

# Versuch F

## Trümmerscheiben

Autor und Betreuer: Torsten Löhne  
Stand: 08. Mai 2011

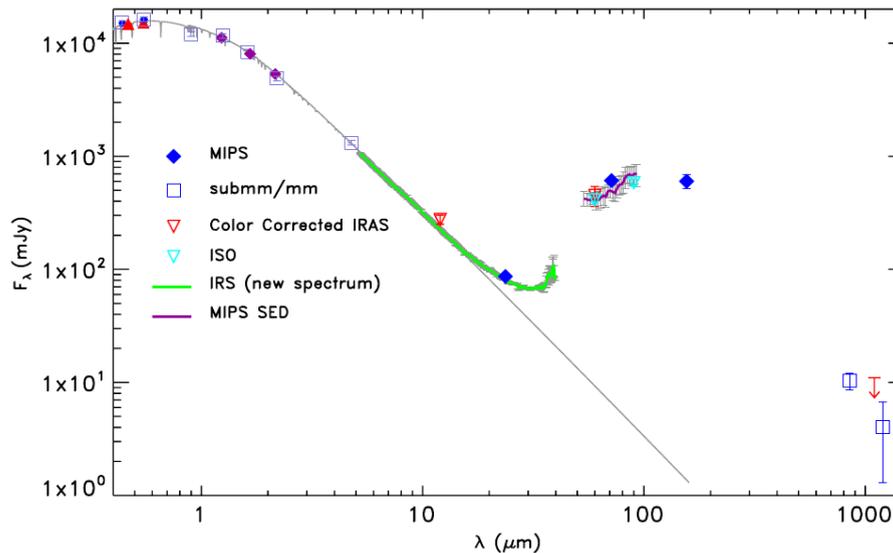
### 1 Einführung

Trümmerscheiben sind ein natürlicher Bestandteil von Planetensystemen. Im Zuge der Entstehung von Stern- und Planetensystemen bilden sich im interstellaren Medium, das zu einem Verhältnis von etwa 100:1 aus Gas und Staub besteht, Verdichtungen. Die Verdichtungen kollabieren unter ihrer eigenen Gravitation und ein großer Teil der Masse sammelt sich im Zentrum wo sich schließlich der Stern formt. In Folge der Drehimpulserhaltung bleibt aber zusätzlich noch eine protoplanetare Scheibe, die den jungen Stern umgibt, und von der dieser weiterhin Material akkretiert. In dieser wiederum aus Gas und Staub bestehenden Scheibe bilden sich dann die Planetenembryos und Planeten. Zum Ende dieses Prozesses ist das meiste Gas samt seiner dämpfenden Wirkung aus der Scheibe verschwunden und die festen Bestandteile haben sich zu größeren Objekten verklumpt. In Zonen, in denen das Wachstum allerdings gestört wurde oder zu langsam vonstatten ging, bringt die Scheibe keine erdähnlichen Planeten oder Gasriesen hervor, sondern nur Pluto-ähnliche Planetesimale. Diese und die Planeten im System stören dann durch ihren gravitativen Einfluss die Bahnen der noch etwas kleineren Objekte, sodass die typischen Relativgeschwindigkeiten steigen und auftretende Kollisionen nicht mehr zu Verklumpung, sondern zu Zerstörung führen. Anstatt zunehmend größere Objekte zu formen, werden nun in einer Kollisionskaskade also kleinere und kleinere erzeugt. Dies geht bis hinunter zu kleinstem Staub, der schließlich vom Strahlungsdruck des Sterns aus dem System getragen wird. Wenn wir von Trümmerscheiben sprechen, meinen wir eben ein solches System aus kollidierenden Planetesimalen, die Staub produzieren. Ein gutes Beispiel bietet unser eigenes Sonnensystem, wo wir im Außenbereich, jenseits der Neptunbahn, den Kuiper-Gürtel finden können.

Die ersten Beobachtungsdaten extrasolarer Trümmerscheiben wurden im Jahre 1984 veröffentlicht. Mit IRAS (dem *InfraRed Astronomical Satellite*) entdeckte man damals um eine Reihe von Sternen einen Exzess im fernen Infraroten (Abbildung 1), das heißt mehr Emission als man bei diesen Wellenlängen vom Stern selbst erwarten würde. Dieser Exzess entsprach zusätzlicher Emission bei Temperaturen unterhalb von 100 K und man erkannte schnell zirkumstellaren Staub als Ursache. Kurz darauf konnten auch die ersten aufgelösten Bilder von solchen Objekten gewonnen werden (siehe Abbildung 2). Da Wega der wohl prominenteste Stern mit Trümmerscheibe ist (Abbildung 3), nennt man den Infrarotexzess auch Wega-Phänomen. Mittlerweile kennt man absolut etwa 1000 Trümmerscheiben um Sterne in der Sonnenumgebung. Neben IRAS steuerte dabei speziell auch das *Spitzer* Space Telescope viele Daten bei. Seit 2009 ist nun das *Herschel*-Weltraumteleskop im All (Abbildung 4), und erste Ergebnisse weisen eine Nachweisrate von etwa 30 % auf, das heißt mit *Herschel* hat man bereits bei mehr als einem Viertel der untersuchten Sterne Trümmerscheiben nachweisen können.

