wobei jeder Punkt der Karte aus der Überlagerung von Punktspreizfunktionen des zerlegten Objekts besteht. Dies entspricht mathematisch einer Faltung. Um synthetisch erstellte Beobachtungsbilder (z. B. durch Strahlungstransportsimulationen) mit realen Beobachtungen zu vergleichen, ist es notwendig, die synthetische Helligkeitsverteilung $O_{\nu}(x, y)$ mit der zugehörigen Punktspreizfunktion $P(x, y)$ zu falten (z. B. [Goodman 2005](#)):

$$\begin{aligned} F_{\nu}^{\text{Simu.}}(x, y) &= O_{\nu}(x, y) * P(x, y) \\ &= \iint_{\mathbb{R}^2} O(x', y') P(x - x', y - y') dx' dy'. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Ungefaltete, synthetische Bilder entsprechen einer Aufnahme, bei der Beugungseffekte und Abbildungsfehler vollständig vernachlässigt werden, sodass die Auflösung $\varphi = 0$ beträgt. In Kapitel 6 werden die synthetischen Karten mit einer elliptischen Gauß-Funktion gefaltet, deren Halbwertsbreite mit dem Wert der beobachteten PSF übereinstimmt, während in Kapitel 7 die Faltung mit Profilen der originalen, beobachteten PSF erfolgt. Strukturen in dem synthetischen Bild, die kleiner als die Halbwertsbreite der PSF sind, werden durch die Faltung verschmiert und sind nicht mehr auflösbar, womit die Halbwertsbreite der PSF eine Aussage über die räumliche Auflösung der realen Beobachtung sowie über die Beobachtbarkeit von Strukturen in den synthetischen Bildern macht.

Räumlich aufgelöste Beobachtungen können direkte Informationen über die Geometrie der Scheibe wie etwa der radialen Ausdehnung, inneren staubfreien Regionen (Löchern), der vertikalen Skalenhöhe und Strukturen in den Scheiben liefern. Dies ist auch abhängig davon, ob die Scheibe von der Seite (engl.: „edge on“, Inklination $i = 90^\circ$) oder frontal (engl.: „face on“, $i = 0^\circ$) betrachtet wird.

⁶ Die Bezeichnung „Seeing“ ist im deutschen Sprachgebrauch verbreitet, weshalb auf eine Übersetzung verzichtet wird.

2.8.3 Polarimetrie

Neben der Beobachtung der Gesamtstrahlung ist es auch möglich, nur den polarisierten Anteil der Strahlung zu untersuchen, was sowohl für die Photometrie als auch für bildgebende Verfahren möglich ist. Dazu werden bei der Beobachtung entsprechende lineare oder zirkulare Polarisationsfilter verwendet. Aufgrund der möglichen Polarisationsänderung der stellaren Strahlung durch die Wechselwirkung mit den Staubteilchen in der Scheibe (Abschn. 2.5.3) ist es möglich, weitere Rückschlüsse auf die Verteilung und die Eigenschaften der Staubkörner zu erhalten (z. B. [Whitney & Hartmann 1992](#); [Fischer & Henning 1995](#)). Da die stellare Strahlung im Allgemeinen unpolarisiert ist, ist es weiterhin möglich, den stellaren Beitrag ohne Techniken wie Koronographie oder PSF-Subtraktion zu unterdrücken und einen höheren Kontrast zu erzielen (z. B. [Kuhn u. a. 2001](#); [Quanz u. a. 2011](#)). Des Weiteren ermöglicht die Beobachtung der Polarisationsrichtung die Untersuchung von asphärischen Staubteilchen unter dem Einfluss von Magnetfeldern (z. B. [Tamura u. a. 1999](#); [Cho & Lazarian 2007](#); [Bertrang 2015](#)).

2.8.4 Multiwellenlängen-Beobachtungen

Absorptions- und Streuvermögen von Staubteilchen sind Größen, die eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge und den Teilchenradien besitzen. Als eine unmittelbare Konsequenz erlauben Beobachtungen bei unterschiedlichen Wellenlängen die Untersuchung von höher oder tiefer gelegenen Regionen in optisch dicken Scheiben, mit einer unterschiedlichen Sensitivität zu großen oder kleinen Staubkornradien (z. B. [Watson u. a. 2007](#)). Die Beobachtungen lassen sich grob in den NIR-/MIR-Bereich und den FIR/(Sub-)Millimeterbereich unterteilen und werden im Folgenden getrennt erläutert.

Dem Wienschen Verschiebungsgesetz ([Wien 1896](#)) entsprechend, erlauben Beobachtungen im Wellenlängenbereich des NIR und MIR die Untersuchung der warmen Staubkomponente und damit Scheibenregionen, die direkt von der primären Strahlungsquelle geheizt werden können (z. B. [Dullemond u. a. 2007](#)). Dies betrifft für optisch dicke Scheiben die inneren Scheibenregionen sowie die Oberflächenschichten. Weiterhin stellt die Streustrahlung eine wesentlichen Komponente im kurzwelligen Bereiches dar. Die Streuung ist am effektivsten für Teilchen, deren Radius in etwa der Größenordnung der Wellenlänge entspricht (z. B. [Bohren & Huffman 1983](#)), womit insbesondere kleine Partikel zur Streustrahlung im optischen und NIR-Wellenlängenbereich beitragen.

Analog zu den oben genannten Argumenten, welche die Staubtemperaturen und die optischen Eigenschaften der Teilchen betreffen, eignen sich räumlich aufgelöste Beobachtungen bei Wellenlängen des FIR und bei (Sub-)Millimetern für die Untersuchung der kühleren, äußeren Scheibenbereiche. Da die Scheibe in den meisten Fällen bei sehr

Tabelle 2.1: Schwerpunktswellenlänge λ_S zahlreicher Bänder im optischen und infraroten Wellenlängenbereich (Unsöld & Baschek 2004).

Band	U	B	V	R	I	J	H	K	L	L _p	M	N	Q
λ_S [μm]	0.365	0.44	0.548	0.7	0.9	1.25	1.63	2.2	3.6	3.74	5.0	10.6	21

langen Wellenlängen ($\lambda \sim 1$ mm) optisch dünn wird, tragen auch Bereiche um die Mittelebene herum zum gemessenen Fluss bei, woraus sich Aussagen zur Staubmasse und zu Korngrößen ableiten lassen (z. B. Isella u. a. 2007; Dutrey u. a. 2014). Stellare Streustrahlung ist komplett vernachlässigbar.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Staubverteilung der Scheibe und die Korneigenschaften am besten durch eine Kombination von räumlich aufgelösten Beobachtungen über einen möglichst breiten Wellenlängenbereich eingeschränkt werden können, und dass andernfalls die Gefahr der Mehrdeutigkeit verschiedener Scheibenparameter besteht. Erst unter diesen Voraussetzungen sind Aussagen zur Scheibenentwicklung, Staubkornwachstum, Sedimentation (Absetzen von Staubkörnern zur Mittelebene hin) oder radiale Segregation größerer Partikel möglich.

Für den optischen und den infraroten Wellenlängenbereich wird die Beobachtungswellenlänge häufig einem Band zugeordnet. Da dies insbesondere die Kapitel 6 und 7 betrifft, sei abschließend in Tabelle 2.1 eine Zusammenstellung der Bänder und den jeweiligen Wellenlängen gegeben.

3 Grundlagen zu porösen Staubkörnern

In diesem Kapitel werden die Grundlagen poröser Staubkörner erläutert. Der Inhalt dieses Kapitels wurde in Kirchschlager & Wolf (2013, 2014) in Astronomy & Astrophysics veröffentlicht. Einzelne Abschnitte sind mit der Diplomarbeit Kirchschlager (2011) verbunden.

3.1 Motivation zu porösen Staubkörnern

Das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben wird durch die Eigenschaften des eingebetteten Staubes bestimmt (z. B. [McCaughrean u. a. 2000](#)). Eine genaue Untersuchung von Beobachtungsdaten der Scheiben erfordert deshalb geeignete Modelle für die Zusammensetzung, Form und Struktur der Staubkörner (z. B. [Min u. a. 2012](#)). Die Teilchen werden in vielen Modellen als sphärisch, kompakt und homogen angenommen und ihre optischen Eigenschaften mit Hilfe der Mie-Theorie ([Mie 1908](#)) berechnet. Dieser einfache Ansatz hat bei der Modellierung zirkumstellarer Scheiben zu zahlreichen zufriedenstellenden Resultaten geführt, Kontinuumsbeobachtungen reproduziert und bei der Deutung und Interpretation von Beobachtungen geholfen. Dennoch zeigt sich, dass dieses einfache Modell bei einigen Beobachtungsdaten zu keinen guten Ergebnissen führt. So erzeugt z. B. die sphärische Symmetrie der Vollkugeln bei bestimmten Streuwinkeln und Wellenlängen Resonanzen, die in beobachteten Spektren nicht festgestellt werden ([Min u. a. 2007](#)). Eine Möglichkeit zur Vermeidung dieser Probleme ist die Annahme einer komplexeren Staubkornstruktur in Form von Inhomogenitäten oder irregulär geformten Staubteilchen (z. B. [Hony u. a. 2002](#); [Bouwman u. a. 2003](#); [Moreno u. a. 2003](#)). Die geometrische Gestalt der Staubteilchen beeinflusst deren optische Eigenschaften (z. B. [Bohren & Huffman 1983](#); [Fabian u. a. 2001](#); [Voshchinnikov u. a. 2005, 2006](#)). Die modifizierten Absorptions- und Streueigenschaften der einzelnen Körner führen zu Veränderungen in den Scheibenspektren, wie etwa bei den Absorptionsbanden des Silikats bei den Wellenlängen 10 μm und 18 μm . Die Stärke, Breite und spektrale Position dieser charakteristischen Absorptionsbanden werden neben der Staubzusammensetzung

und Korngrößenverteilung auch von der Teilchenform beeinflusst (Voshchinnikov & Henning 2008). Während die Bande bei $10\ \mu\text{m}$ auch durch die Annahme sphärischer Partikel erklärt werden kann (Min u. a. 2007), werden dagegen für die Bande bei $18\ \mu\text{m}$ irregulär geformte Partikel benötigt (Chiar & Tielens 2006).

Es gibt eine unendliche Vielzahl an Formen irregulärer Teilchen. Min u. a. (2003) zeigte, dass die genaue Wahl der Form nicht entscheidend ist, sondern dass die optischen Eigenschaften verschiedener irregulärer Teilchen relativ ähnlich sind. Viel größer ist dagegen der Unterschied zu den sphärischen Partikeln, welcher im Wesentlichen durch deren perfekte Symmetrie hervorgerufen wird. In dieser Arbeit wird sich deshalb auf poröse¹ Staubkörner konzentriert, da sie einerseits keine perfekte Symmetrie aufweisen und andererseits ein relativ häufig anzutreffendes Modell für irreguläre Teilchen darstellen. Die Grundform der Teilchen ist weiterhin sphärisch, aber die Homogenität und Symmetrie im Material wird durch Hohlräume und Einkerbungen unterbrochen. Dadurch ist das Modell der porösen Staubkörner leicht handhabbar und die Anzahl der freien Parameter, die jedes Teilchen beschreiben, sind begrenzt.

Die Existenz poröser Staubkörner wird auch durch die in den Scheiben stattfindende Entwicklung des Staubes motiviert. Kurz nach der Entstehung der Scheiben folgen die Teilchen einer Korngrößenverteilung, die der des ISM gleicht (Mathis u. a. 1977; Weidenschilling & Cuzzi 1993). Die Teilchendichte und damit auch die Kollisionsrate der Teilchen ist in den Scheiben allerdings höher als im ISM, weshalb es vermehrt zu Stößen untereinander kommen kann. Dabei sind im Allgemeinen Fragmentation, Koagulation oder das Abstoßen der Teilchen (engl. „Bouncing“) mögliche Prozesse, was im Wesentlichen von den Eigenschaften des Materials und des Korns, den Relativgeschwindigkeiten der stoßenden Teilchen und dem Auftreffwinkel abhängig ist. Im Falle der Koagulation kommt es zu Staubkornwachstum und unregelmäßig geformte, fraktale und poröse Aggregate entstehen (z. B. Blum u. a. 2000; Blum & Wurm 2008; Ormel u. a. 2008). Simulationen zur Aggregation von Teilchen haben gezeigt, dass der Prozess des Staubkornwachstums von kleinen, kompakten Partikeln über große, fraktale Aggregate bis hin zu großen kompakten Körnern stattfinden kann (Ormel u. a. 2007; Wada u. a. 2007, 2008; Kataoka u. a. 2013), entsprechende Ergebnisse aus Laborexperimenten stehen allerdings noch aus (Kataoka u. a. 2014). Wenn die Kollisionsgeschwindigkeiten der Teilchen vor dem Stoß zu groß sind, kann es zur Fragmentation und Deformation der betreffenden Teilchen kommen und irregulär geformte Partikel entstehen (z. B. Dominik & Tielens 1997; Blum u. a. 2000). Die resultierenden Produkte können sich dann wiederum mit anderen Teilchen aneinanderbinden oder zerreißen.

Die Berücksichtigung poröser Staubteilchen hat eine große Bedeutung in Simulationen von Staubkornwachstum, da sie in der Lage sind, bisher bestehende Hürden und Probleme in der Theorie zur Entstehung von Planetesimalen zu lösen. Hochporöse Körner

¹ Die Bezeichnung „porös“ stammt vom griechischen Wort *porós* ab, was so viel wie „Öffnung“ bedeutet.

können die radiale Drift-Barriere (Okuzumi u. a. 2012; Kataoka u. a. 2013) sowie die so genannte Bouncing-Barriere (Wada u. a. 2011) überwinden. Des Weiteren wurde gezeigt, dass aus Eis bestehende, poröse Körner auch die Fragmentations-Barriere überwinden können (Wada u. a. 2009, 2013).

In vielen Fällen müssen irregulär geformte Partikel berücksichtigt werden, um die Infrarot-Spektren zirkumstellarer Scheiben reproduzieren zu können. Ein Beispiel für eine protoplanetare Scheibe, in welcher es Hinweise für poröses Staubmaterial gibt, ist das 8×10^6 Jahre alte System HR 4796 A (Augereau u. a. 1999). Ein entsprechender Repräsentant einer Debris-Scheibe ist Fomalhaut (Alter: 2×10^8 Jahre; Acke u. a. 2012). Die Staubteilchen können allerdings auch schon im ISM eine irreguläre Form besitzen. Eine homogene Vollkugel, die aus einem optisch inaktiven Material wie Silikat besteht, kann keine lineare Polarisation durch Absorption/Emission verursachen (Min u. a. 2007). Da die $10 \mu\text{m}$ -Silikatbande in polarisierter Strahlung des ISM sichtbar ist (Lee & Draine 1985; Aitken u. a. 1986, 1989), wird das Vorkommen asphärischer Partikel, welche zu einem gewissen Grad ausgerichtet sind, notwendig (z. B. Hildebrand & Dragovan 1995). Abschließend existiert durch die interplanetaren Staubpartikel, welche in der oberen Atmosphäre der Erde gesammelt werden, ein direkter Beweis für die Existenz irregulärer Staubteilchen (Brownlee 1985; Warren u. a. 1994).

Aufgrund des Vorkommens irregulärer Staubteilchen in zirkumstellaren Scheiben und der Tatsache, dass der Staub die wesentliche Quelle der Kontinuumsstrahlung der Scheiben darstellt, ist es notwendig, den Einfluss der irregulären Staubkörner auf das Erscheinungsbild der zirkumstellaren Scheiben zu untersuchen (Kap. 4). Dies erfordert zunächst das Berechnen der optischen Eigenschaften poröser Staubteilchen, was im folgenden Abschnitt erläutert werden soll.

3.2 Berechnung der optischen Eigenschaften poröser Staubteilchen

Zur Berechnung der optischen Eigenschaften von Staubteilchen müssen die Maxwell-Gleichungen gelöst werden. Exakte Lösungen existieren für spezielle Teilchenformen wie Sphären, Sphäroide oder unendlich lange Zylinder (Mie 1908; Debye 1909). Für inhomogene und irregulär geformte Partikel wird die Berechnung dagegen zu einer großen Herausforderung und ist nur numerisch möglich. Dafür stehen verschiedene Näherungsmethoden zur Verfügung.

Die Effektiv-Medium-Theorie (engl.: „effective medium theory“, EMT) verfolgt einen relativ einfachen Ansatz, bei dem die dielektrischen Funktionen der einzelnen Staubkomponenten mit Hilfe einer Mischungsregel gemittelt werden. Anschließend werden mit der gemittelten dielektrischen Funktion die optischen Eigenschaften mit Hilfe der

Mie-Theorie berechnet. Die notwendige Rechenzeit und der Rechenaufwand sind gering. Die EMT hat aber den Nachteil, dass das Teilchen, für welches die optischen Eigenschaften schließlich berechnet werden, derart in der Realität nicht vorkommt. Dadurch können Abweichungen für die berechneten Effizienzfaktoren der Absorption und streuwinkelabhängigen Größen auftreten, wie z. B. für den Asymmetriefaktor g (Voshchinnikov & Mathis 1999). Des Weiteren ist die Verwendung der Mischungsregel ein kontroverses Thema, da die einzelnen Staubkomponenten untereinander wechselwirken und so die formale Beschreibung erschweren. Für verschiedene Gültigkeitsbereiche existieren unterschiedliche Mischungsregeln, wobei die Maxwell-Garnett-Theorie (Maxwell Garnett 1904) und die Bruggeman-Regel (Bruggeman 1935) die größte Bedeutung besitzen. Staubteilchen mit mehr als zwei Materialien können ebenfalls mit der EMT behandelt werden, wobei die Mischungsregeln dann entsprechend komplexer werden. Hohlräume aus Vakuum werden als Staubkomponente berücksichtigt, deren Permittivität den Wert 1 besitzt.

Weitere Näherungsmethoden sind die Methode der geschichteten Kugel (engl.: „multilayer sphere“, MLS), bei welcher das inhomogene, irreguläre Staubkorn durch eine Reihe von konzentrischen Kugelschalen ersetzt wird (Wu & Wang 1991; Johnson 1996; Voshchinnikov & Mathis 1999), die T-Matrix-Methode (TMM; Waterman 1965, 1971; Mackowski & Mishchenko 1996), die Streumatrix-Methode (SMM; Chýlek & Srivastava 1983), die Separation der Variablen (Voshchinnikov & Farafonov 1993), Störungstheorie (Haracz u. a. 1984, 1985) sowie die Verwendung einer Verteilung von Hohlkugeln (Min u. a. 2005). In dieser Arbeit wird die Diskrete Dipol-Approximation (DDA; Purcell & Pennypacker 1973; Draine & Flatau 1994) benutzt, um die optischen Eigenschaften irregulärer Teilchen zu berechnen, weshalb die Methode im folgenden Abschnitt detailliert erläutert wird.

3.2.1 Die Diskrete Dipol-Approximation

Die Diskrete Dipol-Approximation (engl.: „Discrete dipole approximation“, DDA) ist eine Näherungsmethode zum Berechnen der Streu- und Absorptionseigenschaften willkürlich geformter Partikel. Die Grundidee der DDA stammt von Devoe (1964), welcher die optischen Eigenschaften von molekularen Aggregaten untersuchte. Purcell & Pennypacker (1973) entwickelten das Konzept zur Untersuchung interstellarer Staubkörner weiter und verwendeten erstmals die Clausius-Mossotti-Gleichung (Gl. 3.7) als Relation der Dipol-Polarisierbarkeit zur dielektrischen Funktion des Materials. Draine (1988) bzw. Draine & Flatau (1994, 2008) verbesserten fortwährend die Rechenmethodik der DDA, indem sie u. a. die Fast Fourier Transformation (FFT) und das Verfahren der konjugierten Gradienten benutzen, um die Rechenzeit zu verkürzen und die Behandlung größerer Partikel zu ermöglichen. Sie entwickelten das auf der DDA basie-

rende Programm DDSCAT, das in dieser Arbeit verwendet wird (Draine & Flatau 1994). Bei der DDA wird das kontinuierliche Partikel durch eine endliche Anzahl an diskreten Punktdipolen ersetzt, welche auf einem kubischen Gitter (sc) mit der Gitterkonstante d_G angeordnet sind. Ein Punktdipol repräsentiert das Volumen $(d_G)^3$ und der Raum dazwischen ist leer.

Eine Anordnung enthalte nun N polarisierbare Punkte und für alle $j \in \mathbb{N}_{\leq N}$ sei α_j die Polarisierbarkeit des j -ten Punktes und \vec{r}_j der dazugehörige Ortsvektor in einem kartesischen Koordinatensystem. Jeder j -te Punkt wechselwirkt mit dem lokalen elektrischen Feld $\vec{E}(\vec{r}_j)$ am Ort \vec{r}_j und induziert ein Dipolmoment

$$\vec{p}_j = \alpha_j \vec{E}(\vec{r}_j). \quad (3.1)$$

Das elektrische Feld einer einfallenden Welle sei $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}$, wobei \vec{k} den Wellenvektor bezeichnet und $k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ die Kreiswellenzahl. Die Welle wechselwirkt mit allen N Dipolen und das Feld am Ort \vec{r}_j setzt sich zusammen aus dem der einfallenden Welle und den gestreuten Feldern aller anderen $(N-1)$ Dipole:

$$\vec{E}(\vec{r}_j) = \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}_j) + \sum_{l \neq j} \vec{E}_{\text{sca},l}(\vec{r}_j). \quad (3.2)$$

Der Ausdruck für die gestreuten Felder lautet nach Jackson (1975):

$$\vec{E}_{\text{sca},l}(\vec{r}_j) = \frac{e^{ikr_{jl}}}{r_{jl}^3} \left\{ k^2 \vec{r}_{jl} \times (\vec{p}_l \times \vec{r}_{jl}) + \frac{(1 - ikr_{jl})}{r_{jl}^2} [3\vec{r}_{jl}(\vec{r}_{jl} \cdot \vec{p}_l) - r_{jl}^2 \vec{p}_l] \right\}, \quad (3.3)$$

wobei $\vec{r}_{jl} = \vec{r}_j - \vec{r}_l$ und $r_{jl} = |\vec{r}_{jl}|$. Jeder Dipol ist damit über die Gleichungen 3.1 - 3.3 von allen anderen $(N-1)$ Dipolen abhängig, und damit von den Feldern \vec{E}_{in} an den Orten aller N Dipole. Durch Einführen von zwei $(3N)$ -dimensionalen Vektoren $\vec{p} = (\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_N)^T$ und $\vec{E}_{\text{in}} = (\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}_1), \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}_2), \dots, \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}_N))^T$ sowie einer $(3N) \times (3N)$ -Matrix \mathbf{A} kann das Problem auf die kompakte Form einer einzelnen Matrixgleichung gebracht werden:

$$\mathbf{A} \cdot \vec{p} = \vec{E}_{\text{in}}. \quad (3.4)$$

Dies entspricht einem inhomogenem Gleichungssystem mit $3N$ Gleichungen. Um die optischen Eigenschaften des Teilchens berechnen zu können, muss mit Gleichung 3.4 das unbekannte \vec{p} ermittelt werden. Dazu gibt es verschiedene Möglichkeiten. Das direkte Invertieren der Matrix \mathbf{A} ist dabei nur für kleine N geeignet, da der Rechenaufwand proportional zu N^3 ist (Press u. a. 2007). Das Programm DDSCAT verwendet deshalb einen iterativen Algorithmus, welcher auf dem Verfahren der konjugierten Gradienten basiert. Die Methode ist in Draine (1988) detailliert beschrieben.

Sobald der Vektor \vec{p} und damit die einzelnen Dipolmomente \vec{p}_j bestimmt sind, können

die Wirkungsquerschnitte der Absorption und Extinktion direkt berechnet werden:

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi k}{|\vec{E}_0|^2} \sum_{j=1}^N \text{Im} \left(\vec{E}_{\text{in}}^* (\vec{r}_j) \cdot \vec{p}_j \right), \quad (3.5)$$

$$C_{\text{abs}} = \frac{4\pi k}{|\vec{E}_0|^2} \sum_{j=1}^N \left\{ \text{Im} [\vec{p}_j \cdot (\alpha_j^{-1})^* \vec{p}_j^*] - \frac{2}{3} k^3 \vec{p}_j \cdot \vec{p}_j^* \right\}. \quad (3.6)$$

Die bisherige Betrachtung berechnet die optischen Eigenschaften einer dreidimensionalen Anordnung von Punktdipolen. Um dies auf den Fall eines kontinuierlichen Staubteilchens anzuwenden, benötigen die N Dipole Informationen über die Gestalt des Kornes (Lokalisierung der Dipole) sowie über die Materialien (Polarisierbarkeit der Dipole). Im Folgenden wird auf diese beiden Stichpunkte detaillierter eingegangen.

Geometrie

Das Teilchen habe das Volumen V , liege in einem kartesischen Koordinatensystem und soll durch N Dipole ersetzt werden. In dem Koordinatensystem wird dann das kubische Gitter mit der Gitterkonstanten $d_G = (V/N)^{1/3}$ definiert. Die Gitterkonstante ist so gewählt, dass das Volumen $N(d_G)^3$ dem des Teilchens entspricht. Jeder Gitterpunkt ist entweder durch einen Punktdipol besetzt, oder aber der Gitterpunkt ist leer. Durch die Besetzung des Gitters soll die dreidimensionale Gestalt des Partikels möglichst genau approximiert werden. Dies kann auch dadurch erzielt werden, dass das Teilchen in dem Koordinatensystem geeignet gedreht oder um einen Translationsvektor verschoben wird. Je größer N ist, desto besser ist im Allgemeinen die Approximation und umso genauere Ergebnisse können erzielt werden. Die Rechenzeit steigt aber entscheidend mit N an, weshalb zwischen gewünschter Genauigkeit und notwendigem Rechenaufwand abgewägt werden muss. Die Gitterkonstante d_G stellt die Längenskala dar, bis zu welcher der geometrische Aufbau des Körpers wiedergegeben wird. Weiterhin muss d_G gegenüber der Wellenlänge klein sein. Jeder Punktdipol repräsentiert ein kubisches Subvolumen $(d_G)^3$ des ihn umgebenden Materials und liegt im Zentrum dieses Würfels. Jedem der Dipole wird eine Polarisierbarkeit α_j zugeordnet, die von der makroskopischen Permittivität ε des Materials abhängig ist.

Polarisierbarkeit

Die Polarisierbarkeit eines punktförmigen Dipols (Gl. 3.1) ist ein Tensor, sodass für ein anisotropes Material das wirkende elektrische Feld und das Dipolmoment nicht parallel zueinander sind. Für ein isotropes Material, wovon hier ausgegangen werden soll, ist der Tensor diagonal und die einzelnen Komponenten der Diagonale sind gleich,

sodass die Polarisierbarkeit als skalare Größe behandelt werden kann. Lorentz (1909) zeigt, dass die dielektrische Funktion ε des Materials direkt mit den Polarisierbarkeiten der einzelnen Atome in Verbindung steht. Damit existiert eine Funktion f , sodass $\alpha = f(\varepsilon)$. Die Formulierung der Funktion f ist allerdings ein nicht triviales Problem. Einen Zusammenhang zwischen der makroskopisch messbaren Größe Permittivität und der mikroskopischen Polarisierbarkeit stellt die Clausius-Mossotti-Gleichung her, welche auch von Purcell & Pennypacker (1973) verwendet wurde:

$$\alpha_j^{\text{CM}} = \frac{3 d_G^3}{4\pi} \frac{\varepsilon_j - 1}{\varepsilon_j - 2}. \quad (3.7)$$

Die Gleichung gilt für Materialien ohne permanentes Dipolmoment, d. h. es gibt nur induzierte Dipole (Verschiebungspolarisation) und ist nur für das Nullfrequenz-Limit $kd_G \rightarrow 0$ exakt (Purcell 1965; Kittel 2005). Für endliche Frequenzen stellt der funktionale Zusammenhang eine Herausforderung dar. Oftmals wird versucht, die Clausius-Mossotti-Gleichung durch Korrekturterme der Größen $\mathcal{O}[(kd_G)^2]$ oder $\mathcal{O}[(kd_G)^3]$ zu erweitern. Ausgehend von der Fragestellung, für welche Polarisierbarkeit ein unendliches Gitter mit Dipolen die selbe Relation besitzt wie ein Kontinuum, welches den komplexen Brechungsindex $n = \sqrt{\varepsilon}$ (Maxwellsche Relation) besitzt, leiteten Draine & Goodman (1993) einen Ausdruck für die Polarisierbarkeit ab. Die analytische Lösung ist die vielbeachtete Gitter-Dispersions-Relation (engl.: „lattice dispersion relation“, LDR) und lautet für den Grenzfall langer Wellenlängen, $kd_G \ll 1$:

$$\alpha^{\text{LDR}} \approx \frac{\alpha^{\text{CM}}}{1 + (\alpha^{\text{CM}}/d_G^3)[(b_1 + n b_2 + n^2 b_3 S)(k d_G)^2 - (2/3)i(k d_G)^3]}, \quad (3.8)$$

wobei $b_1 = -1.891531$, $b_2 = 0.1648469$, $b_3 = -1.7700004$ und $S = \sum_{j=1}^3 (\hat{a}_j \hat{e}_j)^2$.

\hat{a}_j und \hat{e}_j sind die Einheitsvektoren, die die Einfallrichtung der Welle und die Polarisationsrichtung definieren. Verschiedene Tests an Sphären und Vergleiche mit anderen Ansätzen zeigen, dass die LDR-Lösung für $|n|kd_G < 1$ am genauesten ist (Draine & Goodman 1993). Für $kd_G \rightarrow 0$ geht α^{LDR} in α^{CM} über.

Gutkowicz-Krusin & Draine (2004) korrigierten einen geringfügigen Fehler in der Herleitung der LDR-Lösung (GKDLDR-Lösung). Die Abweichungen beider Relationen sind für die meisten Fälle gering.

3.2.2 Das Programm DDSCAT

DDSCAT ist ein von Bruce Draine und Piotr Flatau entwickeltes Programm zur Berechnung von Absorption und Streuung elektromagnetischer Wellen an irregulär geformten Partikeln auf der Grundlage der DDA. Zur Minimierung der Rechenzeit verwendet das

Programm die Fast Fourier Transformation (FFT) und das Verfahren der konjugierten Gradienten, wodurch auch die Untersuchung größerer Partikel ermöglicht wird. Die Behandlung irregulär geformter Teilchen wird durch das Importieren der kartesischen Koordinaten einer Anordnung von Punktdipolen ermöglicht. Dies ist insbesondere für die Betrachtung poröser Staubteilchen notwendig, wohingegen für gewöhnliche Teilchengometrien wie Sphären, Ellipsoide oder Tetraeder vordefinierte Funktionen existieren. Neben individuellen Teilchen ist auch die Untersuchung von ein- und zweidimensionalen, periodischen Partikelanordnungen möglich. Das Material kann inhomogen und anisotrop sein und für die Dipolpolarisierbarkeit kann zwischen der LDR-Lösung und der GKDLDR-Lösung gewählt werden. Das Programm berechnet mit diesen Informationen die Wirkungsquerschnitte der Absorption und Streuung, den Asymmetriefaktor g , sowie ausgewählte Elemente der Müller-Matrix für spezifizierte Teilchenorientierungen und Streurichtungen.

Die Berechnungen in dieser Arbeit werden mit der Version 7.1 (Draine & Flatau 2010) und der Dispersions-Relation von Gutkowicz-Krusin & Draine (2004) durchgeführt.

3.2.3 Gültigkeitsbedingung für das Programm DDSCAT

Der große Vorteil der DDA ist die hohe Flexibilität der Teilchengometrie. Die Anwendbarkeit wird allerdings durch zwei Bedingungen limitiert: Die Gitterkonstante d_G muss gegenüber (i) der Wellenlänge und (ii) inneren Kornstrukturen klein sein. Der zweite Punkt wird im Rahmen der Teilchengenerierung in Abschnitt 3.3 berücksichtigt. Die erste Bedingung wird von Draine & Goodman (1993) und Draine & Flatau (1994) grob abgeschätzt zu

$$|n| k d_G < 1. \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnet n erneut den komplexen Brechungsindex und $k = 2\pi/\lambda$ die Kreiswellenzahl. Das Kriterium 3.9 ist nur gültig für Materialien, für die $|n - 1| \lesssim 3$ (Draine & Flatau 2010), was für astronomisches Silikat (Draine 2003b,c) im gesamten Wellenlängenbereich erfüllt wird (Kirchschlager 2011).

Mit dem Volumen des Materials im Teilchen, $V = N(d_G)^3$, und dem Effektivradius $a_{\text{eff}} = \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$, dem Radius einer äquivalent großen Kugel, folgt $a_{\text{eff}} = \left(\frac{3N}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} d_G = \left(\frac{3N}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{|n| k d_G}{|n|} \frac{\lambda}{2\pi}$. Weiterhin folgt mit Kriterium 3.9:

$$a_{\text{eff}} < 0.09873 \frac{\lambda}{|n|} N^{\frac{1}{3}}. \quad (3.10)$$

Die Gültigkeitsbedingung 3.10 ist in Abbildung 3.1 für Vollkugeln dargestellt ($a = a_{\text{eff}}$). Für den Bereich der grau gefärbten Fläche wird die obige Bedingung (i) für die Gitterkonstante d_G erfüllt, sodass das Programm DDSCAT zufriedenstellende Ergebnisse liefert.

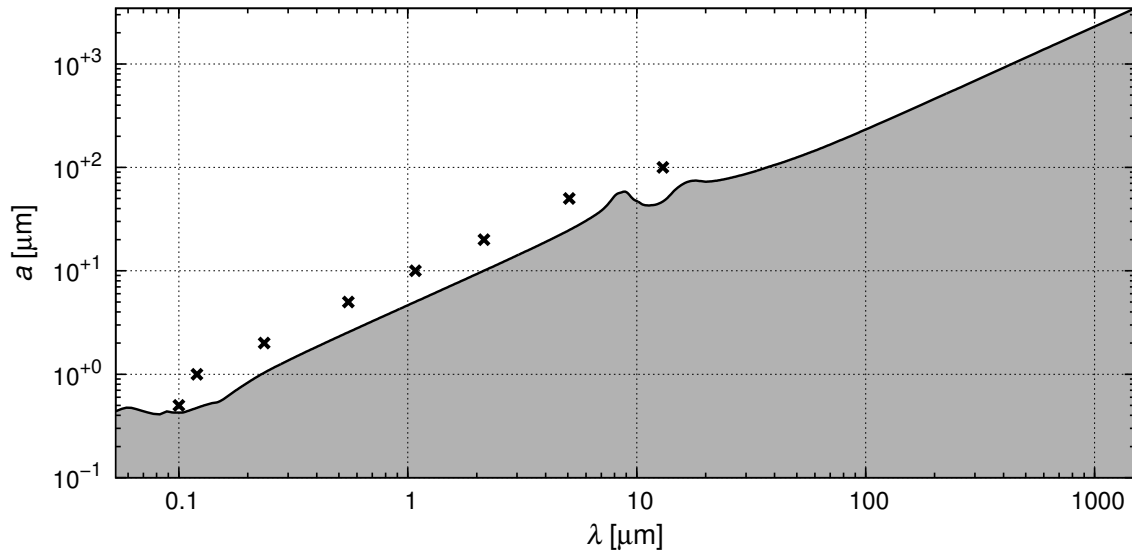


Abbildung 3.1: Gültigkeitsbedingung für das Programm DDSCAT für kompakte, sphärische Körner aus astronomischem Silikat. Nach Bedingung 3.10 liefert der DDSCAT für Teilchenradien $a = a_{\text{eff}} < 0.09873 \frac{\lambda}{|m|} N^{\frac{1}{3}}$ zufriedenstellende Ergebnisse (grau gefärbte Fläche). Die Dipolanzahl ist 519 832. In Abschnitt 3.2.4 werden Tests präsentiert, bei denen die theoretische Gültigkeitsgrenze etwas erweitert wird (schwarze Kreuze). Diese Werte sollen als tatsächliche Gültigkeitsgrenze verwendet werden. Oberhalb dieser Grenze sind die relativen Abweichungen der Ergebnisse des DDSCAT von denen von `miex` größer als 5 %, weshalb den entsprechenden Ergebnissen des DDSCAT nicht vertraut wird.

3.2.4 Empirische Gültigkeitsbedingung

Vor dem Beginn der Studie poröser Staubkörner werden die optimalen Parametereinstellungen untersucht. Die durchzuführenden Tests sind umfangreicher als in Kirchschrager (2011) und sollen prüfen, ob die verwendete Dipolanzahl ausreichend ist und ob die Bedingung 3.10 erweitert werden kann, um die Behandlung größerer Teilchen zu ermöglichen.

Vergleich mit Mie-Theorie Es werden die Effizienzfaktoren der Absorption für kompakte, sphärische Teilchen mit dem DDSCAT berechnet und mit den Ergebnissen, die mittels der Mie-Theorie mit dem Programm `miex` (Wolf & Voshchinnikov 2004) berechnet werden, verglichen. Mit wachsendem Größenparameter $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ steigt die Rechenzeit des DDSCAT an und die Genauigkeit wird geringer. Für acht verschiedene Kornradien $a \in [0.5 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}]$ wird die minimale Wellenlänge λ_{min} ermittelt, für welche die Ergebnisse des DDSCAT und des `miex` relative Abweichungen besitzen, die geringer als 5 % sind (Tab. 3.1). Es zeigt sich, dass λ_{min} mit wachsendem Kornradius ansteigt.

Verminderte Dipolanzahl Die Konvergenz der DDA ist von der Teilchenform abhängig und wird für kompakte, sphärische Teilchen eher erreicht als für irreguläre Teilchen

Tabelle 3.1: Minimale Wellenlänge λ_{\min} , für welche die relativen Abweichungen zwischen DDA (DDSCAT) und Mie-Theorie (`mie`) nicht größer als 5% sind. Die Dipolanzahl ist 519 832.

a [μm]	0.5	1.0	2.0	5.0
λ_{\min} [μm]	< 0.1	0.11	0.20	0.44
a [μm]	10.0	20.0	50.0	100.0
λ_{\min} [μm]	0.87	1.7	4.2	~ 12

Tabelle 3.2: Wie Tabelle 3.1, nur für die relativen Abweichungen zwischen normaler und halbiert-er Dipolanzahl. Die Werte werden als obere Grenze für die Anwendbarkeit des Programms DDSCAT verwendet (Abb. 3.1).

a [μm]	0.5	1.0	2.0	5.0
λ_{\min} [μm]	< 0.1	0.12	0.24	0.55
a [μm]	10.0	20.0	50.0	100.0
λ_{\min} [μm]	1.08	2.2	5.1	~ 13

(Yurkin u. a. 2010). Zur Überprüfung der Methodengenauigkeit wird die Anzahl der Dipole in einem weiteren Test halbiert und mit den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt verglichen. Die verminderte Dipolanzahl verursacht nur geringe Unterschiede. Die untere Grenze der Wellenlänge λ_{\min} ist nur leicht erhöht (Tab. 3.2). Diese Werte werden fortan als obere Grenze für die Anwendbarkeit des DDSCAT verwendet (Abb. 3.1). Abgesehen davon sind andere Abweichungen für den Effizienzfaktor der Absorption vernachlässigbar.

Die Genauigkeit und die Gültigkeitsgrenze des DDSCAT könnten theoretisch durch eine Erhöhung der Dipolanzahl beliebig gesteigert werden, was gleichzeitig aber durch den starken Anstieg von Rechenzeit und -kapazität verhindert wird. Unter der Bedingung, dass die optischen Eigenschaften für alle Wellenlängen $\lambda \gtrsim 0.2 \mu\text{m}$ vorhanden sein sollen, ist es daher nicht möglich, Teilchen mit Radien $a \gtrsim 4 \mu\text{m}$ zu untersuchen.

3.3 Modell für porösen Staub

In dieser Arbeit werden poröse Körner untersucht, deren Grundform sphärisch ist. Ferner wird von dem sphärischen Teilchen sowohl von der Oberfläche als auch aus dem Inneren Material entfernt, sodass zahlreiche Hohlräume (Löcher) entstehen und die Porosität des Korns bewirken. Der Vorteil dieses Modells ist die geringe Anzahl der freien Parameter, welche die Teilchen beschreiben. Eine zirkumstellare Scheibe beinhaltet eine sehr große Anzahl an Körnern unterschiedlicher Gestalt und Größe, und das Erscheinungsbild der Scheibe resultiert aus den gemittelten optischen Eigenschaften aller Teilchen. Dies motiviert zur Annahme eines gemittelten Teilchenmodells, welches aus einem Ensemble von Teilchen mit ähnlichen geometrischen Eigenschaften resultiert. Das gewählte Staubkornmodell mit der sphärischen Grundform und zahlreichen Hohlräumen erfüllt diese Aufgabe, wenn die Hohlräume gleichmäßig über das Kornvolumen verteilt sind und die Orientierung des Korns damit vernachlässigbar ist. Zur Beschreibung eines Teilchens werden nachfolgend der Begriff der Porosität \mathcal{P} und die zwei Radien a und a_{eff} eingeführt.

Die Porosität \mathcal{P} ist im Allgemeinen definiert als das Verhältnis des Vakuumvolumens zum Gesamtvolumen des Kornes,

$$\mathcal{P} = V_{\text{Vakuum}}/V_{\text{Gesamt}} = 1 - V_{\text{Material}}/V_{\text{Gesamt}}. \quad (3.11)$$

\mathcal{P} ist eine dimensionslose Größe und besitzt einen Wert zwischen 0 und 1. Ein kompaktes, sphärisches Korn hat z. B. eine Porosität von $\mathcal{P} = 0$, wohingegen das Teilchen für $\mathcal{P} = 1$ vollständig verschwindet. Zur Beschreibung der Ausdehnung des porösen Kornes eignen sich zwei Radien. Der Hüllradius a ist der minimale Radius einer Kugel, welche das Staubkorn umhüllt. Der Effektivradius a_{eff} , welcher bereits in Abschnitt 3.2.3 eingeführt wurde, entspricht dem Radius einer kompakten Vollkugel, deren Volumen dem Materialvolumen des porösen Teilchens entspricht,

$$a_{\text{eff}} = (1 - \mathcal{P})^{\frac{1}{3}} a. \quad (3.12)$$

Anschaulich betrachtet ergibt sich der Effektivradius, wenn das poröse Staubkorn derart verformt wird, dass die Hohlräume verschwinden und das Staubkorn Kugelgestalt annimmt, ohne dass dem Teilchen Material hinzugefügt oder entfernt wird. Des Weiteren können zwei Körner mit gleicher Porosität und gleichem Effektiv- oder Hüllradius in ihrer Struktur grundlegend verschieden sein, wie das Beispiel eines Kornes, in welchem sich viele kleinen Hohlräume befinden, im Vergleich zu einer Hohlkugel zeigt. Der Unterschied liegt in der Größe der Hohlräume. Grundsätzlich ist anzunehmen, dass die Hohlräume innerhalb eines Kornes unterschiedlich groß sein können. [Voshchinnikov u. a. \(2005\)](#) verwenden in ihrem Modell eine Größenverteilung von Hohlräumen, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Hohlraums antiproportional zu dessen Volumen ist. In dem hier betrachteten Modell sind die Hohlräume durch die Gesamtzahl der Dipole sowie durch den Prozess der Teilchengenerierung bestimmt.

Die Generierung der Teilchen erfolgt unter Verwendung eines Zufallsgenerators. Auf einem kubischen Gitter werden $N' = 519\,832$ Dipole platziert, sodass die Gestalt eines kompakten, sphärischen Teilchens approximiert wird. Der Zufallsgenerator entfernt aus der sphärischen Konfiguration einzelne Dipole, sodass ein Teilchen mit der Porosität \mathcal{P} entsteht. Die resultierende Dipol-Konfiguration besteht aus $N = (1 - \mathcal{P}) N'$ Dipole, wobei jeder Dipol ein kubisches Subvolumen $(d_G)^3$ des umgebenden Materials und jeder entfernte Dipol einen kubischen Hohlraum der gleichen Größe repräsentiert. Die große Anzahl an Dipolen und die Verwendung des Zufallsgenerators ermöglichen eine statistische Verteilung der Hohlräume, wodurch keine Vorzugsrichtungen existieren und die optischen Eigenschaften unabhängig von der Teilchenorientierung sind. Die Anzahl der Dipole der in dieser Arbeit verwendeten Teilchen sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Um eine anschauliche Vorstellung von den porösen Teilchen zu haben, sind in der Abbildung 3.2 die geometrischen Querschnitte der Teilchen (einzelne Schichten) bei verschiedenen Porositäten dargestellt. Es fällt auf, dass einige Dipole vom übrigen Komplex losgelöst erscheinen. Dabei soll angemerkt werden, dass in der Abbildung nur eine einzelne Schicht

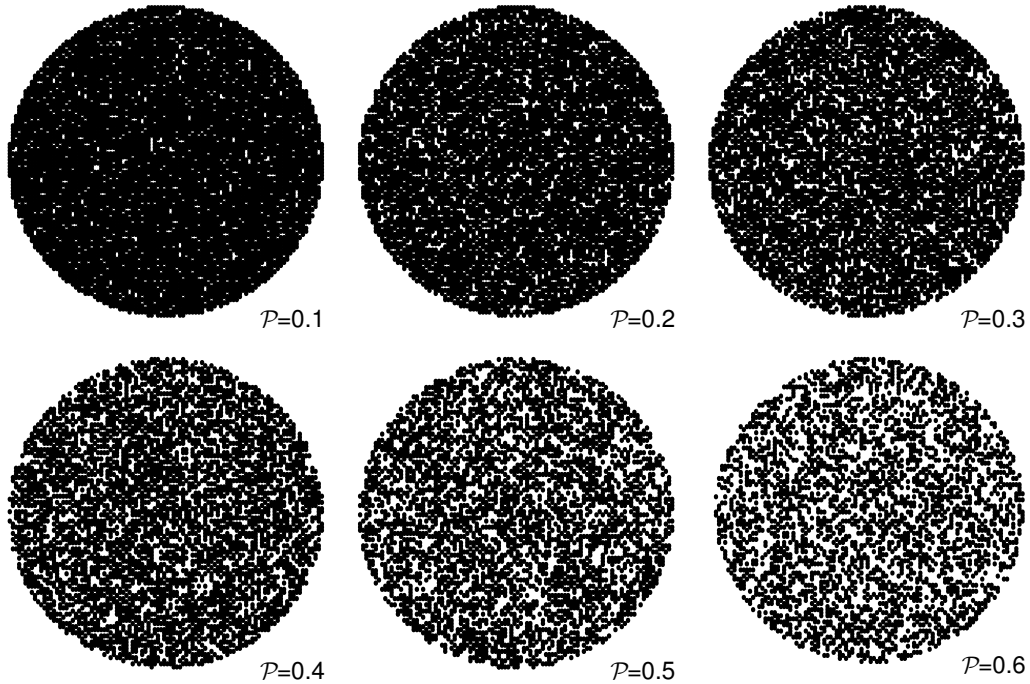


Abbildung 3.2: Geometrische Querschnitte der in dieser Arbeit verwendeten Teilchen (einzelle Schicht durch den Mittelpunkt) für verschiedene Porositäten von $\mathcal{P} = 0.1$ bis $\mathcal{P} = 0.6$.

der Dipole dargestellt ist und die entsprechenden Dipole über die fehlende Dimension mit dem Teilchen verbunden sein können. Die Generierung der Teilchen verhindert allerdings auch nicht die Möglichkeit, dass einzelne Dipole von der übrigen Dipolanordnung losgelöst sind. Es ist wünschenswert, dies zu minimieren. Eine statistische Analyse zeigt, dass für eine Porosität von $\mathcal{P} = 0.1$ die Anzahl isolierter Dipole verglichen mit der Gesamtanzahl der Dipole vernachlässigbar gering ist. Die Anzahl isolierter Dipole sowie die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten größerer, zusammenhängender Konglomerate, die von der übrigen Dipolanordnung getrennt sind, steigen mit wachsender Porosität stark an. Aus diesem Grund werden nur Teilchen mit Porositäten $\mathcal{P} \leq 0.6$ behandelt. Für eine ausführlichere Beschreibung der Teilchengenerierung sowie auf durchgeführte Tests sei auf [Kirchschlager \(2011\)](#) verwiesen.

Die Seitenlänge eines minimalen Hohlraums, und damit auch die Gitterkonstante d_G , entspricht für die hier betrachteten Staubteilchen $1/50$ des Hüllradius. Im Folgenden sei der Hüllradius auch nur als Radius bezeichnet. Die kartesischen Koordinaten der Dipolanordnungen werden dem Programm DDSCAT zur Verfügung gestellt und damit die optischen Eigenschaften für verschiedene Radien a , Wellenlängen λ und Porositäten \mathcal{P} berechnet. Das Material ist reines astronomisches Silikat ([Draine 2003b,c](#)).

Tabelle 3.3: Anzahl der Dipole N der in dieser Arbeit verwendeten Teilchen mit der Porosität \mathcal{P} .

\mathcal{P}	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
N	519 832	467 849	415 866	363 882	311 899	259 916	207 933

3.4 Poröse Teilchen im direkten Strahlungsfeld

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften poröser Teilchen untersucht, wenn diese einem Strahlungsfeld direkt ausgesetzt sind. Dabei wird die Absorptions- und Streufähigkeit (Abschn. 3.4.1) der Teilchen sowie die Strahlungspolarisation, welche von den Staubteilchen hervorgerufen wird (Abschn. 3.4.2), erläutert. Ergebnisse für die Blowout-Größe und für die Temperatur des Staubes (Abschn. 3.4.3), welche zum Teil in der Diplomarbeit [Kirchschlager \(2011\)](#) erarbeitet wurden, sollen zum Zwecke eines umfassenden Gesamtbildes der Eigenschaften poröser Teilchen hier kurz wiedergegeben werden.

