

# INAUGURAL-DISSERTATION

zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Andreas Wehry  
aus Emstek

Tag der mündlichen Prüfung: 6.11.2002



# Analyse von ULYSSES-Daten: Strahlungsdruckeffekte auf Staubteilchen

Gutachter: Professor Dr. Eberhard Grün  
Professor Dr. Dietrich Lemke



Gegenstand der Arbeit ist die Analyse von in-situ-Messungen eines Staubdetektors an Bord der Raumsonde ULYSSES. Aufgrund der nahezu senkrecht zur Ekliptik geneigten Bahnebene von ULYSSES können erstmalig Staubbmessungen für verschiedene helioekliptikale Breiten untersucht werden. Von 1990 bis 2001 hat der als Ionisationsdetektor arbeitende Detektor Teilchen im Massenbereich von  $10^{-18} kg$  bis  $10^{-8} kg$  sowie Teilchen mit Auftreffgeschwindigkeiten von 2 bis  $70 \frac{km}{s}$  ermittelt. Der nachgewiesene Staub wird aufgrund verschiedener Kriterien in Jupiterstaubströme, Teilchen interstellaren oder interplanetaren Ursprungs eingeteilt. Für Staubteilchen im Mikrometerbereich beschreibt der  $\beta$ -Wert als das Verhältnis aus Strahlungsdruckkraft zur Gravitationskraft verschiedene Strahlungsphänomene. Insgesamt werden 62 sich auf hyperbolischen Bahnen von der Sonne entfernende interplanetare Staubteilchen als  $\beta$ -Meteoroide identifiziert. 24 dieser  $\beta$ -Meteoroide werden innerhalb der Ekliptik kurz nach dem Start von ULYSSES und 38 vorzugsweise beim Passieren der Sonnenpole nachgewiesen. Das zahlenmäßige Ungleichgewicht detektierter  $\beta$ -Meteoroide zwischen nördlicher und südlicher Hemisphäre kann nicht eindeutig aufgrund des Sonnenzyklus erklärt werden. Aus den Daten wird ein Fluß an  $\beta$ -Meteoroiden von  $1,5 \cdot 10^{-4} m^{-2} s^{-1}$  bei 1,3 AU ermittelt. Überlegungen zum Perihelabstand deuten auf einen Entstehungsort dieser Teilchen innerhalb von 0,5 AU hin, so daß vorzugsweise Kollisionen von größeren Meteoroiden für die Entstehung von  $\beta$ -Meteoroiden verantwortlich sind. Das Fehlen von interstellaren Teilchen im Massenbereich zwischen  $1 \cdot 10^{-17}$  und  $5 \cdot 10^{-17} kg$  spiegelt als  $\beta$ -Lücke den Einfluß der Strahlungsdruckkraft auf Teilchen eines Massenbereichs mit hohen  $\beta$ -Werten wider. Weiterhin werden Vorhersagen für zukünftige in-situ-Messungen von  $\beta$ -Meteoroiden getroffen.

The objective of this thesis is the analysis of the in-situ-measurements of a dust detector onboard the ULYSSES spacecraft. Due to the orbit of ULYSSES which is nearly perpendicular to the ecliptic plane dust measurements are possible at different latitudes. During the time range from 1990 to 2001 dust particles are detected within the mass range from  $10^{-18} kg$  to  $10^{-8} kg$  and with impact speeds from 2 to  $70 \frac{km}{s}$ . Using different criteria the detected dust is classified into Jovian dust streams, interstellar and interplanetary dust. In the range of micrometer particles the  $\beta$ -value (ratio of the radiation pressure to the gravitation) describes some radiation phenomena like the  $\beta$ -gap or  $\beta$ -meteoroids. 62 particles are identified as  $\beta$ -meteoroids which are interplanetary particles coming from the Sun on hyperbolic orbits. 24 of them are detected shortly after the launch within the ecliptic and 38 of them are proofed primarily passing the Solar poles. A numerical imbalance of the identified  $\beta$ -meteoroids between the north and south pole cannot be explained by the solar cycle. At a solar distant of 1,3 AU a flux of  $1,5 \cdot 10^{-4} m^{-2} s^{-1}$  is determined. Consideration of the perihelion distance indicates that these particles originate within 0,5 AU of the Sun therefore, mainly collisions between meteoroids are responsible for the origin of  $\beta$ -meteoroids. The gap of interstellar particles in the mass range from  $1 \cdot 10^{-17}$  to  $5 \cdot 10^{-17} kg$  which is called as  $\beta$ -gap can be explained by higher  $\beta$ -value due to the radiation pressure. Furthermore predictions concerning in-situ proof of  $\beta$ -meteoroids are made for the future measurements.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Struktur der interplanetaren Staubwolke . . . . .	3
1.2	Dynamik innerhalb der Staubwolke . . . . .	6
1.3	Interstellare Staubteilchen . . . . .	12
1.4	Kuiper-Gürtel und Kometen . . . . .	13
1.5	Zielsetzung der Arbeit . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Kräfte innerhalb der Heliosphäre</b>	<b>17</b>
2.1	Strahlungsdruckkraft . . . . .	17
2.2	Poynting-Robertson-Effekt . . . . .	18
2.3	Sonnenwind . . . . .	22
2.4	Lorentzkraft . . . . .	23
2.5	Weitere Einflüsse . . . . .	25
2.6	Vergleich der Einflüsse . . . . .	25
2.7	Materialeigenschaften . . . . .	28
2.8	$\beta$ -Lücke . . . . .	30
2.9	Einfluß auf Teilchen nahe der Sonne . . . . .	31
2.10	$\beta$ -Meteoroiden . . . . .	33
2.10.1	Definition von $\beta$ -Meteoroiden . . . . .	33
2.10.2	Entstehung von $\beta$ -Meteoroiden . . . . .	33
<b>3</b>	<b>In-situ-Nachweis von <math>\beta</math>-Meteoroiden</b>	<b>35</b>
3.1	Bisherige Messungen . . . . .	35
3.2	Nachweis mit ULYSSES-Staubexperiment . . . . .	36
3.2.1	Staubdetektor . . . . .	37
3.2.2	Identifikation der Staubeinschläge . . . . .	41
3.2.3	Überblick über die Bahnelementbestimmung . . . . .	47
3.3	Identifikation von $\beta$ -Meteoroiden . . . . .	49
3.3.1	Modellrechnungen . . . . .	50
3.3.2	Zeitliche Nachweisempfindlichkeit . . . . .	52
3.3.3	Kriterium zur Identifikation von $\beta$ -Meteoroiden . . . . .	53
3.3.4	$\beta$ -Meteoroiden nach dem Start von ULYSSES . . . . .	58
3.3.5	$\beta$ -Meteoroiden während der Sonnenvorbeifüge von ULYSSES . . . . .	60

<b>4</b>	<b>Diskussion und Interpretation</b>	<b>65</b>
4.1	Modellierung der Nachweisempfindlichkeit . . . . .	65
4.1.1	Modellierung der Detektoröffnung . . . . .	66
4.1.2	Verschiedene Bahncharakteristika . . . . .	70
4.2	$\beta$ -Meteorioide . . . . .	78
4.2.1	Periheldistanzen . . . . .	78
4.2.2	Fluß an $\beta$ -Meteoroiden . . . . .	81
4.2.3	Vergleich mit dem Magnetfeldzyklus . . . . .	83
4.2.4	Vergleich mit modellierter Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	84
4.3	Größenverteilung des interstellaren Staubes . . . . .	89
4.4	Verteilung des interplanetaren Staubes . . . . .	95
4.4.1	Verteilung von Inklination und Exzentrizität . . . . .	95
4.4.2	Vergleich mit modellierter Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Vorhersagen für in-situ-Nachweise</b>	<b>103</b>
<b>A</b>	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Verschiedene Lichterscheinungen am Himmel lassen sich durch die Existenz von Staubteilchen erklären. Bereits im Jahre 1733 erkannte Cassini, daß das Sonnenlicht entlang der Ekliptik durch Staubteilchen gestreut wird, und daß seine Intensität, Farbe und Polarisation Informationen zur Staubverteilung innerhalb der Heliosphäre liefert. Diese Leuchterscheinung wird Zodiakallicht genannt. Der gleiche physikalische Prozeß zeigt sich am Phänomen der Himmelsfärbung. Beim Durchgang des Sonnenlichts durch die irdische Atmosphäre erfährt das Licht eine Streuung an den Luftmolekülen. Das dabei entstehende Streulicht enthält hauptsächlich blaue Anteile, so daß der Himmel blau erscheint. In diesem Fall ist die Wellenlänge des Lichts viel größer als die Teilchengröße, an denen das Licht gestreut wird. Bei niedrigen Sonnenständen - wie z.B. am Morgen oder am Abend - verlängert sich der Weg des Sonnenlichts durch die irdische Atmosphäre, so daß die Abschwächung der Strahlung noch größer und das Sonnenlicht dadurch rötlicher wird. Dieses Phänomen wird um so deutlicher, je mehr die Atmosphäre durch Staubteilchen verunreinigt ist.

### 1.1 Struktur der interplanetaren Staubwolke

Allgemein wird kosmischer Staub in planetaren, interplanetaren und interstellaren Staub unterschieden, wobei jedoch die Übergänge ihrer Eigenschaften fließend sind. Während planetarer Staub vorwiegend in den Ringsystemen der Planeten vorkommt, bewegen sich interplanetare Staubteilchen auf Bahnen um die Sonne. Diese spiegeln den zur Ekliptik hin konzentrierten Charakter der Staubwolke wider. Die interplanetare Staubwolke ist einem ständigen Erzeugungs- und Vernichtungsprozeß unterworfen. Die Freisetzung kleiner Staubpartikeln erfolgt dabei einerseits durch die Aktivität von Kometen und andererseits durch Kollisionen größerer Objekte, d.h. von Asteroiden und Meteoroiden. Die Feststellung von Staubbändern in Breiten von  $3^\circ$  bis  $11^\circ$  beiderseits der Ekliptik kann als Indiz für die Freisetzung von Staub im Asteroidengürtel durch Kollisionen von Asteroiden mit kleineren Meteoroiden gewertet werden. In diesem Zusammenhang ist der Kuiper-Gürtel ebenfalls als mögliche Staubquelle zu erwähnen (LANDGRAF [2001], LIOU ET AL. [1996], BACKMAN ET AL. [1995]). Sukzessive werden kleinere Teilchen, sogenannte Mikrometeoroiden, erzeugt, denen im Asteroidengürtel Bahnen geringer Exzentrizität und Bahnneigung

zugeordnet werden. Daneben kommen Kometen, deren Staubschweif sich unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung allmählich auflöst, als Herkunftsort für Staubteilchen in Betracht, so daß ein Großteil des Staubes außerhalb der Ekliptik erst im inneren Sonnensystem zu erwarten ist. Die Untersuchung des Kollisionsgleichgewichtes dieser Wolke (LEINERT ET AL. [1983], GRÜN ET AL. [1992c]) hat keine endgültige Klärung bzgl. ihrer zeitlichen Stabilität ergeben.

Verschiedene Modelle zur Massenverteilung ('Größenverteilung') interplanetarer Staubteilchen sind in Abbildung 1.1 gezeigt. Sie beruhen auf der Auswertung von Mikrokratern auf Mondproben (GIESE & GRÜN [1976]) sowie zusätzlich auf Ergebnissen aus Zodiakallichtbeobachtungen (LAMY & PERRIN [1986]). Bei diesen Einschlägen treffen die Mikrometeorite mit hohen Geschwindigkeiten auf die Oberflächen der Monde und Asteroiden, so daß sie explodieren und verdampfen. Ein Teil des herausgeschlagenen Materials wird mit hohen Geschwindigkeiten weggeschleudert.

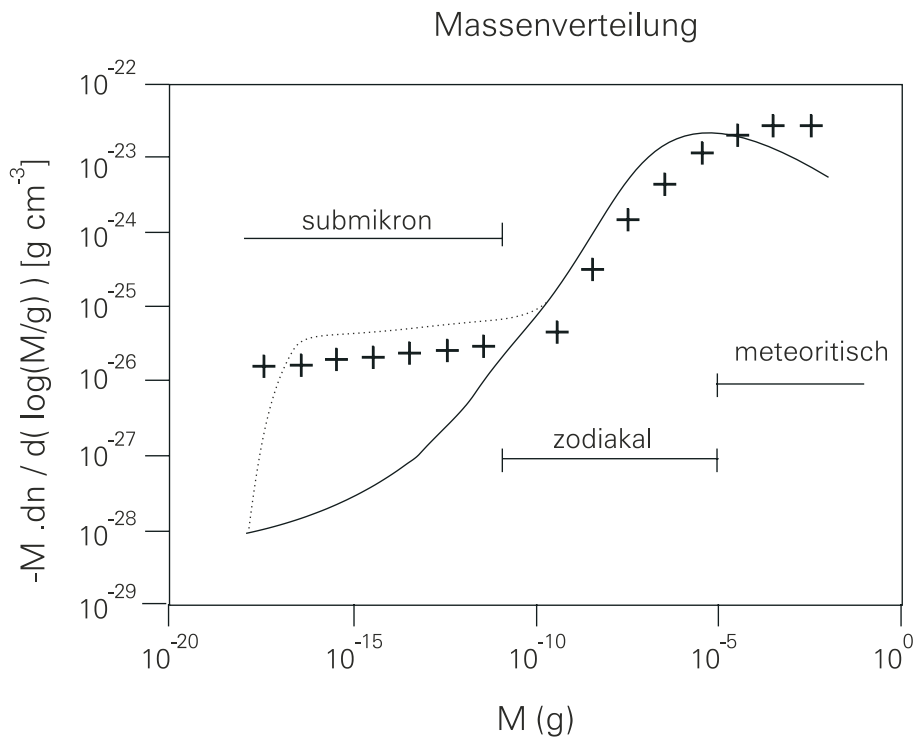


Abbildung 1.1: Darstellung der Massenverteilung von Mikrometeoriten bei 1 AU, die aus verschiedenen Modellen abgeleitet ist; +++: Modell von LAMY & PERRIN [1986], —: interplanetares Flußmodell von GRÜN ET AL. [1985a], ···: lunares Flußmodell von GRÜN ET AL. [1985a] (vgl. MANN, [1998]).

In diesem Zusammenhang unterscheidet GRÜN ET AL. [1985a] zwischen dem lunaren und dem interplanetaren Flußmodell ('interplanetary flux model'). Anhand dieser Modelle wird die Größenverteilung interplanetarer Meteoroiden auf der Grundlage bisher verfügbarer Daten beschrieben. Neben einer Dichte von  $2,5 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  wird

eine durchschnittliche Auftreffgeschwindigkeit von  $20 \frac{km}{s}$  unter Berücksichtigung einer isotropen Richtungsverteilung der Einschläge vorausgesetzt. Für große Massen, d.h.  $m > 10^{-13} kg$ , spiegeln beide Modelle die Masseneinschläge der PEGASUS-Mission wider. Im Gegensatz zum lunaren Modell, das Sekundäreinschläge auf dem Mond mit einschließt, stützt sich das interplanetare Flußmodell für kleinere Massen auf Primäreinschlagsmessungen, die von HEOS 2 sowie von PIONEER 8 und 9 stammen.

Während nach LAMY & PERRIN [1986] ein starker Anstieg der Teilchenzahl zu kleinen Massen erkennbar ist, liefert das interplanetare Flußmodell einen geringeren Anstieg zu den kleinen Massen, da hier der Anteil kleiner Krater im Mondgestein auf Sekundäreinschläge zurückgeführt wird. (Abbildung 1.2). Ein hoher Anteil kleiner Teilchen würde eine Blaufärbung des Zodiakallichtes bedingen. Die Tatsache, daß in einer Arbeit von SAXARRA [1987] zur Lichtstreuung interplanetarer Staubteilchen diese Blaufärbung jedoch nicht beobachtet wurde, kann als Hinweis für einen geringeren Anstieg zu kleineren Massen gesehen werden. Ebenso bestätigen neuere Untersuchungen des Staubflusses nahe der Erde (MCDONNELL ET AL. [1996]) die Größenverteilung, die sich aus dem interplanetaren Flußmodell nach GRÜN ET AL. [1985a] ergibt.

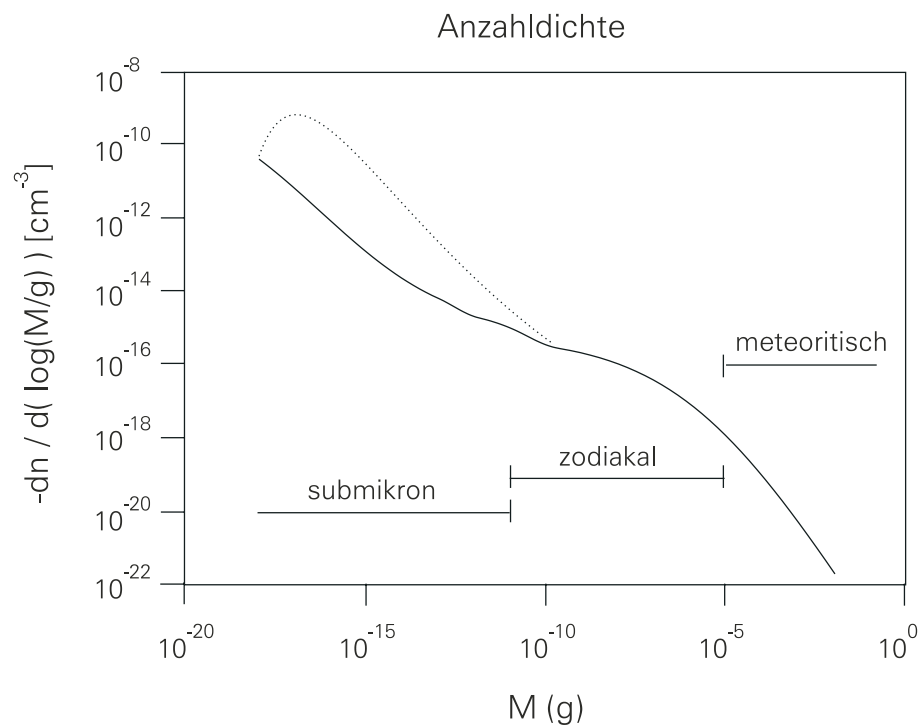


Abbildung 1.2: Darstellung der Verteilung der lokalen Anzahldichte für die in Abbildung 1.1 angegebenen Modelle (vgl. MANN [1998]).

Im Bereich größerer Massen ( $m > 10^{-8} kg$ ) erhält man eine Verteilung, die bei der Kollision und Zerstörung großer Körper im Asteroidengürtel entsteht. Große Teilchen haben aufgrund des großen geometrischen Querschnitts eine größere Kollisionshäufigkeit, die auch ihre Lebensdauer begrenzt. Bei kleinen Teilchen hingegen überwiegt gegenüber den Zerstörungen durch Kollisionen die Entstehung von Teilchen als Fragmente der Kollisionen größerer Körper. Staubteilchen unterscheidet man in Teilchen des Submikrometerbereichs (Staubteilchen mit Radien kleiner als  $1\mu m$ ; dies entspricht bei einer Dichte von  $2,5 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$  einer Masse von  $10^{-14} kg$ ), in Teilchen des Zodiakallichtbereichs ( $1\mu m < \text{Radius } s < 100\mu m$  bzw.  $10^{-14} kg < \text{Masse } m < 10^{-8} kg$ ) und in große meteoritische Teilchen ( $s > 100\mu m$ ). Während die Entwicklung und Lebensdauer der meteoritischen Teilchen, wie schon aufgeführt, durch Kollisionen geprägt ist, kommen bei kleinen Teilchen andere Effekte hinzu. Der Zodiakallichtbereich wird im wesentlichen durch den Poynting-Robertson-Effekt, der in Abschnitt 2.2 beschrieben wird, beeinflusst, wohingegen Submikrometerteilchen dem Einfluß der Lorentzkraft (da Teilchen im interplanetaren Raum elektrisch geladen sind, siehe Abschnitt 2.4) und des Strahlungsdruckes unterliegen. An dieser Stelle soll erwähnt werden, daß die Anzahldichte von Staubteilchen mit einem Radius von  $10 \mu m$  bei 1 AU etwa einer Anzahl von einem Staubteilchen in einem Würfel von  $1/10$  km Kantenlänge entspricht. Die Bewegung der Teilchen ist (abgesehen von katastrophalen Kollisionen) unabhängig von gegenseitigen Wechselwirkungen, so daß die Gesetze der Bewegung einzelner Teilchen Anwendung finden.

## 1.2 Dynamik innerhalb der Staubwolke

Die ungestörte Bewegung eines größeren Körpers im Gravitationsfeld eines Zentralkörpers wird durch Keplersche Kegelschnittbahnen beschrieben. Zu jedem Zeitpunkt besitzt der Körper sowohl einen bestimmten Ort  $\vec{r}$  als auch eine bestimmte Geschwindigkeit  $\vec{v}$ , durch die die Bahn dieses Körpers eindeutig anhand von sechs unabhängigen Konstanten, den sogenannten Bahnelementen, festgelegt ist.

1. Die große Halbachse  $a$  (Gleichung 1.4) bzw. die Periheldistanz  $q = a(1 - e)$  (Gleichung 1.12) charakterisiert die Bahnenergie.
2. Die Exzentrizität  $e$  (Gleichung 1.8) dient als Maß für die Gestalt der Bahn.
3. Die Inklination  $i$  (Gleichung 1.10) als Neigungswinkel der Bahnebene zur Bezugsebene (hier: Ekliptik) gibt Auskunft über die Neigung der Bahn und Art der Bahnbewegung. Man spricht von einer prograden Bahnbewegung, wenn die Bewegung, von einem Punkt nördlich der Ekliptik aus betrachtet, entgegen dem Uhrzeigersinn (z.B. Bewegung der Planeten) verläuft. Man erhält in diesem Fall eine Inklination  $i \in [0, \frac{\pi}{2}]$ , während für eine retrograde Bewegung die Bewegung mit dem Uhrzeigersinn erfolgt:  $i \in (\frac{\pi}{2}, \pi)$ .
4. Die Länge des aufsteigenden Knotens  $\Omega$  (Gleichung 1.11), gezählt vom Frühlingspunkt, beschreibt den Punkt der Bahn, an dem das Teilchen auf dem

Weg von der südlichen in die nördliche Hemisphäre die Ekliptik schneidet. Dabei ergibt sich die Knotenlinie als Schnittgerade von Bahnebene und Ekliptik. Der Frühlingspunkt (lat.: vernal equinox = Frühjahrs-Tagundnachtgleiche) ist der Punkt, an dem sich die Sonne im Augenblick des Frühlingsanfangs befindet.

5. Das Argument des Perizentrums  $\omega$  gibt die Position des Perizentrums gegenüber der Knotenlinie an. Stellt die Sonne den Zentralkörper dar, so spricht man anstelle des Perizentrums vom Perihel.
6. Die Zeit des Periheldurchgangs  $\tau$  bestimmt den Aufenthaltspunkt eines Teilchens entlang der Bahn zu einem bestimmten Zeitpunkt. Sie erlaubt es, die wahre Anomalie  $\varphi$ , d.h. den Winkel zwischen der Richtung des Perihels und dem Ortsvektor des Teilchens als Funktion der Zeit zu bestimmen.

Benutzt man heliozentrische Koordinaten und wählt man den Schwerpunkt der Sonne als Koordinatenursprung, so läßt sich in diesem Polarkoordinatensystem der Ortsvektor  $\vec{r}$  durch den solaren Abstand  $r$ , die heliozentrische Breite  $\beta_{\odot}$  und Länge  $\lambda_{\odot}$  angeben:

$$\vec{r} = r \begin{pmatrix} \cos \beta_{\odot} \cos \lambda_{\odot} \\ \cos \beta_{\odot} \sin \lambda_{\odot} \\ \sin \beta_{\odot} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Im äquatorialen Koordinatensystem, das die Ebene des Himmelsäquators als Bezugsebene benutzt, ist die Ekliptik als derjenige Großkreis eingeführt, den die Ebene der Erdbahn an der Sphäre ausschneidet. Für sie gilt die Beziehung  $\beta_{\odot} = 0$ , während die Länge  $\lambda_{\odot}$  vom Frühlingspunkt aus gemessen wird. Bewegt sich ein Staubteilchen der Masse  $m$  im Gravitationsfeld der Sonne (Masse  $M_{\odot}$ ) mit  $m \ll M_{\odot}$ , so erfährt es die Gravitationskraft

$$\vec{F}_{grav} = -\mu m \frac{\vec{r}}{r^3} \quad \text{mit} \quad \mu = GM_{\odot}, \quad (1.2)$$

wobei  $G$  die Gravitationskonstante und  $\vec{r}$  den Ortsvektor des Staubteilchens bezeichnet. Die im folgenden verwendeten Größen Energie  $E$ , Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  sowie Kraft  $\vec{F}$  sind auf die Masse  $m$  des Körpers bezogen (also  $E/m$ ,  $\vec{L}/m$  und  $\vec{F}/m$ ).

Aus der Kenntnis der Bahnenergie  $E$  kann sofort entschieden werden, ob sich das Staubteilchen auf einer gebundenen, d.h. elliptischen (Kreis als Spezialfall einer Ellipse), oder auf einer ungebundenen Bahn (Parabel als Grenze zwischen gebundener und ungebundener Bahn) bewegt:

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{\mu}{r} \begin{cases} < 0 & : \textit{elliptisch} \\ = 0 & : \textit{parabolisch} \\ > 0 & : \textit{hyperbolisch} \end{cases} . \quad (1.3)$$

$v$  ist der Betrag der Geschwindigkeit relativ zur Sonne. Hieraus läßt sich unmittelbar die große Halbachse  $a$

$$a = -\frac{\mu}{2E} = \left(\frac{2}{r} - \frac{v^2}{\mu}\right)^{-1} \quad (1.4)$$

und damit auch die Geschwindigkeit  $v$  bestimmen:

$$v = \sqrt{2\mu\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{2a}\right)}. \quad (1.5)$$

Aus dem Bahndrehimpulsvektor  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{v}$ , ausgedrückt in heliozentrischen, ekliptikalen Koordinaten  $\beta_L$  (Breite),  $\lambda_L$  (Länge) und  $k$  (Betrag des Drehimpulses), kann neben der Inklination  $i = \frac{\pi}{2} - \beta_L$ , die die Neigung der Bahnebene gegenüber der ekliptikalen Ebene charakterisiert, auch die Länge des aufsteigenden Knotens  $\Omega = \frac{\pi}{2} + \lambda_L$  bestimmt werden.  $\Omega$ , auch Knotenlänge genannt, kennzeichnet die Knotenlinie als Schnittgerade von Bahnebene und Ekliptik:

$$\vec{L} = k \begin{pmatrix} \cos \beta_L \cos \lambda_L \\ \cos \beta_L \sin \lambda_L \\ \sin \beta_L \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} \sin i \sin \Omega \\ -\sin i \cos \Omega \\ \cos i \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Als Lösung des Kepler-Problems erhält man:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \varphi}, \quad (1.7)$$

wobei  $p = a(1 - e^2) = \frac{k^2}{\mu}$  den sogenannten Bahnparameter und  $\varphi$  den Winkelabstand des Bahnpunktes vom Perizentrum - auch wahre Anomalie genannt - angibt. Aus dem Bahnparameter  $p$  sowie aus Gleichung 1.4 läßt sich die Exzentrizität der Bahn ermitteln zu:

$$e = \sqrt{1 + \frac{2Ek^2}{\mu^2}}. \quad (1.8)$$

Ähnlich wie bei der Energiebetrachtung kann man unmittelbar aus der Exzentrizität den Bahntyp erkennen:

$$e \begin{cases} < 1 & : \textit{elliptisch} \\ = 1 & : \textit{parabolisch} \\ > 1 & : \textit{hyperbolisch} \end{cases}. \quad (1.9)$$

Der Bahndrehimpulsvektor  $\vec{L}$  (Gleichung 1.6) besitzt nur eine Normalkomponente zur Bahnebene. Wenn man nur die z-Komponente betrachtet, erhält man die Inklination  $i$  als jene die Neigung der Bahnebene charakterisierende Größe:

$$\cos i = \frac{L_z}{k}. \quad (1.10)$$

Aus den beiden übrigen Komponenten von  $\vec{L}$  läßt sich die Knotenlänge  $\Omega$  ermitteln:

$$\tan \Omega = -\frac{L_x}{L_y}. \quad (1.11)$$

Die durch die Winkel  $\Omega$  und  $\omega$  gekennzeichnete Position weist in die Richtung zum Perihel, das als Punkt mit dem geringsten Sonnenabstand ausgezeichnet ist. Die Angabe der großen Halbachse  $a$  liefert bei bekannter Exzentrizität  $e$  die Perihelidistanz  $q$ , auch Perihellänge genannt, als Abstand zwischen Sonne und Perihel:

$$q = \frac{k^2}{(1+e)\mu} = (1-e)a. \quad (1.12)$$

Da der Perihelabstand  $q$  stets eine positive Größe darstellt, spricht man im Falle einer hyperbolischen Bahn ( $e > 1$ ) von einer negativen Halbachse ( $a < 0$ ). Im Grenzfall der parabolischen Bahnbewegung besitzt die Halbachse  $a$  einen unendlichen Wert. Der Zusammenhang zwischen dem Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und den Bahnelementen einer Keplerbahn ist in Abbildung 1.3 gezeigt.

Aus der Bedingung für den parabolischen Bahnverlauf, der die Grenze zwischen gebundener und ungebundener Bahnbewegung darstellt (vgl. Gleichung 1.3) erhält man

$$v_{esc} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{r}} = \sqrt{2} \cdot v_{circular} \quad (1.13)$$

als Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc}$ . Die Fluchtgeschwindigkeit beschreibt die Geschwindigkeit, die nötig ist, um die gebundene Bahn zu verlassen.  $\sqrt{\frac{\mu}{r}}$  stellt hierbei die Kreisgeschwindigkeit  $v_{circular}$  am Ort  $r$  des Teilchens dar.

