

Untersuchung der Temperaturverteilung und Streupolarisation protoplanetarier Scheiben

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

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

VON
Stefan Heese

Kiel, 2020

Erster Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Wolf
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Robert F. Wimmer-Schweingruber
Tag der mündlichen Prüfung: 22. September 2020
Zum Druck genehmigt: 22. September 2020

Zusammenfassung

Planeten entstehen in den Staub- und Gasscheiben um junge Sterne, den sog. protoplanetaren Scheiben. Zum Verständnis der Planetenentstehung ist daher ein genaues Verständnis der Physik dieser Scheiben notwendig. Da die optischen Eigenschaften der Scheiben vom Staub dominiert werden, ist die Untersuchung seiner Eigenschaften von zentraler Bedeutung. Um das Verständnis der Staubeigenschaften zu verbessern, werden in der vorliegenden Arbeit zwei ausgewählte Aspekte davon untersucht: Erstens den Einfluss der Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Analyse der Scheiben und zweitens den Einfluss verschiedener Polarisationsmechanismen auf die Bestimmung von Magnetfeldern.

Die erste Studie ist dadurch motiviert, dass in der numerischen Modellierung von protoplanetaren Scheiben normalerweise nur eine einzelne Staubkorngröße mit gemittelten optischen Eigenschaften verwendet wird. Dies erleichtert die numerische Modellierung, kann aber zu Ungenauigkeiten verglichen mit einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung führen. Um diese Ungenauigkeiten zu untersuchen, wird die Temperaturstruktur in einer protoplanetaren Scheibe sowie davon abgeleitete Größen wie die spektrale Energieverteilung zwischen einer Scheibe mit einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung sowie einer Referenzscheibe mit nur einer gemittelten Staubkorngröße verglichen. Bei dieser Studie wird gezeigt, dass es in allen Größen Abweichungen zur Referenz gibt, welche von der optischen Tiefe und damit der Masse der Scheibe sowie der betrachteten Position in der Scheibe abhängen. Die gefundenen Abweichungen in der Temperaturstruktur sind vor allem für die chemische Entwicklung der Scheibe relevant.

Die zweite Studie ist durch die Bedeutung von Magnetfeldern für die Entstehung und Entwicklung protoplanetarer Scheiben motiviert. Diese Magnetfelder können u.a. durch Messung der Polarisation, erzeugt durch dichroitische Emission und Absorption magnetisch ausgerichteter, nichtsphärischer Staubkörner, bestimmt werden. Allerdings kann Polarisation auch durch Streuung von Sternstrahlung sowie thermischer Reemissionsstrahlung entstehen. Diese Streupolarisation wird nur wenig durch Magnetfelder beeinflusst. Daher ist eine Unterscheidung beider Polarisationsmechanismen notwendig. Um diese Unterscheidung zu ermöglichen, wurde die Streupolarisation in protoplanetaren Scheiben charakterisiert. Dabei wurden drei Trends gefunden, die potentiell eine Unterscheidung der beiden Polarisationsmechanismen ermöglichen.

Abstract

Planets form in dust and gas disks around young stars, called protoplanetary disks. Therefore, it is necessary to understand protoplanetary disk physics to understand the formation of planets. As the optical properties of disks are dominated by dust, investigating its properties is of vital importance in this context. To improve the understanding of the dust properties, two aspects of it are investigated in this thesis: First the impact of the treatment of the dust grain size distribution on the disk analysis and second the influence of different polarisation mechanisms on the estimation of magnetic fields.

The first study is motivated by the fact that in numerical modelling of protoplanetary disks, usually only a single dust grain size with averaged optical properties is used. This simplifies the modelling, but can lead to inaccuracies compared to a more realistic treatment of the grain size distribution. To investigate these inaccuracies, the temperature distribution as well as its derived quantities are compared for a disk with a more realistic treatment of the grain size distribution and a single dust grain size reference. For all quantities, deviations from the reference were found, which depend on the optical depth and thus the mass of the disk as well as the position inside the disk. The deviations in the temperature structure are especially important for the chemical evolution of the disks.

The second study is motivated by the importance of magnetic fields for the formation and evolution of protoplanetary disks. These fields can be investigated by studying the polarization due to dichroic emission and absorption by magnetically aligned elongated dust grains. However, light can also become polarized by scattering of stellar radiation and thermal reemission radiation. This scattering polarization depends only weakly on the magnetic field. Therefore, a method to distinguish both polarization mechanisms is necessary. To allow for a distinction of both polarization mechanisms, a characterization of the polarization by scattering in protoplanetary disks has been done. During this study, three trends were found which potentially allow to distinguish these mechanisms.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Protoplanetare Scheiben	5
2.1.1	Entstehung	5
2.1.2	Klassifikation	6
2.1.3	Zentralsterne	6
2.1.4	Zusammensetzung	7
	Untersuchung des Staubes im ISM	9
	Untersuchung des Staubes in der Scheibe	10
2.1.5	α -Scheibe	11
2.1.6	Entwicklung protoplanetarer Scheiben	12
2.2	Strahlungstransport	14
2.2.1	Monte-Carlo Strahlungstransport	15
	Gewichteter MCRT	16
	Staubgemische	18
2.2.2	Raytracing	19
2.3	Polarisation	20
2.3.1	Stokes-Formalismus	21
2.3.2	Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption . . .	22
2.3.3	Polarisation durch Streuung	23
3	Strahlungstransportprogramme	27
3.1	Mol3D	27
3.2	POLARIS	28
4	Spanne der Staubtemperaturverteilung in zirkumstellaren Scheiben	31
4.1	Modell	33
4.1.1	Strahlungstransportprogramm und Scheibenmodell	33
4.1.2	Staub	33
4.1.3	Absorptionsquerschnitt	34

4.2	Ergebnisse	36
4.2.1	Optisch dünner Fall	36
	Temperaturverteilung	36
	Staubkornoberfläche	36
	Thermische Reemissionsstrahlung der Scheibe	41
4.2.2	Optisch dicker Fall	42
	Temperaturverteilung in der Mittelebene	42
	Vertikale Temperaturstruktur	43
	Staubkornoberfläche	47
	Thermische Reemissionsstrahlung der Scheibe	49
4.2.3	Einfluss verschiedener Scheibenmassen	49
4.2.4	Innerer Hohlraum	51
4.2.5	Effekte verschiedener Außenradien	54
4.2.6	Flying Saucer	56
4.3	Diskussion	60
4.3.1	Effekt der Scheibenmasse sowie des inneren und äußeren Scheibenradius	60
4.3.2	Effekte verschiedener Staubverteilungen	61
4.3.3	Folgen für die molekulare Schicht	61
4.4	Fazit	62
4.5	Anhang	63
4.5.1	Optische Tiefe	63
5	Charakterisierung der Streupolarisation im mid-IR in protoplanetaren Scheiben	65
5.1	Modell	67
5.1.1	Scheibenmodell	67
5.1.2	Staub	68
5.1.3	Monte-Carlo Strahlungstransportprogramm	68
5.2	Resultate	69
5.2.1	Strahlungsquelle	69
5.2.2	Streupolarisation	73
	Quellenabhängigkeit der Streupolarisation	73
	Wellenlängenabhängigkeit der Streupolarisation	77
	Abhängigkeit der Streupolarisation von der Scheibenmasse und dem Außenradius	80
	Abhängigkeit der Streupolarisation vom Innenradius der Scheibe	82
	Einfluss der Aufweitung, der Dichteverteilung und der Skalenhöhe	83
	Abhängigkeit des Polarisationsmusters von der Inklination	85
	Herbig-Ae-Stern	86
5.3	Diskussion	90

5.4 Fazit	91
6 Zusammenfassung und Ausblick	95
Literatur	99
 Anhang	 111
A Naturkonstanten und Hilfsmittel	111
Curriculum Vitae	113

KAPITEL 1

Einführung

Eine der aktuellen Kernfragen der Astrophysik ist, wie Planeten entstehen. Motiviert wird dies durch die zunehmende Anzahl an entdeckten Exoplaneten¹. Dies geschieht in den protoplanetaren Scheiben, Staub- und Gasscheiben um Vorhauptreihensterne mit dem Potential, Planeten zu bilden. Trotz der großen unternommenen Anstrengungen sind die Details der Planetenentstehung noch nicht vollständig verstanden (BIRNSTIEL, FANG & JOHANSEN 2016). Ein Problem sind dabei einzelne Phasen des Wachstums der Staubkörner hin zu Planetesimalen und schließlich Planeten. Bei diesen Phasen gibt es verschiedene physikalische Effekte, die das weitere Staubkornwachstum behindern.

Einer dieser Effekte ist, dass die Staubkörner mit zunehmender Größe schneller den Stern umlaufen müssen als das Gas. Dadurch sorgt das Gas für einen Widerstand, der die Staubkörner abbremst und dazu führt, dass sie sich nach innen, richtung Stern, bewegen. Durch die höhere Umlaufgeschwindigkeit der Staubkörner erhöht sich zudem die Kollisionsgeschwindigkeit, sodass die Wahrscheinlichkeit steigt, dass Kollisionen zu Erosion oder Fragmentation statt Wachstum führen. Deshalb sollten die Staubkörner nicht einmal eine Größe von einem Meter erreichen (BIRNSTIEL, FANG & JOHANSEN 2016). Die Tatsache, dass Planeten trotzdem allgegenwärtig sind, zeigt aber, dass Planetenentstehung stattfindet und es daher Möglichkeiten geben muss, dieses und andere Hindernisse zu überwinden.

Um mögliche Lösungen für diese Probleme zu finden, muss man die Entstehung und Entwicklung protoplanetarer Scheiben verstehen. Diese Scheiben bestehen zu 99 % aus Gas und nur zu 1 % aus Staub. Trotzdem ist der Staub wichtig, denn er ist das Material, aus dem die erdähnlichen Planeten bestehen und dominiert die optischen Eigenschaften der Scheibe. Weiterhin bieten die Staubkörner die Oberfläche für wichtige chemische Reaktionen, beeinflussen die Ionisationszustände in der Scheibe und ermöglichen eine Beobachtung der Gasdynamik (BIRNSTIEL, FANG & JOHANSEN 2016).

Vor allem für die chemischen Reaktionen auf der Staubkornoberfläche ist eine

¹ 4164 bestätigte Exoplaneten laut <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>, Stand: 4. Juni 2020

genaue Kenntnis der Staubtemperatur wichtig (siehe z.B. REBOUSSIN u. a. 2015). Weiterhin kann Eis in den Bereichen, in denen es kalt genug ist, das Wachstum von Staubkörnern erleichtern, indem es kleinere Staubkörner zusammenhält (MORBIDELLI u. a. 2015).

Bevor allerdings die Physik und Chemie protoplanetarer Scheiben wichtig wird, spielt das Magnetfeld eine bedeutende Rolle. Es hat Auswirkungen auf den Drehimpulstransport und damit die Akkretion der Materie auf den Stern (GALLI u. a. 2006). Weiterhin ist die Präsenz eines vertikal zur Mittelebene orientierten Magnetfeldes wichtig, um die beobachteten Akkretionsraten zu erzeugen (SIMON u. a. 2013). Eine Möglichkeit, die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen, besteht in der Messung der Polarisation der thermischen Reemissionsstrahlung, verursacht durch dichroitische Emission und Absorption nicht-sphärischer, ausgerichteter Staubkörner (CHO & LAZARIAN 2007). Dichroitische Emission und Absorption bedeutet dabei, dass Licht abhängig von der Polarisation und der Ausrichtung der Staubkörner unterschiedlich stark emittiert bzw. absorbiert wird.

Allerdings kann Polarisation nicht nur durch dichroitische Emission und Absorption, sondern auch durch Streuung der Sternstrahlung sowie der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes erzeugt werden. Diese Streupolarisation wird kaum vom Magnetfeld beeinflusst, aber durch die Staubkorngrößenverteilung (KATAOKA u. a. 2015) sowie der Zusammensetzung des Staubes (YANG & LI 2019). Daher ist zum Verständnis der Physik und Chemie protoplanetarer Scheiben wichtig, die Eigenschaften des Staubs zu verstehen. Dazu werden in dieser Arbeit zwei ausgewählte Aspekte, der Einfluss der Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Analyse von Scheibenbeobachtungen sowie der Einfluss der unterschiedlichen Polarisationsmechanismen auf die Bestimmung von Magnetfeldern untersucht.

Die Bedeutung des ersten Aspekts ergibt sich daraus, dass die Eigenschaften des Staubes durch Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen und anschließender detaillierter numerischer Modellierung bestimmt werden. Normalerweise wird für diese Modellierungen eine Staubkorngröße mit gemittelten optischen Eigenschaften und dadurch auch einer gemittelten Temperatur verwendet. Ob diese Vereinfachung gerechtfertigt ist, wurde zuerst von WOLF (2003a) überprüft. Das Ergebnis war, dass die Temperaturunterschiede zwischen verschiedenen Staubkörnern mit unterschiedlichen Radien am Innenrand einer Staubkugel Werte von $\gg 100$ K erreichen können und daher z.B. in chemischen Reaktions-Netzwerken berücksichtigt werden müssen. Gleichzeitig wurde aber auch herausgefunden, dass der Unterschied in der spektralen Energieverteilung (Spectral Energy Distribution, SED) unter 10 % liegt, falls mindestens 2^5 - 2^6 unterschiedliche Radien benutzt werden.

Seitdem ist jedoch die Qualität der Scheibenbeobachtungen gestiegen. Dadurch erhöhen sich auch die Anforderungen an die Qualität der numerischen Simulationen. Gleichzeitig hat die Leistung der Computer zugenommen, sodass eine realistischere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung möglich geworden ist. Deshalb wird diese

Vereinfachung erneut untersucht, siehe Abs. 4.

Dazu wurde das Programm Mol3D (OBER u. a. 2015, s. Abs. 3.1) entsprechend modifiziert und eine protoplanetare Scheibe mit einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung sowie eine Referenzscheibe mit einer Staubkorngröße mit gemittelten optischen Eigenschaften verglichen. Dabei werden Scheiben verschiedener Massen verwendet und die Temperaturstruktur, die Lage der Eislinie sowie die SED verglichen.

Bei dieser Untersuchung wurden Temperaturunterschiede bis zu 63 % der Temperatur der wärmsten Staubkörner in optisch dünnen Scheiben gefunden. Die Eislinie ist eine Funktion des Staubkornradius. Weiterhin ist die thermische Reemissionsstrahlung für kleine Wellenlängen stärker bei einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung. Für größere optische Tiefen verringern sich die Unterschiede. Die Studie wird in in Abs. 4 genauer beschrieben.

Die Bedeutung des zweiten Aspekts ergibt sich aus der Wichtigkeit des Magnetfeldes für die Entstehung und Entwicklung protoplanetarer Scheiben sowie aus der Tatsache, dass das Magnetfeld nur wenig durch Beobachtungen eingeschränkt ist (STEPHENS u. a. 2017). Weiterhin trägt Streupolarisation zwar nur wenige Informationen über das Magnetfeld, dafür aber über die Staubkorngrößenverteilung (KATAOKA u. a. 2015) sowie die Zusammensetzung des Staubes (YANG & LI 2019). Daher ermöglicht eine Unterscheidung der beiden Polarisationsmechanismen nicht nur die Verwendung von Messungen der Polarisation zur Bestimmung des Magnetfeldes, sondern auch zur Bestimmung von Staub- und Scheibenparametern. Dazu ist es aber notwendig, zusätzlich zur Unterscheidung der beiden Polarisationsmechanismen herauszufinden, wie sich die Streupolarisation bei Veränderungen der Staub- und Scheibenparameter ändert. Deshalb wird in der zweiten Studie dieser Arbeit (s. Abs. 5) die Streupolarisation im Mittelinfrarot (mid-IR) charakterisiert.

In der Studie wurden drei Trends, die Entwicklung der Polarisation mit dem radialen Abstand zum Stern und der Beobachtungswellenlänge sowie das Muster der Polarisationsvektoren, gefunden, die potentiell eine Unterscheidung der beiden Polarisationsmechanismen erlauben. Die anderen Trends ermöglichen es, die Streupolarisation zu benutzen, um Informationen über die Staubphase der Scheibe zu gewinnen.

KAPITEL 2

Grundlagen

Dieses Kapitel legt die Grundlagen, die für das Verständnis der in Kapitel 4 und 5 vorgestellten Studien benötigt werden. Dazu werden die protoplanetaren Scheiben, vor allem ihre Staubphase, sowie der Strahlungstransport und die Polarisation ausführlich beschrieben.

2.1 Protoplanetare Scheiben

Die protoplanetaren Scheiben gehören, zusammen mit den eingebetteten Quellen und den Vorhauptreihensternen, zur Gruppe der jungen stellaren Objekte (*Young Stellar Objects*, *YSOs*). Im Folgenden wird zunächst in Abs. 2.1.1 die Entstehung und in Abs. 2.1.2 die Klassifikation dieser YSOs erklärt. Danach werden in Abs. 2.1.3 die in dieser Arbeit verwendeten Vorhauptreihensterne beschrieben, bevor in Abs. 2.1.4 das verwendete Staubmodell erklärt wird. In Abs. 2.1.5 wird ein einfaches analytisches Modell zur Beschreibung der protoplanetaren Scheiben eingeführt. In Abs. 2.1.6 wird schließlich die Entwicklung und Auflösung dieser protoplanetaren Scheiben beschrieben.

2.1.1 Entstehung

Junge stellare Objekte entstehen durch den Kollaps von dichten Molekülwolkenkernen. Diese werden instabil, wenn sie eine kritische Masse, die sog. Jeans-Masse

$$M_J = 5,46 \cdot \sqrt{\frac{1}{\rho} \left(\frac{k_B T}{\mu G} \right)^3} \quad (2.1)$$

(UNSÖLD & BASCHEK 2005) überschreiten. Dabei ist ρ die Massendichte des Molekülwolkenkerns, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Gastemperatur, μ die Masse eines Atoms oder Moleküls des Gases und G die Gravitationskonstante. Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann jedoch nicht die gesamte Masse auf den sich bildenden (Proto-) Stern fallen, sondern ein Teil sammelt sich in einer Scheibe um diesen. Diese Scheibe transportiert Materie nach innen auf den sich bildenden Stern und Drehimpuls nach außen. Hierzu muss ihre Viskosität hoch genug sein (PRINGLE 1981).

Die molekulare Viskosität ist dafür zu gering, weshalb sie durch andere Prozesse verstärkt werden muss (MONTESINOS 2012). Einer der vielversprechendsten ist die Magnetorotationsinstabilität (MRI), die eine magnetisch induzierte Viskosität hervorruft (BALBUS & HAWLEY 1991; BALBUS & HAWLEY 1998). Für eine Abschätzung der MRI ist eine Messung des Magnetfeldes wichtig (siehe Abb. 2.1 für eine künstlerische Darstellung einer von einem Magnetfeld durchsetzten Scheibe). Eine Möglichkeit zur Messung dieses Feldes ist die Messung der Polarisation, erzeugt durch dichroitische Emission und Absorption magnetisch ausgerichteter nichtsphärischer Staubkörner (CHO & LAZARIAN 2007, genauer beschrieben in Abs. 2.3.2). Allerdings kann Polarisation auch durch Streuung von Sternstrahlung sowie der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes („Selbststreuung“; KATAOKA u. a. 2015, genauer beschrieben in Abs. 2.3.3) erzeugt werden. Um eine Unterscheidung der Streupolarisation von Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption zu ermöglichen, ist eine Charakterisierung der Streupolarisation erforderlich. Dies wird in der Studie HEESE, WOLF & BRAUER (2020), beschrieben in Abs. 5, für den mid-IR durchgeführt.

2.1.2 Klassifikation

Die meistens genutzte Methode zur Charakterisierung der YSOs basiert auf LADA & WILKING (1984) und wurde von LADA (1987) formalisiert. Diese Klassifikation beruht auf der Steigung der SED zwischen rund $2\,\mu\text{m}$ und $25\,\mu\text{m}$, α_{IR} . Sie wurde von ANDRE, WARD-THOMPSON & BARSONY (1993) und GREENE u. a. (1994) erweitert. Insgesamt werden folgende 5 Klassen von YSOs unterschieden:

- Klasse 0: Verdeckte Quelle, keine optische oder mid-IR Emission.
- Klasse I: $\alpha_{\text{IR}} > 0,3$. YSO, umgeben von einer Scheibe, die ihrerseits von einer Hülle umgeben ist.
- Flaches Spektrum: $-0,3 < \alpha_{\text{IR}} < 0,3$
- Klasse II: $-1,6 < \alpha_{\text{IR}} < -0,3$. Vorhauptreihenstern, umgeben von einer Scheibe.
- Klasse III: $\alpha_{\text{IR}} < -1,6$. Vorhauptreihenstern, nur noch von wenig oder gar keinem primordialen Gas mehr umgeben.

Dabei durchlaufen die YSOs in ihrer Entwicklung die Klassen von 0 bis III (ADAMS, LADA & SHU 1987). Die im Folgenden untersuchten protoplanetaren Scheiben sind YSOs der Klasse II.

2.1.3 Zentralsterne

Man findet protoplanetare Scheiben um Vorhauptreihensterne, also Sterne, die noch sehr jung sind und die Hauptreihe noch nicht erreicht haben. Für Strahlungstransportsimulationen dieser Scheiben werden meistens zwei verschiedene Sterne verwendet: Erstens die leichten, sonnenähnlichen T Tauri Sterne, benannt nach dem Prototypen

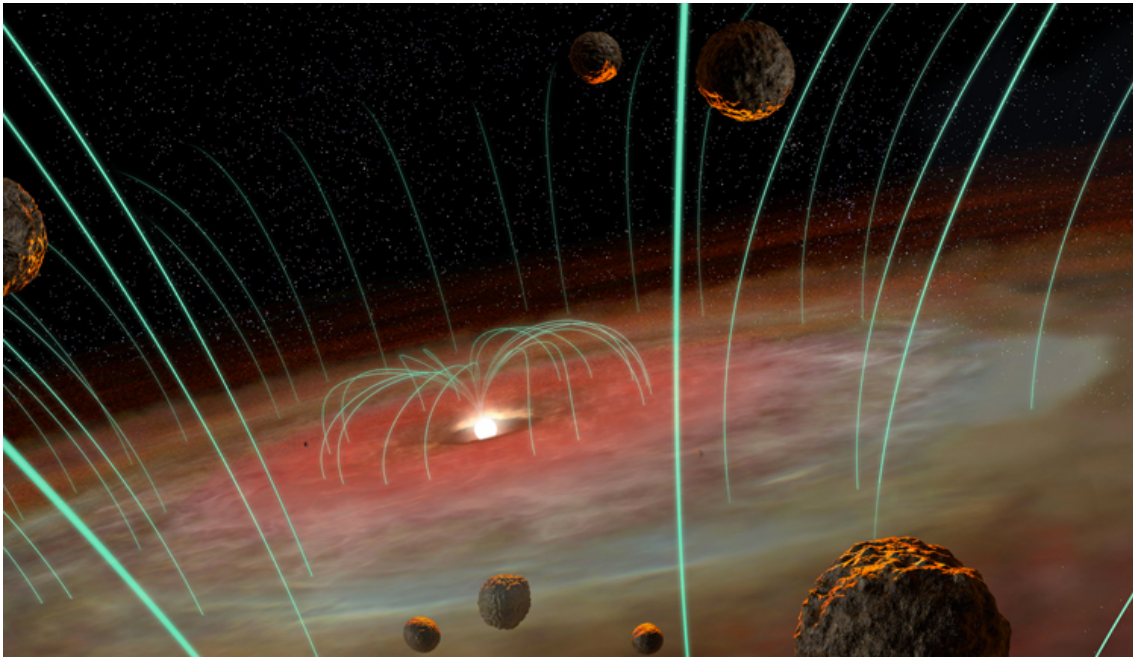


Abbildung 2.1: Künstlerische Darstellung einer von einem Magnetfeld durchsetzten protoplanetaren Scheibe, bestehend aus einem zentralen Stern und einer Gaswolke. Hernán Cañellas, MIT Paleomagnetism Laboratory. Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Benjamin Weiss vom MIT Paleomagnetism Laboratory.

T Tauri im Sternbild Stier (JOY 1945). Zweitens die sehr viel massereicheren, heißeren und leuchtkräftigeren Herbig Ae/Be Sterne (HERBIG 1952). Sie sind benannt nach ihrem Erstbeschreiber George H. Herbig sowie ihrer Spektralklasse (A oder B). Das e steht für Emission und bedeutet, dass Emissionslinien im Spektrum sichtbar sind.

Große Konzentrationen dieser PMS werden in den Sternentstehungsgebieten Taurus-Auriga (ANDREWS & WILLIAMS 2005) und ρ Ophiuchus (BONTEMPS u. a. 2001) beobachtet, welche beide eine Entfernung von ~ 140 pc von der Erde haben. Daher wird diese Entfernung in dieser Arbeit für sämtliche Simulationen verwendet.

2.1.4 Zusammensetzung

Protoplanetare Scheiben bestehen, genau wie das interstellare Medium (ISM), aus Gas und Staub. Das ISM ist die zwischen den verschiedenen Sternen einer Galaxie vorhandene Materie, die Strahlung und die Magnetfelder. Obwohl der Staub nur ein Prozent der Scheibenmasse ausmacht, dominiert er die optischen Eigenschaften der Scheibe (WILLIAMS & CIEZA 2011). Weiterhin ist Staub das Material, aus dem die erdähnlichen Planeten sowie die Kerne der Gas- und Eisriesen entstehen, und der Staub bietet die Oberfläche für wichtige chemische Reaktionen. Zusätzlich beeinflusst er die Ionisationszustände in der Scheibe, indem er die freien Elektronen aufnimmt,

und er ermöglicht eine Beobachtung der Gasdynamik, da er auf Änderungen in der Gasscheibe reagiert (BIRSTIEL, FANG & JOHANSEN 2016). Daher ist das Verständnis der Eigenschaften des Staubes, inklusive der Größenverteilung sowie der Temperaturstruktur, essentiell für das Verständnis protoplanetarischer Scheiben. Das Gas emittiert, im Gegensatz zum Staub, nur bei bestimmten Wellenlängen. Der Fokus dieser Arbeit ist der Strahlungstransport des Staubes, daher wird auf eine Diskussion der Gaseigenschaften im Folgenden verzichtet.

In den Spektren vieler Scheiben werden Silikatbande bei einer Wellenlänge von $\sim 10 \mu\text{m}$ gefunden (SCHEGERER u. a. 2006). Daher gilt Silikat als eines der häufigsten Minerale in ihnen. Für die meisten Untersuchungen wird Astrosilikat als Modell verwendet, ein Mineral, dessen Eigenschaften so gewählt wurden, dass es die interstellare Extinktion erklären kann (DRAINE & LEE 1984). Ein weiterer Bestandteil des Staubes ist Kohlenstoff, meist in Form von kristallinem Graphit (WEINGARTNER & DRAINE 2001). Die optischen Eigenschaften von Graphit sind jedoch anisotrop, weswegen sie meistens nach der $1/3 - 2/3$ -Näherung nach DRAINE & MALHOTRA (1993) gemittelt werden. Dabei werden die gemittelten optischen Eigenschaften, z.B. der Extinktionsquerschnitt C_{ext} , nach folgender Formel berechnet:

$$C_{\text{ext}} = \frac{1}{3}C_{\text{ext}}(\varepsilon_{\parallel}) + \frac{2}{3}C_{\text{ext}}(\varepsilon_{\perp}) \quad (2.2)$$

Die Größen $C_{\text{ext}}(\varepsilon_{\parallel})$ und $C_{\text{ext}}(\varepsilon_{\perp})$ bezeichnen die Extinktionsquerschnitte von parallel und senkrecht ausgerichteten Graphit. In dieser Arbeit wird eine Mischung aus 62,5 % Astrosilikat und 37,5 % Graphit benutzt. Die optischen Eigenschaften wurden aus Tabellenwerten des Brechungsindex in DRAINE & LEE (1984), LAOR & DRAINE (1993) und WEINGARTNER & DRAINE (2001) mithilfe des in WOLF & VOSHCHINNIKOV (2004) beschriebenen Programms *miex* berechnet.

Die anfängliche Größenverteilung entspricht der des Staubes im ISM, mit einem minimalen Staubkornradius von 5 nm und einem maximalen Staubkornradius von 250 nm. Die Anzahldichte folgt einem Potenzgesetz, mit $n(a) \sim a^{-3,5}$. Dabei ist a der Staubkornradius. Diese Staubkorngrößenverteilung wurde von MATHIS, RUMPL & NORDSIECK (1977) veröffentlicht und ist daher als MRN-Staub bekannt. Die Massendichte dieses Staubes beträgt $2,5 \text{ g/cm}^3$. Die Größenverteilung ändert sich durch verschiedene Prozesse, insbesondere dem Staubkornwachstum sowie dem Absinken der großen Staubkörner zur Mittelebene (WILLIAMS & CIEZA 2011). Das Staubkornwachstum wurde in den beiden in dieser Arbeit präsentierten Studien (Abs. 4 und Abs. 5) berücksichtigt, das Absinken der großen Staubkörner zur Mittelebene nur in der ersten (Abs. 4).

Für die numerische Modellierung protoplanetarischer Scheiben wird normalerweise eine gemittelte Staubkorngröße mit ebenso gemittelten optischen Eigenschaften verwendet. Diese Mittelung wird in Abs. 2.2.1 genauer beschrieben. Dies vereinfacht die

numerische Modellierung, kann aber zu Ungenauigkeiten vor allem in der Temperaturstruktur und den davon abgeleiteten Größen führen. Wie groß diese Ungenauigkeiten sind, wurde als erstes von WOLF (2003a) untersucht. WOLF (2003a) hat herausgefunden, dass die Temperaturunterschiede zwischen Staubkörnern mit verschiedenen Radien am Innenrand einer Staubkugel Werte von $\gg 100$ K erreichen können und z.B. in chemischen Reaktions-Netzwerken berücksichtigt werden müssen. Gleichzeitig wurde aber auch herausgefunden, dass die Differenz in den SEDs zwischen einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung und gemittelten Staubkornparametern unter 10 % liegt, falls mindestens $2^5 - 2^6$ Staubkornradien benutzt werden. Seit dieser Studie hat sich jedoch die Qualität der Beobachtungen erhöht. Gleichzeitig ist die Leistung der Computer gestiegen. Deshalb wurden die Auswirkungen einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung im Artikel HEESE u. a. (2017) erneut untersucht. Die Ergebnisse sind in Abs. 4 beschrieben.

Untersuchung des Staubes im ISM

Die oben beschriebene Eigenschaften des Staubes im ISM wurden von einer Vielzahl von Beobachtungen, welche z.B. in DRAINE (2004) beschrieben sind, abgeleitet. Die wichtigsten werden im Folgenden beschrieben:

Interstellare Extinktion: Der im ISM enthaltene Staub schwächt die Strahlung entfernter Sterne. Diese Schwächung steigt in Richtung kürzerer Wellenlängen, selbst für die kürzesten Wellenlängen, bei der sie gemessen werden kann. Dies zeigt, dass ein großer Teil der Staubkörner kleine Radien ($\lesssim 0,015 \mu\text{m}$) haben muss.

Streuung: Das Licht der Sterne kann vom Staub nicht nur absorbiert, sondern auch gestreut werden. Dies ist vor allem dann bedeutend, wenn eine interstellare Gas- und Staubwolke sich in der Nähe heller Sterne befindet und das Licht der Sterne reflektiert. Wenn man die Intensität des gestreuten Lichts mit der Intensität des auf die Wolke einfallenden Lichts vergleicht, kann man die Albedo des Staubes, das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Strahlung, sowie die Winkelverteilung der Streuung bestimmen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Streuung bei $\lambda \approx 0,6 \mu\text{m}$ von Staubkörnern mit Radien $a \approx 0,1 \mu\text{m}$ dominiert wird.

Polarisation: Das Sternenlicht, welches sich durch das ISM bewegt, wird polarisiert (für eine genauere Beschreibung der Polarisation siehe Abs. 2.3). Der Verlauf der Polarisation deutet darauf hin, dass die Staubkörner mit Radien $a \approx 0,1 \mu\text{m}$ nicht-sphärisch und ausgerichtet sind, während die Staubkörner mit $a \lesssim 0,05 \mu\text{m}$ entweder kugelförmig oder nur schwach ausgerichtet sind.

Spektroskopie: Um Informationen über die chemische Zusammensetzung des Staubs zu bekommen, kann man in der Kurve der Extinktion nach den entsprechenden Absorptionslinien suchen. Zwei der wichtigsten sind die Absorptionsbanden bei 2175 \AA , welche wahrscheinlich von Kohlenstoff hervorgerufen werden, sowie die Silikatbande nahe $10 \mu\text{m}$.

Infrarot-Emission: Die absorbierte Energie wird bei längeren Wellenlängen, vor

allem Infrarot und Ferninfrarot, wieder abgestrahlt. Daher können Beobachtungen bei entsprechenden Wellenlängen Informationen über die Staubverteilung geben.

Die oben angegebenen Daten stammen alle aus DRAINE (2004).

Untersuchung des Staubes in der Scheibe

Die Staubphase in protoplanetaren Scheiben ist aufgrund des weiten Bereichs der Staubdichte, räumliche Ausdehnung der zu beobachtenden Strukturen und Temperaturen schwieriger zu beobachten als im ISM. Trotzdem gibt es eine Reihe von Möglichkeiten, Informationen über die Größenverteilung, räumliche Verteilung sowie die chemische Zusammensetzung des Staubes zu gewinnen:

SED: Schon mit unaufgelösten Messungen des Flusses bei verschiedenen Wellenlängen kann man Informationen über die Staubphase gewinnen (siehe z.B. GRÄFE u. a. 2013).

Multiwellenlängen-Beobachtungen: Verschiedene Bereiche der Scheibe können bei verschiedenen Wellenlängen beobachtet werden. Mit Beobachtungen bei langen Wellenlängen (Ferninfrarot und Millimeter-Wellen) kann man die äußeren ~ 10 au bis einige 100 au untersuchen, während man mit Beobachtungen im mid-IR Bereiche der Scheibe mit mittleren radialen Entfernungen (einige au) beobachten kann. Mit Beobachtungen im Nahinfrarot kann man den Bereich innerhalb einer au untersuchen, während man mit Beobachtungen im Optischen und Ultravioletten die Bereiche nahe des Sterns ($\sim 0,01$ au bis $\sim 0,1$ au) untersuchen kann (DULLEMOND & MONNIER 2010). Einen Überblick über die einzelnen Bereiche der Scheibe und die zur Beobachtung genutzten Techniken bietet Abb. 2.2.

Polarisation: Mithilfe der Polarisation, erzeugt durch dichroitische Emission und Absorption, kann das Magnetfeld innerhalb der Scheibe (LAZARIAN 2007) sowie die Temperaturstruktur (LIN u. a. 2020) bestimmt werden. Kombiniert mit komplementären Methoden der Temperaturmessung kann damit die Opazität und somit die Masse des Staubes bestimmt werden. Streupolarisation hingegen kann Informationen über die Größenverteilung (KATAOKA u. a. 2015) sowie die chemische Zusammensetzung des Staubes (YANG & LI 2019) liefern. Dazu müssen allerdings zwei Bedingungen erfüllt sein: Erstens muss es möglich sein, Streupolarisation von Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption von ausgerichteten, nichtsphärischen Staubkörnern, genauer beschrieben in Abs. 2.3.2, zu unterscheiden. Zweitens muss der Einfluss von Scheiben- und Staubparametern auf die gemessene Streupolarisation bekannt sein. Um beides zu erreichen, wird in der zweiten Studie dieser Arbeit, s. Abs. 5, die Streupolarisation im mid-IR charakterisiert.

Strahlungstransportsimulationen: Um aus den Beobachtungen ein Modell der Scheibe zu erhalten, kann man die Beobachtungen mit Strahlungstransport-Simulationen fitten, wie z.B. in GRÄFE u. a. (2013). Die Grundlagen des Strahlungstransports werden in Abs. 2.2 beschrieben.

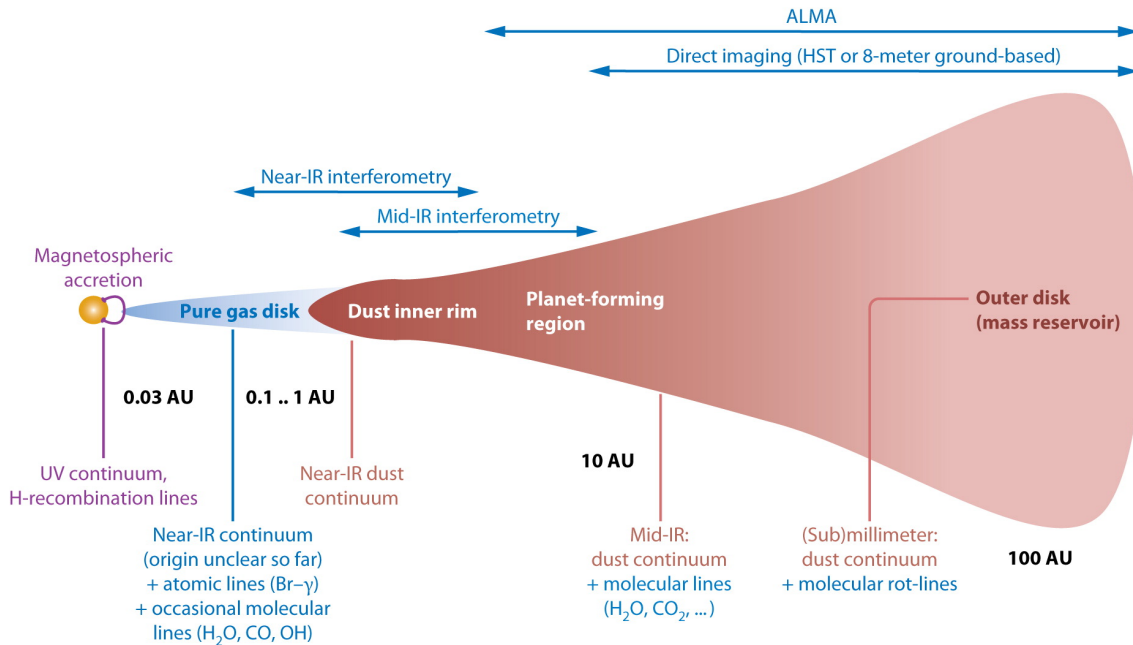


Abbildung 2.2: Piktogramm der Struktur einer protoplanetaren Scheibe. Oberhalb der Scheibe sind die Techniken gezeigt, die den jeweiligen Bereich der Scheibe auflösen können, unterhalb die Emissionen, die von den einzelnen Bereichen der Scheibe produziert werden. Bild aus DULLEMOND & MONNIER (2010). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.

2.1.5 α -Scheibe

Zur Simulation des Strahlungstransports in protoplanetaren Scheiben wird ein Modell für die Dichteverteilung in der Scheibe benötigt. Für die Dichteverteilung senkrecht zur Mittelebene kann man das hydrostatische Gleichgewicht benutzen. Da jedoch damit die senkrechte Dichteverteilung von der Temperatur (und diese wieder von der Dichteverteilung) abhängt, benötigt man mehrere Iterationen, damit die Dichteverteilung konvergiert. Um dies zu vermeiden, kann eine parametrisierte Dichteverteilung verwendet werden, welche im Folgenden beschrieben wird.

Die Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe wird sowohl durch die Gravitation als auch durch hydrodynamische Kräfte bestimmt. Letztere werden in erster Linie durch die Viskosität und den Gasdruck verursacht. Die Viskosität sorgt dabei für einen Drehimpulstransport nach außen und damit einen Massentransport nach innen. Dieser Prozess findet auch in den Akkretionsscheiben schwarzer Löcher (SHAKURA & SUNYAEV 1973) statt. Die Autoren dieses Papers parametrisieren die turbulente Viskosität ν zu:

$$\nu = \alpha c_s H. \quad (2.3)$$

Dabei ist α ein dimensionsloser Parameter, der die Effizienz angibt, mit der die Turbulenz den Drehimpulstransport erzeugt. Weiterhin ist c_s die Schallgeschwindigkeit und H die Höhe der Scheibe. Dieses Modell wird auch als α -Modell oder α -Scheibe bezeichnet. Aus diesem Akkretionsmodell kann ein Modell der Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe abgeleitet werden (SHAKURA & SUNYAEV 1973):

$$\rho(r, z) \sim \left(\frac{r}{100 \text{ au}}\right)^{-\alpha_r} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{z^2}{h(r)^2}\right), \text{ mit } h(r) = h_{100} \cdot \left(\frac{r}{100 \text{ au}}\right)^\beta. \quad (2.4)$$

Hierbei sind r und z die üblichen Zylinderkoordinaten, α_r ist ein Parameter, der die radiale Dichteverteilung der Scheibe bestimmt, und β bestimmt das Flaring, also die Aufweitung, der Scheibe. Die Größe h_{100} ist die Skalenhöhe der Scheibe bei einem radialen Anstand $r = 100 \text{ au}$ vom Stern. Eine Integration der Dichteverteilung über die Höhe (z -Achse) ergibt die Flächendichte $\Sigma \sim r^{\beta-\alpha_r}$. Diese einfache Dichteverteilung wurde in vielen Studien von protoplanetaren Scheiben (WOLF, PADGETT & STAPELFELDT 2003; MADLENER u. a. 2012; GRÄFE u. a. 2013) sowie in vielen Polarisationsstudien (SAUTER u. a. 2009; GRÄFE u. a. 2013; KIRCHSCHLAGER, WOLF & MADLENER 2016; BERTRANG & WOLF 2017) erfolgreich verwendet. Auch in dieser Dissertation wird diese einfache Dichteverteilung benutzt.

2.1.6 Entwicklung protoplanetarer Scheiben

Scheiben entwickeln sich durch eine Vielzahl an physikalischen Prozessen, u.a. viskose Akkretion, Photoevaporation¹, Wachstum und Koagulation der Staubkörner sowie dynamische Interaktion mit Begleitsternen und entstehenden Planeten. Im Folgenden wird die typische Evolution einer protoplanetaren Scheibe nach WILLIAMS & CIEZA (2011) beschrieben.

In frühen Phasen verliert die Scheibe Masse durch Akkretion auf den Stern sowie Photoevaporation der äußeren Scheibe (GORTI, DULLEMOND & HOLLENBACH 2009). Dies wird in Abb. 2.3, a gezeigt. Zur gleichen Zeit wachsen die Staubkörner und sinken in Richtung Mittelebene (Abb. 2.3, b), wo sie zu Planetesimalen und darüber hinaus weiterwachsen können. Das macht die SED im mittleren und fernen Infrarot steiler, da ein kleinerer Teil der Strahlung vom Staub absorbiert wird (DULLEMOND & DOMINIK 2005).

Wenn sowohl die Scheibenmasse als auch die Akkretionsrate sinken, können Photonen vom Stern in die innere Scheibe eindringen, wodurch die Photoevaporation stärker wird (Abb. 2.3, c). Fällt die Akkretionsrate auf die Rate der Photoevaporation, kann die äußere Scheibe die innere nicht mehr auffüllen und ein Loch im

¹ Photoevaporation ist ein Prozess, in welchem hochenergetische Photonen (UV oder Röntgen) des zentralen Sterns oder in der Nähe befindlicher Sterne die Scheibenoberfläche heizen und damit einen Massenverlust der äußeren Scheibenregionen verursachen.