3.4.1 Absorption und Streuung poröser Teilchen

Die optischen Eigenschaften von Staubteilchen, wie etwa die Wirkungsquerschnitte der Absorption (C_{abs}) und Streuung (C_{sca}), sind neben dem Kornradius a , der Wellenlänge λ und dem Material auch von der Form der Teilchen abhängig. Dies wurde in [Kirchschlager \(2011\)](#) unter Berücksichtigung einzelner Kornradien untersucht. In den bevorstehenden Strahlungstransportsimulationen in Kapitel 4 und 5 wird anstelle einzelner Korngrößen eine Größenverteilung $dn \propto a^{-3.5} da$ mit Kornradien aus dem Intervall $a \in [0.005 \mu\text{m}, 0.25 \mu\text{m}]$ verwendet und die optischen Eigenschaften individueller Teilchen durch die gewichteten Mittelwerte der optischen Eigenschaften aller Kornradien ersetzt (Gl. 2.28; [Wolf 2003a](#)). Dadurch werden die Eigenschaften verschiedener Teilchenradien überlagert, weshalb eine neue Untersuchung zur Abhängigkeit der optischen Eigenschaften von der Porosität notwendig ist.

Es werden die Wirkungsquerschnitte der Absorption, Streuung und Extinktion (C_{abs} , C_{sca} , C_{ext}) sowie die Albedo $\Lambda = C_{\text{sca}}/C_{\text{ext}}$ von Staubkörnern mit den Porositäten $\mathcal{P} = 0.0$ bis 0.6 mit dem Programm DDSCAT berechnet und in [Abbildung 3.3](#) dargestellt. Die beiden charakteristischen Absorptionsbanden des Silikats bei den Wellenlängen $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ und $\sim 18 \mu\text{m}$ sind auch für poröse Staubteilchen zu erkennen. Mit steigender Porosität sinken die Wirkungsquerschnitte der Absorption und Extinktion (C_{abs} und C_{ext}) für einen breiten Wellenlängenbereich. Dieser Trend wird nur für $\lambda \gtrsim 30 \mu\text{m}$ nicht erfüllt. Während für die niedrigen Porositäten ($\mathcal{P} \lesssim 0.3$) die Absorptions- und Extinktionsfähigkeit mit wachsender Porosität ansteigt, sinkt sie erneut wieder für hohe Porositäten ($\mathcal{P} \gtrsim 0.3$). Die Wirkungsquerschnitte der Streuung C_{sca} sowie die Albedo Λ sinken dagegen mit steigender Porosität für den gesamten betrachteten Wellenlängenbereich.

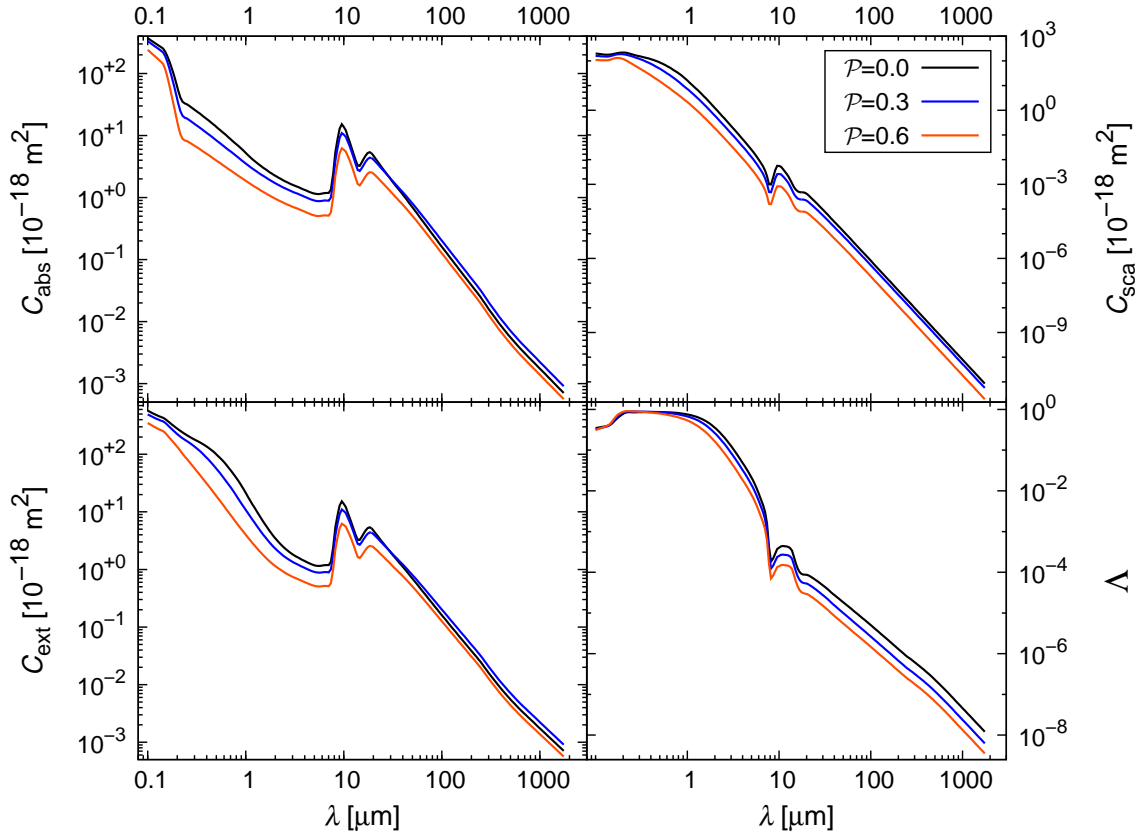


Abbildung 3.3: Wirkungsquerschnitte der Absorption, Streuung und Extinktion (C_{abs} , C_{sca} , C_{ext}) sowie die Albedo Λ von Staubkörnern mit den Porositäten $\mathcal{P} = 0.0, 0.3$ und 0.6 . Die Querschnitte sind entsprechend der Korngrößenverteilung gewichtet, welche dem Potenzgesetz $dn \propto a^{-3.5} da$ mit $a \in [0.005 \mu\text{m}, 0.25 \mu\text{m}]$ folgt. Das Material ist astronomisches Silikat.

3.4.2 Polarisation

Die Berechnungen der optischen Eigenschaften mit dem Programm DDSCAT aus dem vorherigem Abschnitt liefern die Streumatrixelemente (Abschn. 2.5.3), welche ebenfalls durch die gewichteten Mittelwerte der Matrixelemente aller Kornradien ersetzt werden (Gl. 2.28). Für ein Einzelstreuereignis eines Teilchens im direkten Strahlungsfeld kann unter der Annahme, dass die (stellare) Strahlung vor dem Streuereignis unpolarisiert ist, der lineare Polarisationsgrad $P = -S_{12}/S_{11}$ berechnet werden (Gl. 2.26). Dies ist in Abbildung 3.3 für Staubkörnern mit den Porositäten $\mathcal{P} = 0.0$ bis 0.6 in Abhängigkeit des Streuwinkels $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$ für vier verschiedene Wellenlängen dargestellt. In den meisten Fällen treten die höchsten Polarisationsgrade bei Streuwinkel um 90° herum auf. Nur für kompakte Körner und Körner mit niedrigen Porositäten ist das Maximum der Polarisation bei etwas geringeren Streuwinkeln. Abgesehen von den großen Streuwinkeln bei den Wellenlängen $\lambda = 0.167 \mu\text{m}$ und $0.205 \mu\text{m}$ steigt die Polarisation mit wachsender

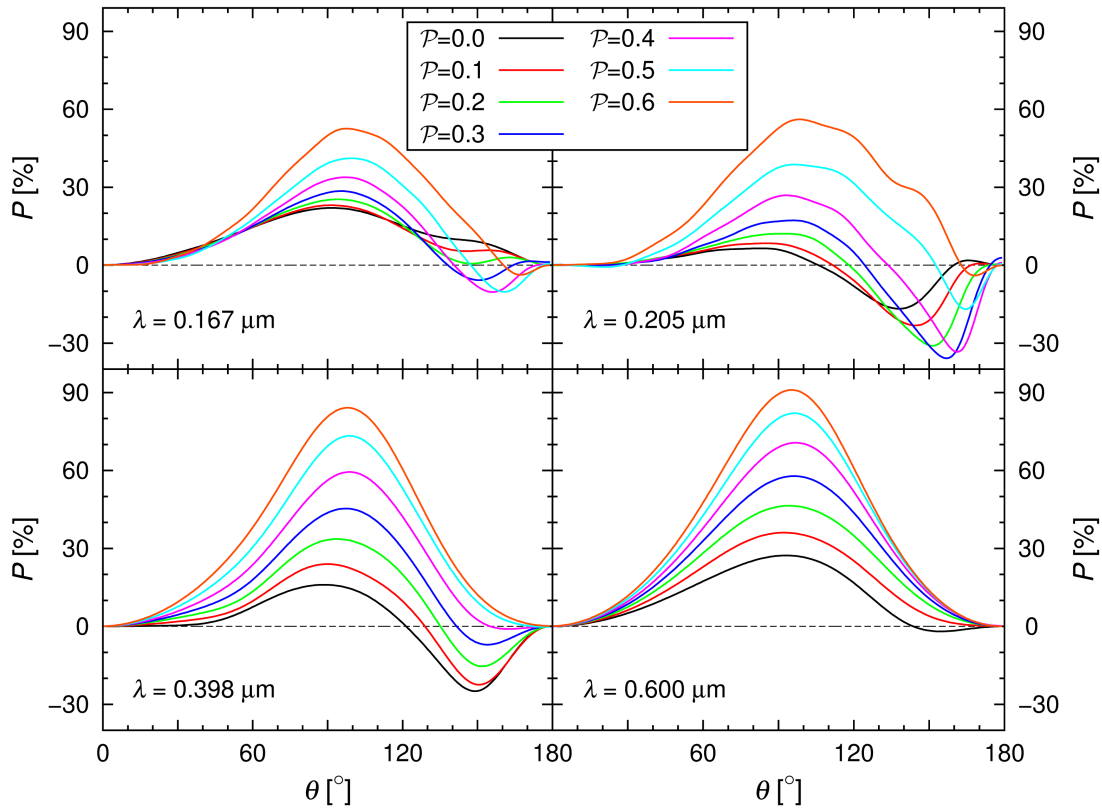


Abbildung 3.4: Grad der linearen Polarisation in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und der Wellenlänge λ bei einem Einzelstreuereignis an Körnern mit der Porosität \mathcal{P} . Das Material ist astronomisches Silikat.

Porosität, weshalb eine Erhöhung der Kornporosität den gleichen Effekt besitzt wie ein Verringern der Kornradien (Murakawa 2010). Bei großen Streuwinkeln wird die Polarisation negativ, was einem Wechsel der Polarisationsrichtung um 90° entspricht. Dieser Effekt wird auch als Polarisationskippen bezeichnet und in Kapitel 5 ausführlich untersucht.

3.4.3 Blowout-Größe und Staubtemperatur

In Abschnitt 3.4.1 sowie in Kirchschrager (2011) und Kirchschrager & Wolf (2013) wurde gezeigt, dass die Kornporosität die optischen Eigenschaften der Staubteilchen beeinflusst. Dies hat ebenfalls Auswirkungen auf den Strahlungsdruck, der auf die Teilchen wirkt, sowie auf die Staubtemperatur. Zur Untersuchung beider Größen werde im Folgenden ein einzelnes Staubteilchen betrachtet, welches einen Stern umkreist.

Im Allgemeinen steigt mit sinkendem Kornradius der Einfluss der Strahlungskraft gegenüber der Gravitationskraft, welche der Stern auf das Staubteilchen ausübt. Die Blowout-Größe² ist der kleinste Radius, den das Staubteilchen haben kann, ohne dass es von der Strahlungskraft aus dem System gestoßen wird (Burns u. a. 1979). Da die Strahlungskraft von den optischen Eigenschaften des Teilchens abhängig ist, wurde in Kirchschrager & Wolf (2013) der Einfluss der Kornporosität auf die Strahlungskraft und damit auf die Blowout-Größe untersucht. Die Motivation der Studie bestand u. a. durch eine häufig auftretende Diskrepanz bei Scheibenmodellierungen, bei denen die kleinste Teilchengröße oft signifikant größer als die theoretische Blowout-Größe ist (z. B. Ertel u. a. 2011). Es wurde eine Parameterstudie durchgeführt, die die Blowout-Größe in Abhängigkeit von der Kornporosität für fünf Hauptreihensterne untersucht. Das Ergebnis der Studie von Kirchschrager & Wolf (2013) ist, dass die Blowout-Größe mit wachsender Kornporosität und stellarer Temperatur ansteigt. Aus dem berechneten Datensatz wurde empirisch eine Näherungsgleichung zum Abschätzen der Blowout-Größe für poröse Staubteilchen abgeleitet und damit ein Online-Tool³ erstellt.

Die Staubtemperatur ist eine wichtige Größe für die Simulation thermischer Reemissionskarten. Unter der Annahme, dass das Teilchen nur durch direkte, stellare Strahlung geheizt wird, ergibt sich die Temperatur aus der Energiebalance von Strahlungsabsorption und thermischer Reemission des Teilchens, womit ebenfalls eine Abhängigkeit von den optischen Eigenschaften und der Kornporosität existiert. Aus diesem Grund wurde in Kirchschrager & Wolf (2013) die Staubtemperatur der Teilchen in Abhängigkeit vom Teilchenradius a und der Kornporosität \mathcal{P} bestimmt. Für die Teilchenradien $0.03 \mu\text{m} < a < 1.2 \mu\text{m}$ zeigt sich, dass die Temperatur mit wachsender Porosität sinkt. Insbesondere sind die Temperaturen der Teilchen mit Radien der Blowout-Größe für kompakte Teilchen größer als für poröse Körner. Als Folge dessen ist zu erwarten, dass das Maximum der thermischen Reemission von Debris-Scheiben zu längeren Wellenlängen verschoben ist.

² Die Bezeichnung „Blowout-Größe“ ist im deutschen Sprachgebrauch verbreitet, weshalb auf eine Übersetzung verzichtet wird.

³ <http://www1.astrophysik.uni-kiel.de/blowout/>

4 Poröse Staubkörner in protoplanetaren Scheiben

*Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Eigenschaften poröser Teilchen behandelt wurden, wenn diese dem Strahlungsfeld direkt ausgesetzt sind, wird nun der Einfluss der Kornporosität auf das Erscheinungsbild protoplanetarer Scheiben untersucht. Der Inhalt dieses Kapitels beruht auf der Veröffentlichung Kirchschrager & Wolf (2014) in *Astronomy & Astrophysics*.*

4.1 Motivation

In der Literatur gibt es einige Studien zu porösen Teilchen und deren Absorptions- und Streuvermögen (z. B. Henning & Stognienko 1993; Semenov u. a. 2003; Voshchinnikov u. a. 2007). Der Einfluss auf die gestreute und thermisch reemittierte Strahlung protoplanetarer Scheiben und die physikalischen Bedingungen innerhalb der Scheiben wurde jedoch bisher kaum untersucht. Siebenmorgen & Heymann (2012) entdeckten in ihrer Studie bei der Verwendung poröser statt kompakter Staubkörner eine Verschiebung des Maximums der thermischen Reemission des Staubes zu längeren Wellenlängen, wohingegen der Spektralindex unverändert bleibt. Des Weiteren ist für poröse Körner die Silikatbande bei der Wellenlänge $\sim 10\ \mu\text{m}$ stärker ausgeprägt. Min u. a. (2012) untersuchten den polarisierten Anteil der Streustrahlung protoplanetarer Scheiben und fanden signifikante Unterschiede im Erscheinungsbild von Scheiben bestehend aus kompakten, sphärischen oder porösen Staubkörnern. Der Einfluss von Porosität auf die Absorptionsbanden des Silikats bei den Wellenlängen $\sim 10\ \mu\text{m}$ und $\sim 18\ \mu\text{m}$ wurde von Vaidya & Gupta (2011) untersucht. Sie fanden ein Anstieg des $18\ \mu\text{m}$ -Flusses bezüglich des $10\ \mu\text{m}$ -Flusses, wenn der Grad der Porosität erhöht wird. Die spektrale Position und Breite der Banden ändert sich dagegen nur minimal. Zusammenfassend zeigen die Studien den Einfluss der Porosität. Eine grundlegende Untersuchung, die verschiedene Beobachtungsgrößen wie etwa Streu- und Polarisationskarten protoplanetarer Scheiben umfasst, wurde aber bislang nicht durchgeführt.

4.2 Vorgehen

Das Ziel dieser Studie ist die Untersuchung des Einflusses poröser Staubkörner auf die gestreute und thermisch reemittierte Strahlung protoplanetarer Scheiben. Zur Simulation des Strahlungstransports in den Scheiben wird das Programm MC3D (Abschn. 2.7) verwendet. Es werden die Temperaturverteilungen der Scheibe für verschiedene Staubmassen M_{Staub} berechnet (Abschn. 4.4.1). Anschließend wird die SED der gestreuten und reemittierten Strahlung ermittelt sowie räumlich aufgelöste Streulichtkarten und Karten der polarisierten Strahlung in Abhängigkeit der Staubmasse und der Scheibeninklination bestimmt (Abschn. 4.4.2 – 4.4.4). Um den Einfluss der Kornporosität auf die Eigenschaften und Beobachtungsgrößen zu untersuchen, wird der Strahlungstransport für eine Scheibe mit porösen Körnern (Modell **P**) und als Referenzmodell für eine Scheibe mit kompakten, sphärischen Körnern (Modell **K**) durchgeführt. Anschließend werden die Ergebnisse beider Modelle miteinander verglichen. Die porösen Körner haben zunächst eine Porosität von $\mathcal{P} = 0.6$.

Es sei darauf hingewiesen, dass beide Modelle die gleiche Anzahl an Staubkörnern beinhalten. Damit ist für beide Modelle nicht die Staubmasse M_{Staub} , sondern die Größe $M_{\text{Staub}}/(1 - \mathcal{P})$ konstant, die proportional zur Anzahl der Staubteilchen in der Scheibe ist. Bis auf die Kornporosität und die Staubmasse sind die Modelle **P** und **K** identisch. Auf die weiteren Parameter wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

4.3 Verwendete Scheiben- und Staubparameter

Das modellierte System setzt sich aus dem Zentralstern sowie der primär vom Zentralstern geheizten, protoplanetaren Scheibe zusammen. Der Zentralstern wird als ein Schwarzkörperstrahler mit einer Effektivtemperatur $T_* = 6000 \text{ K}$ und einem Radius $R_* = 1.0 R_{\odot}$ angenommen. Weitere Heizprozesse, verursacht z. B. durch Viskosität, Scheibenakkretion oder kosmische Strahlung, werden nicht berücksichtigt.

Die Dichteverteilung des Staubes in der protoplanetaren Scheibe ist parametrisiert und wird durch den Ansatz von [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) beschrieben (Gl. 2.1). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Staubkörner bestehen aus astronomischem Silikat ([Draine 2003b,c](#)) mit einer chemischen Dichte von $\rho = 3.5 \text{ g cm}^{-3}$ ([Draine 2003a](#)). Die Korngrößenverteilung entspricht der des interstellaren Mediums (Abschn. 2.3). Eine räumliche Variation der Korngrößenverteilung, verursacht z. B. durch radiale Drift der Staubteilchen oder das Absinken großer Staubkörner zur Mittelebene, wird vernachlässigt. Die optischen Eigenschaften der Teilchen wurden im Kapitel 3.4 mit dem Programm DDSCAT (Abschn. 3.2.2) sowohl für die kompakten, sphärischen Körner als auch für die porösen Teilchen berechnet. Für die Simulationen des Strahlungstransports

Tabelle 4.1: Verwendete Parameter für die Dichteverteilung nach [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#): Innen- und Außenradius R_i und R_a , die geometrischen Parameter α und β , die beiden die Skalenhöhe beschreibenden Parameter h_0 und R_0 sowie das Massenverhältnis Gas-zu-Staub.

R_i [AE]	R_a [AE]	α	β	h_0 [AE]	R_0 [AE]	$M_{\text{Gas}}/M_{\text{Staub}}$
1.0	100.0	21/8	9/8	10.0	100.0	100

wird zudem die Näherung von [Wolf \(2003a\)](#) verwendet und die optischen Eigenschaften aller Kornradien durch die gewichteten Mittelwerte der optischen Eigenschaften ersetzt (Gl. 2.28). Die angenommene Entfernung des Systems beträgt 140 pc, was dem typischen Abstand nahe gelegener Sternentstehungsregionen entspricht (z. B. [Elias 1978](#)).

4.4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Resultate für die Modelle **P** und **K** für die Staubmassen $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ und $10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ diskutiert. Diese Staubmassen sind typische Werte für Scheiben um T-Tauri-Sterne (z. B. [Beckwith u. a. 1990](#); [Andrews & Williams 2005](#)).

4.4.1 Temperaturverteilung

In diesem Abschnitt soll der mögliche Einfluss der Kornporosität auf die Staubtemperatur in protoplanetaren Scheiben untersucht werden. Dazu wird die Temperaturverteilung in der Ebene senkrecht zur Scheibenmittelebene berechnet ($R = 0$). Dies ermöglicht die Untersuchung von Staubtemperaturen in Regionen etwas oberhalb der Mittelebene. Die Staubkörner in diesen Scheibenbereichen sind von besonderem Interesse, da sie einerseits tief genug in der Scheibe eingebettet sind, um von der energetischen, kosmischen Strahlung geschützt zu sein. Andererseits befinden sich diese Schichten weit genug oberhalb der Mittelebene, in welcher die Temperaturen tief genug sind, so dass das Gas auf den Staubkörnern ausfrieren kann. Dies wiederum hat Auswirkungen auf die chemische Zusammensetzung. Komplexe chemische Verbindungen werden erwartet, insbesondere durch chemische Reaktionen auf der Kornoberfläche, der Wechselwirkung zwischen Gas und Staub sowie der chemischen Entwicklung in der Gasphase (z. B. [van Dishoeck & Blake 1998](#); [Rawlings & Yates 2001](#); [van Dishoeck 2004](#); [Lee u. a. 2004](#)). Auch wenn die veränderte chemische Zusammensetzung einen Effekt auf die Temperaturverteilung hat, soll der Fokus dieser Studie auf der Kornporosität liegen, während Ausfrierungen von Gas vernachlässigt werden.

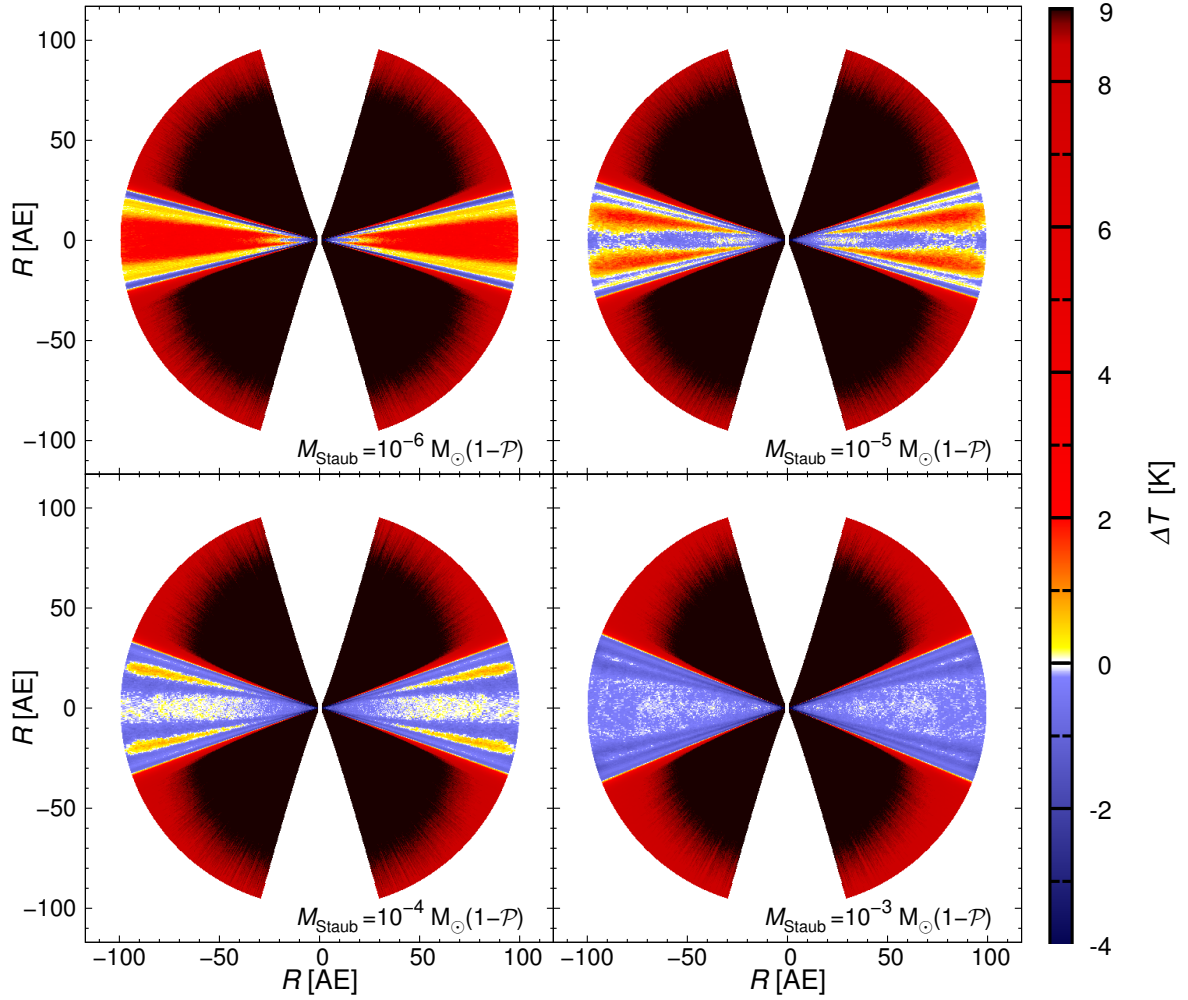


Abbildung 4.1: Differenzkarten der Temperaturverteilungen des Staubes in der Ebene senkrecht zur Scheibenmittelebene. Die absoluten Differenzen zeigen die Temperaturunterschiede von Modell **K** (kompakte Körner) und **P** (poröse Körner), $\Delta T = T_{\mathcal{P}=0.0} - T_{\mathcal{P}=0.6}$, für $M_{\text{Staub}}/(M_{\odot}(1-\mathcal{P})) = 10^{-6}$, 10^{-5} , 10^{-4} und 10^{-3} . Gelb-roter Farb-Code: Kompakte Körner sind wärmer, blau: Poröse Körner sind wärmer.

Um die Unterschiede der Temperaturverteilungen der beiden Modelle **P** und **K** zu verdeutlichen, werden die absoluten Differenzen der Temperaturkarten berechnet, $\Delta T = T_{\mathcal{P}=0.0} - T_{\mathcal{P}=0.6}$ (Abb. 4.1). Es zeigt sich, dass abgesehen von der unmittelbaren Umgebung des Zentralsterns die Temperaturunterschiede zwischen kompakten und porösen Körnern kleiner als 10 K sind. Die Temperaturen der kompakten Teilchen sind größer als die der porösen Teilchen in den optisch dünnen, höher gelegenen Bereichen der Scheibe sowie in einer Schicht im optisch dicken Bereich nahe der Scheibenmittelebene (abgesehen von $M_{\text{Staub}} = (1 - \mathcal{P}) 10^{-3} M_{\odot}$). Dagegen sind die porösen Körner wärmer als die kompakten Teilchen in der Übergangsregion von optisch dünn zu optisch dick,

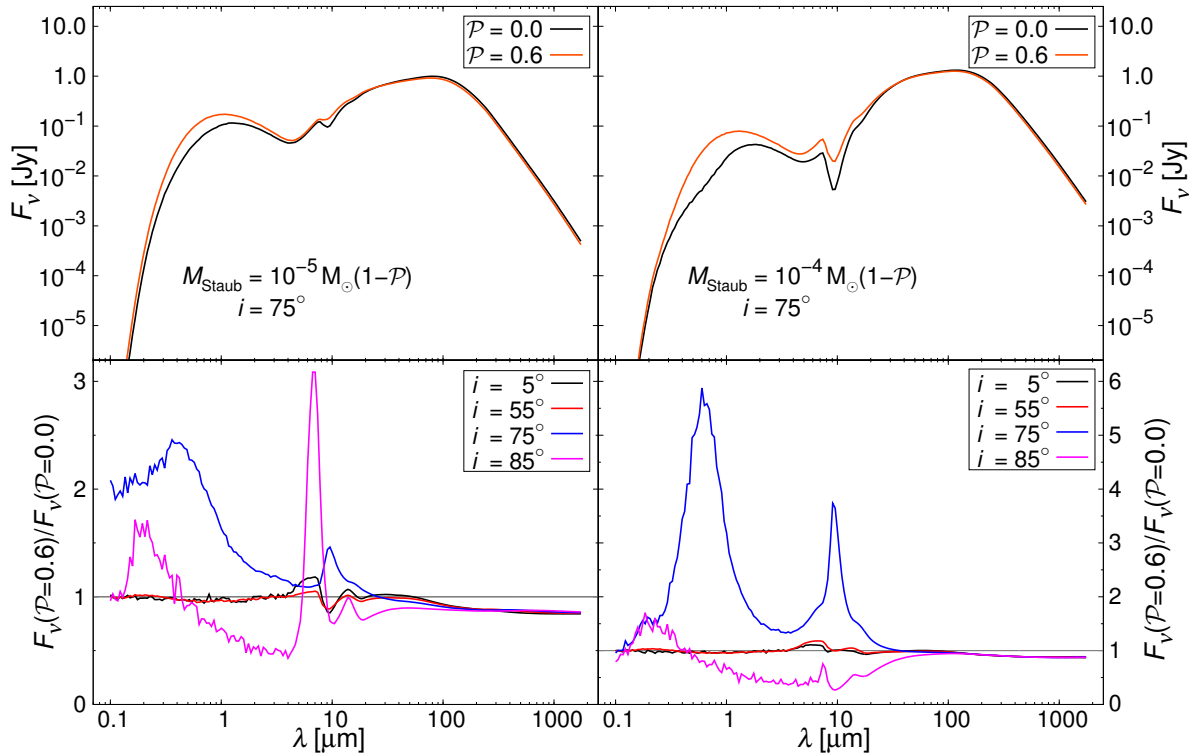


Abbildung 4.2: Spektrale Energieverteilung protoplanetarer Scheiben für die Modelle **K** (kompakte, sphärische Körner, $\mathcal{P} = 0.0$) und **P** (poröse Körner, $\mathcal{P} = 0.6$). Die Staubmassen betragen $M_{\text{Staub}} = (1 - \mathcal{P}) 10^{-5} M_{\odot}$ (Graphiken links) und $M_{\text{Staub}} = (1 - \mathcal{P}) 10^{-4} M_{\odot}$ (Graphiken rechts). Die oberen Graphiken zeigen die SED für eine Inklination von $i = 75^{\circ}$, während in den unteren Graphiken die Flussverhältnisse $F_{\nu}(\mathcal{P} = 0.6)/F_{\nu}(\mathcal{P} = 0.0)$ für $i = 5^{\circ}, 55^{\circ}, 75^{\circ}$ und 85° dargestellt sind.

in unmittelbarer Umgebung des Zentralsterns sowie in der Schicht um die Scheibenmittelebene herum (mit Ausnahme von $M_{\text{Staub}} = (1 - \mathcal{P}) 10^{-6} M_{\odot}$). Mit steigender Staubmasse verschiebt sich die Übergangsregion zu höheren Scheibengebieten. Der Einfluss verschiedener Porositäten auf die Position der Übergangsregion ist jedoch gering.

4.4.2 Spektrale Energieverteilung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Kornporosität auf die SED einer protoplanetaren Scheibe untersucht (Abb. 4.2), welche sich aus der vom Stern emittierten und anschließend an den Staubkörnern der Scheibe gestreuten Strahlung, sowie aus der von den Körnern thermisch reemittierten Strahlung zusammensetzt.

Streustrahlung

Die für die Staubmassen $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ und $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ berechneten SEDs in Abbildung 4.2 zeigen, dass die Modelle **K** und **P** Unterschiede im kurzwelligen Bereich (Streustrahlung) aufweisen. Für die Inklinationen $i = 5^{\circ}$ und 55° sind diese Unterschiede noch gering, nur im Wellenlängenbereich $\lambda \in [5 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}]$ beträgt der Fluss von der Scheibe mit den porösen Körnern das bis zu 1.2-fache des Flusses der Scheibe mit den kompakten Körnern.

Die Abweichungen zwischen den beiden Modellen steigen für die Inklinationen $i = 75^{\circ}$ und 85° . Der Fluss der gestreuten Strahlung ist für $i = 75^{\circ}$ und poröse Körner signifikant erhöht und beträgt das bis zu 2.5-fache für $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ und das bis zu sechsfache für $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$. Für die Inklination $i = 85^{\circ}$ ist der Fluss der gestreuten Strahlung für das Modell **P** um bis zu 1.7-fach höher bei Wellenlängen $\lambda < 0.45 \mu\text{m}$ und um bis zu vierfach geringer für $\lambda > 0.45 \mu\text{m}$ als für Modell **K**.

Das Verhalten der Streustrahlung in der SED hängt stark von der Scheiben-opazität und damit neben der Inklination auch von der Staubmasse M_{Staub} ab. Die SED wird für eine Reihe von Staubmassen M_{Staub} im Bereich zwischen $10^{-8} M_{\odot}$ und $10^{-3} M_{\odot}$ berechnet. Für die Inklinationen $i = 5^{\circ}$ und 55° sind die spektralen Unterschiede zwischen den Modellen **K** und **P** auch für viel größere oder kleinere Staubmassen gering. Bei höheren Inklinationen steigen die Abweichungen aufgrund der erhöhten Opazität mit der Staubmasse.

Reemissionsstrahlung

Wie in vorangegangenen Studien gezeigt wurde (Voshchinnikov u. a. 2006; Abschn. 3.4.3), sind kompakte, sphärische Körner mit Radien $a \in [0.005 \mu\text{m}, 0.25 \mu\text{m}]$ im stellaren Strahlungsfeld wärmer als poröse Körner (für Porositäten bis zu $\sim 70\%$). Infolgedessen ist in optisch dünnen Scheiben mit porösen Körnern das Maximum der thermischen Reemission zu längeren Wellenlängen verschoben. Dieser Effekt kann in den SEDs der optisch dicken, protoplanetaren Scheiben nicht beobachtet werden (Abb. 4.2). Der Fluss im (Sub-)Millimeterbereich ist für das Modell **K** etwas höher als für Modell **P**. Der Spektralindex ist für beide Staubarten gleich und beträgt ungefähr 3.5, wobei der Wert auch für alle betrachteten Scheibeninklinationen und Staubmassen nahezu konstant bleibt. Es soll daran erinnert werden, dass in Scheiben in fortgeschrittenem Entwicklungsstadium Staubkornwachstum auftreten kann. Die damit einhergehenden großen Staubkörner sowie des Weiteren das mögliche Vorkommen von kohlenstoffreichen Körnern können den Spektralindex der SED stark beeinflussen.

Die Silikatbande bei der Wellenlänge $\sim 10 \mu\text{m}$ kann als Absorptions- oder Emissionseffekt auftreten. Sie ist für größere Inklinationen und Staubmassen stärker ausgeprägt. Da bei diesen Wellenlängen die Absorptionsquerschnitte für kompakte, sphärische Körner

größer als die für poröse Körner sind (Abb. 3.3), ist die Silikatbande für Modell **K** stärker ausgeprägt als für Modell **P**.

Ein möglicherweise wichtiger, erwähnenswerter Effekt für poröse Partikel ist stochastisches Heizen. Die Oberfläche eines porösen Staubkorns kann auch als aus vielen kleinen Subkomponenten aufgebaut betrachtet werden. Die mittlere thermische Energie dieser Subkomponenten liegt dabei in der Größenordnung eines einzelnen einfallenden UV-Photons. Dies kann, ähnlich wie bei PAH-Partikeln, zu zeitabhängigen Temperaturfluktuationen in den Subkomponenten und Emissionssignaturen im Wellenlängenbereich des mittleren Infrarots führen (z. B. Dwek 1986). Dieser Effekt kann im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden. Vorangegangene Studien zeigen aber, dass sich die Temperatur von hochporösen Aggregaten der Gleichgewichtstemperatur von sehr kleinen Partikeln annähert, was ein Hinweis auf die wachsende Bedeutung der Subkomponenten in porösen Teilchen ist (z. B. Greenberg & Hage 1990; Kimura u. a. 1997).

4.4.3 Streulichtkarten

Die mit dem Programm MC3D berechneten Streulichtkarten der Modelle **K** und **P** sind in den Abbildungen 4.3 und 4.5 für die Wellenlänge $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ illustriert.

Abgesehen von der Inklination $i = 5^\circ$ zeigen alle anderen Streulichtkarten ein opakes Band (engl.: „dark lane“), welches das Streulichtbild zweiteilt. Dieses opake Band ist der optisch dicke Bereich der von der Seite gesehenen protoplanetaren Scheibe (z. B. Padgett u. a. 1999) und wird durch die wellenlängenabhängigen Absorptionseigenschaften des Staubes und der Teilchendichte entlang der Sichtlinie bestimmt. Das opake Band ist charakteristisch für geneigte Scheiben und das dadurch zweigeteilte Streulichtbild erinnert insbesondere für große Inklinationen an eine Schmetterlingsform (engl.: „butterfly pattern“). Der Zentralstern liegt verdeckt innerhalb des opaken Bandes. Prominente Vertreter mit diesem Erscheinungsbild sind der Butterfly-Star (Gräfe u. a. 2013), CB 26 (Sauter u. a. 2009), DG Tau B (Kruger u. a. 2011), HH 30 (Madlener u. a. 2012) sowie FS Tau B (siehe Kap. 6).

Das opake Band ist für Modell **K** stärker ausgeprägt als für Modell **P**. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei der Wellenlänge $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ der Absorptionsquerschnitt C_{abs} für kompakte, sphärische Körner um ungefähr eine Größenordnung größer ist als für poröse Körner (Abb. 3.3). Infolgedessen ist das opake Band in den Streulichtkarten des Modells **K** breiter und die Flussdichte der gestreuten Strahlung innerhalb des Bandes geringer. Die niedrigere Opazität der Scheibe des Modells **P** ermöglicht es, tiefer gelegene Scheibengebiete zu untersuchen. Die Streulichtkarten für die Inklination $i = 5^\circ$ zeigen kein opakes Band. Als Unterschied zwischen den Modellen **K** und **P** lässt sich hier die etwas geringere Flussdichte im Falle der porösen Körner feststellen (Abb. 4.7).

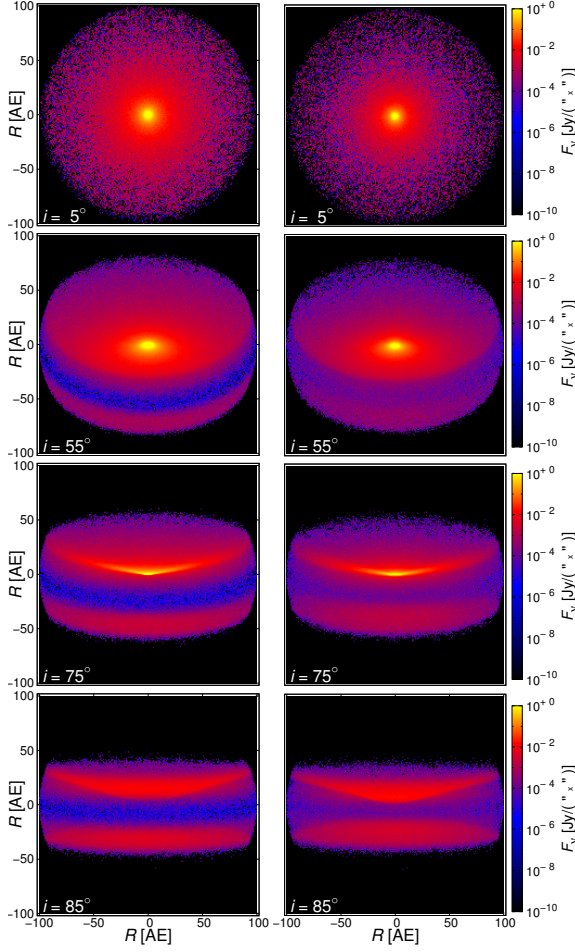


Abbildung 4.3: Streulichtkarten ($\lambda = 0.6 \mu\text{m}$) für Scheiben mit $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$. In der linken Spalte sind die Karten von Modell **K** ($\mathcal{P} = 0.0$), rechts von Modell **P** ($\mathcal{P} = 0.6$) gezeigt. Inklinationen von oben nach unten: $i = 5^\circ, 55^\circ, 75^\circ$ und 85° .

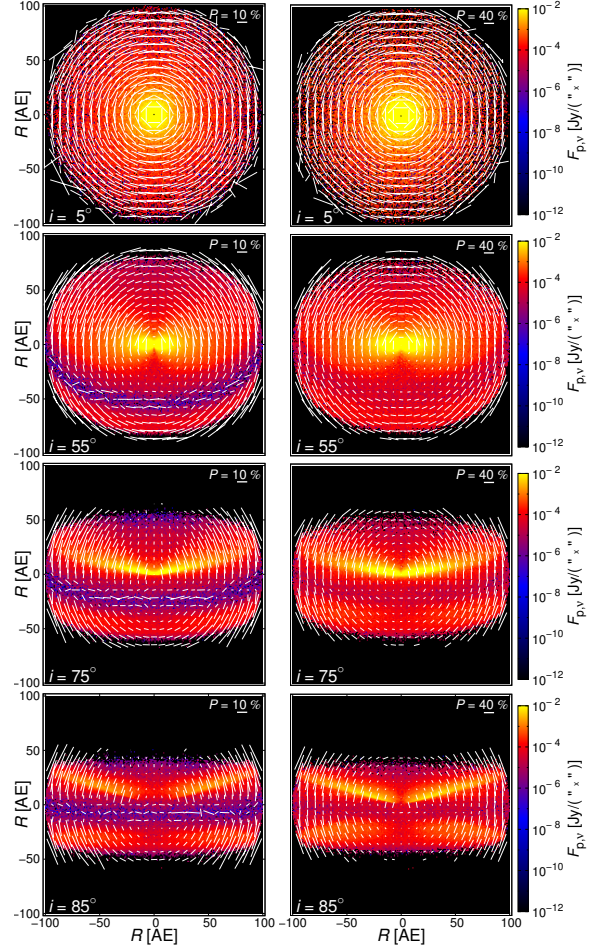


Abbildung 4.4: Wie Abbildung 4.3, nur für Karten der linear polarisierten Strahlung $F_{p,\nu}$ und dem Polarisationsgrad P (weiße Linien). In der linken Spalte sind die Karten von Modell **K** ($\mathcal{P} = 0.0$), rechts von Modell **P** ($\mathcal{P} = 0.6$) gezeigt.

4.4.4 Polarisationskarten

In diesem Abschnitt werden die Karten der linear polarisierten Strahlung für die Modelle **K** und **P** vorgestellt. Neben der Flussdichte $F_{p,\nu}$ der polarisierten Strahlung wird auch die räumliche Verteilung des Polarisationsgrades P für die zwei Staubarten untersucht. Die Flussdichte $F_{p,\nu}$ und der Polarisationsgrad P werden gemäß den Gleichungen 2.20 und 2.21 für jedes Pixel der Karte aus den Komponenten I , Q und U des Stokes-Vektors

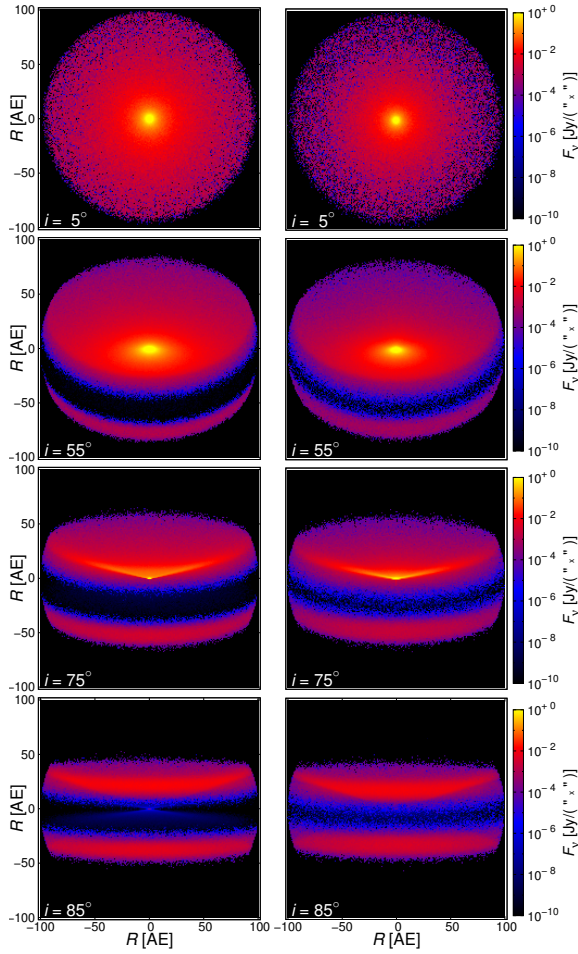


Abbildung 4.5: Wie Abbildung 4.3, nur für $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$. In der linken Spalte sind die Karten von Modell **K** ($\mathcal{P} = 0.0$), rechts von Modell **P** ($\mathcal{P} = 0.6$) gezeigt.

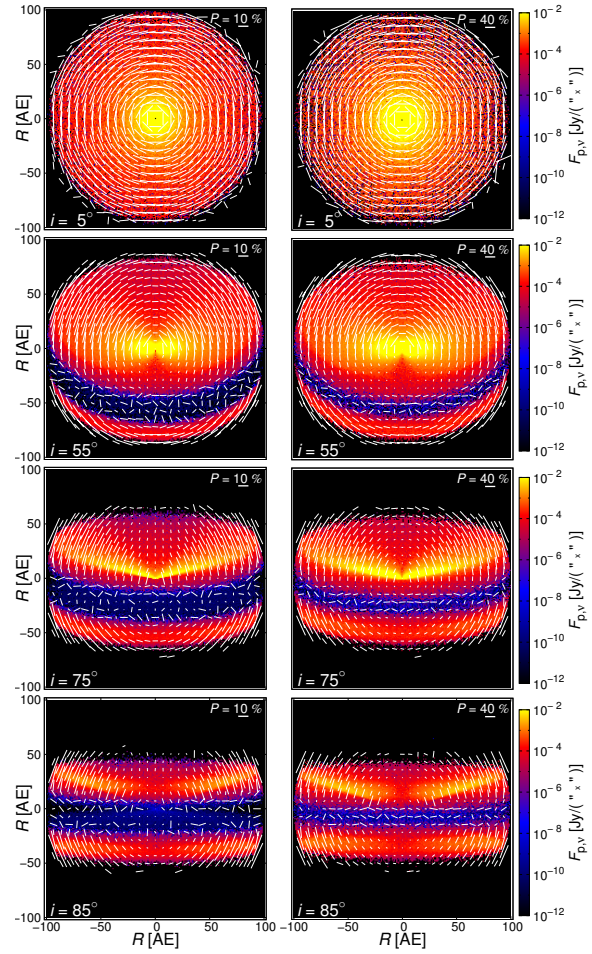


Abbildung 4.6: Wie Abbildung 4.3, nur für Karten der linear polarisierten Strahlung $F_{p,\nu}$ und dem Polarisationsgrad P (weiße Linien), für $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$. In der linken Spalte sind die Karten von Modell **K** ($\mathcal{P} = 0.0$), rechts von Modell **P** ($\mathcal{P} = 0.6$) gezeigt.

bestimmt. Für eine bessere Darstellung wird die Auflösung der Karten für die räumliche Verteilung des Polarisationsgrades P von ursprünglich 201×201 Pixel auf 27×27 Pixel reduziert. Dazu werden benachbarte Pixel zu einem Pixelagglomerat zusammengefasst. Dieser Prozess wird in der englischen Sprache als „Binning“ bezeichnet. Die Pixelagglomerate umfassen alle die gleiche Ausdehnung und Anzahl an Pixeln. Die Beiträge aller Pixel eines Agglomerates zu den entsprechenden Komponenten der Stokes-Vektoren werden zuerst integriert und anschließend der Polarisationsgrad und die Polarisationsrichtung des Pixelagglomerates bestimmt. Der aus dem Polarisationsgrad und der Polarisationsrichtung gebildete Polarisationsvektor wird in den Karten auf das Zentrum

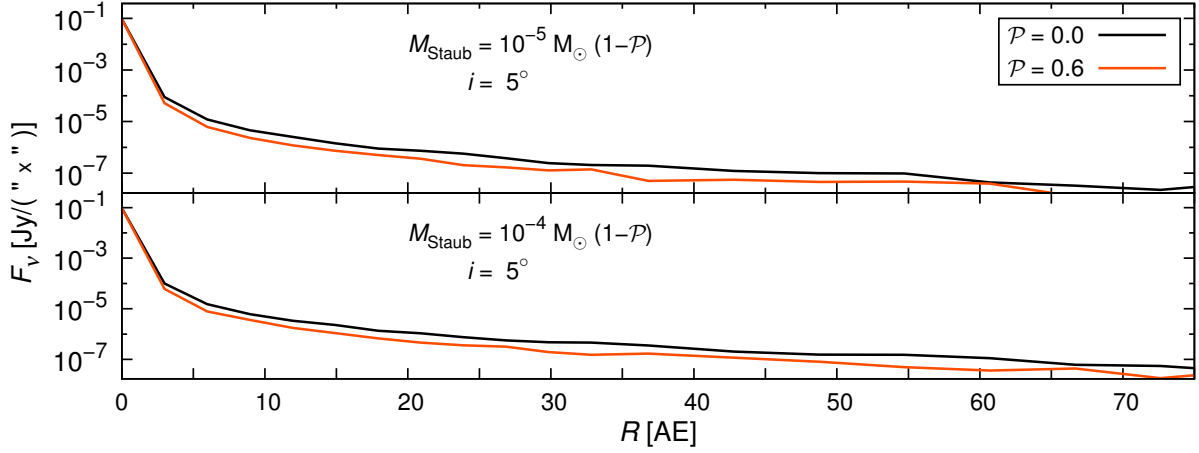


Abbildung 4.7: Radialer Schnitt durch die Streulichtkarten der Abbildungen 4.3 und 4.5 für die Scheibeninklination $i = 5^\circ$ und die Wellenlänge $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$. Die Flussdichte ist für das Modell **K** etwas größer als für das Modell **P**.

des Pixelagglomerates zentriert. Die Referenzskala für die Länge des Polarisationsvektors ist in den Polarisationskarten jeweils oben rechts eingezeichnet. Die Karten der räumlichen Verteilung der Flussdichte $F_{p,\nu}$ umfassen weiterhin 201×201 Pixel.