Die Dynamik kleinerer Körper ist besonders durch den Einfluß des Strahlungsdrucks geprägt. Diese Strahlungsdruckkraft  $\vec{F}_{rad}$  ist als Zentralkraft der Gravitationskraft  $\vec{F}_{grav}$  entgegengesetzt gerichtet und vermindert so deren anziehende Wirkung. Da sich beide Kräfte umgekehrt proportional zum Quadrat des solaren Abstandes verhalten, läßt sich die Strahlungsdruckkraft darstellen als  $\vec{F}_{rad} = \beta \vec{F}_{grav}$ , wobei  $\beta$  den sogenannten Strahlungsdruckkoeffizienten repräsentiert. Eine ausführliche Diskussion dieser Thematik erfolgt in Abschnitt 2.1. Die Summe beider Kräfte kann daher durch eine effektive Kraft  $\vec{F}_{eff}$  beschrieben werden:

$$\vec{F}_{eff} = (1 - \beta) \vec{F}_{grav}. \quad (1.14)$$

Beim Übergang von der rein gravitativen zu der durch die Strahlungsdruckkraft bedingten effektiven Kraft vermindert sich die Fluchtgeschwindigkeit:

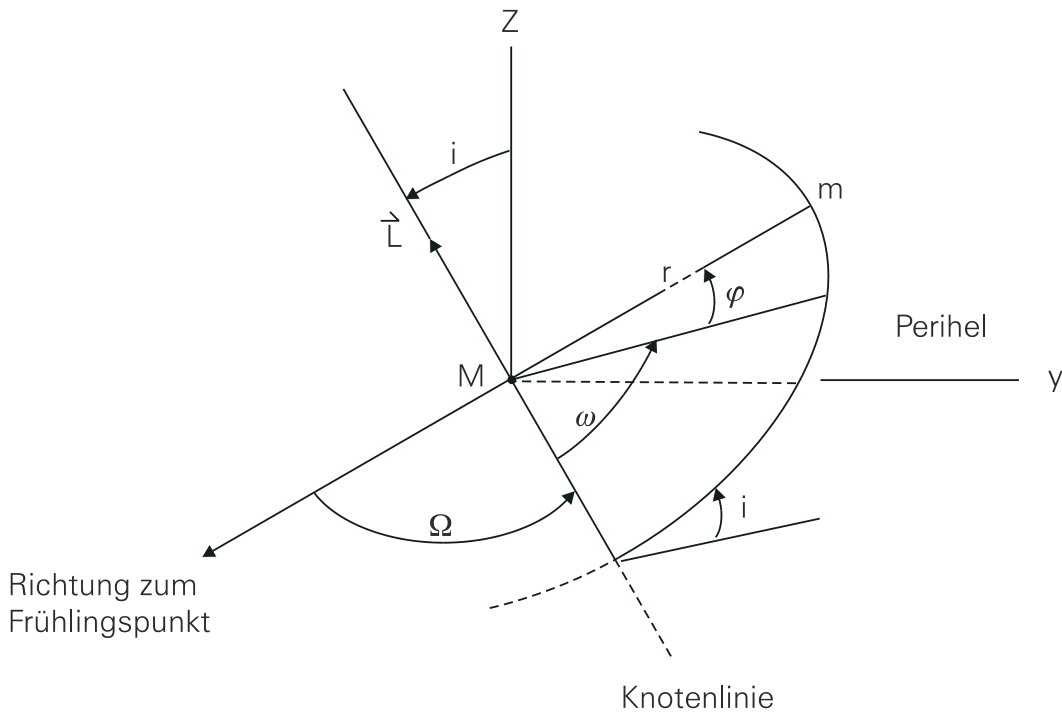


Abbildung 1.3: Zusammenhang zwischen Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und den Bahnelementen einer Keplerbahn, die im Text näher erläutert sind (vgl. BURNS [1976]).

$$v_{esc} = \sqrt{2} \cdot v_{circular} \longrightarrow v_{esc} = \sqrt{2(1 - \beta)} \cdot v_{circular}. \quad (1.15)$$

Aus der Kenntnis der Energie  $E = \frac{v^2}{2} - \frac{(1-\beta)\mu}{r}$  erhält man folgenden Ausdruck für die Geschwindigkeit des kleineren Körpers auf einer Bahn mit vorgegebener großer Halbachse  $a$ :

$$v = \sqrt{(1 - \beta)2\mu\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{2a}\right)}. \quad (1.16)$$

Für die Entstehung kleiner Teilchen nimmt man an, daß sie bei Kollisionen größerer Meteoroiden erzeugt werden. Da die Geschwindigkeit und damit auch die Kollisionsrate im Perihel der Bahn am größten sind, nimmt man an, daß die Abspaltung des kleinen Teilchens vom Mutterkörper hier stattfindet. Für die Geschwindigkeit im Perihel ( $r = q$ ) erhält man:

$$v_{perihel} = \sqrt{(1 - \beta)2\mu\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{2a}\right)}. \quad (1.17)$$



Unter der Annahme, daß die Perihelgeschwindigkeiten vom Mutterkörper und vom abgespaltenen Teilchen gleich sind, ergibt sich die Halbachse  $a'$  des neuen Teilchens zu:

$$\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{2a}\right) = (1 - \beta)\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{2a'}\right). \quad (1.18)$$

Nach einigen Umformungen erhält man

$$a' = \frac{(1 - \beta)aq}{q - 2\beta a} \quad (1.19)$$

als Halbachse des abgespaltenen Teilchens. Der Fall  $\beta = \frac{1}{2}qa^{-1}$  repräsentiert einen parabelförmigen Bahnverlauf, da die Halbachse  $a'$  unendlich wird. Ist  $\beta$  größer als  $\frac{1}{2}qa^{-1}$ , so kann das Teilchen die ursprünglich gebundene Bahn verlassen, während es sich für  $\beta < \frac{1}{2}qa^{-1}$  auf einer weniger stark gebundenen weiterbewegt. Abbildung 1.4 zeigt eine Kreisbahn ( $q = a$ ) eines Mutterkörpers sowie verschiedene Bahnverläufe von Teilchen, die vom Mutterkörper abgespalten sind. Kleinere Teilchen, für die der  $\beta$ -Wert zwischen 0 und 0,5 liegt, bewegen sich auf weniger stark gebundenen elliptischen Bahnen, während Teilchen mit  $\beta \geq 0,5$  die gebundene Bahn verlassen.

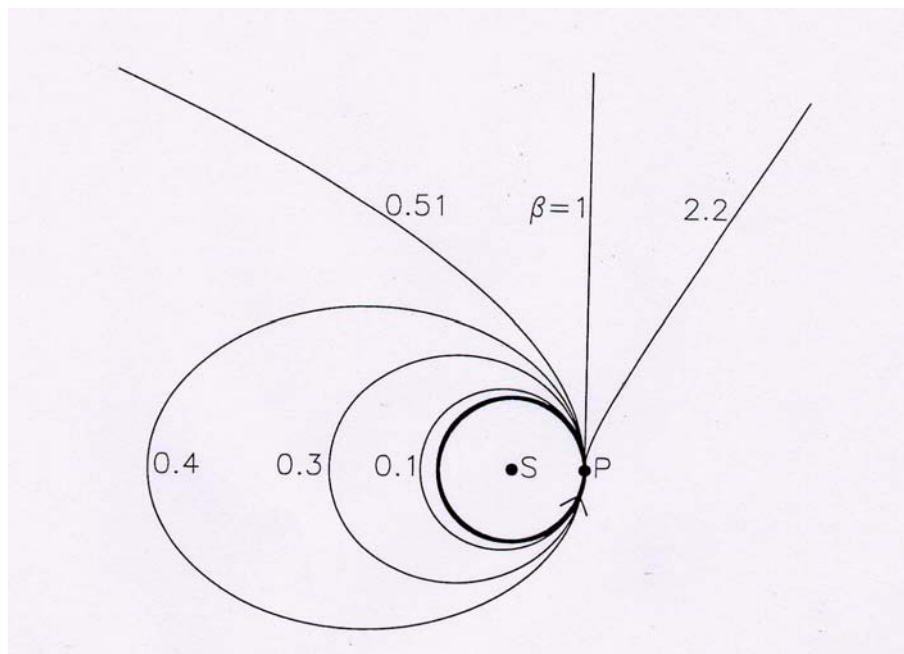


Abbildung 1.4: Bahnverläufe eines sich auf einer Kreisbahn bewegendes Mutterkörpers sowie Bahnen von Spaltprodukten, deren Verlauf durch verschiedene  $\beta$ -Werte gekennzeichnet ist.

### 1.3 Interstellare Staubteilchen

Die Entfernung der Sonne zur Erde beträgt 149.597.892 km und dient als astronomische Einheit (1 AU) für Entfernungsangaben innerhalb des Sonnensystems. Der Raum, den das Sonnensystem innerhalb des interstellaren Mediums (ISM) einnimmt, wird als Heliosphäre bezeichnet. An ihrer Grenze, die sich mit etwa 100 AU weit außerhalb der Planetenbahnen befindet, treffen Sonnenwind und ISM aufeinander. Desweiteren ist das Sonnensystem eingebettet in einer warmen (7000 K), dünnen ( $3 \cdot 10^5$  Atome  $m^{-3}$ ) und etwa 35 pc (1 parsec (pc) = 206.265 AU) großen Wolke, die auch 'Local Fluff' oder 'local interstellar cloud' (LIC) genannt wird. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von dem 'local interstellar medium' (LISM). Innerhalb dieser LIC befindet sich das etwa 1 pc große 'very local interstellar medium' (VLISM) mit einer Temperatur von  $10^4 K$  und einer Dichte von  $10^5$  Atomen  $m^{-3}$ . Einen Überblick findet man in Abbildung 1.5. Die LIC befindet sich ihrerseits in

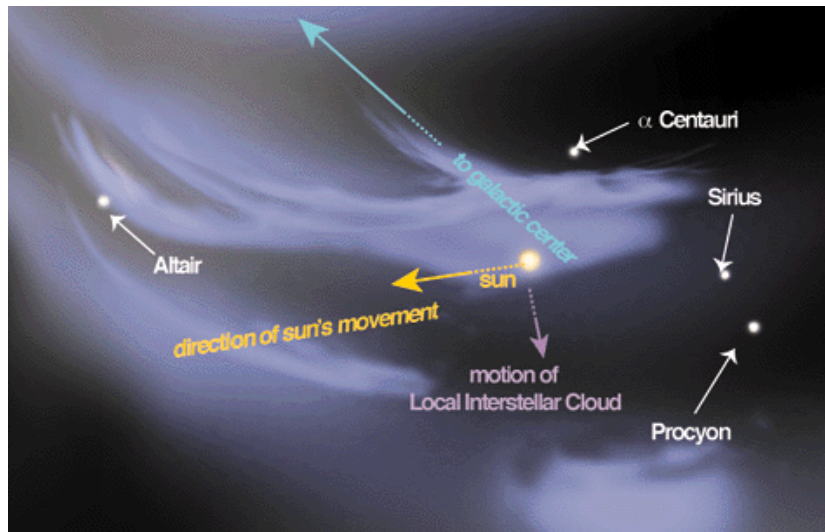


Abbildung 1.5: Das interstellare Medium ist dominiert von einer Materiehülle, der 'local interstellar cloud' (LIC). Diese bewegt sich senkrecht zur Sonnenbewegung. Die LIC ist begrenzt durch verschiedene Sterne (Procyon, Sirius,  $\alpha$  Centauri und Altair). Die Entfernung der Sonne zu  $\alpha$  Centauri beträgt 4,35 Lichtjahre ( $\sim 1,3pc$ ) (vgl. FRISCH [2000]).

dem sogenannten 'Local Bubble', einer  $10^6 K$  heißen Blase mit geringer Dichte ( $10^3$  Atome  $m^{-3}$ ) und einer Ausdehnung von bis zu 100 pc (FRISCH [1995] [1996]). Die Einordnung dieser Blase innerhalb der galaktischen Umgebung ist in Abbildung 1.6 zu sehen.

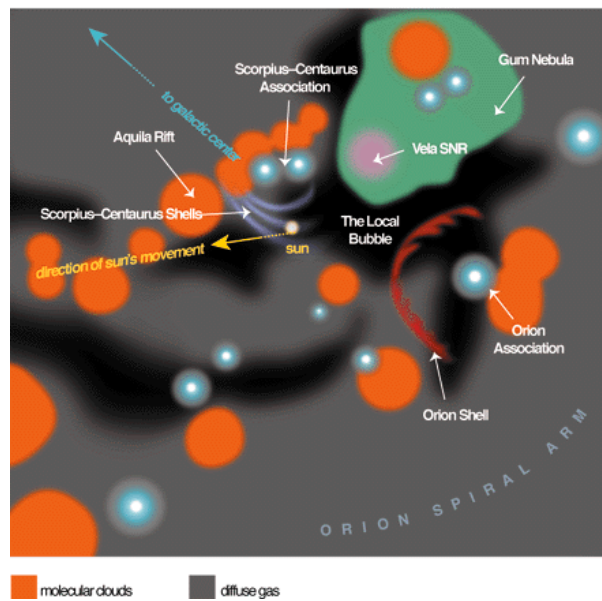


Abbildung 1.6: Die Sonne bewegt sich durch die lokale Blase und befindet sich z.Zt. innerhalb einer warmen, teilweise ionisierten Hülle, die von der Scorpius-Centaurus Sternformation stammt. Die Ausdehnung dieser Blase beträgt etwa 100pc (vgl. FRISCH [2000]).

## 1.4 Kuiper-Gürtel und Kometen

Die beobachteten Kometen unterscheidet man in kurzperiodische mit Umlaufzeiten kleiner als 200 Jahren und in langperiodische mit Umlaufzeiten größer als 200 Jahre. Kurzperiodische Kometen sind hierbei eng mit dem sogenannten Kuiper-Gürtel verknüpft, der an die äußere Heliosphäre angrenzt und eine Ausdehnung von über 100 AU besitzt. Innerhalb des Kuiper-Gürtels, der in Abbildung 1.7 skizziert ist, sind zur Zeit mehr als 100 Objekte, deren große Halbachse den Wert von 60 AU nicht übersteigt, bekannt. Diese sind um die Ekliptik konzentriert und bewegen sich auf prograden Bahnen mit Halbachsen von etwa 40 AU (COCHRAN ET AL. [1995]). Nach LEVISON [1996] unterteilt man kurzperiodische Kometen in die zur 'Jupiter-Familie' gehörenden Kometen, deren Umlaufzeiten kürzer als 20 Jahre sind, und in Kometen vom Halley-Typ mit Umlaufzeiten zwischen 20 und 200 Jahre. Hierbei zeigt der Komet Halley mit einer Inklination von  $162^\circ$  retrogrades Verhalten. Dagegen stammen langperiodische Kometen vorzugsweise aus der Oort'schen Wolke und treten daher sowohl auf pro- als auch auf retrograder Bahnen in Erscheinung (Abbildung 1.7). Die Anzahl an langperiodischen Kometen innerhalb der Oort-Wolke kann mit etwa  $10^{13}$  angegeben werden, während die Aphelia bei etwa 50000 AU liegen.

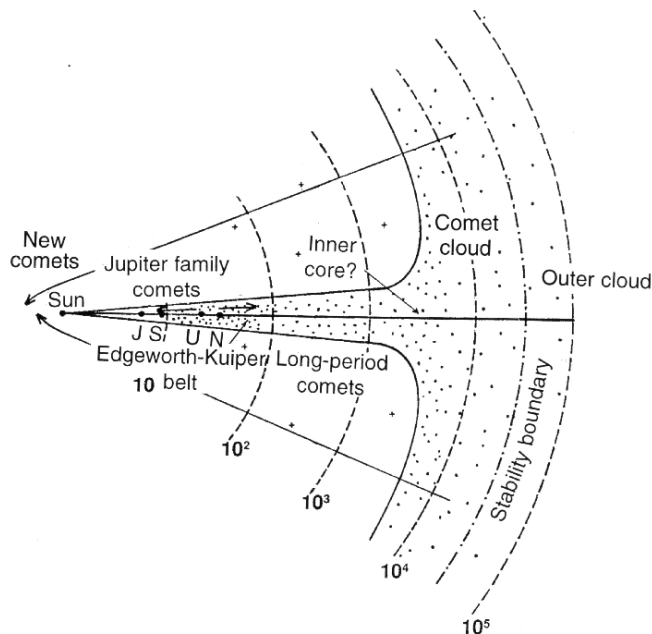


Abbildung 1.7: Die Staubwolke des äußeren Sonnensystems wird sowohl durch den Kuiper-Gürtel als auch durch die Oort-Wolke beeinflusst. Der Abstand des Kuiper-Gürtels zur Sonne beträgt  $10^2$  AU, während die Oortsche Wolke etwa  $10^5$  AU von der Sonne entfernt ist.

## 1.5 Zielsetzung der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen der Sonde ULYSSES im Hinblick auf eine bessere Erklärung der Kollisionsentwicklung der Staubteilchen untersucht. Mit dem ULYSSES-Staubexperiment stehen erstmalig Messungen im äußeren Sonnensystem in drei Dimensionen über einen großen Bereich von Sonnenabständen und für verschiedene helioekliptikale Breiten zur Verfügung. Ziel dieser Arbeit ist es, aus der Analyse und Interpretation dieser in-situ gemessenen Daten über einen Zeitraum von 11 Jahren (1990 - 2001) Rückschlüsse auf die Eigenschaften von Staubteilchen innerhalb der Heliosphäre zu ziehen. Dabei soll ein besonderes Augenmerk auf Staubteilchen im Mikrometerbereich gelegt werden.

Dazu wird in Kapitel 2 dargestellt, welche Kräfte innerhalb der Heliosphäre herrschen und wie sie sich auf die Bewegung von Staubteilchen im Mikrometerbereich auswirken. Es werden verschiedene Modellteilchen berücksichtigt und der Einfluß verschiedener Kräfte nahe der Sonne untersucht. In diesem Zusammenhang übernimmt die Strahlungsdruckkraft im Hinblick auf die Existenz sogenannter  $\beta$ -Meteoroide eine zentrale Rolle. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem in-situ-Nachweis

von  $\beta$ -Meteoroiden in den ULYSSES-Daten. Es wird vorgestellt, wie Staubteilchen im Rahmen der ULYSSES-Mission detektiert und identifiziert werden. Hierzu erfolgt ein Überblick darüber, wie einzelne Bahnparameter bestimmt werden. Anhand von Modellrechnungen sowie anhand von Aussagen zur zeitlichen Nachweiswahrscheinlichkeit wird ein Kriterium zur Identifikation von  $\beta$ -Meteoroiden entwickelt und die Anzahl dieser Staubteilchen innerhalb und außerhalb der Ekliptik angegeben. In Kapitel 4 werden die Eigenschaften von in-situ nachgewiesenen Staubteilchen interpretiert. Die Nachweisempfindlichkeit des Staubdetektors wird modelliert, um so Aussagen hinsichtlich einiger Bahnparameter treffen zu können. Die Quelle der  $\beta$ -Meteoroiden wird anhand von Angaben zur Periheldistanz und zum Fluß diskutiert. In diesem Zusammenhang erfolgt auch eine Diskussion zur Größenverteilung des interstellaren Staubes, der ebenfalls dem Strahlungsdruck innerhalb der Heliosphäre unterliegt, so daß mögliche Zusammenhänge mit den verschiedenen Komponenten des interstellaren Mediums überprüft werden können. Schließlich werden in Kapitel 5 Vorhersagen für zukünftige In-situ-Nachweise von  $\beta$ -Meteoroiden getroffen.



# Kapitel 2

## Kräfte innerhalb der Heliosphäre

Zusätzlich zur Gravitation treten in der Heliosphäre verschiedene Kräfte auf, die eine zeitliche Änderung der Bahnelemente von Staubteilchen bewirken. Im folgenden werden diese Störterme, die bezüglich der Bahnebene sowohl eine radiale und eine transversale als auch eine normale, d.h. senkrecht zur Bahnebene gerichtete, Komponente enthalten können, diskutiert. Die Strahlungsdruckkraft sowie die Wechselwirkung der Teilchen untereinander (Kollisionen) äußern sich hierbei als Kräfte in radialer Richtung, während der Poynting-Robertson-Effekt und die Abbremsung der Staubteilchen durch das Sonnenwindplasma eine Veränderung in transversaler Richtung verursachen. Die Lorentzkraft enthält als Störterm eine Normalkomponente und kann somit die Inklination der Bahn beeinflussen. In diesem Zusammenhang wird der Einfluß der Strahlungsdruckkraft auf Teilchen eines bestimmten Größenbereichs, die später als  $\beta$ -Meteoroide vorgestellt werden, diskutiert.

### 2.1 Strahlungsdruckkraft

Da bei Streuung und Absorption der solaren Strahlung durch ein interplanetares Teilchen der Impulserhaltungssatz gilt, ändert sich der Teilchenimpuls, wenn ein Photon der Wellenlänge  $\lambda$  mit dem Impuls  $p_\lambda = \frac{h}{\lambda}$  ( $h$ : Planck-Konstante) gestreut oder absorbiert wird.

Dabei ergibt sich der Betrag der Strahlungsdruckkraft  $F_{rad}$  auf ein kugelförmiges Teilchen mit einem Radius  $s$  zu

$$F_{rad} = \frac{1}{c} \pi \left( \frac{R_\odot}{r} \right)^2 \int_0^\infty Q_{rad}(s, \lambda) \pi s^2 B_\lambda d\lambda, \quad (2.1)$$

wobei das gesamte Emissionsvermögen der Sonne definiert ist durch die integrierte, spektrale Intensität

$$\int \pi B_\lambda d\lambda = \frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2} \quad (2.2)$$

mit

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[ \exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

als Planck-Funktion ( $k_B$ : Boltzmann-Konstante).  $c$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit,  $T$  die Strahlungstemperatur der Sonne,  $\pi\left(\frac{R_\odot}{r}\right)^2$  den Raumwinkel zur Sonne im Abstand  $r$ ,  $R_\odot$  den Sonnenradius und  $L_\odot$  die bolometrische Strahlungsleistung der Sonne. Der Zahlenwert wird in der Literatur mit  $L_\odot = 3,85 \cdot 10^{26} W$  angegeben.  $Q_{rad}$  charakterisiert den Wirkungsquerschnitt für den Strahlungsdruck relativ in Einheiten des geometrischen Querschnitts  $\pi s^2$ . Der Wert von  $Q_{rad}$  wird für Teilchen mit Radien größer als  $1 \mu m$  nach der Mie-Theorie (siehe Abschnitt 2.7) mit etwa eins angegeben. Wird  $Q_{rad}$  über das Sonnenspektrum gemittelt, ergibt sich mit  $I(\lambda)$  als Intensität des Sonnenlichts bei der Wellenlänge  $\lambda$ :

$$\langle Q_{rad} \rangle = \frac{\int I(\lambda) Q_{rad}(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda}. \quad (2.3)$$

Damit erhält man für die Strahlungsdruckkraft folgenden Ausdruck (vgl. BURNS ET AL. [1979]):

$$F_{rad} = \frac{L_\odot \sigma}{4\pi r^2 c} \langle Q_{rad} \rangle, \quad (2.4)$$

wobei  $\sigma = \pi s^2$  die Fläche des Teilchens darstellt, auf die der Photonenimpuls bei dem solaren Abstand  $r$  übertragen wird.

Diese zeitliche Änderung des Teilchenimpulses ist ebenso wie der Einfluß der Gravitationskraft umgekehrt proportional zum Quadrat des solaren Abstandes. Man definiert daher den vom solaren Abstand unabhängigen sogenannten  $\beta$ -Wert als das Verhältnis der Beträge von Strahlungsdruckkraft  $\vec{F}_{rad}$  zur Gravitationskraft  $\vec{F}_{grav}$ :

$$\beta := \frac{|\vec{F}_{rad}|}{|\vec{F}_{grav}|} \quad (2.5)$$

## 2.2 Poynting-Robertson-Effekt

Unter dem Einfluß des Poynting-Robertson-Effekts, der zuerst im Jahre 1903 von J. H. Poynting beschrieben und im Jahre 1937 von H. P. Robertson ausführlich hergeleitet wurde, ändern sich die Bahnelemente eines Teilchens derart, daß Exzentrizität und Halbachse einer Bahn abnehmen. Diese Änderung in den Bahnelementen beruht auf der Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung der Sonne mit den sich bewegenden Staubteilchen, wobei zusätzlich zum reinen Strahlungsdruck eine von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängige Kraft auftritt, die sowohl eine radiale als auch eine transversale Komponente besitzt. Infolge dieser Bremswirkung bewegt sich das Staubteilchen auf einer spiralförmigen Bahn



auf die Sonne zu, wo es schließlich teilweise oder ganz sublimiert und aufgrund des größer werdenden Einflusses des Strahlungsdruckes das Sonnensystem auf einer ungebundenen Bahn verlassen kann. Die Poynting-Robertson-Lebensdauer der Teilchen, d.h. die Zeitspanne, in der ein Teilchen mit einem Radius von  $1\mu\text{m}$  von 1 AU Entfernung in die Sonne spiralt, beträgt etwa  $1,4 \cdot 10^3$  Jahre.

Der Poynting-Robertson-Effekt beschreibt die Abbremsung der transversalen Bewegung von Staubteilchen, die sich auf Bahnen um die Sonne bewegen. Eine strenge Herleitung des Poynting-Robertson-Effektes, bei der die Teilchengeschwindigkeit nicht mehr gegen die Lichtgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann, erfordert eine exakte Behandlung der Impulsübertragung zwischen dem Strahlungsfeld der Sonne und dem Teilchen mit Hilfe einer Lorentz-Transformation der speziellen Relativitätstheorie. Hierzu kann auf Arbeiten von ROBERTSON [1937] und LYTTLETON [1976] verwiesen werden. In diesem Abschnitt soll eine anschauliche Betrachtungsweise des Poynting-Robertson-Effektes vorgestellt werden. Die Wirkung dieses Effektes äußert sich in der Tatsache, daß ein Staubteilchen auf seiner Bahn um die Sonne die solaren Photonen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit von der Sonne entfernen, aufgrund seiner Eigenbewegung unter einem Aberrationswinkel  $\alpha$  sieht. Die dabei durch den Strahlungsdruck der Lichtquanten ausgeübte Kraft läßt sich in eine der Gravitationskraft (Strahlungsdruck) und in eine der Teilchenbewegung entgegengesetzte Kraft zerlegen. Da die Bahnenergie des Teilchens aufgrund dieser stetigen Bremswirkung abnimmt, nähert es sich der Sonne auf einer spiralförmigen Bahn. Infolge fehlender Kräfte senkrecht zur Bahnebene bleiben sowohl die Inklination als auch die Länge des aufsteigenden Knotens unbeeinflusst.

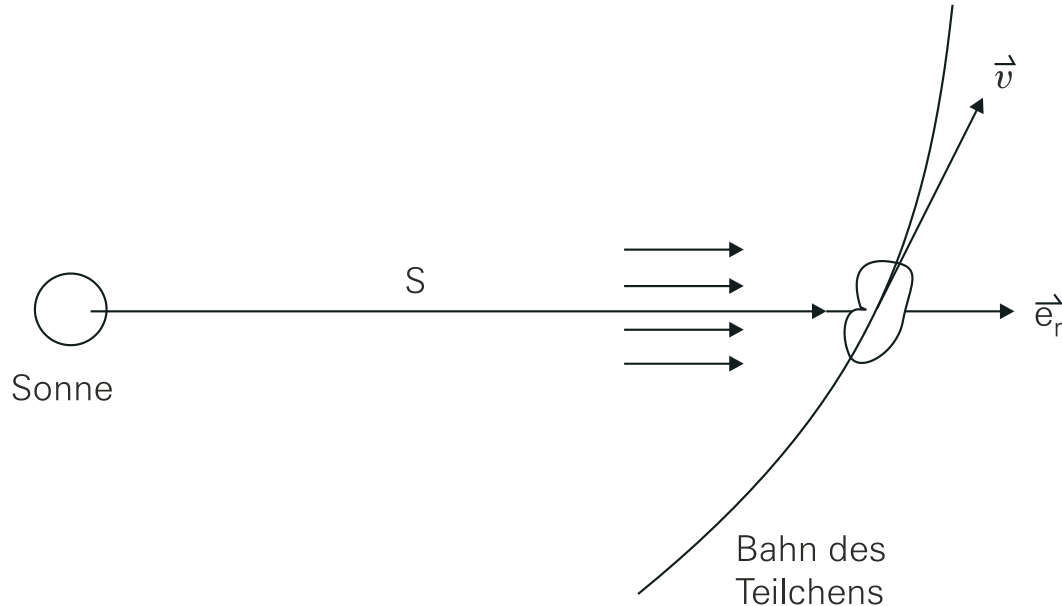


Abbildung 2.1: Ein Staubteilchen bewegt sich mit einer Geschwindigkeit  $v$  im solaren Strahlungsfeld der Flußdichte  $S$  (vgl. BURNS ET AL. [1979]).

In Anlehnung an eine Arbeit von BURNS ET AL. [1979] geht man bei dieser anschaulichen Herleitung ohne Verwendung relativistischer Begriffe von einem Teilchen mit der Masse  $m$ , dem Radius  $s$  und einem geometrischen Querschnitt  $\sigma = \pi \cdot s^2$  aus. Bewegt sich dieses Teilchen, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  ( $\dot{r}$ : Betrag des radialen Anteils von  $\vec{v}$ ) durch das solare Strahlungsfeld der Flußdichte  $S$ , so erhält man aufgrund der durch die Eigengeschwindigkeit des Teilchens bewirkten Energieverschiebung der Strahlung (Doppler-Effekt) eine Energieflußdichte im Ruhesystem des Staubteilchens von

$$S' = S \left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right). \quad (2.6)$$

Einerseits wirkt auf das Staubteilchen eine Kraftkomponente, die im Ruhesystem des Teilchens durch den Strahlungsdruck der Lichtquanten ausgeübt wird:

$$\vec{F}_{rad} = \frac{S'\sigma}{c} \vec{e}_r. \quad (2.7)$$

Andererseits erfährt das Teilchen aufgrund des Aberrationseffektes eine Kraft, die zum Verhältnis aus Teilchen- und Lichtgeschwindigkeit proportional ist. Die Richtung dieser unter dem Aberrationswinkel  $\alpha = \arctan \frac{v}{c}$  auf das Teilchen treffenden Kraft ist der Teilchengeschwindigkeit entgegengesetzt:

$$\vec{F}_{ab} = -\frac{S'\sigma}{c} \frac{\vec{v}}{c}. \quad (2.8)$$

Die Vektorsumme beider Komponenten stellt somit die insgesamt auf das Staubteilchen wirkende Kraft dar:

$$\vec{F}_{rad+ab} = \vec{F}_{rad} + \vec{F}_{ab} = \frac{S'\sigma}{c} \left(\vec{e}_r - \frac{\vec{v}}{c}\right). \quad (2.9)$$

Berücksichtigt man die oben erwähnte Doppler-Verschiebung, so ergibt sich:

$$\vec{F}_{rad+ab} = \frac{S\sigma}{c} \left(\vec{e}_r - \frac{\dot{r}}{c} \vec{e}_r - \frac{\vec{v}}{c} + \frac{\dot{r}\vec{v}}{c^2}\right). \quad (2.10)$$

Während der erste Term den Strahlungsdruck repräsentiert, sind die beiden letzten Komponenten aufgrund der Proportionalität zu  $\vec{v}$  einer Reibungskraft zuzuordnen. Unter der Verwendung von Polarkoordinaten  $(r, \theta)$  läßt sich die Geschwindigkeit  $\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta$  als Summe aus der Radialgeschwindigkeit  $\dot{r}$  und der Transversalgeschwindigkeit  $r\dot{\theta}$  des Teilchens darstellen. In Polarkoordinaten erhält man somit unter Vernachlässigung des Terms  $\frac{1}{2}$  für die auf das Teilchen wirkende Kraft:

$$\vec{F}_{rad+ab} = \frac{S\sigma}{c^2} [(c - 2\dot{r})\vec{e}_r - r\dot{\theta}\vec{e}_\theta]. \quad (2.11)$$

Der für den Poynting-Robertson-Effekt verantwortliche Anteil läßt sich dabei angeben als:

$$\vec{F}_{pr} = -\frac{S\sigma}{c^2}(2\dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta), \quad (2.12)$$

während der übrige radiale Anteil  $F = \frac{S\sigma}{c}$  dem Strahlungsdruck zugeschrieben wird. Der Zusammenhang zwischen dieser Kraft  $\vec{F}_{rad+ab}$  und der Gravitationskraft  $\vec{F}_{grav}$  ist in erster Näherung in  $\frac{v}{c}$  mit Hilfe des oben erwähnten  $\beta$ -Wertes gegeben durch:

$$\vec{F}_{rad+ab} = \beta\vec{F}_{grav}\left(\left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right)\vec{e}_r - \frac{\vec{v}}{c}\right). \quad (2.13)$$

Ausgehend von einer Herleitung des Poynting-Robertson-Effekts läßt sich die auf ein Staubteilchen wirkende Kraft ausdrücken durch (vgl. Gleichung 2.11):

$$\vec{F}_{rad+ab} = \frac{S\sigma}{c}Q_{rad}\left[\left(1 - \frac{2\dot{r}}{c}\right)\vec{e}_r - \frac{r\dot{\theta}}{c}\vec{e}_\theta\right]. \quad (2.14)$$

Hierbei bezeichnet  $S$  die Flußdichte des solaren Strahlungsfeldes,  $\sigma$  den geometrischen Querschnitt des Staubteilchens,  $Q_{rad}$  den Wirkungsfaktor für den Strahlungsdruck und  $\dot{r}$  bzw.  $r\dot{\theta}$  den radialen bzw. transversalen Anteil der Geschwindigkeit ( $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta$ : Einheitsvektoren). Der Betrag der Strahlungsdruckkraft  $F_{rad}$  beschreibt dabei die Wechselwirkung kleiner Teilchen mit dem Strahlungsfeld der Sonne (vgl. BURNS ET AL. [1979]):

$$F_{rad} = \frac{S\sigma}{c}Q_{rad}, \quad S = \frac{L_\odot}{4\pi r^2}. \quad (2.15)$$

Zusammen mit der Gravitationskraft  $F_{grav}$  (siehe Gleichung 1.2) läßt sich der  $\beta$ -Wert als das Verhältnis der Größen  $F_{rad}$  zu  $F_{grav}$  angeben (vgl. Gleichung 2.5):

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \frac{L_\odot\sigma\langle Q_{rad}\rangle}{4\pi mc\mu}. \quad (2.16)$$

Somit ist  $\beta$  unabhängig vom solaren Abstand. Unter der Annahme, daß es sich hierbei um kugelförmige Teilchen (Radius  $s$  und Dichte  $\rho$ ) handelt, vereinfacht sich Gleichung 2.16 zu:

$$\beta = \frac{3\langle Q_{rad}\rangle L_\odot}{16\pi c\mu} \frac{1}{s\rho}. \quad (2.17)$$

## 2.3 Sonnenwind

Ähnlich wie bei der Wechselwirkung des interplanetaren Staubes mit dem Strahlungsfeld der Sonne erfährt das interplanetare Staubteilchen eine Wechselwirkung mit dem Sonnenwinddruck. Als Sonnenwind bezeichnet man den ständig von der Sonne abfließenden Plasmastrom aus Elektronen, Protonen und Ionen, wobei die Alphateilchen neben den Protonen die Hauptkomponente darstellen (SCHWENN [1991]). Kollisionen mit Sonnenwindteilchen bewirken einen Impulsübertrag auf die interplanetaren Staubteilchen. Dieser direkte Sonnenwinddruck äußert sich ebenfalls wie der Strahlungsdruck in einem radialen und einem transversalen Anteil.