Inneren entsteht (ALEXANDER, CLARKE & PRINGLE 2006). Dieses Loch kann Radien von 50 au erreichen (WILLIAMS & CIEZA 2011). Diese Scheiben werden auch als Übergangsscheiben bezeichnet.

Wenn das Gas durch Photoevaporation verschwindet, wird die Dynamik des Staubes durch die Strahlung bestimmt: Die kleinen Staubkörner ($a \leq 1 \mu\text{m}$) werden durch den Strahlungsdruck aus der Scheibe entfernt (WILLIAMS & CIEZA 2011). Die etwas größeren Staubkörner bewegen sich durch den Poynting-Robertson-Effekt auf den Stern, während die großen zerstört werden, wenn sie den Sublimationsradius¹ erreichen. Der Rest, große Staubkörner, Planetesimale und Planeten, bildet den Anfang einer Trümmerscheibe² (Debris disk, Abb. 2.3, d).

Manchmal werden protoplanetare Scheiben, Übergangsscheiben und Trümmerscheiben ganz allgemein unter dem Begriff „zirkumstellare Scheiben“ zusammengefasst. In dieser Dissertation wird das in der ersten Studie (Abs. 4) gemacht, da die dortigen Ergebnisse auch auf Übergangsscheiben und Trümmerscheiben zutreffen und zudem im optisch dünne Fall eine Scheibe mit einer Staubmasse verwendet wird, die unterhalb des Massenbereichs protoplanetarer Scheiben (zwischen $10^{-6} M_{\odot}$ und $10^{-3} M_{\odot}$, ANDREWS & WILLIAMS 2005) liegt.

1 Der Sublimationsradius ist der Radius, innerhalb dessen die Staubtemperatur so hoch ist, dass die Staubkörner sublimieren.

2 Trümmerscheiben sind optisch dünne, gas-arme Scheiben, die meist durch die Kollision von Planetesimalen erzeugt werden.

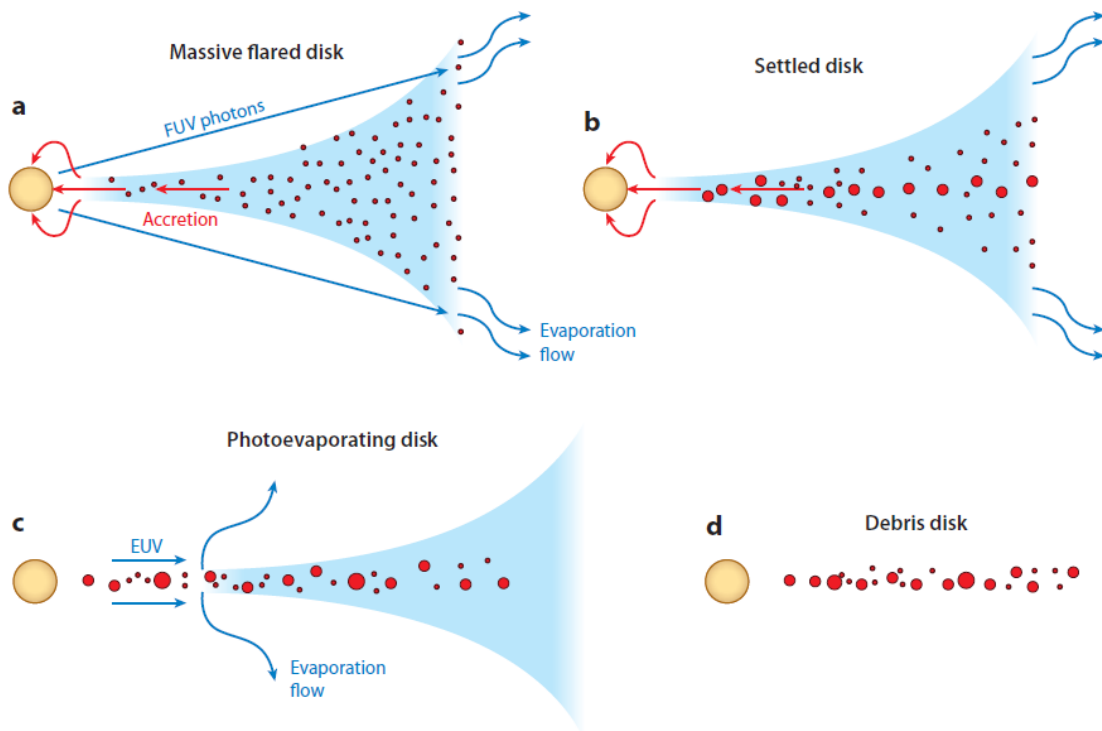


Abbildung 2.3: Die Evolution einer typischen protoplanetaren Scheibe. Die Verteilung des Gases ist blau und der Staub in rot gekennzeichnet. Aus WILLIAMS & CIEZA (2011). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.

2.2 Strahlungstransport

Simulationen des Strahlungstransports erlauben es, Informationen über protoplanetare Scheiben zu gewinnen. Dies umfasst u.a. die Temperaturstruktur sowie die Strahlung der Scheibe (thermische Reemissionsstrahlung und Streustrahlung) bei einer bestimmten Wellenlänge, aus einem bestimmten Blickwinkel und in einer bestimmten Entfernung. Diese Informationen können u.a. genutzt werden, um Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben zu fitten (GRÄFE u. a. 2013). Weiterhin kann man verschiedene Effekte, z.B. die Spuren, die Planeten in der Scheibe hinterlassen (OBER u. a. 2015) simulieren und herausfinden, ob und unter welchen Bedingungen sie mit Teleskopen beobachtbar sind.

Das Strahlungsfeld eines astrophysikalischen Objektes wird durch seine spezifische Intensität $I(\vec{x}, \vec{n}, \lambda)$ beschrieben (STEINACKER, BAES & GORDON 2013). Hierbei ist \vec{x} der Ort des Beobachters, \vec{n} ein Einheitsvektor, der die Blickrichtung angibt, und λ die Wellenlänge. Die spezifische Intensität ist die Strahlungsenergie, die pro Zeit in einem bestimmten Raumwinkel und in einer bestimmten Wellenlänge durch ein zu \vec{n} senkrechtes Flächenelement transportiert wird. Aufgabe des Strahlungstransports

ist es, die Veränderung der spezifischen Intensität durch Interaktionen mit Materie zu beschreiben. Die dafür zu lösende Gleichung lautet in der allgemeinen Form (CHANDRASEKHAR 1960; RYBICKI & LIGHTMAN 1979):

$$\vec{n} \cdot \nabla I(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) = -\kappa(\vec{x}, \lambda) \rho(\vec{x}) I(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) + j(\vec{x}, \vec{n}, \lambda). \quad (2.5)$$

Die linke Seite der Gleichung repräsentiert die Änderung der spezifischen Intensität über eine infinitesimal kleine Distanz am Ort \vec{x} in Richtung \vec{n} . Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert die Extinktion, mit dem Extinktionskoeffizienten $\kappa(\vec{x}, \lambda)$ und der Dichte $\rho(\vec{x})$. Der zweite Term repräsentiert den Quellterm, also die an der Stelle \vec{x} in Richtung \vec{n} freigesetzte Strahlung.

Berücksichtigt man nur die Emission des Sterns und die Absorption durch den Staub, kann man die Strahlungstransportgleichung folgendermaßen schreiben (STEINACKER, BAES & GORDON 2013):

$$\frac{dI}{ds}(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) = -\kappa_{\text{abs}}(\vec{x}, \lambda) \rho(\vec{x}) I(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) + j_*(\vec{x}, \vec{n}, \lambda). \quad (2.6)$$

Hierbei ist κ_{abs} der Absorptionskoeffizient, s die Entfernung auf dem durch \vec{x} und \vec{n} definierten Weg und $j_*(\vec{x}, \vec{n}, \lambda)$ die Emission. Gl. 2.6 lässt sich durch einfache Integration lösen, ist aber nur gültig, wenn Streuung sowie die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes vernachlässigt werden können, also bei geringer optischer Tiefe τ (normalerweise bei $\tau < 0,1$). Wenn Streuung und thermische Reemissionsstrahlung berücksichtigt werden, sieht die Strahlungstransportgleichung folgendermaßen aus (STEINACKER, BAES & GORDON 2013):

$$\frac{dI}{ds}(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) = -\kappa_{\text{ext}}(\vec{x}, \lambda) \rho(\vec{x}) I(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) + j_*(\vec{x}, \vec{n}, \lambda) + j_s(\vec{x}, \lambda) \quad (2.7)$$

$$+ \kappa_{\text{streu}}(\vec{x}, \lambda) \rho(\vec{x}) \int_{4\pi} \Phi(\vec{n}, \vec{n}', \vec{x}, \lambda) I(\vec{x}, \vec{n}', \lambda) d\Omega'. \quad (2.8)$$

Hierbei ist $j_s(\vec{x}, \lambda)$ die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes, $\kappa_{\text{ext}} = \kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{streu}}$ der Extinktionskoeffizient und $\Phi(\vec{n}, \vec{n}', \vec{x}, \lambda)$ die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon der Wellenlänge λ , welches sich in Richtung \vec{n}' bewegt, in Richtung \vec{n} gestreut wird. Diese Gleichung ist zu komplex, um sie durch direkte Integration lösen zu können. Die meistens genutzte Methode zur numerischen Lösung ist der *Monte-Carlo Strahlungstransport*, Abkürzung *MCRT* (*Monte-Carlo Radiative Transfer*).

2.2.1 Monte-Carlo Strahlungstransport

Beim MCRT wird die Strahlungstransportgleichung nicht direkt gelöst, sondern stattdessen der Strahlungstransport simuliert. Dazu wird das Strahlungsfeld als Fluss einer großen, aber endlichen Zahl von Photonenpaketen (meistens einfach

Photonen genannt) approximiert. Diese bewegen sich auf zufälligen Wegen durch die Staubverteilung. Um diese zu simulieren, wird meistens ein Gitter benutzt, mit einer konstanten Dichte innerhalb einer Gitterzelle.

Beim MCRT wird ein Photon zuerst in eine zufällige Richtung ausgesandt. Danach wird zufällig die optische Tiefe bestimmt, die das Photon bis zu einer Interaktion durchquert. Am Interaktionspunkt angekommen, wird anhand der Albedo A bestimmt, ob das Photon absorbiert oder gestreut wird. Wird das Photon absorbiert, ist sein Lebenszyklus zu Ende. Falls die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes berechnet werden soll, wird die Energie des Photons in der Zelle, in welcher die Absorption stattfindet, gespeichert. Ist die Interaktion dagegen eine Streuung, wird eine neue Bewegungsrichtung und eine neue zu durchquerende optische Tiefe bestimmt und der Transport des Photons durch den Modellraum fortgesetzt, bis dieses Photon entweder absorbiert wird oder den Modellraum verlässt.

Dann wird der gesamte Prozess wiederholt, bis das letzte Photon den Modellraum verlassen hat. Falls die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes berücksichtigt wird, wird nach der Beendigung des Strahlungstransports bei allen Wellenlängen die absorbierte Energie benutzt, um die mittlere Intensität $J(\vec{x}, \lambda)$ des Strahlungsfeldes und danach den Quellterm des Staubes $j_s(\vec{x}, \lambda)$ zu berechnen. Im simplen MCRT wird dazu zuerst der Strahlungstransport für den Stern durchgeführt, dann für die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes. Da diese Reemissionsstrahlung aber das Strahlungsfeld ändert, sind mehrere Iterationen nötig, um Konvergenz zu erreichen.

Normalerweise wird mithilfe von MCRT das Aussehen eines Modells aus einer bestimmten Blickrichtung bestimmt. Diese Bilder werden berechnet, indem die Position jedes Photons, welches das System in Richtung des Beobachters verlässt, auf die Detektorebene projiziert wird. Viele Photonen verlassen jedoch den Modellraum in andere Richtungen und werden daher nicht gezählt. Besondere Vorsicht ist notwendig für die Bilder, aus denen die Polarisation (s. Abs. 2.3) der Streustrahlung berechnet wird, da die Polarisationsvektoren der Photonen in die Detektorebene rotiert werden müssen.

Gewichteter MCRT

Das im letzten Abschnitt beschriebene Schema ist relativ simpel, hat aber einige Schwächen, welche die Effizienz verringern. Daher wird das Schema erweitert, um die Effizienz zu erhöhen. Eine hohe Effizienz bedeutet, dass man ein gutes Ergebnis (geringes Rauschen) schon mit einer geringeren Photonenzahl als beim simplen Strahlungstransport bekommt. Der Effekt dieser Erweiterungen wird in Abb. 2.4 illustriert.

Im Folgenden werden alle Erweiterungen, die in den für diese Arbeit benutzten Strahlungstransportprogrammen (siehe Abs. 3) benutzt werden, beschrieben:

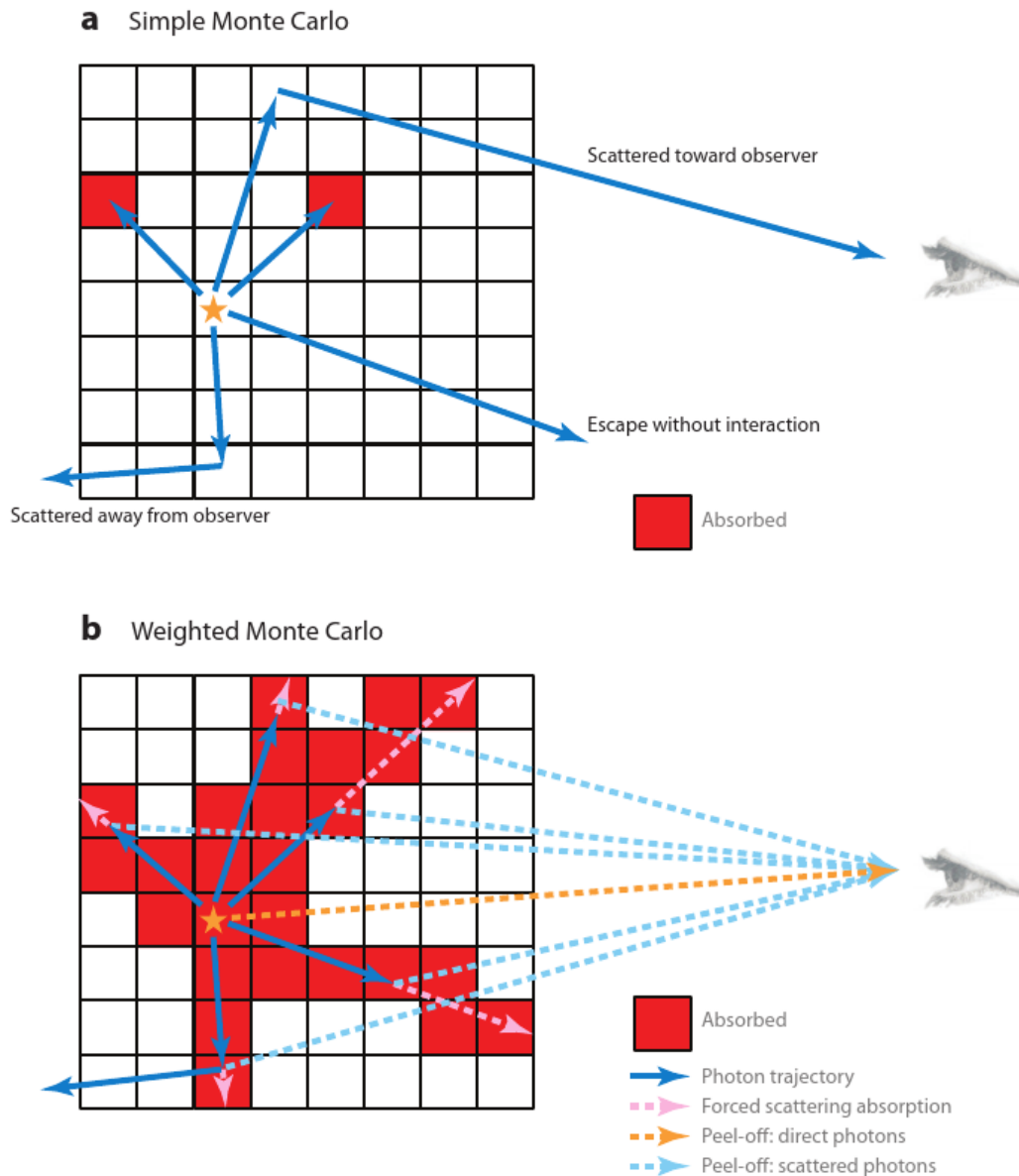


Abbildung 2.4: Illustration des Unterschieds zwischen dem einfachen (a) MCRT und dem gewichteten (b) MCRT. Beim einfachen MCRT erzeugen fünf Photonen zwei Absorptionsevents und ein Photon, welches zum Beobachter gestreut wird. Beim gewichteten MCRT erzeugen die gleichen fünf Photonen 28 Absorptionsevents und fünf zum Beobachter gestreute Photonen. Aus STEINACKER, BAES & GORDON (2013). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.

- *Absorptions-Streuungs-Aufteilung*: Im einfachen MCRT kann ein Photon entweder gestreut oder absorbiert werden. Die Absorptions-Streuungs-Aufteilung ermöglicht dem Photon, beides zu tun, indem es in zwei Teile aufgeteilt wird: Ein Teil, gewichtet mit $1 - A$, wird absorbiert, der andere Teil, gewichtet mit A , wird gestreut.
- *Erzwungene Streuung*: Bei geringer optischer Tiefe kann es passieren, dass Photonen den Modellraum verlassen, ohne zu streuen. Deshalb wird bei dieser Methode eine Streuung erzwungen (CASHWELL & EVERETT 1959).
- *Peel-off*: Im einfachen MCRT werden nur die Photonen für die Streubilder verwendet, die den Modellraum verlassen, und auch nur dann, wenn sie sich in Richtung des Beobachters bewegen. Bei Verwendung von Peel-off (YUSEF-ZADEH, MORRIS & WHITE 1984) wird dagegen bei jeder Interaktion ein Photon in Richtung des Beobachters ausgesandt, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit einer Streuung in Richtung des Beobachters sowie der optischen Tiefe zwischen dem Streuzentrum und dem Beobachter.
- *Kontinuierliche Absorption*: Nach dem simplen MCRT kann Energie nur am Ort einer Interaktion absorbiert werden. Mit der Methode der kontinuierlichen Absorption (LUCY 1999) wird Energie auf dem gesamten Weg absorbiert, den das Photon zurücklegt.
- *Sofortige Reemission*: Um die Reemissionsstrahlung des Staubes zu berechnen, wird traditionell der MCRT bei jeder einzelnen Wellenlänge durchgeführt und die absorbierte Energie in der Staubverteilung gespeichert. In einem zweiten Schritt wird die Staubemission berechnet. Da die Staubemission aber das Strahlungsfeld ändert, benötigt man mehrere Iterationen bis zur Selbst-Konsistenz. Bei der Methode der sofortigen Reemission (BJORKMAN & WOOD 2001) wird ein Staubphoton sofort nach einer Absorption emittiert, sodass man keine zusätzlichen Iterationen mehr braucht. Die Wellenlänge des reemittierten Photons wird dabei angepasst, sodass das thermische Gleichgewicht erhalten bleibt.

Staubgemische

Bisher wurde nur eine Staubkorngröße betrachtet. Der Staub in protoplanetaren Scheiben besteht jedoch aus einem Gemisch von Staubkörnern mit verschiedenen Radien und damit auch verschiedenen optischen Eigenschaften. Beim Strahlungstransport wird dies meistens dadurch gehandhabt, dass man die optischen Eigenschaften

folgendermaßen gewichtet mittelt (MARTIN 1978; ŠOLC 1980):

$$\langle C_{\text{ext}} \rangle = \sum_{j=1}^{n_D} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} w_j(a) C_{\text{ext}_j}(a) da, \quad (2.9)$$

$$\langle C_{\text{abs}} \rangle = \sum_{j=1}^{n_D} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} w_j(a) C_{\text{abs}_j}(a) da, \quad (2.10)$$

$$\langle C_{\text{sca}} \rangle = \sum_{j=1}^{n_D} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} w_j(a) C_{\text{sca}_j}(a) da, \quad (2.11)$$

$$\langle \hat{M} \rangle = \sum_{j=1}^{n_D} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} w_j(a) \hat{M}_j(a) da. \quad (2.12)$$

Hierbei ist $w_j(a)$ das Gewicht der j -ten Komponente, n_D die Anzahl der Staubkomponenten, a_{\min} und a_{\max} ist der minimale und maximale Staubkornradius und C_{abs} und C_{ext} sind die Absorptions- und Extinktionsquerschnitte. Weiterhin ist \hat{M} die Müller-Matrix, welche die Änderung des Stokes-Vektors (s. Abs. 2.3.1) eines Photons durch Interaktion mit Materie beschreibt. Das Gewicht jeder Komponente wird aus seiner Häufigkeit hinsichtlich seiner Staubkorndichte und der Verteilung der Staubkornradien des jeweiligen Materials bestimmt (WOLF 2003a):

$$\sum_{j=1}^{n_D} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} w_j(a) da = 1. \quad (2.13)$$

2.2.2 Raytracing

Raytracing, auf Deutsch Strahlverfolgung, bedeutet, dass die Strahlungstransportgleichung entlang geeignet gewählter Strahlen durch den Modellraum gelöst wird (STEINACKER, BAES & GORDON 2013). Dabei wird angenommen, dass in einer Gitterzelle die Dichte ρ_0 , der Massenextinktionskoeffizient κ_0 und die Quellenfunktion j_0 konstant sind. Damit ergibt sich (STEINACKER, BAES & GORDON 2013):

$$I(s + \Delta s, \lambda) = I(s, \lambda) e^{-\tau_0(\lambda)} + \frac{j_0(\lambda) \Delta s}{\tau_0(\lambda)} (1 - e^{-\tau_0(\lambda)}) \quad (2.14)$$

Dabei ist $\tau_0 = \kappa_0(\lambda) \rho_0 \Delta s$. Obige Gleichung wird benutzt, um die Veränderung der Intensität des Strahls in jeder durchquerten Zelle zu berechnen.

In den in dieser Dissertation benutzten Programmen wird die Platzierung der Strahlen durch den Detektor vorgegeben. Es wird begonnen mit einem (Mol3D) oder 4 (POLARIS) Strahlen pro Pixel. Bei Bedarf werden diese Strahlen aufgeteilt, um die Auflösung zu verbessern. Zum Schluss werden die Intensitäten der einzelnen Strahlen

im jeweiligen Pixel zusammengeführt und gemittelt.

Der hauptsächliche Vorteil von Raytracing gegenüber dem MCRT ist, dass der Raytracer kein Rauschen erzeugt, während dies beim MCRT der Fall ist. Es ist jedoch schwierig, Streustrahlung zu berücksichtigen (PINTE u. a. 2009). Daher wird Raytracing häufig nur verwendet, um die ungestreute thermische Reemissionsstrahlung des Staubes bei bekannter Staubtemperatur zu berechnen.

Es ist allerdings möglich, beim Raytracing die Streustrahlung zu berücksichtigen, indem vorher das Strahlungsfeld mithilfe eines kurzen MCRT Durchlaufs berechnet wird. Bei der Berechnung eines Bildes der thermischen Reemissionsstrahlung spart Raytracing mit einer vorgeschalteten Berechnung des Strahlungsfeldes häufig Zeit gegenüber einer Berechnung des Bildes mithilfe von MCRT alleine. Diese Methode hat jedoch auch Nachteile. In der aktuell in POLARIS genutzten Implementierung beispielsweise wird bei der Berechnung des Strahlungsfeldes Mehrfachstreuung vernachlässigt. Daher wurde diese Methode in den in dieser Dissertation beschriebenen Studien nicht verwendet.

2.3 Polarisation

Die Polarisation elektromagnetischer Wellen, zu denen auch das Licht gehört, ist die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes. Bei unpolarisiertem Licht sind die Vektoren der einzelnen Wellenzüge, aus denen sich das Licht zusammensetzt, zufällig ausgerichtet, während sie bei polarisiertem Licht eine Vorzugsrichtung haben. Bei linearer Polarisation bleibt diese Richtung konstant, während sie bei zirkularer Polarisation mit gleichbleibender Geschwindigkeit rotiert. Wenn sich dabei zusätzlich der Betrag des elektrischen Feldvektors ändert, spricht man von elliptischer Polarisation. Zirkulare Polarisation kann auf drei Arten entstehen:

1. Mehrfachstreuung: Sind die Staubkörner kugelförmig bzw. zufällig ausgerichtet, kann zirkulare Polarisation nur durch Mehrfachstreuung entstehen. Da nach jeder Interaktion Strahlung die Scheibe verlässt oder absorbiert wird, ist mehrfach gestreute Strahlung schwächer als einfach gestreute. Für eine genauere Beschreibung der Streupolarisation siehe Abs. 2.3.3.
2. Veränderung der Ausrichtung der Staubkörner entlang der Sichtlinie (LAZARIAN 2007): Wenn Strahlung, die durch ausgerichtete nichtsphärische Staubkörner polarisiert wurde, eine zweite Staubwolke mit in einer anderen Richtung ausgerichteten Staubkörnern passiert, wird das Licht zirkular polarisiert. Auch hier ist die zirkulare Polarisation schwächer als die lineare (LAZARIAN 2007). Die Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption nichtsphärischer Staubkörner wird in Abs. 2.3.2 genauer beschrieben.
3. Dichroitische Streuung: Wenn Licht von ausgerichteten, nichtsphärischen Staubkörnern gestreut wird, wird es zirkular polarisiert (DOLGINOV & MYTROPHA-

Staubteilchen, hat die Müller-Matrix folgende Form (FISCHER 1993):

$$\begin{pmatrix} S_{11}(\Theta) & S_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ S_{12}(\Theta) & S_{11}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\Theta) & S_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & -S_{34}(\Theta) & S_{33}(\Theta) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Da in den für diese Arbeit verwendeten Simulationen nur kugelförmige Staubteilchen berücksichtigt wurden, reicht diese vereinfachte Müller-Matrix.

2.3.2 Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption

Ausgerichtete, längliche Staubkörner haben verschiedene Extinktionskoeffizienten parallel und senkrecht zur Richtung der längeren Achse. Dadurch wird unpolarisierte Strahlung polarisiert, wenn sie sich durch eine Wolke mit ausgerichteten Staubkörnern bewegt. Wenn τ_{\perp} die optische Tiefe senkrecht zur längeren Achse und τ_{\parallel} die optische Tiefe parallel zur längeren Achse ist, ergibt sich für die Polarisation durch dichroitische Absorption (LAZARIAN 2007):

$$P_{\text{abs}} = \frac{e^{-\tau_{\parallel}} - e^{-\tau_{\perp}}}{e^{-\tau_{\parallel}} + e^{-\tau_{\perp}}} \approx -\frac{\tau_{\parallel} - \tau_{\perp}}{2}. \quad (2.18)$$

Ausgerichtete Staubkörner können nicht nur unpolarisierte Strahlung polarisieren, die sich durch eine Staubwolke bewegt, sondern sie emittieren auch polarisierte Strahlung. Für die Polarisation durch dichroitische Emission gilt (LAZARIAN 2007):

$$P_{\text{em}} = \frac{(1 - e^{-\tau_{\parallel}}) - (1 - e^{-\tau_{\perp}})}{(1 - e^{-\tau_{\parallel}}) + (1 - e^{-\tau_{\perp}})} \approx \frac{\tau_{\parallel} - \tau_{\perp}}{\tau_{\parallel} + \tau_{\perp}}. \quad (2.19)$$

Eine anschauliche Darstellung der Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption wird in Abb. 2.6 gezeigt. Wenn man Gl. 2.18 und Gl. 2.19 kombiniert, bekommt man (LAZARIAN 2007):

$$P_{\text{em}} = -P_{\text{abs}}/\tau. \quad (2.20)$$

Hierbei ist $\tau = (\tau_{\parallel} + \tau_{\perp})/2$ und das Minuszeichen kommt daher, dass die Polarisation durch dichroitische Absorption senkrecht zu der durch dichroitische Emission ist. Die Abhängigkeit von der optischen Tiefe bedeutet, dass bei geringen optischen Tiefen dichroitische Emission dominiert, bei hohen dichroitische Absorption. Dazwischen ist jedoch ein Bereich, wo ein Anstieg der optischen Tiefe den Polarisationsgrad verringert. Dies ist eine mögliche Erklärung für den beobachteten Rückgang der Polarisation im Zentrum von Bok-Globulen (BRAUER, WOLF & REISL 2016).

Es gibt verschiedene Mechanismen für die Ausrichtung der Staubteilchen, von denen der dominante die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente (Radiative

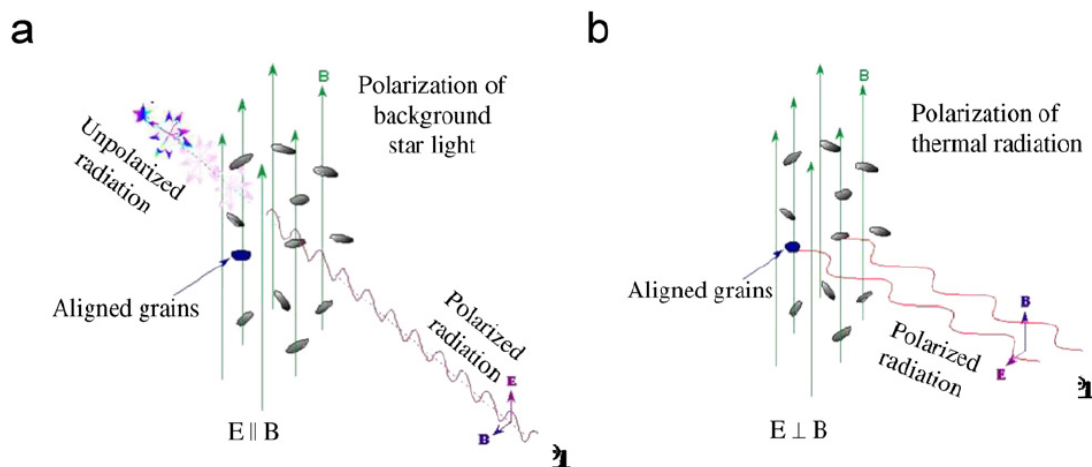


Abbildung 2.6: (a) Polarisation durch dichroitische Absorption. Die Polarisationsrichtung ist senkrecht zur längeren Achse der Staubteilchen. (b) Polarisation durch dichroitische Emission. Die Polarisationsrichtung ist parallel zur längeren Achse der Staubteilchen. Aus LAZARIAN (2007). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Elsevier.

Alignment Torque, RAT) ist (ANDERSSON, LAZARIAN & VAILLANCOURT 2015). RAT wurde zuerst von DOLGINOV & MYTROPHANOV (1976) beschrieben. In einem anisotropen Strahlungsfeld, z.B. von einem zentralen Stern, werden Staubkörner in Drehung versetzt. Ist zusätzlich ein Magnetfeld vorhanden, richten sich die Teilchen mit der langen Seite senkrecht zum Magnetfeld aus (LAZARIAN 2007). Deshalb kann man durch eine Messung der Polarisation Informationen über das Magnetfeld gewinnen.

Wenn die Scheibe optisch dick ist, wird die Polarisation weiterhin durch Temperaturgradienten beeinflusst. Dadurch kann die Temperaturstruktur der Scheibe bestimmt werden. Kombiniert mit komplementären Methoden der Temperaturmessung, z.B. durch Moleküllinien, kann diese Methode genutzt werden, um die Opazität und damit die Masse des Staubes zu bestimmen (LIN u. a. 2020).

2.3.3 Polarisation durch Streuung

Licht kann nicht nur durch dichroitische Emission und Absorption, sondern auch durch Streuung polarisiert werden. Dieses Licht kann entweder die Strahlung des zentralen Sterns oder die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes sein. In letzterem Fall wird der Mechanismus als „Selbststreuung“ (KATAOKA u. a. 2015) bezeichnet. Damit Polarisation durch Streuung einen signifikanten Einfluss hat, müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein (KATAOKA u. a. 2015):

1. Die Staubkorngröße muss im „richtigen Bereich“ liegen. Am meisten tragen

Staubkörner mit einem Radius bei, der der Wellenlänge geteilt durch 2π entspricht. Bei kleineren Staubkörnern sinkt die Intensität der gestreuten Strahlung aufgrund der geringen Albedo, bei größeren der Polarisationsgrad der gestreuten Strahlung.

2. Das Strahlungsfeld muss anisotrop sein.

Die zweite Voraussetzung ist in protoplanetaren Scheiben im mid-IR erfüllt, da nur die Innenbereiche der Scheiben warm genug sind, um effizient mid-IR Strahlung zu erzeugen. Das sich daraus ergebende Strahlungsfeld wird in Abb. 2.7 illustriert. Da die aus dem inneren Bereich der Scheibe stammende Strahlung stärker ist als die aus anderen Richtungen stammende, ergibt sich ein tangenciales Polarisationsmuster (siehe Abb. 5.17-5.19).

Mithilfe der Müller-Matrix ergibt sich folgende Relation zwischen dem Stokes-Vektor \vec{S} vor und dem Vektor \vec{S}' nach einer Streuung (FISCHER 1993):

$$\vec{S}' = \frac{1}{k^2 r^2} \hat{M} \vec{S}. \quad (2.21)$$

Hierbei ist k die Wellenzahl und r der Abstand vom Beobachter. Wenn die einfallende Strahlung unpolarisiert ist, ergibt sich damit für den linearen Polarisationsgrad nach

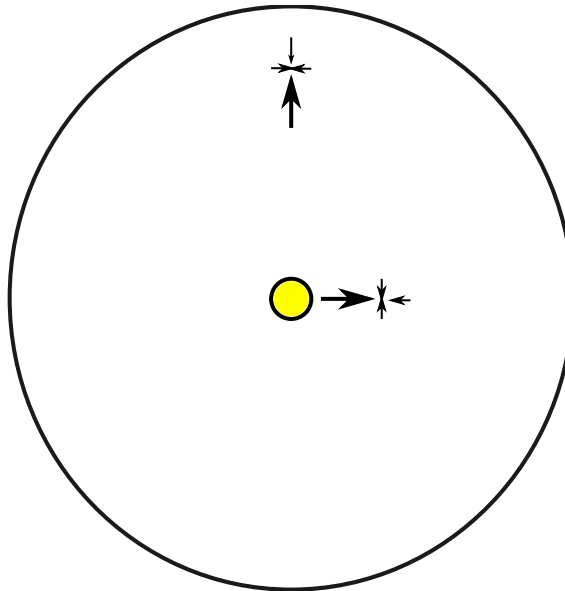


Abbildung 2.7: Illustration des Strahlungsfeldes (Pfeile) innerhalb einer protoplanetaren Scheibe. Die Dicke der Pfeile illustriert dabei die Stärke der Strahlungskomponente in Pfeilrichtung.

einer Streuung:

$$P_1 = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} = \left| \frac{S_{12}(\Theta)}{S_{11}(\Theta)} \right|. \quad (2.22)$$

Der sich daraus ergebende erwartete lineare Polarisationsgrad für eine Wellenlänge von $9,5 \mu\text{m}$ und Staubkörner mit $a_{\min} = 5 \text{ nm}$ und $a_{\max} = 250 \text{ nm}$ in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ ist in Abb. 2.8 gezeigt. Für die Anzahldichte der Teilchen gilt dabei $n \sim a^{-3,5}$, und der Streuwinkel Θ ist so definiert, dass $\Theta = 0^\circ$ Vorwärtsstreuung bedeutet, $\Theta = 90^\circ$ senkrechte Streuung und $\Theta = 180^\circ$ Rückwärtsstreuung. Man sieht, dass für Teilchen, die viel kleiner sind als die Wellenlänge, das Maximum des Polarisationsgrades bei senkrechter Streuung ($\Theta = 90^\circ$) erreicht wird und dass senkrecht gestreutes Licht im Rayleigh-Limit ($a_{\max} < 0,2 \lambda$) fast vollständig polarisiert ist. Trotz der geringen Albedo (s. Abb. 5.10) wird die Streustrahlung so kleiner Teilchen relevant, wenn die ungestreute thermische Reemissionsstrahlung sehr klein wird. Dies ist in dem betrachteten Wellenlängenbereich in den kalten Außenbereichen von protoplanetaren Scheiben der Fall.

Anders als die Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption (Abs. 2.3.2) wird die Polarisation durch Streuung nur wenig durch das Magnetfeld beeinflusst. Dafür trägt sie wichtige Informationen über die Staubverteilung: Die in KATAOKA u. a.

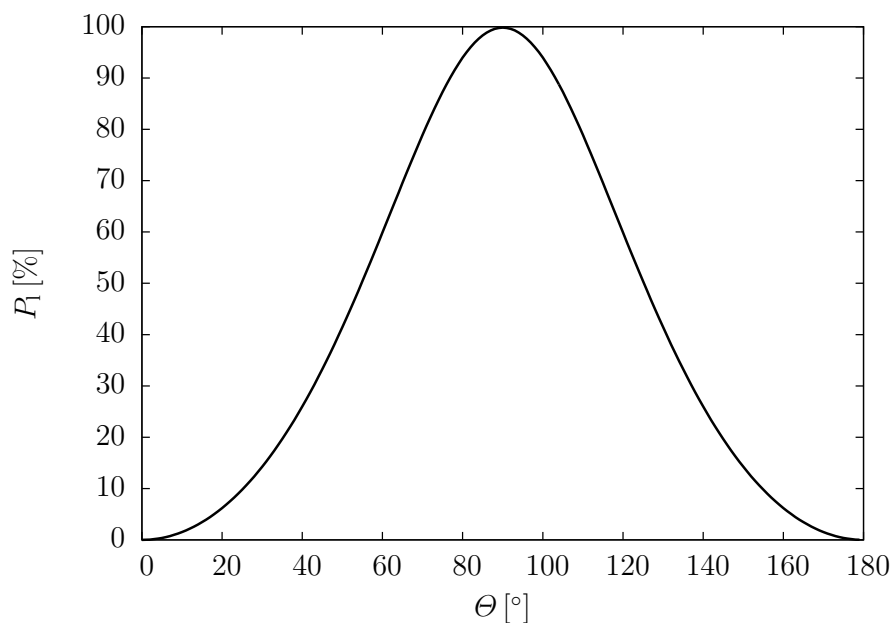


Abbildung 2.8: Erwarteter linearer Polarisationsgrad nach Einzelstreuung in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ für eine Wellenlänge von $9,5 \mu\text{m}$ und einer Staubkorngrößenverteilung mit $a_{\min} = 5 \text{ nm}$ und $a_{\max} = 250 \text{ nm}$.

(2015) angesprochene Größenabhängigkeit kann verwendet werden, um Informationen über die Größenverteilung des Staubes zu gewinnen. Weiterhin kann sie auch zur Bestimmung von dessen Zusammensetzung verwendet werden (YANG & LI 2019). Daher ist es wichtig, die beiden Arten der Polarisierung voneinander zu unterscheiden sowie die Abhängigkeit der Streupolarisation von Scheiben- und Staubparametern zu bestimmen. Dazu ist eine Charakterisierung der Streupolarisation erforderlich, welche in der in Abs. 5 beschriebenen Studie im mid-IR durchgeführt wird.

KAPITEL 3

Strahlungstransportprogramme

Für die vorliegende Arbeit werden die Ergebnisse zweier MCRT-Programme verwendet, Mol3D (Abs. 3.1) und POLARIS (Abs. 3.2).

3.1 Mol3D

Mol3D, beschrieben in OBER u. a. (2015) und OBER (2016) und frei online verfügbar¹, ist ein parallelisiertes Linien- und Kontinuums-Strahlungstransportprogramm. Dabei wird der Kontinuums-Strahlungstransport benutzt, um den Strahlungstransport durch eine Staubverteilung zu berechnen. Das Gas wird dazu erst einmal vernachlässigt. Der Linienstrahlungstransport wird dagegen benutzt, um die Emissionslinien des Gases zu berechnen. Als Temperaturverteilung des Gases kann in optisch dicken Umgebungen, wie den innersten Regionen protoplanetarer Scheiben, diejenige des Staubes verwendet werden (OBER 2016).

Der Algorithmus für den Kontinuums-Strahlungstransport wurde nach dem Vorbild von MC3D (WOLF, HENNING & STECKLUM 1999; WOLF 2003b) geschrieben. Er nutzt für die Temperaturberechnung eine Kombination aus der kontinuierlichen Absorption nach LUCY (1999) und der sofortigen Reemission nach BJORKMAN & WOOD (2001). Die Streustrahlung kann entweder über den simplen MCRT oder mittels Peel-off (YUSEF-ZADEH, MORRIS & WHITE 1984) berechnet werden. Die ungestreute thermische Reemissionsstrahlung wird mittels Raytracing berechnet.

Für den Linienstrahlungstransport werden die Besetzungszahlen des gewählten Gases benötigt. Diese können mithilfe von drei verschiedenen Methoden berechnet werden, dem *lokalen thermodynamischen Gleichgewicht* (LTE), der *Free-Escape-Probability* (FEP) und der Methode der *großen Geschwindigkeitsgradienten* (LVG).

Das zugrunde liegende dreidimensionale Gitter kann wahlweise in sphärischen, zylindrischen oder kartesischen Koordinaten definiert werden. Die Ausdehnung der einzelnen Zellen kann dabei frei gewählt werden (OBER 2016). Mol3D ist mit OpenMP parallelisiert. Nach Benchmarks in OBER (2016) ist die Geschwindigkeitssteigerung bis 16 Kerne fast linear. Mol3D wurde zur Bestimmung der Spanne der Staubtemperaturen in Abs. 4 verwendet.

¹ <https://github.com/florianober/Mol3D>

3.2 POLARIS

POLARIS (Polarized Radiation Simulator), erstmals beschrieben in REISSL, WOLF & BRAUER (2016) und frei online verfügbar¹, ist ein Monte-Carlo Strahlungstransportprogramm, entwickelt zur Berechnung der Polarisation der Strahlung von astrophysikalischen Objekten. Als Polarisationsmechanismen sind dabei die Streuung vom Licht des zentralen Sterns, Selbststreuung der thermischen Reemissionsstrahlung der Staubteilchen sowie dichroitische Emission und Absorption durch ausgerichtete, nichtsphärische Staubkörner implementiert. Dabei stehen verschiedene Mechanismen zur Ausrichtung zur Verfügung (interne Ausrichtung nach PURCELL 1979, Davis-Greenstein nach DAVIS & GREENSTEIN 1951, mechanisch nach GOLD 1952 und RAT nach DOLGINOV & MYTROPHANOV 1976).