In den Abbildungen 4.4 und 4.6 sind die Karten der linear polarisierten Strahlung für die Modelle **K** und **P** dargestellt. Die Beobachtungswellenlänge ist $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$. Die geneigten Scheiben zeigen erneut ein opakes Band, welches für Scheiben mit porösen Körnern schmaler und schwächer ausgeprägt ist. Verglichen mit den Streulichtkarten (Abb. 4.3 und 4.5) ist die Flussdichte der polarisierten Strahlung um eine Größenordnung geringer. Weiterhin ist auffallend, dass die Polarisationsgrade für das Modell **P** um einen Faktor von ungefähr vier gegenüber dem Modell **K** erhöht sind.

Neben einer besseren Darstellung des Polarisationsvektors hat das Reduzieren der Kartenaufösung den weiteren Vorteil, dass das durch den Monte-Carlo-Prozess verursachte Rauschen für die Komponenten des Stokes-Vektors reduziert wird. Das Rauschen macht sich insbesondere in Kartenbereichen mit niedrigen Flussdichten bemerkbar. Trotz des Binnings und einer im Rahmen der Strahlungstransport-Simulation verwendeten, sehr hohen Anzahl an Photonen (9×10^9) hat das Rauschen einen Einfluss auf die Polarisationsvektoren innerhalb des opaken Bandes und sowohl die Länge als auch die Ausrichtung der Polarisationsvektoren können verfälscht werden. Dieser Effekt steigt mit der Opazität der Scheibe. Für massereiche und stark geneigte Scheiben mit kompakten, sphärischen Körnern, wie etwa für $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot (1 - \mathcal{P})$ und $i = 85^\circ$, zeigen die Karten scheinbar zufällig angeordnete Polarisationsvektoren innerhalb des opaken Bandes. Diese Polarisationsvektoren sollten nicht beachtet werden.

Unter dieser Vernachlässigung lassen sich die in den Karten erkennbaren Polarisationsmuster in drei Klassen einteilen:

1. Für kompakte, sphärische Körner sind die Polarisationsvektoren gewöhnlicherweise senkrecht zur Streuebene orientiert, welche durch die Richtungen des einfallenden und des gestreuten Strahls eines Einzelstreuereignisses definiert ist. Die Staubkörner in den optisch dünnen, äußeren Scheibengebieten streuen die Strahlung, die zum Beobachter gelangt, ein einziges Mal und produzieren damit ein zentralsymmetrisches Polarisationsmuster mit hohen Polarisationsgraden. Dieses Muster ist für beide Modelle **K** und **P** besonders gut für Scheiben mit geringer Inklination ($i = 5^\circ$) zu erkennen.
2. In den optisch dicken Scheibenregionen, um die Mittelebene der Scheibe herum, wird die Strahlung dagegen vielfach gestreut. Dies führt zu einer Depolarisation sowie im Falle von (stark) geneigten Scheiben zur Ausrichtung der Polarisationsvektoren parallel zur Scheibenmittelebene (z. B. Bastien & Menard 1988; Fischer u. a. 1994, 1996; Whitney & Hartmann 1992, 1993). Aufgrund des höheren Absorptionsvermögens der kompakten Staubkörner und der höheren Opazität massereicher Scheiben ist dieser Effekt für das Modell **K** und die Staubmasse $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot (1 - \mathcal{P})$ stärker ausgeprägt. Gleichzeitig gewinnt aber in diesen Gebieten geringer Flussdichte das Rauschen an Bedeutung. Deshalb ist dieses Polarisationsmuster in den Karten des Modells **K** bei der Staubmasse $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_\odot (1 - \mathcal{P})$ am besten zu erkennen. Bei gleicher Staubmasse, aber für das Modell **P**, ist dieser Effekt aufgrund des geringeren Absorptions- und Streuvermögens der porösen Staubkörner nahezu vollständig verschwunden.
3. Neben den zentralsymmetrischen Polarisationsmustern für die optisch dünnen Scheibengebiete und der parallelen Ausrichtung der Polarisationsvektoren in optisch dicken Bereichen zeigen einige Karten einen weiteren Effekt. In einzelnen Fällen, wie z. B. für das Modell **K** bei $i = 75^\circ$ und 85° , sind die Polarisationsvektoren in den oberen Scheibenbereichen radial ausgerichtet (Abb. 4.4 und 4.6, obere Bildhälfte). Dieses unerwartete Verhalten wird begleitet von der Tatsache, dass bei den bisher betrachteten Karten der Modelle **P** eine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors nicht auftritt. Dieser Effekt wird ausführlich in Kapitel 5 untersucht.

4.5 Vergleich bei konstanter Staubmasse

Die Anzahl der Staubteilchen der Modelle **K** und **P** wurde bisher konstant gehalten. Ein alternativer Ansatz vergleicht Scheiben mit kompakten und porösen Teilchen bei gleicher Staubmasse, aber unterschiedlicher Teilchenanzahl in den Scheiben. Um das Argument zu widerlegen, dass die in dieser Studie erzielten Ergebnisse nicht durch die Verwendung poröser Staubkörner, sondern durch die verringerte Staubmasse in den

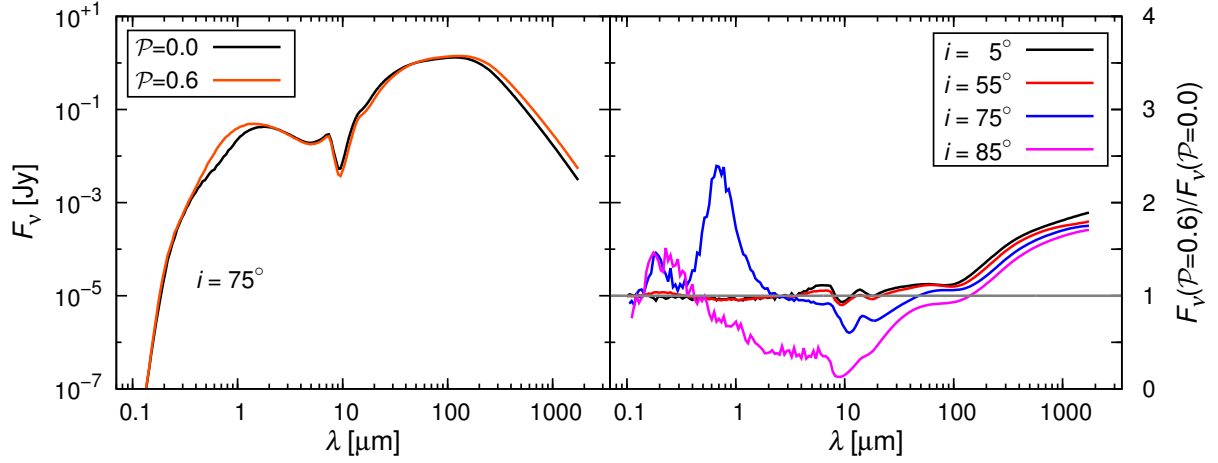


Abbildung 4.8: Spektrale Energieverteilung für Scheiben mit kompakten, sphärischen Teilchen ($\mathcal{P} = 0.0$) und porösen Körnern ($\mathcal{P} = 0.6$) bei einer Scheibeninklination von $i = 75^\circ$ (linke Graphik). Im Unterschied zu Abbildung 4.2 wurde hier anstelle der Teilchenzahl für beide Modelle die Staubmasse konstant gehalten ($M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot$). Um die Unterschiede zu verdeutlichen, sind in der rechten Graphik die Flussverhältnisse $F_\nu(\mathcal{P} = 0.6)/F_\nu(\mathcal{P} = 0.0)$ für verschiedene Inklinationen i dargestellt.

Scheiben verursacht werden, wird in diesem Abschnitt der alternative Ansatz untersucht. Dazu wird die SED für die Staubmasse $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot$ berechnet (Abb. 4.8). Es zeigt sich, dass auch bei konstanter Staubmasse Abweichungen in der SED bestehen. Die Flussverhältnisse in der rechten Graphik von Abbildung 4.8 können direkt mit den Flussverhältnissen in Abbildung 4.2 verglichen werden. Die Scheiben mit den kompakten Körnern und damit auch die dazugehörigen SEDs sind in beiden Abbildungen identisch. Die Scheibe mit den porösen Körnern hat nun gegenüber der Scheibe in Abbildung 4.2 eine um den Faktor $1/(1 - \mathcal{P}) = 2.5$ erhöhte Masse. Die Unterschiede in den Flussverhältnissen sind in Abbildung 4.8 geringer, zeigen aber für die gestreute Strahlung das qualitativ gleiche Verhalten wie in Abbildung 4.2. Die Absorptionsbande des Silikats bei der Wellenlänge $\sim 10 \mu\text{m}$ ist für alle Scheibeninklinationen für die porösen Körner stärker ausgeprägt als für die kompakten Körner. Der Fluss bei Wellenlängen im (Sub-)Millimeterbereich ist für Scheiben mit den porösen Körnern in Abbildung 4.2 minimal geringer als für Scheiben mit den kompakten Körnern. Da die Masse für die Scheibe mit den porösen Körnern erhöht wurde und der Fluss im optisch dünnen Wellenlängenbereich linear mit der Masse skaliert, ist in Abbildung 4.8 der Fluss für Scheiben mit den porösen Körnern deutlich höher als für Scheiben mit den kompakten Körnern. Der Spektralindex beträgt allerdings weiterhin ungefähr 3.5. Damit lässt sich für die Studie von realen Scheiben schlussfolgern, dass bei einer Massenbestimmung mit Hilfe von Flüssen bei Wellenlängen im (Sub-)Millimeterbereich unter Berücksichtigung von Kornporosität die gefundenen Scheibenmassen niedriger als im Falle von kompakten, sphärischen Körnern sind.

Da auch bei konstant gehaltener Staubmasse M_{Staub} Unterschiede zwischen den SEDs der Scheiben mit den kompakten und porösen Staubkörnern existieren, ist der Einfluss der Kornporosität auf das Erscheinungsbild protoplanetarischer Scheiben bestätigt. Die erzielten Ergebnisse können nicht alleine durch eine reduzierte Staubmasse begründet werden, sondern sind vielmehr ein Resultat aus der Kombination zweier Komponenten: Die veränderten optischen Eigenschaften des Staubes und die reduzierte Staubmasse bei der Verwendung von porösen Staubkörnern.

Der Ansatz, die Anzahl der Staubteilchen in den Scheiben konstant zu halten, hat gegenüber dem Ansatz der konstanten Masse den Vorteil, dass jedes einzelne kompakte Staubkorn in der Scheibe durch ein entsprechend poröses ersetzt wird und gleichzeitig keine weitere Änderung an dem System vorgenommen wird. Die Staubmasse der Scheibe ist dabei nur eine abhängige Variable, die sich, ähnlich wie auch die optischen Eigenschaften, in Folge der Verwendung von porösen Körnern ändert. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoller, die Anzahl der Staubteilchen in der Scheibe konstant zu halten.

4.6 Zusammenfassung

In dieser Studie wurde der Fokus auf die Porosität von Staubkörnern in protoplanetaren Scheiben gelegt und der Einfluss der Porosität auf verschiedene Beobachtungsgrößen der Scheiben untersucht. Dies umfasste die Temperaturverteilung in den Scheiben, die spektralen Energieverteilungen sowie räumlich aufgelöste Streulichtkarten der totalen Intensität und der linear polarisierten Strahlung. Die Ergebnisse für die Scheibe mit den porösen Körnern (Modell **P**) wurden mit den Ergebnissen des Referenzmodells **K** bestehend aus einer Scheibe mit kompakten, sphärischen Körnern direkt verglichen und für verschiedene Inklinationen und Staubmassen vorgestellt.

Es zeigte sich, dass zwischen den Modellen **K** und **P** Unterschiede in den Staubtemperaturen existieren. Je nach Scheibenbereich sind die porösen Körner wärmer oder kälter als die kompakten Körner. Des Weiteren ist für Scheiben mit porösen Körnern der Fluss im optischen Wellenlängenbereich erhöht und die Absorptionsbande des Silikats bei der Wellenlänge $\sim 10 \mu\text{m}$ schwächer ausgeprägt. Beide Ergebnisse hängen quantitativ stark von der Scheibenmasse und -inklination ab. Die thermische Reemission im infraroten Wellenlängenbereich und der Spektralindex im (Sub-)Millimeterbereich zeigen nur geringe Unterschiede zwischen den Modellen **K** und **P**. Bei konstanter Gesamtmasse sind die Flüsse bei Wellenlängen im (Sub-)Millimeterbereich für poröse Körner größer. Bei der Massenbestimmung von realen Scheiben führt dies unter Berücksichtigung von Kornporosität zu niedrigeren Scheibenmassen als im Falle von kompakten, sphärischen Körnern. In den Streulichtkarten der Scheiben mit den porösen Körnern ist das opake Band schmaler als für die Scheiben mit den kompakten Körnern. Verglichen mit den

Streulichtkarten ist die Flussdichte in den Karten der polarisierten Strahlung um eine Größenordnung geringer, und auch die Polarisationskarten zeigen ein schmaleres opakes Band im Falle von porösen Körnern. Die Polarisationsgrade sind für Scheiben mit den porösen Körnern um einen Faktor von ungefähr vier höher als für die kompakten Teilchen.

Im Rahmen dieser Studie wurden auch Karten der thermischen Reemission bei einer Wellenlänge von $50\ \mu\text{m}$ sowie Streulichtkarten der zirkular polarisierten Strahlung bei $0.6\ \mu\text{m}$ untersucht. Diese zeigten aber nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Modellen **K** und **P** und wurden deshalb nicht weiter vorgestellt.

5 Der Effekt des radial ausgerichteten Polarisationsvektors

In dem vorangegangenen Kapitel wurde in einigen Polarisationskarten eine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors festgestellt. Dieser Effekt soll in diesem Kapitel ausführlich untersucht werden. Der Inhalt beruht auf der Veröffentlichung Kirchschrager & Wolf (2014) in Astronomy & Astrophysics.

5.1 Beschreibung des Effekts

In Abbildung 5.1 ist beispielhaft ein Ausschnitt der Polarisationskarte einer protoplanetaren Scheibe dargestellt. Darin ist deutlich die radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren in einigen Scheibenbereichen zu erkennen. In den äußeren Bereichen sind die Polarisationsvektoren tangential ausgerichtet. Dazwischen befindet sich jeweils eine Zone, in denen die Polarisationsgrade sehr kleine Werte annehmen. Diese Punkte werden auch als Polarisationsnullpunkte bezeichnet.

Im Allgemeinen ist der Polarisationsvektor tangential angeordnet. Dennoch wurde eine radiale Ausrichtung bereits in früheren Studien beobachtet. So stellten Dyck u. a. (1971), Daniel (1978, 1980, 1982), Simons (1982) und Bastien (1987) bei der Untersuchung zirkumstellarer Staubwolken eine sprunghafte Änderung der Pola-

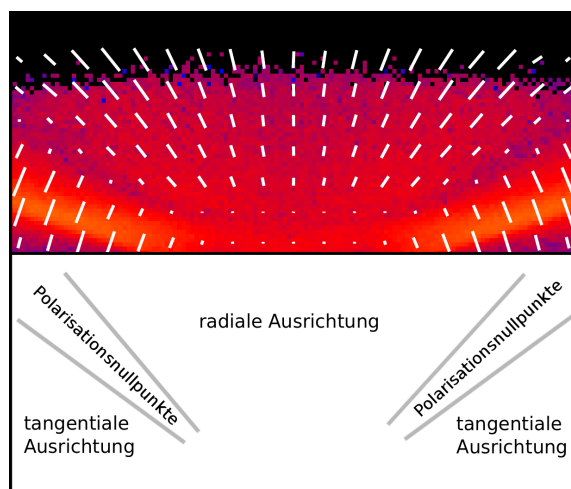


Abbildung 5.1: Ausschnitt und erklärende Skizze der Polarisationskarte einer protoplanetaren Scheibe. Der Ausschnitt zeigt die Scheibenhälfte, die vom Beobachter abgewandt ist, mit radial ausgerichteten Vektoren, Polarisationsnullpunkten und tangential ausgerichteten Vektoren. Der Zentralstern befindet sich an einem Punkt unterhalb des Ausschnitts.

risationsrichtung fest. Aufgrund der damaligen technischen Möglichkeiten waren räumlich aufgelöste Polarisationsmessungen noch nicht möglich. Die gemessenen Intensitäten und Polarisierungen standen nur als eine über das gesamte Objekt integrierte Größe zur Verfügung. Auch die Simulation von Streulichtkarten von zirkumstellaren Staubwolken erforderte einen für damalige Zeiten hohen Rechenaufwand, sodass umfassende Studien dazu nicht möglich waren. In den Beobachtungen und Simulationen machte sich die Änderung der Polarisationsrichtung allerdings durch die Variation der Beobachtungswellenlänge bemerkbar: Bei bestimmten Wellenlängen findet eine Änderung der Polarisationsrichtung um einen Winkel von 90° statt. Fischer u. a. (1994, 1996) untersuchten räumlich aufgelöste Polarisationskarten und stellten in bestimmten Scheibenregionen das Vorkommen radial ausgerichteter Polarisationsvektoren fest. Sie schlugen für den Wechsel der Polarisationsrichtung zwei mögliche Erklärungen vor:

1. Effekt der Mie-Streuung bei bestimmten Streuwinkeln und Wellenlängen, oder
2. Vielfachstreuung an der Scheibenoberfläche.

Der Effekt der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors wird in diesem Kapitel für verschiedene Parameter untersucht. Dabei wird auch auf den Einfluss von Kornporosität eingegangen. Der Effekt sei in der Folge auch als gekippter Polarisationsvektor bezeichnet (engl.: „polarization reversal“).

5.2 Abhängigkeit von der Inklination und der Wellenlänge

Die Diskussion um den radial ausgerichteten Polarisationsvektor soll zu Beginn anhand kompakter, sphärischer Körner geführt werden. Dazu werden mit dem Programm MC3D (Abschn. 2.7) Polarisationskarten bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ für verschiedene Scheibeninklinationen berechnet (Abb. 5.2, obere Reihe). Die weiteren Scheibenparameter entsprechen denen aus Abschnitt 4.3. Die Staubmasse beträgt $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot (1 - \mathcal{P})$. Die Auflösung der räumlichen Verteilung der Polarisationsgrade wird wie in Abschnitt 4.4.4 beschrieben von ursprünglich 201×201 Pixel auf 27×27 Pixel reduziert.

Die Polarisationskarten zeigen in einigen Bereichen der Scheibe eine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors. Die gekippten Polarisationsvektoren treten ausschließlich in der Scheibenhälfte auf, welche vom Beobachter abgewandt ist. Bei kleinen Inklinationen sind die Polarisationsvektoren ausschließlich tangential angeordnet (Abb. 5.2, oben links). Mit steigender Inklination sind einige Polarisationsvektoren um 90° gekippt (Abb. 5.2, oben mittig), bevor für noch größere Scheibenneigungen die Polarisationsvektoren wieder zurückkippen und sich tangential anordnen (Abb. 5.2, oben rechts).

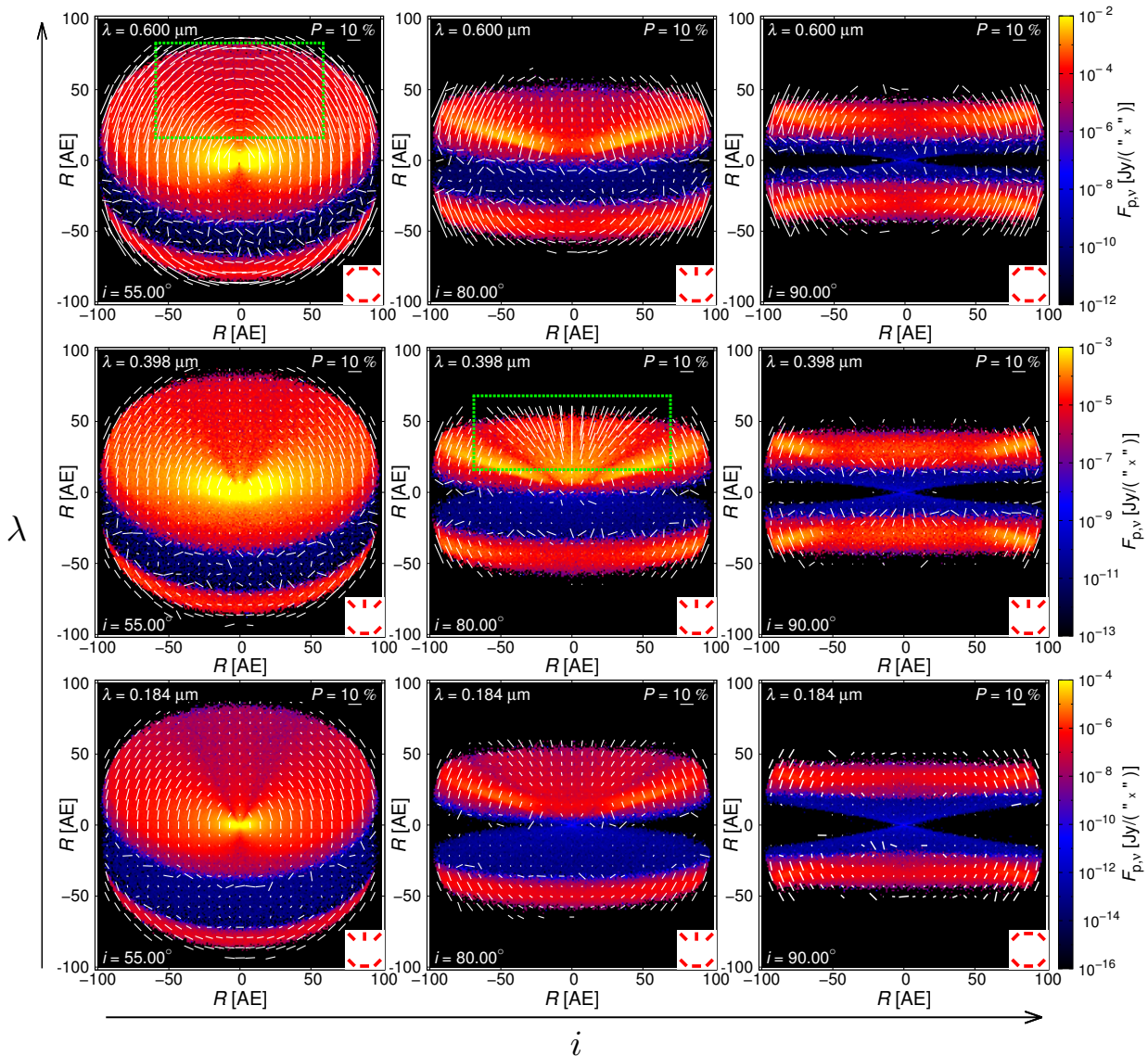


Abbildung 5.2: Karten der linear polarisierten Strahlung $F_{p,\nu}$ für eine protoplanetare Scheibe. Die Wellenlängen λ und Scheibeninklinationen i sind so gewählt, dass die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors in einzelnen Bereichen der Scheibe gut illustriert wird und insbesondere die Abhängigkeit von λ und i deutlich wird. Die Staubkörner sind kompakt und sphärisch und das Material ist astronomisches Silikat. Eine einfache Skizze des Polarisationsmusters ist unten rechts in jeder Graphik gezeigt, um zwischen den beiden Fällen zu unterscheiden, ob ein Polarisationskippen existiert oder nicht. Die grünen Kästen in den zwei Graphiken umrahmen diese Fälle beispielhaft.

Des Weiteren lässt sich eine Abhängigkeit von der Wellenlänge für die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors feststellen (Abb. 5.2, entlang der Spalten). Dazu werden zusätzlich die Polarisationskarten für die Wellenlängen $\lambda = 0.184 \mu\text{m}$ und $0.398 \mu\text{m}$

berechnet. Für eine Inklination von zum Beispiel $i = 90^\circ$ sind die Polarisationsvektoren für kurze Wellenlängen tangential angeordnet. Bei der Wellenlänge $\lambda = 0.398 \mu\text{m}$ tritt dagegen ein gekippter Polarisationsvektor in einigen Gebieten der Scheibe auf und für lange Wellenlängen ($\lambda \gtrsim 0.6 \mu\text{m}$) sind die Vektoren wieder tangential ausgerichtet. Es sei angemerkt, dass aufgrund der Scheibensymmetrie für die Inklination $i = 90^\circ$ radial ausgerichtete Polarisationsvektoren sowohl oberhalb als auch unterhalb der Scheibennittebene auftreten.

Zusammengefasst zeigen die Polarisationskarten die Abhängigkeit des Effekts der radialen Ausrichtung der Polarisationsvektoren von der Wellenlänge und der Inklination.

5.3 Parameterstudie zur radialen Ausrichtung

Daniel (1980) stellte die Abhängigkeit der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors vom Größenparameter $x = 2\pi a/\lambda$ und dem Staubmaterial fest. Da poröse und nicht-poröse Körner aus astronomischem Silikat unterschiedliche Streueigenschaften besitzen, können sie als aus unterschiedlichen Materialien bestehend angesehen werden. Dies stellt die Motivation dafür dar, den Einfluss der Kornporosität auf die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors zu untersuchen. Dazu werden Polarisationskarten von Scheiben bestehend aus Körnern verschiedener Porositäten simuliert und der folgende Parameterraum untersucht:

- Sieben Kornporositäten: $\mathcal{P} \in [0.0, 0.6]$, in Schritten von 0.1,
- 30 Wellenlängen, $\lambda \in [0.15 \mu\text{m}, 0.67 \mu\text{m}]$, in logar. gleich verteilten Schritten,
- 35 verschiedene Inklinationen, $i \in [20^\circ, 90^\circ]$.

Das Ergebnis der Studie ist in Abbildung 5.3 für die Staubmasse $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_\odot (1 - \mathcal{P})$ illustriert. In den gefärbten Flächen der Abbildung ist eine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors in einzelnen Gebieten der Scheibe sichtbar. Zum Beispiel kann bei einer Inklination von $i = 55^\circ$ die radiale Ausrichtung für kompakte Körner bei den Wellenlängen $\lambda \in [0.18 \mu\text{m}, 0.53 \mu\text{m}]$ und für Körner mit Porositäten $\mathcal{P} \leq 0.1$ bei den Wellenlängen $\lambda \in [0.18 \mu\text{m}, 0.39 \mu\text{m}]$ festgestellt werden. Für Körner mit einer Porosität $\mathcal{P} = 0.6$ tritt der Effekt nur für eine Inklination von $i = 90^\circ$ und Wellenlängen $\lambda \in [0.18 \mu\text{m}, 0.19 \mu\text{m}]$ auf.

Für kleine Inklinationen ($i < 30^\circ$) oder kurze Wellenlängen $\lambda < 0.15 \mu\text{m}$ existiert keine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors. Mit steigender Inklination i und Wellenlänge λ tritt der Effekt auf und verschwindet erneut für Wellenlängen $\lambda > 0.65 \mu\text{m}$. Bei einer Inklination von $i = 90^\circ$ existiert die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors

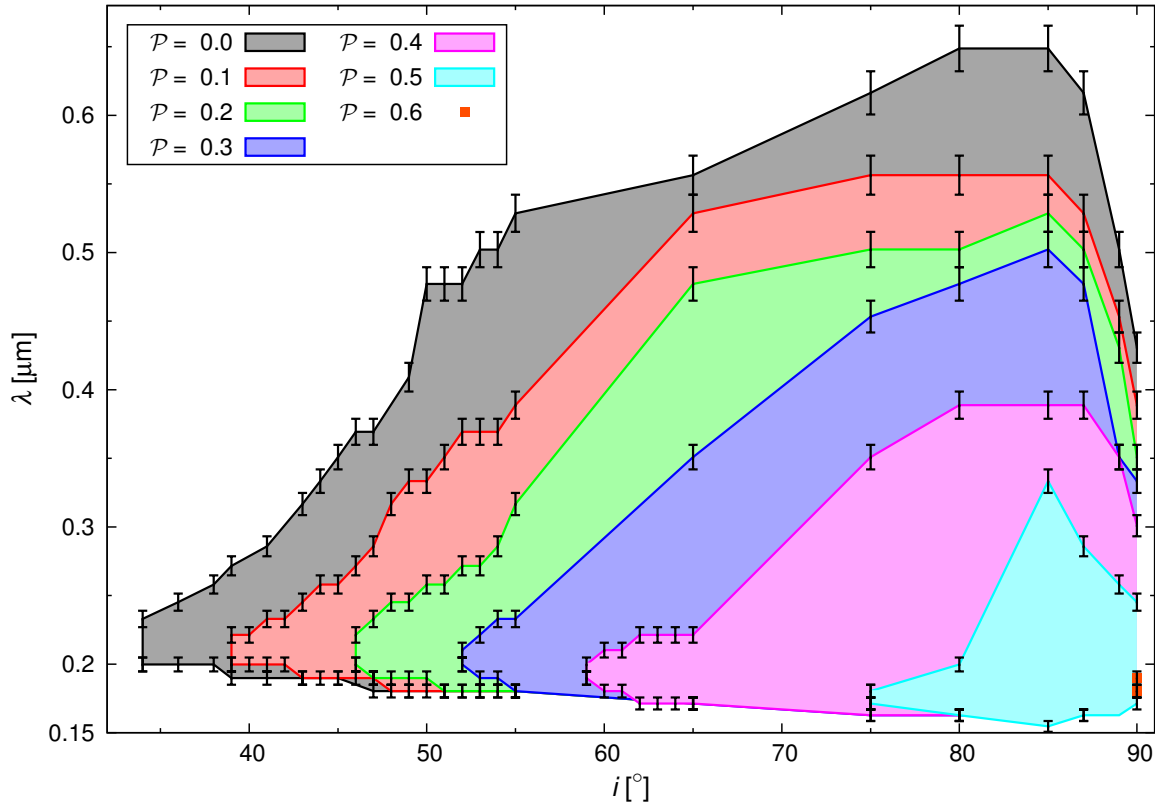


Abbildung 5.3: Wellenlängen λ , bei denen die Polarisationsvektoren in einzelnen Scheibenbereichen radial ausgerichtet sind. Der Effekt hängt von der Scheibeninklination i und der Staubporosität \mathcal{P} ab. Das Polarisationskippen tritt in den schwarz-gefärbten Flächen nur für kompakte, sphärische Körner auf, in den rot-gefärbten Flächen für Körner mit Porositäten $\mathcal{P} \leq 0.1$, usw... Die Staubmasse ist $M_{\text{Staub}} = 10^{-4} M_{\odot} (1 - \mathcal{P})$ und das Material astronomisches Silikat.

nur im Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.17 \mu\text{m}, 0.43 \mu\text{m}]$. Insgesamt wird der Bereich im Parameterraum, in dem eine radiale Ausrichtung auftritt, mit steigender Porosität kleiner. Die Unsicherheit im Festlegen der Wellenlänge, bei welcher die Polarisationsvektoren von der tangentialen in die radiale Ausrichtung (oder umgekehrt) wechseln, ist bestimmt durch die zwei im Parameterraum vorgegebenen, nacheinander folgenden Wellenlängen. Bei der ersten Wellenlänge sind die Polarisationsvektoren tangential ausgerichtet, bei der darauf folgenden Wellenlänge radial. Die tatsächliche Wellenlänge, bei welcher die Ausrichtung wechselt, liegt zwischen diesen beiden Wellenlängen. Entsprechendes gilt für den Wechsel von der radialen in die tangentiale Ausrichtung bei längeren Wellenlängen. In der Abbildung 5.3 sind diese Unsicherheiten als Fehlerbalken markiert.

Die Parameterstudie zeigt auch die Art und Weise, in welcher die Richtungsänderung stattfindet (Abb. 5.4). An einer beliebigen Stelle in der Scheibe wird der Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge kleiner, bis eine Wellenlänge erreicht ist, an welcher der Polarisationsgrad null ist (Polarisationsnullpunkt). Mit weiter steigender Wellenlänge

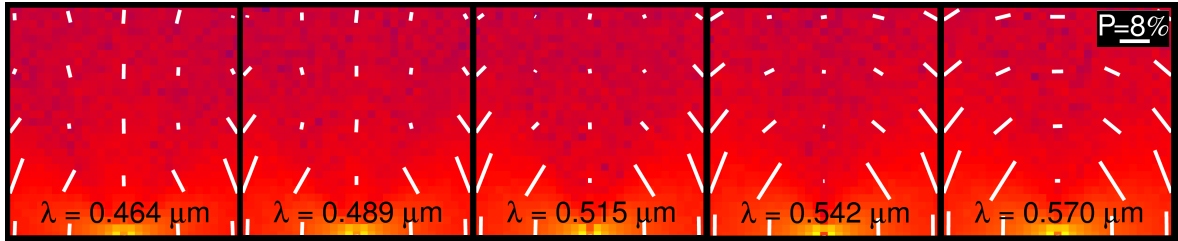


Abbildung 5.4: Reihe von Ausschnitten aus Polarisationskarten. Mit steigender Wellenlänge findet ein Wechsel von der radialen zur tangentialen Ausrichtung der Vektoren statt. Im Zentrum ist der Polarisationsgrad bei der Wellenlänge $\lambda = 0.542 \mu\text{m}$ nahezu null. Die Scheibeninklination ist $i = 55^\circ$ und die Porosität $\mathcal{P} = 0.0$. Die Graphiken haben eine Ausdehnung von jeweils $30 \text{ AE} \times 30 \text{ AE}$, in der Mitte des unteren Bildrandes befindet sich der Zentralstern. Die Farbskala repräsentiert die Flussdichte $F_{p,\nu}$ und ist in allen Graphiken identisch. Die Referenzskala für die Länge der Polarisationsvektoren ist in der rechten Graphik angegeben.

nimmt der Polarisationsgrad wieder zu. Die Richtung des Polarisationsvektors ist dann um 90° gedreht.

Es wurde ebenfalls die radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren für eine Scheibe mit der Staubmasse $M_{\text{Staub}} = 10^{-5} M_\odot (1 - \mathcal{P})$ untersucht. Dies führte zu quantitativ sehr ähnlichen Ergebnissen.

5.4 Diskussion zur Ursache der radialen Ausrichtung

In diesem Abschnitt wird die Ursache für den Effekt des radial ausgerichteten Polarisationsvektors diskutiert. Dabei werden die Vielfachstreuung, der Oppositionseffekt und die Mie-Streuung als mögliche Erklärungen behandelt.

5.4.1 Vielfachstreuung

Fischer u. a. (1996) schlugen vor, die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors in einzelnen Scheibenbereichen durch Vielfachstreuung an der tunnelartigen Scheibenoberfläche zu erklären. Dabei werden die Photonen vom Zentralstern emittiert und im Wesentlichen an der $\tau_\lambda = 1$ -Fläche (Scheibenphotosphäre) der aufgeweiteten Scheibe oder aber mehrere Male innerhalb der optisch dicken Scheibe gestreut. Um in die Richtung des Beobachters zu gelangen, müssen die Photonen ein weiteres Mal in den optisch dünnen, höher gelegenen Regionen der Scheibe gestreut werden. Diese Vielfachstreuung kann ein Polarisationsmuster erzeugen, deren Polarisationsvektoren in den optisch dünnen Scheibenbereichen von der üblichen, tangentialen Ausrichtung

abweichen und die in Abschnitt 5.3 erzielten Ergebnisse erklären. Des Weiteren wird eine starke Abhängigkeit von der Scheibeninklination erwartet, da der berücksichtigte Bereich von Streuwinkeln durch den Öffnungswinkel der $\tau_\lambda = 1$ -Fläche und der Inklination der Scheibe bestimmt wird. Verglichen mit kompakten Körnern haben poröse Körner einen geringeren Streuquerschnitt (Abb. 3.3) und eine erhöhte Tendenz zur Vorwärtsstreuung (Min u. a. 2012). Beides schränkt die Möglichkeiten der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors ein, weshalb der Bereich im Parameterraum, in dem eine radiale Ausrichtung auftritt, mit steigender Porosität kleiner wird.

Die Wellenlängenabhängigkeit der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors ist etwas schwieriger zu erklären. Die Absorptions- und Streuquerschnitte fallen mit steigender Wellenlänge, wodurch sich die Position der $\tau_\lambda = 1$ -Fläche verschiebt. Bei kurzen Wellenlängen führt dies zu einem kleineren Öffnungswinkel zwischen der $\tau_\lambda = 1$ -Fläche und der Scheibeninklination, was eine untere Grenze für die Wellenlänge setzt. Dagegen könnten die Streuquerschnitte für lange Wellenlängen ($\lambda > 0.65 \mu\text{m}$) zu gering sein, um ausreichend Vielfachstreuung in diesen Scheibenbereichen zu erzielen.

Insgesamt ist die Vielfachstreuung ein vielversprechender Kandidat zur Erklärung der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors in einzelnen Scheibenregionen. Die Größenordnungen der Polarisationsgrade sprechen allerdings gegen diese Erklärung. Vielfachstreuung führt im Allgemeinen zu Depolarisation, also zu geringeren Polarisationsgraden. Die Polarisationsgrade bei den Wellenlängen, bei denen die Ausrichtung wechselt, sind zwar sehr gering (Abb. 5.4), aber bei anderen Wellenlängen, bei denen eine radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren festgestellt wird, können Polarisationsgrade von bis zu 30 % auftreten (z. B. Abb. 5.2, $i = 80^\circ$, $\lambda = 0.398 \mu\text{m}$).

5.4.2 Der photometrische und polarimetrische Oppositionseffekt

Der Oppositionseffekt ist eine bei vielen astrophysikalischen Objekten auftretende Erscheinung in Form eines Helligkeitsanstiegs bei der Streuung von Strahlung bei sehr großen Streuwinkeln, insbesondere im Gegenpunkt der Lichtquelle (z. B. Kolokolova u. a. 2011). Der Helligkeitsanstieg wird begleitet von einem Wechsel der Polarisationsrichtung und wurde als Erstes bei den Saturnringen (Seeliger 1893), dem Mond (Barabascheff 1923) und dem Mars (O’Leary 1967) beobachtet. Daneben wurde der Effekt bei verschiedenen Kometen, Planetoiden ohne Atmosphäre, planetaren Ringen und dem interplanetaren Staub in unserem Sonnensystem entdeckt.

Die Ursache für diesen Effekt ist die konstruktive Interferenz gestreuter elektromagnetischer Wellen in partikelförmigen Medien (z. B. Mishchenko u. a. 2006). Es besteht eine starke Abhängigkeit von den Teilcheneigenschaften wie dem Material, dem Teilchenradius und der Porosität sowie von der Wellenlänge und der Packungsdichte des Materials (Kolokolova u. a. 2011). Der Wechsel der Polarisationsrichtung, in diesem

Zusammenhang oft als negative Polarisation bezeichnet, erstreckt sich für die Körper im Sonnensystem und Proben im Labor in einem Streuwinkelbereich von $\theta \in [\sim 150^\circ, 180^\circ]$. Die radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren der in dieser Arbeit berechneten Karten findet in der vom Beobachter aus abgewandten Scheibenhälfte statt. Die entsprechende Strahlung ist deshalb rückwärts gestreut und aufgrund dieser Rückwärtsstreuung ist zunächst eine Verbindung zwischen dem Oppositionseffekt und dem Effekt des radial ausgerichteten Polarisationsvektors denkbar. Es gibt dabei allerdings einige Punkte zu berücksichtigen:

Streuwinkel Die Mie-Streuung liefert eine Polarisation $P = -S_{12}/S_{11}$, die für große Streuwinkel tatsächlich negativ wird (Abb. 3.4). Damit liegt der Polarisationsvektor bei einem Einzelstreueignis parallel zur Streuebene und eine radiale Ausrichtung der Vektoren wird hervorgerufen. Die Ursache dafür liegt allerdings nicht in konstruktiver Interferenz sondern ausschließlich in der Mie-Streuung begründet.

Helligkeitsanstieg Ein Helligkeitsanstieg aufgrund des Oppositionseffekts kann in den simulierten Streulicht- und Polarisationskarten nicht festgestellt werden, da dieser aufgrund der Dichte- und Opazitätsverteilung mit Helligkeitsvariationen in der Scheibe überlagert sein würde.

Polarisationsgrad Die Größenordnungen der negativen Polarisation sind für den Oppositionseffekt und den Effekt des radial ausgerichteten Polarisationsvektors unterschiedlich. Die höchsten Polarisationsgrade im Rahmen des polarimetrischen Oppositionseffekts sind ca. 2% (z. B. Rosenbush u. a. 2006). Nur in theoretischen Studien, wie etwa in Mishchenko u. a. (2006), können Werte in der Größenordnung von 10% erzielt werden. Im Gegensatz dazu erreichen die Polarisationsgrade der radial ausgerichteten Vektoren Werte von bis zu 30%.

Aufgrund dieser Unterschiede scheint der Oppositionseffekt nicht die Ursache für den beobachteten Wechsel der Polarisationsrichtung in den Scheiben zu sein.

5.4.3 Mie-Streuung

Die Mie-Streuung kann bei einem Einzelstreueignis Polarisationsvektoren erzeugen, die nicht senkrecht zur Streuebene ausgerichtet sind (Abschn. 3.4.2). Die Eigenschaften der Staubteilchen haben damit über die Mie-Streuung einen Einfluss auf die Ausrichtung der Polarisationsvektoren. Daniel (1980) untersuchte ellipsoidale, homogene Staubwolken und interpretierte den auftretenden Wechsel der Polarisationsrichtung als einen Effekt, der durch die Streueigenschaften der einzelnen Partikel in der Staubwolke

hervorgerufen wird. Analog zu dem Ansatz von Daniel (1980) wird nun der sogenannte Richtungsparameter Δ eingeführt:

$$\Delta = - \frac{\int_{0^\circ}^{180^\circ} S_{12}(\theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_{0^\circ}^{180^\circ} S_{11}(\theta) \sin \theta \, d\theta}. \quad (5.1)$$

Δ ist über die Streumatrixelemente S_{11} und S_{12} abhängig von den Eigenschaften der Staubkörner. Es sei auf die Ähnlichkeit der Definition von Δ und Gleichung 2.26 hingewiesen. Der Wechsel der Polarisationsrichtung tritt im Allgemeinen zusammen mit einer Vorzeichenänderung von Δ auf. Nach Daniel (1980) sind die Polarisationsvektoren für positive Werte von Δ wie gewöhnlich senkrecht zur Streuebene ausgerichtet, für negative Werte von Δ dagegen parallel zu der Streuebene. Für die in dieser Studie verwendeten Staubkörner (Porosität \mathcal{P} , astronomisches Silikat und Korngrößenverteilung via Gl. 2.5) wird die Wellenlängenabhängigkeit des Richtungsparameters berechnet (Abb. 5.5, Graphik oben links). Dabei stellt sich heraus, dass Δ im gesamten Wellenlängenbereich positiv ist und insbesondere nicht das Vorzeichen ändert. Im Widerspruch zu den simulierten Polarisationskarten (Abschn. 4.4.4 und 5.3) wäre kein Wechsel der Polarisationsrichtung zu beobachten gewesen.

Der Widerspruch zwischen der Vorhersage des Richtungsparameters und den Beobachtungen in den Polarisationskarten lässt sich nur durch Unterschiede zwischen dem Modell von Daniel (1980) und dem in dieser Arbeit gewählten Modell erklären. Diese Unterschiede betreffen sowohl die Staubteilchen als auch die Staubwolke/-scheibe:

Staubteilchen Daniel (1980) betrachtet in seinem Modell nur Staubteilchen mit einer einzelnen Korngröße und leitet dazu eine Abhängigkeit des Wechsels der Polarisationsrichtung von dem Größenparameter x ab. In dem in dieser Arbeit gewählten Modell wird stattdessen ein gewichteter Mittelwert der optischen Eigenschaften der Körner einer Korngrößenverteilung verwendet (Gl. 2.28). Die Eigenschaften der Körner mit großen und kleinen Größenparametern x überlagern sich und beeinflussen die Wellenlängenabhängigkeit des Richtungsparameters Δ in Abbildung 5.5. Infolgedessen sollten die Polarisationskarten bei der Verwendung der selben gemittelten optischen Eigenschaften, entgegen der Beobachtung in der Parameterstudie, keine radiale Ausrichtung der Vektoren zeigen. Dies spricht gegen die Möglichkeit, dass der Effekt der radialen Ausrichtung alleine durch Mie-Streuung erklärt werden kann.

Staubwolke/-scheibe Das Modell von Daniel (1980) ist eine ellipsoidale, homogene Staubwolke und der Wechsel der Polarisationsrichtung macht sich nur über Intensitäten bemerkbar, die über das gesamte Objekt integriert werden. Dagegen wird in dieser Arbeit mit dem Scheibenmodell von Shakura & Sunyaev (1973) ein komplexeres Modell verwendet und ein Wechsel der Polarisationsrichtung tritt ausschließlich in einzelnen Gebieten in der Scheibe auf. Diese Unterschiede stellen

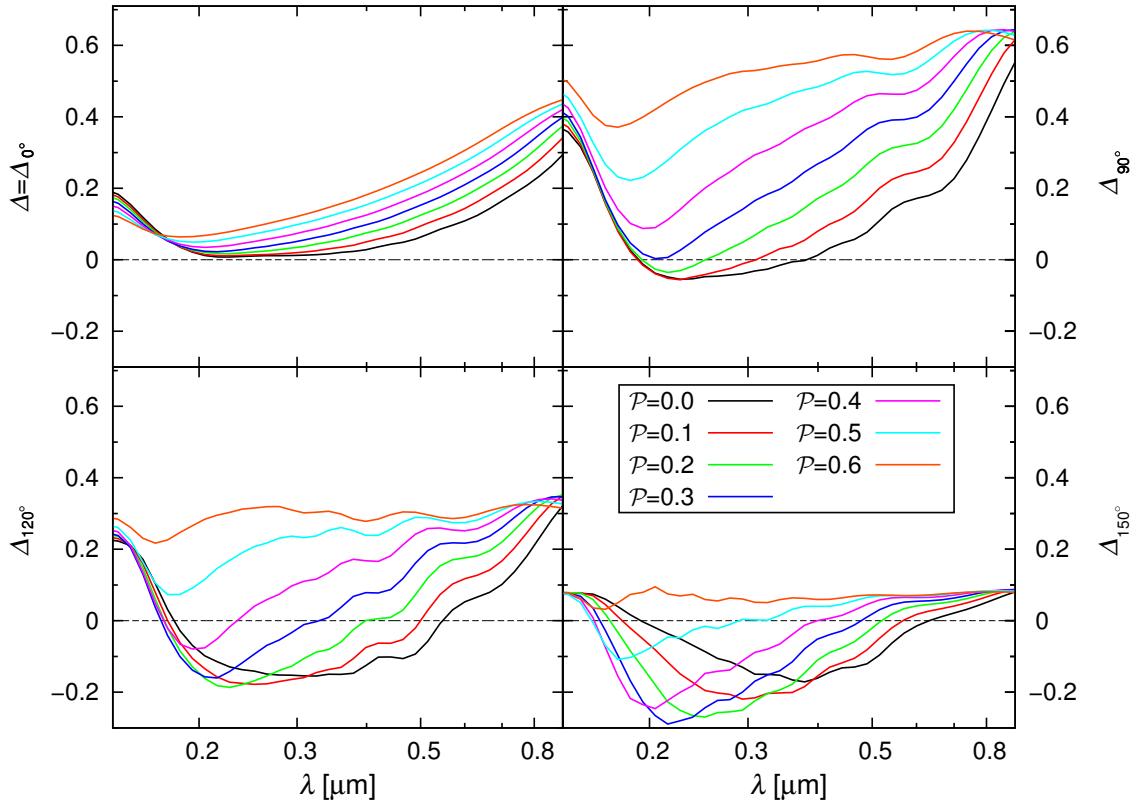


Abbildung 5.5: Wellenlängenabhängigkeit des Richtungsparameters Δ (Graphik oben links) und $\Delta_{\theta_{\min}}$ mit $\theta_{\min} \in \{90^\circ, 120^\circ, 150^\circ\}$ für die in dieser Studie verwendeten Staubkörner mit der Porosität \mathcal{P} , astronomisches Silikat und für die Korngrößenverteilung $dn \propto a^{-3.5} da$, $a \in [0.005 \mu\text{m}, 0.25 \mu\text{m}]$. Nach Daniel (1980) wäre ein Wechsel des Vorzeichens von Δ zu erwarten gewesen, um den Wechsel der Polarisationsrichtung zu erklären. Dies führt zur Definition von $\Delta_{\theta_{\min}}$ (Abschn. 5.4.4).

die Anwendbarkeit des Richtungsparameters Δ in der Form von Gleichung 5.5 in Frage. Da die Definition von Δ unabhängig von der Scheibengeometrie ist, lässt sich damit keine Abhängigkeit von der Inklination erklären. Ebenso ist bei einem Wechsel der Polarisationsrichtung der Wechsel in der gesamten Scheibe zu erwarten und nicht nur in einzelnen Gebieten. Auch diese Eigenschaft kann Gleichung 5.5 nicht beschreiben.