Nimmt man an, daß alle Sonnenwindteilchen eine einheitliche radiale Geschwindigkeit besitzen, so läßt sich ein Ausdruck für die Beschleunigung der Staubteilchen unter dem Einfluß des Sonnenwindes angeben. Nach LAMY [1994] ist die auf die Staubteilchen wirkende Kraft pro Masseneinheit gegeben durch

$$\vec{F}_{sw} = \frac{\sigma ZU^2}{m} \frac{\vec{v}_{sw} - \vec{v}_t}{|\vec{v}_{sw} - \vec{v}_t|} = \frac{\sigma ZU}{m} (\vec{v}_{sw} - \vec{v}_t). \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnet  $\sigma = \pi s^2$  wieder den geometrischen Querschnitt,  $m$  die Masse des Staubteilchens,  $\vec{v}_{sw}$  die mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindteilchens und  $\vec{v}_t$  die Geschwindigkeit des Staubteilchens, so daß  $U = |\vec{v}_{sw} - \vec{v}_t|$  den Betrag der Relativgeschwindigkeit zwischen Sonnenwind- und Staubteilchen darstellt. Die Größe  $Z$  ergibt sich in dieser Darstellung als Summe der Massen, die jeweils mit den Dichten der jeweiligen Konstituenten des Sonnenwindes multipliziert werden:

$$Z = m_{proton}n_{proton} + m_{elektron}n_{elektron} + m_{alpha}n_{alpha}. \quad (2.19)$$

Während der Einfluß der radialen Komponente des Sonnenwinddrucks auf die Bewegung der Staubteilchen zu vernachlässigen ist, kann die bremsende transversale Komponente die gleiche Größenordnung erreichen wie die Kraft aufgrund des Poynting-Robertson-Effektes. In diesem Fall ist der Aberrationswinkel (vgl. Abschnitt 2.2) aufgrund der geringeren Geschwindigkeit (ca.  $400 \frac{km}{s}$ ) des Sonnenwindes im Vergleich zur Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Strahlung größer. Die Auswirkungen dieser Kraft  $\vec{F}_{sw}$  (vgl. Gleichung 2.18) werden in Anlehnung an die oben erwähnte Strahlungsdruckkraft auch häufig in einem sogenannten 'Plasma-Poynting-Robertson-Effekt' beschrieben (vgl. FAHR ET AL. [1995]).

## 2.4 Lorentzkraft

Die Bewegung der elektrisch geladenen interplanetaren Staubteilchen im interplanetaren Magnetfeld wird von der Lorentzkraft beeinflusst. Verantwortlich für die elektrische Ladung der Staubteilchen ist einerseits der Elektronen- und Ionenstrom des Sonnenwindes und andererseits die ionisierende UV-Strahlung der Sonne. Die Oberflächenladung wird oftmals beschrieben anhand des elektrischen Potentials, das die Wechselwirkung zwischen einer gegebenen Ladungsverteilung und einer punktförmigen Testladung beschreibt. Die Ladung entspricht nach MORFILL & GRÜN [1979] einem Oberflächenpotential von 5 bis 10 V (vgl. CONSOLMAGNO [1979]; BARGE ET AL. [1982]).

Auf jedes geladene Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{rel}$  relativ zu einem Magnetfeld der Stärke  $\vec{B}$  bewegt, wirkt die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ :

$$\vec{F}_L = \frac{Q}{c}(\vec{v}_{rel} \times \vec{B}). \quad (2.20)$$

Das interplanetare Magnetfeld, das die Heliosphäre ausfüllt, befindet sich im Medium des Sonnenwindes und wird von ihm nach außen getragen. Durch die Überlagerung von Sonnenrotation und radial sich expandierendem Sonnenwind ergibt sich für die Magnetfeldlinien die Form einer Archimedischen Spirale (PARKER [1958]). Die Geschwindigkeit  $\vec{v}_{rel}$  relativ zum Magnetfeld ist im ekliptikalen Bezugssystem die Differenz von Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  und Sonnenwindgeschwindigkeit  $\vec{v}_{sw}$ . Man erhält daher für die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ :

$$\vec{F}_L = \frac{Q}{c}((\vec{v}_t - \vec{v}_{sw}) \times \vec{B}) = \frac{Q}{c}(\vec{v}_t \times \vec{B} - \vec{v}_{sw} \times \vec{B}), \quad (2.21)$$

wobei für das Magnetfeld ( $\beta_{hg}$  als heliozentrische Breite)

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_r \\ B_\phi \\ B_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm B_{r,0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \\ \pm B_{\phi,0} \frac{\omega_\odot}{v_{sw}} (r - r_0) \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \cos \beta_{hg} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

gilt ( $B_r$ : radialer Anteil,  $B_\phi$ : azimuthaler Anteil und  $B_\theta$ : normaler Anteil des Magnetfeldes  $\vec{B}$ ;  $\omega_\odot = 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ : Frequenz der Sonnenrotation mit einer Periode von 27 Tagen). Nach GUSTAFSON [1994] gilt für die gemittelte Magnetfeldstärke  $B_0$  im Abstand  $r_0 = 1 \text{ AU}$ :  $B_0 = B_{r,0} = B_{\phi,0} = 3nT$ . Die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$  läßt sich dann angeben als:

$$\vec{F}_L = \frac{Q}{c}((\vec{v}_t \times \vec{B}) - v_{sw} \vec{e}_r \times (B_r \vec{e}_r + B_\phi \vec{e}_\phi)). \quad (2.23)$$

Da die Teilchengeschwindigkeit  $v_t$  wesentlich kleiner ist als die Geschwindigkeit des Sonnenwindes  $v_{sw}$

$$|\vec{v}_t| \ll |\vec{v}_{sw}|,$$

hängt die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$  im wesentlichen nur von der Sonnenwindgeschwindigkeit und von der Azimuthalkomponente der Magnetfeldstärke ab:

$$\vec{F}_L \approx -\frac{Q}{c} v_{sw} B_\phi \vec{e}_\theta. \quad (2.24)$$

Bei größeren Sonnenwindgeschwindigkeiten vermindert sich aufgrund der steiler werdenden Parker-Spirale die azimuthale Komponente des Magnetfeldes (GUSTAFSON & MISCONI [1979]). Da die azimuthale Komponente des Magnetfeldes  $B_\phi$  sich umgekehrt proportional zur Sonnenwindgeschwindigkeit  $v_{sw}$  verhält, erhält man eine von der Sonnenwindgeschwindigkeit unabhängige Lorentzkraft. Daher brauchen die Bereiche des schnellen Sonnenwinds über den koronalen Löchern sowie der Bereich des langsamen Sonnenwinds nahe der Ekliptik nicht getrennt betrachtet werden. Mit wachsendem solaren Abstand nimmt die Lorentzkraft proportional zu  $\frac{1}{r}$  nach außen hin ab. Die Radialkomponente kann wegen  $\frac{B_r}{B_\phi} \sim \frac{r_0}{r}$  im äußeren Sonnensystem vernachlässigt werden. Das sogenannte Ballerina-Modell beschreibt die beobachteten Sektorstrukturen der Polarität des Sonnenwindmagnetfeldes (ALFVÉN [1977]). Eine schief im Raum liegende Stromschicht trennt die beiden Polaritäten, so daß Teilchen, die sich in der Ekliptik bewegen, ein alternierendes Magnetfeld erfahren. Für Staubteilchen in der Größenordnung von  $0,1\mu m$  bis  $0,7\mu m$  ist die Larmorfrequenz  $\omega_L = \frac{QB}{m}$  ( $Q = 4\pi\epsilon_0\Phi s$  ist die Oberflächenladung) wesentlich kleiner als die Frequenz der Sonnenrotation  $\omega_\odot$  (Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0 = 8,810^{-12} \frac{As}{Vm}$ ,  $\Phi = 5V$ ):

$$\begin{aligned} \omega_L &\ll \omega_\odot, \\ \rightarrow s &\gg \sqrt{\frac{3\epsilon_0\Phi B_0}{\rho\omega_\odot}} = 8 \text{ nm}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

d.h. für Staubteilchen mit einem Radius  $s \gg 8nm$  ist die Larmorpräzession um die Richtung des Sonnenwindmagnetfeldes vernachlässigbar. Die Polarität  $p$  kann nach GUSTAFSON [1994] gemittelt werden zu:

$$\bar{p} = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\tan \beta_{hg}}{\tan \epsilon}, \quad (2.26)$$

$$B_{r,\phi} \rightarrow \bar{B}_{r,\phi} = \bar{p} |B_{r,\phi}|,$$

wobei  $\epsilon$  die Neigung der Stromschicht angibt. Man erkennt aus Gleichung 2.26, daß die gemittelte Magnetfeldstärke  $\bar{B}_{r,\phi}$  im Gegensatz zur momentanen Feldstärke (Gleichung 2.22) für geringe Breiten klein ist. Da die gemittelten Polaritäten in der nördlichen und in der südlichen Hemisphäre immer entgegengesetzt sind, entscheidet das Vorzeichen von  $\bar{p}$  darüber, ob die Lorentzkraft zur Ekliptik hin oder aus der Ekliptik heraus gerichtet ist. Eine kurze Diskussion des Einflusses der elektromagnetischen Kopplung geladener Teilchen mit dem solaren Magnetfeld wird von HAMILTON ET AL. [1996] gegeben. So ist für positiv geladene Teilchen diese Kraft im Zeitraum von 1991 - 2002 aus der Ekliptik gerichtet, so daß diese von der Äquatorebene weg defokussiert werden. Man spricht in diesem Fall von einem defokussierenden Magnetfeld, während das fokussierende Feld elf Jahre zuvor die Teilchen zur Äquatorebene hin fokussiert.

## 2.5 Weitere Einflüsse

Während der Einfluß der Coulombkraft zwischen Sonnenwind und Staubteilchen ('Coulombdruck') vernachlässigt werden kann (vgl. SCHERER & FAHR [1998]), äußert sich der Einfluß der Gravitationskraft der Planeten auf die Dynamik des interplanetaren Staubes ebenfalls als Störfaktor in den Bewegungsgleichungen (KLAČKA [1992]; LIOU & ZOOK [1997]). Die als Folge zeitlicher Veränderungen der Bahnelemente auftretende Präzession sowohl des aufsteigenden Knotens als auch der Perihellänge bewirkt den Übergang von einer hypothetischen Verteilung, die ursprünglich durch klar lokalisierte Staubströme geprägt ist, zu einer rotations-symmetrischen Staubwolke, wie sie beobachtet wird.

## 2.6 Vergleich der Einflüsse

Bezeichnet man mit  $\vec{r}$  den Ortsvektor eines Staubteilchens, so läßt sich folgende Bewegungsgleichung angeben:

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = \vec{F}_{grav} + \vec{F}_{rad+ab} + \vec{F}_L. \quad (2.27)$$

Neben dem solaren Gravitationsterm  $\vec{F}_{grav}$ , der in Gleichung 1.2 aufgeführt ist, und dem Term, der die insgesamt auf das Staubteilchen einschließlich des Einflusses des Poynting-Robertson-Effektes wirkende Kraft  $\vec{F}_{rad+ab}$  der Sonnenstrahlung beschreibt (vgl. Abschnitt 2.2: Gleichung 2.13), enthält die rechte Seite der Gleichung 2.27 die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ . In Tabelle 2.1 und in Abbildung 2.2 sind die verschiedenen Kräfte, die auf ein Staubteilchen mit dem Radius  $s$  und der Dichte  $\rho = 2,5 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$  wirken, unter den üblicherweise im interplanetaren Raum herrschenden Bedingungen bei  $1AU$  ( $1AU = 1,496 \cdot 10^{11}m$ ) aufgeführt (vgl. FECHTIG ET AL. [1981]). Neben einer Sonnenwindgeschwindigkeit von  $400 \frac{km}{s}$ , einer Protonendichte von  $6 \cdot 10^6 \frac{1}{m^3}$  und einer magnetischen Flußdichte von  $5nT$  wird ein Potential von  $+10V$  und der Wirkungsquerschnitt für den Strahlungsdruck mit  $\langle Q_{rad} \rangle = 1$  angenommen. Um die verschiedenen Einflüsse besser vergleichen zu können, ist die jeweilige Kraft auf die entsprechende Masse des Staubteilchens bezogen.

Im Vergleich zum Strahlungsdruck sind sowohl der radiale Anteil des Sonnenwinddruckes ( $< 3 \cdot 10^{-3} \%$ ) als auch der Coulombdruck ( $< 7 \cdot 10^{-6} \%$ ) vernachlässigbar, so daß diese Größen hier fehlen. Wie aus Tabelle 2.1 bzw. Abbildung 2.2 ersichtlich, nimmt der Einfluß des Strahlungsdruckes und damit der Einfluß des Poynting-Robertson-Effektes mit zunehmender Partikelgröße ab. Nur für Teilchen, deren Radien kleiner sind als die Maximumwellenlänge des solaren Spektrums, erreicht die Lorentzkraft  $F_L$  Größenordnungen, die im Bereich der Gravitationskraft  $F_{grav}$  und der Strahlungsdruckkraft  $F_{rad+ab}$  liegen. Allerdings ist in diesem Größenbereich die Annahme  $\langle Q_{rad} \rangle = 1$  unrealistisch, da infolge der Rayleigh-Streuung die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Wellenlänge durch  $Q_{rad} \sim \lambda^{-4}$  beschrieben wird. Die hier in Tabelle 2.1 bzw. in Abbildung 2.2 gezeigten Werte

Tabelle 2.1: Größenvergleich der verschiedenen Kräfte, bezogen auf die jeweilige Masse des interplanetaren Staubteilchens mit Radius  $s$  unter den üblicherweise (im Text beschrieben) im interplanetaren Raum herrschenden Bedingungen bei 1AU solarem Abstand. ( $F_{grav}$ : Gravitation;  $F_{rad}$ : Strahlungsdruck;  $F_{pr}$ : der für den Poynting-Robertson-Effekt verantwortliche Anteil von  $F_{rad+ab}$ ;  $F_{sw}$ : azimuthaler Anteil des Sonnenwindes;  $F_L$ : Lorentzkraft).

$s$ [ $\mu m$ ]	$F_{grav}/m$ [N/kg]	$F_{rad}/m$ [N/kg]	$F_{pr}/m$ [N/kg]	$F_{sw}/m$ [N/kg]	$F_L/m$ [N/kg]
0,1	$-5,94 \cdot 10^{-3}$	$9,75 \cdot 10^{-3}$	$9,69 \cdot 10^{-7}$	$2,57 \cdot 10^{-7}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$
1,0	$-5,94 \cdot 10^{-3}$	$9,75 \cdot 10^{-4}$	$9,69 \cdot 10^{-8}$	$2,57 \cdot 10^{-8}$	$1,07 \cdot 10^{-4}$
10	$-5,94 \cdot 10^{-3}$	$9,75 \cdot 10^{-5}$	$9,69 \cdot 10^{-9}$	$2,57 \cdot 10^{-9}$	$1,07 \cdot 10^{-6}$
100	$-5,94 \cdot 10^{-3}$	$9,75 \cdot 10^{-6}$	$9,69 \cdot 10^{-10}$	$2,57 \cdot 10^{-10}$	$1,07 \cdot 10^{-8}$

gelten für 1AU. Sehr kleine Partikel mit Radien  $< 0,1\mu m$  unterliegen der Wechselwirkung mit dem interplanetaren magnetischen Feld. Die Gravitation kann hier vernachlässigt werden. Berücksichtigt man die quadratische Abhängigkeit der Abnahme von  $F_{grav}$  und  $F_{rad+ab}$  mit dem solaren Abstand  $r$  gegenüber der linearen von  $F_L$ , so ist das Verhältnis von Lorentzkraft zu effektiver Gravitation  $\frac{F_L}{F_{eff}}$  proportional zum solaren Abstand  $r$ . In einer Studie von LANDGRAF [1998] ist dieses Verhältnis in Abhängigkeit vom Teilchenradius und vom solaren Abstand bis zu 100AU hin modelliert worden. Dabei wird besonders der dominierende Einfluß der Lorentzkraft für Staubteilchen der Größenordnung  $< 0,1\mu m$  mit zunehmenden solaren Abstand sichtbar.

Unter der Annahme eines radialen Verlaufes des Magnetfeldes  $\vec{B}$  wurde von KRIVOV ET AL. [1998a] das Verhältnis von Lorentzkraft zur effektiven Gravitationskraft untersucht:

$$\frac{F_L}{F_{grav} - F_{rad+ab}} \approx \frac{QBv}{mc} \frac{r^2}{\mu(1 - \beta)}. \quad (2.28)$$

Die Masse  $m$  eines Aggregatteilchens mit der Dichte  $\rho$  wird durch die Beziehung

$$m = \frac{4\pi}{3} \rho f_{fit} s_c^D \quad (2.29)$$

beschrieben (vgl. MUKAI ET AL. [1992]). Dabei stellt  $s_c$  einen charakteristischen Kugelradius einer Gyrationbewegung um das Staubaggregat herum dar,  $f_{fit}$  einen Fitfaktor und  $D$  charakterisiert als fraktale Dimension die Gestalt des Staubaggregats.  $D$  ist über die Beziehung zwischen der Zahl der Konstituenten  $N$ , die dieses Aggregat bilden, und dem normalisierten Teilchenradius  $\frac{s_c}{s}$  festgelegt:

$$N = f_{fit} \left(\frac{s_c}{s}\right)^D, \quad (2.30)$$



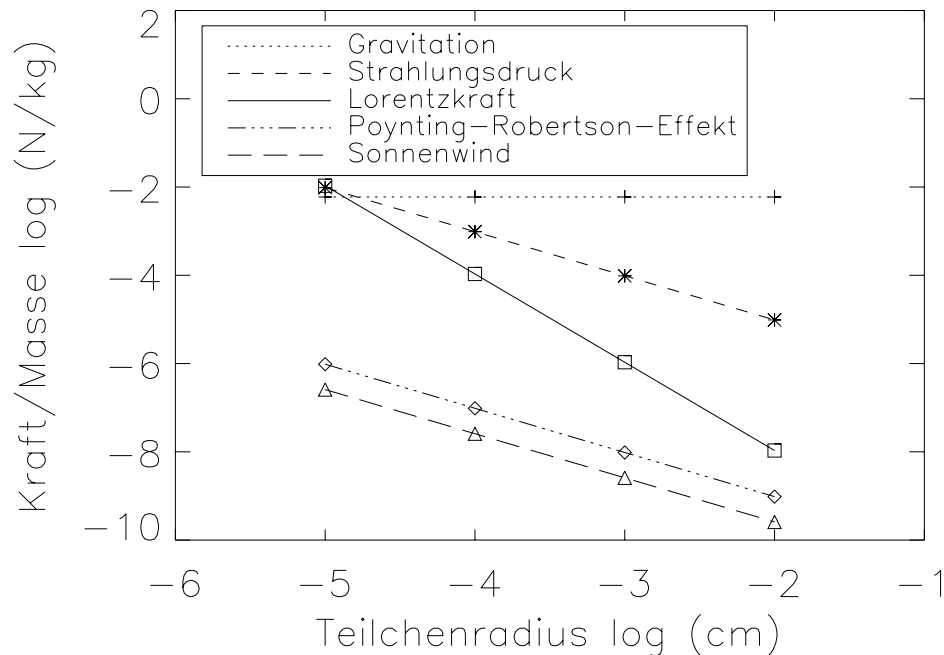


Abbildung 2.2: Größenvergleich der verschiedenen Kräfte (Gravitation, Strahlungsdruck, Lorentzkraft, Poynting-Robertson-Effekt und Sonnenwind), bezogen auf die jeweilige Masse des interplanetaren Staubeilchens bei 1 AU solaren Abstand. Im Vergleich zur Gravitationskraft gewinnen die anderen Kräfte zu kleinen Massen hin an Bedeutung. Besonders die Strahlungsdruckkraft und die Lorentzkraft sind für kleine Teilchen von der gleichen Größenordnung wie die Gravitationskraft (vgl. FECHTIG ET AL. [1981]).

so daß sich eine Porösität  $P$  angeben läßt als:

$$P = 1 - f_{fit} \left( \frac{s_c}{s} \right)^{D-3}. \quad (2.31)$$

Der Ausdruck  $f_{fit} \left( \frac{s_c}{s} \right)^{D-3}$  spiegelt hier den Gesamtanteil der Hohlräumeinschlüsse innerhalb des Staubaggregats wider. Während kompakte Staubpartikeln mit  $f_{fit} = 1$  und  $D = 3$  eine Porösität  $P = 0$  ergeben, lassen sich poröse Staubaggregate in BPCA (= ballistic particle cluster aggregate) - und BCCA (= ballistic cluster cluster aggregate) - Strukturen unterscheiden. Bei gleichem Teilchenradius  $s$  haben MUKAI ET AL. [1992] bei BPCA-Strukturen für  $D$  einen Wert von 2,98 und bei BCCA-Strukturen einen Wert von 1,93 ermittelt. Zusammen mit der Kreisgeschwindigkeit  $v = \sqrt{\frac{\mu(1-\beta)}{r}}$  erhält man für das obige Verhältnis (Gleichung 2.28) folgenden Ausdruck:

$$\frac{F_L}{F_{grav} - F_{rad+ab}} \approx \frac{\Phi B}{400\pi c \rho_{ffit} n} \frac{1}{s_c^{D-1}} \text{ mit } n = \sqrt{\frac{\mu(1-\beta)}{r^3}}. \quad (2.32)$$

Poröse Teilchen erfahren eine um bis zu eine Größenordnung höhere Lorentzkraft als kompakte Teilchen. Das bedeutet, daß die Lorentzkraft im Submikrometerbereich nicht vernachlässigt werden darf. Nach der Arbeit von LANDGRAF [1998], der das Kräfteverhältnis im Rahmen einer Modellierung der heliosphärischen Wechselwirkung untersuchte, dominiert der Strahlungsdruck den Radiusbereich von  $0,1\mu m$  bis  $0,5\mu m$ .

## 2.7 Materialeigenschaften

Die Annahme einer Kugel aus homogenem Material, welche die Mie-Theorie im Hinblick auf eine exakte Lösung des Streuproblems als Voraussetzung benötigt, wurde von WILCK [1994] dazu benutzt, die  $\beta$ -Abhängigkeit vom Material der einzelnen Teilchen zu untersuchen.

Die Mie-Theorie liefert unter der Annahme einer linear polarisierten, einfallenden Welle die senkrecht und parallel zur Bildebene schwingenden Komponenten der gestreuten Welle. Elektrische und magnetische Feldstärke und Intensität der gestreuten Welle lassen sich in Abhängigkeit vom Streuwinkel, vom Brechungsindex des Teilchenmaterials sowie vom Verhältnis aus Teilchenumfang zur Wellenlänge in Form einer Reihenentwicklung darstellen. Nach der Mittelung über alle möglichen Polarisationsrichtungen bestimmt das Verhältnis der gestreuten und absorbierten Strahlungsenergie zur pro Flächeneinheit einfallenden Energie den sogenannten Extinktionsquerschnitt  $C_{ext} = C_{sca} + C_{abs}$  bzw. unter Benutzung eines Wirkungsfaktors  $Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi s^2}$  die Beziehung  $Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs}$  ( $Q_{sca} = \frac{C_{sca}}{\pi s^2}$ ,  $Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{\pi s^2}$ ). Der auf ein Teilchen übertragene Impuls ist gleich  $S/c$ , wobei der tatsächliche Strahlungsfluß  $S$  sich als Summe aus der vom Teilchen pro Zeiteinheit absorbierten Energie  $S \cdot \pi s^2 Q_{abs}$  und gestreuten Energie  $S \cdot \pi s^2 Q_{sca}$ , jedoch vermindert um den in der ursprünglichen Richtung weiter laufenden Energiestromanteil  $S \cdot \pi s^2 Q_{sca} \langle \cos \theta \rangle$  ( $\langle \cos \theta \rangle$  als Asymmetriefaktor) ergibt:

$$\langle Q_{rad} \rangle = Q_{abs} + Q_{sca} - Q_{sca} \langle \cos \theta \rangle = Q_{abs} + Q_{sca} (1 - \langle \cos \theta \rangle). \quad (2.33)$$

Der Grenzfall sehr kleiner Teilchen, bei der die Streuung weitestgehend isotrop ist, ist durch die Rayleigh-Streuung  $Q_{sca} \sim \lambda^{-4}$  beschrieben. WILCK [1994] legt in seinem Modell der Lichtstreuung an Staubteilchen neben dem Kern-Mantel-Modell auch Mischungen aus verschiedenen Stoffen zugrunde. Während sich das Kern-Mantel-Modell auf eine zweischalige Kugel aus silikatischem Kern und einer absorbierenden kohlenstoffhaltigen Außenschicht bezieht, charakterisiert die Maxwell-Garnett-Regel im Falle verschiedener Stoffe das effektive Medium durch die dielektrische Funktion  $\epsilon_{av}$ . Für kugelförmige Einlagerungen verschiedener, räumlich isotroper Stoffe mit

den dielektrischen Funktionen  $\epsilon_j, j = 1, \dots, k$  in eine Matrix einer Grundsubstanz mit der dielektrischen Funktion  $\epsilon_m$  lautet die Maxwell-Garnett-Regel:

$$\epsilon_{av} = \frac{(1-f)\epsilon_m + \sum_{j=1}^k f_j \alpha_j \epsilon_j}{1-f + \sum_{j=1}^k f_j \alpha_j} \quad \text{mit} \quad \alpha_j = \frac{3\epsilon_m}{\epsilon_j + 2\epsilon_m}. \quad (2.34)$$

Hierbei bezeichnet  $f_j$  den Volumenanteil der  $j$ -ten Einlagerungskomponente und  $f = \sum_{j=1}^k f_j$  den Gesamtanteil der Einlagerungen.

Abbildung 2.3 zeigt eine Modellierung von LANDGRAF ET AL. [1999b], in der der Verlauf des  $\beta$ -Wertes für verschiedene Zusammensetzung in Abhängigkeit von der Teilchenmasse aufgetragen ist. Sowohl poröses und homogenes astronomisches Silikat mit Dichten von  $1,6 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$  bis zu  $2,5 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$  als auch organisches Material sind hierbei untersucht worden. Zusätzlich sind aus Mikrowellenmessungen ermittelte  $\beta$ -Werte verschiedener Teilchenstrukturen eingezeichnet. In diesem Zusammenhang spricht man auch von  $\beta$ -Meteoroiden, die an einer späteren Stelle definiert (Abschnitt 2.10) und experimentell nachgewiesen werden (Abschnitt 3).

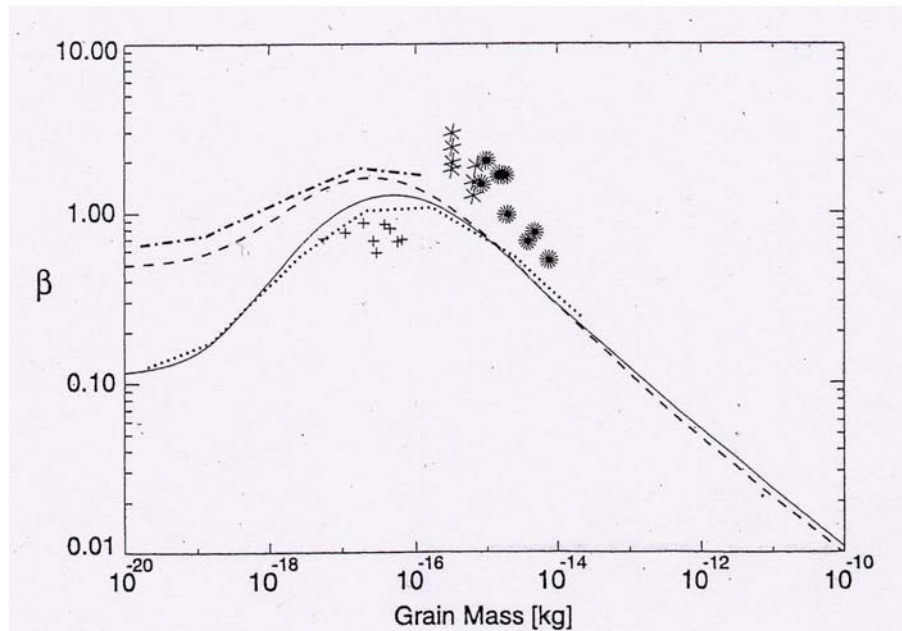


Abbildung 2.3: Der Strahlungsdruckkoeffizient  $\beta$  als Funktion der Teilchenmasse: —: homogenes astronomisches Silikat ( $2,5 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$ );  $\dots$ : poröses astronomisches Silikat gemittelt über verschiedene Orientierungen; - - -: kugelförmiges poröses Material ( $2,5 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$ ); - · -: aus organischem Material zusammengesetzte Teilchen; +: kompakte Aggregate aus astronomischem Silikat; \*: poröse Aggregate aus astronomischem Silikat; \*: Kern-Mantel-Teilchen aus organischem Material (vgl. LANDGRAF ET AL. [1999b]).

## 2.8 $\beta$ -Lücke

LANDGRAF ET AL. [2000] hat im Zusammenhang mit der Untersuchung zur Verteilung des interstellaren Staubes im Sonnensystem festgestellt, daß im Bereich zwischen 2 und 4 AU eine auffallende Lücke in der Massenverteilung im Intervall zwischen  $1 \cdot 10^{-17} kg$  und  $3 \cdot 10^{-17} kg$  existiert. Da diese Lücke, die außerhalb von 4 AU nicht beobachtet wurde, sowohl an Bord der Raumsonde ULYSSES als auch an Bord von GALILEO gemessen wurde, kann ein Instrumentenfehler ausgeschlossen werden. Mögliche Entstehungsursachen dieser Lücke sollen daher diskutiert werden. Zum einen könnte der interstellare Staub in Sonnennähe aufgrund verschiedener Prozesse zerstört worden sein. Zum anderen müssen unterschiedliche abstoßende Kräfte untersucht werden. Bei einer Strahlungstemperatur von etwa  $4K$  innerhalb der lokalen interstellaren Wolke kann der Einfluß des Sonnenwindes auf Teilchen dieser Größenordnung als Erklärung ausgeschlossen werden. Ebenso ist die interplanetare Teilchendichte zu gering, eine derartige Zerstörungsrate kleiner Teilchen im Massenbereich von  $1 \cdot 10^{-17} kg$  bis  $3 \cdot 10^{-17} kg$  zu erklären.

Die Lorentzkraft, die durch Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem interplanetaren Magnetfeld entsteht, bewirkt, daß bevorzugt kleine Teilchen im Massenbereich  $< 10^{-17} kg$  aus dem Sonnensystem entfernt werden. In diesem Fall müßten ebenfalls die noch kleineren Staubteilchen fehlen, was aber nicht beobachtet wurde. Daher kann die Lorentzkraft dieses lokale Phänomen nicht erklären.

Nach Gleichung 2.17 ist der  $\beta$ -Wert und damit die Stärke des Strahlungsdrucks von der Teilchenmasse abhängig. Betrachtet man den Strahlungsdruckkoeffizienten in Abbildung 2.3, so erreichen interstellare Teilchen in der Größenordnung zwischen  $10^{-18}$  und  $10^{-15} kg$  maximale  $\beta$ -Werte, die größer als eins sind. Diese Teilchen mit  $\beta > 1$  können sich nur bis zu einer durch  $\beta$  und durch ihre Anfangsgeschwindigkeit gegebene Distanz der Sonne nähern, so daß eine verbotene Zone ausgebildet wird. Im Rahmen einer Modellierung hat LANDGRAF [1998] die Dynamik eines einzelnen interstellaren Teilchens für  $\beta \neq 1$  und den Grenzfall  $Q/m \rightarrow 0$  untersucht. Da diese Näherung besonders für Partikel im Mikrometerbereich zutrifft, kann ein mögliches Entstehen der Lücke aufgrund des Strahlungsdruckkrafts überprüft werden. Als Ergebnis seiner Untersuchung läßt sich ein minimaler Abstand zur Sonne angeben:

$$r_{min} = \frac{4\mu(\beta - 1)}{v_{\infty}^2(1 - \cos \xi)} \quad (2.35)$$

mit  $\xi$  als Winkel zwischen Anfangsrichtung und dem Punkt auf der Kurve mit dem Abstand  $r_{min}$  ( $v_{\infty}$ : Geschwindigkeit des Staubteilchens). Das bedeutet, daß sich interstellare Teilchen mit einem  $\beta$ -Wert  $> 1$  nur bis zu einer durch  $\beta$  und durch ihre Anfangsgeschwindigkeit gegebenen Distanz der Sonne nähern können. Es bildet sich eine verbotene Zone aus, deren Rand den minimal erreichbaren heliozentrischen Abstand  $r_{min}$  beschreibt. Dadurch daß die Messungen von ULYSSES innerhalb dieser Zone, die analytisch als Rotationsparaboloiden mit der Sonne als Brennpunkt dargestellt werden kann, erfolgt sind, konnte diese Lücke wahrgenommen werden. Aufgrund des ursächlichen Zusammenhangs mit dem Strahlungsdruck spricht man daher von der  $\beta$ -Lücke.