Die Temperaturstruktur des simulierten Objektes wird mithilfe von MCRT berechnet. Für diese Berechnung wird eine Kombination der kontinuierlichen Absorption nach LUCY (1999) und der sofortigen Reemission nach BJORKMAN & WOOD (2001) verwendet. Die Berechnung der Temperaturstruktur und der Streustrahlung wird optimiert mithilfe von erzwungener erster Streuung nach CASHWELL & EVERETT (1959), Peel-off (YUSEF-ZADEH, MORRIS & WHITE 1984) sowie der Absorptions-Streuungs-Aufteilung. Zusätzlich werden bei der Temperaturberechnung Wellenlängen, bei denen fast keine Strahlung ausgesandt wird, vernachlässigt. Die thermische Reemissionsstrahlung wird durch einen Raytracer berechnet, der mithilfe einer vorherigen Berechnung des Strahlungsfeldes auch gestreute Strahlung berücksichtigen kann.

Weiterhin besitzt POLARIS einen Algorithmus für Linienstrahlungstransport, für den die Besetzungszahlen, wie in Mol3D (Kap. 3.1), mithilfe von LTE, FEP und LVG berechnet werden können. Zusätzlich zu dem Funktionsumfang von Mol3D ist dieser Algorithmus in der Lage, Linien-Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt zu berechnen. Wie Mol3D ist POLARIS ebenfalls mit OpenMP parallelisiert.

Als Gitter kann ein sphärisches, zylindrisches, ein Octree und ein Voronoi Gitter verwendet werden. Eine Illustration der Arbeitsweise von POLARIS ist in Abb. 3.1 zu finden. In dieser Arbeit wurde die Polarisation durch Streuung in Abs. 5 verwendet.

¹ <http://www1.astrophysik.uni-kiel.de/~polaris/>

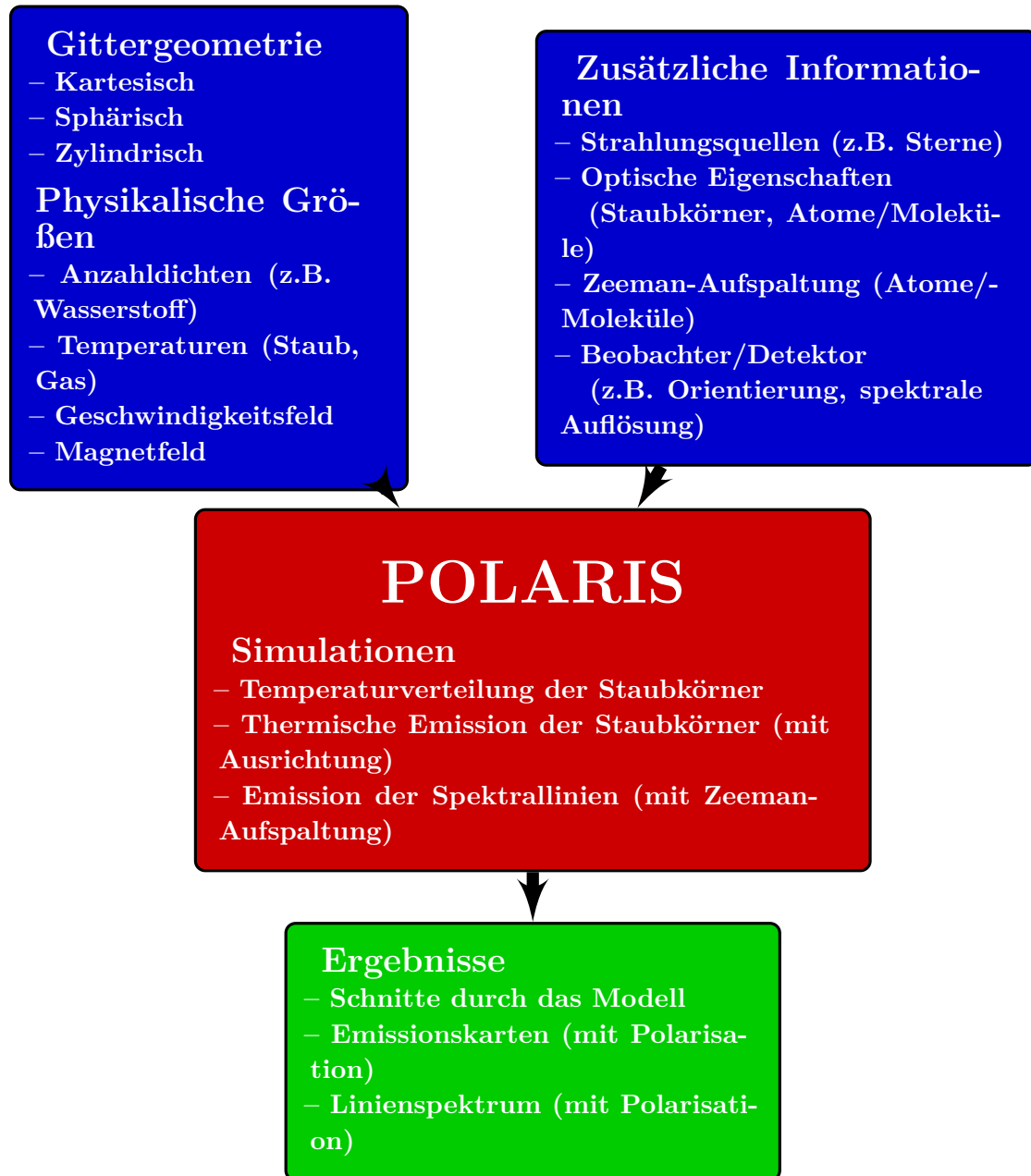


Abbildung 3.1: Illustration der Arbeitsweise des 3D Strahlungstransportprogramms POLARIS, nach BRAUER 2017. Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Robert Brauer.

KAPITEL 4

Spanne der Staubtemperaturverteilung in zirkumstellaren Scheiben

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit HEESE u. a. (2017), welche im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht wurde. Soweit nicht anders angegeben, wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

In dieser Studie wird untersucht, welche Auswirkungen die Unterteilung des Radiusintervalls der Staubkorngrößenverteilung in 16 logarithmisch verteilte Subintervalle auf die Temperaturstruktur und die SED zirkumstellarer Scheiben hat. Die Staubphase des ISMs zeigt eine große Vielfalt von Staubkörnern mit unterschiedlichen Radien. In zirkumstellare Scheiben um junge stellare Objekte wird der Staub durch verschiedene Prozesse verändert (GRÄFE u. a. 2013), darunter das Staubkornwachstum, welches die Spanne der Staubkornradien potentiell noch erweitert.

Die Eigenschaften der Staubphase können durch multiwellenlängen-Beobachtungen zirkumstellarer Scheiben und anschließender Modellierung durch Strahlungstransport-simulationen bestimmt werden (MADLENER u. a. 2012; GRÄFE u. a. 2013). Aufgrund von Einschränkungen der Rechnerkapazität wird normalerweise nur eine einzige Staubkorngröße mit gemittelten optischen Eigenschaften angenommen, was in einer gemittelten Staubtemperatur resultiert. Ob diese Vereinfachung gerechtfertigt ist, wurde zuerst von WOLF (2003a) untersucht. Das Ergebnis war, dass die Temperaturunterschiede zwischen den Staubkörnern mit verschiedenen Radien am Innenrand einer Staubkugel Werte von $\gg 100$ K erreichen können und daher z.B. in chemischen Reaktions-Netzwerken berücksichtigt werden müssen. In der gleichen Studie wurde aber auch gezeigt, dass der Unterschied in der spektralen Energieverteilung (SED) zwischen einer realistischen Behandlung der Staubkorngrößenverteilung und gemittelten Staubkornparametern unter 10 % liegt, falls mindestens 2^5 - 2^6 Radien benutzt werden. Seit dieser frühen Studie ist jedoch die Qualität der Scheibenbeobachtungen signifikant gestiegen. Dadurch steigen auch die Anforderungen an die Qualität der numerischen Simulationen. Gleichzeitig ist die Leistung der Computer gestiegen, sodass eine realistischere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung möglich wird.

Das Ziel unserer Studie ist es, die Auswirkungen einer korrekten Behandlung

der Staubkorngrößenverteilung zu untersuchen. Die Studie wird dadurch motiviert, dass eine exakte Berechnung der Staub- und Gastemperatur besonders wichtig für die astrochemische Evolution zirkumstellarer Scheiben ist. Beispielsweise friert bei Temperaturen unter 20 K CO aus, Wasser unterhalb von 100 K (ÖBERG u. a. 2010). Nach CHAPILLON u. a. (2008) kann in der Scheibe von CQ Tau, in welcher trotz der warmen Temperatur eine Verarmung von CO festgestellt wurde, CO auf den Oberflächen der großen Staubkörner gefroren bleiben, da diese kalt genug sind. Ist CO ausgefroren, erhöht sich der Anteil von Deuterium (PUNANOVA u. a. 2016) und die Verarmung von CO und ähnlichen Molekülen beeinflusst die Kühlung und damit die Evolution der Gas- und Staubwolken, in denen Sternentstehung stattfindet. Es hängt ebenfalls von der Temperatur ab, in welcher Form CO bevorzugt vorkommt. Nach REBOUSSIN u. a. (2015) ist dies auf den Staubkörnern ausgefrorenes CO für Temperaturen zwischen ~ 5 K und ~ 15 K.

Weiterhin ist der Temperaturunterschied zwischen größeren und kleineren Staubkörnern eine mögliche Erklärung für die geringen Staubtemperaturen des Flying Saucers, die GUILLOTEAU u. a. (2016) aus Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der Keplerrotation und Variationen im CO Hintergrund als Funktion der Geschwindigkeit bestimmt haben. Der Flying Saucer ist eine isolierte protoplanetare Scheibe mit einer Inklination von 90° in den Außenbereichen der ρ -Ophiuchus Wolke (GROSSO u. a. 2003).

Im Folgenden wird der Unterschied zwischen einer präziseren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung, mit Unterteilung des Radiusintervalls in mehrere Subintervalle und Berechnung gemittelter optischer Eigenschaften in jedem Subintervall, und der Benutzung gemittelter optischer Eigenschaften für die gesamte Staubkorngrößenverteilung untersucht. Dazu wird eine aus Astrosilikat und Graphit bestehende Staubverteilung verwendet. Der Unterschied zwischen den verschiedenen Behandlungen der Staubkorngrößenverteilung wird im Hinblick auf die folgenden Größen untersucht: (1) die räumliche Temperaturverteilung, (2) die relative Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur, (3) die Lage der Eislinie und (4) die SED.

In Abs. 4.1 wird kurz das verwendete Strahlungstransportprogramm sowie das Scheiben- und Staubmodell vorgestellt. In Abs. 4.2.1 werden die Ergebnisse für eine optisch dünne Scheibe diskutiert. Danach wird die Diskussion um die Eigenheiten von Scheiben mit einer optisch dicken Mittelebene erweitert (Abs. 4.2.2). In Abs. 4.2.3 wird der Einfluss realistischerer Scheibenmassen, eines inneren Hohlraums (Abs. 4.2.4) sowie einer größeren Scheibe (Abs. 4.2.5) diskutiert. Schließlich werden die Ergebnisse auf den Spezialfall des Flying Saucers in Abs. 4.2.6 angewendet.

4.1 Modell

In diesem Abschnitt wird kurz das verwendete Strahlungstransportprogramm sowie das Scheiben- und Staubmodell beschrieben.

4.1.1 Strahlungstransportprogramm und Scheibenmodell

Die in dieser Studie vorgestellten Simulationen wurden mit dem 3D Strahlungstransportprogramm Mol3D durchgeführt (OBER u. a. 2015, näher beschrieben in Abs. 3.1). Es wird eine parametrisierte Scheibe nach SHAKURA & SUNYAEV (1973) verwendet, genauer beschrieben in Abs. 2.1.5. Dabei wird $\alpha_r = 2,625$, $\beta = 1,125$ und $h_{100} = 10$ au gesetzt. Das hydrostatische Gleichgewicht wird in diesem Ansatz nicht betrachtet. Für den Innenradius wird 1 au und für den Außenradius 120 au verwendet. Der Innenradius wird vor allem deshalb außerhalb des Sublimationsradius des Staubes gesetzt, weil dieser vom Staubkornradius abhängt. Daher wäre ein iterativer Ansatz zur konsistenten Berechnung des Sublimationsradius notwendig. Außerdem macht ein Staubkorngrößen-abhängiger Sublimationsradius den Vergleich mit der Referenzscheibe komplizierter.

Für die Staubmasse werden zwei Extremfälle betrachtet: Eine optisch dünne Scheibe, die selbst für die kürzeste verwendete Wellenlänge transparent ist, und eine Scheibe mit einer optisch dicken Mittelebene, die selbst bei den längsten verwendeten Wellenlängen opak ist. Im optisch dünnen Fall ist die Masse irrelevant, solange die optische Tiefe selbst bei der kürzesten verwendeten Wellenlänge weit unter 0,1 liegt. Für den optisch dicken Fall wird eine Staubmasse von $M_{\text{Staub}} = 10^{-3} M_{\odot}$ benutzt. Zusammen mit dem Gas ergibt sich somit eine Gesamtmasse der Scheibe von $10^{-1} M_{\odot}$. Als zentrale Strahlungsquelle verwenden wir einen T Tauri Stern mit einer Masse von $0,7 M_{\odot}$, einem Radius von $2,0 R_{\odot}$ und einer Oberflächentemperatur von 4000 K. Die Entfernung beträgt 140 pc und die Inklination 0° .

4.1.2 Staub

Der in dieser Studie verwendete Staub ist eine homogene Mischung aus Graphit und Astrosilikat nach DRAINE & LEE (1984), LAOR & DRAINE (1993) und WEINGARTNER & DRAINE (2001), wie in Abs. 2.1.4 beschrieben. Der minimale Staubkornradius ist 5 nm und der maximale Staubkornradius 1 mm. Die untere Grenze ist im Einklang mit dem Staub im ISM (MATHIS, RUMPL & NORDSIECK 1977) und mit der Analyse von Staub in zirkumstellaren Scheiben. Die obere Grenze berücksichtigt die Beobachtungen von Staubkörnern mit Radien vom Millimeter- bis Zentimeterbereich in den inneren, dichten Regionen dieser Scheiben (z.B. GRÄFE u. a. 2013). Dieser Bereich ist in 16 logarithmisch verteilte Subintervalle aufgeteilt (siehe Tab. 4.1). In jedem dieser Intervalle werden gewichtet gemittelte Staubkornparameter berechnet, wie in Abs. 2.2.1 beschrieben. Dieses Staubmodell wird im Folgenden als MGS (*multiple grain size*) bezeichnet. Als Referenz werden über den gesamten Radiusbereich gemittelte Staubkornparameter verwendet.

Tabelle 4.1: Intervalle der Staubkornradien.

Staubkornintervall	Minimaler Radius [μm]	Maximaler Radius [μm]	Massenanteil [%]
1	0,005	0,0107	0,104
2	0,0107	0,0230	0,152
3	0,0230	0,0493	0,223
4	0,0493	0,106	0,327
5	0,106	0,227	0,479
6	0,227	0,486	0,701
7	0,486	1,04	1,03
8	1,04	2,24	1,50
9	2,24	4,80	2,20
10	4,80	10,3	3,22
11	10,3	22,1	4,72
12	22,1	47,3	6,91
13	47,3	101	10,1
14	101	217	14,8
15	217	466	21,7
16	466	1000	31,8

4.1.3 Absorptionsquerschnitt

Die Temperaturverteilung der Staubkorngrößenverteilungen hängt von ihrem Absorptionsquerschnitt ab. Der Stern hat sein Strahlungsmaximum bei einer Wellenlänge von $\sim 750\text{ nm}$, während der Staub bei Wellenlängen zwischen $\sim 7\text{ }\mu\text{m}$ und $\sim 120\text{ }\mu\text{m}$ strahlt. Dies wurde mithilfe des Wienschen Verschiebungsgesetzes aus den berechneten Temperaturen ($\sim 25\text{ K}$ bis $\sim 450\text{ K}$) abgeleitet. Daher erhöht ein großer Absorptionsquerschnitt bei 750 nm die Effizienz der Heizung, während ein großer Absorptionsquerschnitt zwischen $7\text{ }\mu\text{m}$ und $120\text{ }\mu\text{m}$ die Effizienz der Kühlung erhöht. Im Folgenden werden die erwarteten Temperaturunterschiede für Staubkorngrößenverteilungen in verschiedenen Radiusintervallen detaillierter beschrieben:

- Für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Radien (5 nm bis 106 nm) steigt der Absorptionsquerschnitt für kürzere Wellenlängen etwas schneller als für längere (s. Abb. 4.1, oben). Daher sollte die Staubtemperatur mit steigender Staubkorngröße steigen.
- Für Korngrößenverteilungen mit mittelgroßen Radien (50 nm bis $47\text{ }\mu\text{m}$) sind die Absorptionsquerschnitte in Abb. 4.1, Mitte, gezeigt. Der Unterschied in den Querschnitten für kürzere und längere Wellenlängen verringert sich, wobei sich die Unterschiede für kürzere Wellenlängen stärker verringern als für längere. Daher sollte die Staubtemperatur mit steigender Staubkorngröße abnehmen.

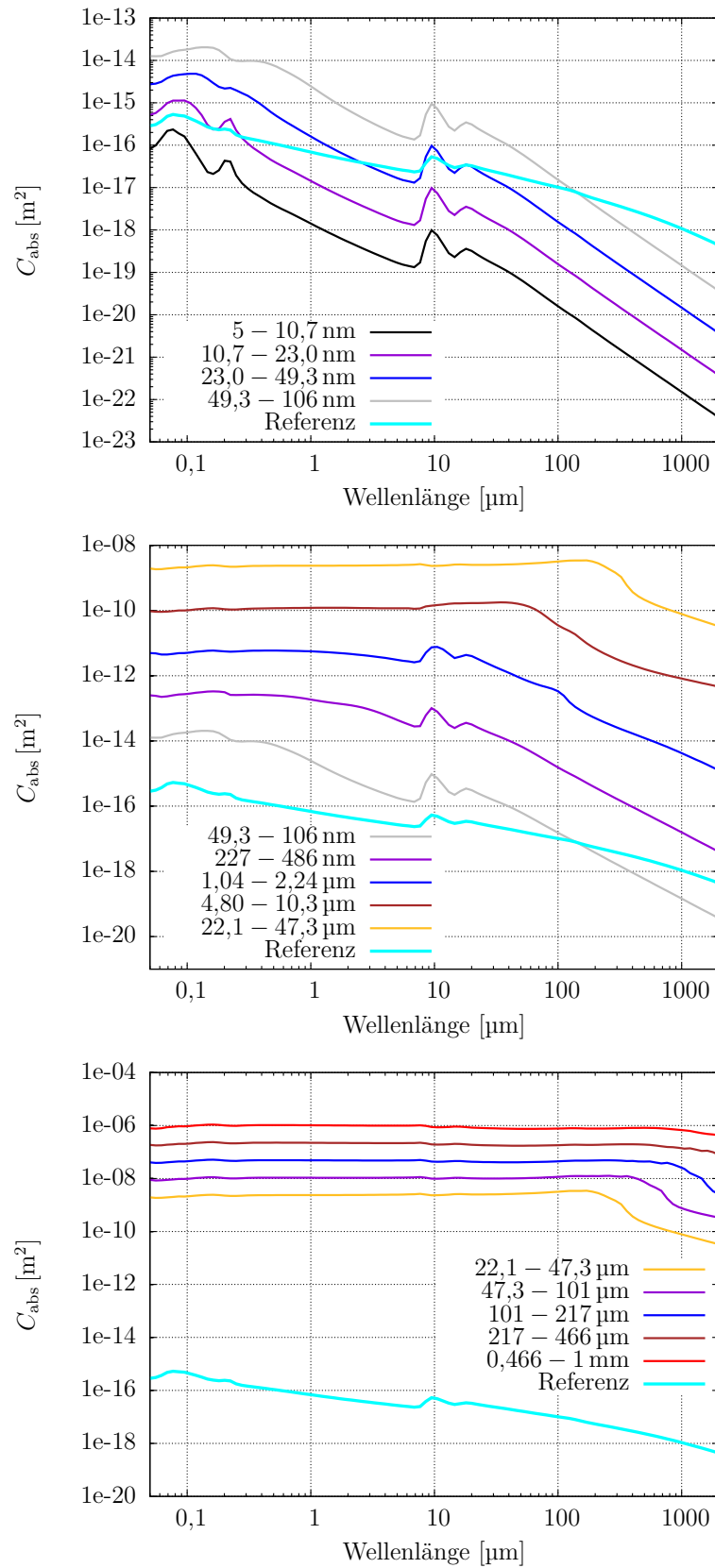


Abbildung 4.1: Absorptionsquerschnitte der verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen.

Allerdings hat der Absorptionsquerschnitt für die Staubkorngrößenverteilung mit Radien von $4,8\text{ }\mu\text{m}$ bis $10\text{ }\mu\text{m}$ ein Maximum zwischen $\sim 7\text{ }\mu\text{m}$ und $\sim 70\text{ }\mu\text{m}$, welches für Korngrößenverteilungen mit größeren Radien nicht mehr existiert. Deshalb ist für Staubtemperaturen zwischen 41 K und 410 K die Kühlung für die Korngrößenverteilung mit Radien von $4,8\text{ }\mu\text{m}$ bis $10\text{ }\mu\text{m}$ am effektivsten.

- Für die Korngrößenverteilungen mit den größten Radien ($22\text{ }\mu\text{m}$ bis 1 mm , Abb. 4.1, unten) steigt der Absorptionsquerschnitt für die Korngrößenverteilung mit Radien von $22\text{ }\mu\text{m}$ bis $47\text{ }\mu\text{m}$ zunächst mit der Wellenlänge leicht an. Für größere Radien wird dieser Anstieg jedoch schwächer und verwandelt sich in einen Abfall für Korngrößenverteilungen mit Radien über $217\text{ }\mu\text{m}$. Daher sollte die Staubtemperatur mit steigendem Staubkornradius erneut ansteigen.

Zum Vergleich ist in den Abbildungen auch der Absorptionsquerschnitt der Referenzkorngrößenverteilung eingezeichnet.

4.2 Ergebnisse

Aufgrund des weiten Bereichs von optischen Tiefen und verschiedenen Heizprozessen, wie der direkten Sternstrahlung, der gestreuten Strahlung und der thermischen Reemissionsstrahlung, ist die Temperaturstruktur protoplanetarer Scheiben sehr kompliziert.

4.2.1 Optisch dünner Fall

In diesem Fall werden alle Staubkörner direkt durch den zentralen Stern geheizt. Der Einfluss von Streustrahlung und thermischer Reemissionsstrahlung auf die räumliche Temperaturverteilung ist vernachlässigbar.

Temperaturverteilung

Hier wird die Temperaturverteilung untersucht, um zu überprüfen, ob die Vorhersagen aus den Absorptionsquerschnitten zutreffen (Abb. 4.2). Um die Details der Temperaturverteilung zu studieren, wird die Differenz zur Referenzscheibe in Abb. 4.3 gezeigt. Am Innenrand erreichen die Temperaturunterschiede zwischen Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radiusintervallen Werte bis zu $\sim 200\text{ K}$, was 45 % der Temperatur der wärmsten Staubkörner entspricht. Weiter weg vom Stern können die Unterschiede sogar 63 % der Temperatur der wärmsten Staubkörner erreichen.

Die Temperatur steigt zunächst mit dem Staubkornradius bis zu einem Radius von $\sim 100\text{ nm}$, dann sinkt sie mit weiter steigendem Radius bis zu einem Radius zwischen $10\text{ }\mu\text{m}$ und $47\text{ }\mu\text{m}$, bevor sie wieder steigt. Dieses Verhalten spiegelt direkt den Verlauf der Absorptionsquerschnitte in Abb. 4.1 wieder.

Staubkornoberfläche

Neben der Temperatur ist die Nettooberfläche der Staubkörner eine wichtige Größe, welche die Rate chemischer Reaktionen beeinflusst. Daher wird in Abb. 4.4 der relative

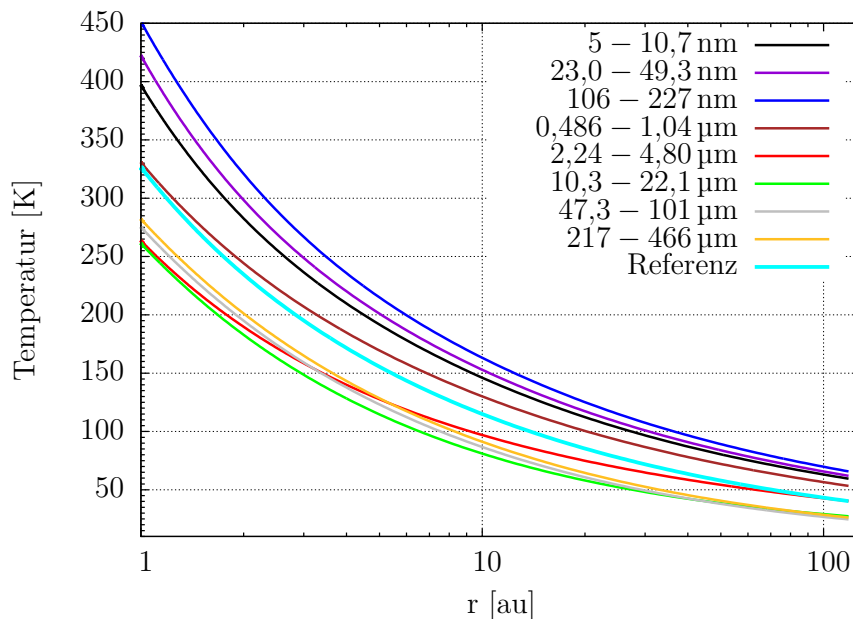


Abbildung 4.2: Radiale Temperaturverteilung im optisch dünnen Fall.

Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur mit dem Ergebnis für die Referenzscheibe verglichen. Der Oberflächenanteil steigt schneller für die Referenzscheibe als für die MGS-Scheibe. Da die Staubkorngrößenverteilungen mit Radien über $\sim 10 \mu\text{m}$ am Außenrand der Scheibe aber Temperaturen zwischen 24 K und 28 K haben, gibt es in der MGS-Scheibe Staub mit Temperaturen unter 40 K. Weil die Korngrößenverteilungen mit großen Radien jedoch nicht signifikant zur Gesamtoberfläche des Staubes beitragen und die Größenverteilungen mit kleinen Radien höhere Temperaturen haben (über 50 K für Radien unter $\sim 1 \mu\text{m}$), beginnt die relative Staubkornoberfläche erst oberhalb dieser Temperaturen schnell zu wachsen.

Die relative Staubkornoberfläche unterhalb von 100 K (Gefrierpunkt von Wasser; ÖBERG u. a. 2010) beträgt 72,5 % für die Referenzscheibe, während sie nur 57,1 % für die MGS-Scheibe beträgt. Zwischen 20 K und 30 K beträgt die relative Staubkornoberfläche 0,34 % für die MGS-Scheibe und 0 % für die Referenzscheibe. Daher verringert sich der relative Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur (und der daher für bestimmte Reaktionen verfügbar ist) signifikant durch eine realistischere Behandlung der Verteilung der Staubkornradien und Berechnung der entsprechenden Temperaturverteilung.

Eine andere Perspektive auf dieses Problem ist die Untersuchung des radialen Abstands der Eislinie (r_{Eis}), der Linie, außerhalb der alle Staubkörner eines bestimmten Radiusintervalls Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes einer bestimmten volatilen Spezies haben. Sie wird in Abb. 4.5, oben, für Wasser gezeigt. Die Eislinie

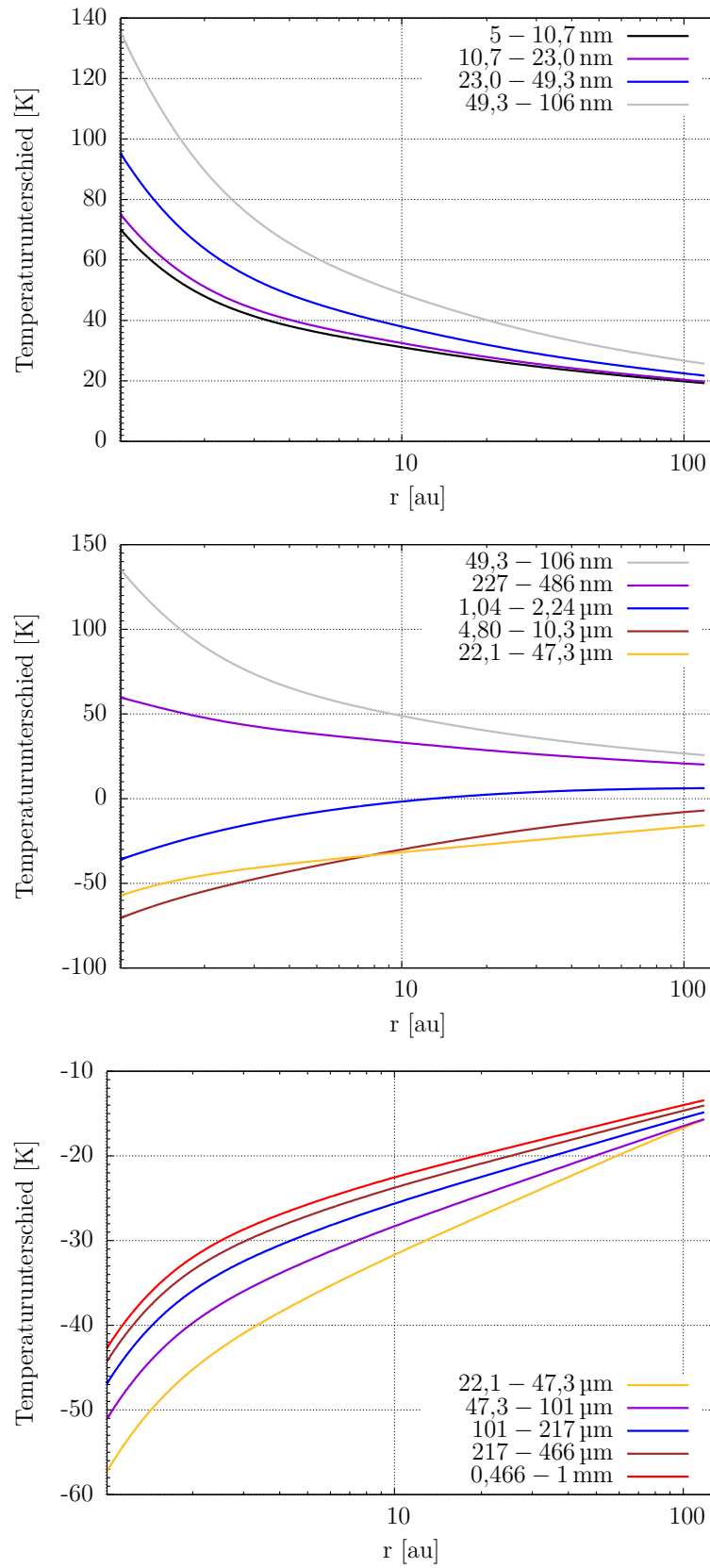


Abbildung 4.3: Temperaturunterschiede zur Referenzscheibe im optisch dünnen Fall.

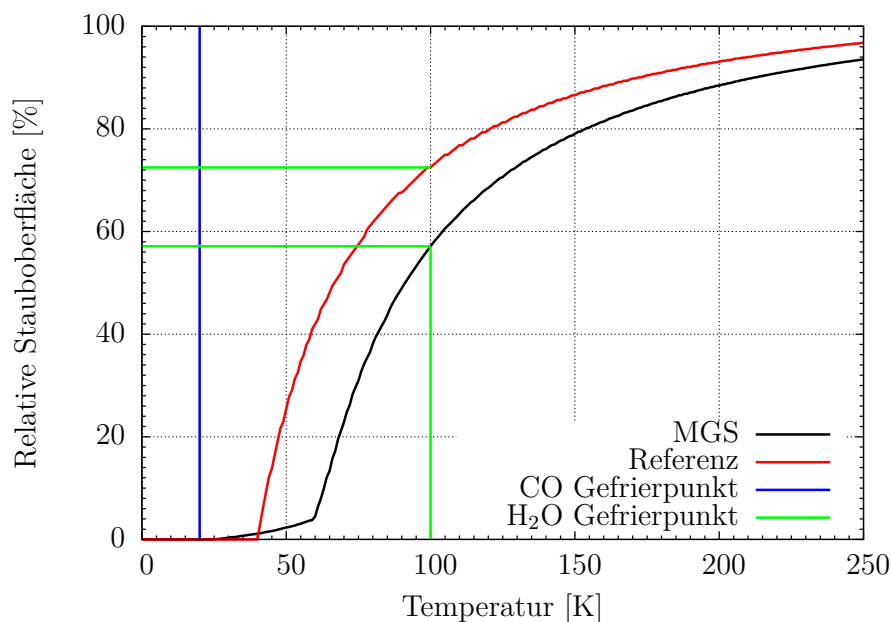


Abbildung 4.4: Relativer Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur im optisch dünnen Fall.

bewegt sich zuerst bis zu einem Staubkornradius von $\sim 0,1 \mu\text{m}$ mit steigendem Staubkornradius nach außen, dann bewegt sie sich nach innen und bewegt sich für Staubkorngrößenverteilungen mit Radien über $\sim 20 \mu\text{m}$ wieder nach außen. Dieses Verhalten steht in direkter Beziehung zu den Temperaturen der verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen (siehe Abb. 4.3), die zunächst bis zu einem Radius von 106 nm ansteigen, danach aber bis zu einem Staubkornradius zwischen $4,8 \mu\text{m}$ und $47 \mu\text{m}$ absinken, bevor sie wieder ansteigen.

Eine damit verbundene Größe ist die relative Staubkornoberfläche mit Temperaturen unterhalb oder gleich dem Gefrierpunkt von Wasser, bezogen auf alle Staubkörner eines bestimmten radialen Abstands vom Stern (Abb. 4.5, unten). Genau wie bei der Eislinie wird auch hier nur die Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser gezeigt, da es keinen Staub mit Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von CO (20 K; ÖBERG u. a. 2010) gibt. In der Referenzscheibe hat der Staub eine Temperatur unter 100 K außerhalb $\sim 14 \text{ au}$, während für die MGS-Scheibe der Anstieg der relativen Staubkornoberfläche aufgrund der Temperaturunterschiede zwischen Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radiusintervallen etwas langsamer ist. Aufgrund der geringen optischen Tiefe haben allerdings alle Staubkörner in einem bestimmten Radiusintervall und mit einem bestimmten radialen Abstand vom Stern die gleiche Temperatur. Daher friert das Wasser auf allen von ihnen beim gleichen radialen Abstand aus, weshalb der Graph eine Treppenform hat.

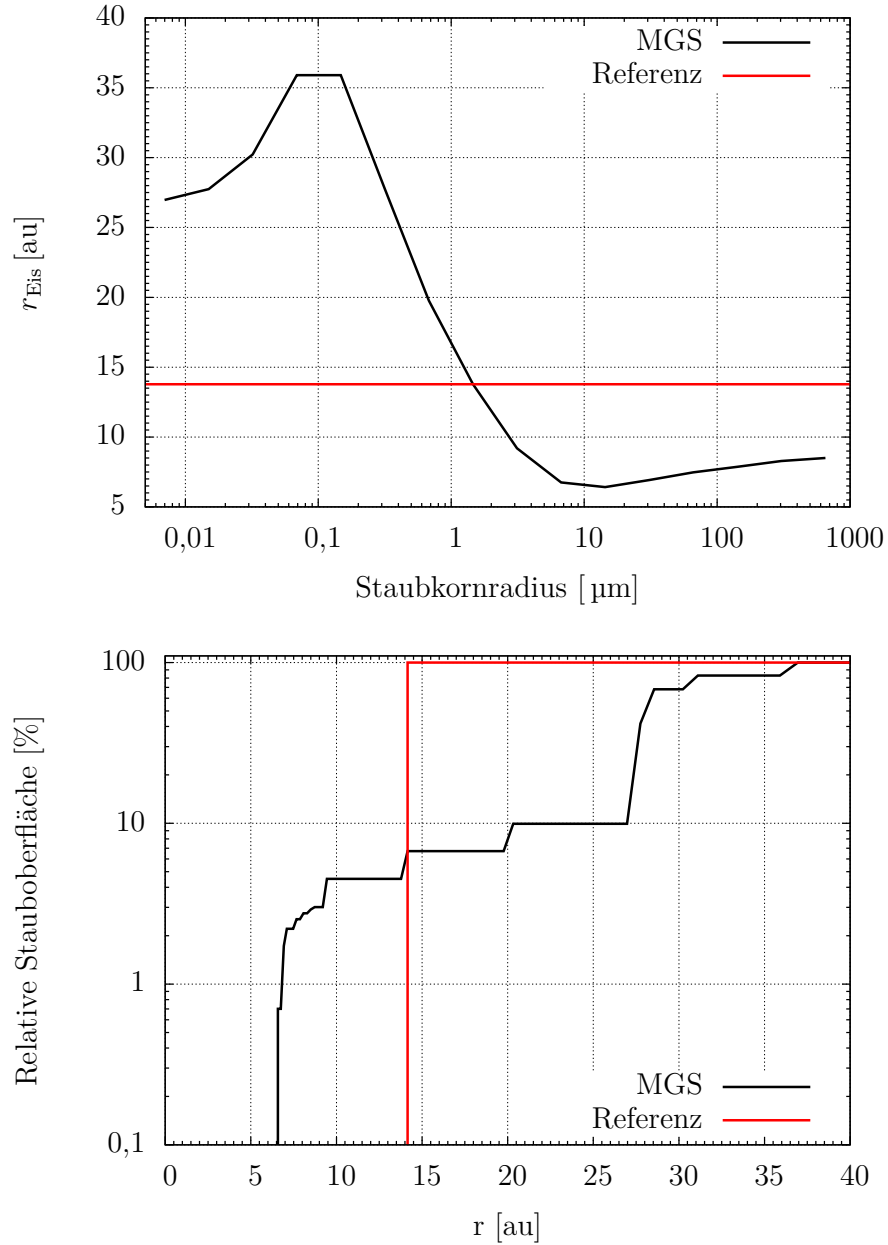


Abbildung 4.5: Oben: Radialer Abstand vom Stern, außerhalb dessen alle Staubkörner unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (100 K) sind, in Abhängigkeit vom Staubkornradius im optisch dünnen Fall.

Unten: Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser als Funktion des radialen Abstands vom Stern, im optisch dünnen Fall.

Thermische Reemissionsstrahlung der Scheibe

Im Folgenden diskutieren wir, ob es einen signifikanten Unterschied in der SED gibt, welcher die Analyse von Scheibenbeobachtungen beeinflusst. Daher wird in Abb. 4.6 die thermische Reemissionsstrahlung F_λ der Scheibe gezeigt, zusammen mit der relativen Differenz ΔF_λ zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe

$$\Delta F_\lambda = \frac{F_\lambda(\text{MGS}) - F_\lambda(\text{Referenz})}{F_\lambda(\text{Referenz})}. \quad (4.1)$$

Wir finden heraus, dass die Strahlung der MGS Scheibe für kleine Wellenlängen ($\lesssim 13 \mu\text{m}$) stärker ist. Dies wird durch den Einfluss der Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Radien verursacht, auf die der größte Teil der Staubkornoberfläche entfällt, die bei kleinen Wellenlängen effizient strahlen und wärmer sind als die gemittelte Staubkorngrößenverteilung der Referenzscheibe. Um den Einfluss der verschiedenen Behandlungen der Korngrößenverteilung auf die Gesamtoberfläche des Staubes zu illustrieren, ist die relative Staubkornoberfläche unterhalb eines bestimmten Staubkornradius in Abb. 4.7 gezeigt. In der MGS Scheibe entfällt mehr als 75 % der Gesamtoberfläche auf Korngrößenverteilungen mit Radien unterhalb des gemittelten Staubkornradius in der Referenzscheibe.

Allerdings hat die relative Differenz ein lokales Maximum bei Wellenlängen von

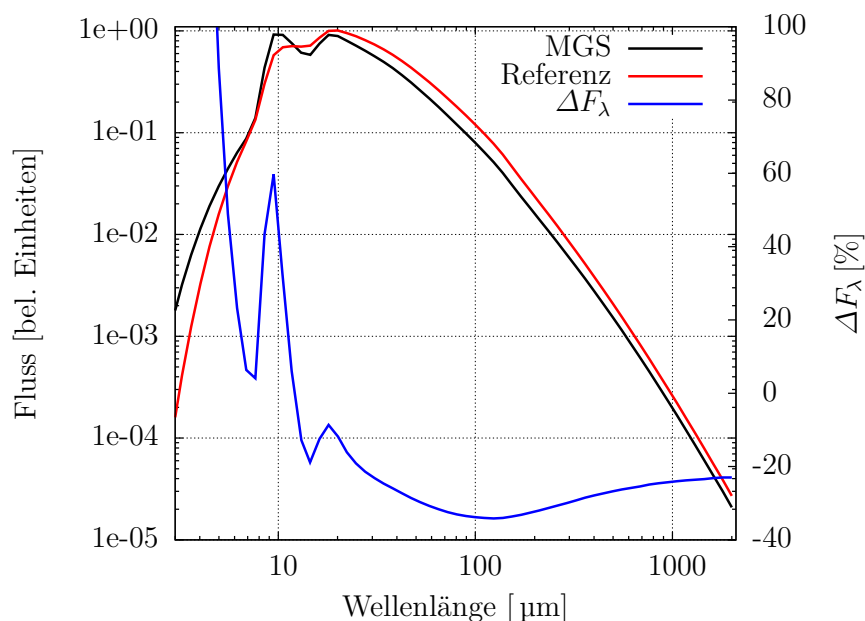


Abbildung 4.6: Thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, zusammen mit der relativen Differenz zwischen beiden Scheiben, im optisch dünnen Fall.

$\sim 100 \mu\text{m}$. Bei längeren Wellenlängen sinkt die Differenz wieder ab, weil auch der Absorptionsquerschnitt der gemittelten Korngrößenverteilung bei längeren Wellenlängen absinkt. Daher reduziert der Einfluss der Korngrößenverteilungen mit großen Radien, die auch bei langen Wellenlängen einen großen Absorptionsquerschnitt haben, aber nur eine kleine Häufigkeit, den Unterschied wieder. Somit ist die Wellenlängenabhängigkeit der thermischen Reemissionsstrahlung bei langen Wellenlängen verändert. Eine korrektere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung beeinflusst also den Emissivitätsindex des Staubes. Das Maximum um $10 \mu\text{m}$ wird von den Silikatbanden erzeugt, die bei der thermischen Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe stärker ausgeprägt sind.

Um die Unterschiede in der thermischen Reemissionsstrahlung genauer zu untersuchen, wird die relative Differenz zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe radial aufgelöst berechnet. Dafür wird der Fluss $F_\lambda(r) \sim B_\lambda(T_i) \cdot Q_{\text{abs}\lambda}(a_i) \cdot A(a_i, r)$ als Funktion des radialen Abstands vom Stern berechnet. Hierbei ist r der radiale Abstand vom Stern, $B_\lambda(T_i)$ die Planck-Funktion bei der Temperatur T_i , $Q_{\text{abs}\lambda} = C_{\text{abs}\lambda}/\pi a_i^2$ die Absorptionseffizienz und $A(a_i, r)$ die Gesamtoberfläche aller Staubkörner mit mittlerem Radius a_i bei einem gegebenen radialen Abstand r . Die relative Differenz zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, radial aufgelöst, wird in Abb. 4.8 gezeigt. Die Resultate ähneln denen in Abb. 4.6, aber die Position des Minimums der relativen Differenz hängt vom radialen Abstand und damit der Staubtemperatur ab. Für die kühleren Staubkörner weiter außen bewegt sich das relative Minimum zu längeren Wellenlängen und wird tiefer. Dies ergibt sich durch die nach außen hin steigenden Temperaturunterschiede.