Als Konsequenz daraus wird im folgenden Abschnitt 5.4.4 eine alternative Größe zum Richtungsparameter Δ eingeführt.

5.4.4 Mie-Streuung und ein eingeschränkter Streuwinkelbereich

Die beiden vorangegangenen Abschnitte haben einerseits gezeigt, dass Mie-Streuung eine negative Polarisation für große Streuwinkel verursachen kann. Andererseits liefert der Richtungsparameter Δ keine Erklärung für die radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren. Als eine Konsequenz daraus wird ein modifizierter Richtungsparameter $\Delta_{\theta_{\min}}$ definiert, der den Einfluss der großen Streuwinkel stärker berücksichtigt. Dazu werden die Integrationsgrenzen des Richtungsparameters so angepasst, dass nur Streuwinkel $\theta \in [\theta_{\min}, 180^\circ]$ in der Berechnung verwendet werden:

$$\Delta_{\theta_{\min}} = - \frac{\int_{\theta_{\min}}^{180^\circ} S_{12}(\theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{180^\circ} S_{11}(\theta) \sin \theta \, d\theta}. \quad (5.2)$$

θ_{\min} ist der minimale Streuwinkel, der beliebige Werte von 0° bis 180° annehmen kann. Es gilt $\Delta_{0^\circ} = \Delta$. In Abbildung 5.5 ist die Wellenlängenabhängigkeit von $\Delta_{\theta_{\min}}$ für $\theta_{\min} \in \{90^\circ, 120^\circ, 150^\circ\}$ dargestellt. Während Δ für alle Porositäten im gesamten Wellenlängenbereich positiv ist, wird Δ_{90° für Porositäten bis zu $\mathcal{P} = 0.3$ negativ, für Δ_{120° für Porositäten bis zu $\mathcal{P} = 0.4$ und für Δ_{150° für Porositäten bis zu $\mathcal{P} = 0.5$.

Nachfolgend soll der Zusammenhang zwischen der Scheibeninklination i und dem minimalen Streuwinkel θ_{\min} untersucht werden. Mit steigender Inklinationswinkel i steigt die Porosität \mathcal{P} , bis zu welcher eine radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors in den Karten festgestellt werden kann. Mit steigendem θ_{\min} steigt gleichzeitig die Porosität \mathcal{P} , bis zu welcher $\Delta_{\theta_{\min}}$ negative Werte annimmt und damit nach Daniel (1980) ein Wechsel der Polarisationsrichtung stattfindet. Der dazugehörige Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.15 \mu\text{m}, 0.65 \mu\text{m}]$ stimmt dabei mit den Wellenlängen überein, für die in den Polarisationskarten eine radiale Ausrichtung der Vektoren festgestellt wurde (Abb. 5.3). Um die Bedeutung von θ_{\min} zu spezifizieren, werden die Wellenlängen bestimmt, für die $\Delta_{\theta_{\min}}$ den Wert null annimmt. Diese Wellenlängen sind in Abhängigkeit von θ_{\min} in Abbildung 5.6 dargestellt.

Es fällt die starke Ähnlichkeit zur Abbildung 5.3 auf. Dies weist auf die Verbindung zwischen dem modifizierten Richtungsparameter $\Delta_{\theta_{\min}}$ und der radialen Ausrichtung der Polarisationsvektoren hin. Es ergibt sich $\theta_{\min} \approx 2i$ als eine grobe Näherung. Nur für sehr große Werte für den minimalen Streuwinkel θ_{\min} ($\sim 160^\circ$ bis 180°) und insbesondere für die Porosität $\mathcal{P} = 0.6$ sind die Unterschiede zwischen den beiden Abbildungen größer. Die Ursache könnte einerseits die Ungenauigkeit im Berechnen von $\Delta_{\theta_{\min}}$ für große θ_{\min} sein, da die Streuwinkel nur aus einem Winkelbereich kleiner als 20° stammen (numerisches Problem) und dadurch die Anzahl der Daten reduziert ist. Andererseits berücksichtigt der modifizierte Richtungsparameter nur Staubeigenschaften und einen reduzierten Winkelbereich. Die Scheibengeometrie und die Verteilung des Staubes in der Scheibe sind nicht berücksichtigt, was aber die Polarisationsgrade und -richtungen beeinflussen kann (z. B. Daniel 1978; Fischer u. a. 1996), insbesondere bei den hohen

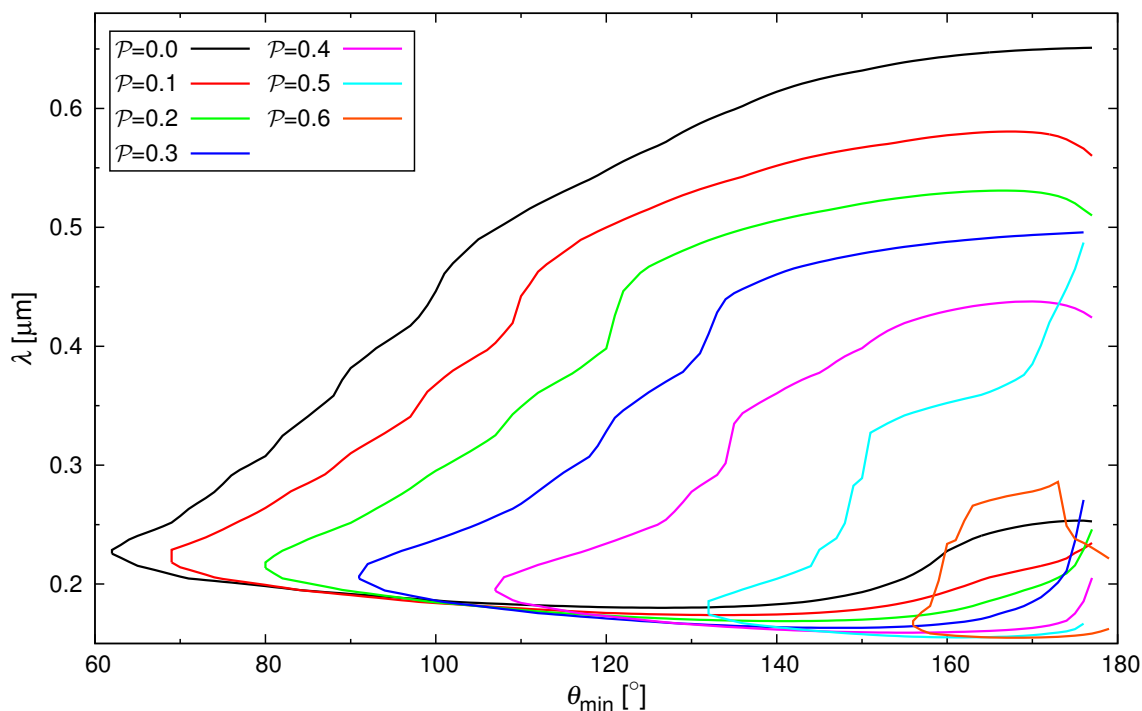


Abbildung 5.6: Wellenlängen λ , bei denen $\Delta_{\theta_{\min}}$ den Wert null annimmt. Für kompakte Körner, z. B., sagt der Richtungsparameter $\Delta_{\theta_{\min}}$ eine radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren für Wellenlängen voraus, die zwischen den beiden schwarzen Kurven liegen. Die Abbildung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Abbildung 5.3, welche die in der Parameterstudie beobachtete radiale Ausrichtung beschreibt.

Opazitäten der stark geneigten Scheiben.

Insgesamt zeigt der modifizierte Richtungsparameter aber ein hervorragendes Potential, die Wellenlängen- und Inklinationsabhängigkeit des Effekts der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors vorherzusagen. Nur für große Inklinationen wird die Vorhersage von $\Delta_{\theta_{\min}}$ ungenau. Durch den modifizierten Richtungsparameter lässt sich der Effekt der

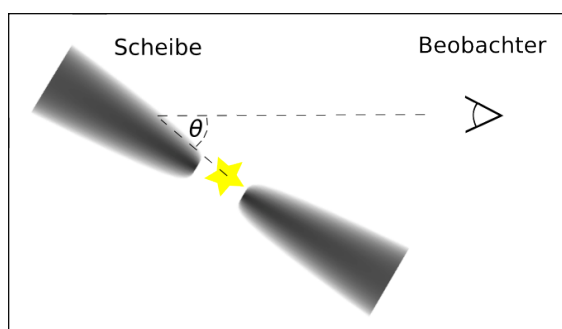


Abbildung 5.7: Skizze, welche die Streuung an der Rückseite der Scheibe verdeutlicht.

radialen Ausrichtung als eine Eigenschaft der Mie-Streuung deuten. Die Strahlung, welche die radiale Ausrichtung in einigen Scheibenbereichen verursacht, wird an der Rückseite der Scheibe einmal gestreut (Abb. 5.7). Die Opazitätsverteilung der Scheibe bewirkt, dass nur die Strahlung mit großen Streuwinkeln zum Beobachter gelangt. Da die Polarisationsvektoren eines Einfachstreuereignisses bei großen Streuwinkeln parallel zur Streuebene sind, sind die Vektoren in der Polarisationskarte radial ausgerichtet.

5.5 Die radiale Ausrichtung des Polarisationsvektors als diagnostisches Hilfsmittel

Der Wechsel der Polarisationsrichtung hängt neben der Beobachtungswellenlänge und Scheibeninklination von den Staubeigenschaften ab. Damit kann die Beobachtung des Effekts Informationen über die Staubzusammensetzung liefern. Wenn die Scheibe räumlich aufgelöst und die Inklination bekannt ist, kann das Variieren der Beobachtungswellenlänge zu einer radialen Ausrichtung der Polarisationsvektoren in einigen Scheibenbereichen führen. Die Wellenlängen, bei welchen der Wechsel der Polarisationsrichtung stattfindet, geben dann Auskunft über die Korneigenschaften. Wenn weiterhin die Korngrößenverteilung bekannt ist (z. B. durch die Wellenlängenabhängigkeit des Streulichts), kann auf die Form der Staubkörner und insbesondere auf die Kornporosität geschlossen werden. Damit besitzt der Effekt der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors diagnostisches Potential für die Staubeigenschaften.

Der Wechsel der Polarisationsrichtung wird allerdings durch mehrere Größen beeinträchtigt. Die Staubkorngröße und -form sowie die chemischen Eigenschaften haben einen direkten Einfluss auf die optischen Eigenschaften der Staubteilchen und damit auf die radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren. Dies führt zu einer Degenerierung des beobachteten Effekts und nur unter Verwendung weiterer Informationen kann auf Staubkorngröße, -form und die chemischen Eigenschaften geschlossen werden.

Als ein Beispiel für eine andere chemische Zusammensetzung werden die Polarisationskarten von Scheiben mit Körnern aus einem Material bestehend zu 62.5% aus astronomischem Silikat und zu 37.5% aus kristallinem Graphit (Weingartner & Draine 2001) untersucht. Da die Berechnung der optischen Eigenschaften von Körnern aus mehreren Materialien mit der Methode der DDA aufwändig ist (Kirchschlager 2011), werden nur kompakte Körner betrachtet und die optischen Eigenschaften mit dem Programm `miex` berechnet. Anschließend werden die Strahlungstransportsimulationen mit `MC3D` durchgeführt. Die Polarisationskarten offenbaren ebenfalls einen wellenlängen- und inklinationsabhängigen Wechsel der Polarisationsvektoren. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Im Vergleich zu reinem astronomischem Silikat findet der Wechsel der Polarisationsrichtung nur für Inklinationen $i \in [65^\circ, 90^\circ]$ statt und auch der entsprechende Wellenlängenbereich ist mit $\lambda \in [0.19 \mu\text{m}, 0.52 \mu\text{m}]$ geringer.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Effekt der radialen Ausrichtung der Polarisationsvektoren in einzelnen Gebieten protoplanetarer Scheiben untersucht. Nachdem die Abhängigkeit

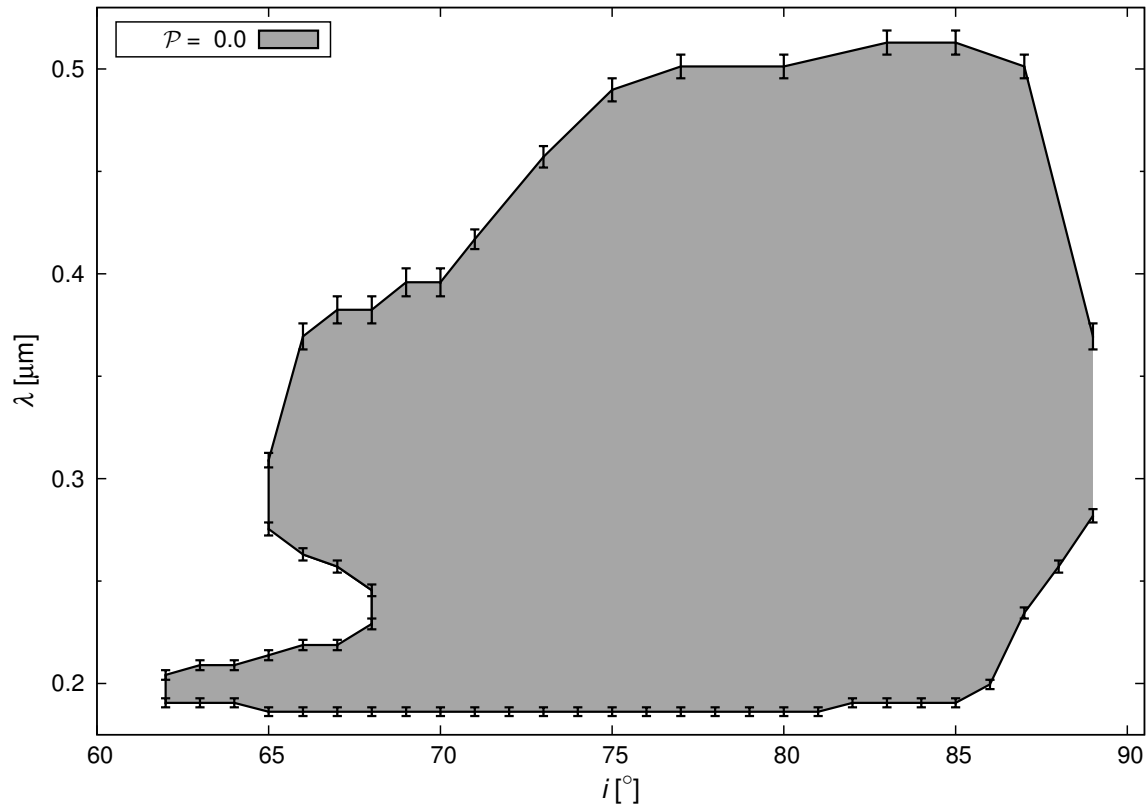


Abbildung 5.8: Wie Abbildung 5.3, nur für kompakte, sphärische Körner, bestehend aus einer Mischung aus 62.5% astronomischem Silikat und 37.5% kristallinem Graphit.

des Effekts von der Beobachtungswellenlänge, der Scheibeninklination und der Kornporosität festgestellt wurde, erfolgte eine Parameterstudie zu diesen drei Parametern. Das Ergebnis ist in der Abbildung 5.3 veranschaulicht. Unter Verwendung von astronomischem Silikat als Staubmaterial kann ein Wechsel der Polarisationsrichtung in einem Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.15 \mu\text{m}, 0.65 \mu\text{m}]$ für Scheibeninklinationen $i > 30^\circ$ beobachtet werden. Damit besitzt der Effekt der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors diagnostisches Potential zum Nachweis diverser Staubeigenschaften, wie etwa der Porosität. Für eine Mischung aus astronomischem Silikat und Graphit wurde der Effekt in einem verkleinerten Wellenlängenbereich ($\lambda \in [0.19 \mu\text{m}, 0.52 \mu\text{m}]$) und für Inklinationen $i > 60^\circ$ festgestellt. Die Vielfachstreuung, der Oppositionseffekt und die Mie-Streuung wurden als mögliche Erklärungen für den Wechsel der Polarisation vorgestellt und diskutiert. Der Oppositionseffekt kann die Beobachtungen nicht erklären. Die Vielfachstreuung ist vielversprechend, weist aber Unterschiede für die Größenordnung der Polarisationsgrade auf. Deshalb kann Mie-Streuung an der vom Beobachter abgewandten Scheibenhälfte die Beobachtungen am besten erklären.

6 Die zirkumstellare Scheibe um FS Tau B

In diesem Kapitel wird eine räumlich aufgelöste Beobachtung im Wellenlängenbereich des mittleren Infrarot von der zirkumstellaren Scheibe um FS Tau B vorgestellt. Auf der Grundlage dieser Beobachtung sowie unter Verwendung der spektralen Energieverteilung und einer bereits vorliegenden, räumlich aufgelösten Beobachtung im Wellenlängenbereich des nahen Infrarot wird ein Modell der Scheibe um FS Tau B entwickelt.

6.1 Das System FS Tau

Das System FS Tau befindet sich in einer Entfernung von $140 \text{ pc} \pm 20 \text{ pc}$ in der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion im Sternbild Stier (Elias 1978). FS Tau ist ein hierarchisches Dreifachsystem, bestehend aus dem engen T-Tauri-Binärsystem FS Tau A (Abstand: $0''.228 - 0''.27$; Simon u. a. 1992; Hartigan & Kenyon 2003) sowie dem jungen stellaren Objekt FS Tau B in einem projizierten Abstand von $\sim 20''$ westlich von FS Tau A. FS Tau A und FS Tau B sind jeweils von einer zirkumbinären bzw. zirkumstellaren Scheibe umgeben. Jene um FS Tau B ist Gegenstand dieser Studie. Alternative Bezeichnungen von FS Tau B sind Haro 6-5B und HBC 383. Es handelt sich nach Lada (1987) um ein Objekt der Klasse I-II und hat damit den Großteil seiner ursprünglich umgebenden Hülle bereits verloren (Yokogawa u. a. 2001). Das Objekt weist relativ zum Beobachter

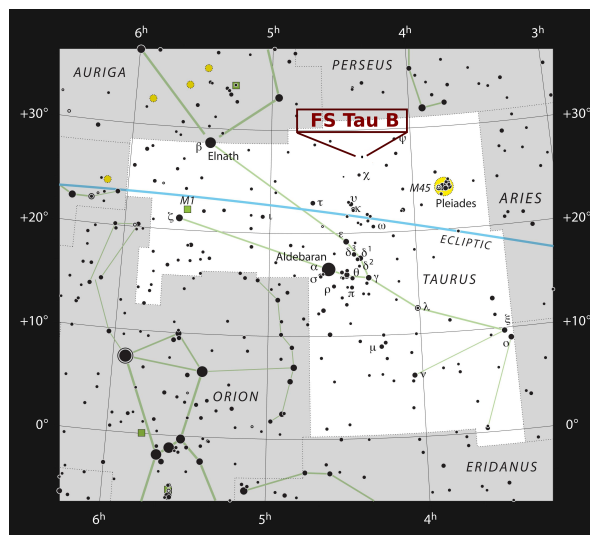


Abbildung 6.1: Sternbild Stier (weiße Fläche) mit FS Tau B und der Ekliptik (blau). Bild: ESO, bearb.

eine hohe Inklination auf ($i \approx 67^\circ - 80^\circ$; Krist u. a. 1998; Yokogawa u. a. 2001), sodass der Zentralstern nicht direkt sichtbar ist. Entsprechend erscheint die Scheibe im Wellenlängenbereich des NIR als bipolarer Nebel, getrennt durch ein opakes Band mit einer Länge von $3'' - 4''$ (Abb. 6.2) und einem Positionswinkel von $144^\circ - 150^\circ$. Da die Scheibe nicht genau von der Seite gesehen wird und die Staubteilchen nicht isotrop streuen, sind die beiden Flügel des Nebels unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Scheibenmasse konnte durch verschiedene Beobachtungen auf einen Wert zwischen $2 \times 10^{-3} M_\odot$ bis $4 \times 10^{-2} M_\odot$ eingeschränkt werden (Dutrey u. a. 1996; Yokogawa u. a. 2001, 2002). Das Alter des Systems wird aufgrund der geringen Akkretionsrate auf $3.6 \times 10^5 - 2.4 \times 10^6$ Jahre geschätzt (Yokogawa u. a. 2002). Weiterhin besitzt das Objekt einen bipolaren Jet (HH 157) senkrecht zum opaken Band (Mundt u. a. 1984; nicht in Abb. 6.2 zu erkennen).

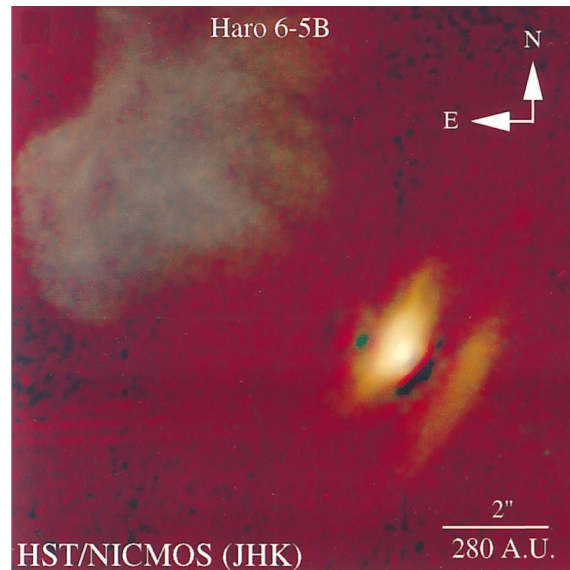


Abbildung 6.2: Kompositbild von FS Tau B (Mitte rechts), bestehend aus Beobachtungen mit dem Instrument *NICMOS* des *Hubble Space Telescope* in den Bändern J, H und K. Im NIR zeigt sich das Objekt als bipolarer Nebel. Die großflächige Struktur im Bild oben links ist ein Reflexionsnebel, der in der Literatur als R1 bezeichnet wird (aus Padgett u. a. 1999).

6.2 Motivation zur Studie von FS Tau B

Aufgrund des geringen Alters ist FS Tau B prädestiniert für die Untersuchung von möglichem Staubkornwachstum im Rahmen des Planetenentstehungsprozesses (vgl. Abschn. 2.1). Die geringe Entfernung von FS Tau B erlaubt ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und die hohe Inklination bewirkt, dass die Scheibe als ein natürlicher Koronograph dient. Durch die hohe optische Tiefe kann bei Wellenlängen im NIR die vertikale Scheibenstruktur beobachtet werden, ohne großen Störungen durch Strahlung vom Zentralstern ausgesetzt zu sein. Vergleichbare Objekte, die in der jüngsten Vergangenheit untersucht wurden, sind der Butterfly-Star (Wolf u. a. 2003; Gräfe u. a. 2013), CB 26 (Sauter u. a. 2009), DG Tau B (Kruger u. a. 2011) und HH 30 (Madlener u. a. 2012). Die optischen Eigenschaften der Staubteilchen, und damit auch die gestreute und reemittierte Strahlung sowie die optische Tiefe innerhalb der Scheibe, besitzen eine stark ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit. Da die optische Tiefe mit steigender Wellenlänge sinkt, ermöglichen Beobachtungen im MIR gegenüber denen im NIR die

Untersuchung von tiefer gelegenen Scheibenregionen und der thermischen Reemissionsstrahlung von warmem Staub (vgl. Abschn. 2.8.4). Des Weiteren werden Beobachtungen bei unterschiedlichen Wellenlängen durch verschiedene Staubarten (z. B. Korngrößen) unterschiedlich stark beeinträchtigt. Deshalb ist es mit Hilfe räumlich aufgelöster Multiwellenlängen-Beobachtungen möglich, Mehrdeutigkeiten zu beseitigen, welche aufgrund der unbekanntenen räumlichen Verteilung, chemischen Zusammensetzung und Größe der Staubkörner existieren, und die Eigenschaften der Dichte- und Korngrößenverteilung der Scheibe einzuschränken. Im Anschluss können weiterführende Aussagen zum Entwicklungsstatus der Scheibe getroffen werden.

Protoplanetare Scheiben werden oft bei Wellenlängen im NIR beobachtet, wohingegen aufgelöste Beobachtungen im MIR seltener sind. Dies trifft auch auf das System FS Tau B zu, welches mit dem *Hubble Space Telescope* (*HST*) im optischen Wellenlängenbereich und im NIR beobachtet wurde (Krist u. a. 1998; Padgett u. a. 1999) sowie bei geringerer Auflösung bei Wellenlängen im Millimeterbereich (Dutrey u. a. 1996; Yokogawa u. a. 2002). Beobachtungen im MIR wurden für FS Tau B bisher nicht durchgeführt, weshalb dies in der vorliegenden Arbeit erfolgen soll.

Im Folgenden soll die Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe um FS Tau B untersucht und mögliche Hinweise auf Staubkornwachstum gefunden werden. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Beobachtung¹ mit dem Instrument *NACO* am *Very Large Telescope* (*VLT*) im MIR (L_p-Band, $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$) bei einer Auflösung in der Größenordnung von einer Zehntel-Bogensekunde durchgeführt (Abschn. 6.3). Nach der Reduktion der *NACO*-Daten (Abschn. 6.4, 6.5) und der Vorstellung von weiteren Beobachtungsdaten (Abschn. 6.6) erfolgt eine Modellierung der Scheibe um FS Tau B (Abschn. 6.7). Auf der Grundlage der Beobachtung im L_p-Band, einer Beobachtung im NIR (*NICMOS/HST*) sowie der spektralen Energieverteilung wird eine Parameterstudie aufgesetzt, mit der Aussagen über die geometrischen Scheibeneigenschaften abgeleitet werden (Abschn. 6.8).

6.3 Beobachtung im L_p-Band

FS Tau B wurde mit dem Instrument *NACO* am *VLT* im Service-Modus mit der L27-Kamera im L_p-Band ($\lambda = 3.74 \mu\text{m}$) beobachtet. In diesem Abschnitt wird dazu das Instrument *NACO* vorgestellt sowie der Ablauf der Beobachtung beschrieben.

¹ Darüber hinaus wurde weitere Beobachtungszeit mit dem Instrument *VISIR* am *VLT* im N- und Q-Band beantragt und genehmigt. Die Beobachtungen wurden allerdings aufgrund von Instrumentenproblemen nicht durchgeführt.

Tabelle 6.1: Wichtige Kenndaten der L27-Kamera von *CONICA* ([NACO User Manual 2012](#)).

Kamera	Pixelskala ["/Pixel]	Sichtfeld [Pixel \times Pixel], [" \times "]	λ -Bereich [μm]
L27	0.02712	1024 \times 1024, 28 \times 28	2.5 – 5.0

6.3.1 Das Instrument NACO

NACO besteht aus dem *Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS)* und dem *Near-Infrared Imager and Spectrograph (CONICA)* und die Bezeichnung *NACO* ist ein mehrschichtiges Akronym aus *NAOS* und *CONICA*. Zum Zeitpunkt der Beobachtung von FS Tau B befand sich *NACO* im Nasmyth-Fokus von *UT4 (Yepun)* des *VLT* ([Lenzen u. a. 2003](#)). Bei einer Apertur von 8.2 m liegt das theoretische Auflösungsvermögen im L_p -Band ($\lambda = 3.74 \mu\text{m}$) nach dem Rayleigh-Kriterium 2.30 bei $\phi = 0''.115$. Die Auflösung ist aber aufgrund von Turbulenz- und Wetterbedingungen in der Atmosphäre auf $\phi \approx 0''.5$ begrenzt. Daher wird die adaptive Optik *NAOS* verwendet, die diesen Effekt in Echtzeit korrigiert ([Rousset u. a. 2003](#)). Die von *NAOS* korrigierte Wellenfront kann mit *CONICA* für Beobachtungen im NIR und MIR verwendet werden. Das Instrument besitzt sechs verschiedene Kameras, welche Bilder und Spektren auf den Detektor projizieren können. In der Tabelle 6.1 sind die Kenndaten für die bei der Beobachtung von FS Tau B verwendete L27-Kamera aufgelistet.

Der Detektor muss bei ausreichend kurzen Belichtungszeiten t_B betrieben werden, um eine Überbelichtung zu vermeiden. Anschließend wird das Signal für jedes Pixel (Bildpunkt) einzeln ausgelesen. Die Belichtungszeit t_B kann, abhängig von den gewählten Einstellungen, einige Millisekunden bis maximal 1.8 Sekunden betragen. Für ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird die Belichtung N_B -mal durchgeführt, sodass die gesamte Belichtungszeit $N_B t_B$ ist. Im Normalfall wird für jedes Pixel nur der aus allen N_B Einzelmessungen gemittelte Wert gespeichert. Im sogenannten *Cube Mode* wird dagegen jede der N_B Einzelmessungen gespeichert, wodurch es später möglich ist, Einzelmessungen, die zum Beispiel verhältnismäßig stark verrauscht sind oder andere Artefakte aufweisen, auszusortieren.

Bei der Funktion *Auto-Jitter* wird bei verschiedenen Messungen die Position des Detektors geringfügig variiert (Abb. 6.3). Die Variation der Position erfolgt innerhalb eines quadratischen Feldes in der Himmelsebene mit der Fläche $(\Delta\phi) \times (\Delta\phi)$. Für das Sichtfeld der L27-Kamera nimmt $\Delta\phi$ gewöhnlich Werte in der Größenordnung von $1''$ bis $\sim 25''$ an, sodass sich das zu untersuchende Objekt im Sichtfeld jeder

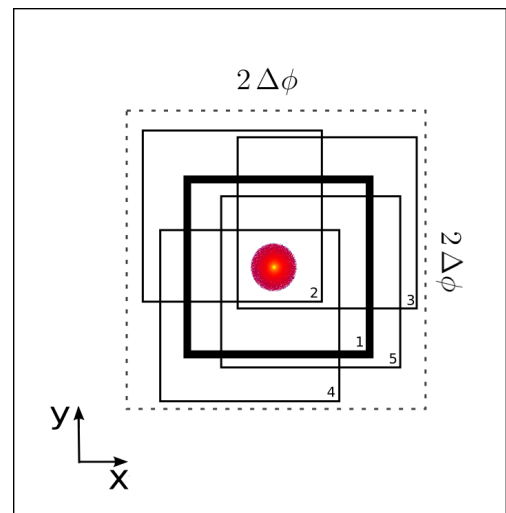
**Abbildung 6.3:** Skizze zur Funktion *Auto-Jitter* mit $N_j = 5$ Detektorpositionen.

Tabelle 6.2: Daten des Referenzsterns FS 117 (Leggett u. a. 2003).

Anderer Name	Koordinaten (RA/Dec)	mag _L [mag]	σ _L [mag]
B216-b9	04:23:56.61 +26:36:38.0	9.75	0.01

einzelnen Messung befindet. Das Hintergrundsignal kann dann aus der Kombination der einzelnen Beobachtungen abgeschätzt werden (Devillard 1999). Bei einer Gesamtzahl von N_J Detektorpositionen ist die totale Belichtungszeit dann $t_{\text{total}} = N_J N_B t_B$. Für eine ausführlichere Beschreibung der Funktionsweise von *NACO* sei auf das Handbuch verwiesen (NACO User Manual 2012).

6.3.2 Der Ablauf der Beobachtung

FS Tau B wurde in den drei Nächten vom 17. auf den 18. Dezember 2012, vom 1. auf den 2. Januar 2013 und vom 11. auf den 12. Januar 2013 beobachtet [Programm Nr.: 090.C-0207(A), Projektleiter (engl.: „principal investigator“): F. Kirchschrager]. Es wurden der Modus *Cube Mode* und die Funktion *Auto-Jitter* innerhalb eines quadratischen Feldes mit $\Delta\phi = 24''$ verwendet. Die Zeit einer Einzelmessung betrug $t_B = 0.25$ s, die Anzahl der Einzelmessungen pro Detektorposition $N_B = 92$ und die Summe der Detektorpositionen aller drei Nächte insgesamt $N_J = 112$, sodass für die totale Belichtungszeit $t_{\text{total}} = 2576$ s ≈ 43 min folgt. Das Seeing war während der Beobachtungen immer geringer als $1''$ und die relative Luftmasse unter 1.6.

Als Referenz wurde der L-Standardstern FS 117 verwendet, der sich in einem Winkelabstand von 0.5° zu FS Tau B befindet. Die wesentlichen Daten zu der punktförmigen Quelle sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Des Weiteren wurden neben Beobachtungsdaten des Objekts und des Referenzsterns in jeder Nacht 15 Weißbilder einer gleichmäßig ausgeleuchteten Fläche und drei Dunkelbilder bei verschlossener Kamera aufgenommen, wobei die Aufnahmezeiten der Weiß- und Dunkelbilder denen des Objekts entsprachen.

6.4 Datenreduktion

Bei der Aufnahme mit einer CCD-Kamera (engl.: „charge-coupled device“) treten verschiedene systematische Abweichungen und Probleme auf. Dies betrifft insbesondere defekte Detektorpixel, den Dunkelstrom, das Ausleserauschen und Sensitivitätsschwankungen individueller Pixel. Zur Korrektur dieser Fehlerquellen werden die zusätzlich aufgenommenen Weiß- und Dunkelbilder verwendet und die Datenreduktion mit selbst implementierten Python-Routinen durchgeführt. Es werden nacheinander zu jeder Nacht

eine Karte fehlerhafter Detektorpixel, ein Master-Dunkelbild und ein Master-Weißbild erstellt, bevor die eigentlichen Daten von FS Tau B bearbeitet werden.

1. Karte fehlerhafter Detektorpixel: Jedem Pixel ist ein Pixelwert zugeordnet („Counts“). Beschädigte Pixel auf dem Detektor können ungewöhnlich hohe oder niedrige Pixelwerte (heiße/kalte Pixel) besitzen. Zur Identifikation dieser Pixel werden die Weiß- und Dunkelbilder verwendet. Da die Verteilung der Werte intakter Pixel von Weiß- und Dunkelbildern im Wesentlichen einer Normalverteilung folgt, kann die Methode des sogenannten σ -Abschneidens (engl.: „ σ -Clipping“) angewandt werden. Dazu wird für jedes Weißbild und jedes Dunkelbild der Median und die mittlere absolute Abweichung (engl.: „median absolute deviation“, MAD) der Werte aller Pixel bestimmt. Die Pixel, deren Werte mehr als 3 MAD vom Median abweichen, werden als beschädigt deklariert. Für alle Weiß- und Dunkelbilder wird daraus eine Karte fehlerhafter Pixel erzeugt. Die 15 Karten der Weißbilder einer Nacht werden durch eine logische „UND“-Funktion miteinander verknüpft. Gleiches geschieht mit den Karten der drei Dunkelbilder einer Nacht. Dadurch wird verhindert, dass Pixel, die nur auf einzelnen Aufnahmen nicht innerhalb der 3 MAD-Umgebung um den Median liegen, aussortiert werden. Derartige Pixel können z. B. auf einer einzelnen Aufnahme durch kosmische Strahlung getroffen worden sein und deswegen einen hohen Pixelwert besitzen. Anschließend wird die Karte mit den fehlerhaften Pixeln, die von den Weißbildern ermittelt wurde, mit der entsprechenden Karte der Dunkelbilder über die logische „ODER“-Funktion verknüpft. Dadurch wird erreicht, dass auch fehlerhafte Pixel, die ausschließlich bei den Dunkelbildern auftreten, und solche, die ausschließlich bei den Weißbildern vorkommen, berücksichtigt werden. Damit ergibt sich für jede Nacht genau eine Karte fehlerhafter Detektorpixel.

Alle Aufnahmen werden mit der Karte der fehlerhaften Detektorpixel korrigiert. In den Aufnahmen von FS Tau B, vom Referenzstern und von den Weiß- und Dunkelbildern werden die Stellen, die als beschädigt festgestellt wurden, entfernt und durch einen gemittelten Wert ersetzt. Dazu wird ein Kreis mit dem Radius von fünf Pixeln um die beschädigte Stelle gelegt, der Median der Pixel innerhalb des Kreises ermittelt und dieser als der neue Pixelwert für die fehlerhafte Stelle angenommen. In der Folge sind damit alle Aufnahmen von den Fehlern der beschädigten Pixel beseitigt.

2. Master-Dunkelbild: Der Dunkelstrom und das Ausleserauschen sind systematische Fehler, die durch die Dunkelbilder korrigiert werden können. Dazu werden die einzelnen, von den beschädigten Pixeln korrigierten Dunkelbilder zu einem kombinierten Dunkelbild verknüpft (Master-Dunkelbild). Es wird ein individuelles Pixel in allen drei Dunkelbildern identifiziert und der Median dieser drei Pixelwerte als der entsprechende Pixelwert des Master-Dunkelbildes definiert. Dieses Vorgehen wird für alle Detektorpixel durchgeführt. Anschließend wird das Master-Dunkelbild durch einfache Subtraktion von allen Aufnahmen von FS Tau B, dem Referenzstern und den Weißbildern abgezogen.

3. Master-Weißbild: Die Schwankung der Verstärkung zwischen individuellen Pixeln ist ein systematischer Fehler, der durch die Weißbilder korrigiert wird. Dazu wird der Median der Pixelwerte jedes Weißbildes bestimmt und anschließend die Pixelwerte des Weißbildes durch den dazugehörigen Median geteilt, wodurch der Median der neuen Weißbilder dann den Wert 1 besitzt. Analog zu den Dunkelbildern wird dann aus den 15 modifizierten Weißbildern jeder Nacht ein Master-Weißbild erzeugt. Anschließend werden die Aufnahmen von FS Tau B und vom Referenzstern durch Division mit dem Master-Weißbild korrigiert.

4. Objekt: Die mit der Karte der fehlerhaften Detektorpixel, dem Master-Dunkelbild und dem Master-Weißbild korrigierten Beobachtungsdaten von FS Tau B werden nun weiter bearbeitet. Da keine der einzelnen Aufnahmen im Modus *Cube Mode* übermäßiges Rauschen oder Artefakte gegenüber den anderen Aufnahmen zeigt, werden alle Aufnahmen berücksichtigt. Es wird erneut eine 3MAD-Analyse durchgeführt, um fehlerhafte Pixelwerte herauszufiltern, welche durch kosmische Strahlung in einzelnen Aufnahmen verursacht wurden, und davon abweichende Pixelwerte werden, wie bereits beschrieben, durch den Median der Umgebung ersetzt (Radius: 5 Pixel). Bei jeder Detektorposition werden die Pixelwerte der 92 Einzelaufnahmen des Modus *Cube Mode* summiert. Anschließend können die Aufnahmen bei verschiedenen Detektorpositionen kombiniert werden. Die genauen Werte der Translation des Detektors wurden während der Beobachtung für jeden *Cube Mode* gespeichert. Entsprechend der Translation des Detektors werden die summierten Aufnahmen verschoben und addiert. Während die einzelnen Aufnahmen bei allen vorherigen Schritten zu verrauscht waren, ist nun erstmals ein scheibenartiges Objekt nahe dem Zentrum des zusammengesetzten Bildes zu erkennen. Weiterhin ermöglicht die Beobachtung bei verschiedenen Detektorpositionen, dass einige Aufnahmen einen Bereich zeigen, der zumindest für die Hälfte des Sichtfeldes des Detektors leer ist. Diese Himmelsbilder des halben Detektors werden zu einem vollständigen Himmelsbild zusammengesetzt und anschließend von dem bereinigten Bild von FS Tau B abgezogen, um den Beitrag des Hintergrunds zu reduzieren.

5. Referenzstern: Die mit der Karte der fehlerhaften Detektorpixel, dem Master-Dunkelbild und dem Master-Weißbild korrigierten Einzelaufnahmen vom Referenzstern FS 117 werden wie die von FS Tau B behandelt und kombiniert. Anschließend wird der Hintergrund von FS 117 abgezogen.

Die Schritte 2. bis 4. der durchgeführten Datenreduktion lassen sich in einer vereinfachten, strukturellen Gleichung zusammenfassen:

$$\mathbf{B} = (\mathbf{I} - \mathbf{MD})/(\mathbf{MW} - \mathbf{MD}) - (\mathbf{H} - \mathbf{MD})/(\mathbf{MW} - \mathbf{MD}),$$

mit \mathbf{B} als reduzierter Aufnahme des Objekts, \mathbf{I} als Aufnahme des Objekts, \mathbf{H} dem Hintergrund, \mathbf{MW} dem Master-Weißbild und \mathbf{MD} dem Master-Dunkelbild.

6.5 Ergebnisse der Beobachtung im L_p-Band

Die Bestimmung des Gesamtflusses von FS Tau B erfolgt durch den Vergleich der Signalstärke mit der des Referenzsterns. Die absolute Helligkeit von FS 117 beträgt $\text{mag}_L = 9.75 \pm 0.01$, was einem Fluss von $F_\nu^{FS117} = 31.7 \text{ mJy} \pm 0.3 \text{ mJy}$ entspricht (Leggett u. a. 2003). Für den Gesamtfluss von FS Tau B ergibt sich damit $F_\nu = 53.6 \text{ mJy} \pm 1.1 \text{ mJy}$. Der Fehler setzt sich aus dem Rauschen der jeweiligen Karten von FS Tau B und FS 117 sowie aus der Unsicherheit des Literaturwertes von FS 117 zusammen. In Abbildung 6.4 ist die reduzierte Aufnahme von FS Tau B bei der Wellenlänge $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$ dargestellt. Während das Objekt bei Wellenlängen im NIR noch als bipolarer Nebel in Erscheinung tritt (Abb. 6.2), ist im L_p-Band nur ein einzelnes, elongiertes Objekt zu erkennen, wobei die Hauptachse des Objekts etwa 1.3-mal so groß wie die Nebenachse ist.

Die Aufnahmen von FS Tau B und FS 117 werden unter Verwendung bilinearer Interpolation geglättet, wodurch sich die Pixelanzahl je Dimension um den Faktor zehn erhöht. Anschließend werden die Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachse erstellt (Abb. 6.5). Die Flussdichten des Profils von FS 117 werden skaliert, sodass dessen Maximum dem von FS Tau B entspricht. Da FS 117 eine Punktquelle ist, kann daraus direkt auf die Größe der PSF geschlossen werden. Es ergibt sich für FS Tau B entlang der Hauptachse eine Halbwertsbreite von $x_{\text{FWHM}} = 0''.29$ und entlang der Nebenachse $x_{\text{FWHM}} = 0''.22$. Die PSF hat eine Halbwertsbreite $x_{\text{FWHM}} = 0''.135$, bzw. $0''.12$. Aus diesem Grund kann FS Tau B als räumlich aufgelöst bezeichnet werden (vgl. Abschn. 2.8.2).

Die Aufnahme von FS Tau B wird um den Winkel -57° gedreht, sodass die Hauptachse parallel zur horizontalen Bildachse angeordnet ist. Die Abbildung zeigt einen Ausschnitt der Größe $2'' \times 2''$, während das gesamte, aus den verschiedenen Detektorpositionen zusammengesetzte Bild $\sim 50'' \times 50''$ entspricht. In einem Abstand von $20''$ von FS Tau B ist deshalb auch FS Tau A beobachtet worden. Dadurch ist zum einen bestätigt, dass es sich bei dem beobachteten Objekt tatsächlich um FS Tau B handelt und nicht um ein mögliches Hintergrundobjekt oder ein Artefakt der Datenreduktion. Zum anderen lässt sich durch die Kenntnis der Position von FS Tau A die Orientierung der Hauptachse von FS Tau B bezüglich der Himmelsebene bestimmen. Dazu wird der Positionswinkel der Hauptachse verwendet, welcher den Winkel zwischen der Richtung zum Himmelsnordpol und der Hauptachse des Objekts angibt. Es ergibt sich ein Positionswinkel von $PW = 147^\circ \pm 5^\circ$. Der Fehler berücksichtigt die Ungenauigkeit im Bestimmen der Hauptachse sowie eine Ungenauigkeit im Festlegen des Zentrums von dem als ausgedehntes Objekt erscheinenden Reflexionsnebel um FS Tau A. Die Hauptachse der PSF besitzt einen Positionswinkel von $PW = 155^\circ \pm 10^\circ$. Der Positionswinkel der Hauptachse von FS Tau B stimmt mit den Literaturwerten für die Ausrichtung der Scheibenebene überein (Tab. 6.3). Deshalb kann die Hauptachse des beobachteten Objekts mit der Scheibenebene assoziiert werden und die Position des Zentralsterns befindet sich im Zentrum der Abbildung 6.4. Die Ausdehnung des Objekts ist mit $\sim 0''.8 \times 1''$ (10%-Konturlinie) geringer als in der NIR-Aufnahme von Abbildung 6.2.

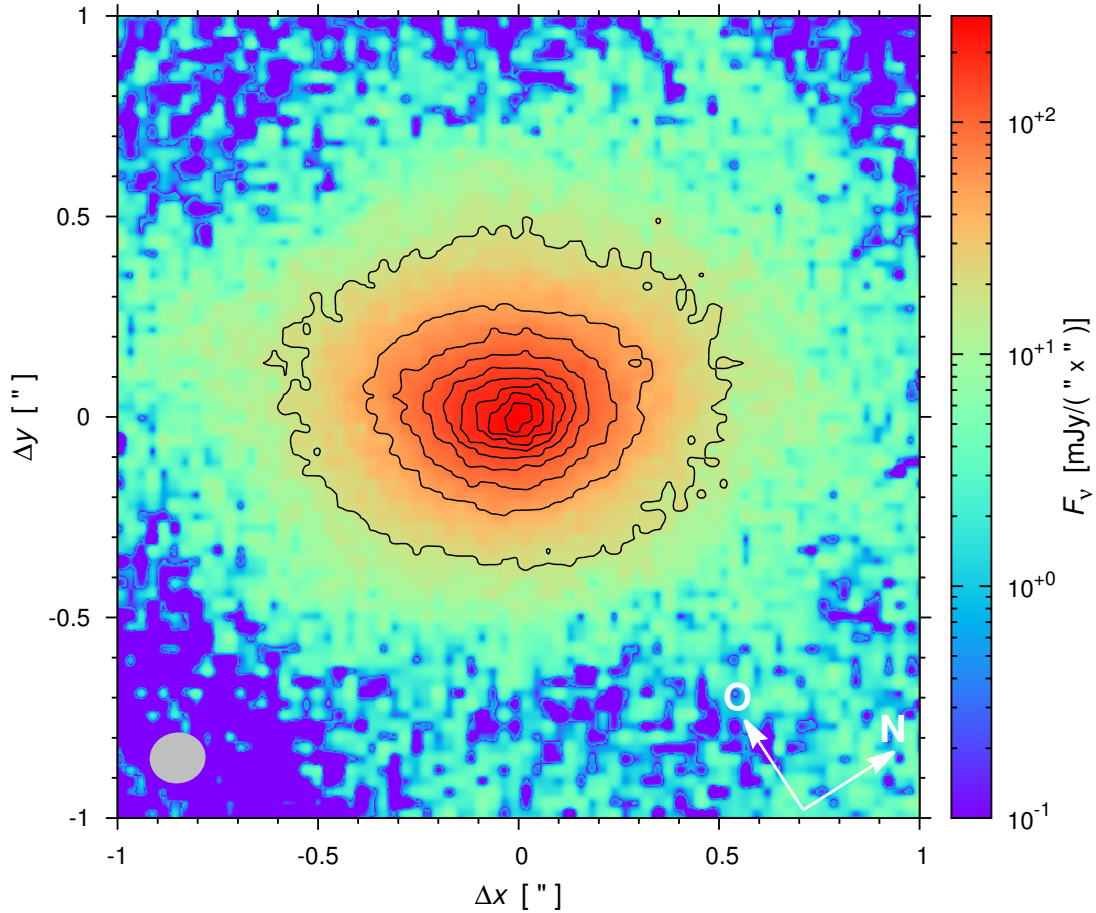


Abbildung 6.4: Karte im L_p -Band von FS Tau B ($\lambda = 3.74 \mu\text{m}$). Die Aufnahme wurde um einen Winkel von -57° gedreht, damit die Hauptachse des Objekts parallel zur horizontalen Bildachse angeordnet ist. Die Konturlinien entsprechen Flussdichten in linearen 10%-Schritten von 10% bis 90% der maximalen Flussdichte. Die Farbskala ist logarithmisch. Ausdehnung und Ausrichtung der Ellipse (links unten) entsprechen der PSF. Die Richtungen von Norden und Osten sind eingezeichnet.

Tabelle 6.3: Positionswinkel PW der Scheibenebene von FS Tau B. **Bemerkungen:** (1) PW für die Staubscheibe; (2) PW für die Gasscheibe; (3) PW entspricht dem Winkel des Polarisationsgrades im optischen Spektralbereich.