Durch ihre gemeinsame Entstehungsgeschichte sind Erkenntnisse über Trümmerscheiben immer auch Erkenntnisse über Planetensysteme. Sie sind damit eine wichtige Quelle von Informationen. Beispielsweise werden die in der Regel in Trümmerscheiben beobachteten inneren Lücken meist mit dort eingebetteten Planeten assoziiert. Diese halten durch den Einfluss ihrer Schwerkraft die inneren Zonen frei von Planetesimalen. Das vielleicht beste Beispiel ist Fomalhaut, wo 2008 ein Planet nah am inneren Rand eines bereits gut bekannten, klar definierten Trümmerrings gefunden wurde (zu sehen in Abbildung 5). Daneben können Planeten Trümmerscheiben auch Resonanzen aufprägen. In solchen Fällen erwartet man „Klumpen“ in den Scheiben zu sehen. Im Falle von  $\epsilon$  Eridani (Abbildung 6) vermutet man einen solchen Zusammenhang und damit einen weiteren Planeten – zusätzlich zum bereits mittels Radialgeschwindigkeitsmethode gefundenen.

Für diesen Versuch soll das System HD 207129 als Beispiel dienen. Der Stern ist der Sonne sehr ähnlich, hat ein Alter von 1 bis 3 Mrd. Jahren und liegt in einer Entfernung von 16 pc. Infrarotexzess wurde zuerst mit IRAS entdeckt. Aufgelöste Bilder konnten bereits im Infraroten mit *Spitzer* und *Herschel* sowie im sichtbaren Licht mit dem *Hubble*-Teleskop gewonnen werden. Auf den Aufnahmen des letzteren wurde ein relativ schmaler Staubring mit einem Radius von etwa 160 AE identifiziert.



**Abbildung 1:** Ein junges Beispiel für Infrarotexzess um einen Stern: HR 8799, ein System mit 4 bekannten Planeten und 2 Staubscheiben. (Quelle: Su u.a., 2009)

## 2 Aufgabenstellung

Ziel dieses Versuchs ist, sich anhand des Beispiels HD 207129 mit den Eckdaten von Trümmerscheiben und ihrer Ableitung aus Beobachtungen vertraut zu machen:

1. Bestimmen Sie aus den gegebenen Herschel-Beobachtungsdaten den Fluss der Trümmerscheibe um HD 207129 bei 70, 100 und 160  $\mu\text{m}$ .
2. Ermitteln Sie für HD 207129 die anteilige Staubleuchtkraft  $f_d$ .
3. Bestimmen Sie die Staubmasse analytisch und numerisch
  - a) nur aus der spektralen Energieverteilung für zwei angenommene Teilchengrößen,
  - b) unter Zuhilfenahme der aufgelösten Bilder.
4. Vergleichen Sie die typischen Teilchenlebensdauern gegen Kollisionen und den sogenannten Poynting-Robertson-Effekt.

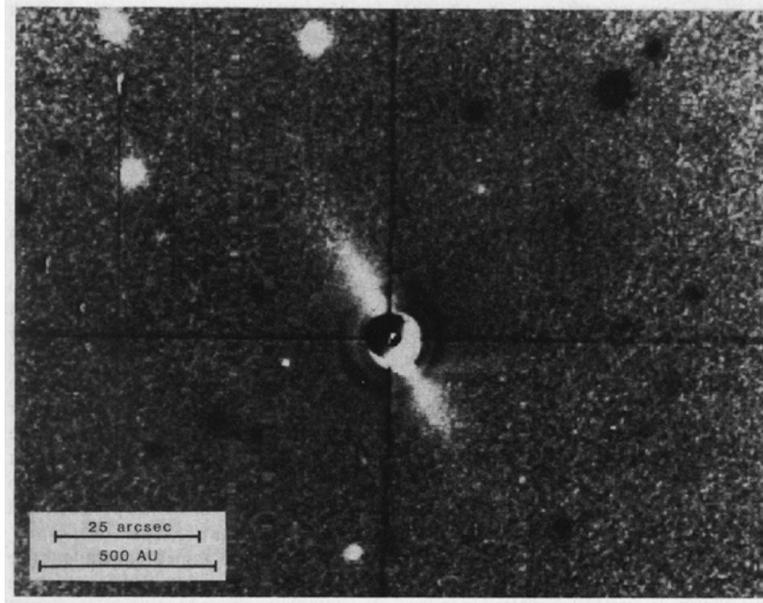
## 3 Grundlagen

Im Gegensatz zu unserem Kuiper-Gürtel, wo wir einzelne Planetesimale kennen, lassen sich extrasolare Trümmerscheiben nur über ihren Staubanteil nachweisen. Der Grund hierfür ist, dass kleine Objekte pro Masseneinheit eine wesentlich größere Querschnittsfläche aufweisen als große. Geht man von einem Objektradius  $s$  und einer Dichte  $\rho$  aus, dann ergibt sich der geometrische Teilchenquerschnitt zu  $\sigma = \pi s^2$ , die Masse zu  $m = \frac{4}{3}\pi\rho s^3$ . Das Verhältnis aus beiden ist  $\kappa \equiv \sigma/m = \frac{3}{4\rho s}$  und somit eben umgekehrt proportional zur Größe. (Bezieht sich der Querschnitt  $\sigma$  auf die Absorptionsfähigkeit, dann bezeichnet  $\kappa$  den sogenannten Massenabsorptionskoeffizienten, also wieviel sichtbare Fläche pro Masse die Teilchen bieten.) Man kann nun annehmen, dass die Größenverteilung  $n(s)$  in einer Scheibe einem Potenzgesetz mit Exponent  $-p$  folgt:

$$n(s) = \frac{dN}{ds} = n_0 \left( \frac{s}{s_0} \right)^{-p}. \quad (1)$$

Die Gesamtzahl von Teilchen ergibt sich damit zu

$$N = \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} n(s) ds = \frac{n_0 s_0}{(1-p)} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{1-p} \Big|_{s_{\min}}^{s_{\max}}. \quad (2)$$



**Abbildung 2:** Koronografische Aufnahme der Trümmerscheibe um  $\beta$  Pictoris im R-Band. (Quelle: Smith und Terrile, 1984)