4.2.2 Optisch dicker Fall

Während die o.g. Resultate (Abs. 4.2.1) auf die oberen, optisch dünnen Schichten protoplanetarer Scheiben, die inneren, staubarmen Regionen von Übergangsscheiben sowie Trümmerscheiben anwendbar sind, werden nun die Effekte einer Erhöhung der optischen Tiefe untersucht. Streuung sowie Reemission und die Abschirmung der Scheiben-Mittelebene durch darüber befindlichen Staub sind essentiell in diesem Fall. Weiterhin verringert die bessere thermische Kopplung die Temperaturunterschiede.

Temperaturverteilung in der Mittelebene

Sowohl die Staubtemperatur bei größerer radialer Entfernung als auch die Temperaturunterschiede sind wesentlich kleiner als im optisch dünnen Fall (maximaler Temperaturunterschied $\sim 5 \text{ K}$). Nahe am Stern (innerhalb einer radialen Entfernung von $1,2 \text{ au}$) ist die Mittelebenentemperatur durch die Reemission des in den inneren Scheibenregionen befindlichen Staubes erhöht. Diese Reemission geschieht bei längeren Wellenlängen als die Erwärmung durch den Stern, wodurch die Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Radien effektiver geheizt werden als die mit kleineren Radien. Daher ist die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile zumindest

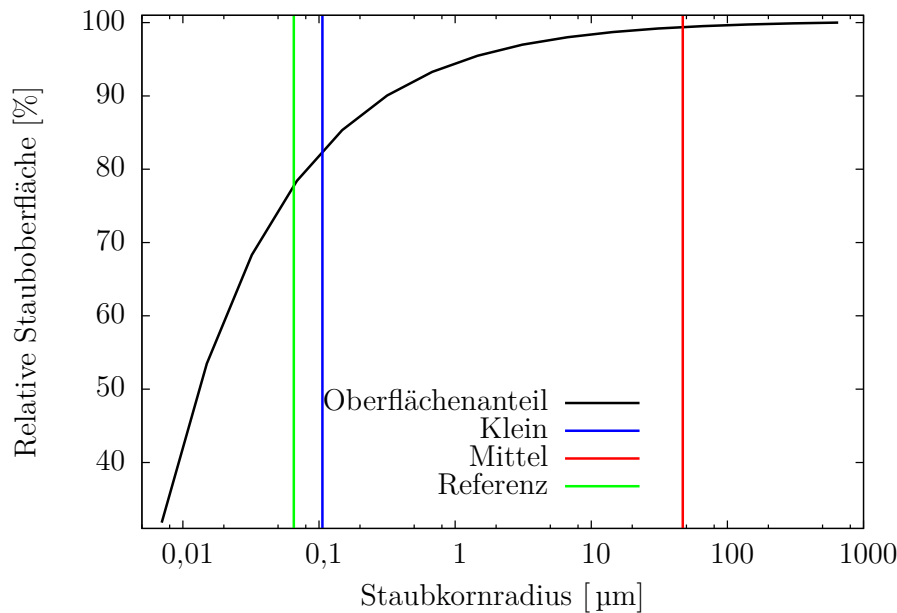


Abbildung 4.7: Relativer Anteil der Staubkornoberfläche aller Korngrößenverteilungen unterhalb eines bestimmten Radius, kumulativ geplottet. Zusätzlich sind die oberen Grenzen für die Korngrößenverteilungen mit kleinen (5 nm bis 106 nm), und mittelgroßen Radien (50 nm bis 47 μm) sowie der gemittelte Radius der Referenz gezeigt. Die Obergrenze für die Korngrößenverteilungen mit großen Radien (22 μm bis 1 mm) ist der rechte Rand des Diagramms. Da der mittlere Radius und nicht der maximale Radius jedes Intervalls gezeigt wird, gibt es eine Lücke am rechten Rand des Diagramms.

teilweise umgekehrt.

Aufgrund der geringen Temperaturunterschiede ist in Abb. 4.9 der Unterschied zur Temperatur der Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien statt dem zur Referenzscheibe gezeigt. Hier sinkt die Staubtemperatur zunächst bis zu einem Staubkornradius zwischen 200 nm und 10 μm . Danach steigt die Staubtemperatur bis zu einem Staubkornradius zwischen 20 μm und 100 μm , bevor die Temperatur wieder sinkt.

Vertikale Temperaturstruktur

In den oberen Schichten der Scheibe ist die optische Tiefe wesentlich kleiner als in der Mittelebene. Daher sollte die Temperaturverteilung ähnlich dem optisch dünnen Fall sein. Um dies zu überprüfen, ist in Abb. 4.10 die Temperaturverteilung in z-Richtung (senkrecht zur Mittelebene) bei einer radialen Entfernung von 50 au vom Stern geplottet.

Oberhalb der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche bei einer Wellenlänge von 726 nm,

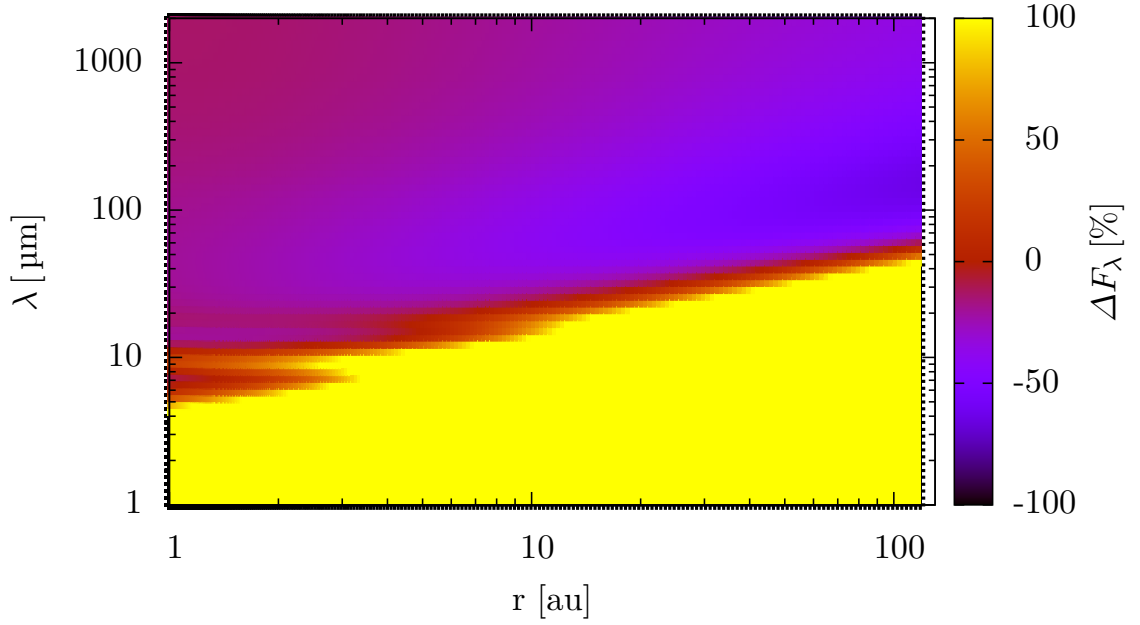


Abbildung 4.8: Relative Differenz in der thermischen Reemissionsstrahlung zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, im optisch dünnen Fall. Die strukturlose gelbe Region repräsentiert alle Fälle, in welchen die relative Differenz ≥ 1 ist.

nahe dem Strahlungsmaximum des Sterns, vom Stern aus gesehen durch die Scheibe berechnet, ist die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile ähnlich zum optisch dünnen Fall: Die Temperatur steigt zunächst bis zu einem Staubkornradius von 106 nm, dann sinkt sie mit weiter steigendem Staubkornradius bis zu einem Radius von 47 μm , bevor sie wieder steigt. Der Temperaturunterschied zwischen den wärmsten und kältesten Korngrößenverteilungen erreicht 60 % der Temperatur der wärmsten Größenverteilung. Daher ist er ein bisschen kleiner als in der Mittelebene optisch dünner Scheiben, aber in der gleichen Größenordnung. Die Erklärungen aus Abs. 4.2.1 sind deswegen immer noch gültig. Im Unterschied zum optisch dünnen Fall werden die Korngrößenverteilungen nicht nur vom zentralen Stern, sondern auch von der thermischen Reemissionsstrahlung der Scheibe geheizt. Da diese Strahlung längere Wellenlängen hat, wo die Heizung für die Korngrößenverteilung mit Radien von 22 μm bis 47 μm , also der kältesten Größenverteilung, am effektivsten ist, ist der Temperaturunterschied leicht verringert.

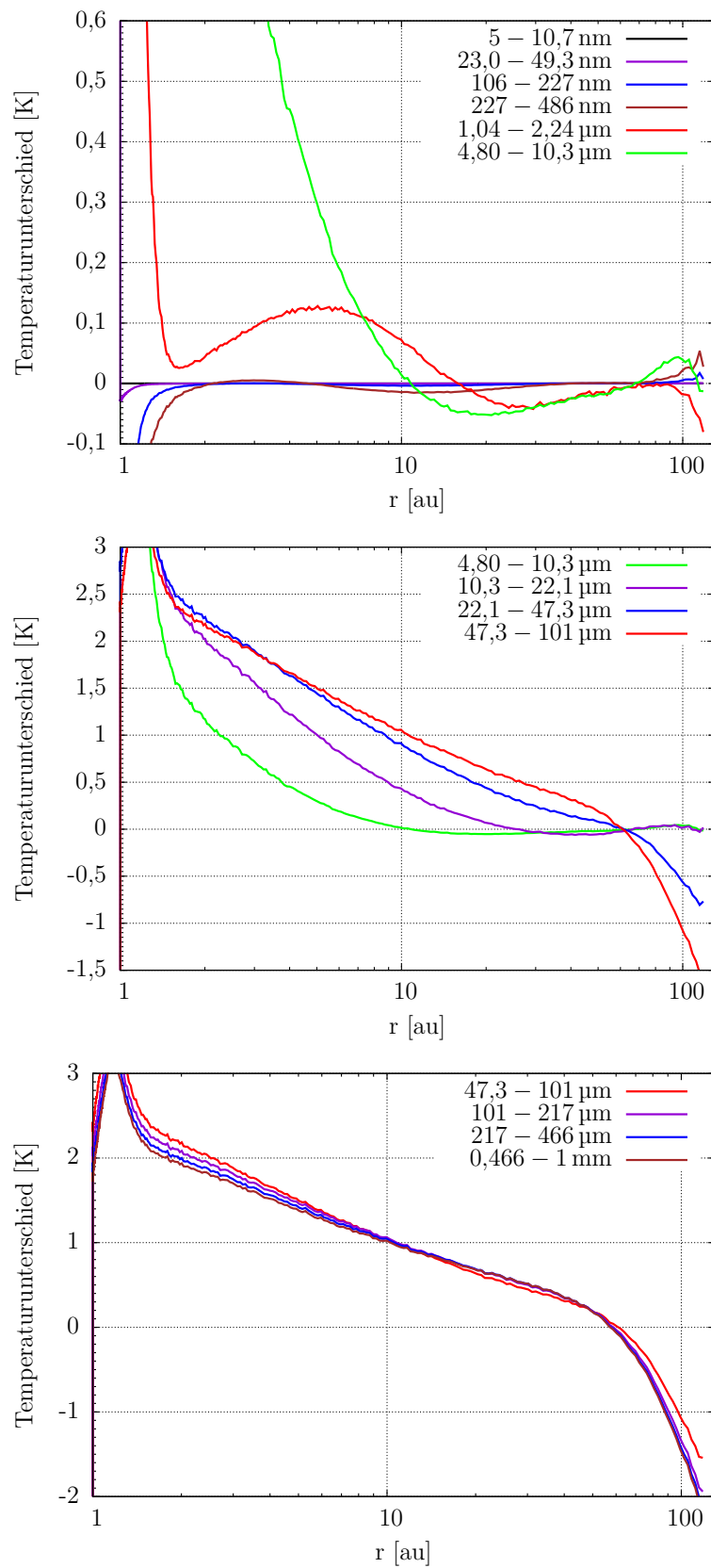


Abbildung 4.9: Unterschied in der Mittelebenentemperatur zu der Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) im optisch dicken Fall.

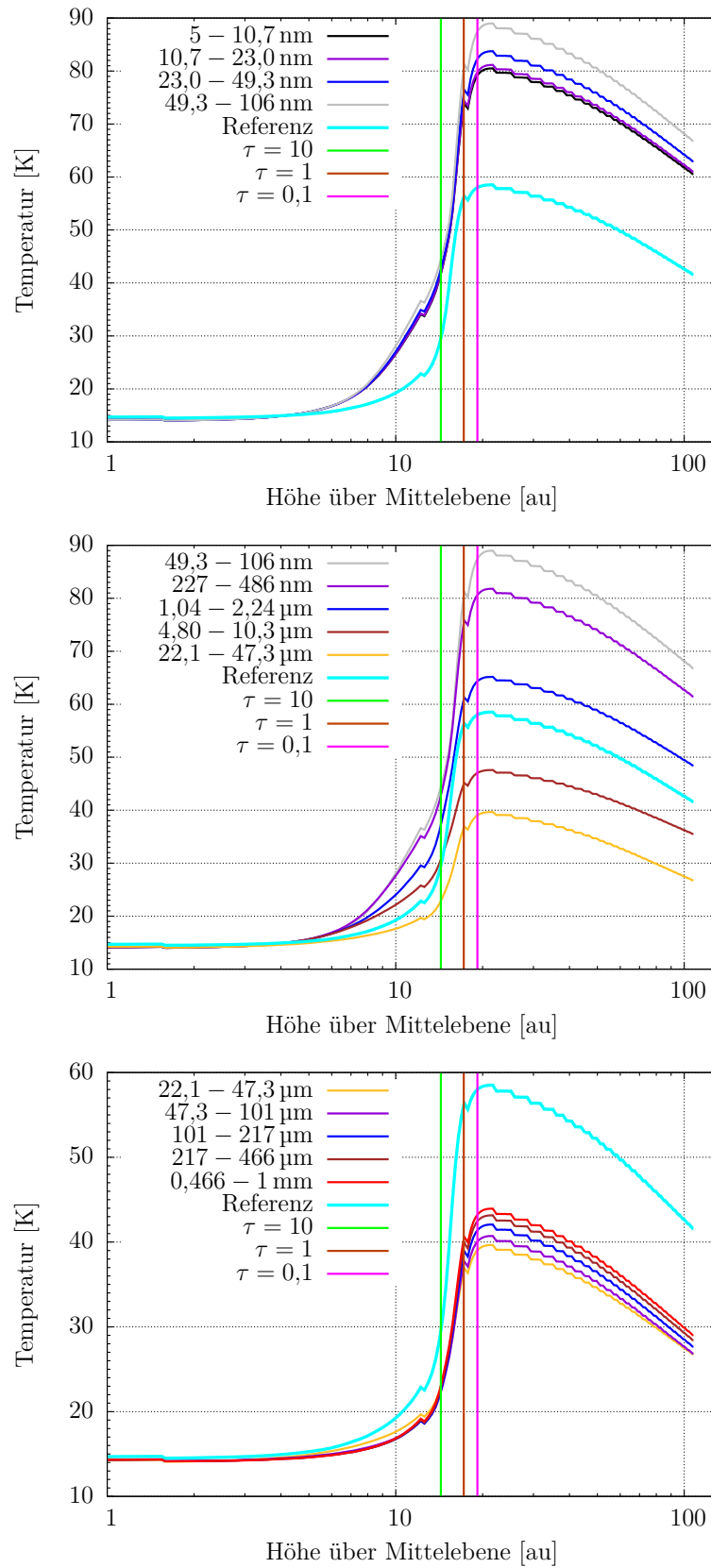


Abbildung 4.10: Vertikale Temperaturverteilung in einem radialen Abstand von 50 au vom Stern im optisch dicken Fall. Zur Orientierung sind die Ebenen der optischen Tiefe τ bei einer Wellenlänge von 726 nm, vom Stern aus gesehen, eingezeichnet.

Staubkornoberfläche

Auch wenn die Temperaturunterschiede wesentlich geringer sind als im optisch dünnen Fall, kann der relative Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur trotzdem beeinflusst werden. Daher wird diese Größe erneut untersucht (Abb. 4.11). Der relative Anteil unterhalb einer bestimmten Temperatur ist zuerst größer für die Referenzscheibe als für die MGS Scheibe, aber für letztere steigt sie schneller. Daher ist oberhalb von 30 K die relative Oberfläche für die MGS Scheibe größer als für die Referenzscheibe. Weiterhin verringert die bessere thermische Kopplung den Unterschied zwischen den Scheiben. Bei 20 K (Gefrierpunkt von CO; ÖBERG u. a. 2010) beträgt der relative Anteil der Referenzscheibe 54,3 %, während er für die MGS Scheibe 52,5 % beträgt. Bei 100 K (Gefrierpunkt von Wasser; ÖBERG u. a. 2010) beträgt er 95,9 % für die Referenzscheibe und 96,3 % für die MGS Scheibe. Zwischen 20 K und 30 K beträgt der relative Anteil 17,1 % für die Referenzscheibe und 19,5 % für die MGS Scheibe.

Da die Temperaturverteilung und der relative Anteil der Staubkornoberfläche verändert sind, müssen die beiden verwandten Größen, die radiale Entfernung der Eislinie (Abb. 4.12, oben) und der relative Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von CO und Wasser (Abb. 4.12, unten) ebenfalls erneut untersucht werden.

Aufgrund der besseren thermischen Kopplung sind die Eislinien der volatilen Stoffe

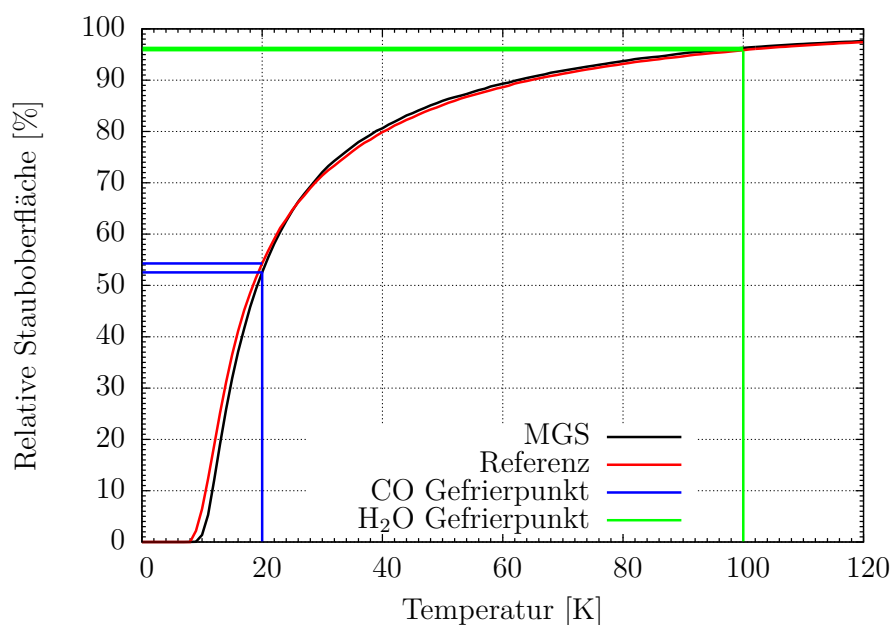


Abbildung 4.11: Relativer Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur, im optisch dicken Fall.

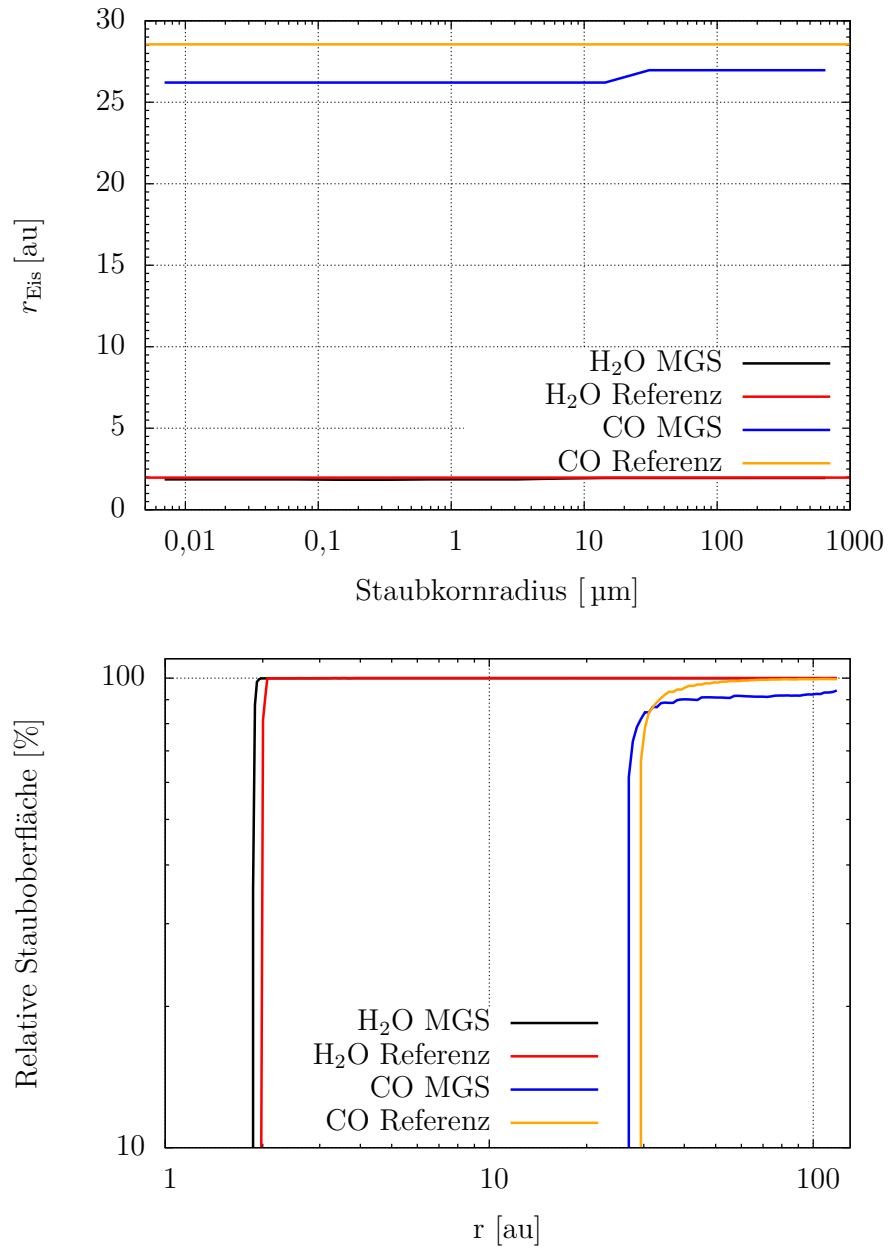


Abbildung 4.12: Oben: Radiale Entfernung, außerhalb der die Staubkorngrößenverteilungen in der Mittelebene Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (100 K) und CO (20 K) haben, als Funktion des Staubkornradius im optisch dicken Fall.

Unten: Relativer Anteil der Staubkornoberfläche mit Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser und CO, als Funktion des radialen Abstands vom Stern im optisch dicken Fall.

für Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radien fast gleich. Nur für die Korngrößenverteilungen mit den größten Radien (über $10\text{ }\mu\text{m}$) liegt die Eislinie bei größeren radialen Abständen als für jene mit kleineren Radien. Da außerdem die Mittelebenentemperatur außerhalb der inneren $\sim 1,2\text{ au}$ geringer ist als im optisch dünnen Fall, liegt die Eislinie von Wasser weiter innen, und selbst CO kann ausfrieren. Außerdem liegt die Eislinie der MGS Scheibe weiter innen als die der Referenzscheibe, was für eine geringere Mittelebenentemperatur spricht.

Der relative Anteil der Staubkornoberfläche gleich oder unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (100 K) und CO (20 K) zeigt, dass außerhalb von $\sim 2\text{ au}$ die Staubkörner unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser fast die gesamte Staubkornoberfläche ausmachen. CO kann innerhalb von $\sim 30\text{ au}$ nicht ausfrieren.

Es gibt drei Gründe für die Unterschiede zum optisch dünnen Fall (Abb. 4.5, unten):

1. Die Temperaturunterschiede in der Mittelebene sind wesentlich kleiner, sodass die Treppenform des Graphen für die MGS-Scheibe weniger stark ausgeprägt ist.
2. Die oberen Schichten der Scheibe sind optisch dünn und wärmer als die Mittelebene, was zu einem weicherem Übergang zwischen nichts ausgefroren und alles ausgefroren für die MGS Scheibe und die Referenzscheibe führt.
3. Außerhalb von $1,2\text{ au}$ ist die Mittelebene kälter als im optisch dünnen Fall.

Thermische Reemissionsstrahlung der Scheibe

Um zu zeigen, wie sich die thermische Reemissionsstrahlung vom optisch dünnen Fall sowie zwischen beiden Scheiben unterscheidet, wird in Abb. 4.13 die relative Differenz $\Delta F_\lambda = (F_\lambda(\text{MGS}) - F_\lambda(\text{Referenz}))/F_\lambda(\text{Referenz})$ zusammen mit den absoluten Flüssen gezeigt. Dieser Plot zeigt qualitativ die gleichen Ergebnisse wie im optisch dünnen Fall. Allerdings verschiebt sich das Maximum der thermischen Reemissionsstrahlung aufgrund der geringeren Mittelebenentemperatur zu längeren Wellenlängen. Gleichzeitig ist die relative Differenz aufgrund der geringeren Temperaturunterschiede ebenfalls kleiner.

Um die Unterschiede in der thermischen Reemissionsstrahlung genauer zu untersuchen, wird die radial aufgelöste relative Differenz in Abb. 4.14 gezeigt. Genau wie im optisch dünnen Fall (Abb. 4.8) bewegt sich das Minimum der relativen Differenz mit steigendem radialen Abstand zu längeren Wellenlängen. Aufgrund der kleineren Temperaturunterschiede ist das Minimum jedoch flacher.

4.2.3 Einfluss verschiedener Scheibenmassen

Um den Einfluss der verschiedenen Behandlungen der Staubkorngrößenverteilung auf die Temperaturverteilung und die thermische Reemissionsstrahlung der zirkumstellaren Scheibe zu illustrieren, wurden in den vorherigen Abschnitten zwei Extremfälle

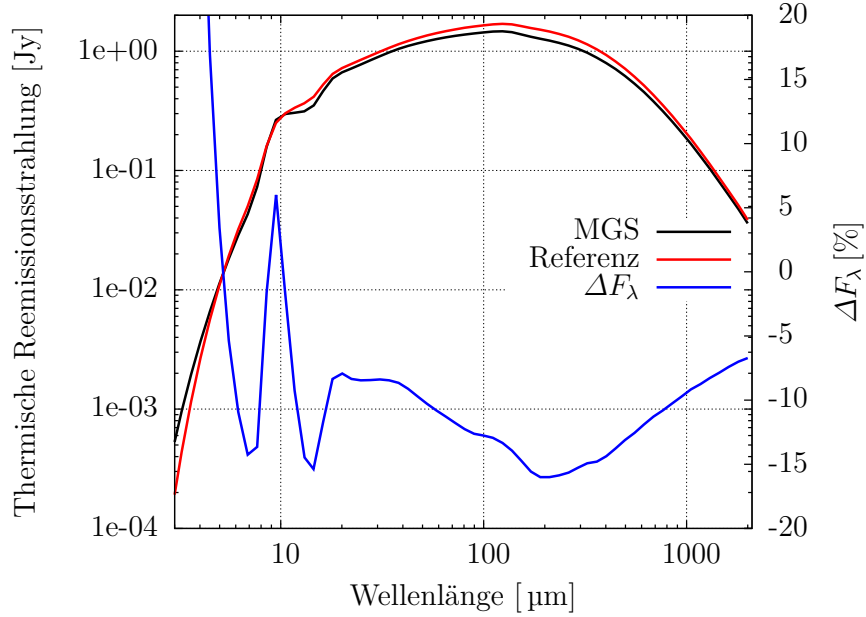


Abbildung 4.13: Thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, zusammen mit der relativen Differenz zwischen beiden Scheiben, im optisch dicken Fall.

untersucht: Eine optisch dünne (sehr massearme) Scheibe und eine sehr massive Scheibe. Um zu untersuchen, wie sich die Verwendung realistischerer Massen auf die Resultate auswirkt, wird die Temperaturverteilung für Scheiben mit Staubmassen zwischen $10^{-5} M_{\odot}$ und $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ berechnet. Diese Staubmassen liegen im Bereich der in der Sternentstehungsregion Taurus-Auriga gefundenen Scheibenmassen (ANDREWS & WILLIAMS 2005).

Die Resultate sind ähnlich wie im optisch dicken Fall, aber die Temperaturunterschiede zwischen Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radien erhöhen sich mit sinkender Scheibenmasse aufgrund der schwächer werdenden Temperaturkoppelung. Um dies zu illustrieren, wird in Abb. 4.15 die minimale und maximale Differenz zur Temperatur der Größenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) gezeigt. Für den Temperaturunterschied wurden alle Zellen mit einem radialen Abstand größer als 1 au zum Innenrand der Scheibe berücksichtigt. Die maximale Temperaturdifferenz verändert sich nur um 0,5 K, während sich die minimale Differenz um ~ 13 K zwischen der Scheibe mit der kleinsten und der größten Masse ändert.

Eine andere Sicht auf das Problem bietet die Untersuchung der relativen Staubkornoberfläche mit einer Temperatur kleiner oder gleich dem Gefrierpunkt von Wasser und CO für alle Staubkörner in einer bestimmten radialen Entfernung vom Stern (siehe Abb. 4.16). Mit sinkender Masse vergrößert sich der radiale Abstand,

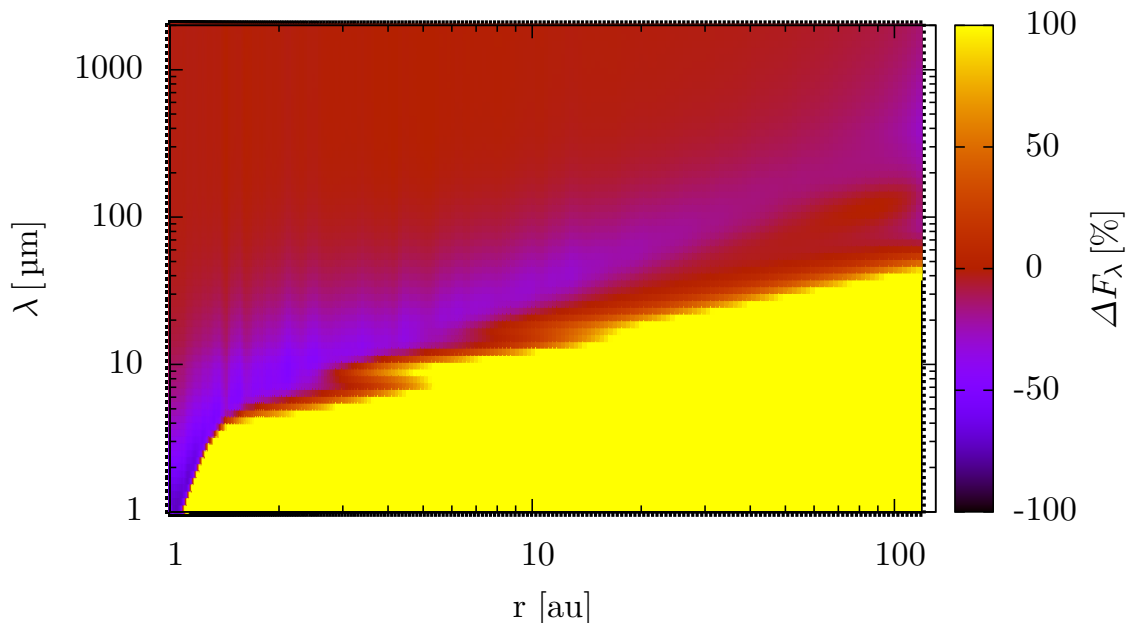


Abbildung 4.14: Relative Differenz in der thermischen Reemissionsstrahlung zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, im optisch dicken Fall. Die strukturlose gelbe Region repräsentiert alle Fälle, wo der Unterschied ≥ 1 ist.

ab dem CO ausfriert, da die Mittelebenentemperatur steigt. Weiterhin wird der Übergangsbereich zwischen nichts ausgefroren und alles ausgefroren breiter. Die Oberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser zeigt den entgegengesetzten Trend, weil die Mittelebenentemperatur nahe am Stern ansteigt. Dies geschieht, da die Staubkörner im Innenbereich der Scheibe sich gegenseitig erwärmen. Das wird mit steigender Masse bzw. optischer Tiefe stärker. Allerdings ist gleichzeitig der Temperaturabfall steiler für schwerere Scheiben, sodass außerhalb von ~ 10 au die Mittelebenentemperatur für masseärmere Scheiben höher ist.

4.2.4 Innerer Hohlraum

In diesem Abschnitt untersuchen wir den Einfluss des inneren Scheibenradius auf die Temperaturunterschiede zwischen Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radien. Zusätzlich zu Scheiben mit Innenradien in der Nähe des Sublimationsradius des Staubes berücksichtigen wir nun Scheiben mit Innenradien zwischen 5 au und 50 au (Außenradius 120 au). Die angenommene Scheibenmasse wird angepasst, sodass

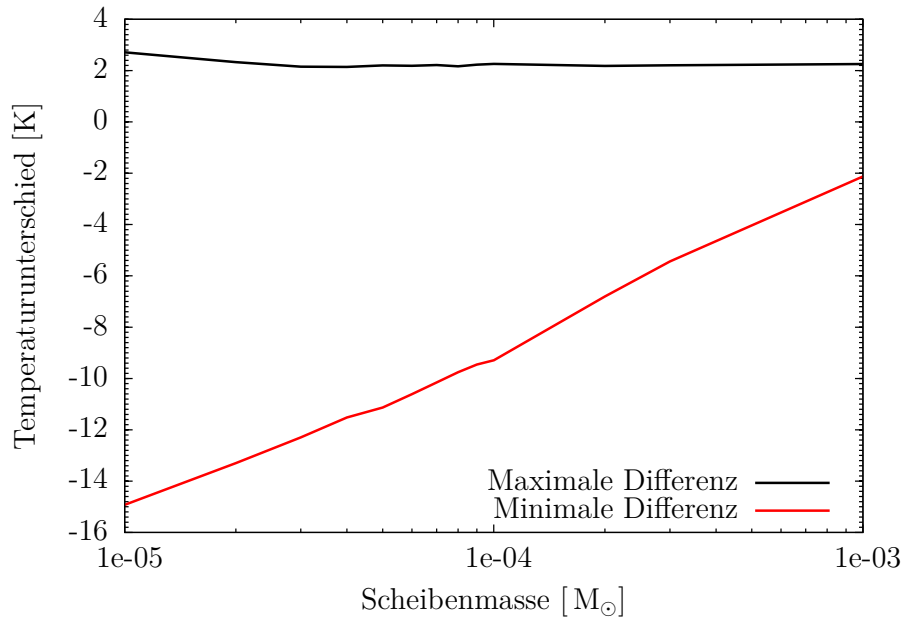


Abbildung 4.15: Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion der Scheibenmasse.

die Dichte der übrigen Scheibe gleich bleibt verglichen mit einer Scheibe mit einer Masse von $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$, welche sich von 1 au bis 120 au erstreckt.

Die maximale und minimale Temperaturdifferenz der verschiedenen Größenverteilungen zu der mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) wird in Abb. 4.17 gezeigt. Die maximale Temperaturdifferenz hat ein Minimum bei 30 au, während die minimale Temperaturdifferenz für Innenradien über 30 au zunimmt. Der abnehmende Temperaturunterschied wird durch die schwächere Strahlung bei größeren radialen Abständen ausgelöst. Daraus folgt eine kleinere Temperatur und dadurch ein kleinerer Temperaturunterschied. Der Anstieg des Temperaturunterschieds wird durch die geringere Dichte in der Scheibe ausgelöst, welche zu einer schwächeren Abschirmung der Staubteilchen durch solche weiter innen und zu einer schwächeren thermischen Kopplung führt.

Die relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser und CO ist in Abb. 4.18 zu sehen. Durch den größeren inneren Hohlraum kann die Strahlung des Sterns weiter nach außen vordringen. Daher passiert das Ausfrieren bei größeren radialen Abständen für größere Innenradien. Für die größten Innenradien friert das Wasser jedoch schon am Innenrand der Scheibe komplett aus, selbst auf den kleinsten Staubkörnern.

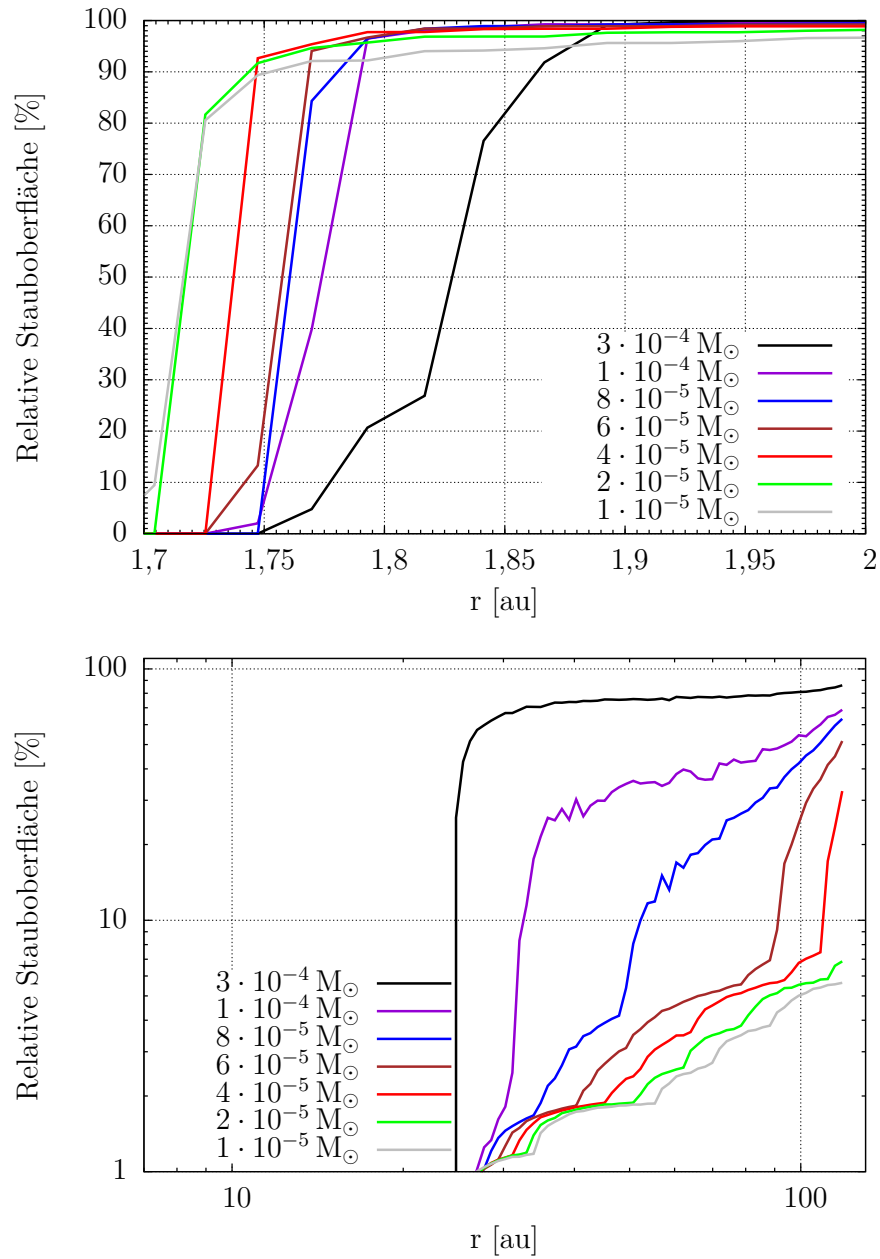


Abbildung 4.16: Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Scheibenmassen.

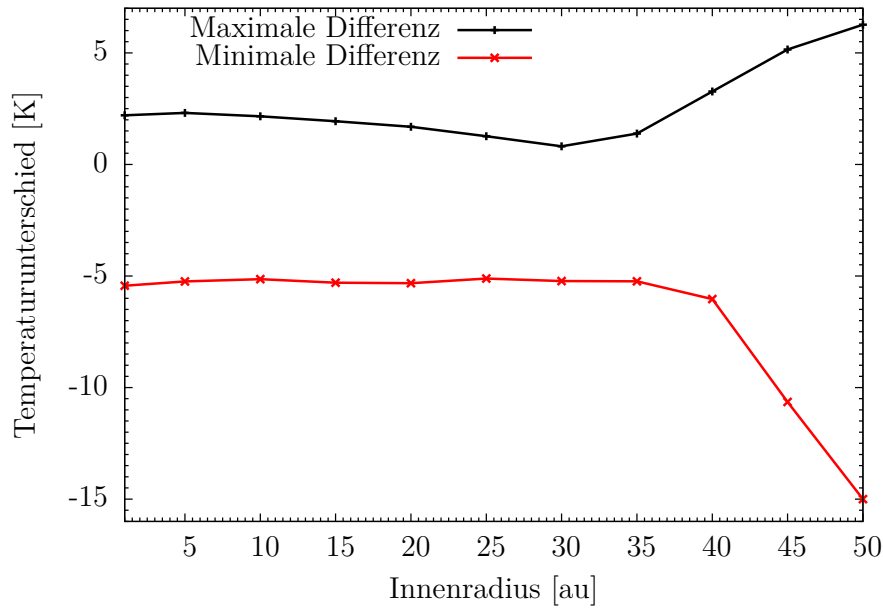


Abbildung 4.17: Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion des Innenradius.

4.2.5 Effekte verschiedener Außenradien

In diesem Abschnitt untersuchen wir die Effekte eines zwischen 100 au und 400 au variierenden Außenradius der Scheibe. Der Innenradius ist 1 au und die angenommene Scheibenmasse $3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$.

Ein größerer Außenradius verringert die Dichte und damit die optische Tiefe der Scheibe. Dies sollte die Temperaturunterschiede zwischen den Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Radien erhöhen und die Eislinie von CO zu größeren radialen Abständen verschieben, während die Eislinie von Wasser zu kleineren radialen Abständen verschoben werden sollte. Da allerdings die Staubbichte nach außen hin abnimmt, verringert sich die optische Tiefe in den inneren Regionen der Scheibe nur um $\sim 30\%$ wenn der Außenradius der Scheibe verdoppelt wird (siehe Tab. 4.2).