Positionswinkel PW	Referenz	Bemerkung
$144^\circ \pm 3^\circ$	Krist u. a. (1998)	(1)
147°	Padgett u. a. (1999)	(1)
$138^\circ \pm 7^\circ$	Yokogawa u. a. (2001)	(1)
$147^\circ \pm 5^\circ$	diese Arbeit	(1)
$150^\circ \pm 10^\circ$	Yokogawa u. a. (2002)	(2)
$147^\circ \pm 8^\circ$	Gledhill u. a. (1986)	(3)

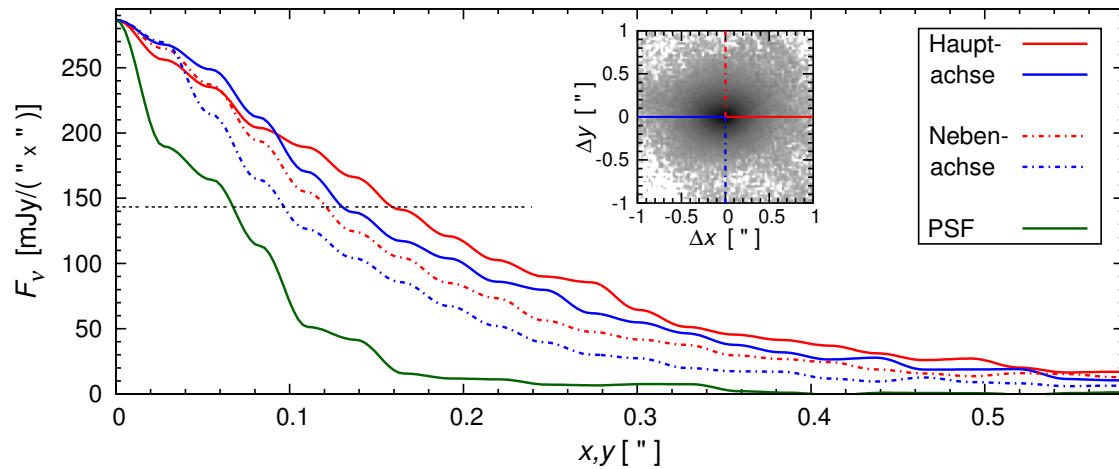


Abbildung 6.5: Helligkeitsprofile der Beobachtung von FS Tau B im L_p -Band. Der Pixel mit der maximalen Flussdichte ist der Nullpunkt, von welchem in beide Richtungen entlang der Hauptachse (durchgezogene Linien) und entlang der Nebenachse (gestrichelt) die Flussdichte als Funktion des Abstands x (y) ermittelt wurde. Das Helligkeitsprofil entlang der Hauptachse der PSF wurde auf das Maximum von FS Tau B skaliert. Die gestrichelte, horizontale Linie markiert den halben Wert des Maximums, sodass die Halbwertsbreiten der Profile ermittelt werden können. Die kleine, eingebundene Graphik der Beobachtung veranschaulicht den Verlauf der Profile.

6.6 Weitere Beobachtungsdaten

Für die Modellierung der Dichteverteilung von FS Tau B sind weitere Beobachtungsdaten erforderlich, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

6.6.1 Spektrale Energieverteilung

Die photometrischen Datenpunkte der Scheibe um FS Tau B werden aus früheren Arbeiten zusammengetragen (Tab. 6.4) und sind in der Abbildung 6.6 illustriert. Zusätzlich zeigt die Abbildung 6.6 auch ein Spektrum des Instruments *IRS* des Spitzer-Weltraumteleskops, bestehend aus 366 Datenpunkten im Wellenlängenbereich zwischen $5.2\ \mu\text{m}$ und $37.9\ \mu\text{m}$. Die spektrale Energieverteilung, die Kontinuumsflüsse vom optischen bis zum Mikrowellen- und Radiobereich umfasst, zeigt einige interessante Eigenschaften:

Gestreute Strahlung Die Flüsse bei den Wellenlängen im Streubereich sind verglichen mit den Flüssen im Reemissionsbereich des Staubes gering. Für eine Scheibe mit einer hohen Inklination (Streukarte in Abb. 6.2) wäre im Streubereich ein weiteres lokales Maximum zu erwarten gewesen, welches jedoch nicht beobachtet wird.

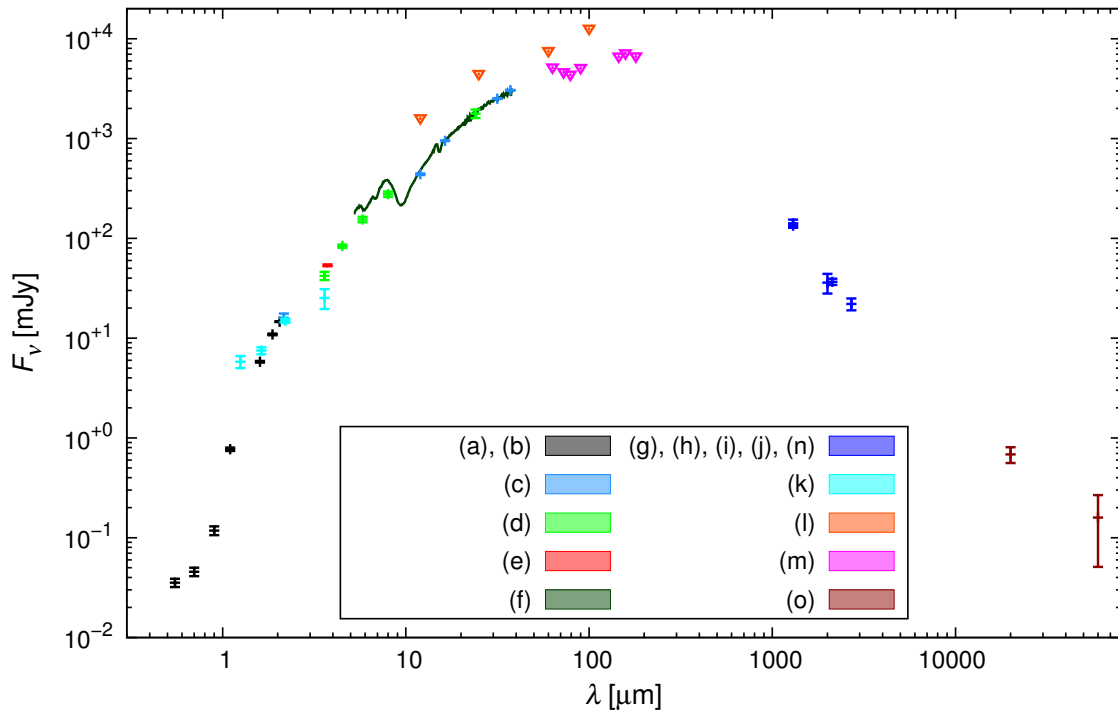


Abbildung 6.6: Spektrale Energieverteilung von FS Tau B, welche sich aus den Daten in Tabelle 6.4 und einem mit dem Instrument *Spitzer/IRS* aufgenommenen Spektrum zusammensetzt. Die *IRAS*- und *Herschel/PACS*-Messwerte sind lediglich obere Grenzen (als orange und magenta Dreiecke gekennzeichnet).

Referenzen: (a) Krist u. a. (1998); (b) Padgett u. a. (1999); (c) private Kommunikation mit D. Madlener; (d) Luhman u. a. (2010); (e) diese Arbeit; (f) *Spitzer/IRS*, aus dem *SHA*; (g) Reipurth u. a. (1993); (h) Kitamura u. a. (2002); (i) Yokogawa u. a. (2001); (j) Dutrey u. a. (1996); (k) Vrba u. a. (1985); (l) Strom u. a. (1989); (m) Podio u. a. (2012); (n) Osterloh & Beckwith (1995); (o) Brown u. a. (1986).

Heißer Staub Die thermische Reemissionsstrahlung bei Wellenlängen im NIR und MIR lässt das Vorkommen von heißem Staub und damit einen geringen Scheibeninnenrand vermuten.

Silikat Das Spektrum des Instruments *Spitzer/IRS* offenbart eine Absorptionsbande, die dem Silikat in den Staubteilchen zugeschrieben wird. Im Vergleich mit anderen, stark geneigten Scheiben (z. B. CB 26, HH 30, Butterfly-Star) ist die Bande für FS Tau B allerdings nur schwach ausgeprägt.

Spektralindex In der Abbildung 6.7 ist die Ausgleichsgerade für den (Sub-)Millimeterbereich der spektralen Energieverteilung dargestellt. Der Anstieg, der auch als Spektralindex bezeichnet wird, beträgt für FS Tau B $\alpha_{\text{mm}} = 2.59 \pm 0.19$ und ist signifikant kleiner als für Staubkörner im ISM (~ 3.7 , Weingartner & Draine 2001). Dies deutet auf Staubkornwachstum in der Scheibe hin (z. B. Natta u. a. 2007).

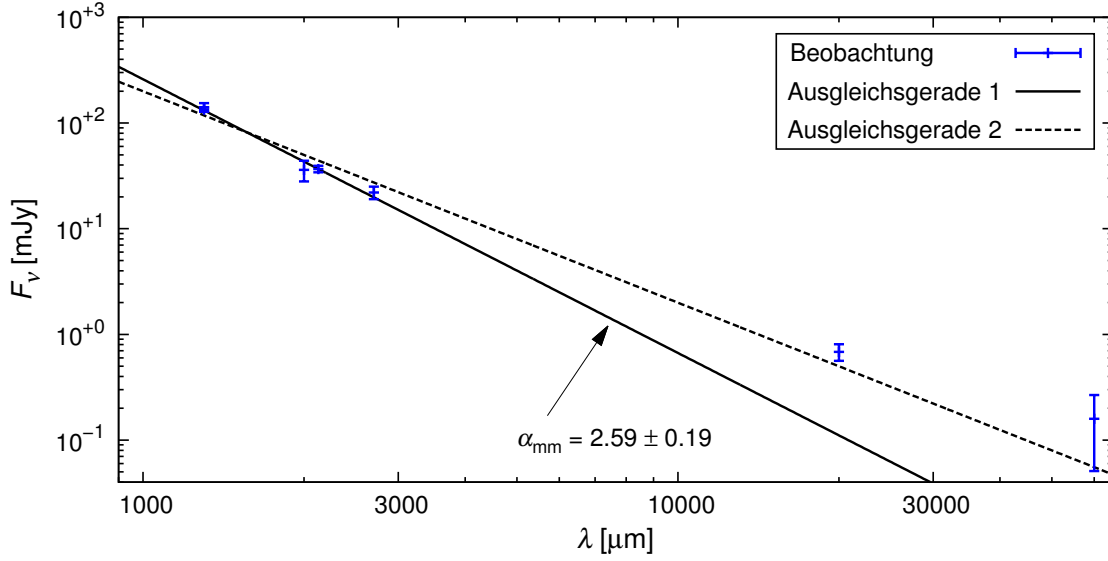


Abbildung 6.7: Spektralindex für die Scheibe um FS Tau B. Die Anpassungsgeraden wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Wenn die Flüsse im Zentimeterbereich nicht berücksichtigt werden, ergibt sich $\alpha_{\text{mm}} = 2.59 \pm 0.19$ (durchgezogene Linie), andernfalls $\alpha'_{\text{mm}} = 2.0 \pm 0.2$ (gestrichelt).

Im optisch dünnen Fall lässt sich aus dem Rayleigh-Jeans Gesetz für den Fluss $F_\nu \propto Q_{\text{abs}}(\lambda) \lambda^{-2}$ ableiten. Mit Hilfe der Mie-Theorie werden die über die Teilchenradien gemittelten Effizienzfaktoren der Absorption bestimmt (Gl. 2.28). Für $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ ergibt sich ungefähr $Q_{\text{abs}}(\lambda) \propto \lambda^{-2}$ und für $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ ist $Q_{\text{abs}}(\lambda) \propto \lambda^{-1}$. Dies deutet auf Teilchen mit Radien $a_{\text{max}} \gg 0.25 \mu\text{m}$ hin.

Wenn die Ausgleichsgerade der SED (Abb. 6.7) zusätzlich die Flüsse bei den Wellenlängen $\lambda = 2 \text{ cm}$ und 6 cm berücksichtigt, ergibt sich ein Spektralindex von $\alpha'_{\text{mm}} = 2.0 \pm 0.2$. Diese Flüsse können allerdings durch frei-frei-Strahlung des Jets kontaminiert sein und so einen flacheren Abfall der SED bewirken.

Für die Modellierung der Scheibe um FS Tau B werden nicht alle Messpunkte aus der Tabelle 6.4 verwendet. Dies hat unterschiedliche Gründe: Die NIR-Daten von Vrba u. a. (1985) werden nicht berücksichtigt, da sie nicht in den Verlauf der SED zu passen scheinen. Die Dichte der Datenpunkte ist in diesem Wellenlängenbereich allerdings groß genug, sodass dies keinen Einfluss hat. Des Weiteren hat die in die Himmelsebene projizierte, nahe Position von FS Tau A zu FS Tau B einen Einfluss auf einzelne Beobachtungen, sodass bei den *IRAS*- und *Herschel/PACS*-Beobachtungen (Strom u. a. 1989; Podio u. a. 2012) beide Komponenten zu den gemessenen Flüssen beitragen und nur ein Teil von FS Tau B stammt. Diese Messwerte stellen damit nur obere Grenzwerte dar und werden verworfen. Außerdem werden der 1.3 mm-Fluss von Osterloh & Beckwith (1995) und die Flüsse im Zentimeterbereich von Brown u. a. (1986)

Tabelle 6.4: Photometrische Datenpunkte von FS Tau B, die in der Modellierung der zirkumstellaren Scheibe verwendet (oben), bzw. verworfen werden (unten). **Referenzen:** siehe Abbildung 6.6.

λ [μm]	F_ν [mJy]	σ [mJy]	Teleskop/Instrument	Referenz
0.55	0.0354	0.0034	<i>HST/WFPC2</i>	(a)
0.7	0.0456	0.0044	<i>HST/WFPC2</i>	(a)
0.9	0.118	0.012	<i>HST/WFPC2</i>	(a)
1.1	0.77	0.03	<i>HST/NICMOS</i>	(b)
1.6	5.79	0.11	<i>HST/NICMOS</i>	(b)
1.87	10.9	0.2	<i>HST/NICMOS</i>	(b)
2.05	14.6	0.1	<i>HST/NICMOS</i>	(b)
2.159	16.0	1.60		(c)
3.6	42.116	3.939	<i>SST/IRAC</i>	(d)
3.74	53.6	1.1	<i>VLT/NACO</i>	(e)
4.5	83.587	3.123	<i>SST/IRAC</i>	(d)
5.8	154.499	9.447	<i>SST/IRAC</i>	(d)
8.0	276.857	16.929	<i>SST/IRAC</i>	(d)
12.00	439.0	7.856		(c)
16.356	946.084	3.359		(c)
24.0	1776	172	<i>SST/MIPS</i>	(d)
31.597	2502.883	7.235		(c)
37.186	3046.1	26.807		(c)
1300	141	13	<i>SEST/MPIfRBS</i>	(g)
2000	36	8	<i>NMA</i>	(h)
2126	36.7	2.6	<i>NMA</i>	(i)
2700	22	3	<i>IRAM/PdBI</i>	(j)
Für die Modellierung nicht berücksichtigt:				
1.25	5.8	0.8	<i>KPNO</i>	(k)
1.63	7.5	0.6	<i>KPNO</i>	(k)
2.2	14.9	0.7	<i>KPNO</i>	(k)
3.6	25.3	5.7	<i>KPNO</i>	(k)
12	<1610	3.5	<i>IRAS</i>	(l)
25	<4470	9.5	<i>IRAS</i>	(l)
60	<7600	380	<i>IRAS</i>	(l)
63.18	<5200	200	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
72.575	<4650	50	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
79.05	<4400	100	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
90.005	<5140	100	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
100	<12700	2540	<i>IRAS</i>	(l)
145.135	<6690	50	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
158.08	<7190	50	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
180.01	<6710	80	<i>Herschel/PACS</i>	(m)
1300	134	6	<i>IRAM/SCB</i>	(n)
20000	0.684	0.123	<i>VLA</i>	(o)
60000	0.159	0.108	<i>VLA</i>	(o)

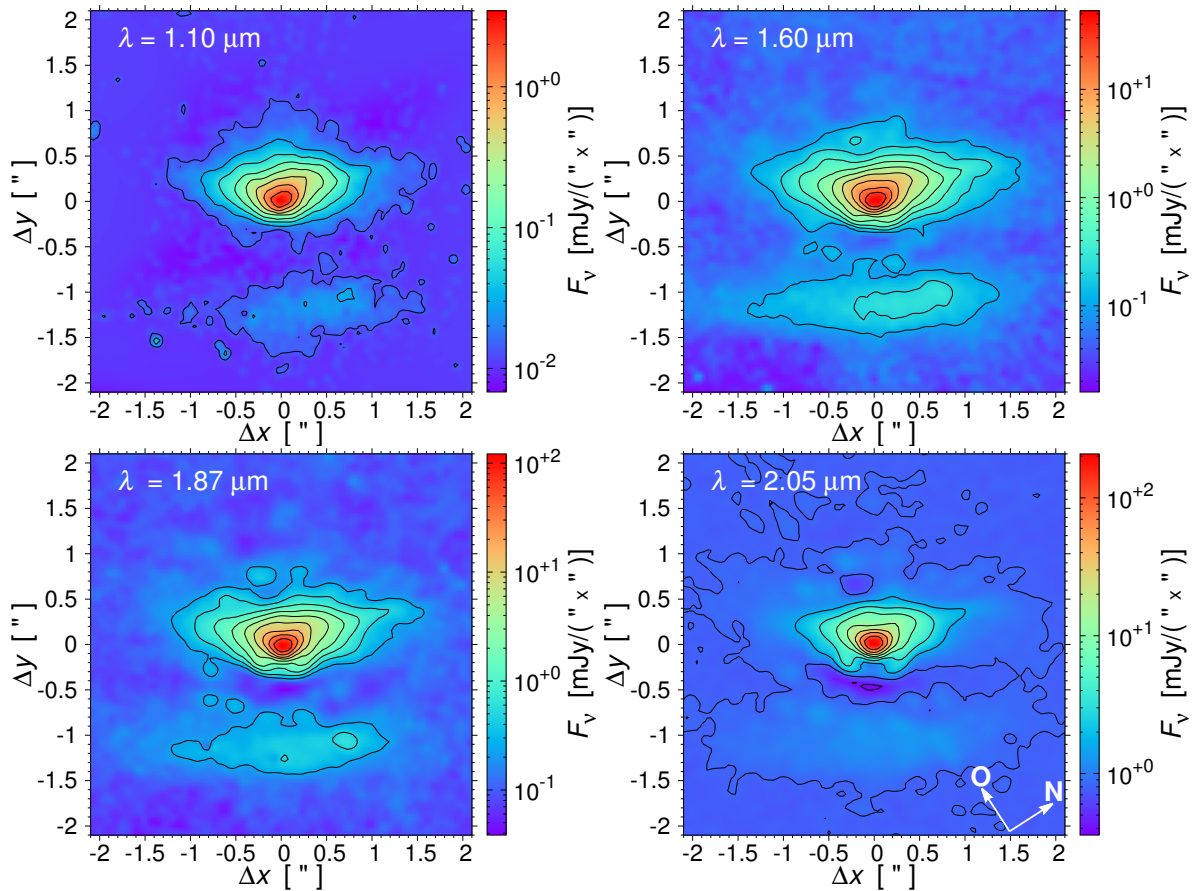


Abbildung 6.8: Karten von FS Tau B im NIR-Wellenlängenbereich. Die Auflösung beträgt $0''.115$. Die Konturlinien entsprechen Flussdichten, beginnend bei 2^{-9} der maximalen Flussdichte und sich verdoppelnd bei jeder folgenden Konturlinie. Die Farbskala ist logarithmisch (Daten aus Padgett u. a. 1999).

vernachlässigt, da bei der entsprechenden Wellenlänge bereits ein anderer Messwert vorliegt, bzw. Kontamination durch frei-frei-Strahlung des Jets vorliegen kann.

6.6.2 Beobachtungen im nahen Infrarot

FS Tau B wurde im NIR-Wellenlängenbereich mit der Kamera *NIC2* des Instruments *NICMOS* des *HST* am 29. Oktober 1997 beobachtet (Padgett u. a. 1999; Instrumentenbeschreibung: Thompson u. a. 1998). Tabelle 6.5 gibt eine Übersicht über die verwendeten Filter und die Belichtungszeit. Die Datenreduktion ist in Padgett u. a. (1999) im Detail beschrieben. Die Daten für die räumlich aufgelösten Karten im NIR (Abb. 6.8) wurden von Wolfgang Brandner (Coautor von Padgett u. a. 1999) zur Verfügung gestellt. Die Auflösung beträgt $0''.115$. Die Aufnahmen werden für eine horizontale Ausrichtung rotiert

Tabelle 6.5: Übersicht über die zentrale Wellenlänge λ_z , den Wellenlängenbereich und die Belichtungszeit t_{total} verschiedener Filter bei den Beobachtungen mit *HST/NICMOS* (Padgett u. a. 1999).

Filtername	F110W	F160W	F187W	F205W
λ_z [μm]	1.10	1.60	1.87	2.05
λ -Bereich [μm]	0.8 – 1.4	1.4 – 1.8	1.75 – 2.05	1.75 – 2.35
t_{total} [s]	768	512	512	512

und unter Verwendung bilinearer Interpolation geglättet, wobei sich die Pixelanzahl je Dimension um den Faktor zehn erhöht. Anschließend werden die Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachsen bestimmt. Die Karten zeigen das Objekt als bipolaren Nebel, wobei der bipolare Charakter mit steigender Wellenlänge abnimmt. Dies ist konsistent mit der Beobachtung im L_p -Band ($\lambda = 3.74 \mu\text{m}$, Abb. 6.4), bei der das Objekt nur als einzelner Nebel erscheint.

6.7 Modellierung

In diesem Abschnitt wird die zirkumstellare Scheibe um FS Tau B auf Grundlage einer parametrisierten Dichteverteilung modelliert. Dazu wird zunächst ein früherer Modellierungsversuch vorgestellt (Abschn. 6.7.1), bevor das verwendete Modell (6.7.2) und die Anpassungsgüte (6.7.3) erläutert sowie das Vorgehen beschrieben wird (6.7.4).

6.7.1 Früherer Modellierungsversuch

Im Rahmen der Untersuchung von synthetischen Streulichtkarten von jungen stellaren Objekten führten Stark u. a. (2006) eine Modellierung von FS Tau B durch. Dabei wurde aus einem Satz aus 200 Modellen per Augenmaß das Modell bestimmt, welches mit den Beobachtungsdaten die größte Übereinstimmung aufwies. Die Grundlage der Untersuchung war lediglich ein Kompositbild aus den einzelnen NIR-Aufnahmen des *HST* (Abschn. 6.6.2). Der Verlauf der SED wurde nicht berücksichtigt. Zudem ist die Anzahl der betrachteten Modelle gering und eine Anpassung per Augenmaß fehlerbehaftet. Deshalb wird mit dem Programm MC3D für die Modellparameter von Stark u. a. (2006) die SED und eine Karte im NIR simuliert (Abb. 6.9).

Tabelle 6.6: Parameter des Modells von FS Tau B, nach Stark u. a. (2006).

Parameter	Wert
R_i [AE]	0.035
R_a [AE]	275
h_0 [AE]	9.135
α	2.25
β	1.25
M_{Staub} [M_\odot]	2.0×10^{-4}
T_* [K]	3800
R_* [R_\odot]	2.5
d [pc]	140
i [$^\circ$]	74

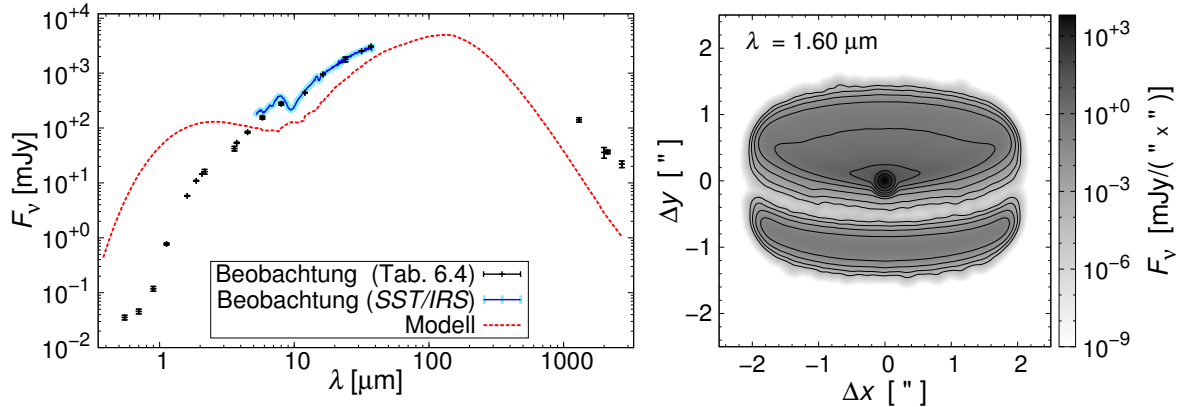


Abbildung 6.9: SED und NIR-Karte von FS Tau B entsprechend der Parameter aus Tabelle 6.6 (Stark u. a. 2006). Das Modell kann die beobachtete SED nicht reproduzieren. Die NIR-Karte (Streu- und Emissionsstrahlung, $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$) ähnelt den *HST*-Beobachtungen (Abb. 6.8). Die Konturlinien entsprechen Flussdichten, beginnend bei 10^{-8} der max. Flussdichte und sich verzehnfachend bei jeder folgenden Konturlinie.

Die Parameter des Modells sind in Tabelle 6.6 aufgelistet. Die Karte, die sowohl Streulicht als auch thermisch reemittierte Strahlung berücksichtigt, wird mit einer gaußförmigen PSF mit der Halbwertsbreite $x_{\text{FWHM}} = 0''.115$ gefaltet. Das Ergebnis ähnelt den *HST*-Beobachtungen (Abb. 6.8). Dagegen stimmt die synthetische SED nur gering mit den Beobachtungsdaten überein. Die Flüsse im vom Streulicht dominierten Bereich der SED sind ein bis zwei Größenordnungen oberhalb der Beobachtungsdaten und im Bereich der thermischen Reemission dagegen eine Größenordnung zu gering. Das von Stark u. a. (2006) ermittelte Modell kann damit wesentliche Beobachtungsdaten nicht reproduzieren. Aus diesem Grund soll im Rahmen dieser Arbeit eine ausführliche Modellierung durchgeführt werden, welche die SED ebenso berücksichtigt wie die NIR- und MIR-Aufnahmen.

6.7.2 Das Modell

Das modellierte System setzt sich aus drei Komponenten zusammen: Dem Zentralstern, der zirkumstellaren Scheibe sowie einem Extinktionsschirm zwischen dem System und dem Beobachter.

Der Zentralstern, welcher als Schwarzkörperstrahler angenommen wird, ist durch die Effektivtemperatur T_* und dem Radius R_* charakterisiert. Beide Größen sind unbekannt und werden während der Modellierung als freie Parameter behandelt. Weitere Heizprozesse, verursacht z. B. durch Viskosität, Scheibenakkretion oder kosmische Strahlung,

werden nicht berücksichtigt. Die parametrisierte Dichteverteilung der zirkumstellaren Scheibe wird durch den Ansatz von [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) beschrieben (Gl. 2.1). Scheibeninnen- und -außenradius R_i und R_a , die geometrischen Parameter α und β , die Skalenhöhe h_0 bei $R_0 = 100$ AE sowie die Staubmasse M_{Staub} sind insgesamt sechs freie Parameter. Die Staubteilchen in der Scheibe sind sphärisch und bestehen zu 62.5% aus astronomischem Silikat und zu 37.5% aus kristallinem Graphit mit einer chemischen Dichte von $\rho = 2.7 \text{ g cm}^{-3}$ ([Weingartner & Draine 2001](#)). Die Kornradien a folgen einer Größenverteilung via Gleichung 2.5 mit dem Korngrößenexponenten $q = 3.5$ ([Dohnanyi 1969](#)) und $a \in [5 \text{ nm}, a_{\text{max}}]$. Die maximale Teilchengröße a_{max} wird variiert. Da der Spektralindex bereits einen Hinweis auf größere Staubteilchen liefert, werden für den Parameter a_{max} sechs verschiedene Werte betrachtet: $0.25 \mu\text{m}$, $1.0 \mu\text{m}$, $5.0 \mu\text{m}$, $20.0 \mu\text{m}$, $100.0 \mu\text{m}$ und 1.0 mm . Eine räumliche Variation der Staubeigenschaften wird nicht untersucht. Die optischen Eigenschaften der Teilchen werden mit dem Programm `miex` auf Grundlage der Mie-Theorie berechnet ([Mie 1908](#); [Wolf & Voshchinnikov 2004](#)). Im Rahmen der Strahlungstransportsimulationen wird erneut die Näherung von [Wolf \(2003a\)](#) verwendet, um die optischen Eigenschaften einzelner Korngrößen durch gewichtete Mittelwerte zu ersetzen (Gl. 2.28). Es sei darauf hingewiesen, dass poröse oder fraktale Staubteilchen sowie andere Materialien wie z. B. reines Silikat oder Graphit im Rahmen der Modellierung nicht untersucht werden. Änderungen an der Gestalt der Staubteilchen haben, wie in Kapitel 4 ausführlich behandelt, zwar Auswirkungen auf die gestreute und reemittierte Strahlung, würden aber einen höheren Modellierungsaufwand bedeuten. Das Ziel dieser Studie ist daher primär die Modellierung der Dichteverteilung sowie der Korngrößenverteilung in der Scheibe von FS Tau B.

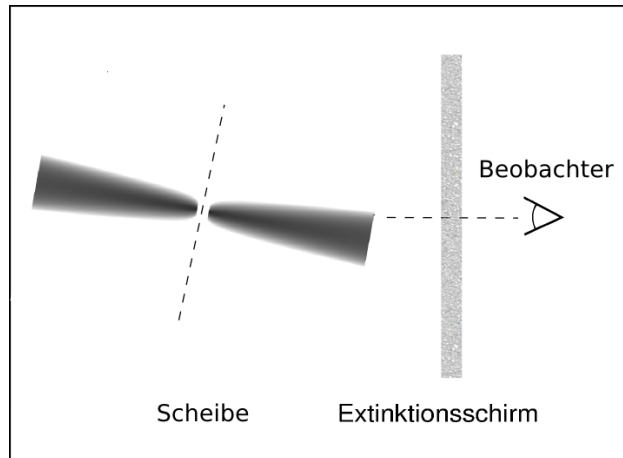


Abbildung 6.10: Skizze, welche die Position des Extinktionsschirms zwischen der Scheibe und dem Beobachter verdeutlicht.

Da die Flüsse des vom Streulicht dominierten Bereiches der SED im Vergleich zur thermischen Reemission gering sind, wird zwischen dem Objekt und dem Beobachter ein Extinktionsschirm angenommen, der die vom Objekt kommende Strahlung wellenlängenabhängig schwächt (Abb. 6.10). Der Extinktionsschirm ist durch die mögliche Präsenz von Vordergrundmaterial begründet und bewirkt, dass insbesondere die Strahlung im optischen Wellenlängenbereich abgeschwächt wird. Er ist nicht in den Strahlungstransport der Scheibe eingebunden. Die Extinktionseigenschaften entsprechen denen von interstellaren Staubkörnern und die Dicke des Extinktionsschirms wird durch die optische Extinktion A_V charakterisiert (Gl. 2.11). A_V wird im Rahmen der Modellierung

als freier Parameter behandelt. Bei der Vernachlässigung eines solchen Extinktionsschirms ($A_V = 0$) und unter Annahme einer stark geneigten Scheibe ($i > 60^\circ$) konnte die SED nicht reproduziert werden (siehe Abschn. 6.8.1). Für das finale Modell mit der höchsten Güte (siehe Abschn. 6.7.3) wird gezeigt, dass die thermische Reemission eines solchen Extinktionsschirms vernachlässigt werden kann (Abschn. 6.8).

Junge stellare Objekte besitzen oft eine Wolke aus Gas und Staub, welche die Scheibe umhüllt. Beobachtungen im Millimeterbereich von Yokogawa u. a. (2001) sowie Nahinfrarot-Simulationen von Stark u. a. (2006) zeigten, dass FS Tau B in seiner Entwicklung vorangeschritten ist und seine Hülle bereits verloren hat. Deswegen wird im Rahmen der Modellierung auf die Parametrisierung einer solchen Hülle verzichtet. Der Abstand d zwischen dem Beobachter und dem Objekt sowie die Inklination i der Scheibe gegenüber dem Beobachter sind zwei weitere freie Parameter. Insgesamt ergibt sich somit ein 12-dimensionaler Parameterraum für die Modellierung der Scheibe um FS Tau B. Die freien Parameter sind in der Tabelle 6.7 mit den entsprechenden Parameterbereichen aufgelistet. Die Auswahl der Bereiche beruht auf Einschränkungen durch die Beobachtungsdaten und der Modellierung ähnlicher Objekte (siehe z. B. Sauter u. a. 2009; Gräfe u. a. 2013).

Tabelle 6.7: Untersuchter Parameterbereich für die Modellierung von FS Tau B.

Parameter	Parameterbereich
R_i	[AE] 0.1 – 10
R_a	[AE] 150 – 400
h_0	[AE] 5 – 25
α	1.0 – 4.0
β	1.0 – 2.0
M_{Staub}	[M_\odot] 10^{-6} – 10^{-2}
a_{max}	[μm] 0.25 – 1000
T_*	[K] 3000 – 8000
R_*	[R_\odot] 0.8 – 3.5
d	[pc] 120 – 160
i	[$^\circ$] 60 – 90
A_V	0 – 20

6.7.3 Anpassungsgüte

Zum Vergleich der Beobachtungsdaten und den synthetisch erzeugten Daten wird eine Größe benötigt, welche die Güte des Modells beschreibt. Dazu wird das reduzierte χ^2 , χ_{red}^2 , eingeführt. Je geringer χ_{red}^2 ist, desto höher ist die Güte des Modells.

Der Satz der Beobachtungsdaten, und damit auch der Satz der synthetisch erzeugten Daten, besteht aus der SED und N_K Karten. Jede synthetische Karte wird mit einer elliptischen Gauß-Funktion gefaltet. Da das Modell rotationssymmetrisch ist und daher keine Asymmetrien berücksichtigen kann, ist es nicht notwendig, eine kartenbasierte Anpassungsgüte zu verwenden, in welcher die Pixelwerte der gesamten Karte verwendet werden. Anstelle dessen werden die Helligkeitsprofile entlang der Achsen des Beobachtungsbildes und der Simulation miteinander verglichen. Dazu wird für alle Beobachtungsbilder und gefaltete Karten jeweils ein Helligkeitsprofil entlang der Haupt- und Nebenachse ermittelt. Die SED besteht aus N_λ Datenpunkten und die Profile der i -ten Karte aus $N_{i,1}$ und $N_{i,2}$ Datenpunkten. Das reduzierte χ_{red}^2 berechnet sich dann zu:

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{N_{\text{total}}}{N_{\text{total}} - N_{\text{frei}}} \left(g_{\text{SED}} \chi_{\text{SED}}^2 + \sum_{i=1}^{N_{\text{K}}} g_i \chi_i^2 \right) \quad (6.1)$$

$$\text{mit} \quad \chi_{\text{SED}}^2 = \frac{1}{N_{\lambda}} \sum_{j=1}^{N_{\lambda}} h_j \left(\frac{F_j - \tilde{F}_j}{\sigma_j} \right)^2 \quad (6.2)$$

$$\text{und} \quad \chi_i^2 = \frac{1}{N_{i,1} + N_{i,2}} \sum_{k=1}^2 \sum_{j=1}^{N_{i,k}} \left(\frac{s_i B_{i,j,k} - \tilde{B}_{i,j,k}}{\sigma_{i,j,k}} \right)^2 \quad (6.3)$$

(Ertel 2011), wobei die weiteren Größen folgende Bedeutung besitzen:

- χ_{SED}^2 und χ_i^2 bezeichnen das χ^2 der SED und das χ^2 der i -ten Karte. Die einzelnen χ^2 werden mit g_{SED} und g_i so gewichtet, dass die SED und die Karten gleichwertig berücksichtigt werden. Es gilt: $g_{\text{SED}} + \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{K}}} g_i \right) = 1$.
- N_{total} ist die Anzahl aller Datenpunkte, $N_{\text{total}} = N_{\lambda} + \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{K}}} \sum_{k=1}^2 N_{i,k} \right)$, und N_{frei} die Anzahl der freien Parameter der Modellierung.
- F_j und \tilde{F}_j sind der modellierte und der beobachtete Fluss des j -ten von N_{λ} Datenpunkten der SED. Die Differenz jedes Datenpunkts, $(F_j - \tilde{F}_j)$, wird mit der Unsicherheit σ_j des beobachteten Flusses \tilde{F}_j skaliert und mit h_j gewichtet, sodass Bereiche der SED, in denen eine geringe Datendichte besteht, und solche, in denen die Datendichte erhöht ist, gleichwertig berücksichtigt werden. Es gilt: $\left(\sum_{j=1}^{N_{\lambda}} h_j \right) = 1$.
- $B_{i,j,k}$ und $\tilde{B}_{i,j,k}$ sind die modellierte und die beobachtete Flussdichte in der i -ten Karte entlang der Haupt- oder Nebenachse ($k \in \{1, 2\}$) und für den j -ten von $N_{i,k}$ Datenpunkten. Die Differenz jedes Datenpunkts, $(B_{i,j,k} - \tilde{B}_{i,j,k})$, wird mit der Unsicherheit $\sigma_{i,j,k}$ der beobachteten Flussdichte skaliert.
- s_i ist ein Skalierungsfaktor der modellierten Flussdichte der i -ten Karte, welcher so gewählt wird, dass χ_i^2 minimiert wird. Dadurch erfolgt nur die Anpassung an die Form der Profile und nicht an deren absolute Werte. Andernfalls würde der Fehler des beobachteten Flusses, der nur einmal pro Wellenlänge zu berücksichtigen ist, in jedem Datenpunkt des Profils mit einfließen.

Die komplexe Form des χ_{red}^2 (Gl. 6.1-6.3) wird vom Programm `sand` in Kapitel 7 ebenfalls verwendet (Ertel u. a. 2012).

6.7.4 Vorgehen

Zu jedem Parametersatz des in Tabelle 6.7 vorgestellten Parameterraums werden mit dem Programm `MC3D` die Temperaturverteilung der Scheibe und anschließend die SED sowie die Streu- und Reemissionskarten für die beiden Wellenlängen $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ und

3.74 μm berechnet. N_λ und N_K haben damit die Werte 22 bzw. 2. Eine selbst erstellte Fortran-Routine addiert die Streu- und Reemissionskarten eines Modells, faltet sie mit einer elliptischen Gauß-Funktion und bestimmt die Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachse. Die synthetisch erzeugten Beobachtungsdaten werden dann mit den realen Beobachtungsdaten verglichen und eine Güte für das Modell bestimmt (Gl. 6.1). Die Parameter d, i und A_V sind vom Strahlungstransport unabhängige Größen und können parallel zur Strahlungstransportsimulation, bzw. im Anschluss variiert werden. Die restlichen Parameter spannen einen 9-dimensionalen Parameterraum auf. Um ein Modell zu finden, welches die Beobachtungsdaten möglichst gut reproduzieren kann, wird iterativ jeder einzelne Parameter angepasst. Im ersten Schritt wird der erste Parameter variiert und die Strahlungstransportsimulation für vier grob über den Parameterbereich verteilte Startwerte durchgeführt. Die zwei Modelle mit den niedrigsten χ_{red}^2 werden ausgewählt und das Vorgehen für den zweiten und anschließend für alle weiteren Parameter angewendet. Diese Sequenz wird mehrmals wiederholt, wobei der Bereich jedes Parameters basierend auf den Ergebnissen der vorangegangenen Sequenz verringert wird. Das Vorgehen endet, wenn eine Sequenz kein besseres Modell findet und die Modellparameter maximal eingeschränkt sind.

Die Unsicherheiten jedes einzelnen Parameters ergeben sich aus Modellen, für die das reduzierte χ^2 um höchstens 10% von dem des besten Modells abweicht. Zur Bestimmung des Intervalls werden die Parameter einzeln variiert. Die ermittelten Konfidenzintervalle sind unsymmetrisch und entsprechen nicht dem üblichen 1σ -Intervall. Im Gegensatz zu dieser Methode besteht im Allgemeinen auch die Möglichkeit, Bayessche Statistik durchzuführen (z. B. Hogg u. a. 2010), um die Einschränkung der Parameter zu bestimmen, was aber im Rahmen dieser Arbeit aufgrund des wesentlich höheren Rechenaufwands nicht möglich war.

6.8 Ergebnisse der Modellierung

Der Parameterraum aus Tabelle 6.7 wird mit dem Programm MC3D untersucht. Das Modell, dessen simulierte Beobachtungsdaten die höchste Übereinstimmung mit den realen Beobachtungsdaten zeigen, ist in der Tabelle 6.8 zusammengefasst. Es ist in der Lage, wesentliche, in die Modellierung einbezogene Daten der Scheibe von FS Tau B zu erklären. Die folgenden Abschnitten gliedern sich folgendermaßen: Es werden die einzelnen Parameter des besten Modells diskutiert (Abschn. 6.8.1) und die daraus simulierte SED (Abschn. 6.8.2, Abb. 6.11) beschrieben. Die gefalteten Karten bei den fünf verschiedenen Beobachtungswellenlängen sowie die entsprechenden Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachsen sind in Abschnitt 6.8.3 (Abb. 6.14) erläutert und dargestellt. In den Abschnitten 6.8.4 und 6.8.5 werden die Temperaturverteilung der Mittelebene und die Gravitationsstabilität für das besten Modell untersucht.

6.8.1 Beschreibung des besten Modells

In diesem Abschnitt werden die Parameter des besten Modells einzeln diskutiert.

Der Innenradius der Scheibe beträgt $R_i = 2.0_{-0.3}^{+1.2}$ AE. Damit besitzt die Scheibe kein ausgedehntes inneres Loch, wie man es für einige andere Systeme festgestellt hat (z. B. Andrews u. a. 2011; Gräfe u. a. 2011). Dies steht im Einklang mit den vergleichsweise hohen Flüsse im NIR- und MIR-Wellenlängenbereich, die Anzeichen für das Vorhandensein von warmem, relativ nah am Stern lokalisiertem Staub sind. Für die Graphit-Komponente der Staubteilchen ist die Sublimationstemperatur $T_{\text{Sub}} = 1250$ K, sodass der Sublimationsradius $R_{\text{Sub}} \approx 0.35$ AE beträgt (Whitney u. a. 2004). Damit ist der Scheibeninnenrand deutlich größer als der Sublimationsradius, was auf eine entwickeltere Scheibe hindeutet. Eine Verringerung des Scheibeninnenrands führt zu einer Reduzierung des Flusses im Wellenlängenbereich $\lambda \in [10 \mu\text{m}, 40 \mu\text{m}]$, wohingegen Innenradien $R_i > 3$ AE aufgrund des Mangels an warmem Staub ein Absinken des Flusses im Bereich $\lambda \in [2 \mu\text{m}, 8 \mu\text{m}]$ verursachen.

Der Außenradius ist mit $R_a = 350_{-150}^{+50}$ AE gering eingeschränkt. Die Unsicherheit erstreckt sich fast über den gesamten, betrachteten Parameterbereich. Die SED besitzt aufgrund von Degenerierungen mit anderen Parametern keine sensitive Abhängigkeit vom Außenradius. Auch die NIR- und MIR-Helligkeitsprofile können keinen wesentlichen Beitrag zur Einschränkung des Außenradius liefern, da der Fluss der an den äußeren Scheibenbereichen gestreuten Strahlung gering ist und sich die kurzwellige, thermische Reemissionsstrahlung ebenfalls auf die inneren, warmen Scheibenregionen konzentriert. Der Wert $R_a = 350$ AE ist deshalb kritisch zu betrachten. Der von Stark u. a. (2006) angegebene Außenradius ist mit $R_a = 275$ AE etwas kleiner, während Krist u. a. (1998), Padgett u. a. (1999) und Yokogawa u. a. (2001) aus den NIR-Beobachtungen Werte von jeweils 240 AE, 280 AE und 309 AE für FS Tau B ableiteten. Für eine bessere Einschränkung des Außenradius sind räumlich aufgelöste Beobachtungen bei Wellenlängen im (Sub-)Millimeterbereich notwendig.

Die Skalenhöhe h_0 bei dem Referenzradius $R_0 = 100$ AE ist mit 10_{-1}^{+2} AE gut eingeschränkt und stimmt zudem mit dem Wert von

Tabelle 6.8: Ergebnis der Modellierung von FS Tau B: Parameterwerte für das Modell, welches die Beobachtungsdaten am besten reproduzieren kann. Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus Modellen, für die das reduzierte χ^2 um höchstens 10% von dem des besten Modells abweicht.

Parameter	Bestes Modell
R_i [AE]	$2.0_{-0.3}^{+1.2}$
R_a [AE]	350_{-150}^{+50}
h_0 [AE]	10_{-1}^{+2}
α	$2.1_{-0.6}^{+0.5}$
β	$1.20_{-0.01}^{+0.06}$
M_{Staub} [$10^{-4} M_{\odot}$]	$2.8_{-0.7}^{+0.3}$
a_{max} [μm]	1000
T_* [K]	7000_{-600}^{+500}
R_* [R_{\odot}]	$2.1_{-0.5}^{+0.4}$
d [pc]	150
i [$^{\circ}$]	80_{-2}^{+1}
A_V	12

Stark u. a. (2006) überein ($h_0 = 9.135$ AE). Skalenhöhen mit Werten von 10 AE bis 15 AE werden auch bei anderen protoplanetaren Scheiben festgestellt (z. B. IM Lupi, Pinte u. a. 2008; CB 26, Sauter u. a. 2009).

Die geometrischen Parameter α und β besitzen die Werte $\alpha = 2.1_{-0.6}^{+0.5}$ und $\beta = 1.20_{-0.01}^{+0.06}$ und erfüllen damit die Relation $\alpha = 3(\beta - \frac{1}{2})$, die aus der viskosen Akkretionstheorie folgt (Shakura & Sunyaev 1973). Bei vielen anderen Modellierungen wird dieses Ergebnis nur näherungsweise erreicht (z. B. Madlener u. a. 2012). Es sei allerdings auf die mittelmäßige Einschränkung von α hingewiesen. Des Weiteren ist der Aufweitungsexponent β vergleichbar mit dem von HH 30 und IM Lupi (1.14 bzw. 1.15). Der Exponent der Flächendichteverteilung ergibt sich nach Gleichung 2.3 zu $p = 0.9_{-0.6}^{+0.5}$. Theoretische Modelle von zirkumstellaren Scheiben sagen für den Exponenten einen Wert um 1 voraus (Bell u. a. 1997) und empirische Studien zahlreicher protoplanetarer Scheiben (z. B. Kitamura u. a. 2002; Andrews & Williams 2007) haben gezeigt, dass Werte $0.5 \lesssim p \lesssim 1$ häufig vorkommen. Daher ist der gefundene Wert für den Exponent nicht ungewöhnlich. Für die Abstände $R = 5$ AE und 100 AE ergeben sich Oberflächendichten von $\Sigma(5 \text{ AE}) = 16.3 \text{ g cm}^{-2}$ und $\Sigma(100 \text{ AE}) = 1.1 \text{ g cm}^{-2}$.

Die Staubmasse der Scheibe beträgt $M_{\text{Staub}} = 2.8_{-0.7}^{+0.3} \times 10^{-4} M_{\odot}$, wenn kompakte, sphärische, homogene Staubteilchen mit einer chemische Dichte von $\rho = 2.5 \text{ g cm}^{-3}$ angenommen werden. Der (Sub-)Millimeterbereich, bei dem die Scheibe optisch dünn wird, ist sensitiv gegenüber der Staubmasse. Eine Erhöhung der Staubmasse verursacht des Weiteren einen Anstieg der Millimeter-Flüsse und eine Reduzierung des Flusses im Wellenlängenbereich $\lambda \in [10 \mu\text{m}, 40 \mu\text{m}]$. Unter der Annahme eines typischen Gas-zu-Staub-Massenverhältnisses $M_{\text{Gas}}/M_{\text{Staub}} = 100$ (z. B. Hildebrand 1983) ergibt sich eine Gesamtscheibenmasse von $\sim 2.8 \times 10^{-2} M_{\odot}$. Der von Stark u. a. (2006) erzielte Wert der Scheibenmasse beträgt $M_{\text{Scheibe}} = 2 \times 10^{-2} M_{\odot}$. Abschätzungen aus der Beobachtung der Kontinuumsflüsse bei Wellenlängen im Millimeterbereich liefern Werte von $1 \times 10^{-2} M_{\odot}$ (Krist u. a. 1998), $3.2 \times 10^{-2} M_{\odot}$ (Yokogawa u. a. 2002) und $4 \times 10^{-2} M_{\odot}$ (Dutrey u. a. 1996), womit der in dieser Arbeit bestimmte Wert der Scheibenmasse in Übereinstimmung mit anderen Studien steht.

Der maximale Teilchenradius beträgt $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ und ist damit über drei Magnituden größer als der maximale Teilchenradius des interstellaren Mediums, weshalb Staubkornwachstum stattgefunden haben muss. Zusammen mit der Staubmasse besitzt die maximale Teilchengröße eine große Bedeutung für die Flüsse bei Wellenlängen im (Sub-)Millimeterbereich. Das Vorkommen großer Teilchen ist zwingend notwendig, da eine Korngrößenverteilung mit $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ nicht in der Lage ist, die simulierten Flüsse im (Sub-)Millimeterbereich an die Beobachtungsdaten anzupassen (Abb. 6.13). Dieses Problem trat u. a. auch bei der Modellierung des Butterfly-Stars auf (Gräfe u. a. 2013) und konnte dort durch die Verwendung großer Staubkörner, die sich zudem zur Scheibenmittelebene abgesetzt haben, gelöst werden. Der Spektralindex der Beobachtungsdaten (Abb. 6.7) deutet ebenfalls auf die Präsenz großer Teilchen in der Scheibe

von FS Tau B hin. Es wird kein Modell gefunden, welches die Beobachtungsdaten für einen Wert $a_{\max} \neq 1.0$ mm befriedigend reproduziert. Da der nächstkleinere Wert im betrachteten Parameterraum mit 100 μm deutlich kleiner ist, wird a_{\max} auf 1.0 mm festgesetzt und auf die Angabe eines Unsicherheits-Intervalls verzichtet.