Der Gesamtquerschnitt ist

$$A = \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} n(s) \pi s^2 ds = \frac{\pi n_0 s_0^3}{(3-p)} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{3-p} \Big|_{s_{\min}}^{s_{\max}} . \quad (3)$$

und die Gesamtmasse

$$M = \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} n(s) \frac{4}{3} \pi \rho s^3 ds = \frac{4\pi \rho n_0 s_0^4}{3(4-p)} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{4-p} \Big|_{s_{\min}}^{s_{\max}} . \quad (4)$$

Typischerweise hat man nun  $s_{\max} \gg s_{\min}$  und für die Gleichgewichtsverteilung einer Kollisionskaskade gilt, dass  $p \approx 3,5$ . Damit erhält man als Näherung für Gleichung (3) auch

$$A \approx \frac{\pi n_0 s_0^3}{0,5} \left( \frac{s_{\min}}{s_0} \right)^{-0,5} . \quad (5)$$

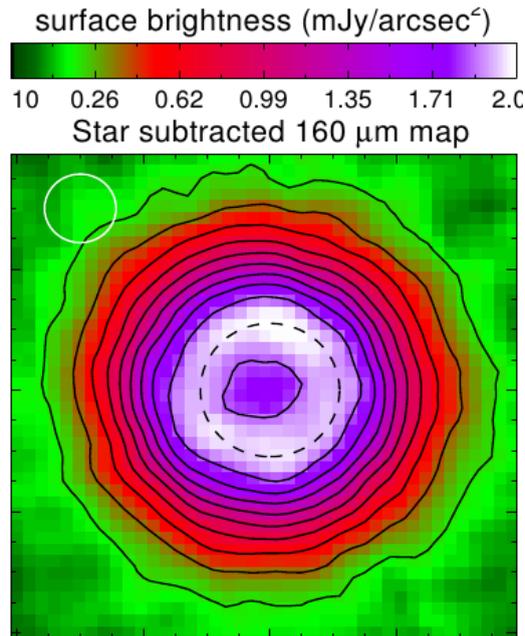
Entscheidend für die Fläche, also das, was wir sehen, sind somit die kleinsten Teilchen. In derselben Näherung wird Gleichung (4) zu

$$M \approx \frac{4\pi \rho n_0 s_0^4}{1,5} \left( \frac{s_{\max}}{s_0} \right)^{0,5} . \quad (6)$$

wird, und die Gesamtmasse ist natürlich von den größten Objekten dominiert. Stellt man Gleichung (6) nach der Konstanten  $n_0$  um und setzt in Gleichung (5) ein, dann erhält man

$$A \approx \frac{3M(4-p)}{4\rho s_{\max}(p-3)} \left( \frac{s_{\min}}{s_{\max}} \right)^{3-p} . \quad (7)$$

Nach beispielsweise Gleichung (5) ist die minimale Teilchengröße ein wichtiger Parameter für die Bestimmung der weiteren Eigenschaften einer Trümmerscheibe. Physikalisch bestimmt wird  $s_{\min}$  hauptsächlich durch das sogenannte  $\beta$ -Verhältnis: Das Verhältnis zwischen der Stärke des (abstoßenden) Strahlungsdrucks des Zentralsterns und seiner Anziehungskraft. Der Einfluss des Strahlungsdrucks ist proportional zum Teilchenquerschnitt, also zu  $s^2$ . Die Gravitationskraft hängt von der Teilchenmasse ab, also von  $s^3$ . Das Verhältnis aus beiden



**Abbildung 3:** Herschel-Aufnahme von Wega bei einer Wellenlänge von 160  $\mu\text{m}$ . Der Beitrag des Sterns wurde bereits abgezogen. Man sieht deutlich die innere Lücke in der Scheibe. (Quelle: Sibthorpe u.a., 2010)

läuft somit wie  $\beta \propto s^{-1}$ : Je kleiner die Teilchen sind, desto wichtiger ist der Strahlungsdruck. Konkret hängt  $\beta$  folgendermaßen von den Stern- und Teilchenparametern ab:

$$\beta \approx \frac{3L_*}{16\pi GM_* c \rho s} \quad (8)$$

(wenn man annimmt das alle auftreffende Strahlung absorbiert wird). Für einen sonnenähnlichen Stern hat man

$$\beta(s) \approx 0,57 \frac{1}{\rho [\text{g cm}^{-3}] s [\mu\text{m}]} \quad (9)$$

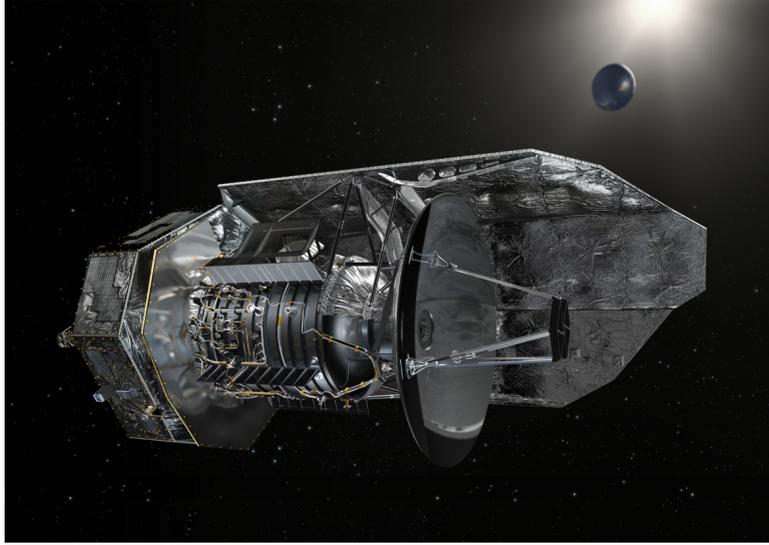
. In einer Kollision werden nun Fragmente verschiedener Größe freigesetzt. Dabei dominiert für die sehr kleinen Teilchen unterhalb der sogenannten Ausstoßgrenze  $s_{\text{aus}}$  der Strahlungsdruck, und sie werden in kurzer Zeit auf hyperbolischen Bahnen aus dem System getragen. Aus dem Kriterium  $\beta_{\text{aus}} \approx 0,5$ , ergibt sich die Ausstoßgrenze zu

$$s_{\text{aus}} \approx 1,1 \mu\text{m} \frac{1}{\rho [\text{g cm}^{-3}]} \quad (10)$$