Der maximale und minimale Temperaturunterschied zur Korngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) wird in Abb. 4.19 gezeigt. Nur der minimale Temperaturunterschied wächst signifikant, der maximale ändert sich nur um 0,1 K. Da die optische Tiefe sich mit größerem Außenradius verringert, wird der Anstieg der Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser und CO mit steigendem Außenradius langsamer (Abb. 4.20). Allerdings ist die Eislinie von Wasser näher am Stern für große Scheiben. Dies kann durch die in Abs. 4.2.3 erklärte gegenseitige Erwärmung der Teilchen im Innenbereich der Scheibe erklärt werden.

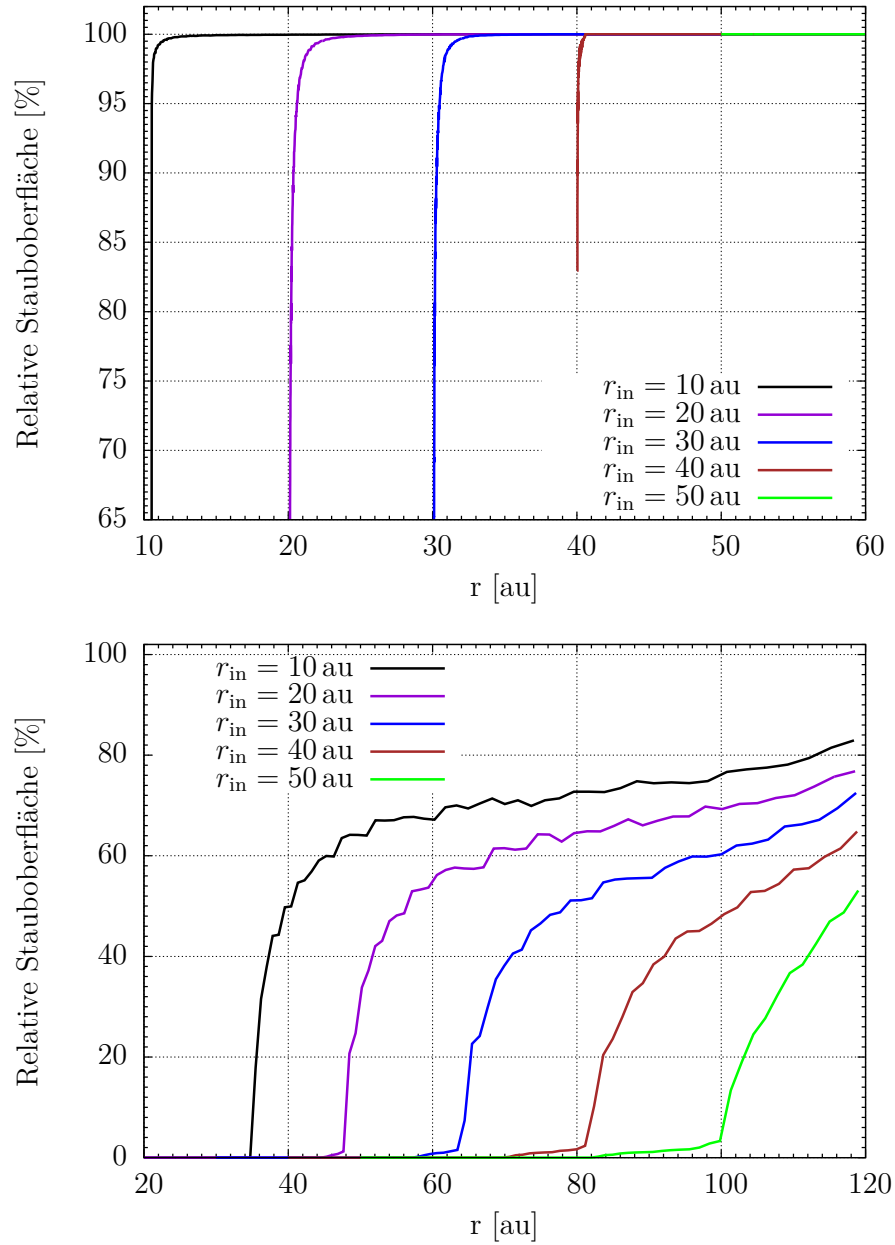


Abbildung 4.18: Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Innenradien.

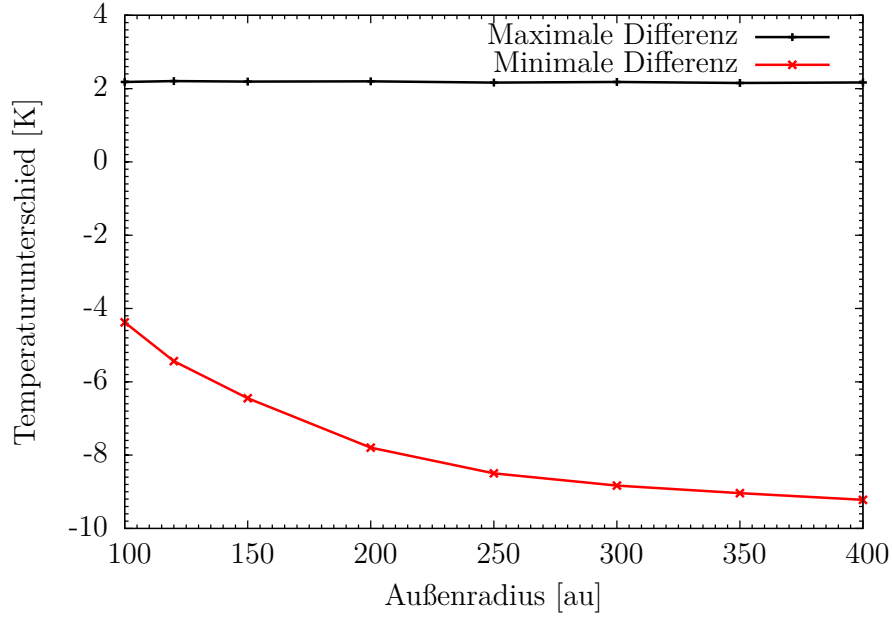


Abbildung 4.19: Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion des Außenradius.

4.2.6 Flying Saucer

In GUILLOTEAU u. a. (2016) wurden Staubtemperaturen von 5 – 7 K bei radialen Abständen von 100 au für die Scheibe des Flying Saucer bestimmt. Dazu wurden Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der Keplerrotation der Scheibe und Variationen in der Intensität des CO Hintergrunds als Funktion der Geschwindigkeit verwendet. Diese Ergebnisse stimmen jedoch nicht mit denen für ähnliche Scheiben überein. Im Besonderen wurde in ISELLA, CARPENTER & SARGENT (2009) eine Staubtemperatur von 20 K bei einem radialen Abstand von 100 au für die Scheibe von DM Tau bestimmt, welche eine ähnliche Masse wie die vom Flying Saucer besitzt. Eine mögliche Erklärung aus GUILLOTEAU u. a. (2016) für die niedrige gemessene Staubtemperatur ist ein Temperaturunterschied zwischen größeren Staubkörnern, welche die SED bei langen Wellenlängen dominieren, und kleinen Staubkörnern, welche die SED im Nahinfrarot dominieren. Um diese Erklärung zu überprüfen, wenden wir die MGS Staubkorngrößenverteilung auf die Scheibe des Flying Saucer an.

Die Scheibe hat einen Außenradius von 190 au (GUILLOTEAU u. a. 2016). Die Masse leiten wir aus der Bedingung ab, dass die optische Tiefe horizontal durch die Scheibe bei $1,3 \text{ mm} \sim 0,2$ beträgt. Diese optische Tiefe wird bei einer Entfernung von 100 au vom Stern gemessen und über eine Skalenhöhe (10 au) gemittelt. Die daraus resultierende Staubmasse beträgt $3,5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$. Der Zentralstern hat eine Masse

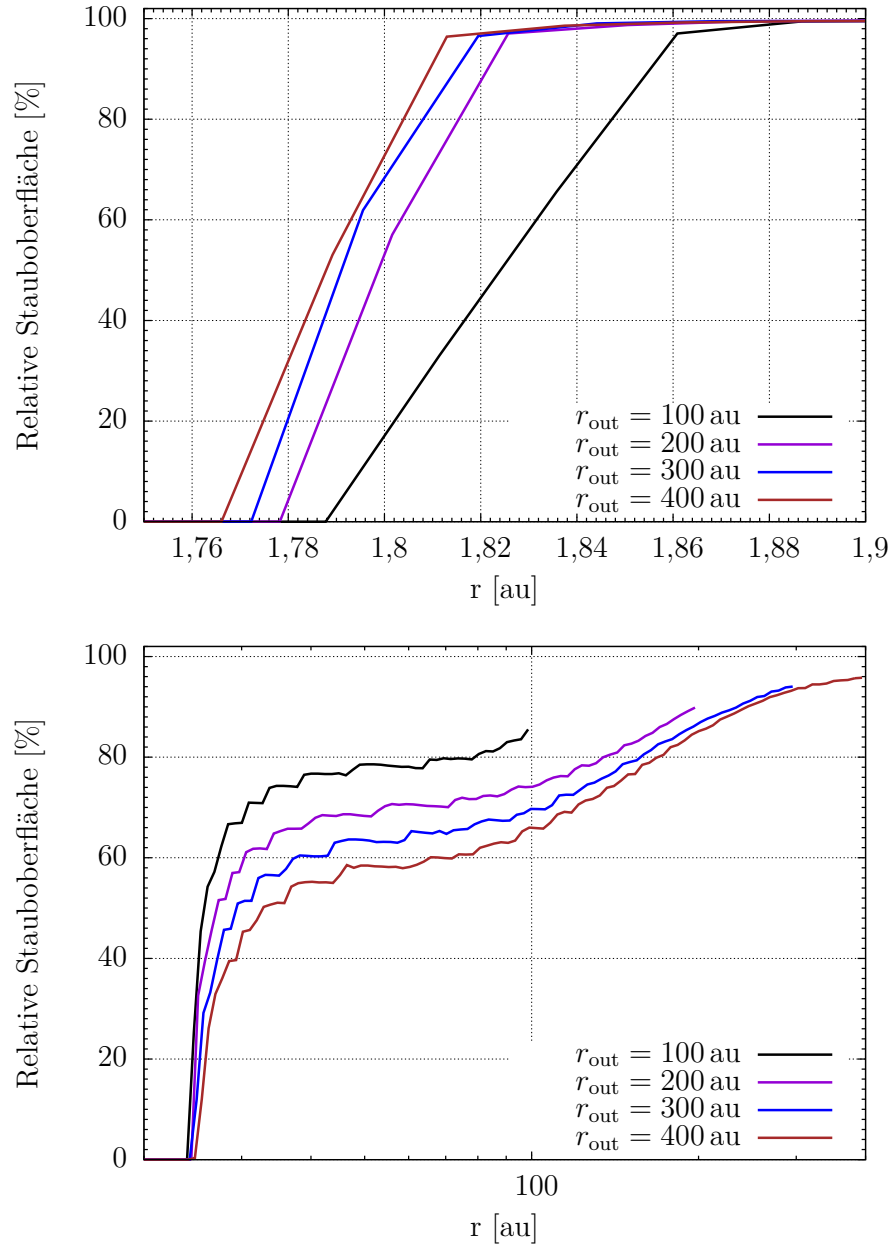


Abbildung 4.20: Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Außenradien.

von $0,57 M_{\odot}$, eine Helligkeit von $0,2 L_{\odot}$ und eine Effektivtemperatur von 3700 K. Die Scheibe hat eine Inklination von 90° .

Die Temperaturverteilung in der Mittelebene der Referenzscheibe und die Temperaturunterschiede der MGS Scheibe zur Referenzscheibe sind in Abb. 4.21 zu sehen. Innerhalb von ~ 9 au sind die Temperaturunterschiede negativ für alle Staubkorngrößenverteilungen, d.h. die MGS Scheibe ist kälter als die Referenzscheibe. Außerhalb sind nur noch Korngrößenverteilungen mit einem Radius über $47 \mu\text{m}$ kälter als der Staub in der Referenzscheibe. Weiterhin hat die Korngrößenverteilung mit Radien von $47 \mu\text{m}$ bis $101 \mu\text{m}$ außerhalb von 109 au Temperaturen unter 7 K, während Korngrößenverteilungen mit noch größeren Radien diese Temperatur schon bei geringeren radialen Abständen unterschreiten. Dieses Ergebnis unterstützt die Erklärung von GUILLOTEAU u. a. (2016).

Ein Vergleich der thermischen Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe und der Referenzscheibe ist in Abb. 4.22 zu sehen. Die thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe ist stärker bei kürzeren Wellenlängen und schwächer bei längeren. Die größere relative Differenz wird durch die stärkere Inklination verursacht.

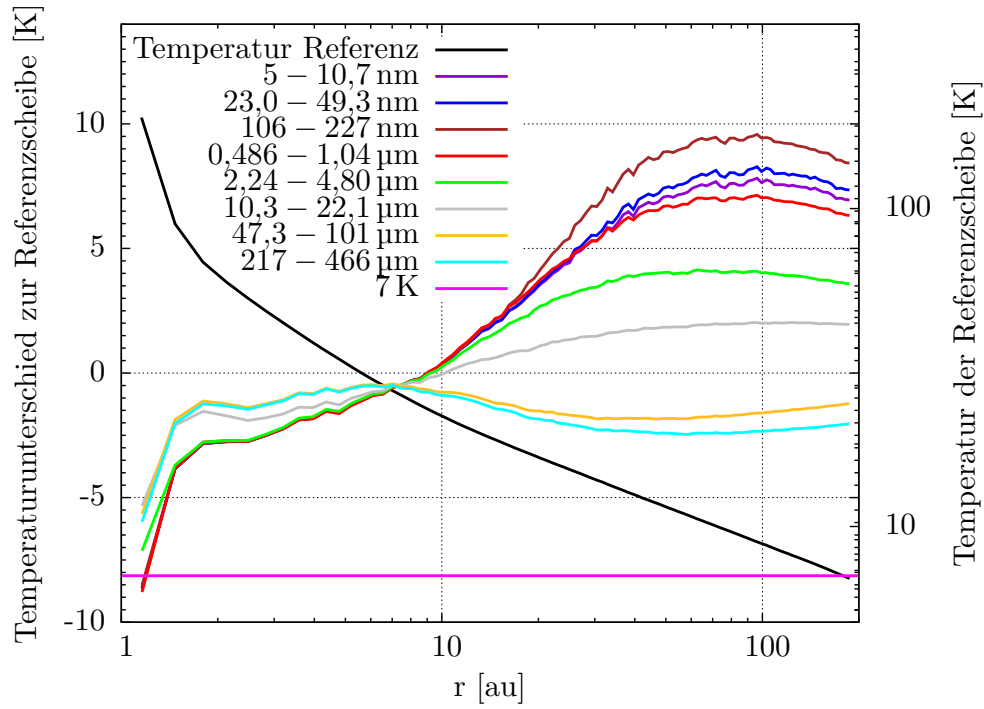


Abbildung 4.21: Temperaturverteilung in der Mittelebene der Referenzscheibe des Flying Saucer und die Temperaturdifferenz zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe.

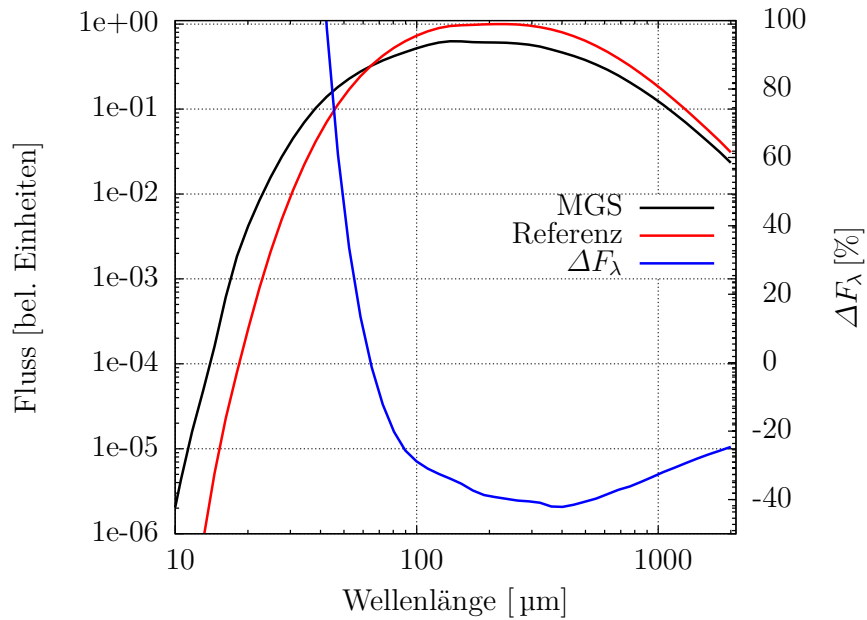


Abbildung 4.22: Thermische Reemissionsstrahlung des Flying Saucer.

4.3 Diskussion

4.3.1 Effekt der Scheibenmasse sowie des inneren und äußeren Scheibenradius

Im optisch dünnen Fall kann der Temperaturunterschied Werte von 63 % im betrachteten Modell erreichen und die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile wird direkt durch die Absorptionsquerschnitte (Abs. 4.1.3) vorgegeben. Für Scheiben mit einer optisch dicken Mittelebene ist die Mittelebenentemperatur nahe am Stern höher und weiter außen geringer. Die bessere thermische Kopplung verringert die Temperaturunterschiede in der Mittelebene. Hier werden die Staubkorngrößenverteilungen zusätzlich von der thermischen Reemissionsstrahlung des umgebenden Staubes geheizt. Dieser Staub strahlt bei längeren Wellenlängen als der Stern. Da der Absorptionsquerschnitt für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Radien (s. Abs. 4.1.3) mit der Wellenlänge flacher verläuft, ist die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile zumindest teilweise umgekehrt. Die Ergebnisse für die optisch dünne Scheibe sind für die höheren, direkt vom Stern geheizten Schichten der Scheibe relevant, während die Ergebnisse für die optisch dicke Scheibe im Inneren der Scheibe anwendbar sind.

Ein innerer Hohlraum in der Scheibe bedeutet, dass die Strahlung am Innenrand der Scheibe schwächer ist. Da außerdem die Dichte in der übrigen Scheibe fixiert ist, nimmt die Masse der Scheibe ab. Die Abschirmung der Mittelebene ist geringer, weil weiter innen weniger Masse vorhanden ist. Dadurch nehmen die Temperaturunterschiede mit steigendem Innenradius erst ab und dann wieder zu. Wasser und CO friert bei größeren radialen Abständen vom Stern aus als in Scheiben ohne inneren Hohlraum.

Mit steigendem Außenradius wird die Scheibe größer, was die Staubbichte und damit die optische Tiefe der Scheibe reduziert. Das erhöht die Temperaturunterschiede in der Mittelebene und der Übergang zwischen keinem Ausfrieren und komplettem Ausfrieren von Wasser und CO erstreckt sich über einen größeren radialen Bereich. Weiterhin bewegt sich die Eislinie von Wasser weiter nach innen. Da jedoch die Staubbichte in der Scheibe nach außen hin abnimmt, verringert sich die optische Tiefe bei einem radialen Abstand von 10 au, berechnet senkrecht zur Scheibenmittelebene, nur um $\sim 30\%$ (siehe Tab. 4.2).

Für den Flying Saucer (Abs. 4.2.6) finden wir heraus, dass in den inneren Bereichen der Scheibe (innerhalb ~ 7 au) die Verteilung der Staubtemperatur ähnlich zum optisch dicken Fall ist, wo die Temperaturen für eine Staubkorngrößenverteilung mit Radien von $47\text{ }\mu\text{m}$ bis $101\text{ }\mu\text{m}$ am höchsten sind. Weiter außen ähnelt die Temperaturverteilung eher dem optisch dünnen Fall mit größeren Temperaturunterschieden und wo die Staubkorngrößenverteilung mit Radien von 106 nm bis 227 nm am wärmsten ist. Allerdings ist die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile nicht identisch zum optisch dünnen Fall, weil die Korngrößenverteilungen durch die reemittierte Strahlung von weiter innen beeinflusst werden.

4.3.2 Effekte verschiedener Staubverteilungen

Staubkörner mit Größen im mm-Bereich tendieren dazu, in Richtung Mittelebene abzusinken (z.B. GRÄFE u. a. 2013). Um die Konsequenzen davon zu untersuchen, benutzen wir ein Scheibenmodell ohne Staubkorngrößenverteilungen mit großen Radien in den oberen Scheibenschichten. Um die Verteilung der Staubkornradien $n(a) \sim a^{-3.5}$ global konstant zu halten, erhöhen wir die Konzentration der Korngrößenverteilungen mit größeren Radien in und nahe der Mittelebene.

Das führt zu zwei verschiedenen Effekten: Zuerst erhöht sich die Anzahlichte der Staubkörner und damit die optische Tiefe in der Mittelebene, was die Mittelebentemperatur in den äußeren Scheibenregionen verringert und weiter innen erhöht (siehe Abs. 4.2.3). Da jedoch in den oberen Schichten keine Korngrößenverteilungen mit großen Radien mehr vorhanden sind, erhöht sich ihre Temperatur und der Temperaturunterschied zwischen verschiedenen Korngrößenverteilungen. Weiterhin sorgt die verringerte optische Tiefe in diesen Schichten für eine effizientere Heizung der Mittelebene. Abhängig von den gewählten Parametern kann die Mittelebene entweder kühler (aufgrund der größeren optischen Tiefe in der Mittelebene) oder wärmer werden, wenn die effizientere Heizung durch die oberen Schichten dominiert.

Eine weitere Frage bezieht sich auf das Dichteprofil der Scheibenoberfläche. Die Gleichung 2.4 impliziert ein Dichteprofil $\sim r^{\beta-\alpha_r} = r^{-1.5}$ der Oberfläche. Ein flacheres Dichteprofil $\sim r^{-1}$ (z.B. GUILLOTEAU u. a. 2011) würde einen flacheren radialen Gradienten der optischen Tiefe pro Einheitslänge bedeuten. Daher wäre die Staubbichte und damit die optische Tiefe nahe beim Stern reduziert und weiter außen erhöht. Dies verringert den maximalen Temperaturunterschied in der Mittelebene.

Da allerdings auch die Rückwirkung des Staubes aufgrund der geringeren optischen Tiefe nahe des Sterns schwächer wird, würde die Eislinie des Wassers weiter nach innen wandern. Weiterhin würde sich der Übergang zwischen nichts ausgefroren und alles ausgefroren für Wasser über einen größeren radialen Bereich erstrecken. Da die Abschirmung der Mittelebene durch Staub weiter innen schwächer würde, würde die Eislinie von CO weiter nach außen wandern. Außerdem würde die größere optische Tiefe in diesem Bereich den Übergang zwischen nichts ausgefroren und alles ausgefroren auf einen kleineren radialen Bereich komprimieren.

4.3.3 Folgen für die molekulare Schicht

Die Chemie protoplanetarer Scheiben hängt stark von der Staubtemperatur ab. Insbesondere der Kohlenstoffgehalt der Gasphase ist aufgrund des Ausfrierens von CO und der Umwandlung in CO₂ auf der Staubkornoberfläche bei Temperaturen zwischen 35 K und 40 K (REBOUSSIN u. a. 2015) stark temperaturabhängig. Um den Einfluss der Unterschiede der Staubtemperatur zu quantifizieren, wären detaillierte chemische Modellierungen nötig. Daher illustrieren wir die Unterschiede zum Referenzmodell durch eine Analyse der verfügbaren Staubkornoberfläche bei Temperaturen zwischen 20 K (Gefrierpunkt von CO) und 30 K bei einem radialen Abstand von 50 au.

Im optisch dünnen Fall gibt es Staubkorngrößenverteilungen mit Temperaturen unter 30 K nur in der MGS Scheibe. Aber auch dort machen sie nur 0,3 % der Gesamtoberfläche aus. Für den realistischeren optisch dicken Fall zeigt Abb. 4.11, dass es in beiden Scheiben Korngrößenverteilungen mit Temperaturen unter 30 K gibt. Für die MGS Scheibe beträgt der Anteil der Staubkornoberfläche zwischen 20 K und 30 K 20 %. Für die Referenzscheibe ist der Anteil der Staubkornoberfläche in der gleichen Größenordnung (17 %). Allerdings zeigt Abb. 4.10, dass die Unterschiede in der Staubtemperatur bei Höhen von 5 au bis 20 au, also 1 bis 4 Skalenhöhen bei einem radialen Abstand von 50 au und damit am Ort der molekularen Schicht, groß sind. Der Temperaturunterschied zwischen Korngrößenverteilungen mit einem Radius von 1 μm und 47 μm kann bis zu 30 K betragen.

Wir beobachten außerdem, dass Korngrößenverteilungen mit kleinen Radien ($< 1 \mu\text{m}$) 50 % höhere Temperaturen haben können als die Referenzscheibe (90 K gegen 60 K). Dies zeigt, dass eine realistischere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung einen größeren vertikalen Temperaturgradienten impliziert als Modelle, die nur einen gemittelten Staubkornradius benutzen (wie unser Referenzmodell). Dies beeinflusst das Verhalten der Photodissoziationsregion¹ an der Scheibenoberfläche.

4.4 Fazit

Das Ziel dieser Studie war es, ausgewählte Konsequenzen einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Temperaturverteilung des Staubes und die SED in zirkumstellaren Scheiben zu untersuchen.

Im optisch dünnen Fall kann der Temperaturunterschied bis zu 63 % betragen. Weiterhin ist der Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur in der Referenzscheibe kleiner als in der MGS Scheibe. Da das Ausfrieren von CO die Effizienz der Deuteriumfraktionierung beeinflusst (PUNANOVA u. a. 2016), ändert dieser Temperaturunterschied auch die Effizienz chemischer Reaktionen. Weiterhin hängt die Eislinie einer volatilen Spezies vom Staubkornradius ab, mit den gleichen Trends wie bei der Temperaturverteilung. Gleichzeitig zeigt der Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser als Funktion des radialen Abstands mehrere Stufen für die MGS Scheibe und nur eine Stufe für die Referenzscheibe.

Wenn die Mittelebene optisch dick ist, sind die Temperaturunterschiede sehr viel kleiner. Weiterhin ist die Reihenfolge der radialen Temperaturprofile zumindest teilweise umgekehrt. Der Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur ist auch verändert. Der Unterschied der Werte zwischen verschiedenen Staubkornradien ist geringer und unterhalb ~ 30 K ist der Anteil höher für die

¹ Die Photodissoziationsregion ist die Region der Scheibe, wo die UV-Strahlung des Sterns und des interstellaren Strahlungsfeldes die Moleküle ionisiert und dissoziiert.

Referenzscheibe als für die MGS Scheibe, während es bei höheren Temperaturen umgekehrt ist. Die Eislinie verschiebt sich zu größeren radialen Abständen, da die Mittelebenentemperatur bei größeren Entfernungen vom Stern geringer ist und die Eislinien für die verschiedenen Staubkörner sind näher zusammen. Der Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser wächst schneller als für die optisch dünne Scheibe. Weiterhin kann CO außerhalb von 30 au ausfrieren.

Die thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe ist stärker als die der Referenzscheibe für kleine Wellenlängen ($\lesssim 10 \mu\text{m}$), während sie für größere Wellenlängen schwächer ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Radien bei kleinen Wellenlängen sehr effiziente Strahlungsquellen sind. Diese Größenverteilungen haben den größten Anteil an der Gesamtoberfläche des Staubes der MGS Scheibe und sind darüber hinaus wärmer als die Größenverteilung in der Referenzscheibe. Für die größten Wellenlängen ($> 100 \mu\text{m}$) sinkt die relative Differenz wieder, weil der Absorptionsquerschnitt der gemittelten Staubkorngrößenverteilung schneller abfällt als jener der Korngrößenverteilungen mit den größten Radien der MGS Scheibe. Diese Unterschiede ändern auch den Emissivitätsindex des Staubes, welcher in vielen einfachen Analysen von Beobachtungen bestimmt wird (siehe z.B. SCHNEE u. a. 2010).

In Abs. 4.2.6 wird die MGS Staubkorngrößenverteilung auf die Scheibe des Flying Saucer angewandt. Hier sind die Korngrößenverteilungen mit großen Radien (über $47 \mu\text{m}$) kälter als die gemittelte Korngrößenverteilung der Referenzscheibe, was die Ergebnisse von GUILLOTEAU u. a. (2016) bestätigt.

4.5 Anhang

4.5.1 Optische Tiefe

Tabelle 4.2: Optische Tiefen bei einem radialen Abstand von 10 au vom Zentralstern, in vertikaler Richtung durch die Mittelebene berechnet.

Setup	Optische Tiefe bei 1,3 mm
Opt. dick ($1,0 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$)	34,7
$3,0 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$	10,4
$1,0 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$	3,47
$3,0 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$	1,04
$1,0 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$	0,347
Außenradius 100 au	11,5
Außenradius 200 au	7,72
Außenradius 300 au	6,30
Außenradius 400 au	5,48
Flying Saucer	0,892

Hier geben wir einen Überblick der optischen Tiefe vertikal durch die Scheibe, bei

einer radialen Entfernung von 10 au vom Zentralstern und einer Wellenlänge von 1,3 mm. Die Resultate sind in Tab. 4.2 aufgeführt. Die optischen Tiefen sind für die MGS Scheibe, während die der Referenzscheibe $\sim 1\%$ geringer sind. Das kann durch numerische Ungenauigkeiten aufgrund der begrenzten Anzahl von Radiusintervallen bei der Berechnung der Staubkornparameter erklärt werden. Die Scheiben mit einem inneren Hohlraum werden übersprungen, da bei ihnen kein Staub innerhalb von 10 au existiert.

KAPITEL 5

Charakterisierung der Streupolarisation im mid-IR in protoplanetaren Scheiben

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit HEESE, WOLF & BRAUER (2020), welche im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht wurde. Soweit nicht anders angegeben wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

In dieser Studie wird die Streupolarisation im mid-IR in protoplanetaren Scheiben charakterisiert. Es wird generell angenommen, dass Magnetfelder eine wichtige Rolle in der Entstehung und Entwicklung protoplanetarer Scheiben spielen. Zum Beispiel kann das Magnetfeld einen so starken Drehimpulstransport nach außen verursachen, dass sich keine durch die Zentrifugalkräfte gestützte Scheibe bildet (GALLI u. a. 2006). Ein vertikal zur Mittelebene orientiertes Magnetfeld erhöht den Drehimpulstransport in Akkretionsscheiben durch die Magnetorotationsinstabilität, selbst bei vernachlässigter ambipolarer Diffusion in der idealen Magnetohydrodynamik (MHD). In nicht-idealen MHD Simulationen ist die Präsenz eines vertikalen Magnetfeldes wichtig, um die beobachteten Akkretionsraten zu erzeugen (SIMON u. a. 2013). Trotz dieser Wichtigkeit ist es nur wenig durch Beobachtungen eingeschränkt (STEPHENS u. a. 2017).

Eine Möglichkeit, Magnetfelder zu bestimmen besteht darin, die Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption von nichtsphärischen, durch das Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern zu messen (CHO & LAZARIAN 2007). Weiterhin kann Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption für optisch dicke Scheiben Informationen über die Temperaturstruktur der Scheibe liefern. Kombiniert mit komplementären Methoden der Temperaturmessung, z.B. durch Moleküllinien, kann diese Methode genutzt werden, um die Opazität und damit die Masse des Staubes zu bestimmen (LIN u. a. 2020).

Eine andere etablierte Methode zur Bestimmung von Magnetfeldern basiert auf der Messung der Aufspaltung der Spektrallinien durch den Zeeman-Effekt (BRAUER, WOLF & FLOCK 2017). Dabei wird die Stärke des Magnetfeldes in der Sichtlinie durch Vergleich der Ableitung des Profils des netto-Flusses mit der zirkular polarisierten

Emission bestimmt (CRUTCHER u. a. 1993). Die Gesamtstärke des Magnetfeldes kann bestimmt werden, indem die Zeeman-Beobachtungen mit komplementären Beobachtungen der Polarisierung kombiniert werden (HEILES & HAVERKORN 2012). Allerdings können die Voraussetzungen für räumlich aufgelöste Zeeman-Beobachtungen von den heutigen Instrumenten nicht erfüllt werden (BRAUER, WOLF & FLOCK 2017). Nur räumlich unaufgelöste Beobachtungen sind nach den Ergebnissen des Artikels durchführbar.

Die meisten Polarisationsbeobachtungen werden im Submillimeter-Bereich durchgeführt. RAO u. a. (2014) haben z.B. räumlich aufgelöste Polarisationsbeobachtungen von IRAS 16293-2422 mithilfe des Submillimeter Array durchgeführt. Das von dieser Beobachtung abgeleitete Magnetfeld zeigt eine komplexe Struktur. Analysen der räumlich aufgelösten Polarisationsstruktur von HL Tau bei 1,25 mm (STEPHENS u. a. 2014) zeigen, dass die Orientierung des Magnetfeldes mit der Hauptachse der Scheibe übereinstimmt.

Polarisation im mid-IR bietet einen alternativen Ansatz für das Studium der Magnetfelder (SMITH u. a. 2000). Da protoplanetare Scheiben im mid-IR optisch dick sind (CHIANG & GOLDBREICH 1997), eignet sich dieser Wellenlängenbereich, um die oberen Scheibenregionen zu untersuchen. Dies ist nützlich zur Untersuchung der Ausrichtung von (sub-) mikrometergroßen Partikeln mit superparamagnetischen Einschlüssen, da sie sich nach TAZAKI, LAZARIAN & NOMURA (2017) dort zum Magnetfeld ausrichten können. Bis jetzt gibt es nur wenige räumlich aufgelöste Beobachtungen im mid-IR (z.B. LI u. a. 2016), aber auch räumlich unaufgelöste Beobachtungen können benutzt werden, um Informationen über Magnetfelder zu gewinnen (LI u. a. 2018).

Allerdings kann polarisierte Strahlung nicht nur durch dichroitische Emission und Absorption, sondern auch durch Streuung von Sternstrahlung und der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes („Selbststreuung“; KATAOKA u. a. 2015) erzeugt werden. Diese Streupolarisation trägt keine Informationen über das Magnetfeld, aber über die Größenverteilung und Zusammensetzung des Staubs (KATAOKA u. a. 2015; YANG & LI 2019).

Mithilfe von Spektropolarimetrie kann man dichroitische Emission von Absorption unterscheiden (AITKEN u. a. 2004; ZHANG u. a. 2017). Die Unterscheidung von Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption ist aber komplizierter (YANG u. a. 2016). Normalerweise wird Streuung im mid-IR vernachlässigt. Aber Beobachtungen der Polarisation von AB Aur im mid-IR (LI u. a. 2016) belegen, dass beide Polarisationsmechanismen eine Rolle spielen: Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption in den inneren ~ 80 au und Streupolarisation bei größeren radialen Abständen.

Weiterhin zeigen neuere Untersuchungen von HL Tau, dass die 870 μm Emission nur durch Staubbstreuung erklärt werden kann (STEPHENS u. a. 2017), während die Emission bei 1,3 mm Eigenschaften sowohl von Streuung als auch von dichroi-

tischer Emission und Absorption zeigt. Daher muss eine sorgfältige Analyse von Polarisationsbeobachtungen auch Streuung berücksichtigen.

Um eine Unterscheidung von Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption zu erlauben sowie die Streupolarisation zu nutzen, um Informationen über die Staubphase der Scheibe zu gewinnen, ist eine Charakterisierung der Streupolarisation erforderlich. In dieser Studie wird daher der Polarisationsgrad für verschiedene Wellenlängen, Zentralsterne und Scheibenparameter untersucht.

Im Folgenden wird in Abs. 5.1 das Scheiben- und Staubmodell sowie das verwendete Monte-Carlo Strahlungstransportprogramm vorgestellt. In Abs. 5.2 werden die Resultate der durchgeführten Simulationen analysiert. Danach wird in Abs. 5.3 diskutiert, wie die Ergebnisse bei der Unterscheidung von Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption helfen können. In Abs. 5.4 werden die Ergebnisse zusammengefasst.

5.1 Modell

Im Folgenden wird das verwendete Scheiben- und Staubmodell sowie das Monte-Carlo Strahlungstransportprogramm kurz vorgestellt.

5.1.1 Scheibenmodell

Es wird ein parametrisiertes Scheibenmodell nach SHAKURA & SUNYAEV (1973), s. Abs. 2.1.5, gewählt. Die Innenradien liegen zwischen dem Sublimationsradius des Staubes und den Radien, welche in Übergangsscheiben beobachtet wurden (WILLIAMS & CIEZA 2011), während die berücksichtigten Staubmassen zwischen $10^{-6} M_{\odot}$ und $10^{-3} M_{\odot}$ liegen, um den in der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion beobachteten Massenbereich abzudecken (ANDREWS & WILLIAMS 2005). Taurus-Auriga überspannt den größten Massenbereich der in WILLIAMS & CIEZA (2011) präsentierten Cluster. Die Außenradien umfassen den in Taurus-Auriga beobachteten Bereich (SCHAEFER u. a. 2009). Die Werte des Flaring-Exponenten β , des Dichteverteilungsparameters α_r und der Skalenhöhe h_{100} sind so gewählt, dass sie den in der Literatur gefundenen Bereich abdecken (PINTE u. a. 2008; SAUTER u. a. 2009; HUÉLAMO u. a. 2010; MADLENER u. a. 2012; LIU u. a. 2012; GRÄFE u. a. 2013; KIRCHSCHLAGER, WOLF & MADLENER 2016).

Es werden zirkumstellare Scheiben um zwei verschiedene Sterne, einen T-Tauri- und einen Herbig-Ae-Stern, untersucht. In diesen Systemen wird die Lichtstreuung bei 9 verschiedenen, logarithmisch verteilten Wellenlängen im N und Q Band untersucht: Fünf Wellenlängen zwischen $8 \mu\text{m}$ und $13 \mu\text{m}$ und vier zwischen $16 \mu\text{m}$ und $22 \mu\text{m}$.

Soweit nicht anders angegeben, sind die im Folgenden präsentierten Resultate für ein Referenzmodell mit einem inneren Radius von 1 au, einer Staubmasse von $10^{-4} M_{\odot}$, $\beta = 1,2$, $\alpha_r = 2,1$ und $h_{100} = 10$ au. Die Inklination der Referenzscheibe beträgt 0° , die Wellenlänge $9,5 \mu\text{m}$ und der Zentralstern ist ein T-Tauri-Stern (s. Tab. 5.1 für Details).

Tabelle 5.1: Modellparameter

Allgemein	
Entfernung	140 pc
Inklination	$0^\circ - 90^\circ$
Wellenlängen	$8\ \mu\text{m} - 13\ \mu\text{m}$ und $16\ \mu\text{m} - 22\ \mu\text{m}$
Scheibe	
α_r	1.0 – 2.5
β	1.05 – 1.4
h_{100}	5 au – 15 au
r_{in}	0,1 au – 50 au
r_{out}	100 au – 1000 au
M_{Dust}	$10^{-6} M_\odot - 10^{-3} M_\odot$
T-Tauri-Stern	
M_\star	$0,7 M_\odot$
R_\star	$2 R_\odot$
T_\star	4000 K
Herbig-Ae-Stern	
M_\star	$2,5 M_\odot$
R_\star	$2,48 R_\odot$
T_\star	9500 K

5.1.2 Staub

Das verwendete Staubmodell in unseren Simulationen ist eine homogene Mischung aus Silikat und Graphit, wie in Abs. 2.1.4 beschrieben. Der minimalen Staubkornradius ist 5 nm und der maximalen Radius ist 250 nm. Dies bildet die Größenverteilung im ISM ab (MATHIS, RUMPL & NORDSIECK 1977). Zusätzlich machen wir Simulationen mit einem maximalen Staubkornradius von $2,5\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$, um die Präsenz von Mikrometer-großen Staubkörnern zu berücksichtigen (MULDERS u. a. 2013). Wenn nicht anders angegeben, gelten die folgenden Resultate für eine Referenzgrößenverteilung mit einem maximalen Staubkornradius von 250 nm.

5.1.3 Monte-Carlo Strahlungstransportprogramm

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen wurden mit POLARIS, genauer in Abs. 3.2 beschrieben, durchgeführt. Dabei wurden die Polarisationskarten in zwei Schritten erstellt: Als erstes wurde die Temperaturstruktur mithilfe des Monte-Carlo Verfahrens berechnet. Im zweiten Schritt wurde die gestreute Sternstrahlung sowie die gestreute thermische Reemissionsstrahlung basierend auf der zuvor berechneten Temperaturstruktur bestimmt.

5.2 Resultate

Im Folgenden wird zuerst das Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes zur gestreuten Sternstrahlung untersucht (Abs. 5.2.1). Danach wird der Einfluss folgender Parameter auf den Polarisationszustand des gestreuten Lichts untersucht: Die Wellenlänge der Streustrahlung, die Staubmasse und der Innenradius der Scheibe. Schließlich wird die räumliche Staubverteilung, die Inklination der Scheibe und die Leuchtkraft des Zentralsterns untersucht.

5.2.1 Strahlungsquelle

Hier wird der relative Einfluss der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes gegenüber der gestreuten Sternstrahlung auf den Gesamtfluss untersucht, indem der radiale Verlauf des Verhältnisses der beiden Größen analysiert wird.

Wellenlänge: Das Verhältnis beider Größen im N und Q Band ist in Abb. 5.1 zu sehen. Wir finden zwei eindeutige Trends:

1. Nahe des Innenrands der Scheibe erreicht das Verhältnis sein Maximum und verringert sich in Richtung größerer radialer Abstände. Das ist durch die Temperaturstruktur der Scheibe gegeben. Die Flussdichte der Reemissionsstrahlung verringert sich mit steigender Entfernung zum Zentralstern schneller als die der gestreuten Sternstrahlung ($\sim r^{-2}$, geometrische Verdünnung).

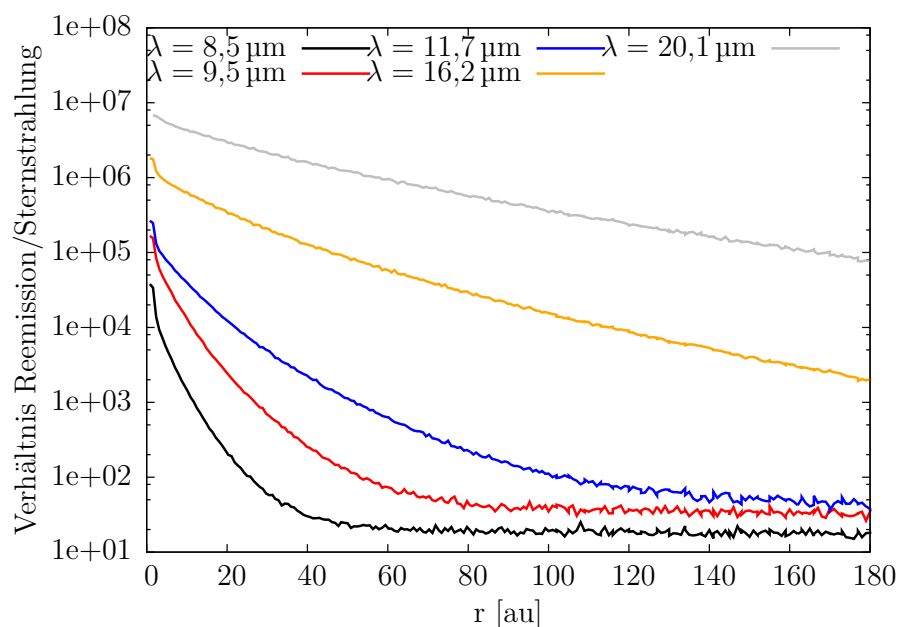


Abbildung 5.1: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für Wellenlängen im N und Q Band.