Die Effektivtemperatur des Zentralsterns $T_{\text{eff}} = 7000^{+500}_{-600}$ K entspricht einer Spektralklasse von A8 bis F5 (Cohen & Kuhl 1979) und ist damit vergleichbar mit CQ Tau, um den ebenfalls eine protoplanetare Scheibe existiert (Guilloteau u. a. 2011; Banzatti u. a. 2011). Unter Annahme eines Schwarzkörpers und dem **stellaren Radius** $R_* = 2.1^{+0.4}_{-0.5}$ AE ergibt sich eine Leuchtkraft von $L_* = 9.5^{+2.9}_{-3.5} L_{\odot}$. Entwicklungspfade für Sterne im Vorhauptreihenstadium bieten die Möglichkeit, die Masse und das Alter der Zentralkomponente abzuleiten. Nach den Entwicklungspfaden von Cohen & Kuhl (1979) ergibt sich die Masse zu $M_* = 1.5 M_{\odot}$ bis $1.8 M_{\odot}$ und das Alter zu 3 bis 6×10^6 Jahre.

Die Inklination i wird sowohl von der SED als auch den Helligkeitsprofilen eingeschränkt und beträgt $i = 80^{\circ+1^{\circ}}_{-2^{\circ}}$. Wie auch in den NIR-Karten (Abb. 6.8) zu erkennen ist, entspricht das Objekt damit einer Scheibe, auf welche der Beobachter nahezu von der Seite blickt. Andere Studien liefern einen Wert von $i = 67^{\circ} \pm 5^{\circ}$ (Yokogawa u. a. 2001), $i = 70^{\circ} - 80^{\circ}$ (Krist u. a. 1998; Padgett u. a. 1999) und $i = 74^{\circ}$ (Stark u. a. 2006).

Sowohl die **Entfernung** d als auch die **optische Extinktion** A_V sind sehr sensitiv gegenüber Änderungen anderer Parameter wie der Inklination, Scheibenmasse oder dem Innenrand. Aus diesem Grund werden keine Unsicherheiten für diese Parameter angegeben, da diese durch die Änderung anderer Parameter dominiert werden. Die Distanz $d = 150$ pc liegt mittig des untersuchten Parameterraums, der dem Abstand der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion ($d = 140 \text{ pc} \pm 20 \text{ pc}$) entspricht. Eine Modellierung auf Grundlage der SED, aber ohne Verwendung der NIR- und MIR-Karten, kann die SED auch ohne Extinktionsschirm ($A_V = 0$) sehr gut reproduzieren. Die Scheibeninklination dieses Modells beträgt allerdings nur $40^{\circ} - 50^{\circ}$, was den Streu- und Emissionskarten vollständig widerspricht. Die Modellierung einer stark geneigten Scheibe resultiert in einer SED, deren Flüsse bei Wellenlängen bis zu einigen Mikrometern deutlich zu groß ausfallen. Die wellenlängenabhängige Reduzierung der Flüsse erfolgt durch den Extinktionsschirm, dessen optische Extinktion für das beste Modell den Wert $A_V = 12$ annimmt. Als Vergleich sei der Extinktionsschirm in der Studie von Sauter u. a. (2009) erwähnt, welcher einen Wert von $A_V = 10$ besitzt. Bei einer optischen Extinktion von $A_V = 12$ ist der Extinktionsschirm bei der Wellenlänge $\lambda = 1.3$ mm mit $\tau_{\lambda} \approx 9 \times 10^{-5}$ optisch dünn. Die Temperatur des Staubes im Extinktionsschirm wird mit ~ 20 K abgeschätzt, was zu einem Fluss von $F_{\nu}(\lambda = 1.3 \text{ mm}) \approx 2 \text{ mJy}$ führt, welcher damit zwei Größenordnungen geringer als der beobachtete Fluss ist. Damit kann die thermische Reemission des Extinktionsschirms vernachlässigt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aufgrund der großen Scheibenneigung die Parameter, welche die vertikale Dichteverteilung der Scheibe beschreiben (β , h_0), besser eingeschränkt werden können als die Parameter der radialen Verteilung (R_i , R_a , α).

6.8.2 Die spektrale Energieverteilung

Die spektrale Energieverteilung des besten Modells ist in Abbildung 6.11 dargestellt und zeigt vom MIR- bis Millimeter-Wellenlängenbereich sehr gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten. Die SED offenbart die charakterische Absorptionsbande des Silikats bei der Wellenlänge $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$, welche durch die Modellierung etwas stärker ausgeprägt erscheint als in den Daten von *Spitzer*. Da die Bande im Allgemeinen sehr sensitiv gegenüber Opazitätsänderungen in der Scheibe reagiert, kann eine geringfügige Modifikation der Staubeigenschaften, der Staubmasse oder der Scheibenneigung eine Änderung in der Stärke der Bande bewirken. Die simulierten Flüsse bei den Wellenlängen $\lambda \in [10 \mu\text{m}, 40 \mu\text{m}]$ sind geringfügig niedriger als die der Beobachtung. Die Millimeterdaten und insbesondere damit auch der Spektralindex der Scheibe werden sehr gut reproduziert ($\alpha_{\text{mm}}^{\text{Simu}} = 2.7$). Die größten Abweichungen treten für den optischen und den NIR-Bereich auf. Es ist offensichtlich, dass die ebenfalls in Abbildung 6.11 dargestellte SED des Modells ohne Extinktionsschirm in diesem Wellenlängenbereich zu hohe Flüsse besitzt. Die Anpassung durch das Modell mit dem Extinktionsschirm ist dagegen viel besser. Der Anstieg im optischen Bereich ist allerdings zu steil, sodass die simulierten Flüsse bei den Wellenlängen $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ und $0.7 \mu\text{m}$ geringer als die Beobachtungsdaten ausfallen. Während die Abweichung zum $0.7 \mu\text{m}$ -Datenpunkt noch akzeptabel erscheint, kann das Modell den $0.55 \mu\text{m}$ -Datenpunkt nicht erklären.

In der Abbildung 6.12 ist der vom Stern emittierte und anschließend an der Scheibe gestreute relative Anteil an der Gesamtstrahlung dargestellt. Die restliche Strahlung ist thermische Reemission, welche auch die Strahlung berücksichtigt, die von den Staubkörnern der Scheibe erst emittiert und anschließend gestreut wird. Mit steigender Wellenlänge nimmt der Anteil der gestreuten Strahlung ab und der Anteil der reemittierten Strahlung zu, sodass ab Wellenlängen $\lambda \gtrsim 3.15 \mu\text{m}$ die thermische Reemissionsstrahlung überwiegt. Damit setzen sich die vier NIR-Karten des *HST* (Abb. 6.8) fast ausschließlich aus gestreuter, stellarer Strahlung zusammen, während die *NACO*-Aufnahme bei der Wellenlänge $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$ (Abb. 6.4) zu 79.5% aus thermischer Reemissionsstrahlung und zu 21.5% aus gestreuter, stellarer Strahlung besteht.

6.8.3 Karten und Helligkeitsprofile

In der Abbildung 6.14 sind die simulierten Karten für die fünf Wellenlängen $\lambda = 1.10 \mu\text{m}$, $1.60 \mu\text{m}$, $1.87 \mu\text{m}$, $2.05 \mu\text{m}$ und $3.74 \mu\text{m}$ dargestellt. Bezüglich der Orientierung in den einzelnen Graphiken zeichnet sich das Objekt durch einen oberen und einen unteren Flügel aus, welche durch eine dazwischenliegende Region mit einer geringeren Flussdichte voneinander getrennt sind. Dieses bipolare Erscheinungsbild ist charakteristisch für stark geneigte Scheibe bei NIR- oder MIR-Wellenlängen. Entsprechend einer von

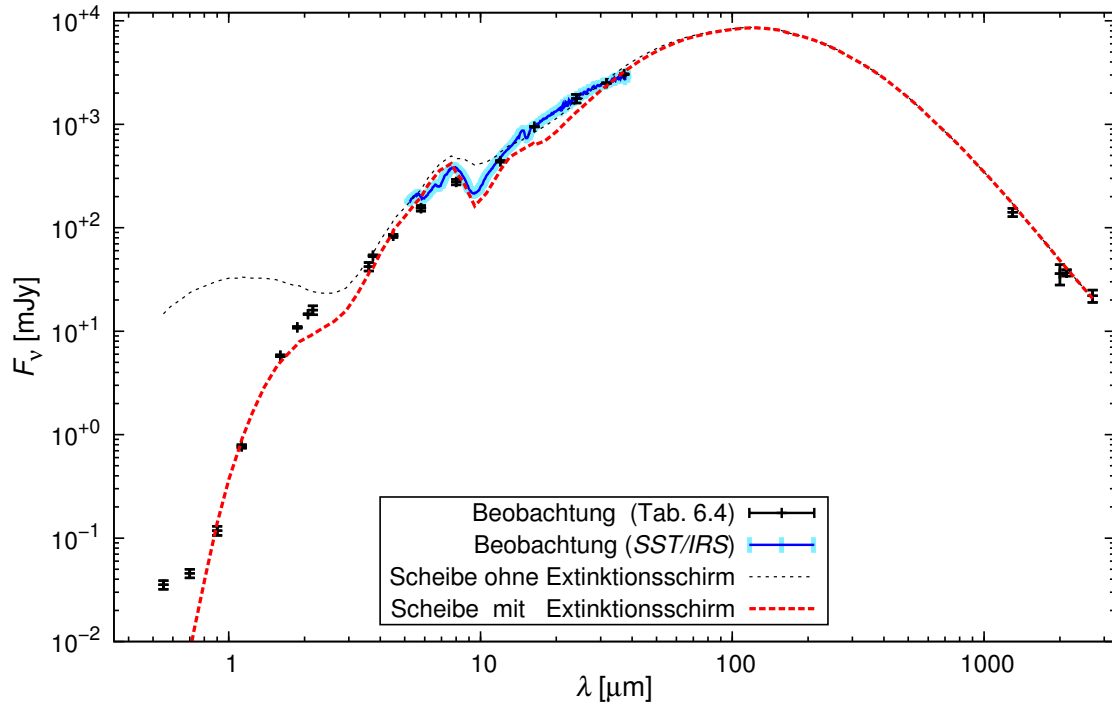


Abbildung 6.11: Spektrale Energieverteilung des Modells (rot gestrichelte Linie) mit der höchsten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten aus Tabelle 6.4. Die schwarz gestrichelte Linie ist die SED des gleichen Modells ohne Extinktionsschirm.

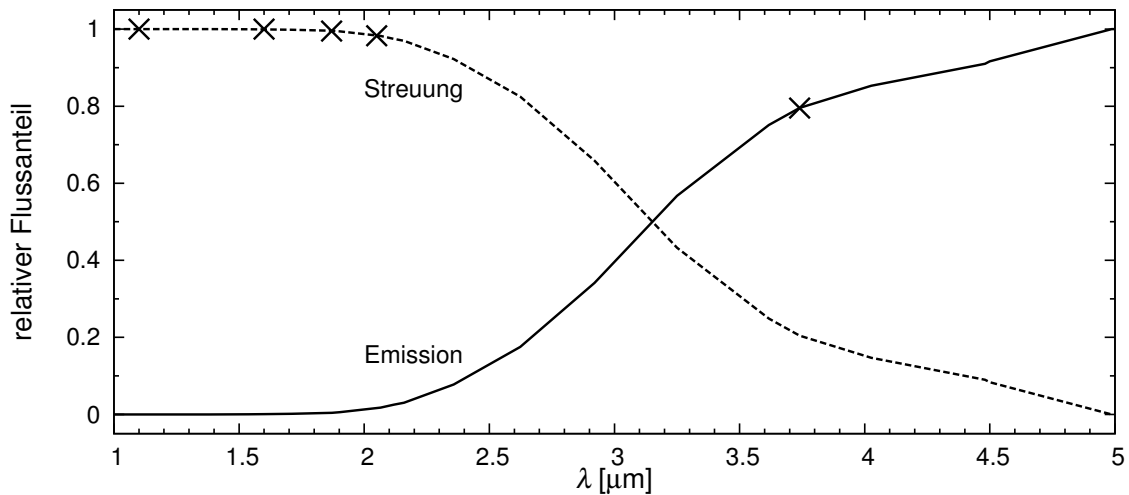


Abbildung 6.12: Relativer Anteil der gestreuten und emittierten Strahlung am Gesamtfluss für das beste Modell von FS Tau B. Die Wellenlängen der modellierten NIR- und MIR-Karten sind als Kreuze an der dominierenden Komponente markiert.

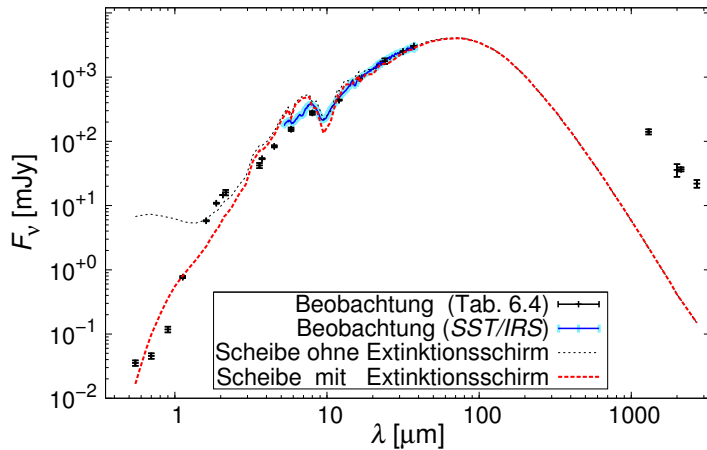


Abbildung 6.13: SED für ein Modell mit maximalem Teilchenradius $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$. Die weiteren Parameter besitzen Werte, die denen des besten Modells entsprechen (Tab. 6.8). Die (Sub-)Millimeterflüsse fallen zu gering aus.

Die horizontalen Profile (Hauptachsen) können durch das Modell gut reproduziert werden, nur für die Wellenlänge $\lambda = 1.10 \mu\text{m}$ ist das simulierte Profil breiter als die entsprechenden Beobachtungsdaten.

Für die vertikalen Profile (Nebenachsen) sind die Abweichungen größer. Die Beobachtungsdaten zeigen zentral das globale Maximum und etwas versetzt ein sekundäres, lokales Maximum. Dazwischen macht sich das opake Band in Form eines lokalen Minimums bemerkbar. Die simulierten Profile können den Kontrast zwischen dem sekundären Maximum und dem Minimum nur eingeschränkt reproduzieren. Abgesehen von der Wellenlänge $\lambda = 1.10 \mu\text{m}$ ist das Minimum für die beobachteten Profile stärker ausgeprägt als für das Modell. Mit steigender Wellenlänge wird sowohl für die simulierten als auch für die beobachteten Profile der Kontrast zwischen dem sekundären Maximum und Minimum schwächer und lässt sich für $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$ nicht mehr feststellen. Der Kontrast zwischen dem sekundären Maximum und dem Minimum bei der Beobachtung der kürzesten Wellenlänge, $\lambda = 1.10 \mu\text{m}$, ist gering und widerspricht dem Trend, dass der Kontrast mit steigender Wellenlänge sinkt. Der untere Flügel in der entsprechenden Beobachtung erscheint verglichen mit den anderen Wellenlängen schwach ausgeprägt (Abb. 6.8). Die Ursache dafür ist unklar. Im Gegensatz dazu produziert das Modell ein Profil mit einem ausgeprägten, sekundären Maximum.

Eine Möglichkeit, die auftretenden Abweichungen für die Profile zu verringern, ist das verwendete Modell der Staubverteilung zu erweitern. Insbesondere eine räumliche Variation der Korngrößenverteilung, welche mit dem stattgefundenen Prozess des Staubkornwachstums im Einklang steht, kann einen starken Einfluss auf die lokale Chromatizität und damit auf die Streu- und Emissionsstrahlung der Scheibe besitzen.

90° abweichenden Inklination sind die Flussdichten des oberen Flügels größer als die des unteren Flügels. Abgesehen von Asymmetrien, die durch den radialsymmetrischen Ansatz der Dichteverteilung nicht reproduziert werden können, sind die Karten vergleichbar mit der *NACO*- (Abb. 6.8) und den *HST*-Beobachtungen (Abb. 6.4). Ein qualitativer Vergleich von Simulation und Beobachtung erfolgt unter Verwendung der Helligkeitsprofile entlang der horizontalen und vertikalen Achsen (Abb. 6.14).

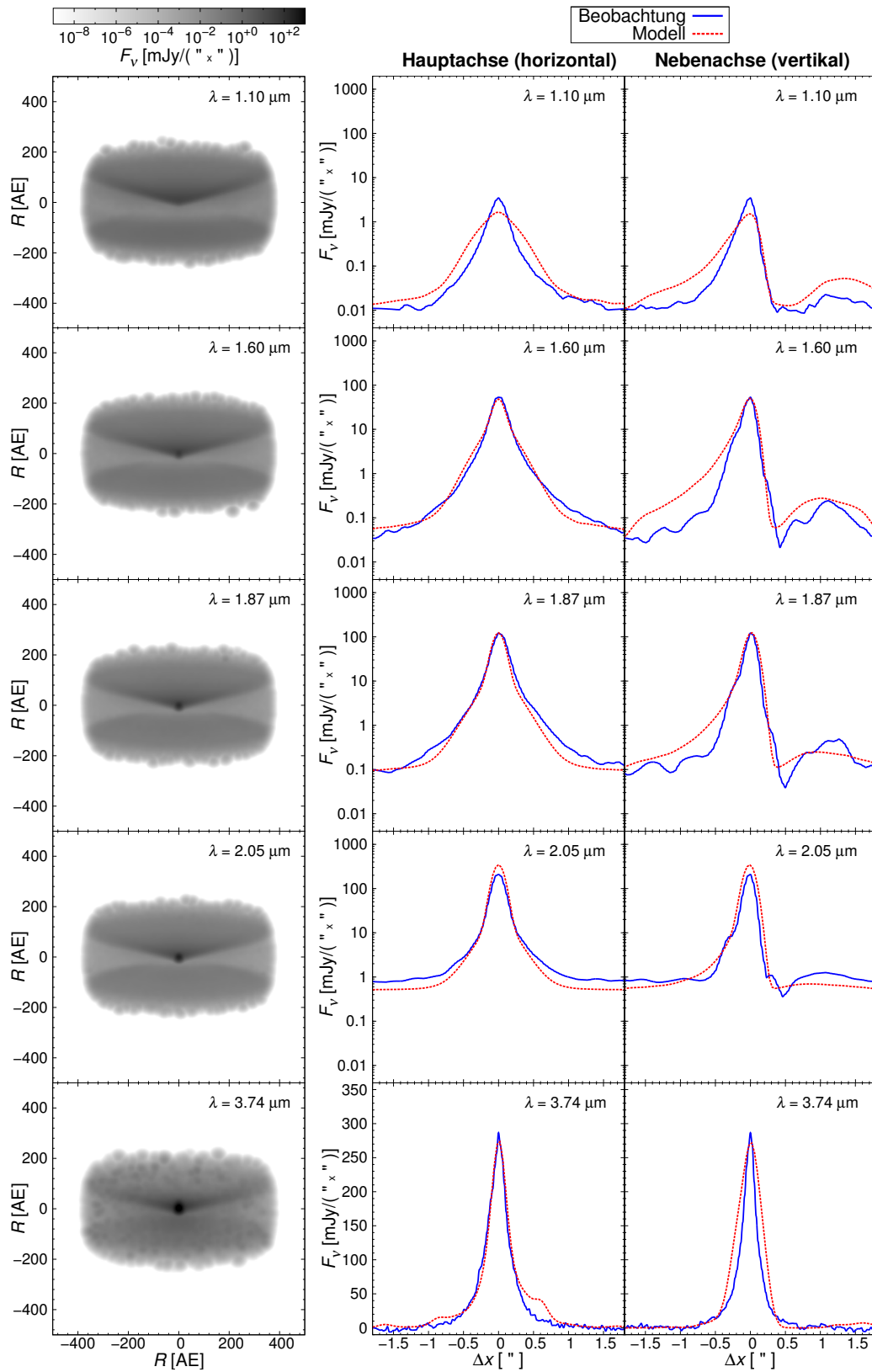


Abbildung 6.14: Simulierte Karten für das beste Modell von FS Tau B (linke Spalte, Streu- und Emissionsstrahlung) und deren Helligkeitsprofile entlang der Haupt- (Mitte) und Nebenachse (rechts) für fünf verschiedene Wellenlängen λ (Zeilen). Die Farbskala ist für alle Karten identisch. Für Details siehe Abschnitt 6.8.3.

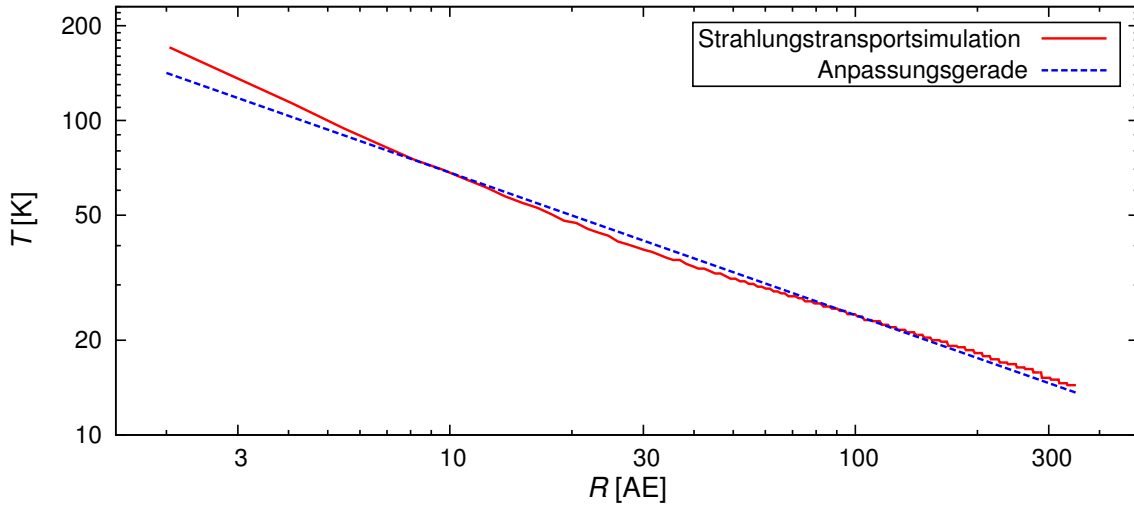


Abbildung 6.15: Temperatur T der Scheibenmittelebene des besten Modells, in Abhängigkeit vom Scheibenradius R . Die rote, durchgezogene Linie zeigt die Temperatur aus der Strahlungstransportsimulation und die blaue, gestrichelte Linie eine Anpassung durch ein Potenzgesetz der Form $T(R) = T_{100} \left(\frac{R}{100 \text{ AE}}\right)^{-q}$ mit $T_{100} = 24.05 \text{ K} \pm 0.08 \text{ K}$ und $q = 0.45 \pm 0.002$.

6.8.4 Die Temperaturverteilung

In der Abbildung 6.15 ist die radiale Temperaturverteilung in der Mittelebene dargestellt, welche mit der Strahlungstransportsimulation des besten Modells ermittelt wurde. Die Temperatur variiert von $\sim 15 \text{ K}$ in den äußeren Scheibenbereichen bis zu $\sim 200 \text{ K}$ am Scheibeninnenrand. Für die Radien $R > 4 \text{ AE}$ wird eine Anpassung an die Temperatur der Mittelebene durchgeführt. Dazu wird ein simples Potenzgesetz der Form

$$T(R) = T_{100} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-q} \quad (6.4)$$

mit dem Referenzradius $R_0 = 100 \text{ AE}$ verwendet. Mit der Methode der kleinsten Quadrate werden die Werte $T_{100} = 24.44 \text{ K} \pm 0.07 \text{ K}$ und $q = 0.450 \pm 0.002$ ermittelt. Ferner beträgt die über die Masse der Scheibe gemittelte Temperatur $\langle T_{\text{Staub}} \rangle = 26.7 \text{ K}$. Die relative Abweichung der Anpassungsfunktion von der simulierten Temperaturverteilung ist für Radien $R \gtrsim 4 \text{ AE}$ geringer als 10 %, womit die Anpassungsfunktion die simulierte Temperatur gut wiedergeben kann. Für kleine Radien zeigt die Temperaturverteilung der Simulation dagegen einen steilen Abfall, wie er auch bei anderen zirkumstellaren Scheiben festgestellt wird (z. B. HH 30, Madlener u. a. 2012). Verglichen mit anderen Scheiben, bei denen T_{100} meist im Bereich von 15 – 20 K liegt (z. B. DG Tau, DG Tau B, HL Tau; Guilloteau u. a. 2011), ist der für FS Tau B bestimmte Wert etwas höher. In der Studie von Yokogawa u. a. (2001), in welcher nur die SED von FS Tau B berücksichtigt

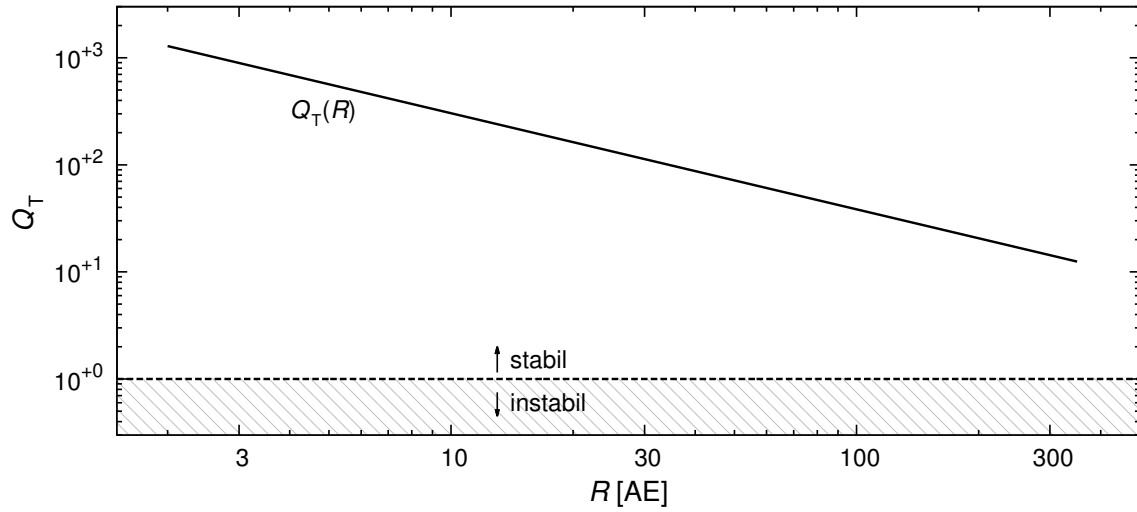


Abbildung 6.16: Toomre-Parameter Q_T in Abhängigkeit des radialen Abstands R . Die Scheibe von FS Tau B ist für alle Scheibenradien gravitativ stabil.

wird, werden die Werte $T_{100} = 19.76$ K und $q = 0.61$ bestimmt, womit die Temperatur einen etwas steileren Abfall besitzt.

6.8.5 Gravitationsstabilität der Scheibe

Das Material in der Scheibe besitzt eine Masse und deshalb ein Gravitationspotential. Damit die rotierende Scheibe gravitativ stabil ist, muss das Toomre-Kriterium (Toomre 1964) erfüllt sein. Der sogenannte Toomre-Parameter ist definiert als

$$Q_T = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}. \quad (6.5)$$

Dabei bezeichnet c_s die lokale Schallgeschwindigkeit, Ω die Winkelgeschwindigkeit und Σ die Oberflächendichte der Scheibe. Alle Größen sind abhängig vom radialen Abstand R zum Zentralstern. Das Toomre-Kriterium sagt aus, dass die Scheibe für $Q_T > 1$ gravitativ stabil ist und für $Q_T \leq 1$ gravitativ instabil wird.

Die Gleichung 6.5 kann zu einem Ausdruck umgeformt werden, welcher nur von Scheibenparametern abhängig ist, deren Werte in der Modellierung bestimmt wurden. Für die Herleitung sei auf Anhang B verwiesen. Für $\alpha - \beta \neq 2$ gilt:

$$Q_T(R) = \left(2 h_0 R_0^{-\beta} \frac{M_*}{M_{\text{Scheibe}}} \frac{R_a^{\beta-\alpha+2} - R_i^{\beta-\alpha+2}}{\beta - \alpha + 2} \right) R^{\alpha-3}. \quad (6.6)$$

Die Abhängigkeit des Toomre-Parameters vom radialen Abstand R ist für das beste Modell (Tab. 6.8) in Abbildung 6.16 dargestellt. Die zirkumstellare Scheibe von FS Tau B ist für alle Scheibenradien gravitativ stabil. Ein weiteres Kriterium, welches das Verhältnis der Keplerzeit zur lokalen Freifallzeit untersucht (siehe z. B. Gräfe 2013), bestätigt ebenfalls die gravitative Stabilität der Scheibe von FS Tau B.

6.9 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Beobachtung mit dem Instrument *NACO/VLT* im Wellenlängenbereich des MIR (L_p -Band, $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$) durchgeführt. Die Daten wurden reduziert und ausgewertet. Die Beobachtung ist räumlich aufgelöst. Auf der Grundlage dieser Beobachtung und unter Verwendung der spektralen Energieverteilung sowie einer räumlich aufgelösten Beobachtung im NIR wurde eine Modellierung der Scheibe vorgenommen. Dabei konnten die wesentlichen Beobachtungsdaten reproduziert und die Parameter der Scheibe eingeschränkt werden. Die Scheibe hat einen Innenradius von $R_i = 2 \text{ AE}$ und besitzt damit kein ausgedehntes inneres Loch. Der Außenradius des besten Modells beträgt 350 AE , wobei sich die Unsicherheit allerdings fast über den gesamten Parameterbereich erstreckt. Die Skalenhöhe, die bei einem Referenzradius von $R_0 = 100 \text{ AE}$ einen Wert von $h_0 = 10 \text{ AE}$ besitzt, variiert mit dem Aufweitungsexponenten $\beta = 1.2$. Der zweite geometrische Parameter hat den Wert $\alpha = 2.1$ und bewirkt, dass die Oberflächendichte mit $p = 0.9$ moderat abfällt. Die Temperatur der Mittelebene hat bei dem Referenzradius R_0 einen Wert von $T_{100} \approx 24 \text{ K}$. Insgesamt können die Parameter, welche die vertikale Dichteverteilung der Scheibe beschreiben (β, h_0), genauer eingeschränkt werden als die Parameter der radialen Verteilung (R_i, R_a, α). Die Staubmasse der Scheibe wurde mit $M_{\text{Staub}} = 2.8 \times 10^{-4} M_\odot$ bestimmt. Bei einem üblichen Massenverhältnis Gas-zu-Staub von 100 ergibt sich für die Gesamtmasse der Scheibe $M_{\text{Scheibe}} = 2.8 \times 10^{-2} M_\odot$. Die Überprüfung des Toomre-Kriteriums ergibt für die Dichteverteilung gravitative Stabilität für den gesamten radialen Scheibenbereich. Zur Wiedergabe der Beobachtungsdaten werden Staubkörner benötigt, die deutlich größer als die Teilchen der Verteilung des interstellaren Mediums sind. Die größte Übereinstimmung ergab eine Korngrößenverteilung mit $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$. Auch der Spektralindex $\alpha_{\text{mm}} \approx 2.6$ der Beobachtungsdaten deutet auf das Vorhandensein großer Teilchen und damit Staubkornwachstum hin. Die Inklination $i = 80^\circ$ wird aus der Kombination von SED und den Karten eingeschränkt. Auf die Modellierung einer die Scheibe umgebenden Hülle wird verzichtet. Es wird aber ein Extinktionsschirm benötigt, der eine Vordergrundextinktion von $A_V = 12$ verursacht. Der Zentralstern besitzt eine Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 7000 \text{ K}$, einen stellaren Radius $R_* = 2.1 R_\odot$ und damit eine Leuchtkraft von $L_* \approx 9.5 L_\odot$. Die stellare Masse wird durch Entwicklungspfade auf $1.5 M_\odot$ bis $1.8 M_\odot$ eingeschränkt.

Die beobachtete SED kann gut durch das beste Modell reproduziert werden. Abweichungen treten lediglich für die Flüsse bei den Wellenlängen $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ und $0.7 \mu\text{m}$ sowie im Wellenlängenbereich $\lambda \in [10 \mu\text{m}, 40 \mu\text{m}]$ auf, in welchem die simulierten Flüsse etwas zu gering ausfallen. Die NIR-Karten des *HST* setzen sich nahezu vollständig aus gestreuter, stellarer Strahlung zusammen, während die MIR-Aufnahme von *NACO* zu $\sim 80\%$ aus thermisch reemittierter Strahlung der Scheibe besteht. Die simulierten Karten zeigen eine stark geneigte Scheibe. Die Helligkeitsprofile entlang der horizontalen Achse werden gut reproduziert, wohingegen die Abweichungen für die horizontale Achse etwas größer sind.

Zur Minimierung bestehender Abweichungen und Unsicherheiten kann eine Erweiterung des Modells führen. Dies betrifft u. a. die Berücksichtigung einer räumlichen Variation der Korngrößenverteilung sowie einer Dichteverteilung, die verglichen mit dem Ansatz (Gl. 2.1) von [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) komplexer ist. Insbesondere können asymmetrische Strukturen in den Karten nur durch eine nicht-radialsymmetrische Verteilung erreicht werden. Des Weiteren haben fraktale und poröse Formen der Staubteilchen (vgl. Kap. 4) sowie die Verwendung anderer Staubmaterialien (z. B. reines Silikat, Eis) Auswirkungen auf die gestreute und reemittierte Strahlung der Scheibe. Die Untersuchung dieser Einflüsse auf die Scheibenmodellierung war im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich.

Die Scheibenmodellierung erfolgte auf Grundlage von räumlich aufgelösten NIR- und MIR-Aufnahmen. Im Allgemeinen werden Beobachtungen bei längeren Wellenlängen, verglichen mit dem NIR- und MIR-Bereich, sowohl durch andere Korngrößen als auch andere Scheibenregionen beeinträchtigt. Deswegen ist in zukünftigen Studien zu FS Tau B die Untersuchung der Konsistenz des gefundenen Modells bei langwelligen Beobachtungen notwendig. In diesem Zusammenhang steht auch die Untersuchung einer möglichen, räumlichen Variation der Korngrößenverteilung innerhalb der Scheibe. [Gräfe u. a. \(2013\)](#) konnten für den Butterfly-Star eine vertikale Sedimentation und radiale Segregation großer Staubteilchen nachweisen. Weiterhin wurde bei der Beobachtung von Scheiben um verschiedene T-Tauri-Sterne festgestellt, dass der mittlere Kornradius mit steigendem Abstand zum Zentralstern sinkt ([Guilloteau u. a. 2011](#)). Diese Effekte haben entscheidenden Einfluss auf das Erscheinungsbild der Scheibe und erfordern einen komplexeren Ansatz für die Korngrößenverteilung. Um die mit der Modellerweiterung einhergehende Gefahr der Mehrdeutigkeit von Parametern zu umgehen, sind weitere, räumlich aufgelöste Beobachtungen erforderlich. Dies betrifft insbesondere Beobachtungen bei Wellenlängen im FIR sowie bei (Sub-)Millimetern, wodurch es u. a. möglich wird, den Außenradius besser einzuschränken. Mit *ALMA*, dem weltweit größten (Sub-)Millimeter-Interferometer (z. B. [Boley u. a. 2012](#)), oder anderen hochauflösenden und sensitiven Observatorien wie dem geplanten *JWST* (z. B. [Mather 2010](#)) wird es daher möglich sein, die Dichte- und Korngrößenverteilung weiter einzuschränken, differenziertere Eigenschaften der Scheibe um FS Tau B zu untersuchen sowie ein größeres Verständnis für die Entwicklung von Scheiben im Allgemeinen zu erlangen.

7 Modellierung von Debris-Scheiben am Beispiel von HIP 22263

Nachdem im vorangegangenen Kapitel eine junge zirkumstellare Scheibe untersucht wurde, wird sich nun Scheiben im fortgeschrittenem Entwicklungsstadium zugewandt. Es wird eine Modellierung der Debris-Scheibe HIP 22263 auf der Grundlage der spektralen Energieverteilung und räumlich aufgelöster Beobachtungen des Weltraumteleskops *Herschel* durchgeführt. Einzelne Abschnitte dieses Kapitels bilden die Grundlage der Veröffentlichung von Marshall u. a. (2014) in *Astronomy & Astrophysics*.

7.1 Das System HIP 22263

Die zentrale Komponente des Systems HIP 22263 ist ein sonnenähnlicher Stern der Spektralklasse G1 V – G3 V (Habing u. a. 2001; Bryden u. a. 2006) in einer Entfernung von $13.28 \text{ pc} \pm 0.07 \text{ pc}$ (van Leeuwen 2007) im Sternbild des Eridanus. Alternative Bezeichnungen von HIP 22263 sind 58 Eri oder HD 30495. Die Effektivtemperatur des Sterns beträgt $5852 \text{ K} \pm 25 \text{ K}$ (Maldonado u. a. 2012) und das geschätzte Alter reicht von 0.2 bis 1.3×10^9 Jahren (Lachaume u. a. 1999; Bryden u. a. 2006; Maldonado u. a. 2012). Beobachtungen mit dem Satelliten *ISO* offenbarten einen Infrarot-Exzess in der SED oberhalb des stellaren Spektrums (Habing u. a. 2001), welcher durch thermische Reemission

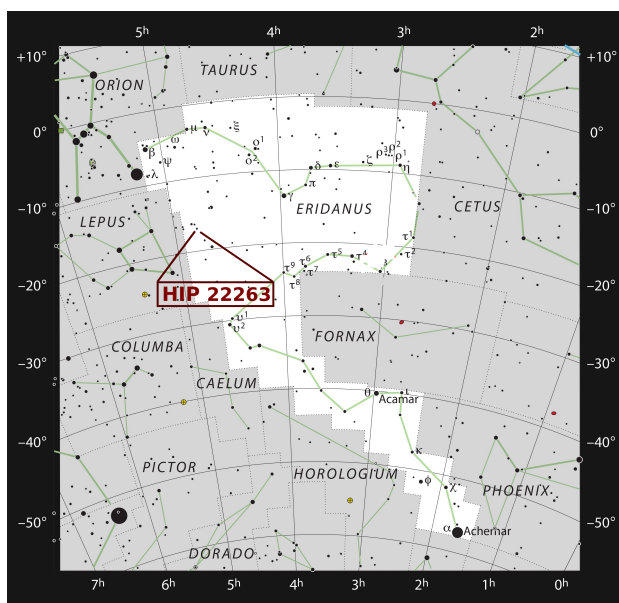


Abbildung 7.1: Sternbild Eridanus (weiße Fläche) mit HIP 22263. Bild: ESO, bearb.

von Staubteilchen erklärt werden kann. Durch dieses Material macht sich eine zirkumstellare Scheibe bemerkbar, bei der es sich aufgrund des Alters des Systems um eine Debris-Scheibe handeln muss. Debris-Scheiben wurden bereits in Abschnitt 2.1 im Rahmen der Scheibenentstehung und -entwicklung eingeführt und beschrieben. Die Scheibe von HIP 22263 wurde unter Verwendung von *Spitzer/MIPS*-Daten von [Trilling u. a. \(2008\)](#) untersucht. Aufgrund des geringen Flusses bei der Wellenlänge $\lambda = 24 \mu\text{m}$ in Kombination mit einem signifikanten Fluss bei $\lambda = 70 \mu\text{m}$ schlossen sie auf eine relativ kalte, möglicherweise massive Staubscheibe.

7.2 Motivation zur Beobachtung von Debris-Scheiben mit dem Herschel-Teleskop

Debris-Scheiben bestehen aus Staubteilchen, die aufgrund verschiedener Prozesse, welche zur Auflösung der Scheibe führen (siehe Abschn. 2.1), dem System fortwährend neu zugeführt werden müssen. Die gängige Erklärung dafür ist die Kollision und Erosion von Planetesimalen und größerer Körper, welche dem System als Teilchenreservoir dienen, auf welche die Auflösungsprozesse eine vernachlässigbar geringe Wirkung besitzen (z. B. [Wyatt 2008](#); [Krivov 2010](#)). Debris-Scheiben, wie auch der Asteroiden- und der Kuiper-Gürtel in unserem Sonnensystem, stellen damit ein Relikt der Entstehung von Planetesimalen dar. Die Untersuchung von Debris-Scheiben bietet die Möglichkeit, zum Verständnis des Ursprungs und der Entwicklung von Planetensystemen wie dem unserem beizutragen. Des Weiteren können Planeten in den Debris-Scheiben gravitative Störungen auf die Dichteverteilung der Scheibe bewirken, sodass die Beobachtung und Studie der Dichteverteilung das Potential für einen indirekten Nachweis von Planeten besitzt (z. B. [Augereau u. a. 2001](#); [Thebault u. a. 2012](#)).

Das Weltraumteleskop *Herschel* ([Pilbratt u. a. 2010](#)) besitzt einen 3.5 m-Spiegel und die Instrumente *PACS* ([Poglitsch u. a. 2010](#)), *SPIRE* ([Griffin u. a. 2010](#)) und *HIFI* ([de Graauw u. a. 2010](#)). Die Untersuchung von Helligkeitsprofilen von Debris-Scheiben war vor der Verfügbarkeit des *Herschel*-Teleskops nur für die größten und hellsten Scheiben möglich, da entsprechende Beobachtungen eine hohe Sensitivität bei gleichzeitig hoher Winkelauflösung erfordern. Das *Herschel*-Teleskop ermöglicht diese Beobachtungen. So hat die Halbwertsbreite des Instruments *PACS* bei der Wellenlänge $\lambda = 100 \mu\text{m}$ einen Wert von $x_{\text{FWHM}} \sim 7''$ und bei $\lambda = 160 \mu\text{m}$ von $12''$ ([Kennedy u. a. 2012b](#)). Gleichzeitig ist die Detektion von Scheiben möglich, deren Leuchtkraft nur $10^{-7} - 10^{-6}$ der Leuchtkraft des Zentralsterns entspricht. Als Vergleichswert sei die Leuchtkraft $10^{-7} L_{\odot}$ für den Kuiper-Gürtel in unserem Sonnensystem genannt ([Vitense u. a. 2012](#)). Die Beobachtungen des *Herschel*-Teleskops decken weiterhin den FIR-Bereich der SED ab, in welchem die Datendichte sonst sehr gering ist. Die Flüsse bei Wellenlängen im FIR

besitzen bei Staubtemperaturen von $\sim 30 - 50$ K (Krivov u. a. 2008) eine wesentliche Bedeutung für die Untersuchung der thermischen Reemission des kalten Staubes. Im Rahmen des Forschungs-Projekts „DUST around NEARby Stars“ (DUNES) wurden mit dem *Herschel*-Teleskop sonnenähnliche Sterne (Spektralklasse F, G und K) innerhalb von 20 pc Entfernung untersucht, um im FIR Systeme mit einer dem Kuiper-Gürtel entsprechenden Komponente zu entdecken. Von 124 untersuchten Systemen¹ konnte bei 25 die thermische Reemission von zirkumstellaren Staub beobachtet und dieser damit nachgewiesen werden (entspricht $20.2\% \pm 2.0\%$ der untersuchten Systeme). Mit dem Instrument *PACS* konnten 16 dieser Systeme bei der Wellenlänge $\lambda = 100 \mu\text{m}$ räumlich aufgelöst werden (Eiroa u. a. 2013). Das System HIP 22263 ist eines davon. Im Rahmen des DUNES-Projekts wurden auch Studien zu anderen Objekten durchgeführt, bei welchen mit Hilfe von *Herschel*-Beobachtungen und anschließender Modellierung die Staub- und Scheibeneigenschaften eingeschränkt werden konnten, wie z. B. für HD 207129 (Löhne u. a. 2012) oder HIP 17439 (Ertel u. a. 2014). Eiroa u. a. (2013) geben eine ausführliche Übersicht über die Ergebnisse der Gruppe DUNES.

7.3 Einordnung der Studie und Vorgehen

Der Inhalt dieses Kapitels beruht auf der Zusammenarbeit mehrerer Mitglieder der DUNES-Gruppe. Das Ziel ist die Bestimmung der Staubverteilung der Debris-Scheibe und die Einschränkung der Korngrößenverteilung von HIP 22263. Dazu werden Beobachtungen der Instrumente *Herschel/PACS* und *SPIRE* genutzt. Die neuen Informationen zur räumlichen Verteilung des Staubes in der Scheibe sowie die ermittelten Gesamtflüsse bieten zusammen mit weiteren photometrischen Datenpunkten aus früheren Arbeiten die Möglichkeit, eine Modellierung der Staubverteilung in der Scheibe durchzuführen. Für die Modellierung wird im Vorfeld das synthetisch berechnete stellare Spektrum von HIP 22263 sowie die Helligkeitsprofile der reduzierten *Herschel*-Daten für die Wellenlängen $\lambda = 100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ von Jonathan Marshall zur Verfügung gestellt. Damit erfolgt im Rahmen dieser Arbeit eine Modellierung mit dem Programm *SAnD* (Abschn. 7.6.2). Parallel dazu wird in Marshall u. a. (2014) eine Modellierung mit dem Programm *GRaTeR* durchgeführt, wobei dort zusätzlich auch das Helligkeitsprofil der Wellenlänge $\lambda = 70 \mu\text{m}$ berücksichtigt wird.

In Abschnitt 7.4 wird kurz auf die Beobachtung und Datenreduktion eingegangen. Die Bestimmung der Helligkeitsprofile ist ein wesentlicher Punkt der Studie und wird deshalb in Abschnitt 7.5 detailliert vorgestellt. In Abschnitt 7.6 erfolgt die Modellierung mit dem Programm *SAnD*, deren Ergebnisse diskutiert und mit den Ergebnissen aus Marshall u. a. (2014) verglichen werden (Abschn. 7.7.4).

¹ Zusätzlich wurden 9 weitere Sterne in einer Entfernung von $20 \text{ pc} < d < 25 \text{ pc}$ untersucht, sodass die Gesamtzahl 133 beträgt.

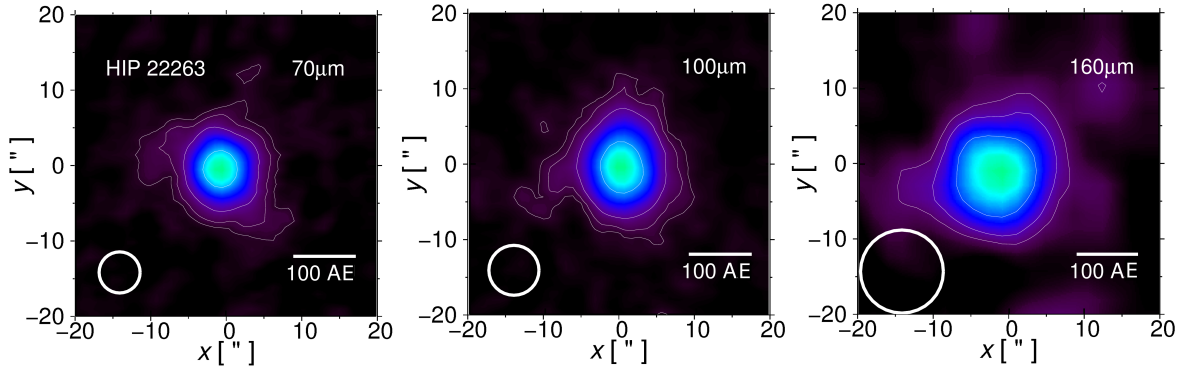


Abbildung 7.2: Beobachtung von HIP 22263 bei den Wellenlängen $\lambda = 70 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ mit *Herschel/PACS*. Die Konturlinien entsprechen Flussdichten mit den Werten des 1-, 3-, 5- und 30-fachen des Hintergrundrauschens. Die Farbskala ist linear und umfasst den Bereich vom Hintergrundrauschen bis zur maximalen Flussdichte. Norden ist oben und Osten links. Die Halbwertsbreite x_{FWHM} der PSF entspricht dem Durchmesser des Kreises, der in jeder Graphik eingezeichnet ist (aus Marshall u. a. 2014, bearb.).

7.4 Herschel-Beobachtung und Datenreduktion

HIP 22263 wurde am 31. März 2010 im Kanal $100 \mu\text{m}/160 \mu\text{m}$ und am 9. Februar 2012 im Kanal $70 \mu\text{m}/160 \mu\text{m}$ mit *Herschel/PACS* beobachtet. Des Weiteren wurde am 24. August 2010 eine Beobachtung mit dem Instrument *SPIRE* durchgeführt. Eine Übersicht über die Beobachtung ist in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Die Datenreduktion wurde mit dem *Herschel*-Datenverarbeitungssystem *HIPE* (Version 10.0.0; Ott 2010) von Jonathan Marshall durchgeführt. Die *PACS*-Daten wurden mit der Kalibrationsversion 45 und die *SPIRE*-Daten mit der Kalibrationsversion 8.1 reduziert. Da die Daten nicht selbst reduziert werden und die Reduktion für das Verständnis der folgenden Abschnitte nicht wesentlich ist, sei für weitere Details auf Kapitel 2 in Marshall u. a. (2014) verwiesen. Die Bilder der *Herschel/PACS*-Beobachtung sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Die Bilder der *Herschel/SPIRE*-Beobachtung in Abbildung 7.3 wurden dem DUNES-Archiv entnommen und weisen eine unzureichende Auflösung auf. Deshalb werden für die später folgende Scheibenmodellierung von den *SPIRE*-Aufnahmen nur die Gesamtflüsse, aber nicht die räumliche Verteilung der Flussdichten berücksichtigt.