Für deutlich größere Teilchen spielt der Strahlungsdruck eine untergeordnete Rolle, sie bleiben auf nahezu kreisförmigen Bahnen in ihrem Geburtsring. Dazwischen gibt es einen Größenbereich von Teilchen, die das System zwar nicht verlassen, aber vom Strahlungsdruck auf ausgedehntere, exzentrischere Bahnen gesetzt werden. Die Relativgeschwindigkeiten und Kollisionsraten sind daher für diese kleineren Teilchen höher als für die großen, entsprechend geringer ist ihre Anzahl. Die effektive minimale Teilchengröße liegt also beim Übergang zwischen diesen kleineren Teilchen, deren dynamische Anregung vom Strahlungsdruck herrührt, und den großen, die dieselbe dynamische Anregung wie die Planetesimale im Geburtsring tragen. Oft wird die minimale Teilchengröße  $s_{\text{min}}$  in Vielfachen der Ausstoßgrenze  $s_{\text{aus}}$  ausgedrückt.

Die Leuchtkraft einer Trümmerscheibe wird vom Gesamtquerschnitt der Staubteilchen und ihrem typischen Abstand vom Stern dominiert. Da der Staub keine nennenswerte eigene Energiequelle besitzt, ist seine abgestrahlte Energie im Gleichgewicht mit der vom Sternlicht aufgenommenen. Die gesamte von der Staubscheibe emittierte Leuchtkraft entspricht also der gesamten absorbierten. Dieser dem Sternlicht entnommene Anteil verhält sich zur Gesamtleuchtkraft wie:

$$f_d \equiv \frac{L}{L_*} = \frac{A}{4\pi r^2}, \quad (11)$$



**Abbildung 4:** Künstlerische Darstellung des Herschel-Weltraumteleskops mit seiner Lage im zweiten Lagrange-Punkt „hinter“ der Erde. (Quelle: Europäische Weltraumagentur, ESA)

wobei  $r$  der typische Abstand vom Stern ist. Man nennt  $f_d$  auch anteilige Leuchtkraft des Staubs. Verwendet man den Zusammenhang zwischen  $A$  und  $M_{\text{ges}}$  (Gleichung 7), dann folgt auch

$$f_d = \frac{3M(4-p)}{16\pi r^2 \rho s_{\text{max}}(p-3)} \left( \frac{s_{\text{min}}}{s_{\text{max}}} \right)^{3-p}. \quad (12)$$

oder

$$M = \frac{16\pi r^2 \rho s_{\text{max}}(p-3)f_d}{3(4-p)} \left( \frac{s_{\text{min}}}{s_{\text{max}}} \right)^{3-p}. \quad (13)$$

Kennt man also  $f_d$  und  $s_{\text{min}}$  sowie den Scheibenradius  $r$ , dann kann man die Gesamtmasse bis zu einer vorgegebenen Teilchengröße  $s_{\text{max}}$  bestimmen. Als Grenzgröße für Staub definiert man hier in der Regel  $s_{\text{max}} = 1$  mm.

Den Wert von  $f_d$  kann man indirekt der beobachteten spektralen Energieverteilung einer Scheibe entnehmen. Dabei ist folgendes zu beachten. Die Energieverteilung des Staubs soll hier mit der eines Schwarzen Strahlers genähert werden ( $\rightarrow$  Planckfunktion):

$$B(\nu) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (14)$$

Verwendet man, dass das Maximum von  $F(\nu)$  bei etwa

$$\nu_{\text{max}} = \frac{3kT}{h} \quad (15)$$

liegt, dann folgt

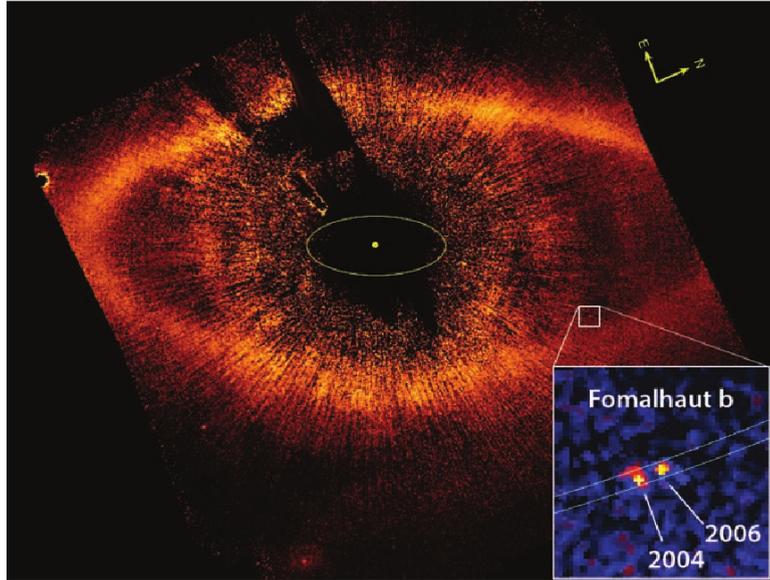
$$B(\nu) = \frac{54\pi k^3 T^3}{h^2 c^2} \left( \frac{\nu}{\nu_{\text{max}}} \right)^3 \frac{1}{e^{\frac{3\nu}{\nu_{\text{max}}}} - 1}. \quad (16)$$