2. Durch den steigenden Einfluss der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes und den abnehmenden Einfluss der gestreuten Sternstrahlung erhöht sich das Flussverhältnis mit steigender Wellenlänge.

Die Trends bleiben gleich, wenn als Zentralstern ein Herbig-Ae-Stern verwendet wird. Allerdings erhöht sich das Flussverhältnis aufgrund der effektiveren Heizung der Scheibe.

Staubmasse: Da eine größere Staubmasse die thermische Reemissionsstrahlung verstärkt, erhöht sich das Flussverhältnis leicht. Allerdings sind die Unterschiede zwischen den Verhältnissen kleiner als bei einer Änderung der Wellenlänge.

Außenradius der Scheibe: Da die verringerte Staubdichte die Flussdichte der Sternstrahlung verringert, erhöht sich das Verhältnis leicht mit steigendem Außenradius. Allerdings sind die Unterschiede noch kleiner als die für unterschiedliche Staubmassen.

Innenradius der Scheibe: Das Flussverhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für eine feste Wellenlänge von $9,5\,\mu\text{m}$, aber verschiedene Innenradien, ist in Abb. 5.2, oben, zu sehen. Da die Temperatur am Innenrand der Scheibe mit steigendem Innenradius abnimmt, verringert sich der Einfluss der thermischen Reemissionsstrahlung, während der der Sternstrahlung kaum beeinflusst wird. Allerdings ist der Trend für einen Innenradius von $0,1\,\text{au}$ umgekehrt. Das kommt daher, dass der Bereich, wo die Temperatur der Scheibe $300\,\text{K}$ erreicht, sich näher an den Stern heranbewegt. Das verringert die Größe (und damit auch die Leuchtkraft) der effektiven mid-IR Strahlungsquelle und somit auch den auf der äußeren Scheibenoberfläche einfallenden Fluss. Dies wird in Abb. 5.2, unten gezeigt, in der die Temperatur der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche (bei einer Wellenlänge von $9,5\,\mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe gesehen) dargestellt ist.

Flaring-Exponent β : In Abb. 5.3, oben ist ein Vergleich der Flussverhältnisse für verschiedene Werte des Flaring-Exponenten β gezeigt. Für größere β erhöht der schnelle Anstieg der Skalenhöhe die Effizienz der Lichtstreuung und damit die Intensität der gestreuten Sternstrahlung. Gleichzeitig ist die effektive Absorption der Scheibe erhöht, wodurch der Staub stärker geheizt wird. Bei kleinen radialen Abständen dominiert der Einfluss auf die Staubheizung, während weiter außen der Einfluss auf die Streuung dominiert.

Skalenhöhe h_{100} : Die Flussverhältnisse für verschiedene Skalenhöhen h_{100} werden in Abb. 5.3, unten gezeigt. Außerhalb von $\approx 60\,\text{au}$ steigt das Flussverhältnis signifikant mit steigender Skalenhöhe, während die Unterschiede weiter innen vernachlässigbar sind. Eine kleinere Skalenhöhe macht die Scheibe kompakter in vertikaler Richtung und verringert dadurch die Dicke der Schicht, in der mid-IR Strahlung produziert wird. Dies dominiert die Änderung der gestreuten Sternstrahlung, welche ebenfalls geschwächt wird.

Dichteverteilungsparameter α_r : Als letztes wird der Dichteverteilungsparameter α_r untersucht, welcher den radialen Abfall der Dichteverteilung beschreibt. Das

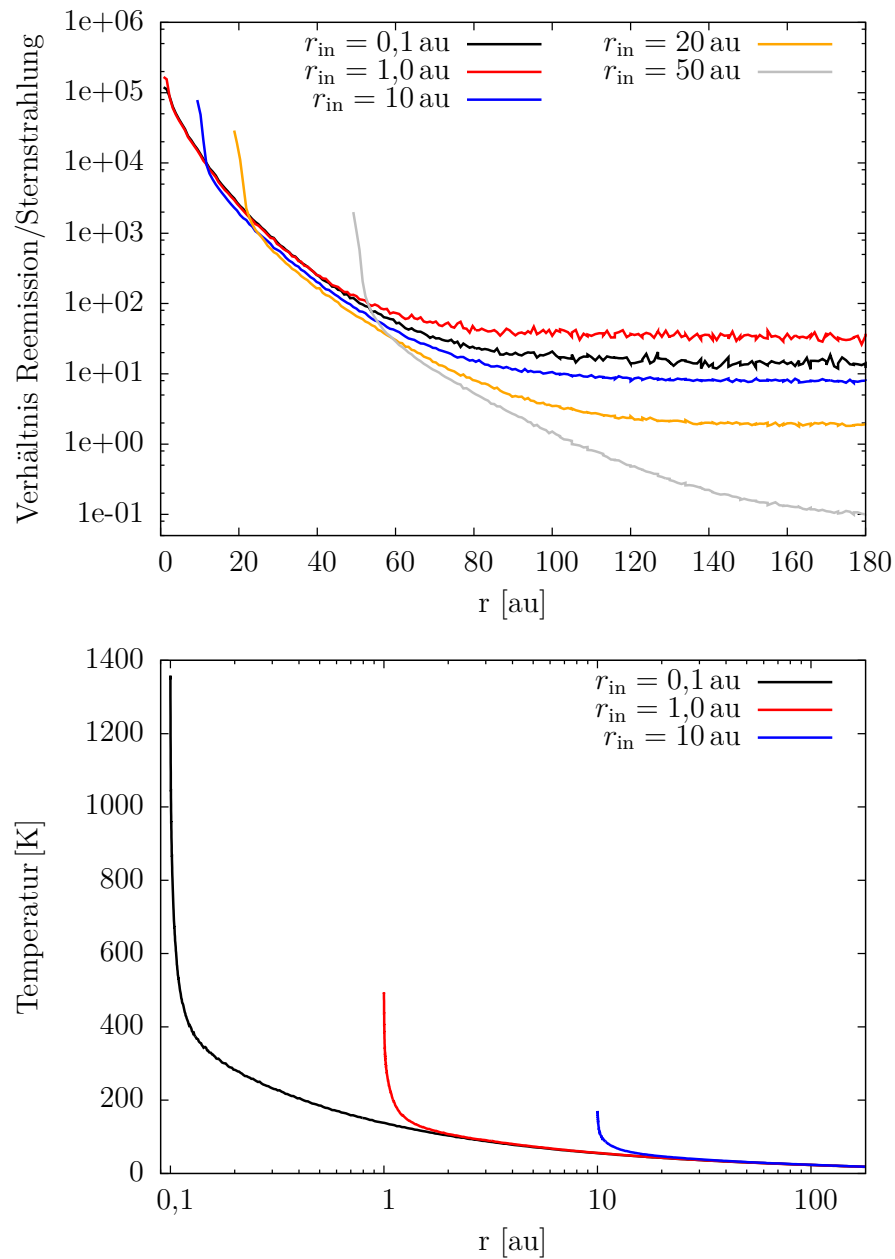


Abbildung 5.2: Oben: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Innenradien.

Unten: Radiales Temperaturprofil an der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche, bei einer Wellenlänge von $9,5 \mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe aus gesehen, für verschiedene Innenradien.

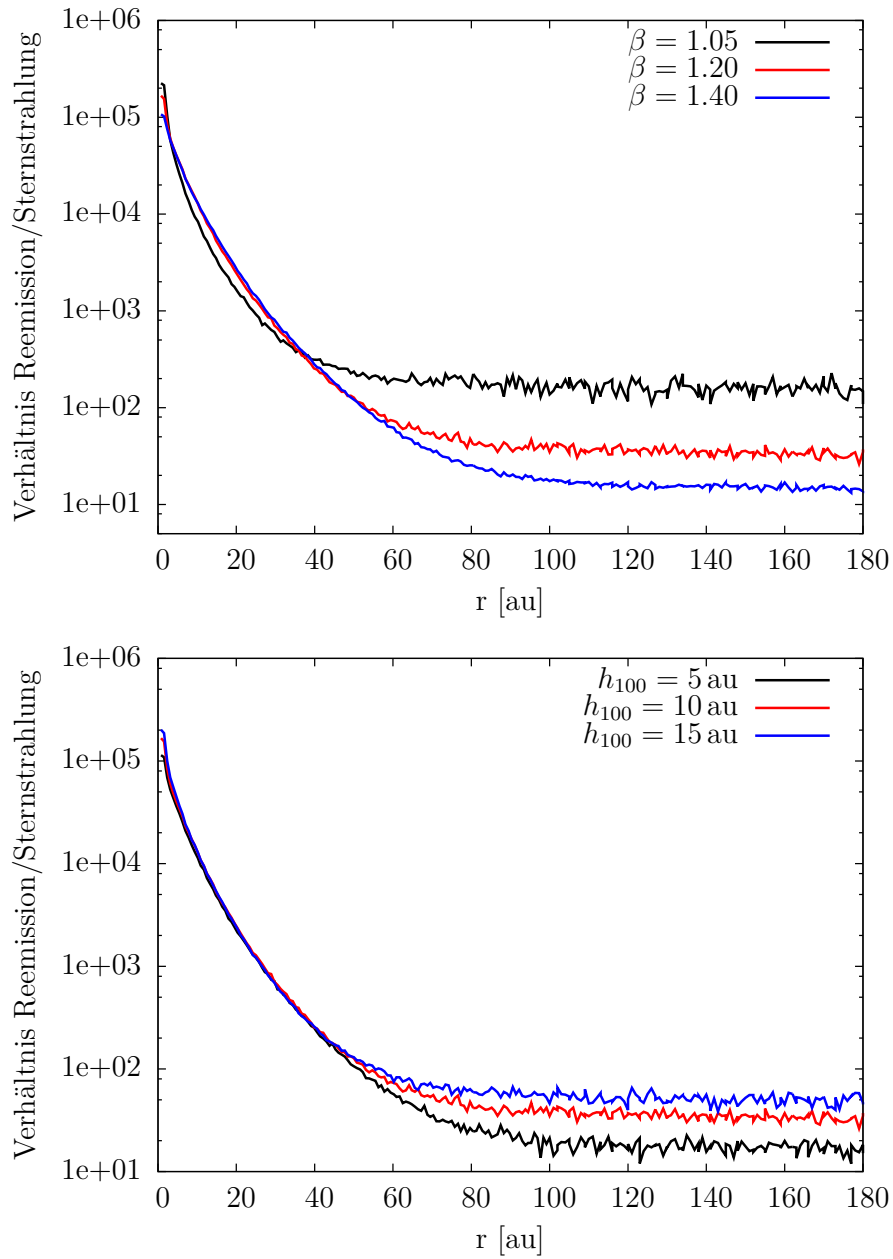


Abbildung 5.3: Oben: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Flaring-Exponenten.
Unten: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Skalenhöhen.

Flussverhältnis erhöht sich für steilere Dichteprofile. Da die relativen Unterschiede der Flussverhältnisse kleiner sind als für eine Änderung von β oder h_{100} , wird auf eine detailliertere Beschreibung verzichtet.

Größere Staubkörner: Eine Erweiterung der Staubkorngrößenverteilung zu größeren maximalen Staubkornradien (2,5 μm , 10 μm) erhöht die Albedo des Staubes und damit auch die Stärke der Streustrahlung. Dies verringert das Flussverhältnis von thermischer Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung und sorgt dafür, dass der Einfluss von letzterer bereits bei einem Innenradius von 10 au signifikant wird. Da die Trends für kleinere Staubkörner qualitativ auch auf die größeren zutreffen, wird auf eine detailliertere Beschreibung verzichtet.

Zusammenfassend ist die thermische Reemissionsstrahlung im mid-IR stärker als die gestreute Sternstrahlung für Scheiben mit Innenradien bis ~ 20 au für Staubkorngrößenverteilungen mit einem kleinen maximalen Staubkornradius und bis zu ~ 10 au für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Radien (2,5 μm , 10 μm). Daher haben Änderungen der thermischen Reemissionsstrahlung potentiell einen stärkeren Einfluss auf den resultierenden linearen Polarisationsgrad als Änderungen der gestreuten Sternstrahlung. Allerdings kann der Einfluss von letzterer für Scheiben mit größeren Innenradien ($r_{\text{in}} \gtrsim 10$ au) signifikant werden. Dieses Ergebnis ist wichtig für die Untersuchung von Übergangsscheiben, welche häufig Innenradien von einigen Dutzend au besitzen (z.B. WILLIAMS & CIEZA 2011). Daher müssen bei der Analyse von Polarisationsbeobachtungen beide Strahlungsquellen berücksichtigt werden.

5.2.2 Streupolarisation

Im Folgenden wird die Abhängigkeit des radialen Polarisationsprofils von der Strahlungsquelle, der verwendeten Wellenlänge, der Scheibenmasse und dem Innenradius der Scheibe untersucht. Danach wird die Abhängigkeit des radialen Polarisationsprofils von der Aufweitung der Scheibe, der Skalenhöhe und der radialen Dichteverteilung untersucht. Schließlich wird die Abhängigkeit des Polarisationsmusters von der Inklination sowie die Konsequenzen eines Austausches des zentralen Sterns gegen einen Herbig-Ae-Stern untersucht.

Quellenabhängigkeit der Streupolarisation

Die individuellen Beiträge der gestreuten Sternstrahlung und der thermischen Reemissionsstrahlung sind in Abb. 5.4 zu sehen. Für die thermische Reemissionsstrahlung dominiert in den inneren Scheibenbereichen der ungestreute Anteil, weshalb sie fast unpolarisiert ist. Weiter außen, in Bereichen mit geringerer Staubtemperatur, verringert sich der Beitrag der direkten thermischen Reemissionsstrahlung schneller als der der Streustrahlung. Daher steigt der lineare Polarisationsgrad der thermischen Reemissionsstrahlung mit steigendem radialen Abstand vom Stern.

Für die Sternstrahlung gibt es außer der direkten photosphärischen Emission keinen ungestreuten Beitrag. Daher ist die Strahlung selbst in den inneren Scheibenbereichen

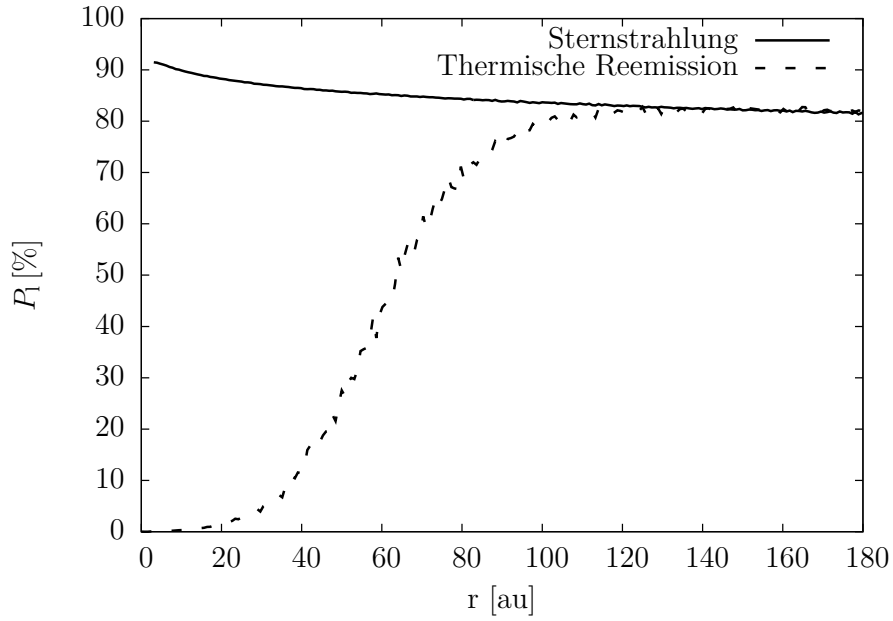


Abbildung 5.4: Radiales Polarisationsprofil bei 9,5 µm für gestreute Sternstrahlung und thermische Reemissionsstrahlung.

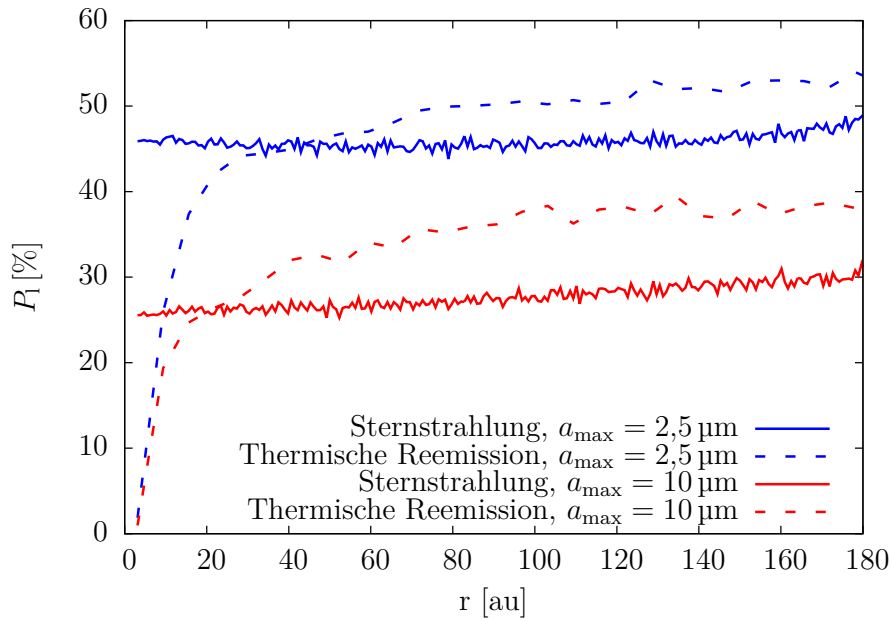


Abbildung 5.5: Radiale Polarisationsprofile bei 9,5 µm für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Staubkornradien (2,5 µm, 10 µm).

signifikant polarisiert. Mit steigendem radialen Abstand sinkt der lineare Polarisationsgrad leicht, weil der Polarisationswinkel aufgrund der Aufweitung der Scheibe immer weiter von 90° abweicht. Außerhalb eines radialen Abstands von ≈ 160 au, wo die ungestreute thermische Reemissionsstrahlung vernachlässigbar wird, wird der lineare Polarisationsgrad beider Strahlungsquellen vergleichbar. Wenn man allerdings den linearen Polarisationsgrad für eine Simulation mit beiden Strahlungsquellen berechnen möchte, muss man den relativen Einfluss beider Strahlungsquellen zum Nettofluss berücksichtigen (Abs. 5.2.1).

Für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien (siehe Abb. 5.5) finden wir die folgenden wichtigen Unterschiede zum obigen Szenario mit Staubkorngrößenverteilungen angelehnt an den ISM:

1. Der lineare Polarisationsgrad ist insgesamt geringer, da der erwartete Polarisationsgrad nach Einfachstreuung, wie in Abb. 5.6 gezeigt, geringer ist.
2. Der lineare Polarisationsgrad für thermische Reemissionsstrahlung steigt schneller mit dem radialen Abstand als für Staubkorngrößenverteilungen mit einem kleineren maximalen Radius. Das wird durch die größere Albedo von Korngrößenverteilungen mit einem größeren maximalen Radius verursacht (siehe Abb. 5.10), wodurch die gestreute und daher polarisierte Strahlung einen stärkeren Einfluss hat. Durch den steileren Abfall der Temperatur mit radialem Abstand ist zudem der Bereich, in dem effektiv mid-IR-Strahlung erzeugt wird, kleiner. Daher ist die Region, in der die ungestreute thermische Reemissionsstrahlung den Nettofluss (und damit auch die Polarisation) dominiert wesentlich kleiner.
3. Die radialen Polarisationsprofile für gestreute Sternstrahlung und thermische Reemissionsstrahlung konvergieren nicht auf den gleichen Wert. Dafür gibt es drei Gründe:

Erstens muss die Sternstrahlung erst den optisch dicken Innenrand der Scheibe durchqueren, während die thermische Reemissionsstrahlung größtenteils von der Oberfläche der Scheibe emittiert wird (siehe Abb. 5.8). Daher ist die Depolarisation durch Mehrfachstreuung für die gestreute Sternstrahlung stärker als für die thermische Reemissionsstrahlung. Dies wird in Abb. 5.9 illustriert, welche zeigt, dass die Vernachlässigung von Mehrfachstreuung tatsächlich die Differenz zwischen gestreuter Sternstrahlung und thermischer Reemissionsstrahlung signifikant verringert. Dieser Depolarisationseffekt ist für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen maximalen Kornradien weniger wichtig, da deren Albedo, siehe Abb. 5.10, wesentlich geringer ist.

Zweitens sind, wie in Abb. 5.8 zu sehen, die Streuwinkel für gestreute Sternstrahlung und thermische Reemissionsstrahlung unterschiedlich. Obwohl dieser Effekt

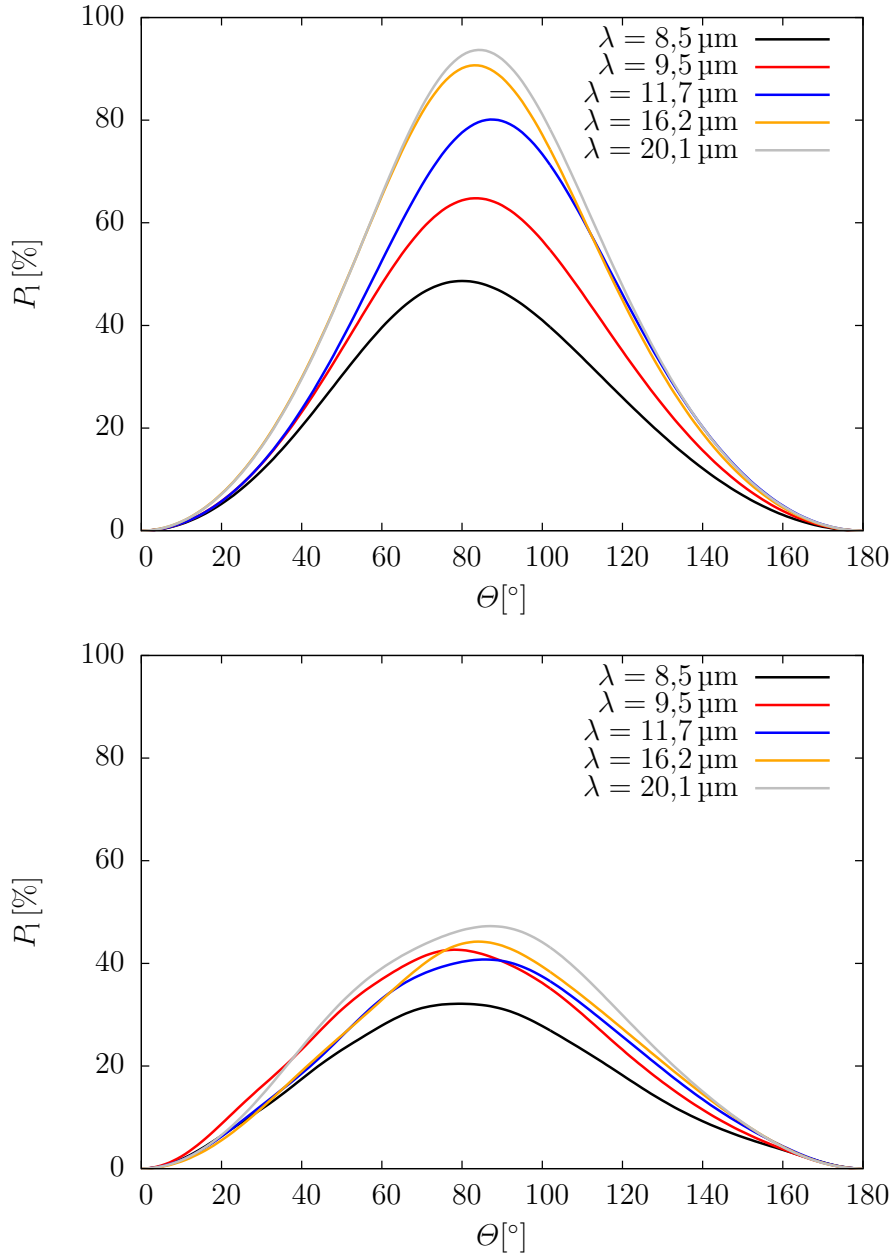


Abbildung 5.6: Vergleich des erwarteten linearen Polarisationsgrades für Staubkorngrößenverteilungen mit $a_{\text{max}} = 2,5 \mu\text{m}$ (oben) und $a_{\text{max}} = 10 \mu\text{m}$ (unten), für verschiedene Wellenlängen.

auch auf Staubkorngrößenverteilungen mit einem kleinen maximalen Kornradius zutrifft, hat er nur für Korngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien einen signifikanten Einfluss, da dort der Einfluss der Streustrahlung stärker ist.

Drittens ist die effektive mid-IR Strahlungsquelle für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien, wie in Abb. 5.7 zu sehen, kompakter. Dies erhöht die Anisotropie des Strahlungsfeldes und damit den linearen Polarisationsgrad. Dieser Effekt ist marginal für die großen Scheiben, die hier untersucht werden, kann aber für kleinere Scheiben signifikant werden.

Wellenlängenabhängigkeit der Streupolarisation

Der lineare Polarisationsgrad bei Streupolarisation ist abhängig von der Polarisation nach Einfachstreuung, der Albedo und dem Verhältnis von Streustrahlung zu ungestreuter und damit unpolarisierter Strahlung. Die Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation nach Einfachstreuung ist vernachlässigbar, weil die kürzeste untersuchte Wellenlänge viel größer als der maximale Staubkornradius ist. Daher wird der lineare Polarisationsgrad nur vom Streuwinkel und der Albedo bestimmt.

Mit steigender Wellenlänge wird erwartet, dass der Streuwinkel weniger von 90° abweicht, da die Höhe der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche abnimmt. Das würde den linearen Polarisationsgrad erhöhen. Gleichzeitig sinkt jedoch die Albedo

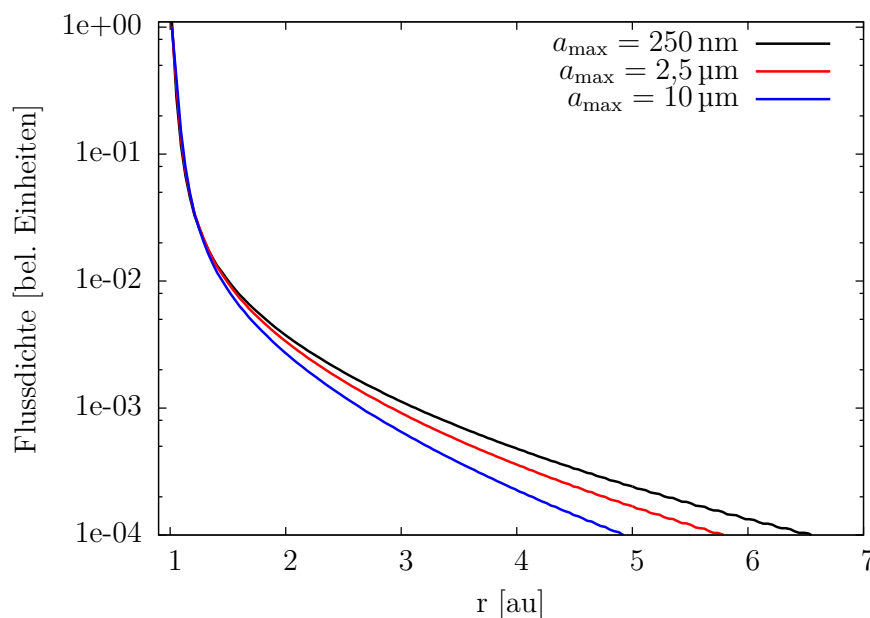


Abbildung 5.7: Vergleich der radialen Ausdehnung der effektiven mid-IR emittierenden Region für eine Referenzwellenlänge von $9,5 \mu\text{m}$.

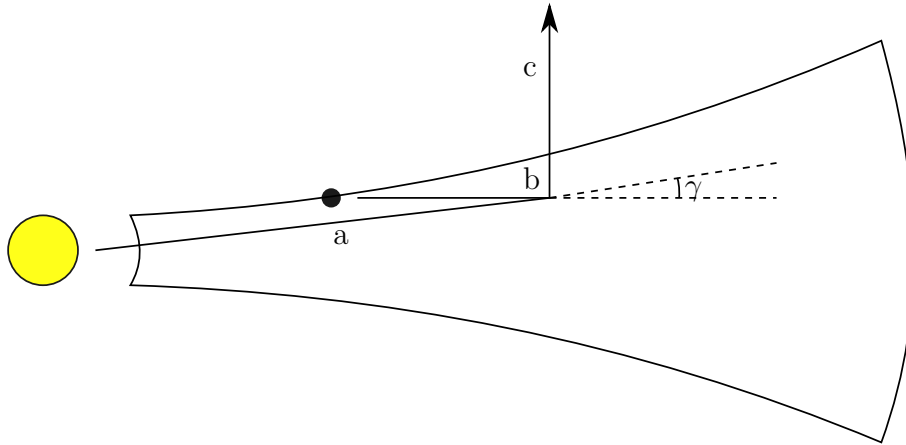


Abbildung 5.8: Vergleich des Pfades, den Sternstrahlung (a) und thermische Reemissionsstrahlung (b) bis zum Ort der Streuung und danach (c) nehmen. Der Pfad, den die Strahlung ohne Streuung nehmen würde, ist gestrichelt. Der Unterschied des Streuwinkels zwischen Sternstrahlung und thermischer Reemissionsstrahlung ist mit γ markiert.

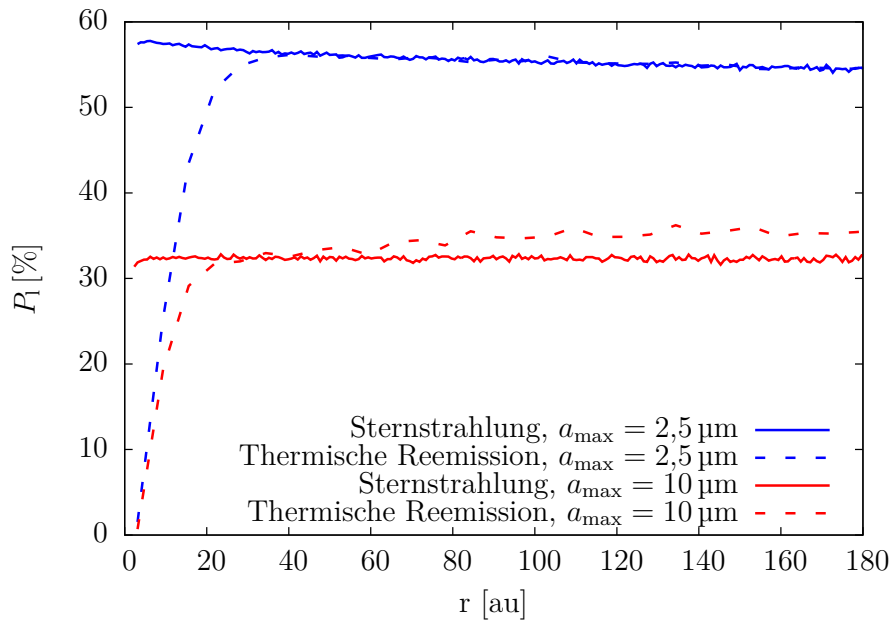


Abbildung 5.9: Radiale Polarisationsprofile bei $9,5\,\mu\text{m}$ für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien ($2,5\,\mu\text{m}$, $10\,\mu\text{m}$). Zu illustratzwecken (siehe Abs. 5.2.2) wurde nur die Strahlung registriert, welche maximal einmal gestreut hatte, während Mehrfachstreuung vernachlässigt wurde.

(Abb. 5.10), was die Flussdichte der gestreuten und damit polarisierten Strahlung verringert. Weiterhin steigt mit der Wellenlänge auch die Flussdichte der thermischen Reemissionsstrahlung, was den Einfluss der ungestreuten Strahlung erhöht.

Um herauszufinden, welcher der Mechanismen dominiert, wurde der lineare Polarisationsgrad für Wellenlängen im N und Q Band berechnet und die Ergebnisse werden in Abb. 5.11 gezeigt. Der lineare Polarisationsgrad sinkt mit steigender Wellenlänge, was darauf hindeutet, dass die Änderung im Verhältnis von gestreuter zu ungestreuter Strahlung über die des Streuwinkels dominiert. Weiterhin steigt der lineare Polarisationsgrad mit radialem Abstand, ähnlich der radialen Abhängigkeit des linearen Polarisationsgrades für reine thermische Reemissionsstrahlung.

Die radialen Polarisationsprofile für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Staubkornradien ($2,5\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$) sind in Abb. 5.12 zu sehen. Die Unterschiede zum Profil für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen maximalen Kornradien ($250\ \text{nm}$; Abb. 5.11) lassen sich wie folgt erklären: Für größere maximale Kornradien steigt die Albedo (siehe Abb. 5.10) und damit auch die Flussdichte der Streustrahlung signifikant. Allerdings hängt der erwartete lineare Polarisationsgrad (siehe Abb. 5.6) nun von der Wellenlänge ab. Daher konvergieren die Profile für verschiedene Wellenlängen jetzt zu verschiedenen Werten für den linearen Polarisationsgrad. Weiterhin muss die Depolarisation durch Mehrfachstreuung berücksichtigt werden.

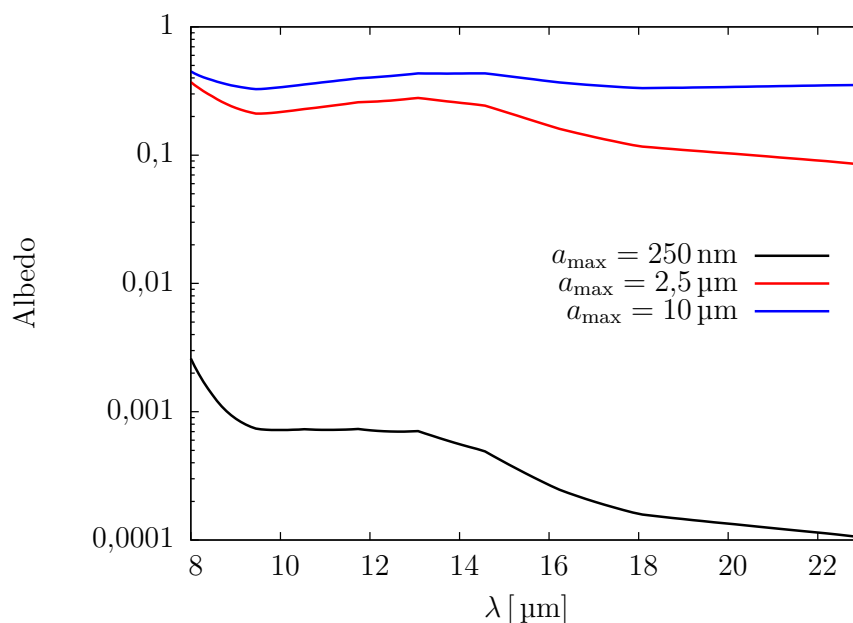


Abbildung 5.10: Wellenlängenabhängigkeit der Staupalbedo im untersuchten Wellenlängenbereich.

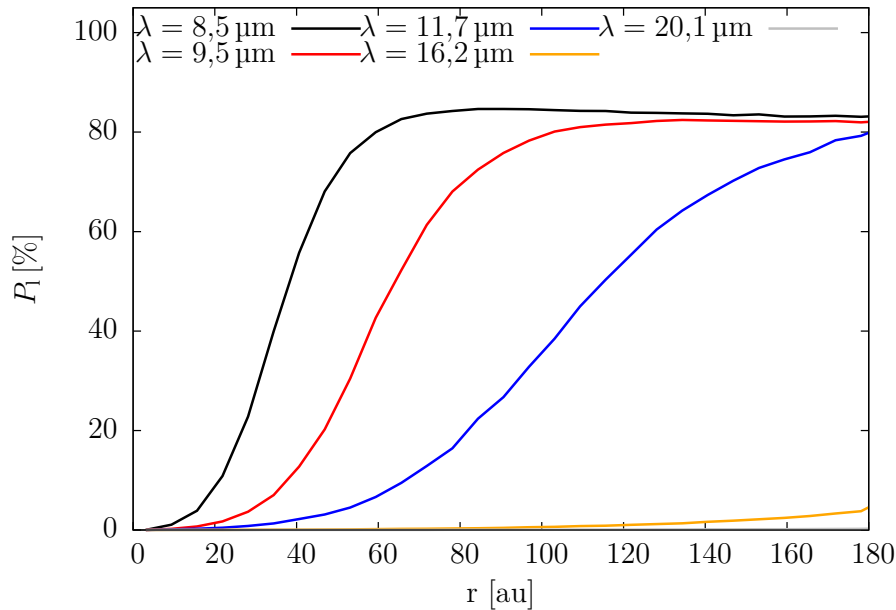


Abbildung 5.11: Radiale Polarisationsprofile für Wellenlängen im N und Q Band.

Abhängigkeit der Streupolarisation von der Scheibenmasse und dem Außenradius

Eine geringere Scheibenmasse verringert die optische Tiefe der Scheibe und damit auch die Höhe der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche (bei einer Wellenlänge von $9,5 \mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe aus gesehen). Daher liegt der erwartete Streuwinkel näher bei 90° , was den linearen Polarisationsgrad bei großen radialen Abständen erhöhen sollte. Gleichzeitig erlaubt jedoch die geringere optische Tiefe der Sternstrahlung, tiefer in die Scheibe einzudringen, was die Effektivität der Staubheizung erhöht. Dies verstärkt die ungestreute Strahlung und verringert damit den linearen Polarisationsgrad bei kleineren radialen Abständen.

Die radialen Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Massen sind in Abb. 5.13 zu sehen. Wie erwartet ist der lineare Polarisationsgrad für Scheiben mit geringerer Masse in den inneren Scheibenregionen verringert und weiter außen erhöht. Staubkorngrößenverteilungen mit mittleren maximalen Staubkornradien ($2,5 \mu\text{m}$) zeigen ähnliche Trends. Allerdings sind die Unterschiede kleiner, da der lineare Polarisationsgrad bei Einfachstreuung (Abb. 5.6) keine symmetrische Funktion des Streuwinkels mehr ist. Daher bekommt man den höchsten linearen Polarisationsgrad bei Streuwinkeln leicht unter 90° . Für die größten maximalen Staubkornradien ($10 \mu\text{m}$) steigt der lineare Polarisationsgrad mit der Staubmasse für alle radialen Abstände, da die maximale Polarisation sich für einen kleineren Winkel als bei Staubkorngrößenverteilungen mit kleineren Maximalradien einstellt.

Eine Erhöhung des Außenradius verringert ebenfalls die optische Tiefe. Allerdings

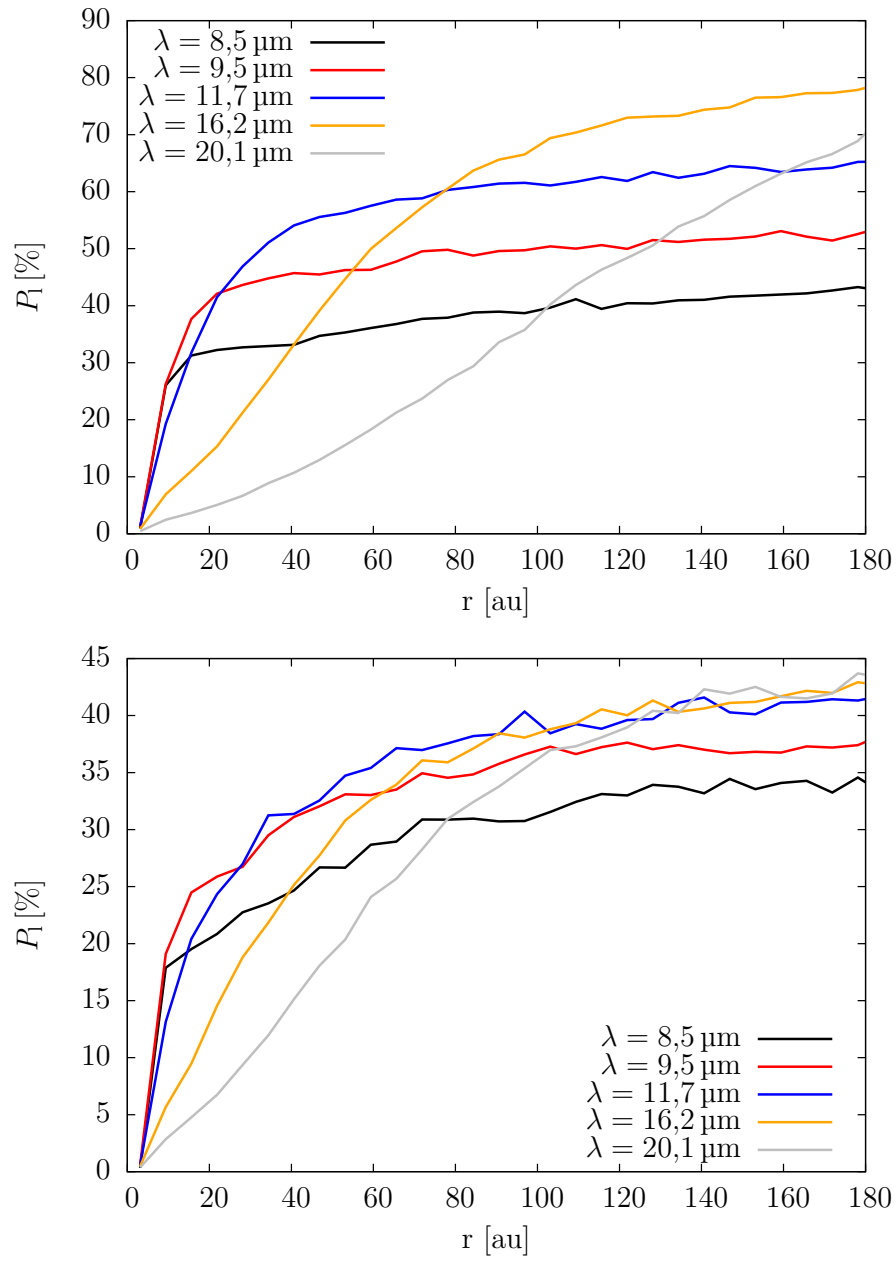


Abbildung 5.12: Radiale Polarisationsprofile für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien (oben: 2,5 μm , unten: 10 μm).