## 2.9 Einfluß auf Teilchen nahe der Sonne

Besonders nahe der Sonne, wo die Größe der Staubteilchen durch Sublimation reduziert wird, kann der Strahlungsdruck entscheidend für die Dynamik von Staubteilchen werden (siehe BELTON [1967]). Eine erste genaue Untersuchung wurde von MUKAI ET AL. [1974] durchgeführt. Das Verhalten von dielektrischen wie auch von absorbierenden Teilchen ist von KRIVOV ET AL. [1998b] im Rahmen einer Modellierung der dynamischen Entwicklung innerhalb einer Region von bis zu 10 solaren Radien um die Sonne untersucht worden ( $1 \text{ AU} \simeq 216$  solare Radien). Unter der Berücksichtigung verschiedener Kräfte wie  $\vec{F}_{grav}$ ,  $\vec{F}_{rad}$ ,  $\vec{F}_{pr}$  ( $\vec{F}_{pr}$ : Poynting-Robertson-Kraft, vgl. Abschnitt 2.2) und  $\vec{F}_L$  ist festgestellt worden, daß die Gravitation und der Strahlungsdruck zusammen mit der Sublimation im wesentlichen für den Abfall der Teilchengröße sowie für das dynamische Verhalten der Teilchen verantwortlich sind. Hierbei sind sowohl Silikatteilchen als Beispiel für dielektrische Teilchen als auch Kohlenstoffteilchen als Beispiel für absorbierende Teilchen betrachtet worden. Für die Struktur sind poröse und kompakte Staubpartikel miteinander verglichen worden. Zur Berechnung der Lorentzkraft wurden Magnetfelddaten des Zeitraums von 1976 - 1996 herangezogen. Während größere Teilchen in diesem Modell ihre ursprünglichen Bahnverteilungen beibehalten und unter der Wirkung der Poynting-Robertson-Kraft radial nach innen strömen, werden die Teilchen in der Größenordnung von etwa  $3 \mu\text{m}$  und darunter stark beeinflusst. Kleine Silikatteilchen sublimieren bei etwa 2 solaren Radien, während hingegen Kohlenstoffteilchen bei etwa 3 bis 4 Sonnenradien durch den Strahlungsdruck nach außen bewegt werden und anschließend als  $\beta$ -Meteoroide den sonnennahen Bereich auf ungebundenen Bahnen verlassen. Die ermittelte Variation der Teilchengröße mit dem Abstand zur Sonne ist in Abbildung 2.4 gezeigt. In einem Modell von ISHIMOTO & MANN [1999] werden Angaben zum Teilchenfluß und zur Anzahl-dichteverteilung interplanetarer Staubteilchen innerhalb von  $1 \text{ AU}$  gemacht. Neben der Bildung kleiner Teilchen als Folge von Kollisionen wird der Verlust aufgrund des Poynting-Robertson-Effektes berücksichtigt. Die Kollisionsentwicklung und die resultierende Massenverteilung hängt hierbei von den Bahnen der Kollisionsfragmente ab. Unter der Annahme einer zeitlich stabilen Flußverteilung erfordert so ein Fluß an  $\beta$ -Meteoroiden im Massenbereich zwischen  $10^{-18}$  und  $10^{-16} \text{ kg}$  ein Reservoir an Teilchen mit Massen  $> 10^{-10} \text{ kg}$ . Kurzperiodische Kometen aus dem Kuiper-Gürtel mit einem Perihel von etwa  $0,7 \text{ AU}$  Sonnenabstand werden hierbei als mögliche Mutterkörper angesehen.

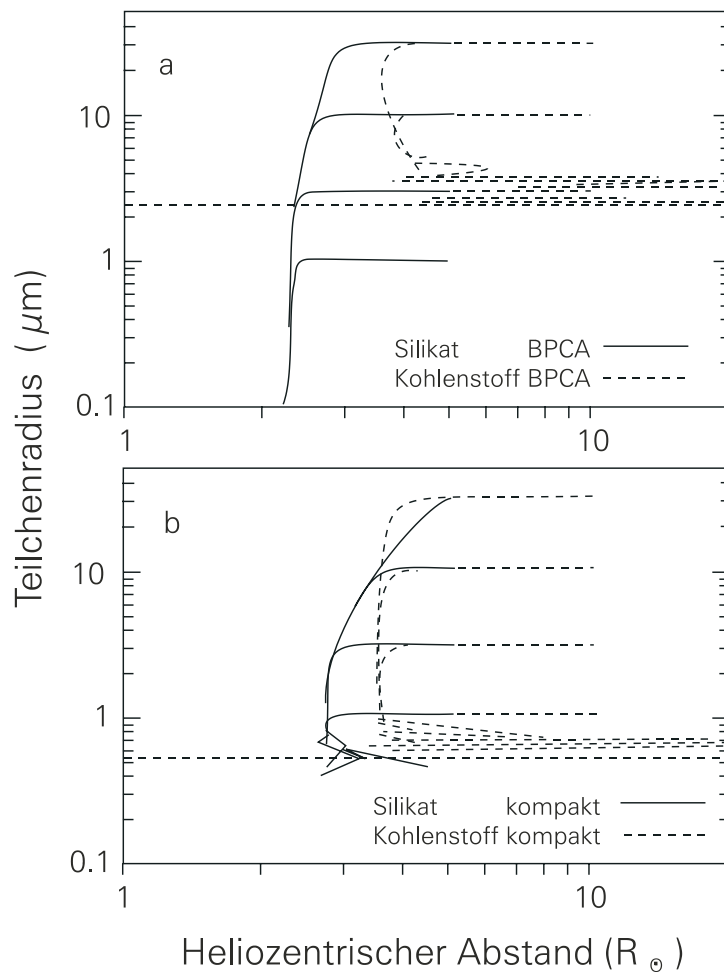


Abbildung 2.4: Verlauf der Abnahme verschiedener Teilchengrößen poröser (BPCA = ballistic particle cluster aggregate) (oben) und kompakter (unten) Staubpartikel bei Annäherung an die Sonne: Kohlenstoff- und Silikatteilchen wurden als Beispiel für weitgehend transparente bzw. stark absorbierende Teilchen gewählt.

Teilchenradius: 30, 10, 3 und 1  $\mu\text{m}$ ;

Abstand zu Beginn: 5  $R_{\odot}$  (Silikat), 10  $R_{\odot}$  (Kohlenstoff);

Silikatteilchen sublimieren bei etwa 2 solaren Radien;

Kohlenstoffteilchen werden durch den Strahlungsdruck nach außen bewegt und verlassen den sonnennahen Bereich auf ungebundenen Bahnen:

oben: Poröse (BPCA) Kohlenstoffteilchen mit einem Radius von 2,4  $\mu\text{m}$  besitzen einen  $\beta$ -Wert von 1; unten: Kompakte Kohlenstoffteilchen mit einem Radius von 0,5  $\mu\text{m}$  besitzen einen  $\beta$ -Wert von 1 (vgl. KRIVOV ET AL. [1998b]).

## 2.10 $\beta$ -Meteoroiden

### 2.10.1 Definition von $\beta$ -Meteoroiden

Unter  $\beta$ -Meteoroiden versteht man interplanetare Staubteilchen, die sich unter dem Einfluß der Strahlungsdruckkraft  $\vec{F}_{rad}$  auf hyperbolischen Bahnen von der Sonne entfernen. Wie in Abschnitt 1.2 gezeigt ist für diese Teilchen der Strahlungsdruckkoeffizient  $\beta$  stets größer als  $\frac{1}{2}qa^{-1}$  ( $q$ : Perihelabstand des Mutterkörpers;  $a$ : große Halbachse des Mutterkörpers). Nachdem erstmalig auf der Grundlage der Daten der PIONEER 8/9-Missionen verschiedene Studien (BERG & GRÜN [1973]; ZOOK & BERG [1975]) Mikrometeoroiden der Größenordnung  $< 10^{-16} kg$  aus Sonnenrichtung identifiziert haben, ist der Name  $\beta$ -Meteoroid von ZOOK & BERG [1975] zur Unterscheidung von den aus der Apexrichtung der Raumsonde kommenden  $\alpha$ -Meteoroiden geprägt worden. Der Name  $\beta$ -Meteoroid zielt auf das Verhältnis aus Strahlungsdruckkraft und Gravitationskraft. Da beide Kräfte umgekehrt proportional zum Quadrat des solaren Abstandes sind, hängt der damit verbundene  $\beta$ -Wert (s. Gleichung 2.5) lediglich von der Struktur und von den Teilcheneigenschaften ab.

### 2.10.2 Entstehung von $\beta$ -Meteoroiden

Die Bildung dieser  $\beta$ -Meteoroiden steht also in einem direkten Zusammenhang mit der Entstehung kleinerer Teilchen. Daher befinden sich diese Teilchen in einem Massenbereich, der mit einem hohen  $\beta$ -Wert verknüpft ist. Anhand von Beobachtungen bei 1 AU können Angaben zur Größenverteilung und zur räumlichen Dichte der interplanetaren Staubwolke gemacht werden. So ist ein Großteil der Teilchen im Massenbereich kleiner als  $10^{-13} kg$  aus Kollisionen der Zodiakallichtteilchen (Massenbereich:  $10^{-13} kg$  bis  $10^{-8} kg$ ) untereinander entstanden (GRÜN ET AL. [1985]).

#### $\beta$ -Werte

Das Verhältnis beider Kräfte wird wesentlich vom Radius  $s$  des Staubteilchens und der Dichte  $\rho$  bestimmt. Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf für  $\beta$  in Abhängigkeit von der zur Dichte proportionalen Teilchenmasse  $m$ , wie er sich für Modellrechnungen für die Lichtstreuung von Teilchen unterschiedlicher Eigenschaften ergibt. Auch wenn sich die exakten Streueigenschaften für Teilchen aus verschiedenen Materialien und für Teilchen verschiedener Struktur unterscheiden, läßt sich ein allgemeiner Verlauf feststellen. Im Größenbereich, wo die Lichtstreuung streng mit geometrischer Optik beschrieben wird, steigt der  $\beta$ -Wert zu kleinen Teilchen hin an. Bei Teilchenmassen zwischen  $10^{-18}$  und  $10^{-16} kg$  weist das Verhältnis von Strahlungsdruckkraft  $F_{rad}$  zu Gravitationskraft  $F_{grav}$  ein weitgehend materialunabhängiges Maximum auf. Die Streueigenschaften in diesem Bereich können durch die Mie-Theorie beschrieben werden. Der Bereich kleinerer Massen wird von der Rayleigh-Streuung dominiert, d.h. sowohl Streuquerschnitt als auch Gravitation sind der Masse proportional. Beim Übergang zu größeren Massen liefert der Einfluß der geometrischen Optik in grober Näherung ein zur Masse reziprokes Verhalten des  $\beta$ -Wertes, so daß auch hier kaum  $\beta$ -Meteoroiden erwartet werden.

## Konsequenzen für die Dynamik

Die Lichtstreuungseigenschaften variieren mit dem Verhältnis von Teilchengröße zu Wellenlänge des gestreuten Lichtes. Im Falle des Sonnenspektrums, wo das Maximum im sichtbaren Spektralbereich liegt, werden große  $\beta$ -Werte im Größenbereich von 0,3 bis 1,7 erwartet. Betrachtet man nun den Einfluß des Strahlungsdrucks auf die Bewegung der Staubteilchen, so ist infolge eines erhöhten  $\beta$ -Wertes die Fluchtgeschwindigkeit geringer. Als Folge davon kann das entsprechende Teilchen die gebundene Bahn eher verlassen und so auf eine ungebundene Bahn gelangen. Im Bereich der Rayleigh-Streuung führt ein konstanter, aber kleinerer  $\beta$ -Wert dazu, daß die Bildung sogenannter  $\beta$ -Meteoroiden in diesem Massenbereich erschwert wird.

KAPIŠINSKÝ [1985] gibt drei verschiedene Entstehungsmechanismen für die Bildung von  $\beta$ -Meteoroiden an: Er unterscheidet zwischen Kollision (DOHNANYI [1976], FECHTIG [1976]), Sublimation (BELTON [1976], [1977]) und der Entstehung an der Sonnenoberfläche (HEMENWAY ET AL. [1972]). Der letztgenannte Prozeß beruht auf Raketenmessungen, mit denen die Elementzusammensetzung von Staubteilchen analysiert worden sind. Dabei wird angeführt, daß Teilchen eingesammelt wurden, die in ihrer Elementzusammensetzung der Sonne zugerechnet wurden. Eine genaue Klärung dieses Entstehungsprozesses ist jedoch bislang noch nicht gelungen. In diesem Zusammenhang muß die Sublimationsrate von Staub nahe der Sonne gegenüber der Fluchtgeschwindigkeit abgeschätzt werden. Heute wird angenommen, daß es sich um Kontamination handelt.

In einer Studie von SCHWEHM [1980], welche die Bildung von  $\beta$ -Meteoroiden als Folge der Verdampfung von Staubteilchen in der Nähe der Sonne untersucht, hat sich dieser Erzeugungsmechanismus für  $\beta$ -Meteoroiden als sehr ineffektiv erwiesen. Hiernach können nur sehr kleine, stark absorbierende Staubteilchen (Submikrometerteilchen) soviel Masse verlieren, daß sie auf ungebundenen Bahnen das Sonnensystem verlassen können. Daher liegt die Vermutung nahe, daß  $\beta$ -Meteoroiden vorzugsweise aufgrund von Kollisionen das Sonnensystem auf ungebundenen Bahnen verlassen. In der Arbeit von MANN ET AL. [2000] wird im Rahmen einer Untersuchung möglicher Bildungsprozesse von  $\beta$ -Meteoroiden auf Arbeiten von MUKAI ET AL. [1974], von WHIPPLE [1976] und von LE SERGEANT D'HENDECOURT & LAMY [1981] verwiesen. MUKAI ET AL. [1974] diskutiert die räumliche Staubverteilung als Folge von Sublimation, durch welche die Bahnbewegung der Teilchen stabilisiert wird. Falls ihre Größe aufgrund von Sublimation und Strahlungsdruck verringert wird, gelangen absorbierende Teilchen auf Bahnen höherer Exzentrizität (MUKAI [1996]). WHIPPLE [1967] sieht die Ursache der Entstehung von  $\beta$ -Meteoroiden allein in Kollisionen, insbesondere als Bruchstücke kometares Ursprungs. Dagegen betrachten LE SERGEANT D'HENDECOURT & LAMY [1981] sowohl die destruktive Kollision, bei der beide Kollisionspartner vollständig zerstört werden, als auch die sogenannte erosive Kollision, die durch Kraterbildung auf dem Targetmaterial gekennzeichnet ist.



# Kapitel 3

## In-situ-Nachweis von $\beta$ -Meteoroiden

In diesem Kapitel sollen zunächst die Messungen vorgestellt werden, mit denen bereits  $\beta$ -Meteoroiden nachgewiesen wurden. Daraufhin wird beschrieben, wie beim Staubexperiment auf der Raumsonde ULYSSES Staubteilchen detektiert werden. Es wird das zur Verfügung stehende Datenmaterial vorgestellt und gezeigt, wie hieraus verschiedene Teilchenpopulationen identifiziert werden. Die Problematik bei der Bestimmung der Bahnelemente wird zusammen mit einer Fehlerbetrachtung diskutiert. Es wird eine Methode entwickelt, mit der  $\beta$ -Meteoroiden aus dem vorhandenen Datensatz der ULYSSES-Mission identifiziert werden.

### 3.1 Bisherige Messungen

Verschiedene Autoren haben für Durchmesser im Bereich von 0,1 bis 0,5  $\mu\text{m}$   $\beta$ -Werte von 0,3 bis zu 10 ermittelt. Neben dem bereits in Abschnitt 2.10 erwähnten Nachweis anhand der Daten der PIONEER 8/9-Missionen waren  $\beta$ -Meteoroiden weiterhin an Bord der Raumsonde HEOS 2 (FECHTIG [1976]; HOFFMANN ET AL. [1975]) sowie auf der Station SKYLAB (HEMENWAY ET AL. [1975]) Gegenstand der Forschung gewesen. Weitere Studien von FECHTIG [1976], HARTUNG & STORZER [1974] und LE SERGEANT D'HENDECOURT & LAMY [1980] beziehen sich auf Mikrokratereinschläge, während LE SERGEANT D'HENDECOURT & LAMY [1978], GRÜN [1980] und GRÜN & ZOOK [1980] sich auf Beobachtungen von HELIOS 1 gestützt haben. Ebenso sind mit der HITEN-Raumsonde (IGENBERGS ET AL. [1991]) im Rahmen der MUSES-A Mission  $\beta$ -Meteoroiden nachgewiesen worden. Gleichzeitig sind hierbei auch sogenannte Apex-Teilchen entdeckt worden, welche sich auf Bahnen ähnlich jener der Erde um die Sonne bewegen.

## 3.2 Nachweis mit ULYSSES-Staubexperiment

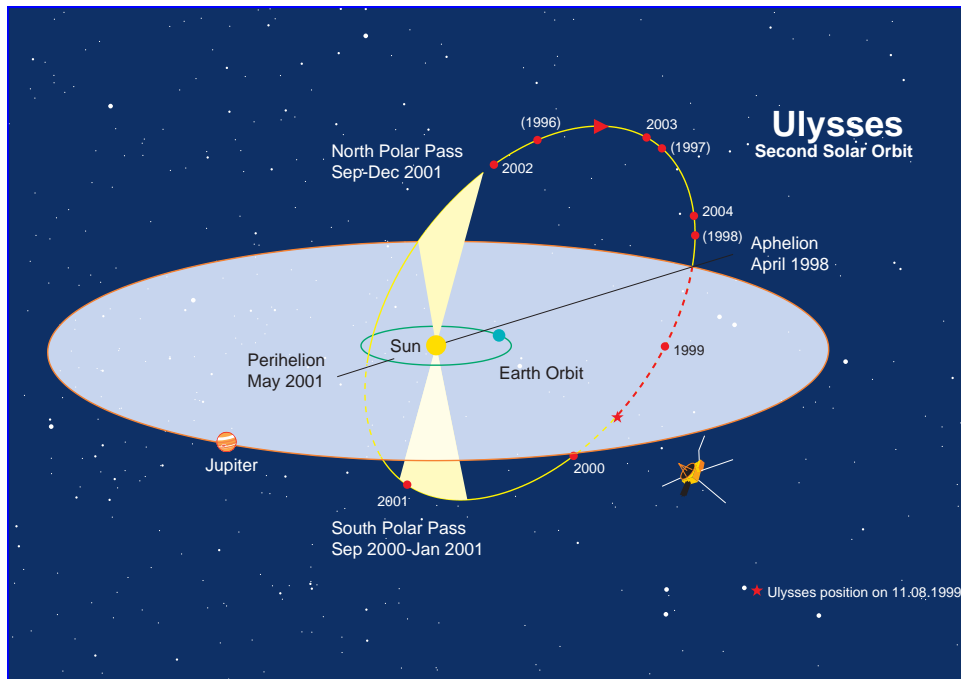


Abbildung 3.1: Bahn der Raumsonde ULYSSES: *Nach dem Start im Oktober 1990 hat ULYSSES im Februar 1992 den Planeten Jupiter im Abstand von sechs Jupiterradien ( $\approx 4,3 \cdot 10^5$  km) passiert und befindet sich seitdem auf einer Bahn, die bei einem Aphelium von 5,4 AU und einem Perihelium von 1,34 AU um  $80,2^\circ$  aus der Ekliptik geneigt ist. Der erste Durchflug durch die Ekliptik erfolgte im Februar 1995. Die Raumsonde hat im Mai 2001 die Ekliptik erneut passiert und befindet sich zur Zeit wieder in nördlichen Breiten (<http://helio.estec.esa.nl/ulysses/orbit.htm>).*

Mit dem ULYSSES-Staubexperiment stehen Messungen über einen großen Bereich von Sonnenabständen und für verschiedene helioekliptikale Breiten zur Verfügung. Eines der Ziele der ULYSSES-Mission ist es, die derzeitigen Modellvorstellungen physikalischer Prozesse innerhalb der inneren Heliosphäre bei hohen solaren Breiten zu überprüfen. Im Fall der Staubmessungen soll sie das Verständnis bisheriger Untersuchungen zum Aufbau der interplanetaren Staubwolke vertiefen. Es ist erstmalig möglich, mit Hilfe von in-situ-Messungen auch außerhalb der Ekliptik Informationen

über die interplanetare Staubwolke zu gewinnen. Im Oktober 1990 wurde die Raumsonde ULYSSES mit Hilfe der Raumfähre DISCOVERY und zweier Feststoffraketen in eine ekliptikale Bahn gebracht. Unter Ausnutzung der Schwungmasse des Planeten Jupiter gelangte ULYSSES auf eine Bahn, die nahezu senkrecht zur Ekliptik verläuft (Bahn: siehe Abbildung 3.1). An Bord der Raumsonde, die mit einer Periode von 12s um die stets in Erdrichtung zeigende Kommunikationsantenne rotiert, befinden sich zahlreiche Experimente zur Messung von Wellen und Teilchen. Eine genaue Auflistung dieser Experimente findet man in WENZEL ET AL. [1992] und in KEPPLER [1992]. Diese Arbeit konzentriert sich auf das Staubexperiment, deren Messungen im folgenden ausführlich analysiert werden.

### 3.2.1 Staubdetektor

Zum besseren Verständnis dieses Experimentes werden Aufbau und Funktionsweise des Detektors vorgestellt. Anhand der Detektionsgeometrie werden Aussagen zur Nachweisempfindlichkeit gemacht. Das Staubexperiment an Bord der Raumsonde ULYSSES besteht aus einem Ionisationsdetektor, der eine Weiterentwicklung des HEOS 2-Detektors (GRÜN ET AL. [1992a]) darstellt.

#### Aufbau und Funktionsweise

Das Prinzip dieses Detektors ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

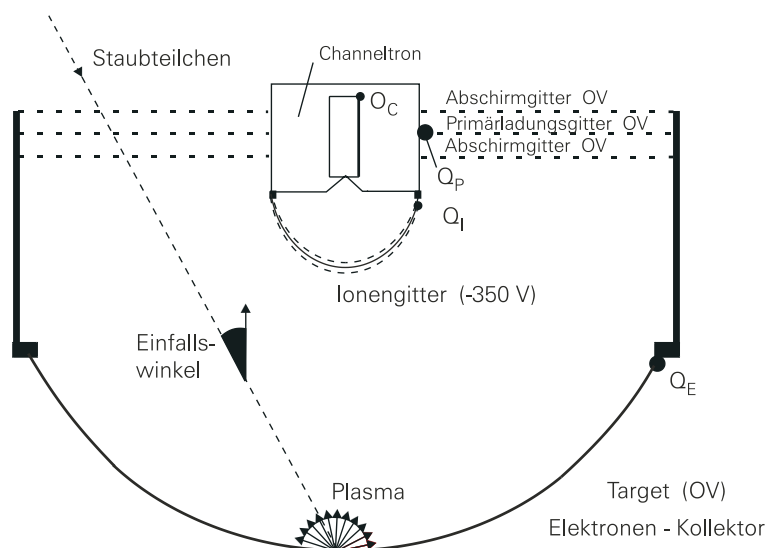


Abbildung 3.2: *Prinzipieller Aufbau des Staubdetektors mit Einschlag eines Staubteilchens. Ein Einschlag erzeugt mehrere Ladungssignale: Ein Ionensignal  $Q_I$  am Ionengitter, ein Elektronensignal  $Q_E$  am Target, ein Signal  $Q_C$  am Channeltron (Elektronenvervielfacher) und das durch die Primärladung induzierte Signal  $Q_P$  am Eintrittsgitter (vgl. BAGUHL [1993]).*

Beim Einfall eines Teilchens in den Detektor wird durch die am Eingangsgitter induzierte Primärladung ein Signal  $Q_P$  gemessen. Die Bestimmung der Teilchenladung ist im Prinzip möglich, wird aber durch den hohen Störgrund behindert. Durch den Aufprall des Staubteilchens auf die halbkugelförmige Detektorfläche kommt es aufgrund der hohen Geschwindigkeit, mit der das Teilchen auftrifft, zur Verdampfung sowohl des Teilchens als auch von Teilchen des Targetmaterials, wodurch eine Plasmawolke ausgebildet wird. Die Trennung der so ionisierten Ladungsträger des Plasmas erfolgt durch Anlegen einer Spannung von 350 V in der Weise, daß die Elektronen und negativen Ionen am Target verbleiben und dort ein negatives Ladungssignal  $Q_E$  erzeugen, während die positiven Ionen zu einem Gitter im Zentrum des Sensors beschleunigt werden und dort ein entsprechendes positives Signal  $Q_I$  erzeugen. Ein Teil der Ionen, die nicht auf das Gitter treffen bzw. es durchdringen, gelangt in einen Elektronenvervielfacher (Channeltron) und kann so bei Überschreiten einer gewissen Eingangsschwelle ein zusätzliches Signal  $Q_C$  erzeugen. Neben diesen erwähnten Größen, die in Abbildung 3.3 gezeigt sind, dienen die Anstiegszeiten  $t_E$ ,  $t_I$  dieser Signale  $Q_E$ ,  $Q_I$  sowie die Zeitspannen  $t_{EI}$  (Ionenflugzeit: Target - Ionengitter),  $t_{PE}$  (Zeit zwischen Primär- und Target-Ladungssignal) zwischen den Signalen zur Ermittlung weiterer Parameter wie Masse und Geschwindigkeit.

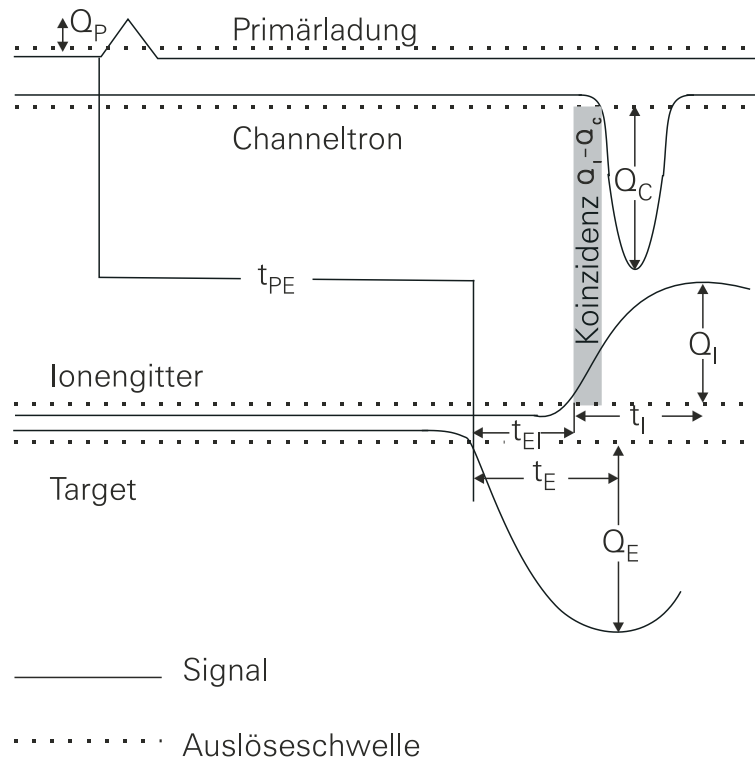


Abbildung 3.3: Erzeugte Signale gegen die Zeit und daraus abgeleitete Parameter (vgl. BAGUHL [1993]).

Während die Einschlaggeschwindigkeit aus der Anstiegszeit  $t_I$  des Ionensignals ermittelt wird, liefert ein mit Labormessungen bestimmtes Potenzgesetz der Form

$$\frac{Q_I}{m} = 0.23 C g^{-1} \left( \frac{v_i}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^\zeta \quad \text{mit } \zeta = 3.5 \quad (3.1)$$

näherungsweise die Teilchenmasse  $m$  als Funktion der Einschlaggeschwindigkeit  $v_i$  und der Einschlagsionladung  $Q_I$ . Der in Abbildung 3.4 dargestellte Zusammenhang zwischen diesen Meßgrößen und der Teilchenmasse und -geschwindigkeit ist im Labor durch Kalibrationsmessungen, bei denen künstliche Staubeilchen unterschiedlichen Materials mit verschiedenen Geschwindigkeiten und Einfallswinkeln auf den Detektor geschossen wurden, ermittelt worden (GÖLLER & GRÜN [1989]).

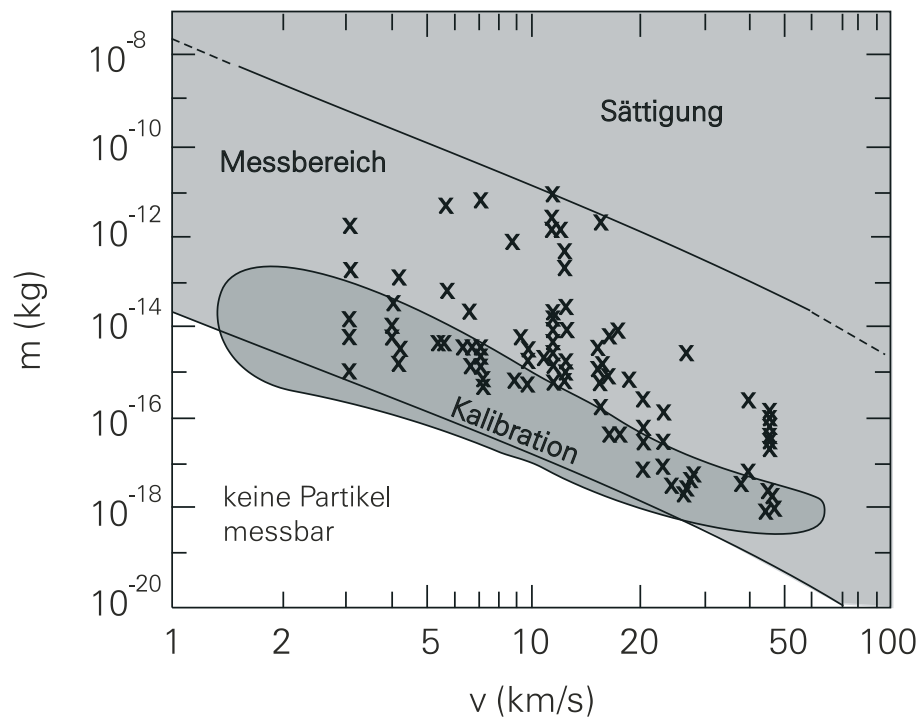


Abbildung 3.4: Meßbereiche des Staubdetektors im Masse-Geschwindigkeits-Diagramm (GÖLLER & GRÜN [1989]).

Das Massenspektrum dieses Detektors, der für große Teilchenmassen als Schwellendetektor arbeitet, reicht von  $10^{-18}$  kg bis hin zu  $10^{-8}$  kg, während die Kalibration der Impaktgeschwindigkeiten einen Bereich von  $2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  bis  $70 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  umfaßt. Hierbei konnte im günstigsten Fall für die Geschwindigkeit ein Fehlerfaktor 1,6 und für die Masse ein Fehlerfaktor 6 angegeben werden.

Von GRÜN ET AL. [1995a] ist zur Identifikation eines Staubeinschlags ein Klassifikationsschema entwickelt worden, bei dem der Meßbereich der Ionengitteramplitude  $Q_I$  in sechs gleiche logarithmische Abschnitte A1 bis A6 unterteilt ist

und außerdem vier Qualitätsklassen definiert wurden. Während in Klasse 0 alle Ereignisse, bei denen eine der drei Amplituden  $Q_E$ ,  $Q_I$ ,  $Q_C$  ihren Schwellenwert überschritten hat, enthalten sind, werden der Klasse 1 Ereignisse zugeordnet, bei denen neben dem Channeltronsignal ein weiteres Signal vorhanden ist. Dagegen erfordert die Einstufung in Klasse 2 und 3 das Vorhandensein aller drei Signale, wobei jedoch  $Q_E$  und  $Q_I$  nicht gleichzeitig ansteigen dürfen.