Liegt der Betrachter in einer Entfernung  $R$  von der Quelle, dann verteilt sich die von der kompletten Oberfläche  $A$  ausgesandte spektrale Leistungsdichte als Fluss  $F(\nu)$  auf eine Kugel mit der Oberfläche  $4\pi R^2 = \text{const}$ :

$$F(\nu) = B(\nu) \frac{A}{4\pi R^2}. \quad (17)$$

Es gilt damit, dass  $F(\nu_{\text{max}}) \propto AT^3$ . Bildet man also das Verhältnis aus den Maximalintensitäten  $F_{\text{max}} \equiv F(\nu_{\text{max}})$  (für den Staub) und  $F_{*,\text{max}} \equiv F_*(\nu_{*,\text{max}})$  (für den Stern), dann erhält man

$$\frac{F_{\text{max}}}{F_{*,\text{max}}} = \frac{AT^3}{A_* T_*^3}. \quad (18)$$



**Abbildung 5:** Das System Fomalhaut, aufgenommen mit dem der Koronografiekamera des Hubble-Teleskops. Der Staubring ist deutlich sichtbar, und die Ausschnittsvergrößerung zeigt die Detektionen des Begleiters in den Jahren 2004 und 2006. (Quelle: Kalas u.a., 2008)

Wegen Gleichung (15) kennen wir aber

$$\frac{T}{T_*} = \frac{v_{\max}}{v_{*,\max}} \quad (19)$$

und somit

$$\frac{A}{A_*} = \frac{F v_{\max}^3}{F_* v_{*,\max}^3}. \quad (20)$$

Gleichzeitig ist wegen des Stefan-Boltzmann-Gesetzes die Gesamtleuchtkraft proportional zu  $T^4$  (oder  $v^4$ ) und natürlich wieder zur strahlenden Fläche:

$$\frac{L}{L_*} = \frac{A v_{\max}^4}{A_* v_{*,\max}^4} = \frac{F_{\max} v_{\max}}{F_{*,\max} v_{*,\max}} = \frac{F_{\max} \lambda_{*,\max}}{F_{*,\max} \lambda_{\max}} = f_d. \quad (21)$$

Grob gewinnt man  $f_d$  also aus dem Verhältnis der Wellenlängen des Maximums der Sternemission und der Staubemission sowie dem Verhältnis der gemessenen Flüsse an diesen beiden Punkten.

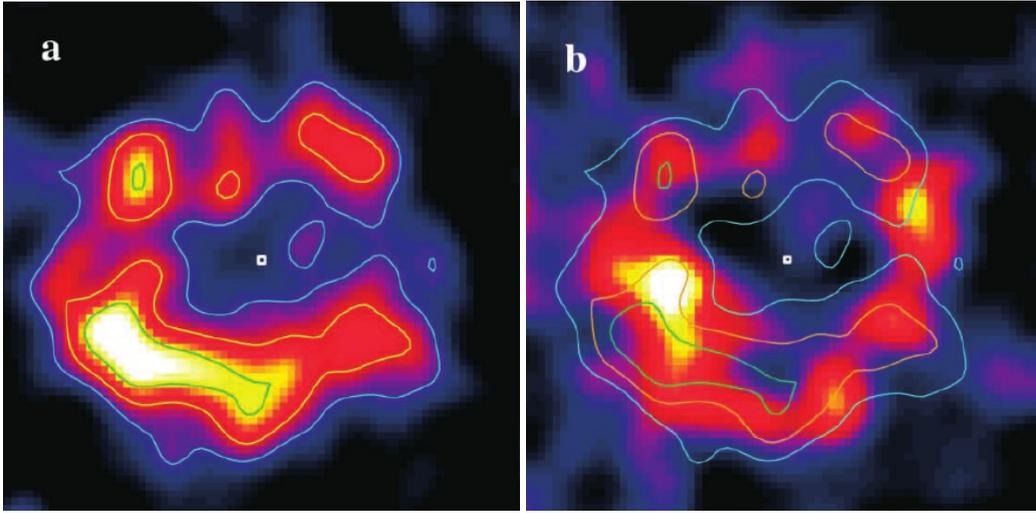
Dargestellt wird die spektrale Energieverteilung meist in Einheiten des Flusses, also Energie je Fläche und Frequenzintervall, speziell in Jansky. Es gilt:  $1 \text{ Jansky} = 1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-26} \text{ W s m}^{-2}$ . Um bei Messunsicherheiten zwischen  $F_\nu$  und Größenklassen ( $m_\nu$ ) umrechnen zu können, kann die folgende Beziehung verwendet werden:

$$m_\nu = 2,5 \log F_\nu + \text{const.} \quad (22)$$

Für den Fehler erhält man daraus

$$\Delta m_\nu \approx \frac{2,5}{\ln 10} \frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} \approx \frac{\Delta F_\nu}{F_\nu}. \quad (23)$$

Wenn von einer Trümmerscheibe kein aufgelöstes Bild vorliegt, man also nur ihre spektrale Energieverteilung, nicht aber ihren wahren Radius  $r$  kennt, ist das Problem der Bestimmung der Scheiben- und Teilchengröße meist entartet. Man kann zwar formal eine typische Temperatur ermitteln. Diese Temperatur hängt aber sowohl vom Abstand zum Stern *als auch* von der typischen Teilchengröße ab. Der Grund für diese Abhängigkeit  $T(s)$ , ist wiederum die Wellenabhängigkeit seines Emissionskoeffizienten: Für ein Teilchen gegebener Größe nimmt