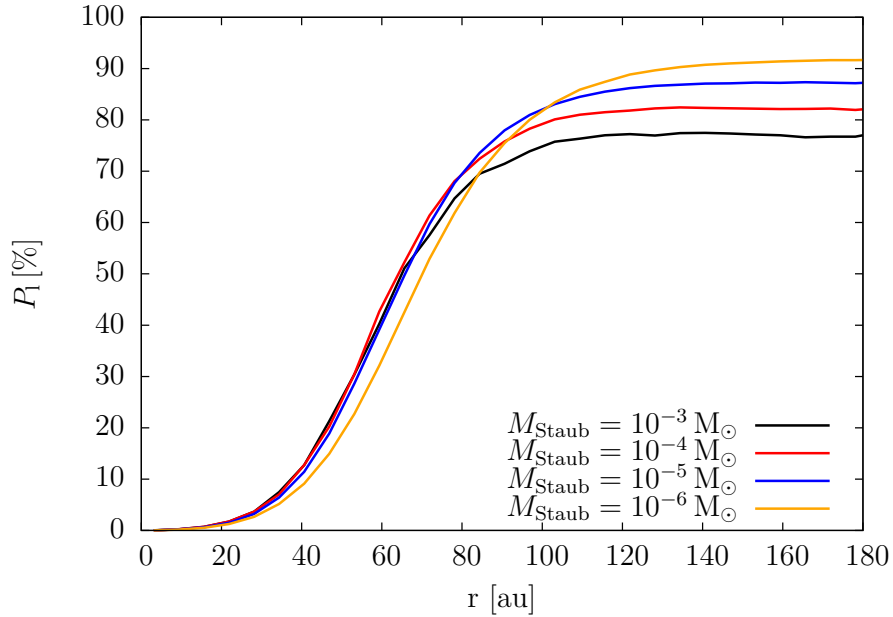


Abbildung 5.13: Radiale Polarisationsprofile für verschiedene Scheibenmassen.

sind die Unterschiede in der optischen Tiefe und damit auch im resultierenden radialen Polarisationsprofil kleiner als für eine Änderung der Scheibenmasse.

Abhängigkeit der Streupolarisation vom Innenradius der Scheibe

Die Temperatur am Innenrand der Scheibe (siehe Abb. 5.2, unten) sinkt mit steigendem Innenradius. Dies verringert die generelle Flussdichte der thermischen Reemissionsstrahlung und damit den Einfluss der Selbststreuung.

Die radialen Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Innenradien sind in Abb. 5.14 gezeigt. Da der Innenrand der Scheibe mit steigendem Innenradius nach außen verschoben wird, verschiebt sich auch der Anstieg des linearen Polarisationsgrades nach außen. Allerdings ist dieser Trend für einen Innenradius von 0,1 au umgekehrt, weil sich bei diesem Innenradius der radiale Abstand, an dem die Staubtemperatur 300 K erreicht, näher am Zentralstern befindet als für einen Innenradius von 1 au. Dadurch verringert sich die Größe der effektiven mid-IR-Strahlungsquelle und damit die Stärke der auf die äußere Scheibenoberfläche einfallenden Strahlung. Bei Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Staubkornradien verändert sich zusätzlich der maximale lineare Polarisationsgrad mit dem Innenradius.

Alles in allem steigt der lineare Polarisationsgrad bei den kleinsten radialen Abständen, wenn die Größe der effektiven mid-IR Strahlungsquelle maximal ist. Bei kleineren und größeren Innenradien verschiebt sich der Anstieg des linearen Polarisationsgrades nach außen.

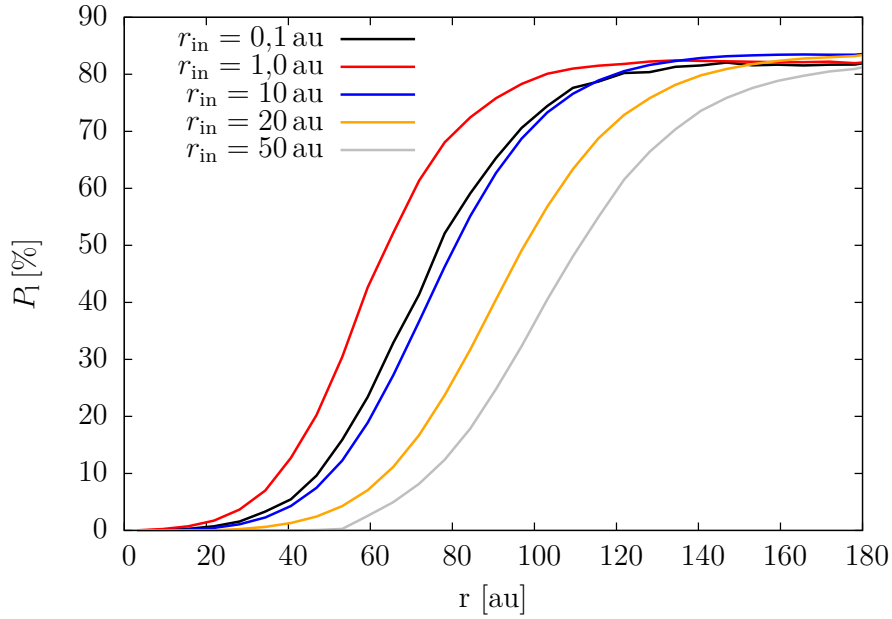


Abbildung 5.14: Radiale Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Innenradien.

Einfluss der Aufweitung, der Dichteverteilung und der Skalenhöhe

In den vorherigen Abschnitten wurde ein Flaring-Exponent von $\beta = 1,2$, eine radiale Dichteverteilung beschrieben durch $\alpha_r = 2,1$ und eine Skalenhöhe von $h_{100} = 10$ au angenommen. Im Folgenden wird der Einfluss dieser Parameter auf das radiale Polarisationsprofil untersucht.

Flaring-Exponent β : Wir zeigen die radiale Abhängigkeit des linearen Polarisationsgrades für verschiedene Flaring-Exponenten β in Abb. 5.15. Bei mittleren radialen Abständen, zwischen ≈ 40 au und ≈ 80 au, ist der relative Unterschied zwischen den Polarisationsprofilen am größten. In diesem Bereich verringert sich der lineare Polarisationsgrad mit steigendem Flaring. Das kommt daher, dass ein steilerer Anstieg der Skalenhöhe die Absorption der Scheibe signifikant erhöht und damit die Staubheizung und in der Folge den Einfluss von ungestreuter thermischer Reemissionsstrahlung verstärkt. Für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien sind die Trends ähnlich, aber die Unterschiede zwischen den Polarisationsprofilen sind am größten bei kleinen radialen Abständen, innerhalb ≈ 20 au.

Skalenhöhe h_{100} : Die radialen Polarisationsprofile für verschiedene Skalenhöhen sind in Abb. 5.16 zu sehen. Bei radialen Abständen unterhalb ≈ 70 au steigt der lineare Polarisationsgrad mit der Skalenhöhe. Weiter außen, außerhalb ≈ 90 au, sinkt der lineare Polarisationsgrad mit steigender Skalenhöhe. Eine kleinere Skalenhöhe sorgt erstens für eine in vertikaler Richtung kompaktere Scheibe, was die Größe

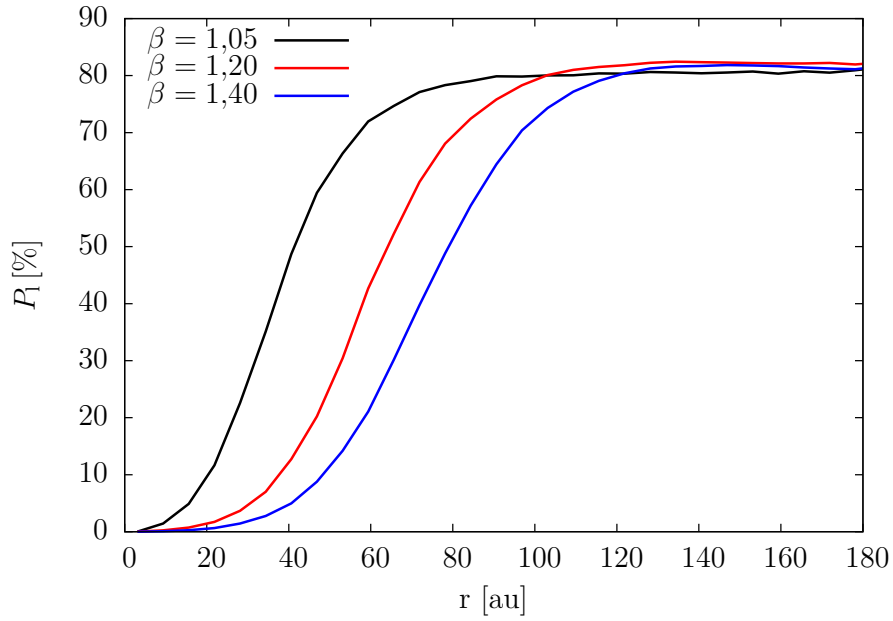


Abbildung 5.15: Vergleich der radialen Polarisationsprofile für verschiedene Flaring-Exponenten.

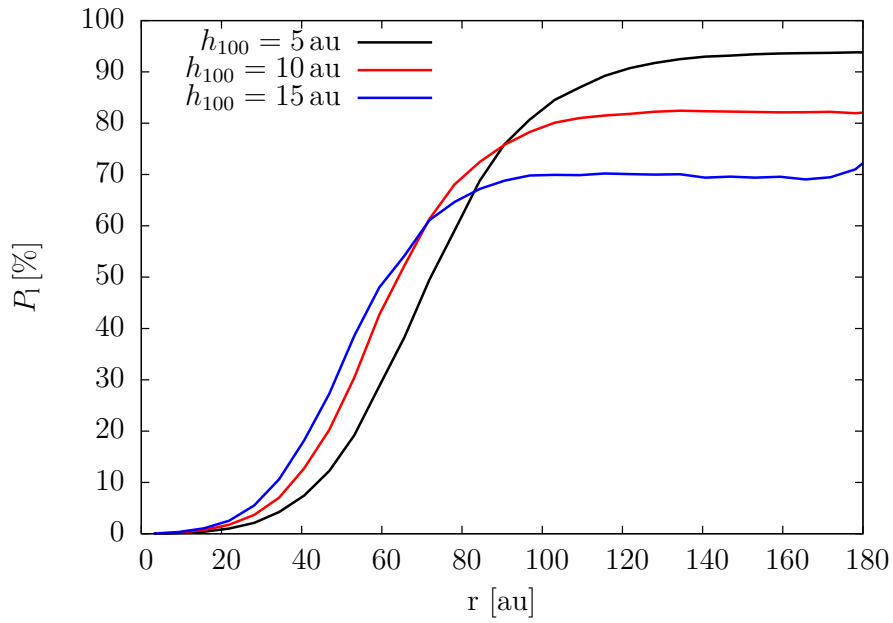


Abbildung 5.16: Vergleich der radialen Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Skalenhöhen.

der effektiven mid-IR Strahlungsquelle verringert. Zweitens verringert sie die Höhe der $\tau = 1$ -Oberfläche (bei $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe aus gesehen), was die Abweichung des Streuwinkels von 90° verringert. Der erste Effekt dominiert bei kleineren radialen Abständen, während der zweite weiter außen dominiert. Für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien dominiert der erste Effekt nur innerhalb eines radialen Abstands von $\approx 20 \text{ au}$ und die Unterschiede der radialen Polarisationsprofile für verschiedene Skalenhöhen verringern sich.

Radialer Dichteparameter α_r : Ein steileres radiales Dichteprofil erhöht leicht den linearen Polarisationsgrad. Allerdings ist dieser Effekt vernachlässigbar, verglichen mit einer Änderung des Flarings oder der Skalenhöhe. Korngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien zeigen die gleichen Trends.

Zusammenfassend zeigt sich, dass ein größerer Flaring-Exponent den linearen Polarisationsgrad bei kleineren radialen Abständen verringert, während eine größere Skalenhöhe den linearen Polarisationsgrad bei kleineren radialen Abständen erhöht und weiter außen verringert.

Abhängigkeit des Polarisationsmusters von der Inklination

In den vorherigen Abschnitten wurden nur Scheiben mit einer Inklination von 0° untersucht, wodurch sich ein zentralsymmetrisches Polarisationsmuster wie in Abb. 5.17 ergibt. Die Richtungsverteilung der Polarisationsvektoren (tangential) ergibt sich aus dem in Abb. 2.7 skizzierten Strahlungsfeld innerhalb der Scheibe.

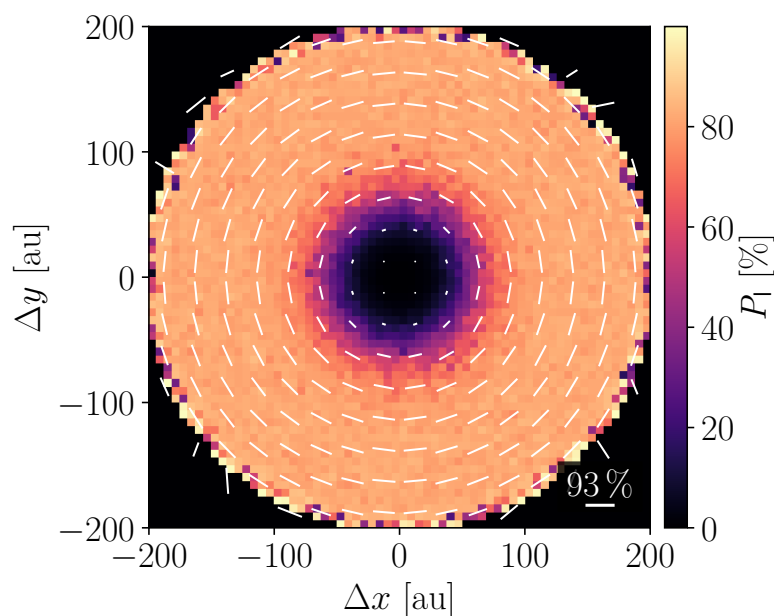


Abbildung 5.17: Polarisationskarte für die Referenzscheibe. Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren.

Bevor gezeigt wird, wie sich dieses Muster mit steigender Inklination verändert, wird kurz die Abhängigkeit des linearen netto-Polarisationsgrades, also des Polarisationsgrades, der aus einer unaufgelösten Beobachtung bestimmt wird, diskutiert. Er ist 0 aufgrund der Zentralsymmetrie des Polarisationsmusters für eine Scheibe mit einer Inklination von 0° . Mit steigender Inklination erhöht sich der lineare netto-Polarisationsgrad. Allerdings ist er schwierig zu bestimmen, da der Polarisationsgrad unterhalb einer Inklination von $\approx 70^\circ$ sehr gering ($< 1\%$) ist. Für größere Inklinationen steigt der lineare netto-Polarisationsgrad, aber die Intensität der Strahlung im mid-IR sinkt so weit ab, dass die Scheibe nur noch schwer zu beobachten ist.

Auf der rechten Seite von Abb. 5.18 werden die Polarisationskarten für drei verschiedene Inklinationen gezeigt. Der Teil der Scheibe, welcher weiter vom Beobachter entfernt ist, die „ferne Seite“, ist in der oberen Hälfte der Polarisationskarten zu sehen, während der dem Beobachter nähere Teil („nahe Seite“) in der unteren Hälfte zu sehen ist. Bei einer Inklination von 20° verringert sich der lineare Polarisationsgrad auf der nahen Seite, da ein größerer Teil der Strahlung unter Winkeln $< 90^\circ$ gestreut wird. Auf der fernen Seite erhöht sich der lineare Polarisationsgrad, da der Streuwinkel sich 90° weiter annähert. Die Orientierung der Polarisationsvektoren bleibt dabei unverändert. Bei einer weiteren Erhöhung der Inklination verringert sich der Polarisationsgrad der nahen Seite weiter, mit Ausnahme eines Bandes im unteren Teil der Polarisationskarte, welches durch den Außenrand der Scheibe produziert wird. Dieses Band hat einen hohen linearen Polarisationsgrad, ist aber aufgrund der geringen Flussdichte (Abb. 5.18, links) nur schwer zu beobachten. Der lineare Polarisationsgrad der fernen Seite sinkt ebenfalls, da sich der Streuwinkel wieder von 90° entfernt. Die Richtungsverteilung der Polarisationsvektoren bleibt jedoch qualitativ unverändert.

Für Korngrößenverteilungen mit einem größeren Maximalradius nimmt der Polarisationsgrad ab, aber das Polarisationsmuster bleibt qualitativ unverändert. Dies wird am Beispiel der Größenverteilung mit $a_{\text{max}} = 2,5 \mu\text{m}$ in Abb. 5.19 gezeigt.

Alles in allem erhöht eine Vergrößerung der Inklination den linearen netto-Polarisationsgrad. Die Polarisationskarten werden mit steigender Inklination asymmetrisch, und der lineare Polarisationsgrad, vor allem der nahen Seite, verringert sich. Allerdings bleibt die Richtungsverteilung der Polarisationsvektoren qualitativ unverändert.

Herbig-Ae-Stern

Herbig-Ae-Sterne haben eine signifikant höhere Leuchtkraft als T-Tauri-Sterne. Daher heizen sie ihre Scheiben wesentlich stärker als T-Tauri-Sterne und machen diese zu stärkeren und größeren mid-IR-Strahlungsquellen. Allerdings führt dies gleichzeitig dazu, dass ungestreute thermische Reemissionsstrahlung bis zu wesentlich größeren radialen Abständen dominiert, was den erwarteten linearen Polarisationsgrad bei einem bestimmten radialen Abstand vom Stern verringert.

Um diese Hypothese zu überprüfen, wird das radiale Polarisationsprofil für eine

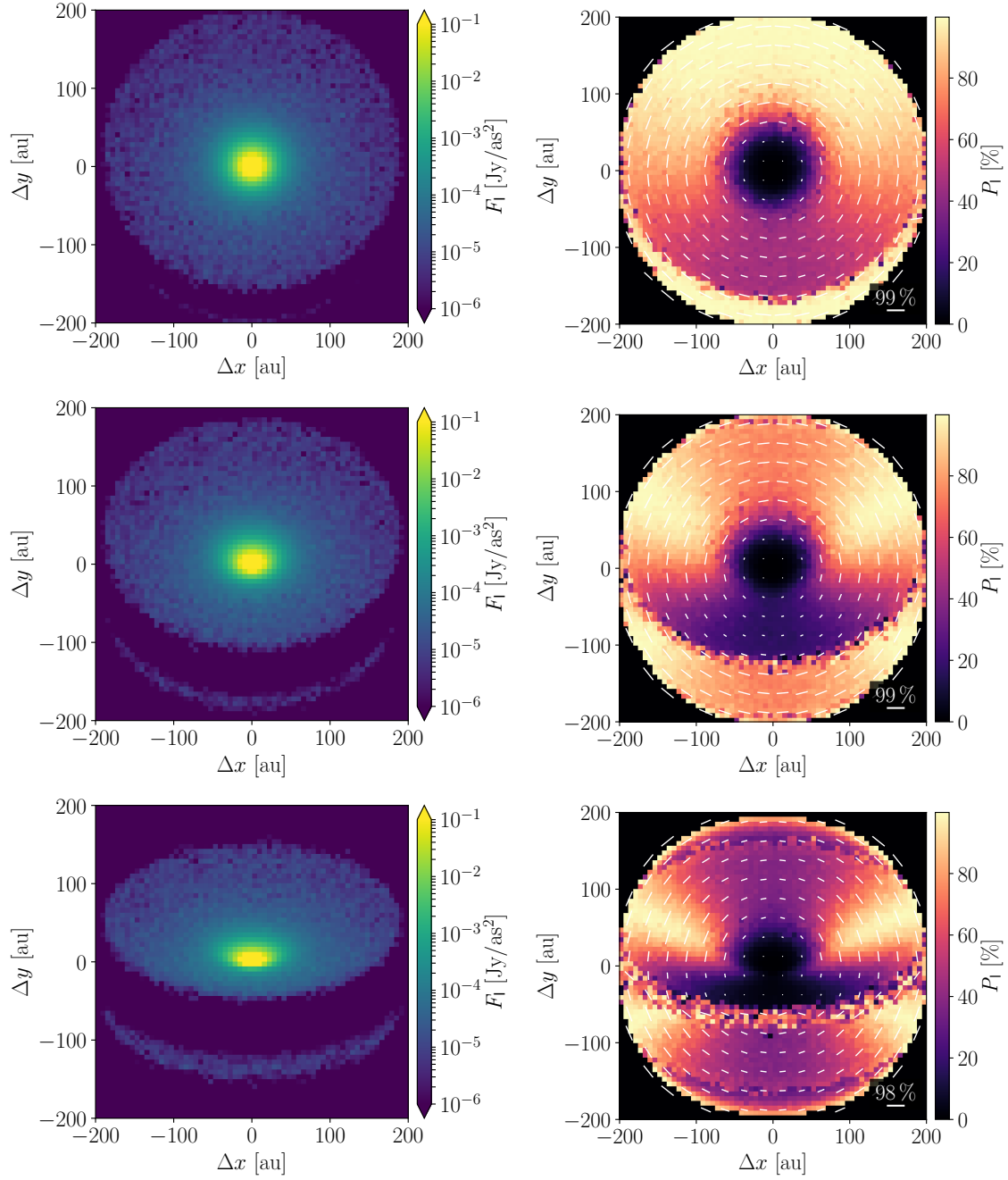


Abbildung 5.18: Intensitätskarten (links) und Polarisationskarten (rechts) für eine Inklination von 20° (oben), 40° (Mitte) und 60° (unten). Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren.

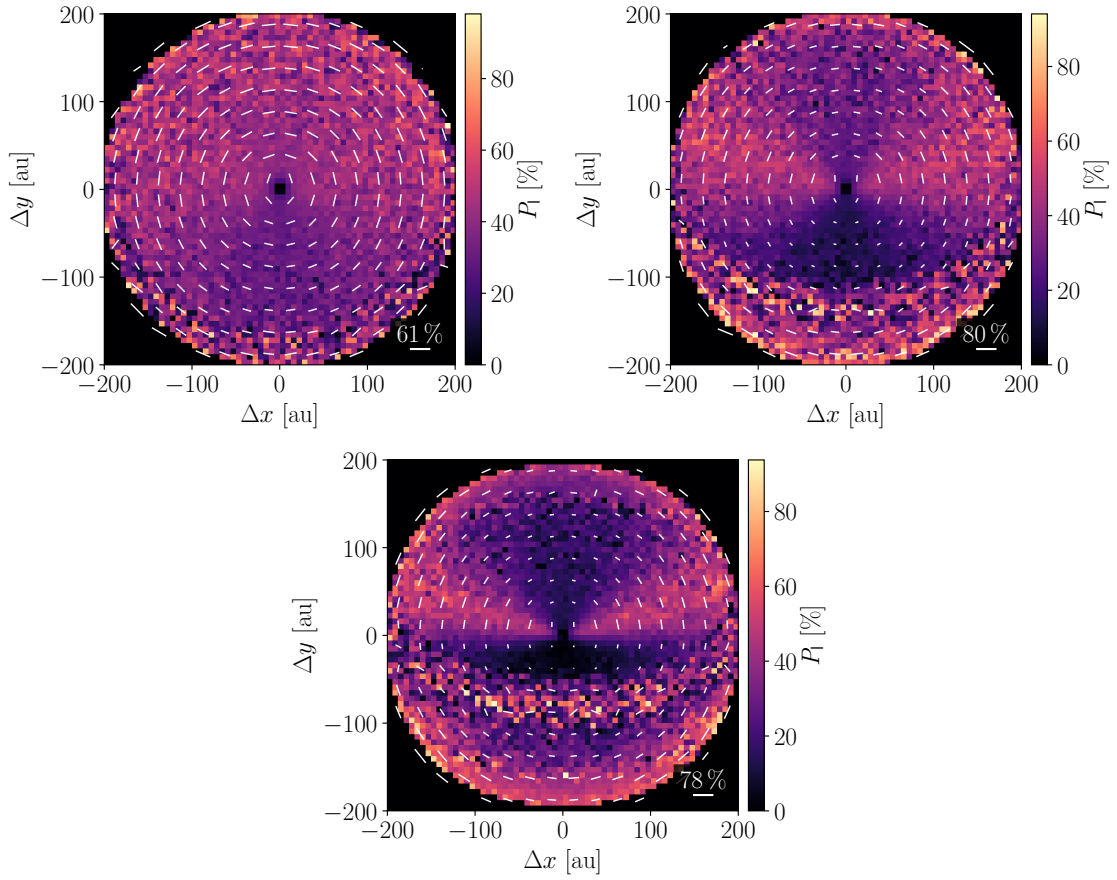


Abbildung 5.19: Polarisationskarten für Korngrößenverteilungen mit einem maximalen Radius von $2,5\,\mu\text{m}$ und einer Inklination von 20° (links), 40° (rechts) und 60° (unten). Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren.

durch einen Herbig-Ae-Stern geheizte Scheibe und Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen maximalen Staubkornradien berechnet. Die Resultate sind in Abb. 5.20 zu sehen. Das Polarisationsprofil für $a_{\text{max}} = 2,5\,\mu\text{m}$ wurde dabei weggelassen, da die Ergebnisse denen für $a_{\text{max}} = 10\,\mu\text{m}$ ähneln.

Wie in der Abbildung gezeigt, ist die mid-IR-Strahlung von durch einen Herbig-Ae-Stern geheizten Scheiben fast unpolarisiert für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen maximalen Staubkornradien. Für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien ist die Streustrahlung aufgrund der höheren Albedo des Staubes wesentlich stärker. Daher ist die Strahlung der Scheibe signifikant polarisiert, selbst wenn der Zentralstern ein Herbig-Ae-Stern ist. Die anderen Trends sind ähnlich zu denen für Scheiben um T-Tauri-Sterne, nur passiert der Anstieg des linearen Polarisationsgrades bei dem kleinsten radialen Abstand für einen Innenradius von $\sim 20\,\text{au}$, da die Größe der effektiven mid-IR-Strahlungsquelle für diesen Innenradius

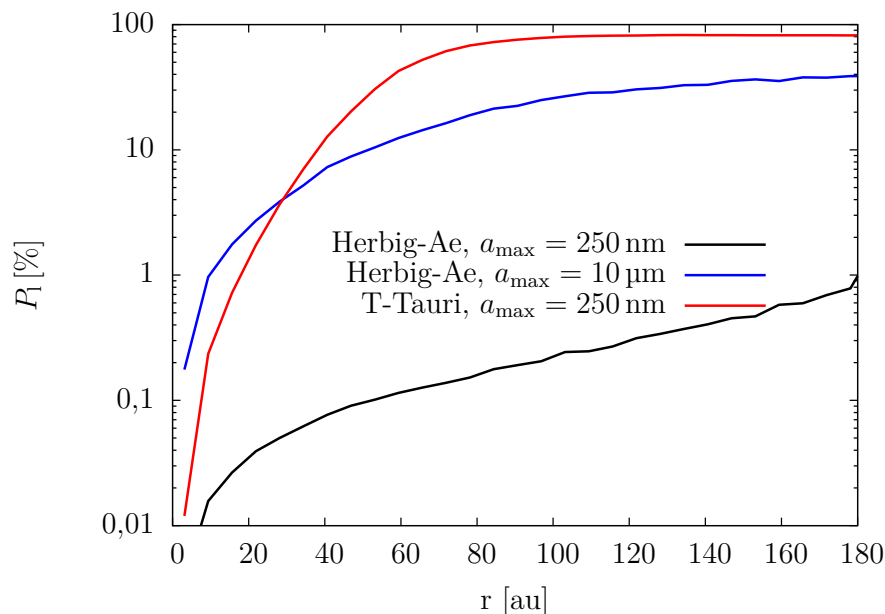


Abbildung 5.20: Vergleich der radialen Polarisationsprofile für Scheiben um den verwendeten T-Tauri- und Herbig-Ae-Stern.

maximal ist (Abb. 5.21). Für Korngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien ($2,5\,\mu\text{m}$ und $10\,\mu\text{m}$) steigt der lineare Polarisationsgrad für einen Innenradius von $\approx 10\,\text{au}$ beim kleinsten radialen Abstand an.

Alles in allem erhöht ein Austausch des T-Tauri-Sterns gegen einen Herbig-Ae-Stern signifikant die Flussdichte, verringert aber den linearen Polarisationsgrad. Der Anstieg des linearen Polarisationsgrades passiert beim kleinsten radialen Abstand für einen Innenradius von $20\,\text{au}$ für die hier betrachteten stellaren Parameter sowie bei einem Innenradius von $10\,\text{au}$ für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien. Die anderen Resultate sind mit denen für Scheiben um einen T-Tauri-Stern vergleichbar.

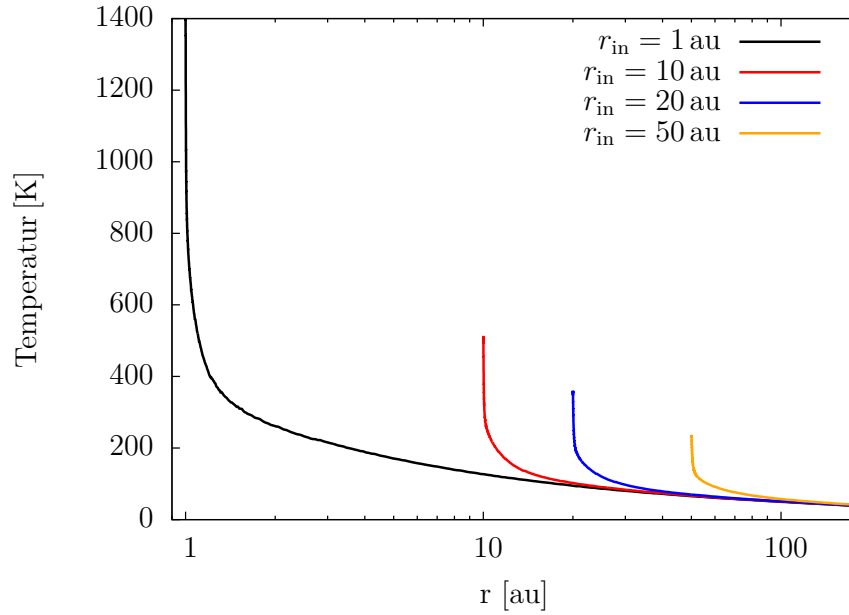


Abbildung 5.21: Vergleich der Temperaturen an der $\tau = 1$ Oberfläche (bei $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe gesehen), gegen den radialen Abstand für verschiedene Innenradien und einen Herbig-Ae-Stern als Zentralstern.

5.3 Diskussion

Diese Studie wurde dadurch motiviert, dass die Analyse der linearen Polarisation potentiell Rückschlüsse auf das Magnetfeld von protoplanetaren Scheiben erlaubt. Dies wird durch den Einfluss von im Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern auf die lineare Polarisation möglich. Dazu muss allerdings die Rolle der Streustrahlung (stellar, thermische (Staub) Reemission) bekannt sein. Im Folgenden diskutieren wir unsere Resultate im Hinblick auf ihr Potential, zwischen den beiden Polarisationsmechanismen zu unterscheiden:

1. Der lineare Polarisationsgrad der Streupolarisation steigt mit radialem Abstand zum Stern. Im Gegensatz dazu zeigt der lineare Polarisationsgrad bei dichroitischer Emission und Absorption eine schwächere und weniger klare Abhängigkeit vom radialen Abstand (Li u. a. 2016).
2. Für Korngrößenverteilungen mit einem kleinen Maximalradius (250 nm) verringert sich der lineare Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge. Für größere Maximalradien (2,5 μm , 10 μm) konvergiert er langsamer zum Endwert, aber dieser Endwert hängt sowohl von der Wellenlänge als auch dem maximalen Staubkornradius ab. Im Kontext des Scheiben- und Staubmodells, welches AITKEN u. a. (2004) untersucht haben, hat der lineare Polarisationsgrad für dichroitische Emission und Absorption ein Maximum bei Wellenlängen zwischen

10 μm und 11 μm und verringert sich für längere Wellenlängen. Bei Wellenlängen oberhalb des N Bandes ist es jedoch möglich, dass der lineare Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge ansteigt (CHO & LAZARIAN 2007). Um diesen Trend zur Unterscheidung der Polarisationsmechanismen zu nutzen, sind unabhängige Messungen der Staubzusammensetzung nötig, z.B. durch Messungen der Steigung des Spektrums im mm-Bereich (VAN DER MAREL u. a. 2013).

3. Die Polarisationsvektoren für Streupolarisation zeigen ein tangenciales Muster, während die Ausrichtung der Polarisationsvektoren für dichroitische Emission und Absorption von der Ausrichtung der Staubkörner abhängt (TAZAKI, LAZARIAN & NOMURA 2017). Diese Ausrichtung hängt vom Magnetfeld ab, weshalb sich die Polarisationsvektoren auch nutzen lassen, um Informationen über dieses zu erhalten. Sollte der Einfluss des Magnetfeldes auf die Ausrichtung der Staubteilchen jedoch zu schwach sein, sodass sie nur durch die Strahlung ausgerichtet werden, kann die Ausrichtung der Polarisationsvektoren auch bei dichroitischer Emission und Absorption tangential sein. Daher zeigt eine Analyse der Polarisationsvektoren allein nicht immer klare Resultate.

Alles in allem zeigen Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption verschiedene Trends, welche potentiell eine Unterscheidung beider Polarisationsmechanismen erlauben. Aufgrund von möglicherweise mehrdeutigen Resultaten sollten jedoch mehrere Trends benutzt werden, um eine klarere Unterscheidung zu ermöglichen.

5.4 Fazit

Im ersten Teil dieser mid-IR-Studie (Abs. 5.2.1) wurde das Verhältnis von thermischer Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung berechnet, um herauszufinden, welche dominiert. Dabei wurde herausgefunden, dass für eine Scheibe um einen T-Tauri-Stern und bei einer Wellenlänge von 9,5 μm die thermische Reemissionsstrahlung stärker als die stellare Strahlung ist, wenn der Innenradius unter ≈ 10 au liegt. Daher hat Selbststreuung potentiell einen stärkeren Einfluss auf den linearen Polarisationsgrad als gestreute Sternstrahlung. Allerdings kann die gestreute Sternstrahlung bei Übergangsscheiben mit genügend großen Innenradien relevant werden. Mit einem Herbig-Ae-Stern als Zentralstern verstärkt sich die thermische Reemissionsstrahlung signifikant und erhöht damit das Flussverhältnis.

Im zweiten Teil wurde die Streupolarisation im mid-IR untersucht, wobei folgende Trends gefunden wurden:

1. Für gestreute Sternstrahlung sinkt der lineare Polarisationsgrad langsam mit steigendem radialen Abstand.
2. Für thermische Reemissionsstrahlung und für eine Kombination aus thermischer Reemissionsstrahlung und gestreuter Sternstrahlung steigt der lineare

Polarisationsgrad mit dem radialen Abstand vom Stern. Der lineare Polarisationsgrad für Polarisation aufgrund von dichroitischer Emission und Absorption zeigt dagegen eine schwächere und weniger klare Abhängigkeit vom radialen Abstand (LI u. a. 2016).

3. Der lineare Polarisationsgrad nimmt mit steigender Wellenlänge für Korngrößenverteilungen mit einem kleinen Maximalradius (250 nm) ab. Für Korngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien (2,5 μm , 10 μm) konvergiert er langsamer. Der lineare Polarisationsgrad bei großen radialen Abständen vom Stern hängt sowohl von der Wellenlänge als auch dem maximalen Staubkornradius ab. Die Benutzung dieses Trends zur Unterscheidung zwischen Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption setzt die Bestimmung der Staubeigenschaften (z.B. Zusammensetzung) durch eine unabhängige Methode voraus.
4. Der lineare Polarisationsgrad bei kleinen radialen Abständen steigt mit der Scheibenmasse, während der maximale lineare Polarisationsgrad abnimmt. Für Staubkorngrößenverteilungen mit dem größten Maximalradius steigt der Polarisationsgrad für alle radialen Abstände mit der Scheibenmasse.
5. Der lineare Polarisationsgrad steigt beim kleinsten radialen Abstand, wenn die Größe der effektiven Strahlungsquelle maximal ist. Für größere und kleinere Innenradien verschiebt sich dieser Anstieg zu größeren radialen Abständen. Für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien hängt zudem der maximale lineare Polarisationsgrad vom Innenradius ab.
6. Ein Anstieg des Flaring-Exponenten β verringert den linearen Polarisationsgrad innerhalb eines radialen Abstands von ≈ 100 au für Staubkorngrößenverteilungen mit einem kleinen maximalen Staubkornradius und innerhalb von ≈ 20 au für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien.
7. Ein Anstieg der Skalenhöhe h_{100} erhöht den linearen Polarisationsgrad innerhalb eines radialen Abstands von ≈ 70 au für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Maximalradien und ≈ 20 au für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien. Weiter außen, bei radialen Abständen über ≈ 90 au für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Maximalradien und ≈ 30 au für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien, verringert sich der lineare Polarisationsgrad.
8. Der lineare Netto-Polarisationsgrad erhöht sich mit steigender Inklination.
9. Die Polarisationsvektoren zeigen ein tangenciales Muster. Diese Richtungsverteilung ändert sich qualitativ nicht bei steigender Inklination. Für Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption hängt die Ausrichtung der Polarisationsvektoren vom Magnetfeld ab (TAZAKI, LAZARIAN & NOMURA 2017).

Das heißt, wenn das Magnetfeld stark genug ist, wird sich die Ausrichtung der Vektoren signifikant von einem tangentialen Muster unterscheiden.

10. Mit steigender Inklination verringert sich der lineare Polarisationsgrad auf der nahen Seite der Polarisationskarte, während der der fernen Seite erst ansteigt und dann abfällt.
11. Ein Austausch des zentralen T Tauri Sterns durch einen Herbig Ae Stern verringert signifikant den linearen Polarisationsgrad für Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen Maximalradien. Für größere Maximalradien ist dieser Effekt schwächer.

Drei dieser Trends, 2, 3 und 9, ermöglichen potentiell eine Unterscheidung zwischen Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption. Die anderen gefundenen Trends sowie die Unterschiede zwischen Staubkorngrößenverteilungen mit kleinen und größeren Maximalradien erlauben es, Informationen sowohl über die räumliche Staubverteilung als auch seine Größenverteilung zu gewinnen. Benutzung dieser Trends setzt eine Auflösung voraus, die ausreicht, um Strukturen innerhalb der Scheibe aufzulösen (≈ 50 au). Dies ist, wie in LI u. a. (2016) gezeigt, mit den heutigen Teleskopen machbar. Weiterhin benötigt Trend 3 eine unabhängige Methode zur Bestimmung der Staubeigenschaften.

KAPITEL 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Entstehung von Sternen und Planeten ist ein wichtiges Thema der Astrophysik. Trotz der großen unternommenen Anstrengungen ist vor allem die Entstehung letzterer im Detail noch nicht vollständig verstanden. Bei den Untersuchungen der Planetenentstehung zeigte sich, dass das Verständnis der Staubphase von protoplanetaren Scheiben eine große Rolle spielt. Dieser Staub macht zwar nur 1 % der Masse aus, dominiert aber die optischen Eigenschaften der Scheibe, stellt das Material, aus dem die erdähnlichen Planeten geformt werden und bietet die Oberfläche für viele chemische Reaktionen. Daher ist ein Verständnis seiner Eigenschaften wichtig für das Verständnis der Physik und Chemie protoplanetarer Scheiben.

Um das Verständnis des Staubes zu verbessern, wurden in dieser Arbeit daher zwei ausgewählte Aspekte der Staubverteilung untersucht: Der Einfluss der Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Analyse von Scheibenbeobachtungen sowie der Einfluss der unterschiedlichen Polarisationsmechanismen auf die Bestimmung von Magnetfeldern.

Thema des ersten Projektes war, zu untersuchen, welchen Einfluss eine realistischere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Temperaturverteilung des Staubes, die relative Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur, den radiale Abstand der Eislinie sowie die SED hat. Die Bedeutung dieser Untersuchungen ergibt sich daraus, dass für die numerische Modellierung von Staubkorngrößenverteilungen nur eine gemittelte Staubkorngröße mit gemittelten optischen Eigenschaften verwendet wird, resultierend in einer gemittelten Temperatur. Gerade für chemische Reaktions-Netzwerke kann diese Vereinfachung zu grob sein. Weiterhin ist mittlerweile die Leistung der Computer so weit gestiegen, dass eine realistischere Behandlung der Staubkorngrößenverteilung möglich geworden ist.

Im optisch dünnen Fall kann der Temperaturunterschied zwischen Staubkorngrößenverteilungen verschiedener Radiusintervalle bis zu $\sim 63\%$ betragen, und die relative Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur ist geringer als in der Referenzscheibe. Mit steigender optischer Tiefe verringern sich die Unterschiede in der Mittelebenentemperatur und in der relativen Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur. Weiterhin ist der relative Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur für die realistischere Behandlung der

Staubkorngrößenverteilung unterhalb von ~ 20 K gegenüber der Referenzscheibe verringert, während sie bei höheren Temperaturen erhöht ist. Der radiale Abstand der Eislinie von Wasser und CO ist eine Funktion des Staubkornradius und die thermische Reemissionsstrahlung ist bei kleinen Wellenlängen stärker als für die Referenzscheibe.

Im optisch dicken Fall sind die Temperaturunterschiede zwischen den Staubkorngrößenverteilungen aus verschiedenen Radiusintervallen bei Höhen zwischen ~ 5 au und ~ 20 au groß, was bei einem radialen Abstand von 50 au 1 bis 4 Skalenhöhen und damit dem Ort der molekularen Schicht entspricht. Der Temperaturunterschied zwischen Staubkörnern mit $1\text{ }\mu\text{m}$ und $47\text{ }\mu\text{m}$ kann bis 30 K betragen. Weiterhin können die kleinen Staubkörner in der Scheibenatmosphäre Temperaturen erreichen, die etwa 50 % höher sind als die der Referenzscheibe. Damit steigt der vertikale Temperaturgradient, was das Verhalten der Photodissoziationsregion an der Scheibenoberfläche beeinflusst.

Eine weitere wichtige Größe in protoplanetaren Scheiben ist das Magnetfeld. Es beeinflusst ihre Entstehung und Entwicklung und kann durch Messung der Polarisation aufgrund von dichroitischer Emission und Absorption bestimmt werden. Allerdings kann Polarisation auch durch Streuung der Sternstrahlung sowie der thermischen Reemissionsstrahlung entstehen. Diese Streupolarisation erlaubt kaum Rückschlüsse auf das Magnetfeld, aber auf die Staubkorngrößenverteilung und die Zusammensetzung des Staubes. Daher ist es zur Bestimmung des Magnetfeldes mithilfe von Polarisationsbeobachtungen erforderlich, beide Polarisationsmechanismen voneinander zu unterscheiden.