### Detektorgeometrie

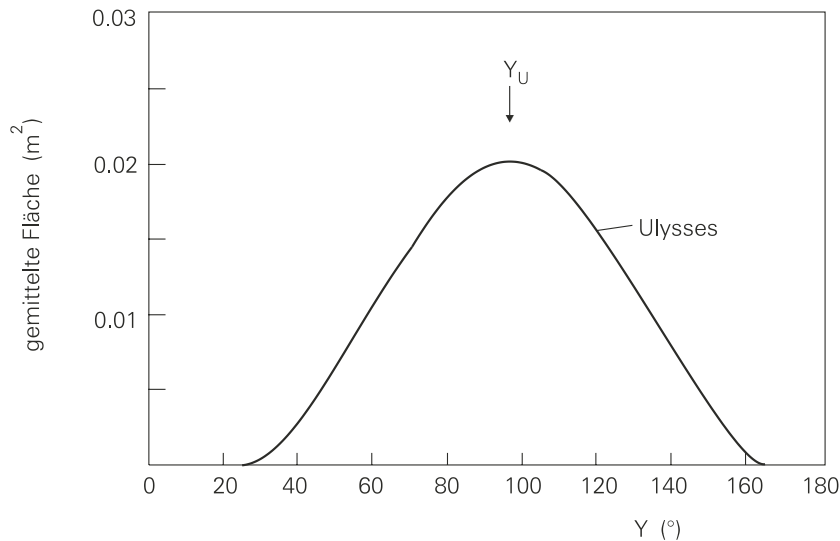


Abbildung 3.5: Über eine Spinperiode gemittelte Empfindlichkeit des Staubdetektors als Funktion des Winkels zwischen Einschlagrichtung und Spinachse: Bei einem Winkel von  $Y_U = 95^\circ$  zur Spinachse beträgt die maximale effektive Fläche  $0,02 \text{ m}^2$  (GRÜN ET AL. [1992]).

Ein auf den Staubdetektor, dessen Öffnungswinkel  $140^\circ$  beträgt, auftreffendes Teilchen sieht eine vom Einfallswinkel  $\Theta$  abhängige Targetfläche  $A(\Theta)$ . Diese besitzt ihr Maximum von  $0,1 \text{ m}^2$  bei  $\Theta = 0^\circ$  (senkrechter Einfall). Mit Hilfe der sogenannten effektiven empfindlichen Fläche, die über eine Spinperiode gemittelt ist, berücksichtigt WILCK [1994] die zusätzliche Rotation der Raumsonde. Hierdurch wird die Reduktion der relativen Empfindlichkeit  $\frac{A(\Theta)}{A(\Theta=0)} 2\pi \sin \Theta d\Theta$  charakterisiert, da bei großen Einfallswinkeln die so zusätzlich abgeschatteten Flächen größer werden. Man versteht also unter der effektiven Fläche diejenige Fläche, die ein Teilchen sieht, wenn es auf den Detektor unter einem bestimmten Winkel zur Spinachse auftrifft. Dabei besitzt der Detektor auf ULYSSES eine maximale empfindliche Fläche für Teilchen, deren Relativgeschwindigkeit zur Sonde etwa senkrecht gerichtet ist (vgl. GRÜN ET AL. [1992a]). Diese maximale, über eine Spinperiode gemittelte empfindliche Fläche beträgt  $0,02 \text{ m}^2$  bei einem Winkel von  $95^\circ$  zur positiven Spinachse, die stets von der Erde weggerichtet ist (vgl. Abbildung 3.5).

### 3.2.2 Identifikation der Staubeinschläge

Dem Autor wurde vom Max-Planck-Institut für Kernphysik unter Federführung von Prof. Grün Datenmaterial zum ULYSSES-Staubexperiment zur Verfügung gestellt (<http://mpi-hd.mpg.de/dustgroup/ulysses>). Dieses Datenmaterial beinhaltet zum einen die Bahnparameter der ULYSSES-Bahn und zum anderen eine Datei, welche die registrierten Einschläge enthielt. Diese Datei hat nur Ereignisse, die als tatsächliche Staubeinschläge eingeordnet werden. Wie in Abbildung 3.1 erkennbar ist, läßt sich die ULYSSES-Bahn mit zwei Trajektorien beschreiben. Für den inner-ekliptikalen Zweig als auch für den außerekliptikalen Teil der Bahn sind die Bahnelemente in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Tabelle 3.1: *Bahnelemente der ULYSSES-Trajektorie*

	innerhalb der Ekliptik	außerhalb der Ekliptik
Periheldistanz $q$ (AU)	1,00	1,34
Exzentrizität $e$ (1)	0,89	0,60
Inklination $i$ ( $^{\circ}$ )	1,99	80,20
Länge des aufsteigenden Knotens $\Omega$ ( $^{\circ}$ )	12,69	337,51
Argument des Perihels $\omega$ ( $^{\circ}$ )	7,96	358,88
wahre Anomalie $\varphi$ ( $^{\circ}$ )	123,10	196,98

Die Datei bestand aus insgesamt 2064 Datensätzen und enthielt Informationen zum Staubeinschlag bis Oktober 2001 (siehe GRÜN ET AL. [1995a], KRÜGER ET AL. [1999], KRÜGER ET AL. [2001], GRÜN ET AL. [1997]). Tabelle 3.2 zeigt als Ausschnitt dieser Datei die ersten 30 Datensätze, die jeweils ein Ereignis beschreiben. Der Datensatz setzt sich aus einer Vielzahl von Parametern zusammen, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht alle explizit für die Auswertung verwendet werden. Neben zeitlichen Informationen und Angaben zur Masse und Einschlaggeschwindigkeit der auftreffenden Staubteilchen liefert der Datensatz weitere Parameter. Diese charakterisieren das Auftreffereignis durch verschiedene Signale und Anstiegszeiten, die in Abschnitt 3.2.1 beschrieben sind (vgl. Abbildung 3.3). Ausrichtung und Position des Staubdetektors beim Einschlag sind durch Rotationswinkel sowie Breite und Länge der Detektorachse in Polarkoordinaten angegeben. Der Rotationswinkel ist dadurch definiert, daß diejenige Blickrichtung des Detektors, die der Richtung zum ekliptischen Norden am nächsten ist,  $0^{\circ}$  entspricht. Aufgrund des Verlaufes der Empfindlichkeitsfunktion (vgl. Abbildung 3.5) sieht der Staubdetektor auf ULYSSES hauptsächlich solche Teilchen, deren Relativgeschwindigkeit zur Sonde etwa senkrecht auf der Spinachse steht.





Die Datensätze sind vom Autor in einer Weise klassifiziert worden, daß zunächst die Staubteilchen, die aus der Jupiterumgebung stammen, aufgrund einer Richtungsanalyse eliminiert wurden. Die verbleibenden Staubeinschläge sind daraufhin anhand verschiedener Kriterien für die interstellare Staubkomponente in interstellare und interplanetare Staubteilchen unterschieden worden.

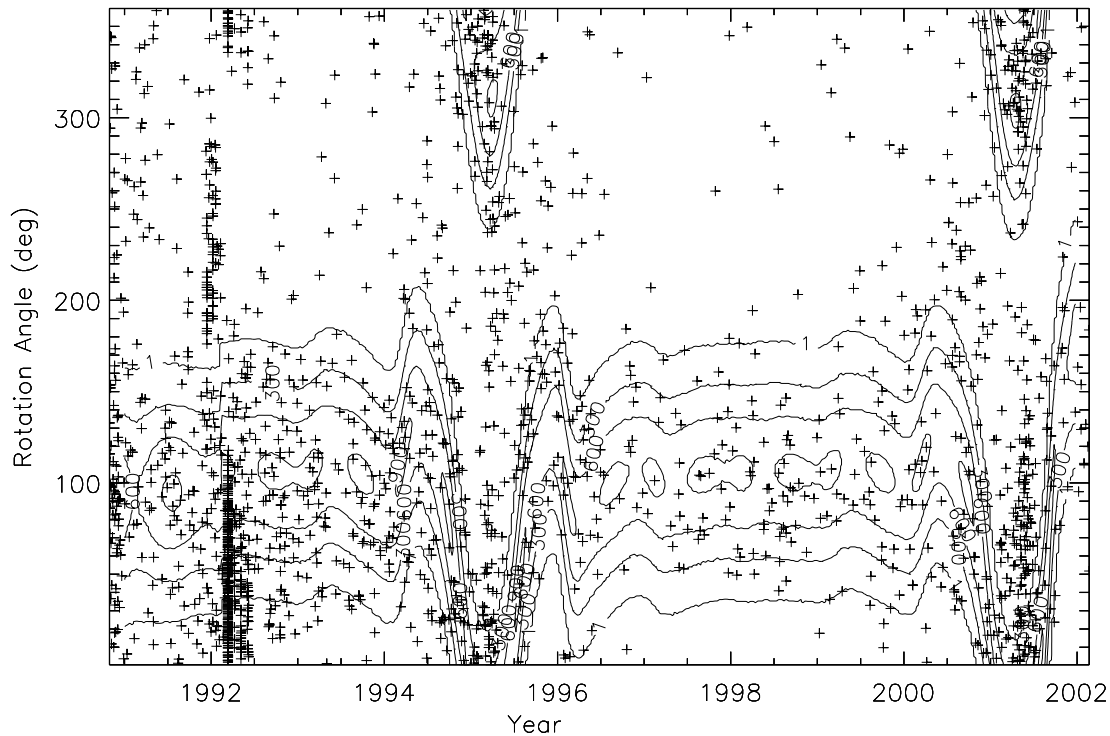


Abbildung 3.6: *Der durch Höhenlinien gekennzeichnete Bereich gibt die Rotationswinkel an, unter denen interstellare Teilchen aus der Richtung des interstellaren Gases beobachtet werden können (pers. von Harald Krüger erhalten).*

In Abbildung 3.6 ist der Rotationswinkel der Sonde zum Zeitpunkt der Einschläge als Funktion der Missionsdauer aufgetragen. Anhand dieser Abbildung erkennt man drei Staubkomponenten. Die extreme Häufung der Teilcheneinschläge Anfang 1992 und der Rotationswinkel bei ihrem Einschlag deutet darauf hin, daß es sich hierbei um Staubteilchen handelt, die aus der Jupiterumgebung stammen. Die Jupiter-Staubteilchen werden für diese Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Auf der Grundlage eines Modells von GRÜN [1993], das die Richtung des interstellaren Gases durch Höhenlinien angibt, erfolgt die Identifikation interstellarer Partikeln, so daß nach Abzug dieser Komponenten die interplanetare Teilchenpopulation übrig bleibt.

## Jupiterstaubströme

Bei der Betrachtung des Datensatzes kann anhand der zeitlichen Abhängigkeit (Abbildung 3.6) während des Jupiter-Vorbeifluges eine Häufung von Teilchen festgestellt werden. Die Rotationswinkel, bei denen diese Teilchen auftreten, verteilen sich um die Richtung, die der Ausrichtung des Sensors auf den Planeten Jupiter zum Zeitpunkt des Staubeinfalls entspricht. Zusätzlich weisen diese Ereignisse kalibrierte Massen im Größenbereich zwischen  $10^{-18}$  und  $5 \cdot 10^{-17} \text{ kg}$  auf (Abbildung 3.9). Dieser Bereich relativ kleiner Teilchen ist möglicherweise aufgrund der geringen Masse sehr stark der Wechselwirkung elektromagnetischer Kräfte unterworfen. Nach ZOOK ET AL. [1996] handelt es sich bei diesen Jupiterstaubströmen um Teilchen, die außerhalb des kalibrierten Bereichs des Detektors liegen. Als Quelle dieser Teilchen sind Vulkane des Jupitermondes Io nachgewiesen worden (GRAPS ET AL. [2000]). In diesem Zusammenhang sei auf Arbeiten von HAMILTON & BURNS [1993] und von HORANYI ET AL. [1993a], [1993b] verwiesen, die einerseits die Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem planetaren Magnetfeld und andererseits die Wechselwirkung mit der Magnetosphäre (Aufladung) untersuchen. Die Identifikation dieser Jupiterstaubströme mit dem ULYSSES-Staubexperiment zeichnet sich vor allem dadurch aus, daß die Rotationswinkel dieser Einschläge vorzugsweise im Bereich  $\pm 70^\circ$  um den mittleren Rotationswinkel liegen, der der Jupiterichtung zugeordnet wird. Weiterhin können kleinere Teilchen mit einer Mindesteinschlaggeschwindigkeit von  $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  und einer etwas größeren Richtungsabweichung ebenfalls dieser Staubkomponente zugerechnet werden (WILCK [1994]). Eine detaillierte Analyse der Jupiterströme kann man bei GRÜN ET AL. [1998] und bei GRAPS ET AL. [2000] finden und soll daher nicht Gegenstand dieser Arbeit sein.

## Interstellare Staubteilchen

Neben den Teilchen, die von Jupiter stammen, können interstellare Partikel teilweise ebenfalls in dem Datensatz aufgrund ihrer Richtung identifiziert werden. Eine Bewegung der Sonne von etwa  $26 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  relativ zum interstellaren Medium erlaubt es, die scheinbare Flußrichtung des interstellaren Staubes im Sonnensystem ( $2,5^\circ$  ekliptikale Breite,  $252^\circ$  ekliptikale Länge) abzuschätzen.

Der Nachweis interstellarer Teilchen aus dem ULYSSES-Datensatz erfolgt im Rahmen dieser Arbeit mittels verschiedener Kriterien, die im folgenden vorgestellt werden (GRÜN ET AL. [1994]):

- Anhand des Rotationswinkels kann die Richtung, aus der interstellare Staubteilchen in das Sonnensystem gelangen, angegeben werden. Dabei wird aufgrund des Öffnungswinkels des Detektors ein Intervall möglicher Rotationswinkel berücksichtigt (vgl. Abbildung 3.6).
- Aus der Auftragung der Impaktgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Rotationswinkel (vgl. Abbildung 3.7) ist für interstellare Teilchen eine Mindesteinschlaggeschwindigkeit von  $14 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  angenommen worden (vgl. Abbildung 3.8). Im Rahmen einer genaueren Analyse wird dieses Geschwindigkeitskriterium damit

begründet, daß sich interstellare Teilchen von Natur aus auf ungebundenen Bahnen bewegen. Demgemäß überschreitet bei einer Strahlungsdruckeffizienz  $\beta < 1$  der Betrag ihrer Bahngeschwindigkeit  $v_{is}$  die Fluchtgeschwindigkeit zuzüglich einer Geschwindigkeit  $v_{\infty} = 26 \frac{km}{s}$ , die interstellare Teilchen weit entfernt von der Sonne besitzen.

$$v_{is} = \sqrt{\frac{2(1-\beta)\mu}{r} + v_{\infty}^2} > v_{\infty} \quad (3.2)$$

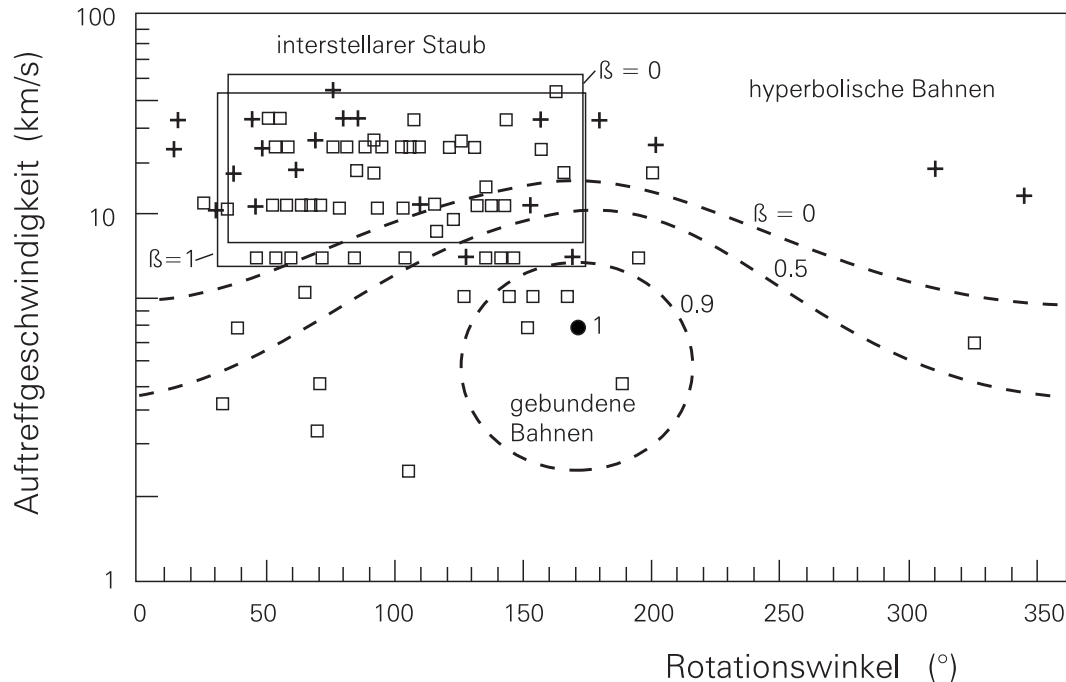


Abbildung 3.7: Der Zusammenhang zwischen der Auftreffgeschwindigkeit und dem Rotationswinkel ist für Daten aus dem Zeitraum (1992 - 1993) gezeigt, bei denen die Geometrie besonders günstig ist, da hier die Flugrichtung nahezu senkrecht zur Ekliptik ist. Für das Gebiet für  $\beta = 0$  und  $\beta = 1$  werden interstellare Staubeilchen erwartet; die unterbrochenen Linien kennzeichnen hierbei für verschiedene  $\beta$ -Werte die erwarteten Grenzen zwischen gebundenen und ungebundenen Bahnen; +: Teilchen mit Massen  $\leq 2,5 \cdot 10^{-17} kg$ ,  $\diamond$ : Teilchen mit Massen  $> 2,5 \cdot 10^{-17} kg$  (GRÜN ET AL. [1994]).

- Um sicherzustellen, daß es sich bei den nachgewiesenen Teilchen um interstellare Partikel handelt, wird ein Massenkriterium ( $m > 2,5 \cdot 10^{-17} kg$ ) eingeführt, das nur größere Partikel identifiziert. Damit soll vermieden werden, daß Teilchen, die durch die Lorentzkraft oder die Strahlungsdruckkraft abgelenkt werden, irrtümlich als interstellar eingordnet werden.

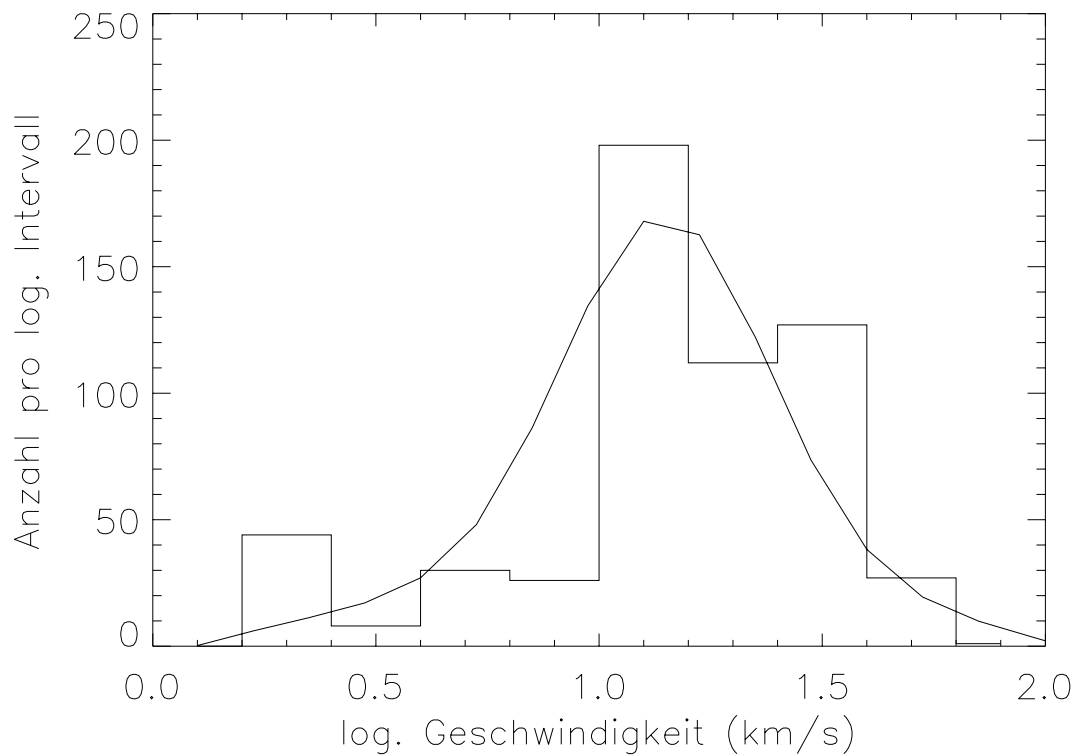


Abbildung 3.8: *Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen, deren Rotationswinkel als interstellar identifiziert wurden.*

### Interplanetare Staubteilchen

Nach der Elimination sowohl der interstellaren als auch der Jupiterstaubkomponente sind die restlichen Einschläge als Teilchen interplanetaren Ursprungs klassifiziert worden. Abbildung 3.9 zeigt die so ermittelte Verteilung der einzelnen Komponenten. Die Teilchenhäufung im Massenbereich von  $10^{-18} \text{ kg}$  bis  $10^{-16} \text{ kg}$ , wo die Strahlungsdruckkraft wie bereits gezeigt wurde besonders effektiv ist, legt nahe, daß es sich um  $\beta$ -Meteoroide handelt. Weiterhin besteht der Verdacht, daß kleine interstellare Teilchen ihre ursprüngliche Richtung verlassen haben und so der interplanetaren Komponente zugerechnet werden. Eine genauere Analyse zur Dynamik der interplanetaren Teilchen erfolgt in Kapitel 4.4.

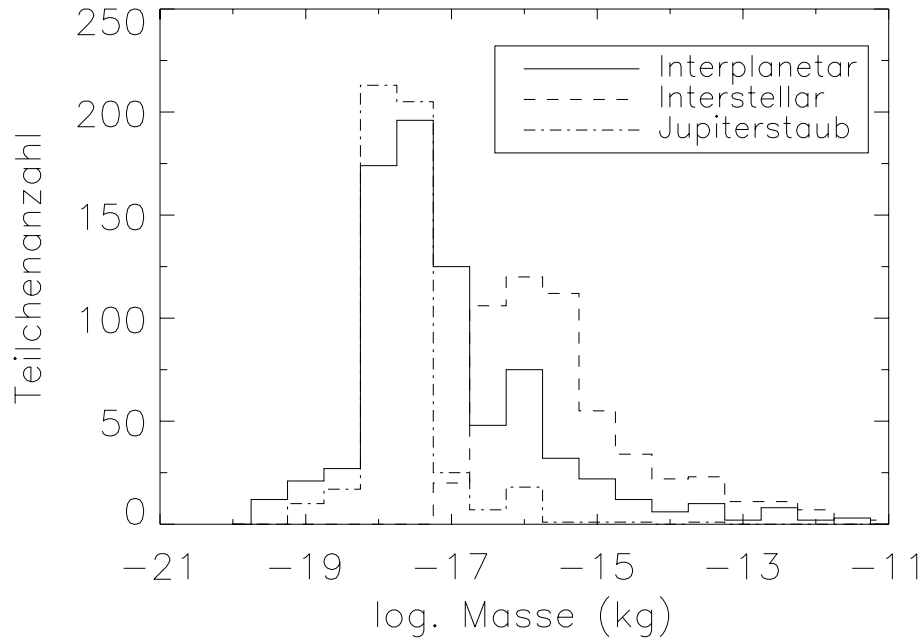


Abbildung 3.9: Massenverteilung der interplanetaren Komponente (—), der interstellaren Komponente (- - -) und der Jupiterstaubströme (-·-·-) (nach dem Kriterium von GRÜN ET AL. [1994]).

### 3.2.3 Überblick über die Bahnelementbestimmung

Prinzipiell erfordert eine eindeutige Bestimmung der Bahnelemente eines Staubteilchens die Kenntnis sowohl des Orts- als auch des Geschwindigkeitsvektors. Den Vektor der Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  erhält man als Summe aus der Auftreff- oder Impaktgeschwindigkeit  $\vec{v}_i$  und der Geschwindigkeit der Raumsonde  $\vec{v}_{sp}$ . Die Position des Staubdetektors kann mit der Position der Raumsonde gleichgesetzt werden. Damit ergibt sich der jeweilige Orts- und Geschwindigkeitsvektor des Teilchens zu:

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos \beta_{sp} \cos \lambda_{sp} \\ \sin \beta_{sp} \cos \lambda_{sp} \\ \sin \lambda_{sp} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$$\vec{v}_t = \vec{v}_{sp} + \vec{v}_i = \begin{pmatrix} v_{spx} \\ v_{spx} \\ v_{spx} \end{pmatrix} + v_i \begin{pmatrix} \cos \beta_{dd} \cos \lambda_{dd} \\ \sin \beta_{dd} \cos \lambda_{dd} \\ \sin \lambda_{dd} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

wobei sich die Geschwindigkeit der Raumsonde  $\vec{v}_{sp}$  aus den Bahnelementen der ULYSSES-Bahn ergibt ( $\beta_{sp}$ ,  $\lambda_{sp}$ : Breite bzw. Länge der Raumsondenposition;  $\beta_{dd}$ ,  $\lambda_{dd}$ : Breite bzw. Länge der Position des Staubdetektors):

$$\begin{pmatrix} v_{spx} \\ v_{spx} \\ v_{spz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} l_1 \dot{\xi} + l_2 \dot{\eta} \\ m_1 \dot{\xi} + m_2 \dot{\eta} \\ n_1 \dot{\xi} + n_2 \dot{\eta} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

mit

$$\begin{aligned} l_1 &= \cos \Omega \cos \omega - \sin \Omega \sin \omega \cos i \\ m_1 &= \sin \Omega \cos \omega - \cos \Omega \sin \omega \cos i \\ n_1 &= \sin \omega \sin i \\ l_2 &= -\cos \Omega \sin \omega - \sin \Omega \cos \omega \cos i \\ m_2 &= -\sin \Omega \sin \omega + \sin \Omega \cos \omega \cos i \\ n_2 &= \cos \omega \sin i \\ \xi &= r \cos \varphi \\ \eta &= r \sin \varphi \\ \dot{\xi} &= \frac{\sqrt{\mu} \sin \varphi}{\sqrt{a(1-e^2)}} \\ \dot{\eta} &= \frac{\sqrt{\mu a(1-e^2)}}{r} \left( \frac{r \cos \varphi}{a} + e \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Im Rahmen einer Fehlerdiskussion ist der Fehler aus der Bestimmung von  $\vec{r}$  und  $\vec{v}_{sp}$  gegenüber dem Fehler, der aus der Bestimmung der Impaktgeschwindigkeit resultiert, vernachlässigbar. Im Idealfall, d.h. bei Vorhandensein aller Meßgrößen, besitzt der Fehler aus der Bestimmung der Einfallsgeschwindigkeit einen Faktor von 1,6 (GÖLLER & GRÜN [1989]). Diese Angabe beruht darauf, daß bei bekannter Einfallsgeschwindigkeit  $v_i$  die Verteilung der gemessenen Einfallsgeschwindigkeiten  $v_m$  ermittelt wurde. Die relative Häufigkeit dieser gemessenen Werte, aufgetragen über dem Logarithmus von  $\frac{v_m}{v_i}$ , ergab dann das Bild einer Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite  $\log(1,6)$ . Der Fehler in der Richtungsbestimmung äußert sich als Folge der Detektoröffnung. Der Bereich, in dem der Vektor der Einschlaggeschwindigkeit liegen kann, stellt ein dreidimensionales, kegelförmiges Gebiet mit einem Öffnungswinkel von  $140^\circ$  um die Sensorachse dar. Nach GÖLLER & GRÜN [1989] fallen 50% aller Teilchen mit Einfallswinkeln unter  $32^\circ$  in den Detektor, wobei der mittlere Einfallswinkel  $36^\circ$  beträgt. Da man davon ausgehen kann, daß Richtungs- und Geschwindigkeitsmessung unabhängig voneinander sind, ergibt sich der Fehler des Vektors der Einschlaggeschwindigkeit als Kombination beider Einzelfehler. Die Standardabweichung der Teilchengeschwindigkeit ergibt sich aus der Standardabweichung der Einschlaggeschwindigkeit und der der Raumsondengeschwindigkeit:

$$\sigma_{\vec{v}_t} = \sqrt{\sigma_{\vec{v}_i}^2 + \sigma_{\vec{v}_{sp}}^2} = \sigma_{\vec{v}_i}. \quad (3.7)$$

Da die Bestimmung der Geschwindigkeit der Raumsonde  $\vec{v}_{sp}$  kaum Fehlern unterworfen ist, gilt:

$$\sigma_{\vec{v}_{sp}} = 0 \rightarrow \sigma_{\vec{v}_t} = \sigma_{\vec{v}_i}. \quad (3.8)$$

Das bedeutet, daß der Fehler in der Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit  $\sigma_{\vec{v}_t}$  durch den Fehler von  $\vec{v}_i$  gegeben ist. Da der Fehler  $\Delta\vec{v}_i$  aus der Bestimmung der Auftreff- oder Impaktgeschwindigkeit  $\vec{v}_i$  in der gleichen Größenordnung liegt wie  $\vec{v}_i$  selbst, kann der Fehler von  $\vec{v}_t$  mit

$$\frac{|\Delta\vec{v}_t|}{|\vec{v}_t|} = \frac{|\Delta\vec{v}_i|}{|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}|} \approx \frac{|\vec{v}_i|}{|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}|} \quad (3.9)$$

angegeben werden. Je kleiner  $\vec{v}_i$  im Vergleich zu  $\vec{v}_{sp}$  ist, desto kleiner ist der für  $\vec{v}_t$  resultierende Fehler. Sonde und Teilchen bewegen sich auf Keplerbahnen um die Sonne. Da ihre Geschwindigkeiten in der gleichen Größenordnung liegen, kann  $\frac{|\Delta\vec{v}_t|}{|\vec{v}_t|}$  Werte zwischen 0,1 und 10 annehmen. Wenn Einschlag- und Sondengeschwindigkeit antiparallel zueinander sind, ist  $|\Delta\vec{v}_t|$  groß, während im Falle einer Parallelität beider Geschwindigkeiten der Fehler minimiert ist. Nur für wenige Ereignisse, deren Einschlaggeschwindigkeit unterhalb von  $5 \frac{km}{s}$  liegt, kann eine genaue Bahnelementbestimmung durchgeführt werden.

Beschränkt man sich auf einen Massenbereich, in dem die Dynamik der Teilchen durch Gravitation und Strahlungsdruck bestimmt wird, so liefert diese Art der Bestimmung der Bahnelemente Informationen darüber, ob sich das registrierte Teilchen auf einer gebundenen oder ungebundenen Bahn bewegt. Wenn die Einschlaggeschwindigkeit in der Größenordnung der Sondengeschwindigkeit liegt, werden die Fehler der Bahnelemente sehr groß. Bei höheren Einschlaggeschwindigkeiten erhöht sich die Wahrscheinlichkeit einer ungebundenen Bahn. Zusätzlich erschweren Auswahl Effekte, die durch die Bewegung und Ausrichtung der Raumsonde entstehen, die Interpretation der Daten. Eine Verkleinerung des Detektoröffnungswinkels hätte zwar eine erhöhte Richtungsempfindlichkeit zur Folge gehabt, jedoch würde die hiermit unmittelbar verknüpfte Verringerung der Zählrate aufgrund des erheblich geringeren Raumwinkelbereiches dazu führen, daß die gesamte Staubbmessung keine statistisch signifikanten Aussagen ermöglicht.

### 3.3 Identifikation von $\beta$ -Meteoroiden

Die Messungen des ULYSSES-Staubexperimentes umfassen Teilchen eines Größenbereichs, für den der Strahlungsdruck in der Größenordnung der solaren Gravitation liegt (vgl. Abbildung 2.3). Der in-situ-Nachweis der  $\beta$ -Meteoroiden dient als Indikator für die Kollisionsentwicklung im inneren Sonnensystem. Er beruht auf dem Vergleich einer Modellrechnung mit dem Datensatz, der nur noch die interplanetare Staubkomponente enthält. Bei der Modellrechnung wird angenommen, daß  $\beta$ -Meteoroiden im Perihel der Bahn eines größeren Teilchens auf einer gebundenen Bahn abgespalten werden. Die Identifikation der  $\beta$ -Meteoroiden geschieht mittels eines Kriteriums, das Richtung und Geschwindigkeit der Teilchen berücksichtigt.