**Abbildung 6:** Aufnahmen von  $\epsilon$  Eridani bei 450 (links) und 850  $\mu\text{m}$  (rechts), gewonnen mit dem Instrument SCUBA am JCMT (James-Clerk-Maxwell-Teleskop). Aus Vergleichen mit früheren Bildern schließt man derzeit, dass drei der Klumpen real sind und nicht zum Hintergrund gehören. (Quelle: Greaves u.a., 2005)

die Emissivität ab sobald die betrachtete Wellenlänge deutlich größer als das Teilchen selbst wird. Umgekehrt können nur Teilchen mit einer bestimmten Mindestgröße effizient bei einer bestimmten Wellenlänge emittieren. Solange der Großteil der Staubemission bei kürzeren Wellenlängen stattfindet, beeinflusst dies nicht die Temperatur. In den typischerweise kalten Trümmerscheiben, also bei großen Scheibenradien und einem Strahlungsmaximum bei großen Wellenlängen, können kleinere Teilchen allerdings weniger effizient Wärmestrahlung abgeben als größere und sind deshalb etwas wärmer. Eine beobachtete Temperatur (von z.B. 30 K) kann damit großen Teilchen bei einem bestimmten Abstand entsprechen oder aber kleineren bei einem größeren Abstand. Nur wenn man  $r$  oder  $s_{\text{min}}$  (und natürlich  $T$ ) kennt, lässt sich die Entartung wirklich auflösen.

Neben dem Strahlungsdruck und der thermischen Emission bestimmen Kollisionen maßgeblich die Physik der Trümmerscheiben – wie der Name schon andeutet. Die Lebensdauer eines Teilchens auf einer gebundenen (also elliptischen) Bahn wird maßgeblich durch zerstörerische Kollisionen begrenzt. Allgemein erfolgen Kollisionen mit einer Rate  $R = n\sigma_{\text{koll}}v_{\text{rel}}$ , wobei  $n$  hier die Volumenzahldichte der potenziell zerstörerischen Kollisionspartner,  $\sigma_{\text{koll}}$  den gegenseitigen Kollisionsquerschnitt ( $\pi(s_1 + s_2)^2$  für Kugeln) und  $v_{\text{rel}}$  die typischen Relativgeschwindigkeiten bezeichnet. Berücksichtigt man für ein Teilchen gegebener Größe den kompletten Größenbereich relevanter Kollisionspartner sowie die Abhängigkeit von anderen Eigenschaften der Trümmerscheibe dann erhält man (ohne Herleitung) für die Kollisionslebensdauer (in Sekunden)

$$\frac{T_{\text{koll}}}{1 \text{ s}} \approx 2 \cdot \left(\frac{r}{1 \text{ AE}}\right)^{13/3} \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}}\right)^{3/4} e^{-5/3} \left(\frac{M}{1M_{\oplus}}\right)^{-1}. \quad (24)$$

In vielen Fällen ebenfalls von Bedeutung ist der sogenannte Poynting-Robertson-Effekt (PRE). Dieser beschreibt das langsame Zudriften von Staubteilchen auf den Stern auf Grund der Tatsache, dass ein Teil des Strahlungsdrucks ihrer Bewegung um den Stern durch Lichtaberration entgegenwirkt: Ein Teilchen sieht einen kleinen Teil des Lichts und des Strahlungsdrucks „von vorn“ kommen, ähnlich dem Prinzip des bei der Fahrt auf die Frontscheibe eines Autos fallenden Regens. Die Bahnenergie eines Teilchens verringert sich dadurch stetig und es sinkt dem Stern entgegen. Die Zeitskala dafür ist gegeben durch

$$T_{\text{PRE}} = \frac{8\pi c^2 \rho s r^2}{3L_*} \quad (25)$$

wobei  $L_*$  die Leuchtkraft des Sterns ist. Für einen sonnenähnlichen Stern und Staub mit  $\rho = 3000 \text{ kg m}^{-3}$  ergibt sich näherungsweise (ebenfalls in Sekunden)

$$\frac{T_{\text{PRE}}}{1 \text{ s}} \approx 10^{11} \left(\frac{r}{1 \text{ AE}}\right)^2 \frac{s}{1 \mu\text{m}}. \quad (26)$$

## 4 Hinweise zur Durchführung und Auswertung

### 4.1 Darstellung von Beobachtungsdaten

Machen Sie sich mit den Beobachtungsdaten vertraut.

*Kontrollfrage: Wie hängen der physikalische Scheibenradius (z.B. in AE), der scheinbare Durchmesser (z.B. in Bogensekunden) und die Entfernung zu uns (z.B. in pc) zusammen?*