Als Basis einer potentiellen Unterscheidung wurde in der zweiten Studie die Streupolarisation im mid-IR charakterisiert. Dabei wurde untersucht, wie sich der radiale Verlauf der Streupolarisation bei verschiedenen Wellenlängen sowie Scheibenparametern (Masse, Innenradius, Außenradius, Flaring-Exponent, Skalenhöhe, radiale Dichteverteilung) ändert. Weiterhin wurden zwei Zentralsterne, ein T-Tauri- und ein Herbig-Ae-Stern, sowie Staubkorngrößenverteilungen mit verschiedenen Maximalradien verwendet. Drei der elf gefundenen Trends ermöglichen potentiell eine Unterscheidung zwischen Streupolarisation und Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption:

Erstens steigt für Streupolarisation der Polarisationsgrad mit dem radialen Abstand zum Stern an, während er bei Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption eine schwächere und weniger klare Abhängigkeit vom radialen Abstand zeigt.

Zweitens sinkt für Staubkorngrößenverteilungen mit einem kleinen Maximalradius der Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge, während er für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren Maximalradien langsamer gegen einen von der Wellenlänge und dem maximalen Staubkornradius abhängigen Endwert konvergiert. Im Kontext des von AITKEN u. a. (2004) untersuchten Scheiben- und Staubmodells hat der

Polarisationsgrad durch dichroitische Emission und Absorption ein Maximum bei Wellenlängen zwischen 10 μm und 11 μm . Die Benutzung dieses Trends zur Unterscheidung der Polarisationsmechanismen erfordert jedoch eine unabhängige Messung der Staubzusammensetzung.

Drittens zeigen die Polarisationsvektoren für Streupolarisation ein tangentiales Muster, während die Ausrichtung der Polarisationsvektoren für dichroitische Emission und Absorption vom Magnetfeld abhängt. Ist das Magnetfeld stark genug, ist daher eine signifikante Abweichung des Musters von einem tangentialen zu sehen.

Alles in allem ist es mithilfe dieser drei Trends potentiell möglich, beide Polarisationsmechanismen zu unterscheiden. Die anderen gefundenen Zusammenhänge ermöglichen zwar keine Unterscheidung zwischen den beiden Polarisationsmechanismen, erlauben aber eine Untersuchung verschiedener Parameter der Scheibe, wie der Staubmasse, den Innen- und Außenradien sowie der räumlichen Verteilung des Staubes.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die vorliegende Arbeit zu einem besseren Verständnis des Einflusses einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung auf die Staubtemperaturverteilung sowie die chemische Entwicklung der Scheibe geführt hat. Dabei wurde auch herausgefunden, dass die Verwendung einer realistischeren Behandlung der Staubkorngrößenverteilung die SED und damit den in vielen einfachen Analysen von Beobachtungen bestimmten Emissivitätsindex verändern.

Für die Streupolarisation wurden drei Trends identifiziert, die eine potentielle Unterscheidung dieser von Polarisation durch dichroitische Emission und Absorption erlauben. Die anderen gefundenen Trends sowie die Änderung der Ergebnisse bei Verwendung von Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Staubkornradien lassen sich verwenden, um die räumliche Staubverteilung sowie die Größenverteilung des Staubs innerhalb der Scheibe zu bestimmen. Mithilfe dieser Ergebnisse lässt sich die Polarisation besser zur Bestimmung des Magnetfeldes sowie zur Bestimmung der Staubparameter und des Temperaturprofils der Scheibe verwenden.

Literatur

- ADAMS, F. C., C. J. LADA & F. H. SHU (Jan. 1987): „Spectral Evolution of Young Stellar Objects“. *ApJ*, Bd. 312: S. 788 (Zitiert auf Seite 6).
- AITKEN, D. K., J. H. HOUGH, P. F. ROCHE, C. H. SMITH & C. M. WRIGHT (Feb. 2004): „Mid-infrared polarimetry and magnetic fields: an observing strategy“. *MNRAS*, Bd. 348: S. 279–284 (Zitiert auf den Seiten 66, 90 und 96).
- ALEXANDER, R. D., C. J. CLARKE & J. E. PRINGLE (Juni 2006): „Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties“. *MNRAS*, Bd. 369(1): S. 229–239 (Zitiert auf Seite 13).
- ANDERSSON, B. -G., A. LAZARIAN & JOHN E. VAILLANCOURT (Aug. 2015): „Interstellar Dust Grain Alignment“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 53: S. 501–539 (Zitiert auf Seite 23).
- ANDRE, P., D. WARD-THOMPSON & M. BARSONY (März 1993): „Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps“. *ApJ*, Bd. 406: S. 122 (Zitiert auf Seite 6).
- ANDREWS, S. M. & J. P. WILLIAMS (2005): „Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 631(2): S. 1134 (Zitiert auf den Seiten 7, 13, 50 und 67).
- ASTROPY COLLABORATION, T. P. ROBITAILLE, E. J. TOLLERUD, P. GREENFIELD, M. DROETTBOOM u. a. (Okt. 2013): „Astropy: A community Python package for astronomy“. *A&A*, Bd. 558, A33: A33 (Zitiert auf Seite 111).
- BALBUS, S. A. & J. F. HAWLEY (Juli 1991): „A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis“. *ApJ*, Bd. 376: S. 214 (Zitiert auf Seite 6).
- BALBUS, STEVEN A. & JOHN F. HAWLEY (Jan. 1998): „Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks“. *Reviews of Modern Physics*, Bd. 70: S. 1–53 (Zitiert auf Seite 6).
- BERTRANG, G. H.-M. & S. WOLF (2017): „3D radiative transfer of intrinsically polarized dust emission based on aligned aspherical grains“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 469(3): S. 2869–2878 (Zitiert auf Seite 12).
- BIRSTIEL, T., M. FANG & A. JOHANSEN (Dez. 2016): „Dust Evolution and the Formation of Planetesimals“. *SSR*, Bd. 205(1-4): S. 41–75 (Zitiert auf den Seiten 1 und 8).

- BJORKMAN, J. E. & K. WOOD (Juni 2001): „Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer“. *ApJ*, Bd. 554: S. 615–623 (Zitiert auf den Seiten 18, 27 und 28).
- BONTEMPS, S., P. ANDRÉ, A. A. KAAS, L. NORDH, G. OLOFSSON u. a. (Juni 2001): „ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud: Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster“. *A&A*, Bd. 372: S. 173–194 (Zitiert auf Seite 7).
- BRAUER, R. (2017): „Magnetfelder in Sternentstehungsregionen - Das Potenzial polarimetrischer Beobachtungen“. Diss. Christian-Ahlbrechts-Universität (CAU) Kiel (Zitiert auf den Seiten 21 und 29).
- BRAUER, R., S. WOLF & M. FLOCK (2017): „Magnetic fields in circumstellar disks - The potential of Zeeman observations“. *A&A*, Bd. 607: A104 (Zitiert auf den Seiten 65 und 66).
- BRAUER, R., S. WOLF & S. REISSL (Apr. 2016): „On the origins of polarization holes in Bok globules“. en. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. 588: A129 (Zitiert auf Seite 22).
- CASHWELL, E. D & C. J EVERETT (1959): *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems*. Internat. Tracts Computat. Sci. Technol. London: Pergamon (Zitiert auf den Seiten 18 und 28).
- CHANDRASEKHAR, S. (1960): *Radiative transfer* (Zitiert auf Seite 15).
- CHAPILLON, E., S. GUILLOTEAU, A. DUTREY & V. PIÉTU (Sep. 2008): „Disks around CQ Tauri and MWC 758: dense PDR or gas dispersal?“ *A&A*, Bd. 488: S. 565–578 (Zitiert auf Seite 32).
- CHIANG, E. I. & P. GOLDRICH (Nov. 1997): „Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks“. *ApJ*, Bd. 490: S. 368–376 (Zitiert auf Seite 66).
- CHO, J. & A. LAZARIAN (Nov. 2007): „Grain Alignment and Polarized Emission from Magnetized T Tauri Disks“. *ApJ*, Bd. 669: S. 1085–1097 (Zitiert auf den Seiten 2, 6, 65 und 91).
- CRUTCHER, R. M., T. H. TROLAND, A. A. GOODMAN, C. HEILES, I. KAZES u. a. (Apr. 1993): „OH Zeeman observations of dark clouds“. *ApJ*, Bd. 407: S. 175–184 (Zitiert auf Seite 66).
- DAVIS L., JR. & J. L. GREENSTEIN (Sep. 1951): „The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains.“ *ApJ*, Bd. 114: S. 206 (Zitiert auf Seite 28).
- DOLGINOV, A. Z. & I. G. MYTROPHANOV (Okt. 1978): „Circular polarization of Zodiacal Light and stellar radiation scattered on circumstellar clouds.“ *A&A*, Bd. 69: S. 421–430 (Zitiert auf Seite 20).
- (Jan. 1976): „Orientation of Cosmic Dust Grains (In Russian)“. *APSS*, Bd. 43: S. 257 (Zitiert auf den Seiten 23 und 28).
- DRAINE, B. T. & H. M. LEE (Okt. 1984): „Optical properties of interstellar graphite and silicate grains“. *ApJ*, Bd. 285: S. 89–108 (Zitiert auf den Seiten 8 und 33).

-
- DRAINE, B. T. & S. MALHOTRA (Sep. 1993): „On graphite and the 2175 Å extinction profile“. *ApJ*, Bd. 414: S. 632–645 (Zitiert auf Seite 8).
- DRAINE, BRUCE T. (Jan. 2004): „Astrophysics of Dust in Cold Clouds“. *The Cold Universe*: S. 213 (Zitiert auf den Seiten 9 und 10).
- DULLEMOND, C. P. & C. DOMINIK (Mai 2005): „Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains“. *A&A*, Bd. 434(3): S. 971–986 (Zitiert auf Seite 12).
- DULLEMOND, C. P. & J. D. MONNIER (2010): „The Inner Regions of Protoplanetary Disks“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 48(1): S. 205–239 (Zitiert auf den Seiten 10 und 11).
- FISCHER, O. (1993): „Modellierung der Polarisation in zirkumstellaren Staubböhlen unter Anwendung der Monte-Carlo-Methode“. Diss. Friedrich-Schiller-Universität (FSU) Jena (Zitiert auf den Seiten 21, 22 und 24).
- GALLI, D., S. LIZANO, F. H. SHU & A. ALLEN (Aug. 2006): „Gravitational Collapse of Magnetized Clouds. I. Ideal Magnetohydrodynamic Accretion Flow“. *ApJ*, Bd. 647(1): S. 374–381 (Zitiert auf den Seiten 2 und 65).
- GOLD, T. (Jan. 1952): „The alignment of galactic dust“. *MNRAS*, Bd. 112: S. 215 (Zitiert auf Seite 28).
- GORTI, U., C. P. DULLEMOND & D. HOLLENBACH (Nov. 2009): „Time Evolution of Viscous Circumstellar Disks due to Photoevaporation by Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet, and X-ray Radiation from the Central Star“. *ApJ*, Bd. 705(2): S. 1237–1251 (Zitiert auf Seite 12).
- GRÄFE, C., S. WOLF, S. GUILLOTEAU, A. DUTREY, K. R. STAPELFELDT u. a. (Mai 2013): „Vertical settling and radial segregation of large dust grains in the circumstellar disk of the Butterfly Star“. *A&A*, Bd. 553, A69: A69 (Zitiert auf den Seiten 10, 12, 14, 31, 33, 61 und 67).
- GREENE, T. P., B. A. WILKING, P. ANDRE, E. T. YOUNG & C. J. LADA (Okt. 1994): „Further Mid-Infrared Study of the ρ Ophiuchi Cloud Young Stellar Population: Luminosities and Masses of Pre-Main-Sequence Stars“. *ApJ*, Bd. 434: S. 614 (Zitiert auf Seite 6).
- GROSSO, N., J. ALVES, K. WOOD, R. NEUHÄUSER, T. MONTMERLE u. a. (März 2003): „Spatial Study with the Very Large Telescope of a New Resolved Edge-on Circumstellar Dust Disk Discovered at the Periphery of the ρ Ophiuchi Dark Cloud“. *ApJ*, Bd. 586(1): S. 296–305 (Zitiert auf Seite 32).
- GUILLOTEAU, S., A. DUTREY, V. PIÉTU & Y. BOEHLER (Mai 2011): „A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties“. *A&A*, Bd. 529, A105: A105 (Zitiert auf Seite 61).
- GUILLOTEAU, S., V. PIÉTU, E. CHAPILLON, E. DI FOLCO, A. DUTREY u. a. (Feb. 2016): „The shadow of the Flying Saucer: A very low temperature for large dust grains“. *A&A*, Bd. 586, L1: S. L1 (Zitiert auf den Seiten 32, 56, 58 und 63).

- HEESE, S., S. WOLF & R. BRAUER (Feb. 2020): „Characterization of mid-infrared polarization due to scattering in protoplanetary disks“. *A&A*, Bd. 634, A129: A129 (Zitiert auf den Seiten 6, 65 und 117).
- HEESE, S., S. WOLF, A. DUTREY & S. GUILLOTEAU (Juli 2017): „Spread of the dust temperature distribution in circumstellar disks“. *A&A*, Bd. 604, A5: A5 (Zitiert auf den Seiten 9, 31 und 117).
- HEILES, C. & M. HAVERKORN (Mai 2012): „Magnetic Fields in the Multiphase Interstellar Medium“. *Space Science Reviews*, Bd. 166(1): S. 293–305 (Zitiert auf Seite 66).
- HERBIG, G. H. (Dez. 1952): „Emission-line Stars in Galactic Nebulosities“. *JRASC*, Bd. 46: S. 222 (Zitiert auf Seite 7).
- HUÉLAMO, N., H. BOUY, C. PINTE, F. MÉNARD, G. DUCHÊNE u. a. (Nov. 2010): „Multi-wavelength study of the disk around the very low-mass star Par-Lup3-4“. *A&A*, Bd. 523, A42: A42 (Zitiert auf Seite 67).
- HUNTER, J. D. (2007): „Matplotlib: A 2D graphics environment“. *Computing in Science & Engineering*, Bd. 9(3): S. 90–95 (Zitiert auf Seite 111).
- ISELLA, A., J. M. CARPENTER & A. I. SARGENT (Aug. 2009): „Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks“. *ApJ*, Bd. 701(1): S. 260–282 (Zitiert auf Seite 56).
- JOY, A. H. (Sep. 1945): „T Tauri Variable Stars.“ *ApJ*, Bd. 102: S. 168 (Zitiert auf Seite 6).
- KATAOKA, A., T. MUTO, M. MOMOSE, T. TSUKAGOSHI, M. FUKAGAWA u. a. (2015): „Millimeter-wave Polarization of Protoplanetary Disks due to Dust Scattering“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 809(1): S. 78 (Zitiert auf den Seiten 2, 3, 6, 10, 23, 25 und 66).
- KIRCHSCHLAGER, F., S. WOLF & D. MADLENER (2016): „The circumstellar disc of FS Tau B – a self-consistent model based on observations in the mid-infrared with NACO“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 462(1): S. 858–866 (Zitiert auf den Seiten 12 und 67).
- LADA, C. J. (Jan. 1987): „Star formation: from OB associations to protostars.“ *Star Forming Regions*. Hrsg. von PEIMBERT, MANUEL & JUN JUGAKU. Bd. 115. IAU Symposium: S. 1 (Zitiert auf Seite 6).
- LADA, C. J. & B. A. WILKING (Dez. 1984): „The nature of the embedded population in the rho Ophiuchi dark cloud : mid-infrared observations.“ *ApJ*, Bd. 287: S. 610–621 (Zitiert auf Seite 6).
- LAOR, A. & B. T. DRAINE (Jan. 1993): „Spectroscopic constraints on the properties of dust in active galactic nuclei“. *ApJ*, Bd. 402: S. 441–468 (Zitiert auf den Seiten 8 und 33).
- LAZARIAN, A. (Juli 2007): „Tracing magnetic fields with aligned grains“. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Bd. 106: S. 225–256 (Zitiert auf den Seiten 10, 20, 22 und 23).

-
- LI, D., E. PANTIN, C. M. TELESKO, H. ZHANG, C. M. WRIGHT u. a. (Nov. 2016): „An Ordered Magnetic Field in the Protoplanetary Disk of AB Aur Revealed by Mid-infrared Polarimetry“. *ApJ*, Bd. 832, 18: S. 18 (Zitiert auf den Seiten 66, 90, 92 und 93).
- LI, D., C. M. TELESKO, H. ZHANG, C. M. WRIGHT, E. PANTIN u. a. (Jan. 2018): „Mid-infrared polarization of Herbig Ae/Be discs“. *MNRAS*, Bd. 473: S. 1427–1437 (Zitiert auf Seite 66).
- LIN, Z.-Y. D, Z.-Y. LI, H. YANG, L. LOONEY, C.-F. LEE u. a. (Apr. 2020): „Probing the temperature structure of optically thick discs using polarized emission of aligned grains“. *MNRAS*, Bd. 493(4): S. 4868–4883 (Zitiert auf den Seiten 10, 23 und 65).
- LIU, Y., D. MADLENER, S. WOLF, H. WANG & J. P. RUGE (Okt. 2012): „DoAr 33: a good candidate for revealing dust growth and settling in protoplanetary disks“. *A&A*, Bd. 546, A7: A7 (Zitiert auf Seite 67).
- LUCY, L. B. (Apr. 1999): „Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques“. *A&A*, Bd. 344: S. 282–288 (Zitiert auf den Seiten 18, 27 und 28).
- MADLENER, D., S. WOLF, A. DUTREY & S. GUILLOTEAU (Juli 2012): „The circumstellar disk of HH 30. Searching for signs of disk evolution with multi-wavelength modeling“. *A&A*, Bd. 543, A81: A81 (Zitiert auf den Seiten 12, 31 und 67).
- MARTIN, P. G. (1978): *Cosmic dust. Its impact on astronomy* (Zitiert auf Seite 19).
- MATHIS, J. S., W. RUMPL & K. H. NORDSIECK (Okt. 1977): „The size distribution of interstellar grains“. *ApJ*, Bd. 217: S. 425–433 (Zitiert auf den Seiten 8, 33 und 68).
- MONTESINOS, M. (März 2012): „Review: Accretion Disk Theory“. *arXiv e-prints*, Bd., arXiv:1203.6851: arXiv:1203.6851 (Zitiert auf Seite 6).
- MORBIDELLI, A., M. LAMBRECHTS, S. JACOBSON & B. BITSCH (Sep. 2015): „The great dichotomy of the Solar System: Small terrestrial embryos and massive giant planet cores“. *ICARUS*, Bd. 258: S. 418–429 (Zitiert auf Seite 2).
- MULDERS, G. D., M. MIN, C. DOMINIK, J. H. DEBES & G. SCHNEIDER (Jan. 2013): „Why circumstellar disks are so faint in scattered light: the case of HD 100546“. *A&A*, Bd. 549, A112: A112 (Zitiert auf Seite 68).
- OBER, F. (2016): „Linien-Strahlungstransport in zirkumstellaren Scheiben“. Diss. Christian-Ahlbrechts-Universität (CAU) Kiel (Zitiert auf Seite 27).
- OBER, F., S. WOLF, A. L. URIBE & H. H. KLAHR (Juli 2015): „Tracing planet-induced structures in circumstellar disks using molecular lines“. *A&A*, Bd. 579, A105: A105 (Zitiert auf den Seiten 3, 14, 27 und 33).
- ÖBERG, K. I., S. BOTTINELLI, J. K. JØRGENSEN & E. F. VAN DISHOECK (Juni 2010): „A Cold Complex Chemistry Toward the Low-mass Protostar B1-b: Evidence for Complex Molecule Production in Ices“. *ApJ*, Bd. 716: S. 825–834 (Zitiert auf den Seiten 32, 37, 39 und 47).

- PINTE, C., T. J. HARRIES, M. MIN, A. M. WATSON, C. P. DULLEMOND u. a. (Mai 2009): „Benchmark problems for continuum radiative transfer. High optical depths, anisotropic scattering, and polarisation“. *A&A*, Bd. 498(3): S. 967–980 (Zitiert auf Seite 20).
- PINTE, C., D. L. PADGETT, F. MÉNARD, K. R. STAPELFELDT, G. SCHNEIDER u. a. (Okt. 2008): „Probing dust grain evolution in IM Lupi’s circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc“. *A&A*, Bd. 489: S. 633–650 (Zitiert auf Seite 67).
- PRICE-WHELAN, A. M., B. M. SIPŐCZ, H. M. GÜNTHER, P. L. LIM, S. M. CRAWFORD u. a. (Sep. 2018): „The Astropy Project: Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package“. *AJ*, Bd. 156, 123: S. 123 (Zitiert auf Seite 111).
- PRINGLE, J. E. (Jan. 1981): „Accretion discs in astrophysics“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 19: S. 137–162 (Zitiert auf Seite 5).
- PUNANOVA, A., P. CASELLI, A. PON, A. BELLOCHE & P. ANDRÉ (März 2016): „Deuterium fractionation in the Ophiuchus molecular cloud“. *A&A*, Bd. 587, A118: A118 (Zitiert auf den Seiten 32 und 62).
- PURCELL, E. M. (Juli 1979): „Suprathermal rotation of interstellar grains.“ *ApJ*, Bd. 231: S. 404–416 (Zitiert auf Seite 28).
- RAO, R., J. M. GIRART, S.-P. LAI & D. P. MARRONE (Jan. 2014): „Detection of a Magnetized Disk around a Very Young Protostar“. *ApJL*, Bd. 780, L6: S. L6 (Zitiert auf Seite 66).
- REBOUSSIN, L., V. WAKELAM, S. GUILLOTEAU, F. HERSANT & A. DUTREY (Juli 2015): „Chemistry in protoplanetary disks: the gas-phase CO/H₂ ratio and the carbon reservoir“. *A&A*, Bd. 579, A82: A82 (Zitiert auf den Seiten 2, 32 und 61).
- REISSL, S., S. WOLF & R. BRAUER (Sep. 2016): „Radiative transfer with POLARIS. I. Analysis of magnetic fields through synthetic dust continuum polarization measurements“. *A&A*, Bd. 593, A87: A87 (Zitiert auf Seite 28).
- RYBICKI, G. B. & A. P. LIGHTMAN (1979): *Radiative processes in astrophysics* (Zitiert auf Seite 15).
- SAUTER, J., S. WOLF, R. LAUNHARDT, D. L. PADGETT, K. R. STAPELFELDT u. a. (2009): „The circumstellar disc in the Bok globule CB 26 - Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope“. *A&A*, Bd. 505(3): S. 1167–1182 (Zitiert auf den Seiten 12 und 67).
- SCHAEFER, G. H., A. DUTREY, S. GUILLOTEAU, M. SIMON & R. J. WHITE (Aug. 2009): „A Millimeter-wave Interferometric Study of Dust and CO Disks Around Late Spectral Type Stars in Taurus-Auriga“. *ApJ*, Bd. 701: S. 698–709 (Zitiert auf Seite 67).
- SCHEGGERER, A., S. WOLF, N. V. VOSHCHINNIKOV, F. PRZYGODDA & J. E. KESSLER-SILACCI (Sep. 2006): „Analysis of the dust evolution in the circumstellar disks of T Tauri stars“. *A&A*, Bd. 456(2): S. 535–548 (Zitiert auf Seite 8).

-
- SCHNEE, S., M. ENOCH, A. NORIEGA-CRESPO, J. SAYERS, S. TEREBEY u. a. (2010): „The Dust Emissivity Spectral Index in the Starless Core TMC-1C“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 708(1): S. 127 (Zitiert auf Seite 63).
- SHAKURA, N. I. & R. A. SUNYAEV (1973): „Black holes in binary systems. Observational appearance.“ *A&A*, Bd. 24: S. 337–355 (Zitiert auf den Seiten 11, 12, 33 und 67).
- SIMON, J. B., X. N. BAI, P. J. ARMITAGE, J. M. STONE & K. BECKWITH (Sep. 2013): „Turbulence in the Outer Regions of Protoplanetary Disks. II. Strong Accretion Driven by a Vertical Magnetic Field“. *ApJ*, Bd. 775(1), 73: S. 73 (Zitiert auf den Seiten 2 und 65).
- SMITH, C. H., C. M. WRIGHT, D. K. AITKEN, P. F. ROCHE & J. H. HOUGH (2000): „Studies in mid-infrared spectropolarimetry — II. An atlas of spectra“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 312(2): S. 327–361 (Zitiert auf Seite 66).
- ŠOLC, M. (1980): „Monte Carlo modelling of the radiation transport in polydispersion media.“ *Acta Universitatis Carolinae. Mathematica et Physica*, Bd. 21: S. 19–32 (Zitiert auf Seite 19).
- STEINACKER, J., M. BAES & K. D. GORDON (Aug. 2013): „Three-Dimensional Dust Radiative Transfer“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 51: S. 63–104 (Zitiert auf den Seiten 14, 15, 17, 19 und 21).
- STEPHENS, I. W., L. W. LOONEY, W. KWON, M. FERNÁNDEZ-LÓPEZ, A. M. HUGHES u. a. (Okt. 2014): „Spatially resolved magnetic field structure in the disk of a T Tauri star“. *Nature*, Bd. 514: S. 597–599 (Zitiert auf Seite 66).
- STEPHENS, I. W., H. YANG, Z. Y. LI, L. W. LOONEY, A. KATAOKA u. a. (Dez. 2017): „ALMA Reveals Transition of Polarization Pattern with Wavelength in HL Tau’s Disk“. *ApJ*, Bd. 851, 55: S. 55 (Zitiert auf den Seiten 3, 65 und 66).
- STOKES, G. G. (1851): „On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources“. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, Bd. 9: S. 399 (Zitiert auf Seite 21).
- TANTAU, T. (21. Dez. 2019): *The TikZ and PGF Packages. Manual for version 3.1.5a* (Zitiert auf Seite 111).
- TAZAKI, R., A. LAZARIAN & H. NOMURA (2017): „Radiative Grain Alignment In Protoplanetary Disks: Implications for Polarimetric Observations“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 839(1): S. 56 (Zitiert auf den Seiten 66, 91 und 92).
- UNSÖLD, A. & B. BASCHEK (2005): *Der neue Kosmos - Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. 7. korrigierte Aufl. 2002. 1. korr. Nachdruck 2005. Wiesbaden: Springer Berlin Heidelberg New York (Zitiert auf den Seiten 5 und 111).
- VAN DER MAREL, N., E. F. VAN DISHOECK, S. BRUDERER, T. BIRNSTIEL, P. PINILLA u. a. (Juni 2013): „A Major Asymmetric Dust Trap in a Transition Disk“. *Science*, Bd. 340(6137): S. 1199–1202 (Zitiert auf Seite 91).

- VIRTANEN, P., R. GOMMERS, T. E. OLIPHANT, M. HABERLAND, T. REDDY u. a. (Juli 2019): „SciPy 1.0–Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. *arXiv e-prints*, Bd., arXiv:1907.10121: arXiv:1907.10121 (Zitiert auf Seite 111).
- WEINGARTNER, J. C. & B. T. DRAINE (Feb. 2001): „Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud“. *ApJ*, Bd. 548: S. 296–309 (Zitiert auf den Seiten 8 und 33).
- WILLIAMS, J. P. & L. A. CIEZA (2011): „Protoplanetary Disks and Their Evolution“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 49(1): S. 67–117 (Zitiert auf den Seiten 7, 8, 12, 13, 14, 67 und 73).
- WOLF, S. (Jan. 2003a): „Efficient Radiative Transfer in Dust Grain Mixtures“. *ApJ*, Bd. 582: S. 859–868 (Zitiert auf den Seiten 2, 9, 19 und 31).
- (2003b): „MC3D–3D continuum radiative transfer, Version 2“. *Computer Physics Communications*, Bd. 150(2): S. 99–115 (Zitiert auf Seite 27).
- WOLF, S., T. HENNING & B. STECKLUM (Sep. 1999): „Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method“. *A&A*, Bd. 349: S. 839–850 (Zitiert auf Seite 27).
- WOLF, S., D. L. PADGETT & K. R. STAPELFELDT (Mai 2003): „The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus“. *ApJ*, Bd. 588: S. 373–386 (Zitiert auf Seite 12).
- WOLF, S. & N. V. VOSHCHINNIKOV (Sep. 2004): „Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters“. *Computer Physics Communications*, Bd. 162(2): S. 113–123 (Zitiert auf Seite 8).
- YANG, H. & Z.-Y. LI (Sep. 2019): „Scattering-Induced Disk Polarization By Millimeter-Sized Grains“. *arXiv e-prints*, Bd., arXiv:1909.08192: arXiv:1909.08192 (Zitiert auf den Seiten 2, 3, 10, 26 und 66).
- YANG, H., Z.-Y. LI, L. W. LOONEY, E. G. COX, J. TOBIN u. a. (Aug. 2016): „Disc polarization from both emission and scattering of magnetically aligned grains: the case of NGC 1333 IRAS 4A1“. *MNRAS*, Bd. 460: S. 4109–4121 (Zitiert auf Seite 66).
- YUSEF-ZADEH, F., M. MORRIS & R. L. WHITE (März 1984): „Bipolar reflection nebulae : Monte Carlo simulations.“ *ApJ*, Bd. 278: S. 186–194 (Zitiert auf den Seiten 18, 27 und 28).
- ZHANG, H., C. M. TELESKO, E. PANTIN, D. LI, C. M. WRIGHT u. a. (2017): „The mid-infrared polarization of the Herbig Ae star WL 16: an interstellar origin?“ *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 465(3): S. 2983–2990 (Zitiert auf Seite 66).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Künstlerische Darstellung einer von einem Magnetfeld durchsetzten protoplanetaren Scheibe, bestehend aus einem zentralen Stern und einer Gaswolke. Hernán Cañellas, MIT Paleomagnetism Laboratory. Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Benjamin Weiss vom MIT Paleomagnetism Laboratory.	7
2.2	Piktogramm der Struktur einer protoplanetaren Scheibe. Oberhalb der Scheibe sind die Techniken gezeigt, die den jeweiligen Bereich der Scheibe auflösen können, unterhalb die Emissionen, die von den einzelnen Bereichen der Scheibe produziert werden. Bild aus DULLEMOND & MONNIER (2010). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.	11
2.3	Die Evolution einer typischen protoplanetaren Scheibe. Die Verteilung des Gases ist blau und der Staub in rot gekennzeichnet. Aus WILLIAMS & CIEZA (2011). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.	14
2.4	Illustration des Unterschieds zwischen dem einfachen (a) MCRT und dem gewichteten (b) MCRT. Beim einfachen MCRT erzeugen fünf Photonen zwei Absorptionsevents und ein Photon, welches zum Beobachter gestreut wird. Beim gewichteten MCRT erzeugen die gleichen fünf Photonen 28 Absorptionsevents und fünf zum Beobachter gestreute Photonen. Aus STEINACKER, BAES & GORDON (2013). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Annual Review of Astronomy and Astrophysics.	17
2.5	Prinzipielle Messanordnung zur Bestimmung der Stokes-Parameter, nach FISCHER (1993). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Olaf Fischer.	21
2.6	(a) Polarisierung durch dichroitische Absorption. Die Polarisationsrichtung ist senkrecht zur längeren Achse der Staubteilchen. (b) Polarisierung durch dichroitische Emission. Die Polarisationsrichtung ist parallel zur längeren Achse der Staubteilchen. Aus LAZARIAN (2007). Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Elsevier.	23

2.7	Illustration des Strahlungsfeldes (Pfeile) innerhalb einer protoplanetaren Scheibe. Die Dicke der Pfeile illustriert dabei die Stärke der Strahlungskomponente in Pfeilrichtung.	24
2.8	Erwarteter linearer Polarisationsgrad nach Einzelstreuung in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ für eine Wellenlänge von $9,5\,\mu\text{m}$ und einer Staubkorngrößenverteilung mit $a_{\min} = 5\,\text{nm}$ und $a_{\max} = 250\,\text{nm}$	25
3.1	Illustration der Arbeitsweise des 3D Strahlungstransportprogramms POLARIS, nach BRAUER 2017. Verwendung mit freundlicher Genehmigung von Robert Brauer.	29
4.1	Absorptionsquerschnitte der verschiedenen Staubkorngrößenverteilungen.	35
4.2	Radiale Temperaturverteilung im optisch dünnen Fall.	37
4.3	Temperaturunterschiede zur Referenzscheibe im optisch dünnen Fall.	38
4.4	Relativer Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur im optisch dünnen Fall.	39
4.5	Oben: Radialer Abstand vom Stern, außerhalb dessen alle Staubkörner unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser ($100\,\text{K}$) sind, in Abhängigkeit vom Staubkornradius im optisch dünnen Fall. Unten: Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser als Funktion des radialen Abstands vom Stern, im optisch dünnen Fall. . . .	40
4.6	Thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, zusammen mit der relativen Differenz zwischen beiden Scheiben, im optisch dünnen Fall.	41
4.7	Relativer Anteil der Staubkornoberfläche aller Korngrößenverteilungen unterhalb eines bestimmten Radius, kumulativ geplottet. Zusätzlich sind die oberen Grenzen für die Korngrößenverteilungen mit kleinen ($5\,\text{nm}$ bis $106\,\text{nm}$), und mittelgroßen Radien ($50\,\text{nm}$ bis $47\,\mu\text{m}$) sowie der gemittelte Radius der Referenz gezeigt. Die Obergrenze für die Korngrößenverteilungen mit großen Radien ($22\,\mu\text{m}$ bis $1\,\text{mm}$) ist der rechte Rand des Diagramms. Da der mittlere Radius und nicht der maximale Radius jedes Intervalls gezeigt wird, gibt es eine Lücke am rechten Rand des Diagramms.	43
4.8	Relative Differenz in der thermischen Reemissionsstrahlung zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, im optisch dünnen Fall. Die strukturlose gelbe Region repräsentiert alle Fälle, in welchen die relative Differenz ≥ 1 ist.	44
4.9	Unterschied in der Mittelebenentemperatur zu der Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien ($5 - 11\,\text{nm}$) im optisch dicken Fall.	45

4.10 Vertikale Temperaturverteilung in einem radialen Abstand von 50 au vom Stern im optisch dicken Fall. Zur Orientierung sind die Ebenen der optischen Tiefe τ bei einer Wellenlänge von 726 nm, vom Stern aus gesehen, eingezeichnet.	46
4.11 Relativer Anteil der Staubkornoberfläche unterhalb einer bestimmten Temperatur, im optisch dicken Fall.	47
4.12 Oben: Radiale Entfernung, außerhalb der die Staubkorngrößenverteilungen in der Mittelebene Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (100 K) und CO (20 K) haben, als Funktion des Staubkornradius im optisch dicken Fall. Unten: Relativer Anteil der Staubkornoberfläche mit Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser und CO, als Funktion des radialen Abstands vom Stern im optisch dicken Fall.	48
4.13 Thermische Reemissionsstrahlung der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, zusammen mit der relativen Differenz zwischen beiden Scheiben, im optisch dicken Fall.	50
4.14 Relative Differenz in der thermischen Reemissionsstrahlung zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe, im optisch dicken Fall. Die strukturlose gelbe Region repräsentiert alle Fälle, wo der Unterschied ≥ 1 ist.	51
4.15 Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion der Scheibenmasse.	52
4.16 Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Scheibenmassen.	53
4.17 Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion des Innenradius.	54
4.18 Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Innenradien.	55
4.19 Trends der maximalen und minimalen Temperaturdifferenz zur Staubkorngrößenverteilung mit den kleinsten Radien (5 – 11 nm) in der Mittelebene, als Funktion des Außenradius.	56
4.20 Relative Staubkornoberfläche unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser (oben) und CO (unten) als Funktion des radialen Abstands vom Stern, für verschiedene Außenradien.	57
4.21 Temperaturverteilung in der Mittelebene der Referenzscheibe des Flying Saucer und die Temperaturdifferenz zwischen der MGS Scheibe und der Referenzscheibe.	59

4.22	Thermische Reemissionsstrahlung des Flying Saucer.	59
5.1	Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für Wellenlängen im N und Q Band.	69
5.2	Oben: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Innenradien. Unten: Radiales Temperaturprofil an der optischen Tiefe $\tau = 1$ -Oberfläche, bei einer Wellenlänge von $9,5\,\mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe aus gesehen, für verschiedene Innenradien.	71
5.3	Oben: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Flaring-Exponenten. Unten: Verhältnis der thermischen Reemissionsstrahlung zu gestreuter Sternstrahlung für verschiedene Skalenhöhen.	72
5.4	Radiales Polarisationsprofil bei $9,5\,\mu\text{m}$ für gestreute Sternstrahlung und thermische Reemissionsstrahlung.	74
5.5	Radiale Polarisationsprofile bei $9,5\,\mu\text{m}$ für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Staubkornradien ($2,5\,\mu\text{m}$, $10\,\mu\text{m}$).	74
5.6	Vergleich des erwarteten linearen Polarisationsgrades für Staubkorngrößenverteilungen mit $a_{\text{max}} = 2,5\,\mu\text{m}$ (oben) und $a_{\text{max}} = 10\,\mu\text{m}$ (unten), für verschiedene Wellenlängen.	76
5.7	Vergleich der radialen Ausdehnung der effektiven mid-IR emittierenden Region für eine Referenzwellenlänge von $9,5\,\mu\text{m}$	77
5.8	Vergleich des Pfades, den Sternstrahlung (a) und thermische Reemissionsstrahlung (b) bis zum Ort der Streuung und danach (c) nehmen. Der Pfad, den die Strahlung ohne Streuung nehmen würde, ist gestrichelt. Der Unterschied des Streuwinkels zwischen Sternstrahlung und thermischer Reemissionsstrahlung ist mit γ markiert.	78
5.9	Radiale Polarisationsprofile bei $9,5\,\mu\text{m}$ für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien ($2,5\,\mu\text{m}$, $10\,\mu\text{m}$). Zu illustratzwecken (siehe Abs. 5.2.2) wurde nur die Strahlung registriert, welche maximal einmal gestreut hatte, während Mehrfachstreuung vernachlässigt wurde.	78
5.10	Wellenlängenabhängigkeit der Staubalbedo im untersuchten Wellenlängenbereich.	79
5.11	Radiale Polarisationsprofile für Wellenlängen im N und Q Band.	80
5.12	Radiale Polarisationsprofile für Staubkorngrößenverteilungen mit größeren maximalen Kornradien (oben: $2,5\,\mu\text{m}$, unten: $10\,\mu\text{m}$).	81
5.13	Radiale Polarisationsprofile für verschiedene Scheibenmassen.	82
5.14	Radiale Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Innenradien.	83

5.15 Vergleich der radialen Polarisationsprofile für verschiedene Flaring-Exponenten.	84
5.16 Vergleich der radialen Polarisationsprofile für Scheiben mit verschiedenen Skalenhöhen.	84
5.17 Polarisationskarte für die Referenzscheibe. Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren.	85
5.18 Intensitätskarten (links) und Polarisationskarten (rechts) für eine Inklination von 20° (oben), 40° (Mitte) und 60° (unten). Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren.	87
5.19 Polarisationskarten für Korngrößenverteilungen mit einem maximalen Radius von $2,5\text{ }\mu\text{m}$ und einer Inklination von 20° (links), 40° (rechts) und 60° (unten). Die weißen Linien sind die Polarisationsvektoren. . .	88
5.20 Vergleich der radialen Polarisationsprofile für Scheiben um den verwendeten T-Tauri- und Herbig-Ae-Stern.	89
5.21 Vergleich der Temperaturen an der $\tau = 1$ Oberfläche (bei $\lambda = 9,5\text{ }\mu\text{m}$, von oberhalb der Scheibe gesehen), gegen den radialen Abstand für verschiedene Innenradien und einen Herbig-Ae-Stern als Zentralstern.	90

Tabellenverzeichnis

4.1	Intervalle der Staubkornradien.	34
4.2	Optische Tiefen bei einem radialen Abstand von 10 au vom Zentralstern, in vertikaler Richtung durch die Mittelebene berechnet.	63
5.1	Modellparameter	68
A.1	Überblick der in dieser Arbeit verwendeten astronomischen und physikalischen Konstanten, aus (UNSÖLD & BASCHEK 2005).	111

A Naturkonstanten und Hilfsmittel

Neben den beiden genannten Programmen *Mol3D* und *POLARIS* wurden noch die im Folgenden angegebenen weiteren Computerprogramme, Programmiersprachen und Hilfsmittel verwendet:

- Gnuplot (<http://gnuplot.sourceforge.net/>)
- Python (<https://www.python.org/>)
- Matplotlib (HUNTER 2007)
- SciPy (VIRTANEN u. a. 2019)
- Astropy (ASTROPY COLLABORATION u. a. 2013; PRICE-WHELAN u. a. 2018)
- L^AT_EX (www.latex-project.org)
- tikz (TANTAU 2019)

Tabelle A.1: Überblick der in dieser Arbeit verwendeten astronomischen und physikalischen Konstanten, aus (UNSÖLD & BASCHEK 2005).

Konstante/Einheit	Formelzeichen	Wert (gerundet)
Astronomische Einheit	au	$1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Parallaxensekunde (Parsec)	pc	$3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Sonnenmasse	M_{\odot}	$1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Sonnenradius	R_{\odot}	$6,960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Gravitationskonstante	G	$6,673 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg s}^{-2}$
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
Jansky	Jy	$1 \cdot 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
Ångström	Å	$1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Curriculum Vitae

Personalien

Name Stefan Heese
 geboren am 14.08.1988 in Göttingen

Schulbildung

2008 Abitur, Otto-Hahn-Gymnasium in Göttingen

Studium

WS/08 - SoSe/11 Georg-August-Universität Göttingen, Studium der Physik
September 2011 Abschluss: Bachelor of Science

WS/11 - SoSe/12 Auslandsjahr mit ERASMUS in Lyon, Frankreich

WS/12 - SoSe/15 Georg-August-Universität Göttingen, Studium der Physik
September 2015 Abschluss: Master of Science

Promotion

10/2015 - heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Cristian-Albrechts-Universität zu Kiel

Danksagungen

Zuerst möchte ich meinem Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf danken, der mich großartig unterstützt und gefördert hat. Durch seine Ratschläge und Kommentare war es mir möglich, mein Wissen und meine Fähigkeiten stets zu verbessern.

Ich danke außerdem meinen Kollegen für die vielen hilfreichen und anregenden Diskussionen. Weiterhin möchte ich mich bei Frau Kuhr und Herrn Boll bedanken, die mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Außerdem danke ich herzlichst meinen Freunden und meiner Familie, die mir in meiner Zeit als Doktorand zur Seite standen und mich in jeglicher Lebenslage unterstützten. Insbesondere danke ich Alex, Julia, Anton, Niko, Robert und Alrik, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben.

Deklaration

Ich erkläre hiermit, dass

1. die vorliegende Arbeit, abgesehen, von der Beratung durch meinen Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf, nach Inhalt und Form von mir selbstständig verfasst worden ist,
2. die Arbeit und ihre Teile nicht im Rahmen von Prüfungsverfahren vorgelegen haben oder vorliegen,
3. Teile dieser Arbeit im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* als HEESE u. a. (2017) und HEESE, WOLF & BRAUER (2020) veröffentlicht worden sind oder sich in der Veröffentlichung befinden,
4. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist,
5. kein akademischer Grad entzogen wurde.

Kiel, den

Stefan Heese