### 3.3.1 Modellrechnungen

Nimmt man an, daß kleine Teilchen im Perihel von einem größeren Körper abgespalten werden, so bewegen sich diese zunächst mit der gleichen Geschwindigkeit weiter. Da sie sich jedoch in einem durch den Strahlungsdruck verminderten Gravitationsfeld befinden, können sie auf ungebundene Bahnen gelangen. Die mit der Abspaltung verbundene Geschwindigkeitszunahme allein reicht aber oftmals nicht aus, um die gebundene Bahn verlassen zu können. Diese Annahme stützt sich einerseits darauf, daß die Teilchengeschwindigkeit im Perihel der Bahn am größten ist und daß damit die zum Verlassen der gebundenen Bahn nötige Fluchtgeschwindigkeit am ehesten erreicht wird. Andererseits ist im Perihel die Teilchendichte und damit die Kollisionswahrscheinlichkeit am größten. Falls die Perihelabstände dieser Teilchen klein genug ( $< 1$  AU) sind, können die Teilchen in einem größeren Abstand von der Sonne als nach außen hin driftende  $\beta$ -Meteoroide von ULYSSES aufgefaßt und detektiert werden. Die Dynamik dieser kleinen Teilchen ist in Abschnitt 1.2 beschrieben. Geht man davon aus, daß  $\beta$ -Meteoroide als Spaltprodukte größerer interplanetarer Teilchen in großer Entfernung von ihren jeweiligen Periheldurchgängen von ULYSSES detektiert werden, so läßt sich die Bewegung näherungsweise als radial beschreiben. Anhand der Geschwindigkeit und Richtung der sich von der Sonne entfernenden Teilchen können sie dann von ULYSSES nachgewiesen werden.

Im folgenden werden für verschiedene solare Abstände die Geschwindigkeiten dieser  $\beta$ -Meteoroide ermittelt. Hierbei wird neben dem  $\beta$ -Wert und der Exzentrizität  $e$  des Mutterkörpers die Periheldistanz  $q$  verändert. Mit Hilfe der obigen Gleichungen (vgl. Abschnitt 1.2) können die Bahnelemente des neu entstandenen Teilchens bestimmt werden. Diese neuen Werte dienen der Bestimmung der Geschwindigkeit und somit auch der Bestimmung der radialen Abweichung.

Allgemein läßt sich die Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  vektoriell in einen zur radialen Richtung parallelen  $\vec{v}_{\parallel}$  und einen hierzu senkrechten Anteil  $\vec{v}_{\perp}$  zerlegen:

$$\vec{v}_t = \vec{v}_{\perp} + \vec{v}_{\parallel}. \quad (3.10)$$

Mit Hilfe der Beziehungen  $v_{\perp}^2 = r^2 \dot{\varphi}^2$  ( $\varphi$ : wahre Anomalie) sowie  $r^2 \dot{\varphi} = \sqrt{\mu p}$ , wobei  $p = a(e^2 - 1)$  ( $a > 0$ ) gilt, ergibt sich für den Betrag des radialen Anteils der folgende Ausdruck:

$$v_{\parallel} = \sqrt{v_t^2 - \frac{\mu p}{r^2}}. \quad (3.11)$$

Zur Beschreibung der Abweichung von der radialen Richtung wird der Winkel  $\Upsilon$  durch die Beziehung  $\cos \Upsilon = \frac{v_{\parallel}}{v_t}$  definiert. Durch Vergleich des radialen Anteils der Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  mit der Teilchengeschwindigkeit  $v_t$  ist es möglich, Aussagen darüber zu machen, ob sich das Teilchen radial nach außen bewegt oder nicht.

Tabelle 3.3 beschreibt für verschiedene Exzentrizitäten  $e$  und Perihelabstände  $q$  des Mutterkörpers die  $\beta$ -Werte, die nötig sind, damit sich das neu entstandene Teilchen auf einer ungebundenen Bahn von der Sonne entfernen kann. Da ULYSSES



Tabelle 3.3: Ermittlung der Abweichung von der radialen Richtung sowie der Teilchengeschwindigkeit eines abgespaltenen Teilchens bei angenommenen Werten hinsichtlich der Exzentrizität  $e$  und Perihelabstand  $q$  eines Mutterkörpers.

$e$	$q(AU)$	$\beta$	$\Upsilon(^{\circ})$ 2.5AU	$v_t(\frac{km}{s})$ 2.5AU
0	0.3	0.5	14	19
	0.8	0.5	24	19
0.3	0.3	0.4	11	27
	0.8	0.4	21	27
0.6	0.3	0.2	14	24
	0.8	0.2	24	24
0.9	0.3	0.2	9	38
	0.8	0.2	19	38

- $e$  Exzentrizität des Mutterkörpers  
 $q$  Perihelabstand  
 $\Upsilon$  Abweichung von der radialen Richtung  
 $v_t$  Geschwindigkeit

während der Polpassagen zwischen 2 und 3 AU von der Sonne entfernt war, werden für den repräsentativen Wert von 2,5 AU diese Parameter variiert und Winkel  $\Upsilon$  und Geschwindigkeit  $v_t$  ermittelt. Wird nun beispielsweise ein Teilchen mit einem  $\beta$ -Wert von 0,5 bei einem solaren Abstand von 0,3 AU von einem sich auf einer kreisförmigen Bahn bewegenden Mutterkörper abgespalten, so besitzt dieses Teilchen bei Abstand 2,5 AU eine Geschwindigkeit von  $19\frac{km}{s}$  und eine Abweichung von  $14^{\circ}$  von der radialen Richtung. Vergleicht man diese Abweichung mit dem Öffnungskegel von  $140^{\circ}$  des Detektors, so läßt sich ein derartiger Teilchenfluß als radial annähern. Dies erlaubt den Schluß, daß der Fluß sämtlicher  $\beta$ -Meteoroide, die innerhalb eines Gebietes von 0,3 AU um die Sonne herum produziert werden und  $\beta$ -Werte  $> 0,5$  besitzen, einen annähernd radialen Verlauf beschreibt. Unter der Annahme der Modellrechnungen von WILCK & MANN [1996] können diesen  $\beta$ -Werten typischer interplanetarer Teilchen verschiedene Massenintervalle zugeordnet werden. So erhält man einerseits auf der Grundlage asteroidaler Staubteilchen einen Massenbereich von  $10^{-18}kg$  bis  $10^{-15}kg$ , während junge kometare Partikel das Massenintervall von  $10^{-19}kg$  bis  $10^{-14}kg$  umfassen (vgl. Abbildung 2.3). Im Rahmen dieser Untersuchungen kann die Relativgeschwindigkeit zwischen Teilchen und Mutterkörper für solare Abstände  $r \gg r_g$  ( $r_g$ : Ort des Abspaltens) vernachlässigt werden (vgl. ISHIMOTO & MANN [1999]):

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\vec{v}_t^2 - v_{\perp}^2}{v_{\parallel}^2} = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{r_g[r_g - r(1 - \beta)]}{r^2(2\beta - 1) + 2rr_g(1 - \beta) - r_g^2} = 0. \quad (3.12)$$

### 3.3.2 Zeitliche Nachweisempfindlichkeit

Die Ermittlung der Zeiträume, in denen aus Sonnenrichtung kommende Teilchen vom Staubdetektor nachgewiesen werden können, erfolgt mit Hilfe der bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnten effektiven Fläche. Für eine sinnvolle Abschätzung der Zeiträume, in denen ULYSSES eine maximale empfindliche Fläche für aus Sonnenrichtung kommende Teilchen besitzt, wird die Relativgeschwindigkeit und Richtung von Teilchen, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten von der Sonne entfernen, errechnet. Anhand des Winkels, den der Relativvektor zur Spinachse einnimmt, kann dann die effektive Fläche bestimmt werden. Dies liefert so die Zeiträume, in denen  $\beta$ -Meteoroide nachgewiesen werden können.

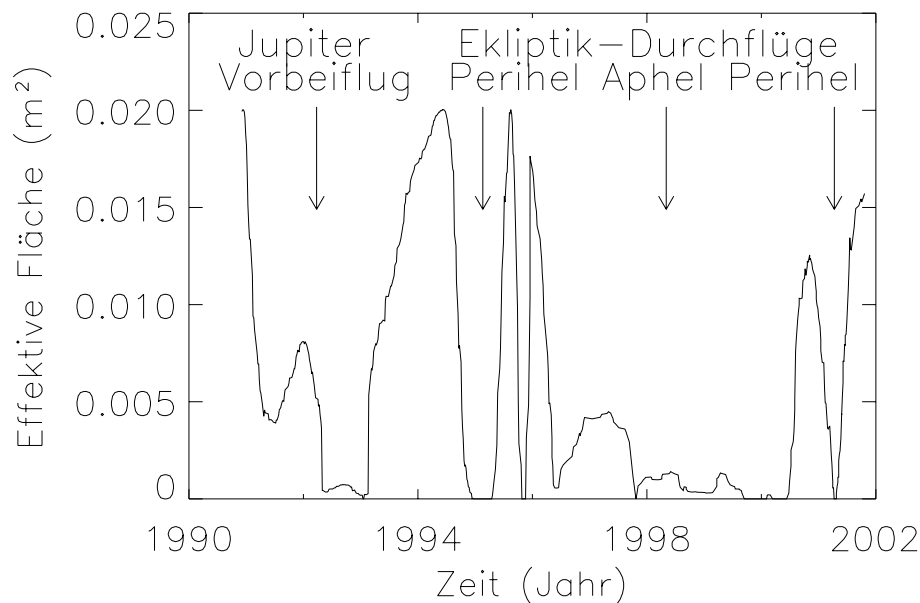


Abbildung 3.10: Die effektive Fläche für Teilchen, die mit einer angenommenen Geschwindigkeit von  $30 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  aus Sonnenrichtung kommen, ist als Funktion der Zeit bis zum Herbst 2001 aufgetragen.

Betrachtet man die Trajektorie der ULYSSES-Bahn, so erkennt man, daß sowohl innerhalb der Ekliptik als auch im außerekliptikalen Zweig der Bahn  $\beta$ -Meteoroide nachgewiesen werden können (siehe Abbildung 3.10). Diese Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\beta$ -Meteoroide ist kurz nach dem Start bis Anfang 1991, in den Jahren 1994 und 1995 vor und nach dem Durchflug durch die Ekliptik sowie in den Jahren 2001 und 2002 beim erneuten Passieren der Polregion gegeben. Erwartungsgemäß verschwindet diese Fläche für  $\beta$ -Meteoroiden während beider Ekliptikdurchflüge. Dabei ist während der Polpassagen der Betrag dieser Fläche beim zweiten Umlauf geringer als beim ersten Sonnenvorbeiflug. So liegt der Maximalwert mit  $0,0125 \text{m}^2$  beim zweiten Umlauf innerhalb der südlichen Hemisphäre bei etwa 62,5% des Wertes des ersten Vorbeiflugs, während beim Passieren der zweiten nördlichen Polpassage mit

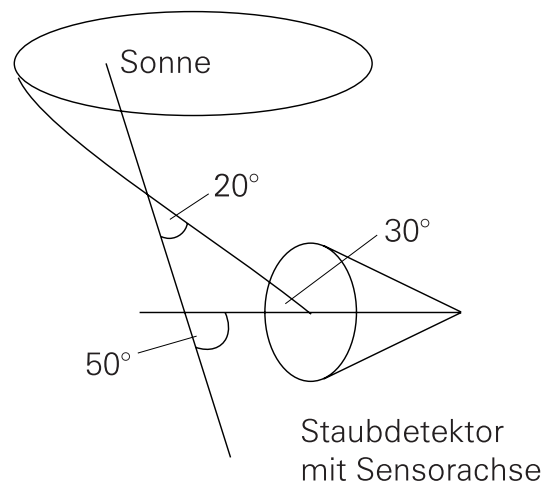


Abbildung 3.11: Nachweisgeometrie als notwendiges Kriterium für die Identifikation von  $\beta$ -Meteoroiden: Interplanetare Teilchen werden als  $\beta$ -Meteoroiden identifiziert, wenn der Winkel zwischen Sonnenrichtung und Sensorachse zum Zeitpunkt des Einschlags kleiner als  $50^\circ$  ist. Dieser Wert ergibt sich einerseits aus der erwähnten Modellrechnung ( $20^\circ$ ) und andererseits aus der Detektorgeometrie ( $30^\circ$ ).

einem Maximalwert von etwas über  $0,015m^2$  etwa 75% des Maximums des Jahres 1995 erzielt wird.

### 3.3.3 Kriterium zur Identifikation von $\beta$ -Meteoroiden

Während bei BAGUHL [1993] schnelle Teilchen ( $> 30 \frac{km}{s}$ ) mit Massen zwischen  $10^{-18}$  und  $10^{-16} kg$  und einer Einschlagrichtung, die auf einen bestimmten Rotationswinkelbereich beschränkt ist, als  $\beta$ -Meteoroiden identifiziert werden, wird in dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das die zu den erwähnten Zeiträumen aus Sonnenrichtung kommenden Teilchen als  $\beta$ -Meteoroiden identifiziert. Neben einer vom solaren Abstand abhängigen Mindestgeschwindigkeit von etwa  $20 - 30 \frac{km}{s}$  kann anhand der Modellrechnung für die Abweichung der Teilchengeschwindigkeit von der radialen Richtung ein maximaler Wert von etwa  $20^\circ$  abgeschätzt werden. Da keinerlei Information über die tatsächliche Auftreffrichtung zur Verfügung steht, wird zunächst von einem senkrechten Aufprall ausgegangen. Unter der Berücksichtigung der Tatsache, daß nach Kalibrationsmessungen (GÖLLER & GRÜN [1989]) 50% aller Teilchen mit Einfallswinkeln unter  $32^\circ$  in den Detektor fallen, liefert diese Betrachtung des Winkels zwischen der Richtung zur Sonne und der Richtung der Sensorachse einen maximalen Wert von etwa  $50^\circ$  (vgl. Abbildung 3.11). Demnach erfüllen  $\beta$ -Meteoroiden zum einen das Kriterium einer vom solaren Abstand abhängigen Mindestgeschwindigkeit und zum anderen das Kriterium einer maximalen Abweichung zur Sonnenrichtung.

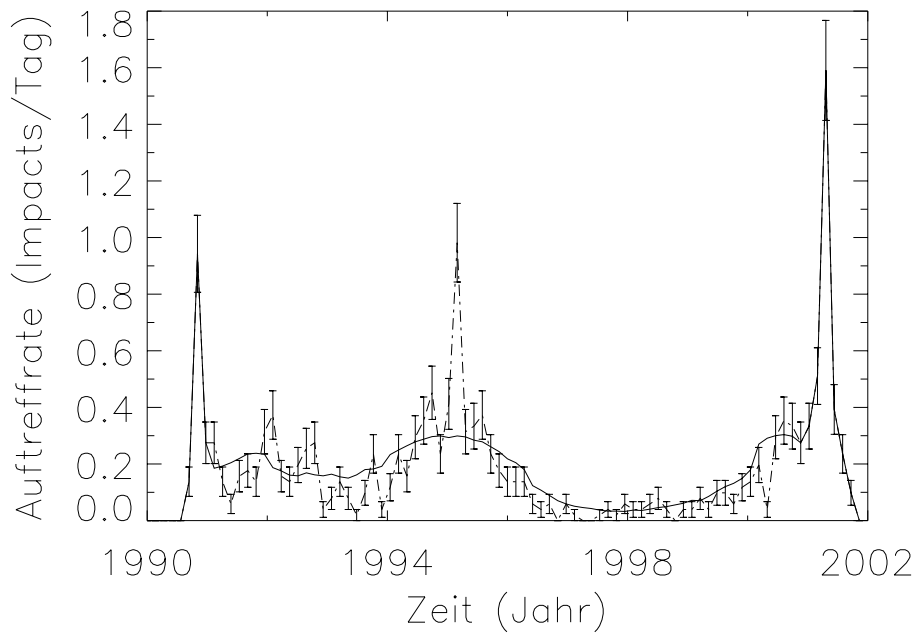


Abbildung 3.12: Die Einschlagrate der interplanetaren Staubkomponente ist über 50 Tage (---) gemittelt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus Gaußscher Statistik, während die durchgezogene Linie eine Glättung repräsentiert.

## Ergebnisse

In Abbildung 3.12 erkennt man anhand der über einen Zeitraum von 50 Tagen gemittelten und geglätteten Einschlagrate der interplanetaren Staubkomponente zu Beginn der Mission, Mitte 1995 und Mitte 2001 eine erhöhte Einschlagrate, die einen ersten Hinweis auf die Existenz möglicher  $\beta$ -Meteoroide in den entsprechenden Zeiträumen liefert. Der Fehler in der Einschlagrate ist hierbei nach der Gaußstatistik ermittelt worden.

Mit Hilfe des oben beschriebenen Verfahrens können aus dem Datensatz insgesamt 62 interplanetare Teilchen als  $\beta$ -Meteoroide identifiziert werden. Diese sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Innerhalb der Ekliptik erfüllen bis Ende 1990 24 Staubteilchen das Identifikationskriterium. Von den übrigen 38  $\beta$ -Meteoroïden außerhalb der Ekliptik wurden 22 beim ersten und 16 beim zweiten Sonnenvorbeiflug von ULYSSES nachgewiesen. Die Einschlagrichtung dieser identifizierten  $\beta$ -Meteoroïde kann jeweils einem Rotationswinkelbereich, der in Abbildung 3.13 gezeigt ist, zugeordnet werden.



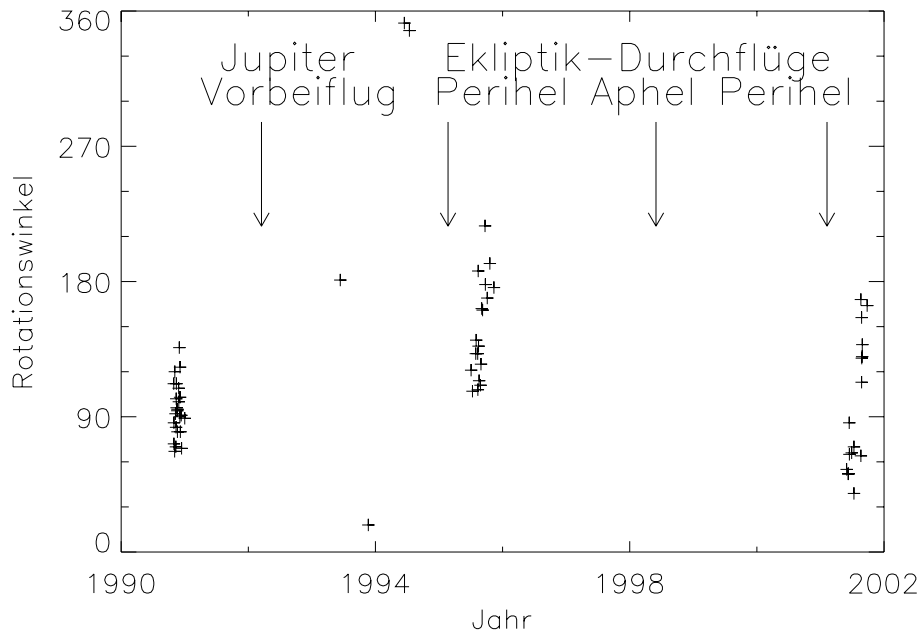


Abbildung 3.13: *Rotationswinkel von  $\beta$ -Meteoroiden in Abhängigkeit von der Zeit.*

Im Gegensatz zur interstellaren Komponente unterscheidet sich die Massenverteilung der  $\beta$ -Meteoroiden nur geringfügig von der Verteilung der interplanetaren Staubkomponente (siehe Abbildung 3.14). Diese Zahl der innerhalb der Ekliptik und in der nördlichen Polpassage identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden entspricht etwa einem Viertel der interplanetaren Partikel in dem jeweiligen Zeitintervall, während der Anteil dieser Teilchen in der südlichen Halbkugel nur bei ca. fünf Prozent liegt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit erfolgt eine tiefere Diskussion dieses Ergebnisses. Vergleicht man die Einschlaggeschwindigkeiten der  $\beta$ -Meteoroiden mit denen der interstellaren Komponente (siehe Abbildung 3.15), so zeigen die  $\beta$ -Meteoroiden um etwa  $20 \frac{km}{s}$  größere Werte, während das Maximum der interstellaren Verteilung erwartungsgemäß aufgrund der Eigenbewegung der Raumsonde um ca.  $26 \frac{km}{s}$  schwankt. Der Fehler in dieser Darstellung ergibt sich aus der Standardabweichung  $\sqrt{v_i^2 - \bar{v}_i^2}$  und aus der Anzahl der nachgewiesenen  $\beta$ -Meteoroiden  $l$  zu  $\pm \frac{\sqrt{v_i^2 - \bar{v}_i^2}}{\sqrt{l}} \approx \pm 5 \frac{km}{s}$ .

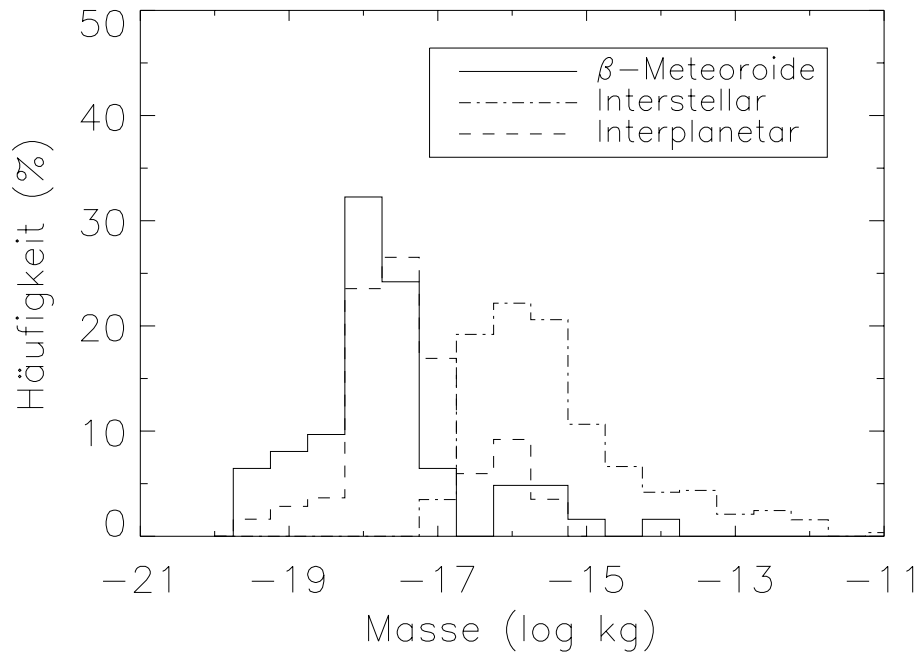


Abbildung 3.14: Massenverteilung im Vergleich: —:  $\beta$ -Meteoroiden, - - - -: interstellare Komponente, - . - . -: interplanetare Komponente.

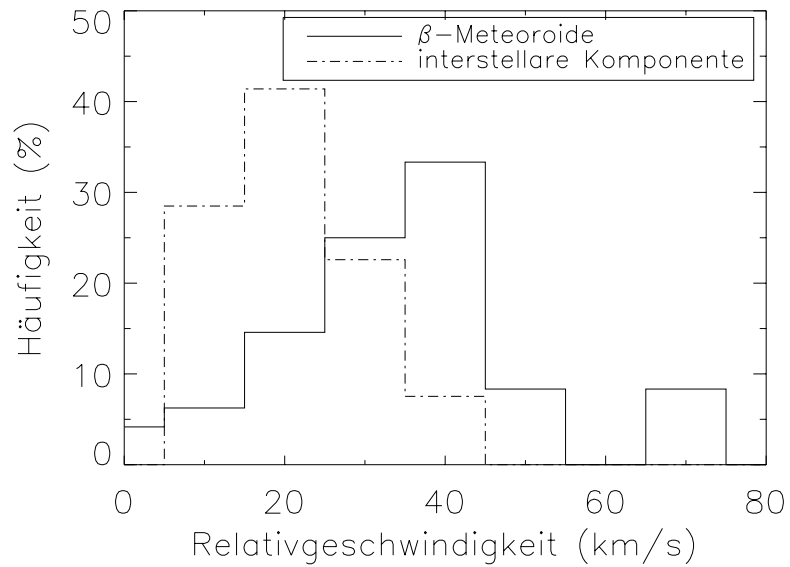


Abbildung 3.15: Verteilung der Relativgeschwindigkeit der  $\beta$ -Meteoroiden im Vergleich zur Verteilung der interstellaren Komponente.

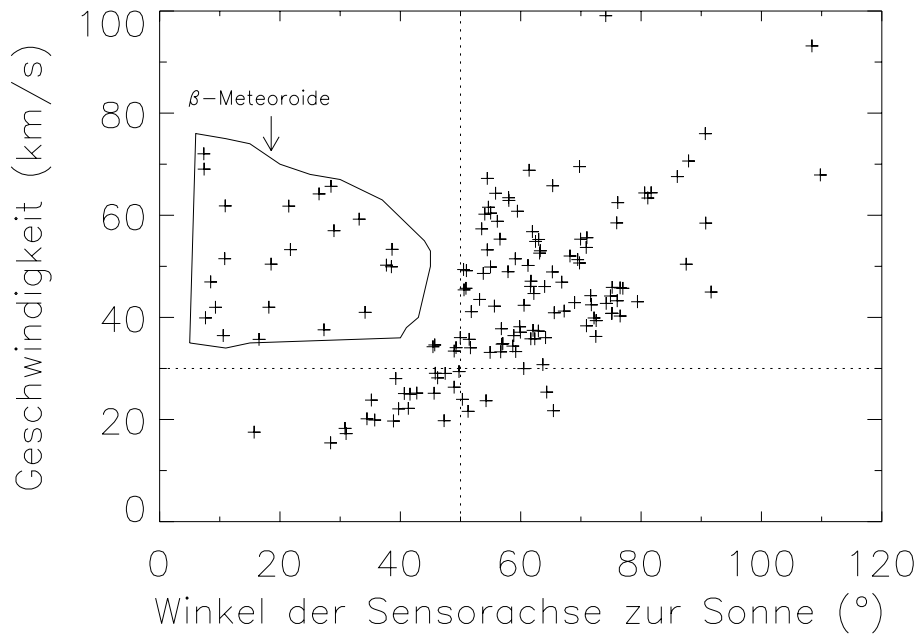


Abbildung 3.16: *Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit vom Winkel, den die Sensorachse zum Zeitpunkt des Einschlags mit der Sonnenrichtung einschließt, für interplanetare Teilchen, die innerhalb der Ekliptik bis zum Jupitervorbeiflug detektiert wurden. Die Ermittlung möglicher  $\beta$ -Meteoroiden erfolgt anhand des erwähnten Kriteriums, das durch die punktierten horizontalen und vertikalen Markierungen angedeutet ist.*

### 3.3.4 $\beta$ -Meteoroiden nach dem Start von ULYSSES

Aus der Auftragung der Teilchengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der radialen Abweichung können insgesamt 24 interplanetare Teilchen als  $\beta$ -Meteoroiden identifiziert werden (siehe Abbildung 3.16). Die Identifikationskriterien einer Mindestgeschwindigkeit bzw. einer maximalen Abweichung zur Sonnenrichtung sind durch markierte Geraden gekennzeichnet, so daß man  $\beta$ -Meteoroiden im linken oberen Quadranten findet. Innerhalb der Ekliptik erfüllen bis Ende 1990 24 Staubteilchen das Identifikationskriterium.

Vergleicht man den mittleren Einschlagwinkel von  $36^\circ$  mit der Tatsache, daß 50% aller Teilchen einen kleineren Einfallswinkel als  $32^\circ$  besitzen, und berücksichtigt man aus der Modellrechnung einen Fehler von  $\pm 4^\circ$  für die Abweichung von der solaren Richtung, so kann ein Fehler für die maximale Abweichung zur Sonnenrichtung von  $\pm 8^\circ$  abgeschätzt werden. Nach Gleichung 3.9 läßt sich der Fehler in der Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit abschätzen:  $\frac{|\Delta \vec{v}_t|}{|\vec{v}_t|} \approx \frac{|\vec{v}_i|}{|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}|}$ . Nimmt man eine Raumsondengeschwindigkeit von  $v_{sp} = 30 \frac{km}{s}$  sowie eine Einschlaggeschwindigkeit  $v_i$  im Bereich von 5 bis etwa  $70 \frac{km}{s}$  an, so ergeben sich je nach geometrischer Konstellation von  $\vec{v}_i$  zu  $\vec{v}_{sp}$  verschiedene Werte für  $|\Delta \vec{v}_t|$ . Je kleiner  $|\vec{v}_i|$  im Vergleich zu  $|\vec{v}_{sp}|$  ist, desto kleiner ist  $|\vec{v}_t|$ .



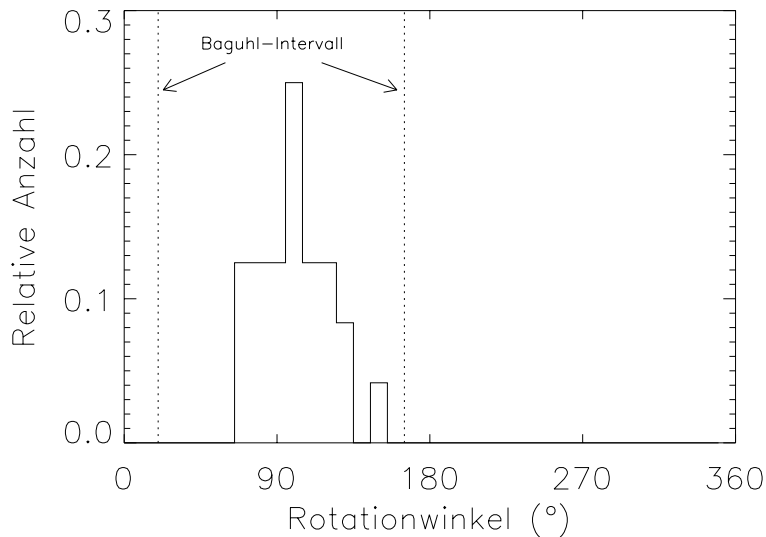


Abbildung 3.17: Verteilung des Rotationswinkels für die zu Beginn nachgewiesenen  $\beta$ -Meteoroiden. Das von BAGUHL [1993] vorhergesagte Intervall ( $[20^\circ, 165^\circ]$ ) ist ebenfalls gezeigt.

Nach dem Start der Raumsonde bewegte sich ULYSSES innerhalb der Ekliptik von der Sonne weg, so daß Raumsondengeschwindigkeit und Einschlaggeschwindigkeit der aus Sonnenrichtung kommenden  $\beta$ -Meteoroiden etwa parallel zueinander stehen. Da  $|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}|$  im Vergleich zu  $|\vec{v}_i|$  relativ groß wird, ergibt sich ein relativ kleiner Fehler. Nimmt man für  $v_{sp}$  einen Wert von  $30 \frac{km}{s}$  und für  $v_i$  Werte zwischen 5 und  $70 \frac{km}{s}$  an, so ergibt sich ein maximaler Fehler in der Teilchengeschwindigkeit von  $\frac{|\Delta \vec{v}_i|}{|\vec{v}_i|} = 0,2$ . Unter der Annahme einer Standardabweichung von  $\sigma_\phi = 4^\circ$  für die Winkelabhängigkeit bzw.  $\sigma_{v_t} = 8 \frac{km}{s}$  für die Teilchengeschwindigkeit ( $v_t = 40 \frac{km}{s}$ ) ergibt sich ein Fehlerbereich, der durch folgende Ellipse beschrieben ist ( $\phi$ : Winkel der Sensorachse zur Sonne):

$$\left(\frac{\sigma_\phi}{\sqrt{2} \cdot 4^\circ}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{v_t}}{\sqrt{2} \cdot 8 \frac{km}{s}}\right)^2 = 1. \quad (3.13)$$

Für den gleichen Zeitraum hat BAGUHL [1993] aufgrund notwendig hoher  $\beta$ -Werte (vgl. Abbildung 2.3) die Masse der  $\beta$ -Meteoroiden auf  $10^{-18}$  bis  $10^{-16} kg$  beschränkt. Basierend auf einem Rotationswinkelkriterium sowie auf einer Mindestgeschwindigkeit von  $30 \frac{km}{s}$  hat er 27  $\beta$ -Meteoroiden ermitteln können. Vergleicht man die Massenverteilung der in dieser Arbeit identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden mit dem von Baguhl postulierten Massenintervall, so läßt sich eine generelle Übereinstimmung feststellen, bei der lediglich vier Teilchen eine geringere Masse ( $10^{-19} kg$ ) besitzen. Ein Vergleich der zugehörigen Rotationswinkel liefert, wie in Abbildung 3.17 zu sehen ist, ebenfalls eine Bestätigung dieser Auswahl, da sie ausnahmslos in dem von Baguhl angegebenen Intervall  $[20^\circ, 165^\circ]$  liegen.