1. Melden Sie sich für die Arbeit mit MIDAS zunächst ggf. von einer Konsole aus auf einem Computer an, der MIDAS unterstützt. Wechseln Sie dann ins Unterverzeichnis `Midas` und starten Sie dort `inmidas`.
2. Konvertieren Sie die Datei „70.fits“ (im Unterordner `Daten`) ins MIDAS-interne Format:  
`indisk/fits ../Daten/70.fits 70.bdf`.  
Dieser Befehl erzeugt eine Bilddatei „70.bdf“. Die Endung „.bdf“ kann weggelassen werden.
3. Lassen Sie sich die wesentlichen Bildparameter über `read/desc 70` ausgeben. Notieren Sie sich die Pixelskala (Schlüsselwort `STEP`), nachdem Sie sie von Grad je Pixel in Bogensekunden je Pixel umgerechnet haben. (Negative Werte für die Rektaszension bedeuten nur, dass diese von Süd über Ost nach Nord gemessen wird, also „von rechts nach links“.)
4. Sie können das Bild mittels `load/image 70` anzeigen.
5. Den Kontrast des Bildes können Sie verbessern, indem Sie vorgeben, was schwarz und was weiß erscheint. Für die im Bild dargestellte Trümmerscheibe ist 0 bis 1,1 mJy/Pixel eine vernünftige Spanne. Entsprechend können Sie schreiben: `load/image 70 cuts=0,1.1e-3`. In der Bildmitte sehen Sie nun deutlich ein elliptisches Objekt.
6. Um die Trümmerscheibe näher zu betrachten, können Sie das Bild beispielsweise mit `scale=10` um den Faktor 10 vergrößern: `load/image 70 cuts=0,1.1e-3 scale=10`. Sie werden feststellen, dass die Scheibe nicht zentriert erscheint.
7. Bestimmen Sie die Koordinaten des Scheibenmittelpunkts (also des Stern) mittels `center/ige 70`. Diese Routine legt ein 2-dimensionales Gaußprofil an das Objekt nahe der Bildmitte und bestimmt so seinen Schwerpunkt. Als Ausgabe erhalten Sie die Rektaszension und die Deklination in Grad. Übernehmen Sie die Werte ins Protokoll (die Rektaszension ist dabei zunächst ins Stundenmaß zu übertragen!) Zentrieren Sie nun das Bild auf diese Position, beispielsweise mittels `load/image 70 cuts=0,1.1e-3 scale=10 center=123.45678,-12.345678`.

### 4.2 Photometrie

Ermitteln Sie den gesamten vom Objekt ausgehenden Fluss,  $F_{\text{ges}}$ . Verwenden Sie dazu die sogenannte Aperturphotometrie. Der Fluss vom Objekt wird hier innerhalb einer Kreisfläche bestimmt, wobei der Hintergrundfluss in einem äußeren Kreisring gemessen und abgezogen wird.

*Kontrollfragen: Wie lautet der Zusammenhang zwischen mJy und der entsprechenden SI-Einheit? Wie hängen absolute Flüsse und Größenklassen zusammen? Wie verhält es sich mit ihren Fehler?*

1. Im konkreten Fall gilt es, die ganze Scheibe zu erfassen. Die innere Kreisfläche habe also beispielsweise einen Durchmesser von 50 Pixeln, der äußere Kreisring eine Breite von 15 Pixeln. Dazwischen sei hier keine Lücke. (Reduzieren Sie zuvor die Vergrößerung, damit der Ring auch ins Bild passt.) Nach Eingabe des Kommandos `magnitude/circle cursor ? @50,@0,@15` platzieren Sie im Display die Scheibe ungefähr mittig unter dem Cursor und klicken Sie. In der Textkonsole werden Ihnen nun u.a. der Fluss in (instrumentellen) Magnituden ( $m$ ), dessen Fehler ( $\Delta m$ ) sowie der absolute Fluss ( $F$  in Jy) ausgegeben. Mit der mittleren (bzw. rechten) Maustaste wird der Photometriemodus wieder beendet. Nutzen Sie Gleichung (23), um auch den absoluten Fehler ( $\Delta F$ ) zu bestimmen!
2. Wiederholen Sie die Prozedur für 100 und 160  $\mu\text{m}$ . (Sie können grafische Überreste der Aperturphotometrie mittels `clear/channel overlay` vom Display entfernen.) Achten Sie bei 160  $\mu\text{m}$  darauf, dass die Kantenlängen der Pixel jetzt 2 Bogensekunden betragen, und Sie deshalb auch die Kreisradien

für die Photometrie nur etwa halb so groß wählen sollten, um keine anderen Objekte einzuschließen. Übernehmen Sie eine Photometrietabelle mit absoluten Flüssen und den zugehörigen Unsicherheiten ins Protokoll.

### 4.3 Subtraktion des stellaren Beitrags

Stellen Sie ein Bild der Trümmerscheibe *ohne* den Stern dar.

1. Für das weitere Vorgehen benötigen Sie nur einen Ausschnitt des 100- $\mu\text{m}$ -Bildes. Dieser soll zentriert auf die Trümmerscheibe z.B. 75 Pixel (also 75 Bogensekunden) in alle Richtungen reichen. Den Ausschnitt erhalten sie über  
`extract/image Ausschnitt100 = 100 [123.45678, -12.345678] 75, 75 75, 75,`  
wobei Sie hier wieder die richtigen Mittelpunktskoordinaten angeben müssen.
2. Um ein Bild von der Scheibe ohne den Zentralstern zu erhalten, muss letzterer abgezogen werden, binden Sie dazu z.B. mittels `indisk/fits ../Daten/PSF100.fits PSF100` das Bild eines Referenzsterns (hier: Arktur) ein. PSF100 stellt dar, wie das Teleskop einen Stern, also eine Punktquelle, bei 100  $\mu\text{m}$  abbildet. Dieses Bild wird auch Point Spread Function (Punktbildfunktion) genannt.
3. Ermitteln Sie den Gesamtfluss  $F_{\text{PSF}}$  der PSF.
4. Bestimmen Sie nun auch für die PSF den Mittelpunkt und erstellen Sie einen gleich großen Ausschnitt wie eben.
5. Jedes Bild enthält neben den eigentlichen Helligkeitsdaten in den Pixeln noch Informationen über nötige Transformation von Pixelkoordinaten zu Himmelskoordinaten (für die Umrechnung von „Pixel x,y“ zu Rektaszension  $\alpha$  und Deklination  $\delta$ ). Damit der Stern vom Bild abgezogen werden kann, müssen die beiden unterschiedlichen Koordinatensysteme angeglichen werden: `copy/dd Ausschnitt100 * AusschnittPSF100`. Der Referenzstern wird damit virtuell auf die Position von HD 207129 verschoben.
6. Der Stern HD 207129 erzeugt bei 100  $\mu\text{m}$  einen Fluss  $F_* = 9,5$  mJy (bei 70  $\mu\text{m}$  sind es 19,5 mJy, bei 160  $\mu\text{m}$  sind es 3,7 mJy). Ziehen sie den Stern in Form der skalierten PSF ab:  
`compute/image Differenz100 = Ausschnitt100 - AusschnittPSF100 *  $F_*/F_{\text{PSF}}$` .
7. Schauen Sie sich das Differenzbild mittels `load/image` an.
8. Um noch Konturen über das Bild zu legen, verknüpfen Sie zunächst die Grafikausgabe mit dem Display: `assign/graphics display`. Stellen Sie dann Achsen dar und löschen Sie sie wieder: `plot/axes` und `clear/channel overlay`. Nun kommen die eigentlichen Konturen von 0 bis 1,0 mJy/Pixel in Schritten von 0,2 mJy/Pixel: `overplot/contour Differenz100 ? 0:1e-3:2e-4`.
9. Speichern Sie das Bild: `copy/disp postscript` erzeugt eine Datei „screen01.ps“, die sie auf einer einfachen Konsole (nicht in MIDAS) mit „ps2pdf screen01.ps“ in eine PDF-Datei umwandeln und ausdrucken und/oder direkt ins Protokoll integrieren können.
10. MIDAS können Sie über „exit“ beenden.