Tabelle 7.1: Übersicht über die Beobachtung von HIP 22263 mit *Herschel/PACS* und *SPIRE*. t_{total} bezeichnet die Belichtungszeit. Der Beob.-Tag 0 entspricht dem Start des Satelliten am 14. Mai 2009.

Bänder [$\mu\text{m}/\mu\text{m}$]	Beob.-Nr.	Beob.-Tag	Datum	t_{total} [s]
<i>PACS</i> : 70/160	1342 238836/7	1001	9. Februar 2012	288
<i>PACS</i> : 100/160	1342 193112/3	321	31. März 2010	1440
<i>SPIRE</i> : 250/350/500	1342 203629	467	24. August 2010	134

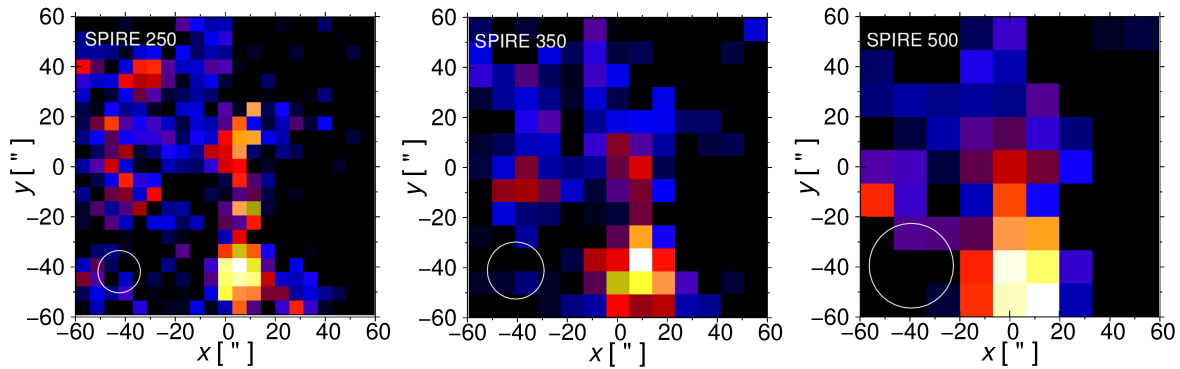


Abbildung 7.3: Beobachtung von HIP 22263 bei den Wellenlängen $\lambda = 250 \mu\text{m}$, $350 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$ mit *Herschel/SPIRE*. Die Position (RA, Dec) = $(0'', 0'')$ ist mit dem zentralen Punkt von HIP 22263 assoziiert. Andere in den Graphiken zu erkennende Objekte, die als Hintergrundobjekte interpretiert werden, haben einen starken Einfluss auf das Beobachtungsbild. Die Halbwertsbreite x_{FWHM} der PSF entspricht dem Durchmesser des Kreises, der in jeder Graphik eingezeichnet ist. Norden ist oben und Osten links (aus dem [DUNES-Archiv](#), bearb.).

Die Bildskalen aller Aufnahmen sind $1''$ pro Pixel bei den Wellenlängen $\lambda = 70 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$, $2''$ pro Pixel bei $160 \mu\text{m}$, $6''$ pro Pixel bei $250 \mu\text{m}$, $10''$ pro Pixel bei $350 \mu\text{m}$ und $14''$ pro Pixel bei $500 \mu\text{m}$. Die ermittelten Gesamtflüsse bei den sechs Wellenlängen sind zusammen mit weiteren photometrischen Daten aus früheren Studien in der [Tabelle 7.3](#) aufgelistet.

7.5 Vorbereitung der Modellierung

Für die Modellierung der Dichteverteilung von HIP 22263 sind die Helligkeitsprofile der *Herschel*-Beobachtung sowie weitere photometrische Daten erforderlich, worauf in den beiden folgenden Abschnitten eingegangen wird.

7.5.1 Helligkeitsprofile der *Herschel*-Beobachtung

Im Rahmen der Modellierung sollen synthetisch erzeugte Helligkeitsprofile mit den entsprechenden Beobachtungsdaten verglichen werden. Dazu wurden zunächst die Helligkeitsprofile der *Herschel/PACS*-Beobachtung von Jonathan Marshall erzeugt. Die Aufnahmen wurden um den selben Winkel rotiert, sodass die Hauptachse der rotierten $70 \mu\text{m}$ -Beobachtung entlang der horizontalen Bildachse angeordnet ist. Anschließend wurden die Bilder unter Verwendung bilinearer Interpolation geglättet, wodurch sich die Pixelanzahl je Dimension um den Faktor zehn erhöhte. Jedem Pixel $[x, y] \in \mathbb{Z}^2$ ist eine Fluss-

dichte $F_\nu[x, y]$ zugeordnet. Für alle Pixel wurde eine neue Flussdichte $\tilde{F}_\nu[x, y]$ berechnet, welche sich aus dem Mittelwert der Flussdichten F_ν der Umgebung von $[x, y]$ ergibt:

$$\tilde{F}_\nu[x, y] = \frac{1}{121} \sum_{i=-5}^5 \sum_{j=-5}^5 \left(F_\nu[x - i, y - j] \right). \quad (7.1)$$

Zur Bestimmung der Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und der Nebenachse wurden die Flussdichten

$$F_{\text{Hauptachse}}(x) = \frac{1}{2} \left(\tilde{F}_\nu[x, 0] + \tilde{F}_\nu[-x, 0] \right) \quad \text{und} \quad (7.2)$$

$$F_{\text{Nebenachse}}(y) = \frac{1}{2} \left(\tilde{F}_\nu[0, y] + \tilde{F}_\nu[0, -y] \right) \quad (7.3)$$

als Funktion von $x, y \in \mathbb{N}_0$ berechnet. Die Unsicherheit der Datenpunkte der Hauptachse ergibt sich zu

$$\sigma(x) = \sqrt{\sigma_{\text{HR}}^2 + \left(\tilde{F}_\nu[x, 0] - \tilde{F}_\nu[-x, 0] \right)^2} \quad (7.4)$$

und entsprechend für die Nebenachse, wobei σ_{HR} das Hintergrundrauschen beschreibt, welches durch Aperturphotometrie ermittelt wurde.

Entsprechend skalierte und rotierte Bilder von α Bootis (Arcturus) bei den gleichen Beobachtungswellenlängen wie für HIP 22263 dienen als PSF-Modell. Analog zu den Aufnahmen von HIP 22263 wurden entlang der Haupt- und der Nebenachse Helligkeitsprofile der PSF bestimmt und anschließend über beide Orientierungen gemittelt. Das resultierende Profil für die PSF wird mit den Profilen von HIP 22263 verglichen (Tab. 7.2). Für die Wellenlängen $\lambda = 70 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ wird für die Haupt- und Nebenachse ein verbreitertes Helligkeitsprofil festgestellt, für $\lambda = 160 \mu\text{m}$ lediglich für die Hauptachse. Die Auflösung ist allerdings nur gering und bewirkt eine symmetrische Gestalt des Objekts (Abb. 7.2).

Tabelle 7.2: *Herschel/PACS*-Aufnahmen bei den Wellenlängen $\lambda = 70 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$: Halbwertsbreite x_{FWHM} der Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachse sowie für die PSF.

Wellenlänge λ	$[\mu\text{m}]$	70	100	160
Hauptachse	$['']$	8.5 ± 0.1	10.2 ± 0.1	13.6 ± 0.3
Nebenachse	$['']$	7.6 ± 0.1	8.2 ± 0.1	11.1 ± 0.3
PSF	$['']$	5.6	6.8	11.3

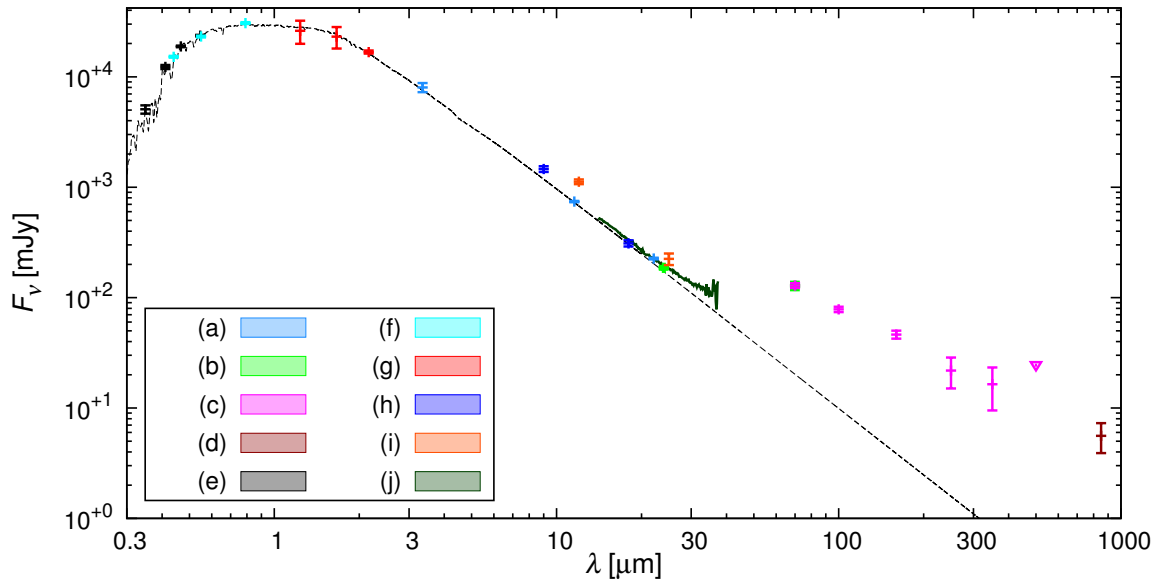


Abbildung 7.4: Spektrale Energieverteilung von HIP 22263. Sie setzt sich zusammen aus den Daten in Tabelle 7.3 und einem mit dem Instrument *Spitzer/IRS* aufgenommenen Spektrum. Der *Herschel/SPIRE*-Messwert bei $\lambda = 500\ \mu\text{m}$ ist lediglich eine obere Grenze (als magenta Dreieck gekennzeichnet). Die schwarz-gestrichelte Kurve zeigt ein synthetisches Spektrum des Zentralsterns, welches mit der *PHOENIX/Gaia*-Software (Brott & Hauschildt 2005) erzeugt wurde.

Referenzen: (a) Wright u. a. (2010); (b) Eiroa u. a. (2013); (c) diese Arbeit, Marshall u. a. (2014); (d) Greaves u. a. (2009); (e) Hauck & Mermilliod (1998); (f) Perryman u. a. (1997); (g) Skrutskie u. a. (2006); (h) Ishihara u. a. (2010); (i) Beichman u. a. (1988); (j) Leboutteiller u. a. (2011).

7.5.2 Weitere Beobachtungsdaten

Neben den Helligkeitsprofilen der *Herschel/PACS*-Aufnahmen und den Gesamtflüssen der *PACS* und *SPIRE*-Beobachtungen liegen für HIP 22263 noch einige andere photometrische Datenpunkte aus früheren Arbeiten vor (Tab. 7.3). In der Abbildung 7.4 sind die Daten zusammen mit einem Spektrum des Instruments *Spitzer/IRS* (entnommen aus der Datenbank *CASSIS*; Leboutteiller u. a. 2011) im Wellenlängenbereich zwischen $14.1\ \mu\text{m}$ und $37.4\ \mu\text{m}$ dargestellt. Des Weiteren zeigt die Abbildung 7.4 ein synthetisch erzeugtes, stellares Spektrum, welches mit der *PHOENIX/Gaia*-Software (Brott & Hauschildt 2005) und mit der Methode von Bertone u. a. (2004) erzeugt wurde. Abgesehen von dem $9\ \mu\text{m}$ -Datenpunkt (*Akari/IRC*; Ishihara u. a. 2010) und den *IRAS*-Daten (Beichman u. a. 1988) zeigt die SED bei Wellenlängen kleiner als $20\ \mu\text{m}$ keinen Exzess, sodass für diesen Bereich die Reemissionsstrahlung der Scheibe gegenüber dem stellaren Spektrum vernachlässigt werden kann. Für die Modellierung werden deshalb nur Wellenlängen $\lambda > 10\ \mu\text{m}$ berücksichtigt und die *Akari/IRC*- und *IRAS*-Daten verworfen. Da für die Wellenlänge $\lambda = 70\ \mu\text{m}$ zwei Messwerte vorliegen,

Tabelle 7.3: Photometrische Datenpunkte von HIP 22263, die in der Modellierung der Scheibe verwendet (oben), bzw. verworfen werden (unten). **Referenzen:** siehe Abbildung 7.4.

$\lambda[\mu\text{m}]$	$F_\nu[\text{mJy}]$	$\sigma[\text{mJy}]$	Teleskop, Instrument o. Katalog	Referenz
11.561	742	10	<i>WISE</i>	(a)
22.088	226	4	<i>WISE</i>	(a)
24	186	4	<i>SST/MIPS</i>	(b)
70	127.6	8.9	<i>SST/MIPS</i>	(b)
70	128.6	6.7	<i>Herschel/PACS</i>	(c)
100	78.3	4.4	<i>Herschel/PACS</i>	(c)
160	46.3	3.8	<i>Herschel/PACS</i>	(c)
250	21.8	6.8	<i>Herschel/SPIRE</i>	(c)
350	16.4	6.9	<i>Herschel/SPIRE</i>	(c)
500	< 24.7		<i>Herschel/SPIRE</i>	(c)
850	5.6	1.7	<i>JCMT/SCUBA</i>	(d)
Für die Scheibenmodellierung nicht berücksichtigt:				
0.349	5077	433	<i>Strömgren</i>	(e)
0.411	12270	510	<i>Strömgren</i>	(e)
0.440	15180	280	<i>Johnson</i>	(f)
0.466	18850	349	<i>Strömgren</i>	(e)
0.546	23580	435	<i>Strömgren</i>	(e)
0.550	23180	427	<i>Johnson</i>	(f)
0.790	30660	565	<i>Cousins</i>	(f)
1.235	26070	6154	<i>2MASS</i>	(g)
1.662	23120	5064	<i>2MASS</i>	(g)
2.159	16760	556	<i>2MASS</i>	(g)
3.353	8020	762	<i>WISE</i>	(a)
9	1460	87	<i>Akari/IRC</i>	(h)
12	1120	56	<i>IRAS</i>	(i)
18	310	20	<i>Akari/IRC</i>	(h)
25	224	27	<i>IRAS</i>	(i)

das Programm *SAnD* (Abschn. 7.6.2) aber nur einen Wert pro Wellenlänge berücksichtigen kann, wird der Mittelwert der beiden Messwerte verwendet. Der Fluss der *SPIRE*-Beobachtung bei der Wellenlänge $\lambda = 500 \mu\text{m}$ ist mit $F_\nu = 24.7 \text{ mJy}$ größer als die Flüsse bei $\lambda = 250 \mu\text{m}$ und $350 \mu\text{m}$, wodurch ein ungewöhnlicher Verlauf der SED entsteht. Aus diesem Grund wird dem $500 \mu\text{m}$ -Messwert misstraut und dieser nur als obere Grenze gewählt.

7.6 Modellierung

In diesem Abschnitt wird die Debris-Scheibe HIP 22263 auf Grundlage einer parametrisierten Dichteverteilung modelliert. Die dafür verwendeten Beobachtungsdaten setzen

sich aus den Photometriedaten, die mit *WISE*, *Spitzer/MIPS*, *Herschel/PACS* & *SPIRE* und *JCMT/SCUBA* aufgenommen wurden (Tab. 7.3), sowie den Helligkeitsprofilen der *Herschel/PACS*-Beobachtung bei den Wellenlängen $\lambda = 100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ zusammen. Die Modellierung der radialen Dichteverteilung und der Korngrößenverteilung erfolgt mit dem Programm **SAnD**, welches auf der Theorie des „Simulated Annealing“ basiert (Ertel 2011; Ertel u. a. 2012). Es wird zu verschiedenen Parametersätzen die spektrale Energieverteilung und zu den beiden *Herschel/PACS*-Bildern jeweils eine synthetische Karte und deren Helligkeitsprofile berechnet. Die synthetisch erzeugten Beobachtungsdaten werden mit den realen Beobachtungsdaten verglichen und eine Güte für das Modell bestimmt. Dazu wird das Konzept des reduzierten χ^2 (Abschn. 6.7.3) verwendet.

7.6.1 Scheibenmodell

Im Gegensatz zur Modellierung der zirkumstellaren Scheibe FS Tau B in Kapitel 6 wird für HIP 22263 nur die Dichteverteilung der Scheibe und die Korngrößenverteilung modelliert. Die Verwendung eines Extinktionsschirms zwischen System und Beobachter erweist sich dagegen als nicht notwendig und der Beitrag des Zentralstern wird durch die im Vorfeld bestimmte stellare Photosphäre und das daraus abgeleitete synthetische stellare Spektrum charakterisiert.

Zur Beschreibung der Staubverteilung von HIP 22263 ist es wünschenswert, eine möglichst einfache, analytische Funktion mit einer geringen Anzahl an Parametern zu finden, die dennoch in der Lage ist, die Form der Scheibe wiederzugeben. Die Oberflächendichte der Debris-Scheibe wird daher durch ein Potenzgesetz der Form $\Sigma(R) \propto R^{-\alpha}$, $\alpha \in \mathbb{R}$ beschrieben. Für eine Scheibe, die sich gleichmäßig aufweitet, ist die Verteilung der Volumendichte dann $\rho(R) \propto R^{-(\alpha+1)}$, sodass für $\alpha = -1$ die Verteilung der Volumendichte konstant ist. Die radialsymmetrische Verteilung ist durch einen inneren und einen äußeren Radius, R_i und R_a , eingeschränkt.

Die Staubteilchen sind sphärisch und bestehen entweder aus reinem astronomischen Silikat (Draine 2003b,c) mit einer chemischen Dichte von $\rho = 3.5 \text{ g cm}^{-3}$ oder aus einer 50:50 Mischung von astronomischem Silikat und Eis (Li & Greenberg 1998; $\rho = 2.35 \text{ g cm}^{-3}$). Die Kornradien a folgen der Größenverteilung $dn(a) \propto a^{-q} da$ (Gl. 2.5) und $a \in [a_{\min}, a_{\max}]$. Die minimale Teilchengröße a_{\min} und der Korngrößenexponent q werden variiert. Die maximale Korngröße wird auf $a_{\max} = 2 \text{ mm}$ festgesetzt, da der Beitrag größerer Körner zur reemittierten und gestreuten Strahlung bei allen betrachteten Wellenlängen vernachlässigbar ist. Eine räumliche Variation der Staubeigenschaften wird nicht betrachtet. Die optischen Eigenschaften der Staubteilchen werden auf Grundlage der Mie-Theorie mit dem Programm **mieX** berechnet (Wolf & Voshchinnikov 2004), welches in **SAnD** implementiert ist. Die Inklination der Scheibe gegenüber dem Beobachter

ist ein weiterer freier Parameter. Das Modell besitzt dann mit R_i , R_a , α , a_{\min} , γ , der Staubmasse M_{Staub} , dem Staubmaterial und der Scheibeninklination i insgesamt acht freie Parameter. Die Parameterbereiche, deren Werte typisch für andere Debris-Scheiben sind, sowie die Anzahl der Werte in dem Bereich sind für jeden Parameter in der Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Tabelle 7.4: Untersuchter Parameterraum für die Modellierung von HIP 22263.

Parameter	Parameterbereich	Anzahl
R_i [AE]	2 – 100	843
R_a [AE]	15 – 1000	319
α	-2.5 – 5.0	751
M_{Staub} [M_{\odot}]	10^{-10} – 10^{-4}	kontin.
a_{\min} [μm]	0.2 – 20.0	751
a_{\max} [mm]	2.0	1
q	2.5 – 4.5	201
Eisanteil [%]	0, 50	2
i [$^{\circ}$]	0 – 90	51

7.6.2 Das Modellierungsprogramm

Das von Steve Ertel entwickelte Programm **SAnD** (Ertel u. a. 2012) ist in der Lage, SED-Daten und Helligkeitsprofile thermischer Reemissionskarten simultan zu fitten. Die Grundlage ist ein gitterartiger Parameterraum und ein analytischer Ansatz für die rotationssymmetrische, radiale Dichteverteilung sowie für die Korngrößenverteilung. Die Variation der Parameter zur Ermittlung des besten Modells erfolgt mit der Methode des „Simulated Annealing“ (Kirkpatrick u. a. 1983). Die SED wird für einen speziellen Parametersatz wie in Wolf & Hillenbrand (2005) berechnet. Des Weiteren werden die räumlich aufgelösten Karten bestimmt, mit der entsprechenden PSF des Teleskops gefaltet und anschließend die Helligkeitsprofile entlang der Haupt- und Nebenachsen erstellt. Die simulierten Ergebnisse werden mit den Beobachtungsdaten verglichen und zur Ermittlung der Modellgüte das reduzierte χ^2 (Gl. 6.1) bestimmt.

7.6.3 Das Verfahren des „Simulated Annealing“

Die Methode des „Simulated Annealing“ (dt.: Simulierte Abkühlung; Kirkpatrick u. a. 1983; Press u. a. 2007) ist ein heuristisches Verfahren zum Auffinden einer Näherungslösung bei einem globalen Optimierungsproblem, bei welchem aufgrund der Komplexität des Problems nicht alle Kombinationsmöglichkeiten der freien Parameter eines Parameterraumes berücksichtigt werden können. Dies gilt z. B. im Falle von hochdimensionalen Parameterräumen. Die Grundidee hinter der Methode ist der physikalische Prozess des langsamen Abkühlens einer Flüssigkeit, bei dem sich die Atome in einem regelmäßigen Gitter anordnen, sodass das System einen minimalen Energiezustand annimmt und die Substanz kristallisiert (z. B. Glas oder Stahl).

An dieser Stelle soll das Grundprinzip des Verfahrens mathematisch formuliert werden. Dazu sei der betrachtete Parameterraum als Definitionsbereich $W \subset \mathbb{R}^n$, $n \in \mathbb{R}$ und eine Funktion $\mathcal{F} : W \rightarrow \mathbb{R}$ gegeben, welche jedem Parametersatz $w \in W$ ein reduziertes χ^2 zuordnet. Gesucht ist dann eine Näherungslösung für das globale Minimum von \mathcal{F} über W . Für jeden Parametersatz $w \in W$ sei $U(w) \subset W$ eine Umgebung von w . Ferner ist T_t , $t \in \mathbb{N}_0$ eine monoton gegen Null fallende Folge von Temperaturen und N_t , $t \in \mathbb{N}_0$ eine Folge, welche angibt, wie viele Schritte eine Temperatur T_t beibehalten wird. Es wird ein beliebiger Startwert $w \in W$ gewählt. Das Programm **SAnD** verwendet dazu einen Zufallsgenerator.

Die Ermittlung des globalen Minimums erfolgt dann unter Verwendung des Metropolis-Algorithmus. Zu Beginn sei $t = 0$. Es werden folgende Schritte durchgeführt:

- A** Wahl eines $x \in U(w)$.
- B** Berechnung der Wahrscheinlichkeit $p = \exp\left(-\frac{\mathcal{F}(x) - \mathcal{F}(w)}{T_t}\right)$.
- C** Setze $w = x$ mit der Wahrscheinlichkeit $\min\{1, p\}$, andernfalls verwerfe x .

Die Sequenz der Schritte A, B und C wird N_t -mal durchgeführt, bevor t um 1 erhöht wird und ein neuer Start erfolgt. Die Größe der Umgebung $U(w)$ wird durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmt, wobei die Wahrscheinlichkeit für eine große Umgebung mit jedem erfolgreichen Schritt sinkt. Für den Algorithmus sind verschiedene Abbruchkriterien möglich. **SAnD** beendet die Suche, wenn sich bei einer festen Temperatur der Parametersatz w seit 500 Schritten nicht mehr geändert hat und gleichzeitig der aktuelle Wert $\mathcal{F}(w)$ kleiner gleich sämtlicher Werte aller vorherigen Schritte und kleiner gleich einem Schwellwert ist. Danach startet die Fehlerrechnung, bei der bei einer konstanten Temperatur eine neuer Algorithmus mit w als Startwert gestartet wird und dabei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten jedes einzelnen Parameters ermittelt wird.

Die Wahrscheinlichkeit p , mit welcher der Wert x akzeptiert wird, obwohl bereits eine bessere Lösung w bekannt ist, ist die Ursache dafür, dass das Verfahren lokale Minima verlassen kann. Mit sinkender Temperatur wird p geringer. Wenn die Abkühlung langsam genug erfolgt, wird das globale Minimum immer erreicht.

In der Praxis ist eine hinreichend schnelle Temperaturabsenkung zur Minimierung der Rechenzeit notwendig. Dadurch besteht die Gefahr, dass das Verfahren ein lokales Minimum erreicht, welches es aufgrund der zu niedrigen Temperatur nicht mehr verlassen kann. In diesem Fall wird das globale Minimum nicht gefunden. Zur Vermeidung dieser Gefahr empfiehlt sich deshalb die Wahl mehrerer Startwerte für ein einzelnes Problem, um anschließend die Konsistenz der gefundenen Lösungen zu überprüfen. Dies kann gegebenenfalls auch durch eine Modifikation des Parameterraums geschehen (Anzahl und Werte der Parameter).

7.7 Ergebnisse der Modellierung

Der Parameterraum aus Tabelle 7.4 wird mit dem Programm SAnD für acht verschiedene Startwerte untersucht. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

7.7.1 Dichte- und Korngrößenverteilung

Die Parameterwerte des Modells, dessen simulierte Beobachtungsdaten die höchste Übereinstimmung mit den realen Beobachtungsdaten zeigen, sind in der Tabelle 7.5 angegeben. Dabei wird auf die beiden betrachteten Staubzusammensetzungen getrennt eingegangen. Die angegebenen 1σ -Unsicherheiten der Scheibenparameter berücksichtigen nur die Unsicherheiten im Rahmen der Anpassung an die Beobachtungsdaten, nicht jedoch mögliche Unsicherheiten in der Distanz des Objekts oder des stellaren Spektrums. Der Exponent der Korngrößenverteilung liegt mit $q = 3.71$ für reines Silikat und mit $q = 3.48$ für die Silikat-Eis-Mischung im zu erwartenden Bereich zwischen 3.5 und 3.7 für eine Kollisionskaskade im Gleichgewicht (Dohnanyi 1969; Thébault & Augereau 2007; Gáspár u. a. 2012). Ferner ist der Korngrößenexponent auch innerhalb des Bereichs von 3 bis 4, der häufig für Debris-Scheiben auftritt (z. B. Pan & Schlichting 2012). Die Scheibe hat eine Inklination von 45° bis 50° . Die Parameter der räumlichen Verteilung des Staubes (R_i , R_a und α) können aufgrund der niedrigen Auflösung der Bilder nur geringfügig eingeschränkt werden. Das Vorkommen großer Staubmengen in großem Abstand vom Zentralstern kann allerdings ausgeschlossen werden, da das

Tabelle 7.5: Ergebnis der Modellierung von HIP 22263: Parameterwerte für das Modell, dessen simulierte Beobachtungsdaten die höchste Übereinstimmung mit den realen Beobachtungsdaten zeigen, getrennt für die beiden Staubzusammensetzungen.

Parameter	Silikat		Silikat-Eis-Mischung	
	Wert	1σ -Intervall.	Wert	1σ -Intervall
R_i [AE]	34.3	[6.1 – 42.3]	2.0	[2.0 – 3.2]
R_a [AE]	148.4	[15.1 – 952.4]	88.5	[48.6 – 104.6]
α	2.38	[1.13 – 4.74]	-0.85	[-2.50 – 0.22]
M_{Staub} [$10^{-6} M_\odot$]	0.68		0.76	
a_{min} [μm]	0.9	[0.22 – 6.86]	0.23	[0.20 – 3.86]
a_{max} [mm]	2.0	konst. gehalten	2.0	konst. gehalten
q	3.71	[2.51 – 3.75]	3.48	[3.39 – 3.88]
i [$^\circ$]	48.7	[0.0 – 65.2]	45.6	[25.8 – 71.3]
χ_{red}^2	3.204		3.024	

Objekt in den Bildern andernfalls mit einer größeren Ausdehnung erscheinen müsste. Aus diesem Grund kann die Scheibe nicht gleichzeitig eine flache ($\alpha \approx -1$) Verteilung der Volumendichte und einen großen Außenradius besitzen. Weiterhin schränkt der geringe Fluss bei kurzen Wellenlängen die Menge des in der Scheibe vorkommenden, warmen Staubes stark ein, weshalb eine steile Volumendichte-Verteilung in Verbindung mit einem kleinen Innenradius ausgeschlossen werden kann. Die Scheibe ist damit relativ kompakt und kalt. Die berechnete Staubmasse ($M_{\text{Staub}} \approx 7 \times 10^{-7} M_{\odot}$) ist verglichen mit anderen Objekten aus dem DUNES-Projekt groß, aber nicht außergewöhnlich groß.

Die Modellierungsergebnisse werden nun für die beiden Staubzusammensetzungen getrennt diskutiert. Für reines astronomisches Silikat ergibt sich als bestes Modell ein relativ schmaler Ring, der durch eine steil nach außen abfallende Dichteverteilung ($\alpha = 2.38$) verursacht wird. Der Innenradius ist mit $R_i = 34.3$ AE von vergleichbarer Größe wie der Kuiper-Gürtel in unserem Sonnensystem ($R_i \approx 30 - 50$ AE; Gladman 2005). Die kleinste Teilchengröße ist $a_{\min} = 0.9 \mu\text{m}$, was dem zweifachen der Blowout-Größe für kompakte, sphärische Körner entspricht ($a_{\text{BO}} = 0.45 \mu\text{m}$, berechnet mit der Näherungsgleichung aus Kirchschrager & Wolf (2013); vgl. Abschnitt 3.4.3). Der Wert des Außenradius R_a hat aufgrund der steilen Dichteverteilung keine große Bedeutung.

Für die Mischung aus Silikat und Eis steigt die Oberflächendichte zu größeren Radien hin leicht an ($\alpha = -0.85$), sodass die Volumendichte-Verteilung nahezu konstant ist und sich verhältnismäßig wenig Staubmaterial nahe am Stern befindet. Nur 50 % der Scheibenmasse von HIP 22263 befinden sich innerhalb von 70 AE. Der Innenradius kann dann einen viel geringeren Wert als für die Modellierung mit dem reinen astronomischen Silikat annehmen. Mit $R_i = 2.0$ AE befindet sich der Wert sogar am Rand des untersuchten Parameterraumes. Verglichen mit anderen Debris-Scheiben ist der Innenradius relativ gering, aber ähnlich groß wie für die Scheibe AU Mic ($R_i \approx 1 - 10$ AE; Metchev u. a. 2005). Die Scheibenmasse dieses nur 8 bis 20×10^6 Jahre alten Objekts (Barrado y Navascués u. a. 1999) der Spektralklasse M1 V (Keenan 1983) ist allerdings um einen Faktor zehn größer als für HIP 22263 ($M_{\text{Staub}} = 1.05 \times 10^{-5} M_{\odot}$; Metchev u. a. 2005). Der Wert der kleinsten Teilchengröße ist mit $a_{\min} = 0.23 \mu\text{m}$ kleiner als die Blowout-Größe und befindet sich ebenfalls nahe dem Rand des untersuchten Parameterraumes. In diesem Zusammenhang sei auf die bei Modellierungen häufig auftretende Degenerierung des Parameters a_{\min} mit der räumlichen Verteilung des Staubes hingewiesen (z. B. Ertel u. a. 2011).

7.7.2 Spektrale Energieverteilung und Helligkeitsprofile

Die für das beste Modell berechneten spektralen Energieverteilungen sowie die Helligkeitsprofile bei den Wellenlängen $\lambda = 100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ sind in der Abbildung 7.5 für die beiden Staubzusammensetzungen dargestellt. Die Helligkeitsprofile für die Wellenlänge $\lambda = 100 \mu\text{m}$ sind gut an die Beobachtungsdaten angepasst, wohingegen die

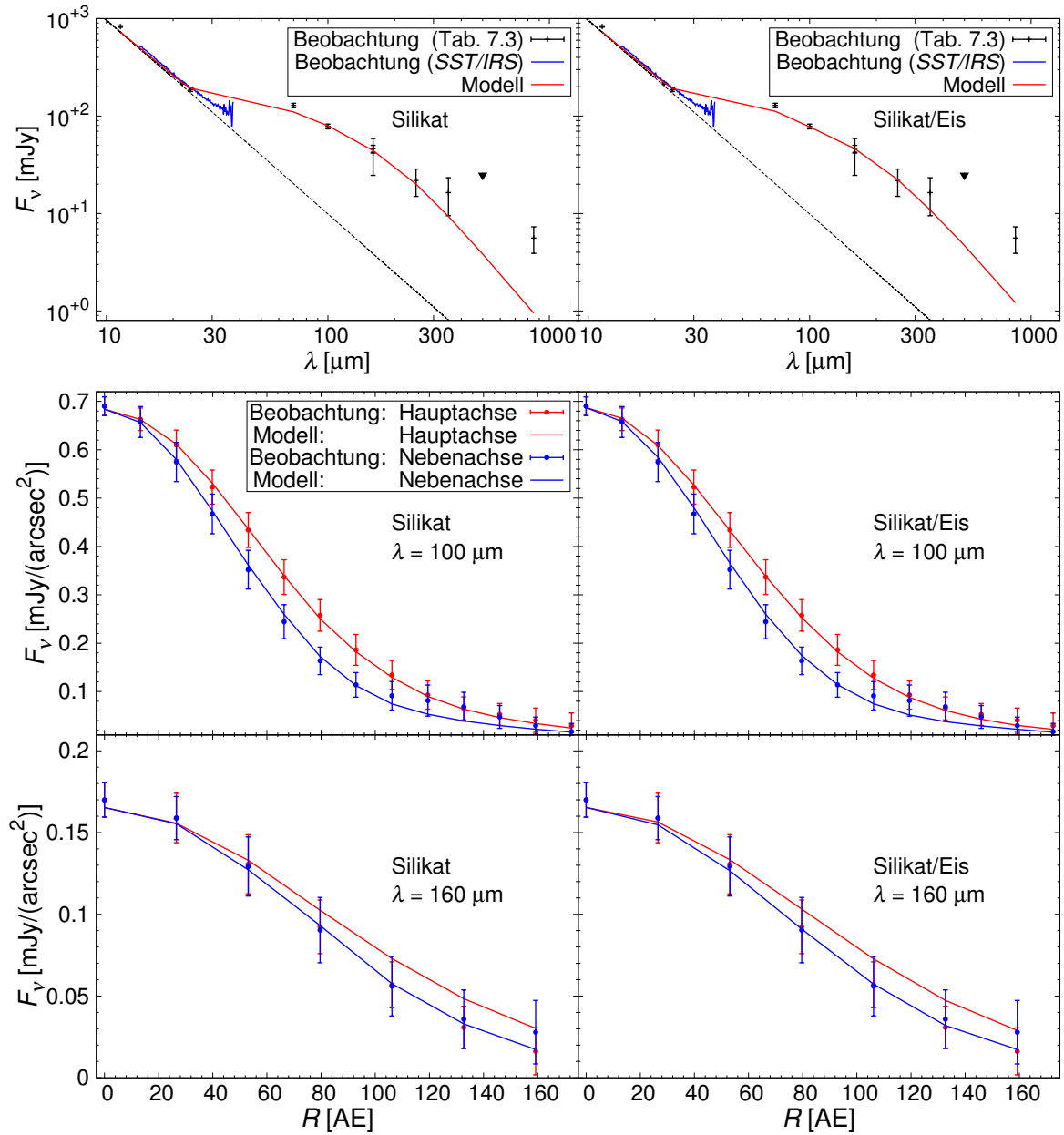


Abbildung 7.5: Ergebnisse der Modellierung: Die spektrale Energieverteilung (oben) und die Helligkeitsprofile bei den Wellenlängen $\lambda = 100 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ (Mitte und unten), für die Staubmaterialien astronomisches Silikat (linke Spalte) und eine 50:50-Mischung aus astronomischem Silikat und Eis (rechts). Alle dargestellten Fehlerbalken der Beobachtungsdaten entsprechen 1σ -Unsicherheiten. Die schwarz-gestrichelte Linie in der SED repräsentiert das stellare Spektrum. Zusätzlich ist das *Spitzer/IRS*-Spektrum gezeigt (blau). Der *Herschel/SPIRE*-Messwert bei $\lambda = 500 \mu\text{m}$ ist lediglich eine obere Grenze. Die Helligkeitsprofile sind entlang der Haupt- (rot) und Nebenachse (blau) gezeigt.

Abweichungen bei den $160\ \mu\text{m}$ -Profilen der geringen Auflösung des Bildes geschuldet sind. In der SED werden die photometrischen Datenpunkte im mittleren und fernen Infrarot gut reproduziert. Für die langwelligen Datenpunkte ($\lambda \geq 350\ \mu\text{m}$) weisen die simulierten Flüsse aber zu geringe Werte auf. Insbesondere ist der Abfall der simulierten SED steiler als der Abfall in den Beobachtungsdaten. Die Unsicherheiten der Datenpunkte bei den kürzeren Wellenlängen sind deutlich geringer und schränken deshalb das Modell stärker ein als die Datenpunkte bei den längeren Wellenlängen. Für die Abweichungen zwischen Modell und Simulation gibt es eine Reihe von möglichen Erklärungen. Die Annahme von z. B. einem größeren Außenradius der Scheibe würde das Vorkommen einer größeren Menge an kaltem Material bedeuten und einen flacheren Abfall der SED bewirken. Dies hätte allerdings einen massiven Einfluss auf die Helligkeitsprofile, welche gut nachgebildet werden. Des Weiteren wird der maximal mögliche Außenradius im Parameterraum mit $R_a = 1000\ \text{AE}$ sehr groß gewählt, ohne dass dies zu einem die Beobachtungsdaten reproduzierendem Ergebnis führt. Daher kann von dieser Erklärung abgesehen werden. Die beiden wahrscheinlicheren Möglichkeiten zur Erklärung der Abweichungen in der SED erfordern das Vorhandensein eines zweiten, kälteren Rings bzw. gehen von einer Störung der Beobachtung durch Hintergrundobjekte aus.

Die erste Möglichkeit betrifft die Einfachheit des gewählten Modells und die Verwendung eines einzelnen Potenzgesetzes für die radiale Oberflächendichte. Ein zusätzlicher, zweiter Ring in einem größeren Abstand vom Zentralstern würde kalten Staub beinhalten und damit einen zusätzlichen Exzess bei den längeren Wellenlängen verursachen, wodurch eine bessere Übereinstimmung zwischen der simulierten und der beobachteten SED zu erwarten wäre. Der zweite Ring müsste dazu Staubtemperaturen im Bereich von $10 - 20\ \text{K}$ besitzen. Große Körner sind im Allgemeinen etwas kühler als kleine Teilchen, aber sogar Körner mit Radien $a = 0.1\ \text{mm}$ bis $1\ \text{mm}$ aus astronomischem Silikat müssten sich bei einem sonnenähnlichen Stern in einer Entfernung von mehreren Hundert AE bis hin zu $1000\ \text{AE} \hat{=} 80''$ befinden, um entsprechend niedrige Temperaturen zu haben (Abb. 7.6). Das System wäre damit größer als andere Debris-Scheiben, die um Zentralsterne der Spektralklasse G gefunden wurden (z. B. HD 17439, [Ertel u. a. 2011](#); HD 207129, [Löhne u. a. 2012](#)). Des Weiteren würde das System dann unter dieser Voraussetzung in der $\lambda = 250\ \mu\text{m}$ -Aufnahme von *SPIRE* ausgedehnt erscheinen, was aber nicht festgestellt werden kann. Der zusätzliche, zweite Ring in einem großen Abstand zum Zentralstern erscheint daher unwahrscheinlich zur Erklärung der Abweichungen in der SED.

Die zweite Möglichkeit geht von Hintergrundobjekten im Beobachtungsfeld von HIP 22263 aus. Der erforderliche Fluss bei langen Wellenlängen, welcher Temperaturen von etwa $20\ \text{K}$ entspricht, kann auch durch eine Hintergrundgalaxie mit der Rotverschiebung $z = 1$ bis 2 erklärt werden ([Magnelli u. a. 2013](#)). In der $160\ \mu\text{m}$ -Aufnahme von *PACS* sind südlich der Position von HIP 22263 im Abstand von $25''$ und $50''$ zwei Objekte sichtbar (außerhalb des Sichtfeldes von Abb. 7.2). Die Halbwertsbreite der PSF bei $\lambda = 160\ \mu\text{m}$ ist mit $x_{\text{FWHM}} = 11''.3$ aber deutlich geringer als der Abstand dieser Objekte, weshalb sie

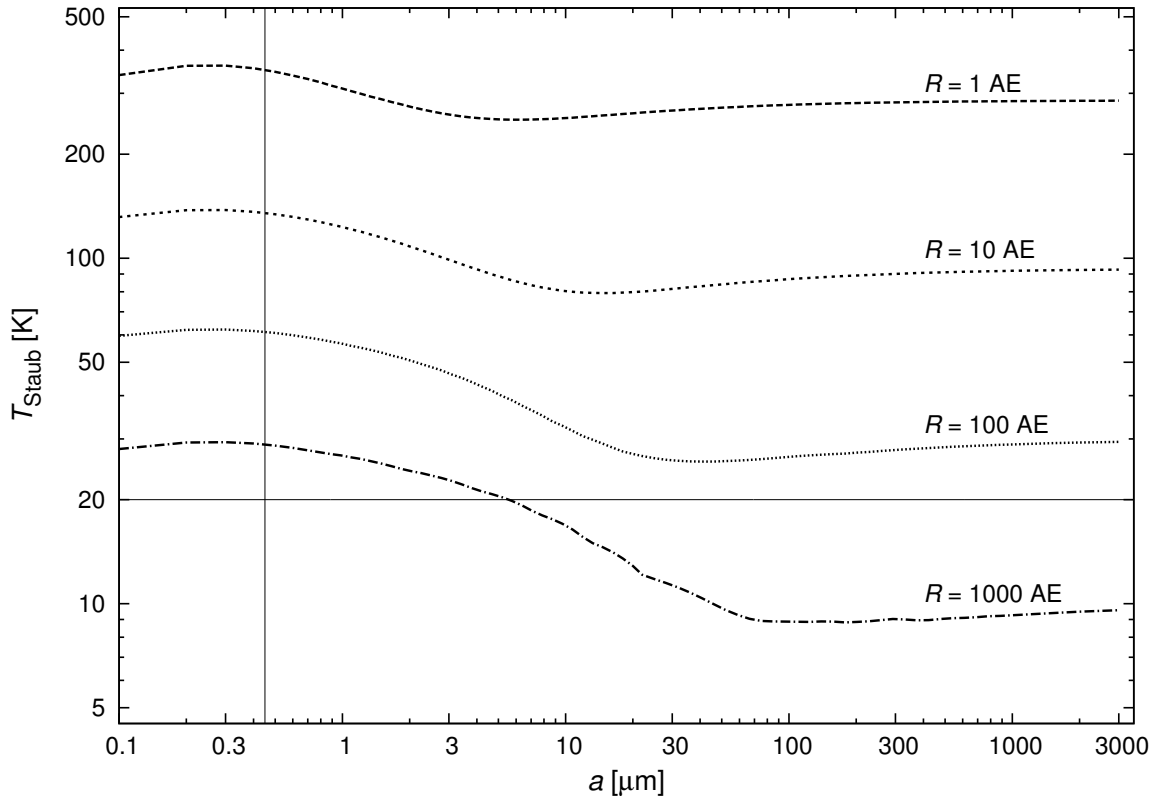


Abbildung 7.6: Staubtemperatur T_{Staub} als Funktion des Kornradius a für vier verschiedene Abstände R vom Zentralstern HIP 22263 ($T_* = 5852 \text{ K}$, $L_* = 0.951 L_\odot$). Die Teilchen sind sphärisch und bestehen aus astronomischem Silikat. Die Berechnung erfolgte mit dem Simulator für Debris-Scheiben, DDS (Wolf & Hillenbrand 2005). Die durchgezogene, waagerechte Linie entspricht einer Temperatur $T_{\text{Staub}} = 20 \text{ K}$ und die durchgezogene, vertikale Linie kennzeichnet die Blowout-Größe für Vollkugeln, welche mit der Näherungsgleichung aus Kirchschrager & Wolf (2013) berechnet wurde.

keinen Einfluss auf die Beobachtung haben. Die *SPIRE*-Aufnahmen (Abb. 7.3) zeigen neben einem oder mehreren Objekten südlich von der zentralen Position von HIP 22263 noch ein weiteres Objekt östlich im Abstand von etwa $40''$. Die Halbwertsbreiten der *SPIRE*-Beobachtungen sind signifikant größer als die von *PACS* und betragen jeweils für die Wellenlängen $\lambda = 250 \mu\text{m}$, $350 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$ $x_{\text{FWHM}} = 17''$, $22''$ und $34''$. Für $\lambda \geq 350 \mu\text{m}$ ist zu erwarten, dass der gemessene Fluss zum Teil durch Kontamination durch andere Objekte im Beobachtungsfeld von HIP 22263 verursacht wird. Neben den *SPIRE*-Daten ist auch der erhöhte Fluss der *JCMT/SCUBA*-Messung bei der Wellenlänge $\lambda = 850 \mu\text{m}$ durch diese Fehlbestimmung des Objekts begründbar.

Das mögliche Vorhandensein von Hintergrundobjekten kann die Abweichungen in der SED damit gut erklären. Für eine genaue Bestätigung sind hochaufgelöste Beobachtungen von HIP 22263 im (Sub-)Millimeterbereich notwendig. Dazu bieten sich Beobachtungen mit *ALMA* (z. B. Boley u. a. 2012) oder mit dem Instrument *AzTEC* (Wilson

Tabelle 7.6: Ergebnis der Modellierung bei einer flachen Oberflächendichte ($\alpha = 0.0$).

Parameter	Wert	Silikat		Silikat-Eis-Mischung	
		1 σ -Intervall.	Wert	1 σ -Intervall	
R_i [AE]	29.1	[7.3 – 49.3]	12.1	[3.3 – 15.8]	
R_a [AE]	80.8	[16.0 – 196.1]	107.8	[54.4 – 171.7]	
α	0.0	konst. gehalten	0.0	konst. gehalten	
M_{Staub} [$10^{-6} M_{\odot}$]	0.60		0.81		
a_{min} [μm]	0.92	[0.20 – 7.21]	0.21	[0.20 – 8.59]	
a_{max} [mm]	2.0	konst. gehalten	2.0	konst. gehalten	
q	3.71	[3.34 – 4.06]	3.47	[3.28 – 4.06]	
i [$^{\circ}$]	48.7	[11.5 – 67.7]	50.2	[0.0 – 63.9]	
χ_{red}^2	3.208		3.061		

u. a. 2008) am *Large Millimeter Telescope (LMT)* in Mexiko an, welches bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1.1 \text{ mm}$ operiert und eine Halbwertsbreite von etwa $x_{\text{FWHM}} = 8''$ besitzt.

7.7.3 Modellierung einer flachen Oberflächendichte

Für die in dem vorangegangenen Abschnitt durchgeführte Modellierung der Scheibe von HIP 22263 zeigt sich, dass bei der Verwendung von reinem astronomischen Silikat die Beobachtungsdaten am besten durch einen relativ schmalen Ring reproduziert werden können. Der schmale Ring wird durch den Innenradius R_i und dem steilen Dichteabfall ($\alpha = 2.38$) charakterisiert. Wird der schmale Ring dagegen durch R_i und einem geringfügig größeren Außenradius R_a bestimmt, dann besitzt α keine große Bedeutung und kann einen beliebigen Wert annehmen. In einer weiteren Modellierung wird dazu der Exponent der radialen Oberflächendichte auf den konstanten Wert $\alpha = 0.0$ gesetzt, wodurch sich der zu untersuchende Parameterraum aus Tabelle 7.4 um eine Dimension reduziert. Da die Methode des „Simulated Annealing“ verwendet wird, besteht die Möglichkeit, dass eine solche Einschränkung zu einem qualitativ anderen Ergebnis führt.

Mit dem Programm **SAnD** wird dann erneut ein Modell an die Beobachtungsdaten angepasst. Das resultierende Modell (Tab. 7.6) ist konsistent mit dem Ergebnis der Modellierung von Abschnitt 7.7.1 und entspricht für reines astronomisches Silikat erneut einem schmalen Ring. Verglichen mit dem ersten Modellierungsschritt ist der Abfall der Dichteverteilung nun flacher, was zu einem geringeren Außenradius führt ($R_a = 80.8 \text{ AE}$). Der Innenradius der Scheibe wird dagegen kaum beeinträchtigt. Im Falle der Silikat-Eis-Mischung ist der Abfall der SED im Vergleich zur Modellierung in Abschnitt 7.7.1 nun steiler, was mit einem größeren Außenradius einhergeht ($R_a = 107.8 \text{ AE}$). Die Parameter der Korngrößenverteilung, die Inklination sowie

die Masse der Scheibe werden gegenüber der Modellierung in Abschnitt 7.7.1 für beide Staubzusammensetzungen gar nicht oder nur geringfügig beeinflusst. Die simulierten spektralen Energieverteilungen und Helligkeitsprofile dieser Modellierung zeigen für beide Materialien keine mit dem Auge erkennbaren Unterschiede zu den entsprechenden Graphiken in Abbildung 7.5 und sind deswegen nicht dargestellt.

7.7.4 Vergleich mit anderen Modellierungsmethoden

In Marshall u. a. (2014) wird die Scheibe um HIP 22263 mit drei verschiedenen Methoden modelliert. Dies bietet die Möglichkeit, die Gültigkeit der mit SAnd erzielten Ergebnisse der vorherigen Abschnitte zu überprüfen. Dabei werden folgende Ansätze gewählt:

- A Modellierung eines einzelnen Kreisrings, nach der Methode von Booth u. a. (2013),
- B Modellierung eines modifizierten Schwarzkörperstrahlers, nach der Methode von Kennedy u. a. (2012a) und Wyatt u. a. (2012),
- C Komplexe Modellierung mit Hilfe des Programms GRaTeR (Augereau u. a. 1999; Lebreton u. a. 2012).