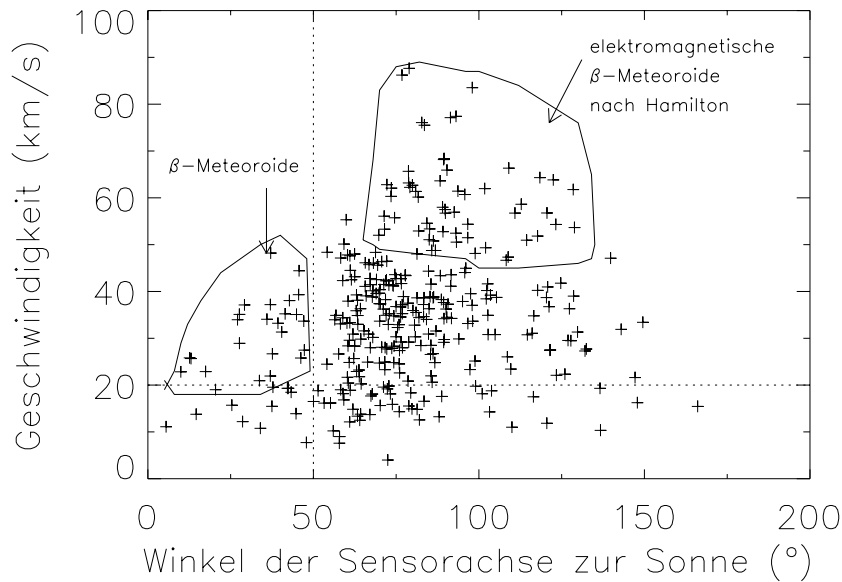


Abbildung 3.18: Die Geschwindigkeit interplanetarer Teilchen außerhalb der Ekliptik während des ersten Sonnenumlaufs von Februar 1992 bis August 1995 vs. Sensorachse zur Sonne liefert mögliche  $\beta$ -Meteoroiden.

### 3.3.5 $\beta$ -Meteoroiden während der Sonnenvorbeiflüge von ULYSSES

Das oben beschriebene Verfahren zur Ermittlung von  $\beta$ -Meteoroiden wird auch außerhalb der Ekliptik durchgeführt. Die Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen die während des ersten und zweiten Sonnenvorbeiflugs von ULYSSES nachgewiesenen  $\beta$ -Meteoroiden. Neben den aus Sonnenrichtung kommenden  $\beta$ -Meteoroiden erkennt man Teilchen auf ungebundenen Bahnen, die nicht unbedingt aus Sonnenrichtung kommen. Insgesamt wurden 38 Teilchen als  $\beta$ -Meteoroiden aus Sonnenrichtung ermittelt, von denen 22 während des ersten und 16 während des zweiten Sonnenumlaufs nachgewiesen wurden.

Auffallend bei dieser Analyse ist eine gewisse Anisotropie, da beim ersten Periheldurchflug 18 und beim zweiten Durchflug die gesamten 16  $\beta$ -Meteoroiden in der nördlichen Hemisphäre detektiert wurden. Auffallend ist ebenfalls eine große Anzahl an Staubteilchen mit Geschwindigkeiten oberhalb von  $50 \frac{km}{s}$ . Offenbar handelt es sich bei diesen Teilchen, die im rechten oberen Quadranten zu finden sind, um Staubteilchen auf hyperbolischen Bahnen, die weit außerhalb von der Sonne entstanden sind. In diesem Zusammenhang ist in einer Arbeit von HAMILTON ET AL. [1996] der elektromagnetische Einfluß des mit dem Sonnenwind verknüpften Magnetfeldes auf Staubteilchen mit Radien im Nano- und Mikrometerbereich untersucht worden. Wie bereits in Abschnitt 2.6 erwähnt, nimmt die effektive Gravitation mit dem solaren Abstand  $r$  proportional zu  $r^{-2}$  ab, während die Lorentzkraft mit  $r^{-1}$  abfällt. So ist für Teilchen, deren Radien kleiner als  $0,2 \mu m$  sind, bereits bei

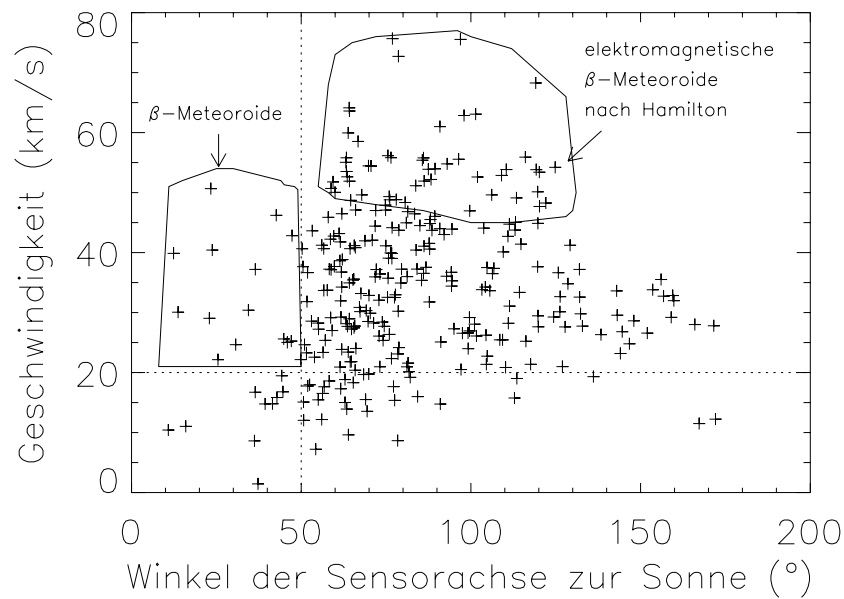


Abbildung 3.19: Die Geschwindigkeiten der Teilchen des zweiten Umlaufs von ULYSSES (16. August 1995 bis 19. Oktober 2001) vs. Sensorachse zur Sonne liefern mögliche  $\beta$ -Meteoroiden.

einem solaren Abstand von  $2AU$  die Lorentzkraft größer als der gravitative Einfluß. Da in Sonnennähe die Teilchengeschwindigkeiten nicht mehr im Vergleich zur Sonnenwindgeschwindigkeit vernachlässigt werden können und sich die Teilchen eine längere Zeit hinweg in einer Region einer Polarität bewegen, verlassen diese Partikel das Sonnensystem. Dieses Hinaustragen positiv geladener Staubteilchen aus der Ekliptik erfolgt vorzugsweise während der elfjährigen defokussierenden Periode im Zeitraum von 1991 bis 2002. HAMILTON ET AL. [1996] spricht in diesem Zusammenhang von elektromagnetischen  $\beta$ -Meteoroiden, die vorzugsweise oberhalb der Polregion erwartet werden. In den Abbildungen 3.20 und 3.21, die jeweils die interplanetaren Teilchen oberhalb und unterhalb der Sonnenpole während des ersten Sonnenumschlufs enthalten, handelt es sich bei den Teilchen, deren Geschwindigkeit oberhalb von ca.  $50 \frac{km}{s}$  ermittelt wurde, vermutlich um derartige elektromagnetische  $\beta$ -Meteoroiden. Ein genaues Identifikationskriterium hierzu kann nicht angegeben werden.

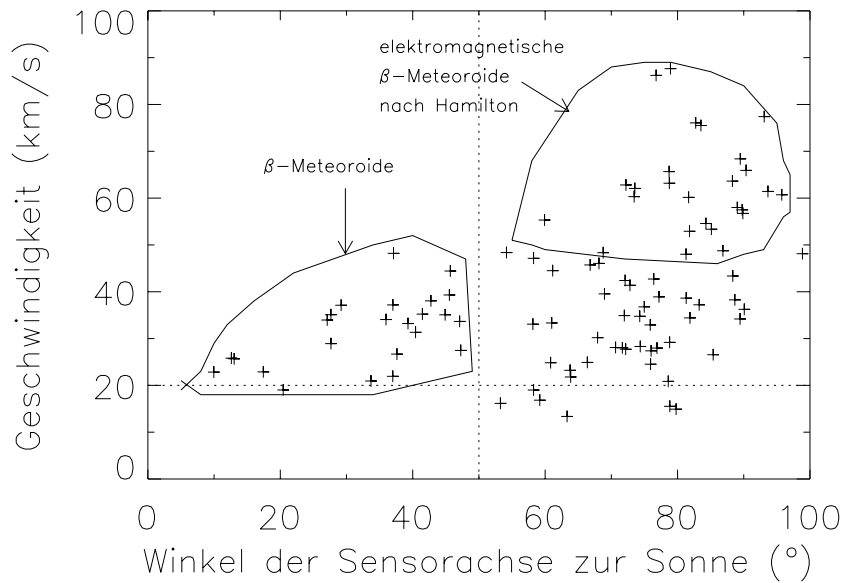


Abbildung 3.20: Die Geschwindigkeiten interplanetarer Teilchen während des ersten Sonnenumlaufs innerhalb der nördlichen Hemisphäre (Februar 1995 - August 1995) in Abhängigkeit von der oben erwähnten Abweichung liefern mögliche  $\beta$ -Meteoroiden.

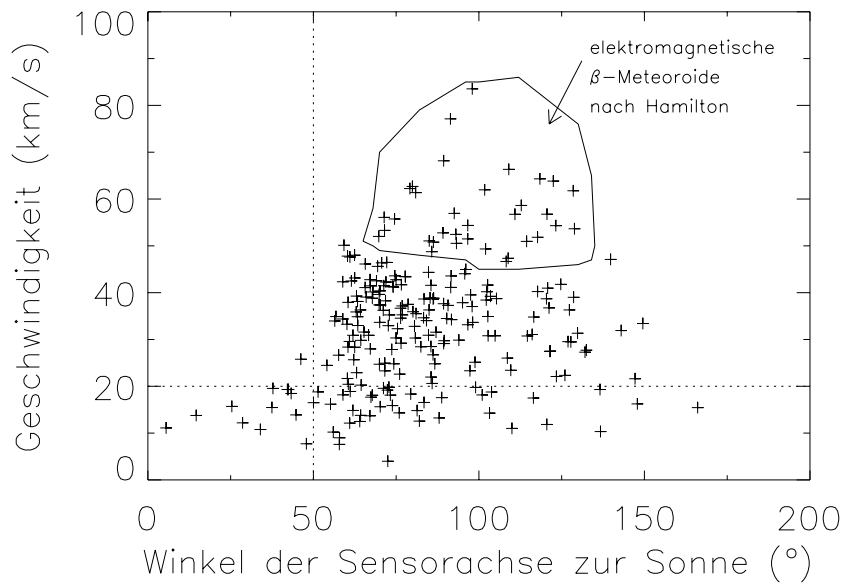


Abbildung 3.21: Die Geschwindigkeiten interplanetarer Teilchen während des ersten Sonneworbeiflugs innerhalb der südlichen Hemisphäre (Februar 1992 - Februar 1995) sind in Abhängigkeit von der erwähnten Abweichung aufgetragen.

Zur Fehlerabschätzung kann ober- und unterhalb der Polregion eine Orthogonalität zwischen  $\vec{v}_i$  und  $\vec{v}_{sp}$  angenommen werden. Es gilt allgemein:

$$|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}| = \sqrt{(\vec{v}_i + \vec{v}_{sp})^2} = \sqrt{|\vec{v}_i|^2 + 2\vec{v}_i\vec{v}_{sp} + |\vec{v}_i|^2}. \quad (3.14)$$

Im Bereich der Polregion ist der Term  $2\vec{v}_i\vec{v}_{sp}$  vernachlässigbar, so daß

$$|\vec{v}_i + \vec{v}_{sp}| \approx \sqrt{|\vec{v}_i|^2 + |\vec{v}_{sp}|^2} \quad (3.15)$$

gilt. Geht man wiederum von einer Raumsondengeschwindigkeit von  $30 \frac{km}{s}$  und von einer Einschlaggeschwindigkeit im Bereich von 5 bis  $70 \frac{km}{s}$  aus, so liegt der Fehler von  $\frac{|\Delta \vec{v}_i|}{|\vec{v}_i|}$  zwischen 0,2 und 0,9. Eine genauere Untersuchung ergibt, daß oberhalb der Ekliptik eine größere Anzahl an  $\beta$ -Meteoroiden nachgewiesen wurde als in der südlichen Hemisphäre. Dies zeichnet sich dadurch aus, daß in Abbildung 3.20 deutlich mehr Ereignisse sichtbar sind als in Abbildung 3.21.

Von den identifizierten 16  $\beta$ -Meteoroiden, die während des zweiten Sonnenumschlufs ausschließlich in der nördlichen Hemisphäre detektiert wurden, sind sechs Teilchen nahe der Ekliptik und zehn beim Passieren der nördlichen Polpassage nachgewiesen worden (vgl. Abbildung 3.19). Da die Geschwindigkeiten der in Ekliptiknähe nachgewiesenen Teilchen nur geringfügig von dem Wert von  $26 \frac{km}{s}$  abweichen, handelt es sich hier offenbar um interstellare Staubteilchen, die offensichtlich aufgrund der oben getroffenen Annahme fälschlicherweise nicht eliminiert worden sind. Dagegen weisen die übrigen Teilchen, die während der Polpassage nachgewiesen worden sind, höhere Geschwindigkeiten auf und können als  $\beta$ -Meteoroiden identifiziert werden. Als Grund dieser geringen Anzahl an  $\beta$ -Meteoroiden kann die kleinere effektive Nachweisfläche genannt werden (vgl. Abbildung 3.10).



# Kapitel 4

## Diskussion und Interpretation

Im folgenden soll der in-situ-Nachweis von  $\beta$ -Meteoroiden diskutiert werden. Um Aussagen hinsichtlich der Entstehung und Bahndynamik von  $\beta$ -Meteoroiden zu machen, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors modelliert. Angaben zur Periheldistanz und zum Fluß von  $\beta$ -Meteoroiden liefern so unter Berücksichtigung einiger Auswahleffekte neue Aspekte für das Verständnis der Auswirkung des Strahlungsdruckes auf kleine Staubteilchen. Weiterhin erfolgt sowohl eine Diskussion über die Verteilung der aus dem interstellaren Medium stammenden Staubteilchen als auch eine Untersuchung der interplanetaren Teilchen hinsichtlich ihres Bahncharakters.

### 4.1 Modellierung der Nachweisempfindlichkeit des Detektors

Die bisherige Analyse geht davon aus, daß jedes Teilchen senkrecht auf den Detektor trifft, d.h. das nachgewiesene Teilchen sieht die maximale effektive Detektorfläche. Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Modell entwickelt worden, das die Abweichung der Einfallrichtung von der Detektornormalen berücksichtigt. Hierzu ist der Staubdetektor als Kegel dargestellt worden. Die verschiedenen Einfallrichtungen werden parametrisiert und liefern so über diesen Raumwinkelbereich neue Vektoren der Teilchengeschwindigkeit. Ein Vergleich der Teilchengeschwindigkeit mit einer theoretischen Beschreibung der Geschwindigkeit ermöglicht es, Aussagen zur Detektorempfindlichkeit zu machen. Diese geben Auskunft darüber, wie wahrscheinlich es ist, daß ein Teilchen mit einer gebundenen oder ungebundenen bzw. mit einer pro- oder retrograden Bahn verknüpft ist.

### 4.1.1 Modellierung der Detektoröffnung

Die Grundgedanken dieses Modells werden im folgenden beschrieben.

- Bei jedem Teilcheneinschlag ist nur der Betrag der Auftreffgeschwindigkeit  $v_i$  bekannt. Die genaue Richtung, aus der das Teilchen auf den Detektor auftrifft, ist unbekannt. Sie kann durch zwei voneinander unabhängige Winkel  $(\delta, \psi)$  beschrieben werden. Der Vektor der Auftreffgeschwindigkeit ist daher eine Funktion dieser Winkel:  $\vec{v}_i = \vec{v}_i(v_i, \delta, \psi)$ .
- Durch Vektoraddition mit dem Geschwindigkeitsvektor der Raumsonde  $\vec{v}_{sp}$  erhält man den Vektor der Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  als Funktion der Winkel  $\delta$  und  $\psi$ :  $\vec{v}_t = \vec{v}_t(\vec{v}_{sp}, v_i, \delta, \psi)$
- Ist der Betrag von  $\vec{v}_t$  größer als die Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc}$  am Ort des Einschlags, so repräsentiert dieser Einschlag ein Teilchen, das sich auf einer ungebundenen Bahn bewegt. Ist  $|\vec{v}_t| < v_{esc}$ , so bewegt es sich auf einer gebundenen Bahn. Durch ein ähnliches Kriterium läßt sich eine prograde von einer retrograden Teilchenbewegung unterscheiden.
- Die verschiedenen Einfallsrichtungen werden durch verschiedene Punkte innerhalb eines Kreises dargestellt. Der senkrechte Einfall symbolisiert dabei den Kreismittelpunkt. Eine analytische Beschreibung dieser genannten Grenzbedingungen unterteilt diese Kreisfläche in zwei Teile. So ist jeder Teil durch Einschlagrichtungen repräsentiert, die mit der gleichen Bahneigenschaft (gebunden oder ungebunden bzw. prograd oder retrograd) assoziiert sind.
- Das Verhältnis der Teilfläche zur Gesamtkreisfläche gibt an, wie wahrscheinlich es ist, daß ein Teilchen mit dieser Eigenschaft verknüpft ist.
- Diese Wahrscheinlichkeit wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode für ein einzelnes Ereignis bestimmt.

### Berücksichtigung verschiedener Einfallsrichtungen

Im Schwerpunktsystem der Sonne dienen allgemein heliozentrische Koordinaten zur Charakterisierung der Dynamik des Teilcheneinschlags. Während die Position der Raumsonde ULYSSES im interplanetaren Raum durch den Abstand zur Sonne  $r$  sowie durch die heliozentrische Breite  $\beta_{sp}$  und Länge  $\lambda_{sp}$  gekennzeichnet ist, erfolgt die Beschreibung der Ausrichtung der Sensorachse des Staubdetektors anhand der Breite  $\beta_{dd}$  und Länge  $\lambda_{dd}$  (vgl. Abbildung 4.1). Zusammen mit dem Betrag der gemessenen Auftreffgeschwindigkeit  $v_i$  liefert eine vektorielle Addition von Auftreffgeschwindigkeit  $\vec{v}_i$  und Geschwindigkeit der Raumsonde  $\vec{v}_{sp}$  die Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$ .



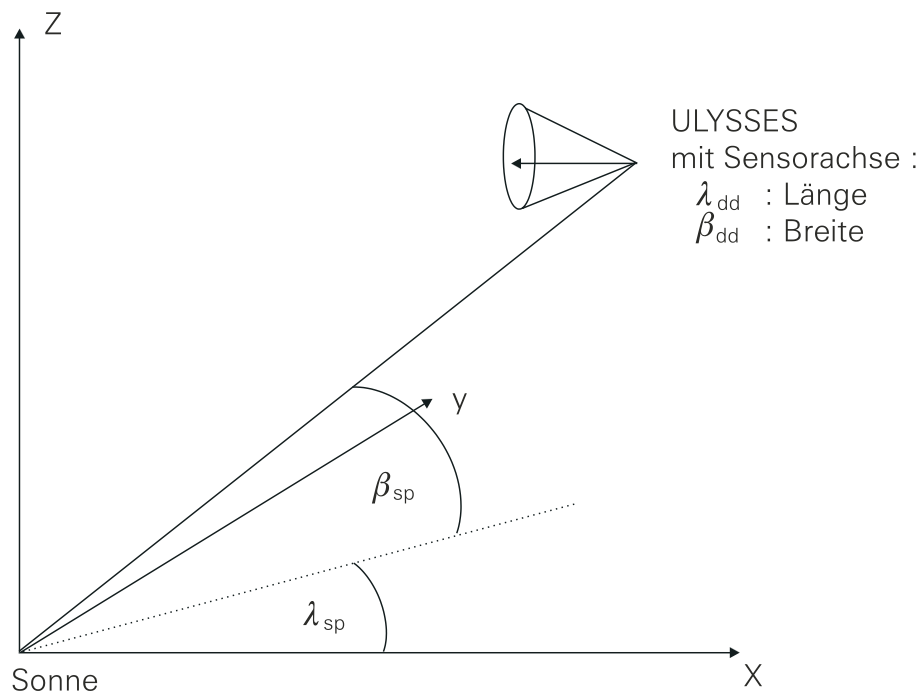


Abbildung 4.1: *Staubdetektor als Kegel im interplanetaren Raum: Die Sensorachse steht fast senkrecht zur Spinachse, die immer zur Erde gerichtet ist.*

### Beschreibung des Staubdetektors als Kegel im Raum

Da der bisherige Ansatz der Ermittlung der vektoriellen Teilchengeschwindigkeit sich jedoch nur auf den senkrechten Aufprall beschränkt, finden alle übrigen Einfallrichtungen keine Berücksichtigung. Die vom senkrechten Aufprall abweichenden Impaktrichtungen implizieren aufgrund der vektoriellen Geschwindigkeitsaddition eine veränderte Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  und damit auch andere Bahnelemente. Aus diesem Grund ist vom Autor ein Modell zur Beschreibung des Staubdetektors entwickelt worden, das diese verschiedenen Einfallrichtungen untersucht.

Hierzu vergleicht man den Staubdetektor mit einem geometrischen Kegel, dessen kreisförmige Grundfläche die Detektoröffnung repräsentiert. Die Geometrie des Kegels ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die x-Achse fällt hier mit der zentralen Kegelachse zusammen, und die Kegelöffnung kann durch den Winkel  $\delta$  beschrieben werden. Jeder Punkt auf dem Rand der Kegelgrundfläche beschreibt eine konkrete Einfallrichtung, die mit der Laufvariablen  $\psi$  benannt wird. Die beiden Koordinaten  $\delta$  und  $\psi$  charakterisieren somit die vom senkrechten Aufprall abweichende Einfallrichtung.

Zu den verschiedenen Öffnungswinkeln  $\delta$  gehören verschieden große, zueinander konzentrische Kreise. Der senkrechte Teilcheneinschlag ist in diesem Modell durch einen Kegel mit Öffnungswinkel  $\delta = 0$  gegeben, während die Ausrichtung der Sensorachse durch einen Einheitsvektor

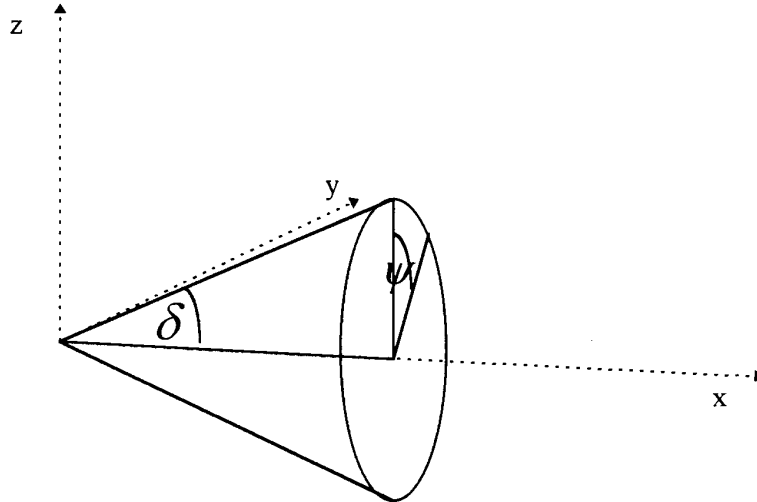


Abbildung 4.2: Beschreibung des Staubdetektors im Koordinatenursprung durch einen Kegel, dessen Öffnung durch den Öffnungswinkel  $\delta$  und durch die Laufvariable  $\psi$  charakterisiert ist.

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

beschrieben wird.

Da sich aber der reale Staubdetektor gekennzeichnet durch die Position und Ausrichtung der Sensorachse im Raum befindet, bedarf es einer Transformation (siehe Transformationsmatrix (4.3)), die eine Projektion des im Koordinatenursprung fußenden Kegels auf die entsprechende Position beschreibt. Die Ausrichtung der Sensorachse am Ort der Raumsonde ULYSSES ist charakterisiert durch (vgl. Abbildung 4.1):

$$\vec{e}_{dd} = \begin{pmatrix} \cos \beta_{dd} \cdot \cos \lambda_{dd} \\ \cos \beta_{dd} \cdot \sin \lambda_{dd} \\ \sin \beta_{dd} \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

wobei  $\lambda_{dd}$  die ekliptikale Länge und  $\beta_{dd}$  die ekliptikale Breite der Sensorachse darstellen.

## Neue Beschreibung der Geschwindigkeit

In der bisherigen Beschreibung der Geschwindigkeit ist unter der Annahme eines senkrechten Auftreffens die Richtung der Sensorachse (vgl. Gleichung (4.1)) dazu benutzt worden, die Richtung der Auftreffgeschwindigkeit zu charakterisieren. Die neue Beschreibung der Auftreffgeschwindigkeit erfolgt zunächst anhand eines Kegels, dessen Achse mit der x-Achse im helioekliptikalen Koordinatensystem zusammenfällt.  $\vec{a}_0$  sei der Vektor, der entlang des Kegelmantels die durch  $\delta$  und  $\psi$  gekennzeichnete Einfallrichtung darstellt:

$$\vec{a}_0 = \begin{pmatrix} \cos \delta \\ \sin \delta \cdot \cos \psi \\ \sin \delta \cdot \sin \psi \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Hierbei charakterisiert  $\psi$  den Winkel, der die Kreisbewegung auf der Detektorfläche beschreibt. Für  $\delta = 0$  erkennt man, daß die Kegellachse mit der x-Achse zusammenfällt ( $\delta$ : halber Öffnungswinkel). Der Übergang der Richtungen wird durch eine Transformationsmatrix  $M$  mittels zweier Drehungen geliefert:

$$M = \begin{pmatrix} \cos \beta_{dd} \cdot \cos \lambda_{dd} & \cos \beta_{dd} \cdot \sin \lambda_{dd} & \sin \beta_{dd} \\ -\sin \lambda_{dd} & \cos \lambda_{dd} & 0 \\ -\sin \beta_{dd} \cdot \cos \lambda_{dd} & -\sin \beta_{dd} \cdot \sin \lambda_{dd} & \cos \beta_{dd} \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Multipliziert man  $\vec{a}_0$  mit  $M$ , so erhält man einen Vektor, der die Richtung eines einfallenden Teilchens beschreibt. Damit ist es möglich, die Teilchengeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  und vom Winkel  $\psi$  zu bestimmen:

$$\vec{a}(\delta, \beta_{dd}, \lambda_{dd}, \psi) = \vec{a}_0 \cdot M. \quad (4.4)$$

Somit ergibt sich am Ort der Raumsonde folgende neue Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  ( $\vec{v}_{sp}$ : Geschwindigkeit der Raumsonde):

$$\vec{v}_t = -v_i \vec{a} + \vec{v}_{sp} \quad (4.5)$$

bzw.

$$\vec{v}_t = -v_i \vec{a}_0 \cdot M + \vec{v}_{sp}. \quad (4.6)$$

$\vec{v}_t$  stellt hierbei eine Funktion von  $\delta$  und  $\psi$  dar ( $v_i$  ist die gemessene Auftreffgeschwindigkeit).

### 4.1.2 Verschiedene Bahncharakteristika

#### Gebundene - ungebundene Teilchenbahn

Ein Teilchen, das von ULYSSES detektiert wird, befindet sich immer dann auf einer ungebundenen Bahn, wenn am Ort des Einschlags der Betrag der Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}_t$  größer ist als der Betrag der Fluchtgeschwindigkeit  $\vec{v}_{esc}$  (vgl. Gleichung 1.15):

$$v_t > v_{esc}(\beta). \quad (4.7)$$

Die Geschwindigkeit eines Teilchens ist (vgl. Gleichung 1.5 bzw. Gleichung 1.16):

$$v^2 = (1 - \beta)\mu \cdot \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \quad (4.8)$$

Befindet sich ein Teilchen auf einer gebundenen Bahn, so entspricht der Ort des Einschlags, d.h. der Punkt auf der Detektorfläche, dem Schnittpunkt einer Ellipse (Halbachse  $a$ : positiv) mit der Detektorfläche. Befindet sich das Teilchen auf einer ungebundenen Bahn, bei der die Halbachse  $a$  negativ ist, so hat man es mit einem Schnitt zwischen einer Hyperbelbahn und der Detektorfläche zu tun. Ein Teilchen auf einer parabolischen Bahn stellt somit eine Grenze zwischen Teilchen auf einer ungebundenen und einer gebundenen Bahn dar. Die Geschwindigkeit eines solchen Teilchens, das sich auf einer parabolischen Bahn bewegt, erhält man, indem man eine unendlich große Halbachse annimmt:

$$a = \infty \implies v^2 = (1 - \beta)\frac{2\mu}{r}. \quad (4.9)$$

Um nun Aussagen darüber machen zu können, ob die von der Einfallsrichtung abhängige Geschwindigkeit einem Teilchen, das sich auf einer gebundenen oder ungebundenen Bahn bewegt, zuzuordnen ist, vergleicht man Gleichung 4.6 mit Gleichung 4.9:

$$\vec{v}_t^2 = (-v_i \vec{a} + \vec{v}_{sp})^2 = (1 - \beta)\frac{2\mu}{r} \quad (4.10)$$

bzw.

$$v_i^2 \vec{a}^2 + \vec{v}_{sp}^2 - 2v_i \vec{a} \vec{v}_{sp} = (1 - \beta)\frac{2\mu}{r}. \quad (4.11)$$

Der erste und dritte Term auf der linken Seite der Gleichung 4.11 sind eine Funktion der Winkel  $\delta$  und  $\psi$ . Für einen fest definierten Öffnungskegel hängt der Einfallsvektor am Ort des Teilcheneinschlags, der durch die Breite  $\beta_{dd}$  und Länge  $\lambda_{dd}$  festgelegt ist, nur noch vom Winkel  $\psi$  ab:

$$\vec{a} = \vec{a}(\psi) \quad (4.12)$$

Die Lösung der Gleichung 4.12 wird durch Punkte auf dem Kreis der zu dem fest definierten Öffnungswinkel gehörigen Detektorfläche repräsentiert. Diese stellen hierbei die Übergangspunkte dar, die aufgrund der Einfallrichtungen mit einer Änderung in der Bahneigenschaft verknüpft sind. Eine Verbindungslinie beider Punkte teilt als Sekante den Kreis in zwei Kreisbögen auf und trennt in erster Näherung das Gebiet, das einer gebundenen Bahn zugeordnet werden kann, von der Fläche, auf der ungebundene Teilchen erwartet werden. Das Verhältnis dieser so gebildeten Kreissegmente ist dann in erster Näherung mit einer Wahrscheinlichkeit verknüpft, Teilchen auf gebundenen bzw. auf ungebundenen Bahnen zu detektieren (vgl. Abbildung 4.3).

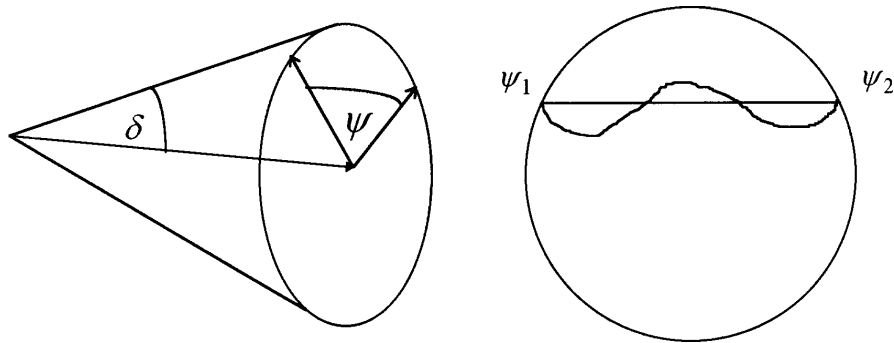


Abbildung 4.3: Links: Beschreibung des Kegels durch Öffnungswinkel  $\delta$  und Laufvariable  $\psi$ . Rechts:  $\psi_1$  und  $\psi_2$  sind Lösungen der Gleichung 4.12. Da der Verlauf der Lösungen innerhalb des Kreises unbekannt ist, dient in erster Näherung eine Verbindungslinie zwischen  $\psi_1$  und  $\psi_2$  zur Beschreibung der Detektionswahrscheinlichkeit.

Führt man diese Untersuchung für sämtliche Winkel  $\delta$ , die zwischen  $0^\circ$  und dem maximalen Winkel von  $70^\circ$  liegen, durch, so erhält man für jedes  $\delta$  entsprechende Kreissegmente. Für diese werden die jeweiligen Flächenverhältnisse ermittelt, so daß die Genauigkeit der Wahrscheinlichkeitsangabe erhöht wird.