### 4.4 Direkte Bestimmung der anteiligen Staubleuchtkraft

*Kontrollfrage: Warum sehen wir den Staub, nicht aber die Planetesimale?*

1. Um die anteilige Staubleuchtkraft  $f_d$  zu ermitteln, benötigen Sie zunächst die spektrale Energieverteilung. Stellen Sie diese zunächst grafisch dar. Dazu können Sie beispielsweise das Skript `SED.gnu` (im Unterordner Auswertung) an `gnuplot` übergeben: `gnuplot SED.gnu`. Dieses Skript erwartet die Photometrieergebnisse in der Datei `Photometrie.txt` (im Unterordner Auswertung), welche Sie dafür zunächst mit ihren gewonnenen Daten ergänzen müssen. Das Resultat ist eine Datei `SED.pdf`.
2. Schätzen Sie (grafisch oder aus der Photometrietabelle) die Lage und den Fluss des Maximums der Sternemission und des Infrarotexzesses ab und berechnen Sie  $f_d$ .

## 4.5 Numerisches Modell

Das Programm `SEDCalc` im Ordner `Auswertung` berechnet mittels der nach Gustav Mie benannten Mie-Theorie die spektrale Energieverteilung für eine vorgegebene Staubverteilung, wobei die Teilchen als homogene Kugeln aus einem bestimmten Material genähert werden (hier: „Astrosilikat“). Die Anpassung der Parameter erfolgt über die (selbsterklärende) Datei `Eingabe.txt`. Die Daten in `Photometrie.txt` werden zur Massenbestimmung verwendet. Das Berechnen wird gestartet über `./SEDCalc Eingabe.txt` und die Ergebnisse (inklusive Staubmasse) werden nach `Ausgabe.txt` geschrieben.

*Kontrollfragen: Was sind die wichtigsten Parameter, die die beobachtbare thermische Emission einer Scheibe bestimmen? Wie lautet der grobe Zusammenhang zwischen effektiver Teilchengröße, Scheibenradius und Staubtemperatur?*

1. Nehmen Sie an, dass die typischen Teilchen eine Größe von (a)  $s_{\min} = 3s_{\text{aus}}$  und (b)  $s_{\min} = 10s_{\text{aus}}$  haben (und eine Dichte von  $3 \text{ g cm}^{-3}$ ). Ermitteln Sie jeweils den nötigen Scheibenradius und die Scheibenmasse: Berechnen Sie die Emission für verschiedene Radien (nehmen Sie einen schmalen Ring an) und minimieren Sie die Abweichung von den Beobachtungsdaten, welche über  $\chi^2$  in der Ausgabedatei ausgedrückt wird. Stellen Sie die sich ergebende spektrale Energieverteilung grafisch dar (z.B. mittels `gnuplot SEDModell.gnu`, fügen Sie dort ihren erhaltenen  $\chi^2$ -Wert und weitere Parameter ein; es wird `SEDModell.pdf` erzeugt).
2. Verwenden Sie nun stattdessen den den Bildern entnommenen Scheibenradius (160 AE), und ermitteln Sie die minimale Teilchengröße, mit der Sie die spektrale Energieverteilung reproduzieren können. Stellen Sie das Ergebnis ebenfalls grafisch dar.
3. Vergleichen und diskutieren Sie die beiden Ergebnisse.
4. Berechnen Sie aus den Staubmassen jeweils  $f_d$ .
5. Zusatz: Variieren Sie auf der Suche nach einer besseren Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten die Parameter des Modells etwas freier.

## 4.6 Zeitskalen

*Kontrollfrage: Was geschieht typischerweise mit einem Staubteilchen?*

Zur Darstellung der Zeitskalen für Kollisionen und Poynting-Robertson-Drag können Sie das im Ordner `Auswertung` befindliche Skript `Zeitskalen.gnu` anpassen.

1. Stellen Sie für ihre oben ermittelten Radien  $r$  und Massen  $M$  die beiden Zeitskalen gegenüber (in Jahren oder Jahrmillionen!). (Nehmen Sie für die Kollisionsraten typische Bahnexzentrizitäten  $e = 0,05$  an.)
2. Bestimmen Sie aus den Gleichungen (24) und (26) für ihre Kombinationen aus  $r$  und  $M$  die typischen Exzentrizitäten  $e$ , bei denen die Zeitskalen gleich sind, das heißt bei denen beide Effekte gleich wichtig sind.