Alle drei Ansätze liefern weitestgehend konsistente Ergebnisse. Da die Methoden A und B vergleichsweise grobe Näherungen darstellen, soll lediglich die komplexere Methode C erläutert werden. Dabei wird das Programm GRaTeR zur Modellierung des Strahlungstransports in Debris-Scheiben verwendet. Die Grundlage liefert eine parametrisierte Verteilung der Oberflächendichte $\Sigma(R) \propto ((R/R_p)^{-10} + (R/R_p)^{-2\alpha_a})^{-0.5}$, welche für $R < R_p$ sehr steil ansteigt, an der Stelle $R = R_p$ ihr Maximum erreicht und für $R > R_p$ mit näherungsweise $(R)^{\alpha_a}$ abfällt. Die Parameter der Korngrößenverteilung a_{\min} und q werden variiert und die größte Teilchengröße auf $a_{\max} = 1$ mm festgesetzt. Das Staubmaterial ist reines astronomisches Silikat. Mit einem auf einer Gittersuche basierenden Algorithmus wird ein breiter Parameterraum untersucht und das Modell bestimmt, welches die Beobachtungsdaten am besten reproduziert (Tab. 7.7).

Parameter	Wert	Bemerk.
R_p [AE]	20.9 ± 4.5	
α_a	$-1.0^{+0.61}_{-0.58}$	
M_{Staub} [$10^{-6} M_{\odot}$]	0.606 ± 0.075	(a)
a_{\min} [μm]	$1.89^{+0.48}_{-0.43}$	
a_{\max} [mm]	1.0	(b)
q	$3.9^{+0.2}_{-0.1}$	
i [$^{\circ}$]	51 ± 10	(c)

Tabelle 7.7: Ergebnis der Modellierung mit GRaTeR (Marshall u. a. 2014).

Bemerkung: (a) Im Gegensatz zur Modellierung in Abschnitt 7.7.1 ($a_{\max} = 2$ mm) berücksichtigt die Staubmasse nur Körner mit Radien kleiner als 1 mm. (b) Parameter wurde während der Modellierung konstant gehalten. (c) Parameter wurde separat durch einen zweidimensionalen Gauß-Fit an die PACS-Aufnahme bei $\lambda = 100 \mu\text{m}$ ermittelt.

Das beste Modell ist erneut ein relativ schmaler Ring, der bei $R_p = 20.9$ AE sein Maximum in der Oberflächendichte besitzt. Aufgrund des steilen Dichteanstiegs ist dieser Abstand nahezu gleichbedeutend mit dem Innenradius der Scheibe. Der Exponent $\alpha_a = -1.0$ ergibt eine nach außen abfallende Verteilung. Die Masse M_{Staub} und die Inklination i der Scheibe sowie der Korngrößenexponent q stimmen für die Modellierungen mit **SAnD** und **GRaTeR** überein. Lediglich die mit **GRaTeR** ermittelte minimale Teilchengröße ist mit $a_{\text{min}} = 1.89 \mu\text{m}$ fast doppelt so groß wie der entsprechende Wert von **SAnD**. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse von **SAnD** und **GRaTeR** weitestgehend konsistent sind. Die mit **GRaTeR** berechnete SED und die Helligkeitsprofile zeigen keine erkennbaren Unterschiede zu den entsprechenden Graphiken in Abbildung 7.5 und sind deswegen nicht dargestellt.

7.8 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Staub- und Korngrößenverteilung der Debris-Scheibe HIP 22263 untersucht. Es wurden die *Herschel*-Beobachtungen des Systems im fernen Infrarot vorgestellt. Bei den Wellenlängen $\lambda = 70 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ ist das Objekt räumlich aufgelöst, die Auflösung ist allerdings gering. Mit den Helligkeitsprofilen der *Herschel*-Beobachtung und der spektralen Energieverteilung wurde eine Modellierung durchgeführt, die unter Verwendung von reinem astronomischen Silikat einen relativ schmalen Ring ergibt. Die Modellierung mit einer zweiten Staubzusammensetzung, bestehend aus Silikat und Eis, lieferte eine Scheibe mit einer zu größeren Radien hin leicht ansteigenden Oberflächendichte, weshalb sich 50 % der Scheibenmasse bei Radien größer als 70 AE befinden. Mehrere Parameter des besten Modells liegen am Rand des untersuchten Parameterraums. Des Weiteren ist die minimale Teilchengröße kleiner als die Blowout-Größe des Systems. Aus diesen Gründen erscheint, trotz eines geringfügig größeren reduzierten χ^2 (Tab. 7.6), das Ergebnis mit dem reinem Silikat plausibler. Bei einer ähnlichen Modellierung mit **GRaTeR** konnte in [Marshall u. a. \(2014\)](#) das Ergebnis eines relativ schmalen Rings bestätigt werden.

Durch die *Herschel*-Beobachtungen und die simultane Modellierung der spektralen Energieverteilung und der Helligkeitsprofile wurden die Eigenschaften der Scheibe und des sie bildenden Staubes eingeschränkt, wie es vorher für dieses System nicht möglich gewesen ist. Die Helligkeitsprofile für die Wellenlänge $\lambda = 100 \mu\text{m}$ sind gut an die Beobachtungsdaten angepasst, wohingegen die Abweichungen bei den $160 \mu\text{m}$ -Profilen der geringen Auflösung des Bildes geschuldet sind. Die photometrischen Datenpunkte der SED können bis $\lambda = 250 \mu\text{m}$ nachgebildet werden. Dagegen sind die Flüsse bei längeren Wellenlängen durch das vermutete Vorkommen von Hintergrundobjekten im Sichtfeld der Beobachtung stark beeinträchtigt. Zur Überprüfung dieser Annahme ist eine hochaufgelöste Beobachtung im Millimeter-Wellenlängenbereich mit hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis notwendig.

8 Einordnung, Resümee und Ausblick

Die Untersuchung der Strahlung, die von dem Staubmaterial der zirkumstellaren Scheiben emittiert oder gestreut wird, bietet die Möglichkeit, das Wissen über den Aufbau, die Zusammensetzung sowie die Entwicklung der Scheiben zu erweitern. Für die Interpretation der Beobachtungen sind geeignete Modelle für die Dichteverteilung des in die Scheibe eingebetteten Staubes sowie Kenntnisse der Staubkorneigenschaften notwendig. Aus unterschiedlichen Gründen wird häufig eine sphärische Gestalt der Staubteilchen angenommen. Allerdings gibt es Hinweise darauf, dass auch komplexere Teilchenformen in den Scheiben auftreten können. Um von dem idealisierten Modell der kompakten, sphärischen Teilchen mit einer perfekten Symmetrie abzuweichen, wurden in der vorliegenden Arbeit poröse Staubkörner und insbesondere der Einfluss der porösen Staubkörner auf das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben untersucht.

Des Weiteren ist es ebenso notwendig, Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben durchzuführen. Insbesondere räumlich aufgelöste Bilder der Scheiben über einen möglichst breiten Wellenlängenbereich vom optischen bis zum Millimeterbereich sind notwendig, um die wellenlängenabhängigen Eigenschaften des Staubes abzuleiten und damit Modelle zu überprüfen sowie neue Erkenntnisse zum Aufbau und der Scheibenentwicklung zu liefern. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit ebenfalls Beobachtungen und Modellierungen zirkumstellarer Scheiben unterschiedlicher Entwicklungsstadien präsentiert. Die Ergebnisse der Arbeit werden im Folgenden zusammengefasst.

Ergebnisse: Poröse Staubkörner

In den Kapiteln 3 bis 5 wurden Studien zu porösen Staubkörnern durchgeführt.

Die Grundlagen dazu wurden in Kapitel 3 erläutert. Es wurde eine Übersicht über verschiedene Methoden für die Berechnung der optischen Eigenschaften irregulärer Staubteilchen gegeben und dabei explizit auf die Diskrete Dipol-Approximation eingegangen. Das Programm DDSCAT, welches auf dieser Näherung basiert, wurde zusammen mit einer Gültigkeitsbedingung vorgestellt und ein Modell für die porösen Staubteilchen gewählt, welches eine sphärische Grundform mit vielen Vakuumeinschlüssen besitzt. Mit dem Programm DDSCAT wurden die optischen Eigenschaften für verschiedene Kornporositäten, Korngrößen und Wellenlängen berechnet. Die ersten Ergebnisse betrachteten

Staubteilchen, wenn diese einem Strahlungsfeld direkt ausgesetzt sind. Die Absorptions- und Streufähigkeiten sowie die Albedo werden für die meisten Wellenlängen im Bereich vom optischen bis zum Millimeterbereich mit steigender Porosität niedriger. Die Untersuchung des polarisierten Anteils der Strahlung nach einem Einzelstreueignis zeigte, dass der Polarisationsgrad in den meisten Fällen mit steigender Porosität wächst und Werte von bis zu 90 % erreichen kann.

Der Einfluss poröser Staubkörner auf das Erscheinungsbild protoplanetarer Scheiben wurde in Kapitel 4 für verschiedene Scheibenmassen untersucht. Dazu wurden Strahlungstransportsimulationen mit dem Programm MC3D durchgeführt. Poröse Körner sind, abhängig von der Scheibenregion, kälter oder wärmer als kompakte Teilchen. Die spektrale Energieverteilung besitzt im Falle von porösen Körnern erhöhte Flüsse im optischen Wellenlängenbereich sowie eine schwächere Ausprägung der 10 μm -Silikatbande. Die thermische Reemission im infraroten Wellenlängenbereich und der Spektralindex im (Sub-) Millimeterbereich zeigen nur geringe Unterschiede zwischen porösen und kompakten Staubkörnern. Bei konstanter Gesamtmasse sind die Flüsse im (Sub-) Millimeterbereich für poröse Körner größer. Dies führt bei der Massenbestimmung von realen Scheiben unter Berücksichtigung von Kornporosität zu niedrigeren Scheibenmassen als im Falle von kompakten Teilchen. In den Karten der gestreuten Strahlung sowie in den Karten des polarisierten Anteils der Streustrahlung erscheint für die Scheiben mit den porösen Körnern das opake Band schmaler. Die Polarisationsgrade sind für Scheiben mit den porösen Körnern um einen Faktor von ungefähr vier höher als für die kompakten Teilchen. Im Gegensatz dazu zeigen Karten der thermischen Reemission sowie Streulichtkarten der zirkular polarisierten Strahlung nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Scheiben mit porösen und kompakten Staubkörnern.

In den Polarisationskarten wurde in einigen Bereichen der protoplanetaren Scheiben eine radiale Ausrichtung der Polarisationsvektoren festgestellt. Dieser Effekt wurde daraufhin in Kapitel 5 untersucht. Es zeigte sich, dass eine radiale Ausrichtung nur für geneigte Scheiben und in einem beschränkten Wellenlängenbereich beobachtet werden kann. Ferner besteht eine starke Abhängigkeit von der Kornporosität und vom Staubmaterial. Der Effekt der radialen Ausrichtung des Polarisationsvektors besitzt damit diagnostisches Potential zum Nachweis diverser Staubeigenschaften, wie etwa der Porosität. Als Ursache für den Wechsel der Polarisationsrichtung wurden verschiedene Möglichkeiten diskutiert, wobei die Streuung der Strahlung an der vom Beobachter abgewandten Scheibenhälfte die Beobachtungen am besten erklären kann.

Ergebnisse: Beobachtungen und Scheibenmodellierungen

Die Kapitel 6 und 7 beinhalten Studien zu zwei realen zirkumstellaren Scheiben. Die protoplanetare Scheibe um FS Tau B wurde in Kapitel 6 untersucht. Dazu wurde eine Beobachtung mit dem Instrument *NACO/VLT* im Wellenlängenbereich des MIR

durchgeführt. Auf der Grundlage dieser räumlich aufgelösten Beobachtung und unter Verwendung der spektralen Energieverteilung sowie einer räumlich aufgelösten Beobachtung im NIR wurde eine Modellierung der Dichte- und Korngrößenverteilung der Scheibe durchgeführt. Dabei konnten die wesentlichen Beobachtungsdaten reproduziert und die Parameter der Scheibe eingeschränkt werden. Es zeigte sich, dass Staubkörner benötigt werden, die deutlich größer als die Teilchen der Verteilung des interstellaren Mediums sind. Die größte Übereinstimmung ergab eine Korngrößenverteilung mit $a_{\max} = 1$ mm, womit Staubkornwachstum stattgefunden haben muss. Die Inklination der Scheibe wurde zu $i = 80^\circ$ und die Gesamtmasse zu $M_{\text{Scheibe}} = 2.8 \times 10^{-2} M_\odot$ bestimmt. Die Scheibe hat einen Innenradius von $R_i = 2$ AE, wohingegen der Außenradius nur geringfügig eingeschränkt werden konnte. Im Vordergrund des Objekts wird ein Extinktionsschirm benötigt, der eine Extinktion von $A_V = 12$ bewirkt. Des Weiteren ergab die Überprüfung des Toomre-Kriteriums die gravitative Stabilität der gesamten Scheibe.

In Kapitel 7 wurde die Debris-Scheibe um HIP 22263 untersucht. Mit den räumlich aufgelösten Helligkeitsprofilen von *Herschel*-Beobachtungen und der spektralen Energieverteilung wurde eine Modellierung der Staub- und Korngrößenverteilung durchgeführt. Unter Verwendung von reinem astronomischen Silikat ergab sich ein relativ schmaler Ring als bestes Modell.

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden poröse Staubteilchen untersucht, deren Grundform sphärisch ist. Darüber hinaus bietet die Methode der Diskreten Dipol-Approximation die Möglichkeit, die optischen Eigenschaften viel komplexerer Gebilde und fraktaler Agglomerate zu berechnen. Es ist davon auszugehen, dass eine Berücksichtigung von Teilchen mit derartigen Formen Auswirkungen auf das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben haben. Ferner wurden mit dem Programm DDSCAT bereits die Wirkungsquerschnitte der Streuung und der Absorption für oblate Teilchen mit einem Achsenverhältnis von 1: 1.3 : 1.3 berechnet.

Die Gültigkeitsbedingung der Diskreten Dipol-Approximation erschwert die Berechnung der optischen Eigenschaften von Partikeln, die wesentlich größer als einige Mikrometer sind. Nur durch einen stark erhöhten Rechenaufwand kann die Untersuchung irregulärer Körner in der Größenordnung von 100 μm oder darüber ermöglicht werden. Bei dem derzeitigen Stand der Technik würden derartige Rechnungen, je nach Komplexität der Studie, mehrere Jahre erfordern und müssen daher in die Zukunft mit einem damit einhergehenden Fortschritt in der Rechentechnik verschoben werden. Die Kenntnis der optischen Eigenschaften von Teilchen mit Radien im (Sub-)Millimeterbereich wäre insbesondere deshalb wünschenswert, da dies bei Modellierungen von protoplanetaren Scheiben mit Staubkornwachstum sowie von Debris-Scheiben die Berücksichtigung von porösen Teilchen ermöglichen würde. Derzeit wird ein Ansatz verfolgt, der die

optischen Eigenschaften der kleinen Teilchen mit der Diskreten Dipol-Approximation verwendet, während für die großen Körner auf andere Näherungsmethoden wie etwa der Effektiv-Medium-Theorie (Abschn. 3.2) zurückgegriffen wird.

Durch die Modellierungen der protoplanetaren Scheibe um FS Tau B und der Debris-Scheibe um HIP 22263 konnten die Scheiben- und Staubkorneigenschaften eingeschränkt werden, wie es vorher für diese Systeme nicht möglich gewesen ist. Dennoch sind weitere hochaufgelöste Beobachtungen notwendig, um die abgeleiteten Ergebnisse zu überprüfen und die Eigenschaften weiter einzuschränken und zu differenzieren. In diesem Zusammenhang sind auch neue Interferometer und Teleskope zu nennen, wie etwa das aus 66 Einzelantennen bestehende (Sub-)Millimeter-Interferometer *ALMA*, das im Bau befindliche *E-ELT* mit einem Spiegeldurchmesser von 39 m oder das als Nachfolger des Weltraumteleskops *Hubble* geplante *JWST*. Aufgrund eines höheren Auflösungsvermögens und einer höheren Sensitivität ermöglichen sie die Beobachtung leuchtschwächerer und weiter entfernt gelegener Objekte, sodass einerseits die Anzahl und damit die Diversität der beobachtbaren zirkumstellaren Scheiben ansteigt und die Untersuchung neuer System ermöglicht wird, und andererseits ein höheres Detailreichtum für bereits bekannte zirkumstellare Scheiben zu erwarten ist.

Für die Scheibe von FS Tau B sind insbesondere hochaufgelöste Beobachtungen im (Sub-)Millimeterbereich notwendig, um die Staubverteilung genauer einschränken zu können. Da Staubkornwachstum festgestellt wurde und große Staubkörner im Allgemeinen von der Bewegung des Gases entkoppeln, sollte in einer zukünftigen Modellierung vertikale Sedimentation und radiale Segregation großer Körner berücksichtigt werden. Weitere Modellerweiterungen, die einen wesentlichen Einfluss auf das Erscheinungsbild der Scheibe besitzen können, betreffen eine differenziertere Dichteverteilung der Scheibe, die auch asymmetrische Strukturen in den Karten reproduzieren kann, sowie die Variation von Staubzusammensetzung und Teilchenformen.

Anhang

A Astrophysikalische Einheiten und Konstanten

Astrophysikalische Einheiten

Astronomische Einheit	1 AE	= $1.4959787066 \times 10^{11}$ m
Parsec	1 pc	= 206264.806 AE = 3.0856776×10^{16} m
Sonnenleuchtkraft	1 L_{\odot}	= $3.845(8) \times 10^{26}$ W
Sonnenmasse	1 M_{\odot}	= 1.9891×10^{30} kg
Sonnenradius	1 R_{\odot}	= $(6.95508 \pm 0.00026) \times 10^8$ m

Physikalische Konstanten

Boltzmann-Konstante	k_B	= $1.380658(12) \times 10^{-23}$ J K ⁻¹
Gravitationskonstante	G	= $6.67259(85) \times 10^{-11}$ m ³ kg ⁻¹ s ⁻²
Lichtgeschwindigkeit	c	= 2.99792458×10^8 m s ⁻¹
Planck-Konstante	h	= $6.6260755(40) \times 10^{-34}$ J s

Referenz: [Cox \(2000\)](#)

B Ableitung für das Toomre-Kriterium

In diesem Kapitel wird die Definition des Toomre-Parameters, $Q_T = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$, zu einem Ausdruck umgeformt, welcher nur von bekannten Scheibenparametern abhängig ist (Gl. 6.6). Die lokale Schallgeschwindigkeit c_s und die Winkelgeschwindigkeit Ω sind verknüpft über

$$c_s = \Omega h. \quad (\text{B.1})$$

Die Winkelgeschwindigkeit werde als keplersch angenommen, sodass für eine Probenmasse $m' \ll M_*$ in einem Abstand R vom Zentralstern der Masse M_* gilt:

$$\Omega = \Omega_{\text{Kepler}}(R) = \sqrt{\frac{GM_*}{R^3}}. \quad (\text{B.2})$$

Der Parameter ρ_0 kann mit der Scheibengesamtmasse $M_{\text{Scheibe}} \approx 100 M_{\text{Staub}}$ aus Gleichung 2.4 ermittelt werden:

$$\rho_0 = \frac{M_{\text{Scheibe}}}{\sqrt{8} \pi^3} \left(\frac{\beta - \alpha + 2}{h_0 R_0^{\alpha - \beta}} \right) \left(\frac{1}{R_a^{\beta - \alpha + 2} - R_i^{\beta - \alpha + 2}} \right) \quad \text{falls } \alpha - \beta \neq 2. \quad (\text{B.3})$$

Mit den Gleichungen B.1, B.2 und B.3, der Skalenhöhe $h(R)$ (Gl. 2.2) sowie der Verteilung der Oberflächendichte $\Sigma(R)$ (Gl. 2.3) folgt dann:

$$\begin{aligned} Q_{\text{T}}(R) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2} \pi^3} \frac{M_*}{R_0^\alpha \rho_0} \right) R^{\alpha - 3} \\ &= \left(2 h_0 R_0^{-\beta} \frac{M_*}{M_{\text{Scheibe}}} \frac{R_a^{\beta - \alpha + 2} - R_i^{\beta - \alpha + 2}}{\beta - \alpha + 2} \right) R^{\alpha - 3}. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Abkürzungsverzeichnis

2MASS	Two Micron All Sky Survey
ALMA	Atacama Large (Sub-)Millimeter Array
AO	Adaptive Optik
AzTEC	Astronomical Thermal Emission Camera
BSC	Blowout Size Calculator
CASSIS	Cornell Atlas of Spitzer IRS Sources
CCD	Charge-Coupled Device
CONICA	Coudé Near Infrared Camera
DDA	Discrete dipole approximation/Diskrete Dipol-Aproximation
DDS	Debris Disk Radiative Transfer Simulator
DUNES	Dust Around Nearby Stars
E-ELT	European Extremely Large Telescope
EMT	Effective Medium Theory/Effektiv-Medium-Theorie
ESO	European Organisation for Astron. Research in the Southern Hemisphere
FFT	Fast Fourier Transformation
FWHM	Full-Width at Half Maximum
HD	Henry Draper Katalog
HH	Herbig Haro Objekt
HIP	Hipparcos Katalog
HIPE	Herschel Interactive Processing Environment
HIFI	Heterodyne Instrument for the Far-Infrared
HST	Hubble Space Telescope
IRAC	Infrared Array Camera
IRC	Infrared Camera
IRAM	Institut de Radioastronomie Millimétrique
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
IRS	Infrared Spectrograph
ISM	Interstellar Medium
ISO	Infrared Space Observatory
JWST	James Webb Space Telescope
LDR	Lattice Dispersion Relation
LMT	Large Millimeter Telescope

KPNO	Kitt Peak National Observatory
MAD	Median Absolute Deviation
MIPS	Multiband Imaging Photometer for Spitzer
MIR	Mid-Infrared/Mittinfrarot
MLS	Multilayer sphere
MPIfRBS	Max Planck Institute for Radio Astronomy Bolometer System
NACO	NAOS-CONICA
NAOS	Nasmyth Adaptive Optics System
NICMOS	Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer
NIR	Near-Infrared/Nahinfrarot
NMA	Nobeyama Millimeter Array
PACS	Photoconductor Array Camera and Spectrometer
PdBI	Plateau de Bure Interferometer
PSF	Point-Spread Function
sc	simple cubic
SCB	Single Channel Bolometer
SCUBA	Submillimetre Common-User Bolometer Array
SED	Spectral Energy Distribution
SEST	Swedish-ESO Submillimetre Telescope
SHA	Spitzer Heritage Archive
SMM	Scattering-Matrix-Method
SPIRE	Spectral and Photometric Imaging Receiver
SST	Spitzer Space Telescope
TMM	T(ransition)-Matrix-Method
VISIR	Very Large Telescope Imager and Spectrometer for mid Infrared
VLA	Very Large Array
VLT	Very Large Telescope
WISE	Wide-Field Infrared Survey Explorer
WFPC2	Wide-Field Planetary Camera 2
XMM	X-ray Multi-Mirror

Literaturverzeichnis

- Abe, M., Takagi, Y., Kitazato, K., u. a. 2006, *Science*, 312, 1334
- Acke, B., Min, M., Dominik, C., u. a. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A125
- A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., u. a. 2005, *Science*, 310, 258
- Aitken, D. K., Briggs, G. P., Roche, P. F., Bailey, J. A., & Hough, J. H. 1986, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 218, 363
- Aitken, D. K., Smith, C. H., & Roche, P. F. 1989, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 236, 919
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *The Astrophysical Journal*, 631, 1134
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2007, *The Astrophysical Journal*, 659, 705
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., u. a. 2011, *The Astrophysical Journal*, 732, 42
- Armitage, P. J. 2010, *Astrophysics of Planet Formation*
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 348, 557
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 370, 447
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., u. a. 1984, *The Astrophysical Journal*, 278, L23
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *Astrophysical Journal*, 376, 214
- Banzatti, A., Testi, L., Isella, A., u. a. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 525, A12
- Barabascheff, N. 1923, *Astronomische Nachrichten*, 217, 445
- Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R., Song, I., & Caillault, J.-P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 520, L123
- Bastien, P. 1987, *The Astrophysical Journal*, 317, 231
- Bastien, P. & Menard, F. 1988, *The Astrophysical Journal*, 326, 334
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *Astronomical Journal*, 99, 924
- Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J., eds. 1988, *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement, Vol. 1*
- Bell, K. R., Cassen, P. M., Klahr, H. H., & Henning, T. 1997, *The Astrophysical Journal*, 486, 372
- Bertone, E., Buzzoni, A., Chávez, M., & Rodríguez-Merino, L. H. 2004, *The Astronomical Journal*, 128, 829
- Bertrang, G. H.-M. 2015, *Dissertation, in Vorbereitung*
- Bjorkman, J. E. & Wood, K. 2001, *The Astrophysical Journal*, 554, 615
- Blum, J. & Wurm, G. 2008, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 46, 21
- Blum, J., Wurm, G., Kempf, S., u. a. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 2426
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, *Absorption and scattering of light by small particles*, ed. Bohren, C. F. & Huffman, D. R.
- Boley, A. C., Payne, M. J., Corder, S., u. a. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 750, L21
- Booth, M., Kennedy, G., Sibthorpe, B., u. a. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428, 1263
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C., & Waters, L. B. F. M. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 401, 577

- Brott, I. & Hauschildt, P. H. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 565
- Brown, A., Drake, S. A., & Mundt, R. 1986, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 254, *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. M. Zeilik & D. M. Gibson, 451
- Brownlee, D. E. 1985, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 13, 147
- Brownlee, D. E., Tomandl, D. A., & Olszewski, E. 1977, in *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, Vol. 8, *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, ed. R. B. Merrill, 149–160
- Bruggeman, D. A. G. 1935, *Annalen der Physik*, 416, 636
- Bryden, G., Beichman, C. A., Trilling, D. E., u. a. 2006, *The Astrophysical Journal*, 636, 1098
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. 1979, *Icarus*, 40, 1
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., u. a. 1996, *The Astrophysical Journal*, 473, 437
- Cameron, A. G. W. 1962, *Icarus*, 1, 13
- Cameron, A. G. W. 1973, *Icarus*, 18, 407
- Cashwell, E. & Everett, C. 1959, *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems*, *International tracts in computer science and technology and their application* (Pergamon Press)
- Chandrasekhar, S. 1946, *The Astrophysical Journal*, 104, 110
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *The Astrophysical Journal*, 490, 368
- Chiar, J. E. & Tielens, A. G. G. M. 2006, *The Astrophysical Journal*, 637, 774
- Cho, J. & Lazarian, A. 2007, *Journal of Korean Astronomical Society*, 40, 113
- Chýlek, P. & Srivastava, V. 1983, *Physical Review B (Condensed Matter)*, 27, 5098
- Clayton, D. D. & Nittler, L. R. 2004, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 42, 39
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 41, 743
- Cotera, A. S., Whitney, B. A., Young, E., u. a. 2001, *The Astrophysical Journal*, 556, 958
- Cox, A. N. 2000, *Allen’s astrophysical quantities*
- D’Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *The Astrophysical Journal*, 553, 321
- D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527, 893
- D’Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *The Astrophysical Journal*, 500, 411
- Daniel, J.-Y. 1978, *Astronomy & Astrophysics*, 67, 345
- Daniel, J.-Y. 1980, *Astronomy & Astrophysics*, 87, 204
- Daniel, J.-Y. 1982, *Astronomy & Astrophysics*, 111, 58
- de Graauw, T., Helmich, F. P., Phillips, T. G., u. a. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L6
- Debye, P. 1909, *Annalen der Physik*, 335, 57
- Devillard, N. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 172, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, ed. D. M. Mehringer, R. L. Plante, & D. A. Roberts, 333
- Devoe, H. 1964, *The Journal of Chemical Physics*, 41, 393
- Dohnanyi, J. S. 1969, *Journal of Geophysical Research*, 74, 2531
- Dominik, C. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *The Astrophysical Journal*, 480, 647
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 300, 503
- Dorschner, J., Friedemann, C., Guertler, J., & Henning, T. 1988, *Astronomy & Astrophysics*, 198, 223
- Draine, B. T. 1988, *The Astrophysical Journal*, 333, 848
- Draine, B. T. 2003a, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 41, 241
- Draine, B. T. 2003b, *The Astrophysical Journal*, 598, 1017
- Draine, B. T. 2003c, *The Astrophysical Journal*, 598, 1026
- Draine, B. T. & Flatau, P. J. 1994, *Journal of the Optical Society of America A*, 11, 1491
- Draine, B. T. & Flatau, P. J. 2008, *Journal of the Optical Society of America A*, 25, 2693
- Draine, B. T. & Flatau, P. J. 2010, *ArXiv e-prints*
- Draine, B. T. & Goodman, J. 1993, *The Astrophysical Journal*, 405, 685

- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *The Astrophysical Journal*, 285, 89
- Draine, B. T. & Malhotra, S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 414, 632
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 434, 971
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P. 2007, *Protostars and Planets V*, 555
- DUNES-Archiv. 2014, <http://www.mpia.de/DUNES/>
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., u. a. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 309, 493
- Dutrey, A., Semenov, D., Chapillon, E., u. a. 2014, *Protostars and Planets VI*, 317
- Dwek, E. 1986, *The Astrophysical Journal*, 302, 363
- Dyck, H. M., Forbes, F. F., & Shawl, S. J. 1971, *Astronomical Journal*, 76, 901
- Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A., u. a. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A11
- Elias, J. H. 1978, *The Astrophysical Journal*, 224, 857
- Ertel, S. 2011, Dissertation
- Ertel, S., Marshall, J. P., Augereau, J.-C., u. a. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 561, A114
- Ertel, S., Wolf, S., Marshall, J. P., u. a. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 541, A148
- Ertel, S., Wolf, S., Metchev, S., u. a. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 533, A132
- ESO, I. 2011, *Sky & Telescope*
- ESO/NAOJ/NRAO. Brogan, C., Saxton, B. (NRAO/AUI/NSF)
- Espaillet, C., Muzerolle, J., Najita, J., u. a. 2014, *Protostars and Planets VI*, 497
- Fabian, D., Henning, T., Jäger, C., u. a. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 378, 228
- Ferrarotti, A. S. & Gail, H.-P. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 447, 553
- Fischer, O. & Henning, T. 1995, *Astrophysics and Space Science*, 223, 154
- Fischer, O., Henning, T., & Yorke, H. W. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 284, 187
- Fischer, O., Henning, T., & Yorke, H. W. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 308, 863
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., u. a. 2006, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 165, 568
- Gáspár, A., Psaltis, D., Rieke, G. H., & Özel, F. 2012, *The Astrophysical Journal*, 754, 74
- Gladman, B. 2005, *Science*, 307, 71
- Glauser, A. M., Ménard, F., Pinte, C., u. a. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 485, 531
- Gledhill, T. M., Warren-Smith, R. F., & Scarrott, S. M. 1986, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 223, 867
- Goldreich, P. & Tremaine, S. 1980, *Astrophysical Journal*, 241, 425
- Goodman, J. W. 2005, *Introduction to Fourier optics*
- Gräefe, C. 2013, Dissertation
- Gräfe, C., Wolf, S., Guilloteau, S., u. a. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 553, A69
- Gräfe, C., Wolf, S., Roccatagliata, V., Sauter, J., & Ertel, S. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 533, A89
- Greaves, J. S., Wyatt, M. C., & Bryden, G. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 397, 757
- Greenberg, J. M. & Hage, J. I. 1990, *The Astrophysical Journal*, 361, 260
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., u. a. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L3
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, A105
- Gutkowicz-Krusin, D. & Draine, B. T. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M., u. a. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 365, 545
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *The Astrophysical Journal*, 553, L153
- Haracz, R. D., Cohen, L. D., & Cohen, A. 1984, *Applied Optics*, 23, 436
- Haracz, R. D., Cohen, L. D., & Cohen, A. 1985, *Journal of Applied Physics*, 58, 3322
- Hartigan, P. & Kenyon, S. J. 2003, *The Astrophysical Journal*, 583, 334
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *The Astrophysical Journal*, 495, 385
- Hauck, B. & Mermilliod, M. 1998, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 129, 431
- Henning, T. & Stognienko, R. 1993, *Astronomy & Astrophysics*, 280, 609

- Hildebrand, R. H. 1983, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 24, 267
- Hildebrand, R. H. & Dragovan, M. 1995, *The Astrophysical Journal*, 450, 663
- Hogg, D. W., Bovy, J., & Lang, D. 2010, ArXiv e-prints
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, *The Astrophysical Journal*, 428, 654
- Hony, S., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 390, 533
- Isella, A., Testi, L., Natta, A., u. a. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 469, 213
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., u. a. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 514, A1
- Jackson, J. 1975, "Classical Electromagnetism", ed. N. Y. Wiley
- Johnson, B. R. 1996, *Applied Optics*, 35, 3286
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., u. a. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kataoka, A., Okuzumi, S., Tanaka, H., & Nomura, H. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 568, A42
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., & Wada, K. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 557, L4
- Kattawar, G. W. & Eisner, M. 1970, *Applied Optics*, 9, 2685
- Keenan, P. C. 1983, *Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires*, 24, 19
- Kennedy, G. M., Wyatt, M. C., Sibthorpe, B., u. a. 2012a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421, 2264
- Kennedy, G. M., Wyatt, M. C., Sibthorpe, B., u. a. 2012b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 2115
- Kimura, H., Ishimoto, H., & Mukai, T. 1997, *Astronomy & Astrophysics*, 326, 263
- Kirchschlager, F. 2011, Diplomarbeit
- Kirchschlager, F. & Wolf, S. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 552, A54
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., & Vecchi, M. P. 1983, *Science*, 220, 671
- Kitamura, Y., Momose, M., Yokogawa, S., u. a. 2002, *The Astrophysical Journal*, 581, 357
- Kittel, C. 2005, *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg)
- Kolokolova, L., Petrova, E., & Kimura, H. 2011, in *Electromagnetic Waves*, ed. V. Zhurbenko
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Burrows, C. J., u. a. 1998, *The Astrophysical Journal*, 501, 841
- Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy & Astrophysics*, 10, 383
- Krivov, A. V., Müller, S., Löhne, T., & Mutschke, H. 2008, *The Astrophysical Journal*, 687, 608
- Krügel, E. 2002, *The Physics of Interstellar Dust*, Series in Astronomy & Astrophysics (Taylor & Francis)
- Kruger, A. J., Richter, M. J., Carr, J. S., u. a. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 145
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *The Astrophysical Journal*, 553, L189
- Lachaume, R., Dominik, C., Lanz, T., & Habing, H. J. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 348, 897
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Laor, A. & Draine, B. T. 1993, *The Astrophysical Journal*, 402, 441
- Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., u. a. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement*, 196, 8
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., u. a. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A17
- Lee, H. M. & Draine, B. T. 1985, *Astrophysical Journal*, 290, 211
- Lee, J.-E., Bergin, E. A., & Evans, II, N. J. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 360
- Leggett, S. K., Hawarden, T. G., Currie, M. J., u. a. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345, 144
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., u. a. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Li, A. & Greenberg, J. M. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 331, 291
- Löhne, T., Augereau, J.-C., Ertel, S., u. a. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A110
- Lorentz, H. A. 1909, "Theory of Electrons" (Teubner, Leipzig)

- Lucy, L. B. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 344, 282
- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, *The Astrophysical Journal Supplement*, 186, 111
- Mackowski, D. W. & Mishchenko, M. I. 1996, *Journal of the Optical Society of America A*, 13, 2266
- Madlener, D., Wolf, S., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 543, A81
- Magnelli, B., Popesso, P., Berta, S., u. a. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 553, A132
- Maldonado, J., Eiroa, C., Villaver, E., Montesinos, B., & Mora, A. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 541, A40
- Marshall, J. P., Kirchschrager, F., Ertel, S., u. a. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 570, A114
- Mather, J. C. 2010, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1294, American Institute of Physics Conference Series, ed. D. J. Whalen, V. Bromm, & N. Yoshida, 1–8
- Mathieu, R. D., Ghez, A. M., Jensen, E. L. N., & Simon, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 703
- Mathis, J. S., Rimpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *The Astrophysical Journal*, 217, 425
- Matthews, B. C., Krivov, A. V., Wyatt, M. C., Bryden, G., & Eiroa, C. 2014, *ArXiv e-prints*
- Maxwell Garnett, J. C. 1904, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 203, 385
- McCaughrean, M. J., Stapelfeldt, K. R., & Close, L. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 485
- Metchev, S. A., Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., & Wolf, S. 2005, *The Astrophysical Journal*, 622, 451
- Mie, G. 1908, *Annalen der Physik*, 330, 377
- Millour, F. 2008, *New Astronomy Reviews*, 52, 177
- Min, M., Canovas, H., Mulders, G. D., & Keller, C. U. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A75
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 404, 35
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 432, 909
- Min, M., Waters, L. B. F. M., de Koter, A., u. a. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 462, 667
- Mishchenko, M. I., Rosenbush, V. K., & Kiselev, N. N. 2006, *Applied Optics IP*, 45, 4459
- Monnier, J. D. 2003, *Reports on Progress in Physics*, 66, 789
- Moreno, F., Muñoz, O., Vilaplana, R., & Molina, A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 522
- Muñoz, D. J., Kratter, K., Vogelsberger, M., Hernquist, L., & Springel, V. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 2010
- Mundt, R., Buehrke, T., Fried, J. W., u. a. 1984, *Astronomy & Astrophysics*, 140, 17
- Murakawa, K. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, A63
- Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., u. a. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 333, 188
- NACO User Manual. 2012, *VERY LARGE TELESCOPE NACO User Manual*
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., u. a. 2007, *Protostars and Planets V*, 767
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, 106
- O’Leary, B. T. 1967, *Astrophysical Journal*, 149, L147
- Ormel, C. W., Cuzzi, J. N., & Tielens, A. G. G. M. 2008, *The Astrophysical Journal*, 679, 1588
- Ormel, C. W., Spaans, M., & Tielens, A. G. G. M. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 461, 215
- Osterloh, M. & Beckwith, S. V. W. 1995, *Astrophysical Journal*, 439, 288
- Ott, S. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 434, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 139
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., u. a. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 1490
- Pan, M. & Schlichting, H. E. 2012, *The Astrophysical Journal*, 747, 113
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., u. a. 1997, *Astronomy & Astrophysics*, 323, L49
- Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 458, 841
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., u. a. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L1
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., u. a. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 489, 633
- Podio, L., Kamp, I., Flower, D., u. a. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 545, A44
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., u. a. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L2
- Poynting, J. H. 1903, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 64, A1
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2007, *Numerical Recipes 3rd*

- Edition: *The Art of Scientific Computing*, 3rd edn. (Cambridge University Press)
- Purcell, E. M. 1965, *Berkeley Physics Course*, Vol. 2, *Berkeley Physics Course: Electricity and magnetism* (New York: McGraw-Hill)
- Purcell, E. M. & Pennypacker, C. R. 1973, *The Astrophysical Journal*, 186, 705
- Quanz, S. P., Schmid, H. M., Geissler, K., u. a. 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 23
- Rawlings, J. M. C. & Yates, J. A. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326, 1423
- Reipurth, B., Chini, R., Krugel, E., Kreysa, E., & Sievers, A. 1993, *Astronomy & Astrophysics*, 273, 221
- Robertson, H. P. 1937, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 97, 423
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 169, 328
- Rosenbush, V., Kiselev, N., & Avramchuk, V. 2006, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 100, 325
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., u. a. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Sauter, J., Wolf, S., Launhardt, R., u. a. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 505, 1167
- Seeliger, H. 1893, *Abhandlungen der mathematisch-physikalischen Classe der königlich bayerischen Akademie der Wissenschaften*, 18
- Semenov, D., Henning, T., Helling, C., Ilgner, M., & Sedlmayr, E. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 410, 611
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 24, 337
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 25, 23
- Siebenmorgen, R. & Heymann, F. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A20
- Simmons, J. F. L. 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 200, 91
- Simon, M., Chen, W. P., Howell, R. R., Benson, J. A., & Slowik, D. 1992, *The Astrophysical Journal*, 384, 212
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., u. a. 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 1163
- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., u. a. 1990, *Astronomical Journal*, 99, 1187
- Stapelfeldt, K. R., Krist, J. E., Menard, F., u. a. 1998, *Astrophysical Journal Letters*, 502, L65
- Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Watson, A. M., u. a. 2003, *The Astrophysical Journal*, 589, 410
- Stark, D. P., Whitney, B. A., Stassun, K., & Wood, K. 2006, *The Astrophysical Journal*, 649, 900
- Stokes, G. G. 1852, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 142, 463
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *Astronomical Journal*, 97, 1451
- Strom, S. E., Edwards, S., & Skrutskie, M. F. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 837–866
- Tamura, M., Hough, J. H., Greaves, J. S., u. a. 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 832
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *Astrophysical Journal*, 286, 529
- Thamm, E., Steinacker, J., & Henning, T. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 287, 493
- Thébaud, P. & Augereau, J.-C. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 472, 169
- Thebaud, P., Kral, Q., & Ertel, S. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 547, A92
- Thompson, R. I., Rieke, M., Schneider, G., Hines, D. C., & Corbin, M. R. 1998, *The Astrophysical Journal*, 492, L95
- Toomre, A. 1964, *Astrophysical Journal*, 139, 1217
- Trilling, D. E., Bryden, G., Beichman, C. A., u. a. 2008, *The Astrophysical Journal*, 674, 1086
- Unsöld, A. & Baschek, B. 2004, *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*, Vol. 7 (Springer)
- Vaidya, D. B. & Gupta, R. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 528, A57
- van Dishoeck, E. F. 2004, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 42, 119

- van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 36, 317
- van Leeuwen, F. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 474, 653
- Vitense, C., Krivov, A. V., Kobayashi, H., & Löhne, T. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A30
- Voshchinnikov, N. V. & Farafonov, V. G. 1993, *Astrophysics and Space Science*, 204, 19
- Voshchinnikov, N. V. & Henning, T. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 483, L9
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B., & Henning, T. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 429
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B., Henning, T., & Dubkova, D. N. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 445, 167
- Voshchinnikov, N. V. & Mathis, J. S. 1999, *The Astrophysical Journal*, 526, 257
- Voshchinnikov, N. V., Videen, G., & Henning, T. 2007, *Applied Optics* IP, 46, 4065
- Vrba, F. J., Rydgren, A. E., & Zak, D. S. 1985, *Astronomical Journal*, 90, 2074
- Wada, K., Tanaka, H., Okuzumi, S., u. a. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 559, A62
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2007, *The Astrophysical Journal*, 661, 320
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2008, *The Astrophysical Journal*, 677, 1296
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 1490
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2011, *The Astrophysical Journal*, 737, 36
- Walsh, J. & Testi, L. 2012, *The Messenger*, 148, 32
- Warren, J. L., Barrett, R. A., Dodson, A. L., Watts, A. L., & Zolensky, M. E. 1994, *Cosmic Dust Catalog* 15
- Waterman, P. C. 1965, *Proceedings of the IEEE*, 53, 805
- Waterman, P. C. 1971, *Physical Review D*, 3, 825
- Watson, A. M., Stapelfeldt, K. R., Wood, K., & Ménard, F. 2007, *Protostars and Planets V*, 523
- Weidenschilling, S. J. & Cuzzi, J. N. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 1031–1060
- Weigert, A., Wendker, H. J., & Wisotzki, L. 2009, *Astronomie und Astrophysik: Ein Grundkurs*.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *The Astrophysical Journal*, 548, 296
- Westphal, A. J., Stroud, R. M., Bechtel, H. A., u. a. 2014, *Science*, 345, 786
- Whitney, B. A. & Hartmann, L. 1992, *The Astrophysical Journal*, 395, 529
- Whitney, B. A. & Hartmann, L. 1993, *The Astrophysical Journal*, 402, 605
- Whitney, B. A., Indebetouw, R., Bjorkman, J. E., & Wood, K. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 1177
- Wien, W. 1896, *Annalen der Physik*, 294, 662
- Wilson, G. W., Austerlmann, J. E., Perera, T. A., u. a. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 386, 807
- Wolf, S. 2003a, *The Astrophysical Journal*, 582, 859
- Wolf, S. 2003b, *Computer Physics Communications*, 150, 99
- Wolf, S., Henning, T., & Stecklum, B. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 839
- Wolf, S. & Hillenbrand, L. A. 2005, *Computer Physics Communications*, 171, 208
- Wolf, S., Padgett, D. L., & Stapelfeldt, K. R. 2003, *The Astrophysical Journal*, 588, 373
- Wolf, S. & Voshchinnikov, N. V. 2004, *Computer Physics Communications*, 162, 113
- Wood, K., Kenyon, S. J., Whitney, B., & Turnbull, M. 1998, *The Astrophysical Journal*, 497, 404
- Wood, K., Wolff, M. J., Bjorkman, J. E., & Whitney, B. 2002, *The Astrophysical Journal*, 564, 887
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., u. a. 2010, *The Astronomical Journal*, 140, 1868
- Wu, Z. S. & Wang, Y. P. 1991, *Radio Science*, 26, 1393
- Wyatt, M. C. 2008, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 46, 339
- Wyatt, M. C., Kennedy, G., Sibthorpe, B., u. a. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical*

- Society, 424, 1206
- Yokogawa, S., Kitamura, Y., Momose, M., u. a. 2001, *The Astrophysical Journal Letters*, 552, L59
- Yokogawa, S., Kitamura, Y., Momose, M., & Kawabe, R. 2002, in *8th Asian-Pacific Regional Meeting, Volume II*, ed. S. Ikeuchi, J. Hearnshaw, & T. Hanawa, 239–240
- Yurkin, M. A., Min, M., & Hoekstra, A. G. 2010, *Physical Review E*, 82, 036703
- Zhukovska, S., Gail, H.-P., & Trieloff, M. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 479, 453

Danksagung

„Keine Schuld ist dringender, als die, Dank zu sagen.“

Marcus Tullius Cicero, aus *De Officiis*

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Sebastian Wolf für die interessante Themenstellung, die außerordentlich gute Betreuung und die vielen Diskussionen bedanken.

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppen Duschl und Wolf bedanken. Es ist eine sehr angenehme Atmosphäre und gute Gemeinschaft. Frau Kuhr und Herrn Boll sei für ihre stets bereitgestellte Hilfe gedankt.

Vielen Dank an meine scharfsinnigen Korrekturleser. Collie, Fabian, Jan Philipp, Marie, Nico, Nils, Peter, Robert, Torben – Ihr habt viel kritisiert, hinterfragt, angeregt, Vorschläge gemacht und mich zum Verzweifeln gebracht, und so maßgeblich zu dieser Arbeit beigetragen. Darüber hinaus habt Ihr mich auch im Alltag begleitet und oft genug in das wirkliche Leben zurückgeholt.

Abschließend möchte ich mich herzlichst bei meinen Eltern Erwin und Petra Kirchschrager bedanken.

Vielen Dank.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit eidesstattlich, dass die vorliegende Promotionsarbeit, abgesehen von der Beratung durch den Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf, nach Inhalt und Form meine eigene Arbeit ist,

andere als die angegebene Literatur und Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht wurden,

die Arbeit keiner anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt wurde oder vorliegt,

Teile dieser Arbeit im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* als *Kirchschlager & Wolf (2013)*, *Kirchschlager & Wolf (2014)* und *Marshall u.a. (2014)* veröffentlicht worden sind sowie die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Kiel, den 20. März 2015

Florian Kirchschlager

Erklärung zum Eigentel der Arbeit

Die vorliegende Arbeit wurde, abgesehen von der Beratung durch den Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf sowie der unten aufgeführten Punkte, nach Inhalt und Form eigenständig von Florian Kirchschrager durchgeführt.

Ausnahmen betreffen die Kapitel 6 und 7:

- Kapitel 6
- Der Antrag für die Beobachtungszeit von FS Tau B mit den Instrumenten *NACO* und *VISIR* am *VLT* (Periode 1) wurde von David Madlener verfasst und von Yao Liu, Florian Kirchschrager und Sebastian Wolf ergänzt. Die Vorbereitung der Beobachtung (Periode 2) wurde von David Madlener und Florian Kirchschrager zusammen durchgeführt.
 - Die Auswertung der Daten von FS Tau B erfolgte von Florian Kirchschrager unter anfänglicher Hilfestellung von David Madlener.
 - Die reduzierten Daten für die räumlich aufgelösten *Hubble*-Bilder von FS Tau B (Padgett u. a. 1999; Abb. 6.8) wurden von Wolfgang Brandner zur Verfügung gestellt.
- Kapitel 7
- Das Kapitel entstand in einer Kollaboration mit Jonathan Marshall im Rahmen der DUNES-Forschergruppe.
 - Das synthetisch berechnete stellare Spektrum von HIP 22263 sowie die Helligkeitsprofile der *Herschel*-Daten für die Wellenlängen 100 μm und 160 μm wurden von Jonathan Marshall zur Verfügung gestellt.
 - Die Scheibenmodellierung erfolgte mit dem Programm *SAnD*, welches von Steve Ertel entwickelt wurde. Probleme, die während der Modellierung von HIP 22263 auftraten, wurden von Steve Ertel und Florian Kirchschrager zusammen bearbeitet.
 - Die Interpretation und Diskussion der Ergebnisse der Modellierung mit dem Programm *SAnD* sowie einer Modellierung, die parallel mit dem Programm *GRATER* durchgeführt wurde (siehe Marshall u. a. 2014; Abschn. 7.7.4), erfolgte im Rahmen aller Mitglieder der Gruppe DUNES.