Dieser Zusammenhang zwischen Öffnungswinkel und Laufvariable wird im Rahmen einer analytischen Untersuchung durch eine Linie beschrieben, die als Schnittlinie aller Parabeln mit der Detektorfläche aufgefaßt werden kann. Die Darstellung dieser obigen Abhängigkeit (vgl. Gleichung 4.12) lautet:

$$\sqrt{c_1 \cdot \cos \delta + (c_2 \cdot \cos \psi + c_3 \cdot \sin \psi) \cdot \sin \delta + c_4} = c_0. \quad (4.13)$$

Hierbei stellen die Koeffizienten  $c_i$  Funktionen des solaren Abstandes und der Länge und Breite der Sensorachse sowie der Auftreff- und Raumsondengeschwindigkeit dar ( $v_{spx}$ ,  $v_{spx}$ ,  $v_{spz}$ : Koordinaten der Raumsondengeschwindigkeit):

$$\begin{aligned}
c_0 &= \sqrt{(1 - \beta) \frac{2\mu}{r}} \\
c_1 &= -2v_i \cdot (v_{spx} \cdot \cos \beta_{dd} \cos \lambda_{dd} + v_{spx} \cdot \cos \beta_{dd} \sin \lambda_{dd} + v_{spz} \cdot \sin \beta_{dd}) \\
c_2 &= 2v_i \cdot (v_{spx} \cdot \sin \lambda_{dd} - v_{spx} \cdot \cos \lambda_{dd}) \\
c_3 &= 2v_i \cdot (v_{spx} \cdot \sin \beta_{dd} \cos \lambda_{dd} + v_{spx} \cdot \sin \beta_{dd} \sin \lambda_{dd} - v_{spz} \cdot \cos \beta_{dd}) \\
c_4 &= v_i^2 + v_{sp}^2.
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Diese Koeffizienten  $c_i$  sind von den Winkeln  $\delta$  und  $\psi$  unabhängig. Unter der Berücksichtigung, daß der Term unterhalb der Wurzel stets  $\geq 0$  ist, erhält man durch Quadrieren von Gleichung 4.13 eine Gleichung vom Typ:

$$\begin{aligned}
c_1 \cdot \cos \delta + (c_2 \cdot \cos \psi + c_3 \cdot \sin \psi) \cdot \sin \delta &= c_5 \\
\text{mit } c_5 &= c_0^2 - c_4.
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Da der Öffnungswinkel des Detektors  $140^\circ$  beträgt, kann  $\delta$  einen maximalen Wert von  $70^\circ$  annehmen. Im Falle  $\delta = 0$  ergibt sich  $c_1 = c_5$ , während man für  $\delta \neq 0$  folgende Gleichung erhält:

$$c_2 \cdot \cos \psi + c_3 \cdot \sin \psi = \frac{c_1(1 - \cos \delta)}{\sin \delta}. \tag{4.16}$$

Allgemein ist also die Lösung einer Gleichung vom folgenden Typ gesucht:

$$a \cos x + b \sin x = c. \tag{4.17}$$

Eine Substitution  $x = y + z$ , wobei  $z$  eine konstante Phasenverschiebung sei, liefert:

$$a \cos(y + z) + b \sin(y + z) = c. \tag{4.18}$$

Nach einem trigonometrischen Additionstheorem ergibt sich:

$$a \cos y \cos z - a \sin y \sin z + b \sin y \cos z + b \cos y \sin z = c. \tag{4.19}$$

Wird eine Phase  $z$  eingeführt, so daß man für  $z$  folgenden Ausdruck erhält, gilt:

$$z = \arctan \frac{b}{a} = \text{const.} \tag{4.20}$$

Und aus

$$(a \cos z + b \sin z) \cos y = c$$

folgt:

$$\cos y = \frac{c}{a \cos z + b \sin z}. \quad (4.21)$$

Die Lösungen dieses Problems (vgl. Gleichung 4.15) unter Berücksichtigung der Phase  $z$  lassen sich daher angeben als:

$$x = \pm \arccos \frac{c}{a \cos z + b \sin z} + \arctan \frac{b}{a}. \quad (4.22)$$

$$\psi_{1,2} = \pm \arccos \left( \frac{c_1(1-\cos \delta)}{\sin \delta(c_2 \cdot \cos(k_1) + c_3 \cdot \sin(k_1))} \right) + k_1 \quad (4.23)$$

mit  $k_1 = \arctan\left(\frac{c_3}{c_2}\right)$ .

Abbildung 4.4 zeigt als Ergebnis dieser Betrachtung die gesamte Kreisfläche, die alle möglichen Einfallsrichtungen umfaßt.

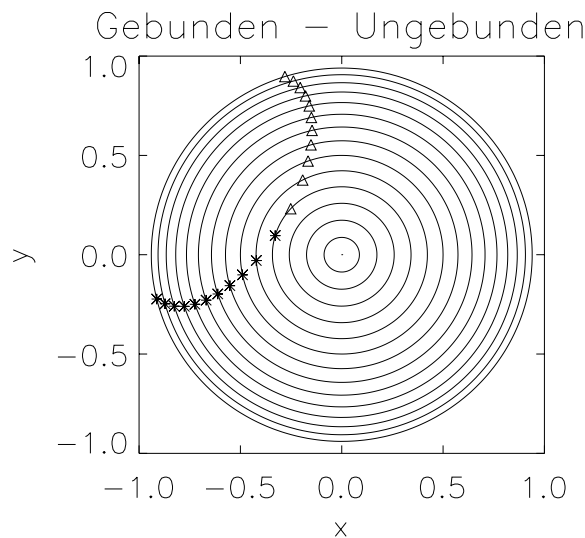


Abbildung 4.4: Die Kreisfläche stellt eine Projektion des Kegels in einer fiktiven  $x$ - $y$ -Ebene dar. Auf der normierten Grundfläche, die in konzentrische Kreise aufgeteilt ist, liefern die zu den Kreisen zugehörigen Lösungen eine Schnittlinie. Die Lösungen  $\psi_1$  und  $\psi_2$  der Gleichung 4.23 sind durch \* und  $\Delta$  symbolisiert. Sie trennen den Bereich, der einer Detektion von Teilchen auf gebundenen Bahnen zugerechnet wird, von der für Teilchen auf ungebundenen Bahnen.

Jedem Winkel  $\delta \in [0, 70^\circ]$  ist hierbei ein Kreis zugeordnet, auf dem die Lösungen  $\psi_i$  markiert sind. Die Anzahl dieser Lösungen reicht von 0 bis 2. Betrachtet man alle

Kreise, so erhält man für jeden Kreis entsprechende Lösungen, deren Verbindung die oben erwähnte Schnittlinie ergibt. Diese Schnittlinie aller Parabeln mit der Detektorfläche ist durch Gleichung 4.23 dargestellt. Sie beschreibt in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  maximal zwei Lösungen  $\psi_i$ , so daß die Angabe der so entstandenen Teilflächen ein genaueres Bild zur Wahrscheinlichkeit liefert als die Betrachtung der besagten Kreissegmente. Hierzu wird eine Monte-Carlo-Methode benutzt, d.h. man erzeugt einen zufälligen Punkt  $(\psi_0, \delta_0)$  und prüft, ob dieser Punkt innerhalb der entsprechenden Fläche liegt oder nicht. Die oben beschriebene Modellierung unterteilt die kreisförmige Öffnung des Staubdetektors in zwei Teilflächen. Die Größe eines Teils im Verhältnis zur Gesamtfläche liefert die Wahrscheinlichkeit der Eigenschaft, die dieser Teilfläche zugeordnet wird. Zur Wahrscheinlichkeitsbestimmung wird nun mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode ein zufälliger Punkt im Kreis erzeugt und anschließend überprüft, ob dieser Punkt innerhalb der entsprechenden Fläche liegt oder nicht.

Allgemein ist der Flächeninhalt des Kreiselementes eines Kreises mit Radius  $r_{max}$  und Laufwinkel  $\psi$  durch  $r \cdot dr \cdot d\psi$  gegeben. Der Ausdruck  $g(r_0)dr$  liefert dann die Wahrscheinlichkeit, daß  $r_0 \in [r, r + dr]$  mit  $r \in [0, r_{max}]$  gilt (vgl. PRESS ET AL. [1988]). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein zufälliges Ereignis  $x$  zwischen  $x$  und  $x + dx$  liegt, wird dann durch

$$p(x) = \begin{cases} 1 & 0 < x < 1 \\ 0 & \text{für} \quad \text{sonst} \end{cases} \quad (4.24)$$

beschrieben.  $p(x)$  stellt hierbei die Wahrscheinlichkeitsdichte dar. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $p(x)$  ist auf 1 normiert:

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1. \quad (4.25)$$

Eine Transformation auf die Verteilung von  $y$

$$|p(y)dy| = |p(x)dx| \quad (4.26)$$

liefert:

$$p(y) = p(x) \left| \frac{dx}{dy} \right|. \quad (4.27)$$

Während die Wahrscheinlichkeit bzgl. des Umlaufwinkels durch

$$p(x) = \begin{cases} 1 & 0 \leq x < 360^\circ \\ 0 & \text{für} \quad \text{sonst} \end{cases} \quad (4.28)$$



gegeben ist, erfolgt hinsichtlich der Verteilung des Radius eine Transformation  $\chi(r_0)dr$ , die die Wahrscheinlichkeit angibt, daß  $r_0 \in [r, r + dr]$  mit  $r \in [0, r_{max}]$  ist. Ein Ansatz der Form  $\chi(r) = const \cdot r$  ( $F(r_0)$  als Wahrscheinlichkeit, daß  $r < r_0$  ist, liefert:

$$F(r) = \int_0^{r_{max}} \chi(r') dr' = \frac{1}{2} r_{max}^2. \quad (4.29)$$

Weiterhin sei  $r_{max} \equiv 1$ :

$$F(r) = \int_0^1 const \cdot r' dr' = \frac{1}{2} \cdot const. \quad (4.30)$$

Aus der Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \chi(r) dr = 1$$

folgt:  $const = 2$ , d.h. es gilt:  $\chi(r) = 2r$ , so daß sich mit  $2r = \left| \frac{dx}{dr} \right|$  der Ausdruck

$$F(r) = \int_0^r 2r dr = r^2 \quad (4.31)$$

bzw.

$$x = r^2 \Rightarrow r = \sqrt{x} \quad (4.32)$$

ergibt. Man erhält daher für den Radius:

$$r_0 = r_{max} \cdot \sqrt{x} \text{ mit } x = random[0, 1], \quad (4.33)$$

wobei  $x$  eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 darstellt. Das Ergebnis dieser Methode, die für jedes Teilchen den Anteil der Teilfläche an der Gesamtkreisfläche angibt, liefert die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen mit der entsprechenden Bahneigenschaft (gebunden oder ungebunden) zu detektieren.

### Prograde - retrograde Teilchenbahn

Eine ähnliche Analyse wie bei der Charakteristik 'gebunden - ungebunden' liefert ebenfalls eine Wahrscheinlichkeit, Teilchen auf prograden bzw. auf retrograden Bahnen zu finden. Hier erfolgt die Unterscheidung zwischen einer prograden und einer retrograden Bahn anhand der Inklination  $i$ , die sich nach der Beziehung für den Bahndrehimpulsvektor (Gleichung 1.10) als

$$\cos i = \frac{x \cdot \dot{y} - \dot{x} \cdot y}{\sqrt{\mu \cdot p}} \sqrt{1 - \beta} \quad (4.34)$$

schreiben läßt. Hierbei stellen  $x, y$  bzw.  $\dot{x}, \dot{y}$  die kartesischen Koordinaten des Ortsvektors  $\vec{r}$  bzw. des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}_t$  dar. Während im Falle einer prograden Bahnbewegung aus der Bedingung  $\cos i > 0$  der Ausdruck  $x \cdot \dot{y} > \dot{x} \cdot y$  folgt, bedingt eine retrograde Bahnbewegung ( $\cos i < 0$ ) die Ungleichung  $x \cdot \dot{y} < \dot{x} \cdot y$ , so daß bei einem Gleichheitszeichen ( $i = 90^\circ$ ) die Voraussetzung für eine Grenzlinie gegeben ist. Das bedeutet wiederum, daß für jeden Öffnungswinkel maximal zwei Lösungen existieren. Eine Verbindung dieser Lösungen liefert dann die besagte Schnittlinie. Für jedes Teilchen wird erneut mit der beschriebenen Monte-Carlo-Methode die Wahrscheinlichkeit ermittelt, Teilchen auf prograden bzw. auf retrograden Bahnen zu finden. Abbildung 4.5 veranschaulicht diese Trennung exemplarisch für ein Teilchen.

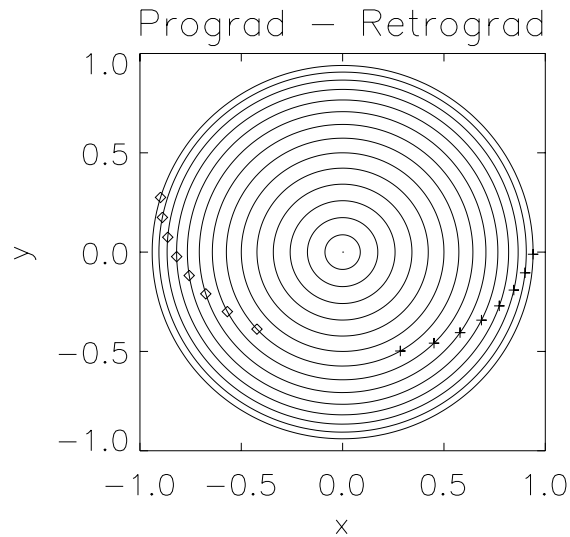


Abbildung 4.5: Ähnlich wie in Abbildung 4.4 erkennt man eine Trennung zwischen Bereichen, die einer Detektion von Teilchen auf prograden und retrograden Bahnen zugeordnet wird. Diese Trennung wird durch  $\diamond$  und  $+$  gezeigt (vgl. Gleichung 4.38). Sie trennen den Bereich, der einer Detektion von Teilchen auf gebundenen Bahnen zugerechnet wird, von der für Teilchen auf ungebundenen Bahnen.

Diese Grenzlinie erhält man, indem man die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}_t$  (vgl. Gleichung 4.6) in die Beziehung

$$x \cdot \dot{y} - \dot{x} \cdot y = 0 \quad (4.35)$$

einsetzt. Man erhält:

$$d_1 \cdot \cos \delta + (d_2 \cdot \cos \psi + d_3 \cdot \sin \psi) \cdot \sin \delta = d_4 \quad (4.36)$$

mit

$$\begin{aligned}
 d_1 &= v_i \cdot \cos \beta_{sp} \cdot \cos \beta_{dd} \cdot (\sin \lambda_{sp} \cdot \cos \lambda_{dd} - \cos \lambda_{sp} \cdot \sin \lambda_{dd}) \\
 d_2 &= -v_i \cdot \cos \beta_{sp} \cdot (\cos \lambda_{sp} \cdot \cos \lambda_{dd} + \sin \lambda_{sp} \cdot \sin \lambda_{dd}) \\
 d_3 &= v_i \cdot \cos \beta_{sp} \cdot (\cos \lambda_{sp} \cdot \sin \lambda_{dd} - \sin \lambda_{sp} \cdot \cos \lambda_{dd}) \\
 d_4 &= \cos \beta_{sp} (v_{spx} \cdot \sin \lambda_{sp} - v_{spx} \cdot \cos \lambda_{sp}).
 \end{aligned} \tag{4.37}$$

Als Lösung von Gleichung 4.36 ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \psi_{1,2} &= \pm \arccos\left(\frac{d_1(1-\cos \delta)}{\sin \delta(d_2 \cdot \cos(k_2) + d_3 \cdot \sin(k_2))}\right) + k_2 \\
 \text{mit } k_2 &= \arctan\left(\frac{d_3}{d_2}\right).
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Die Koeffizienten  $d_i$  sind genauso wie die Koeffizienten  $c_i$  unabhängig von  $\delta$  und  $\psi$ . Der Unterschied zwischen  $d_i$  und  $c_i$  ergibt sich aus den verschiedenen Randbedingungen (vgl. Gleichung 4.11 bzw. Gleichung 4.35). Eine Überlagerung beider Charakteristika, wie in Abbildung 4.6 gezeigt ist, liefert eine Einteilung der Detektorfläche in vier mögliche Sektoren. Diese spiegeln die Wahrscheinlichkeit wider, Teilchen mit den jeweiligen Bahneigenschaften zu detektieren.

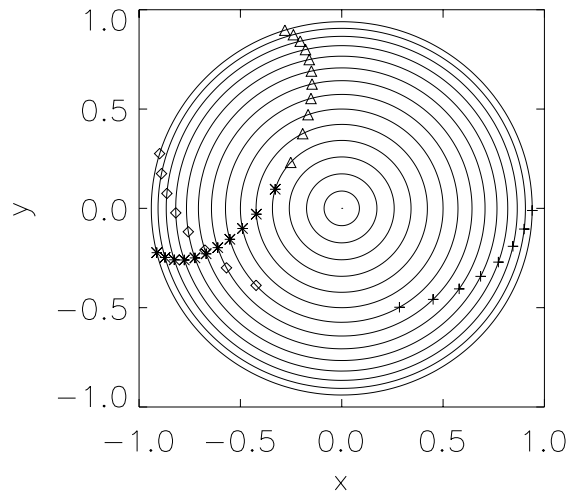


Abbildung 4.6: Eine Überlagerung beider Charakteristika erlaubt sowohl die Unterscheidung der Teilchenbahn in gebunden/ungebunden als auch in prograd/retrograd.

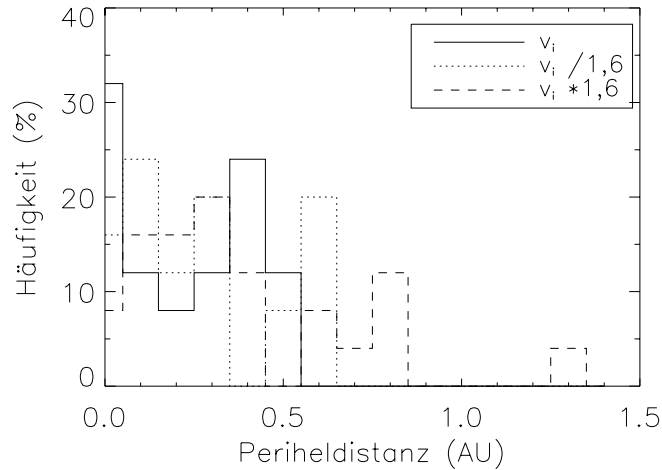


Abbildung 4.7: Die Periheldistanzen der nach dem Start identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden sind unter der Annahme eines senkrechten Impaktereignisses ermittelt worden. Die durch  $\dots\dots$  bzw.  $---$  gekennzeichnete Verteilung spiegelt den Einfluß des Fehlers (Faktor 1,6), der aus der Bestimmung der Auftreffgeschwindigkeit  $v_i$  herrührt, wider.

## 4.2 $\beta$ -Meteoroiden

Anhand der Periheldistanz sowie anhand des aus den Daten ermittelten Flusses erfolgt eine Abschätzung darüber, ob Sublimationen oder Kollisionen für die Entstehung von  $\beta$ -Meteoroiden verantwortlich sind (WEHRY & MANN [1999]).

### 4.2.1 Periheldistanzen

Um Aussagen über den Entstehungsprozeß der  $\beta$ -Meteoroiden machen zu können, werden die Bahnparameter, insbesondere die Periheldistanz, ermittelt (vgl. Abschnitt 3.2.3). Anhand der Periheldistanz läßt sich abschätzen, ob die Sublimation, die hauptsächlich innerhalb von 20 Sonnenradien stattfindet, oder aber Kollisionen den Entstehungsprozeß verursachen. Zur Bestimmung der Bahnelemente wird zunächst angenommen, daß die Teilchen senkrecht auftreffen. Mittels der so ermittelten Teilchengeschwindigkeit und anhand der Position der Raumsonde werden die Periheldistanzen der nach dem Start identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden errechnet (vgl. Abbildung 4.7). Die hier betrachteten Teilchen sind auf den Massenbereich ( $m < 10^{-15} \text{ kg}$ ) beschränkt, in dem die Dynamik der Teilchen durch Gravitation und Strahlungsdruck bestimmt ist. Vernachlässigt man den aus der Bestimmung der Impaktgeschwindigkeit resultierenden Fehler (Faktor 1,6: vgl. Abschnitt 3.2.3), so deutet diese Bestimmung im Bereich innerhalb der Ekliptik auf einen Entstehungsort der  $\beta$ -Meteoroiden innerhalb von 0,5 AU hin. Periheldistanzen nahe 0 AU liefern einen Hinweis auf  $\beta$ -Meteoroiden, die durch Sublimation entstanden

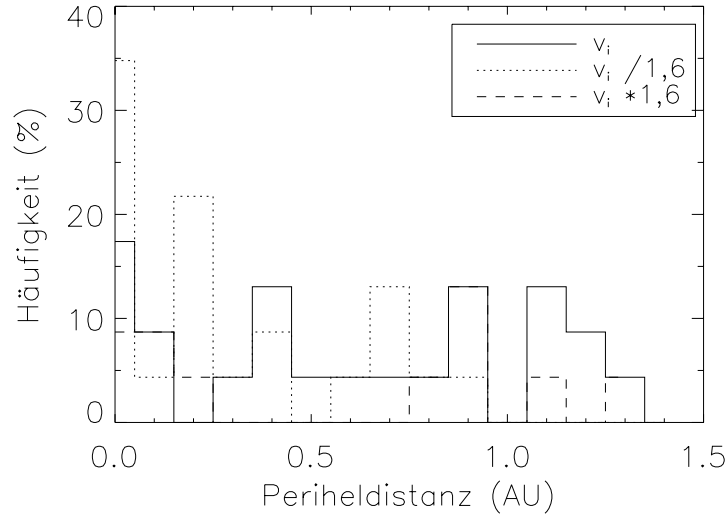


Abbildung 4.8: Die Periheldistanzen der während des außereklptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden sind analog zu denen in Abbildung 4.7 ermittelt worden.

sind. Da dielektrische Teilchen einer vollständigen Sublimation unterliegen, können sie nicht als Erklärung für die Bildung von  $\beta$ -Meteoroiden herangezogen werden. Dagegen sublimieren absorbierende, kohlenstoffhaltige Partikel in Sonnennähe bis zu einem gewissen Teilchenradius und werden dann als  $\beta$ -Meteoroiden aufgrund des Strahlungsdruckes aus dem Sonnensystem hinausgeschleudert. Für poröse Kohlenstoffteilchen erwartet man Radien von etwa  $2,4 \mu\text{m}$ , während man für kompakte Partikel Radien von  $0,5 \mu\text{m}$  erhält (vgl. Abbildung 2.4). Größere Periheldistanzen bei den  $\beta$ -Meteoroiden deuten auf Kollisionen hin. Verantwortlich hierfür sind kurzperiodische Kometen aus dem Kuiper-Gürtel. Ein charakteristisches Merkmal ist der prograde Bewegungssinn der Teilchenbahnen.

Dagegen erlaubt die Analyse der Periheldistanzen unter der Annahme des senkrechten Aufpralls auf den Detektor zu der Zeit, als sich ULYSSES auf dem außereklptikalen Zweig der Bahn befand, (Abbildung 4.8) keinerlei Aussagen, die Hinweise auf den Entstehungsort der Teilchen liefern. Aus diesem Grund werden die bereits aufgrund des oben genannten Kriteriums als  $\beta$ -Meteoroiden identifizierten Teilchen als Teilchen aus Sonnenrichtung betrachtet. Zur weiteren Untersuchung im Hinblick auf deren Ursprungsort wird nur der der Sonne zugewandte Bereich der Detektoröffnung als möglicher Ort des Einschlags angesehen, so daß sich neue Bahnelemente ergeben. Die neuen Werte für die Periheldistanz sind gemittelt in Abbildung 4.9 gezeigt. Trotz des großen Fehlers aus der Bestimmung der Impaktgeschwindigkeit kann man den Entstehungsort dieser  $\beta$ -Meteoroiden innerhalb eines Gebietes von  $0,5 \text{ AU}$  Abstand zur Sonne vermuten. Eine ähnliche Korrektur für den innereklptikalen Zweig hat keine Änderung in den Periheldistanzen ergeben (vgl. Abbildung 4.10).

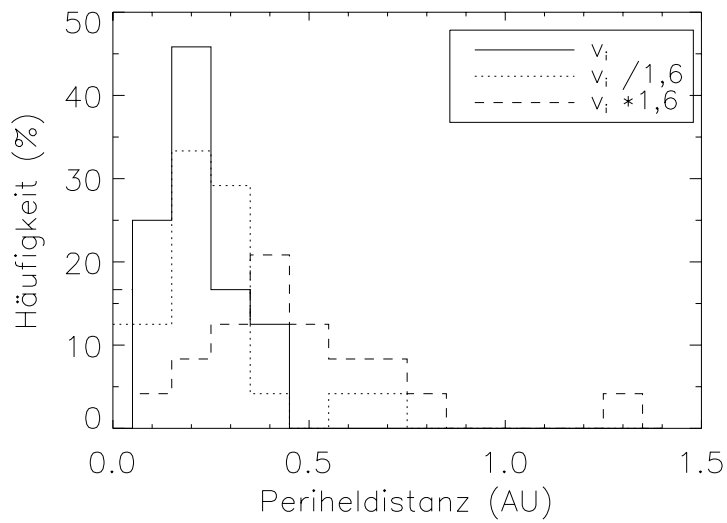


Abbildung 4.9: Verteilung der korrigierten Periheldistanzen der  $\beta$ -Meteoroide, die während des außerekliptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn identifiziert wurden.

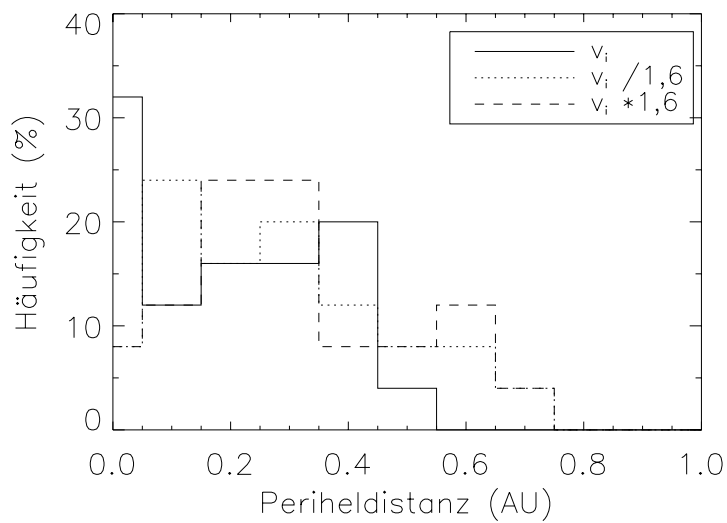


Abbildung 4.10: Verteilung der korrigierten Periheldistanzen der  $\beta$ -Meteoroide, die nach dem Start von ULYSSES innerhalb der Ekliptik identifiziert wurden.

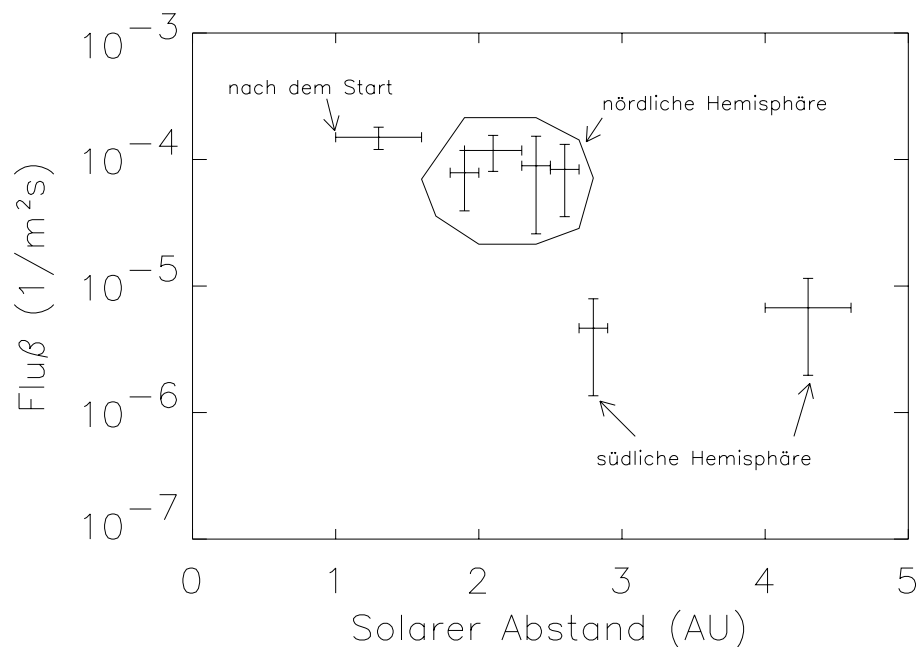


Abbildung 4.11: Der Fluß an  $\beta$ -Meteoroiden, errechnet aus den ULYSSES-Daten, als Funktion des solaren Abstandes zeigt eine Abnahme zu großen solaren Abständen. Die Zahl der  $\beta$ -Meteoroiden umfaßt innerhalb der Ekliptik 24 Teilchen, innerhalb der nördlichen Hemisphäre 18 und innerhalb der südlichen Hemisphäre 4 Staubteilchen.

### 4.2.2 Fluß an $\beta$ -Meteoroiden

Im folgenden wird der Fluß  $F$  an aus Sonnenrichtung kommenden  $\beta$ -Meteoroiden aufgrund der identifizierten Teilchen errechnet. Dieses geschieht mittels des Ausdrucks:

$$F(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \frac{N(t')}{A_{eff}(t')} dt'. \quad (4.39)$$

Hierbei repräsentiert  $\Delta t$  das jeweilige Zeitintervall,  $A_{eff}$  die zugehörige effektive Fläche, während  $N$  die Zahl der im Intervall  $[t', t' + dt']$  detektierten Teilchen beschreibt. Der aus dem Datensatz ermittelte Fluß an  $\beta$ -Meteoroiden ist in Abbildung 4.11 unter Berücksichtigung der Gaußstatistik in Abhängigkeit vom solaren Abstand aufgetragen.

Man erkennt einen Abfall des Flusses von  $1,5 \cdot 10^{-4} m^{-2} s^{-1}$  bei 1,3 AU auf einen Wert von  $4,6 \cdot 10^{-6} m^{-2} s^{-1}$  bei 2,8 AU. Der Wert von  $9 \cdot 10^{-5} m^{-2} s^{-1}$  im Bereich von  $67^\circ$  bis  $79^\circ$  nördlicher Breite erfüllt die Erwartung,  $\beta$ -Meteoroide während der Polüberflüge zu detektieren. Die Größenordnung dieses Flusses ist vergleichbar mit Flußberechnungen aus PIONEER 8/9 -Daten, die bei einem solaren Abstand von 1AU erzielt worden sind (BERG & GRÜN [1973]). Der hier gezeigte Teilchenfluß, der sich aus Teilchen aus dem Massenbereich von  $10^{-18} kg$  bis  $10^{-17} kg$  zusammen-

setzt, bestätigt die Ergebnisse von PIONEER 8/9, die sich auf Teilchen mit Massen  $\leq 10^{-15}kg$  beziehen. Der Grund dafür, daß oberhalb der Polregion  $\beta$ -Meteoroide erwartet werden, ist in einer elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld und den Staubteilchen begründet. Vorzugsweise in Zeiten der defokussierenden Periode (1991-2002) werden Teilchen aus der Ekliptik in Polrichtung befördert. Auffallend jedoch ist in diesem Zusammenhang das Ungleichgewicht in der Größenordnung der Flüsse beider Polpassagen. Eine Erklärung hierfür konnte nicht gefunden werden.

Das in Abschnitt 1.1 erwähnte 'interplanetary flux model' liefert für Teilchen im Massenbereich zwischen  $10^{-18}kg$  und  $10^{-17}kg$  mit  $8,5 \cdot 10^{-4}m^{-2}s^{-1}$  bei 1 AU einen vergleichbaren Wert (GRÜN ET AL. [1992a]). Ebenso ist mit der HITEN-Raumsonde im Rahmen der MUSES-A Mission ein Wert von etwa  $1,2 \cdot 10^{-4}m^{-2}s^{-1}$  bei 1AU ermittelt worden (IGENBERGS ET AL. [1991]). Hierbei dominieren jedoch die sogenannten Apex-Teilchen, die u.a. auf HELIOS 1 und HEOS 2 nachgewiesen worden sind und sich auf erdbahnähnlichen Bahnen um die Sonne bewegen. Die Abnahme des Flusses zu großen solaren Abständen hin kann mit einem Modell verglichen werden, bei dem der Fluß  $F$  proportional zum Produkt aus der Teilchengeschwindigkeit  $v$  und der Dichte  $n$  ist:  $F \sim v \cdot n$ . Während in diesem Zusammenhang für die Dichte eine Abhängigkeit  $n(r) \sim r^{-1,5}$  angenommen wird, liefert die Beziehung für die Teilchengeschwindigkeit aus Gleichung 1.16 den Ausdruck für die Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{2\mu(1-\beta)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{2a'}\right)} \quad (4.40)$$

$$\text{mit } a' = \frac{(1-\beta)a_0r_0}{r_0-2\beta a_0},$$

wobei  $r_0$ ,  $a_0$  den solaren Abstand bzw. die Halbachse des Mutterkörpers angeben (KRÉSAK [1976]).

Abbildung 4.12 zeigt zusätzlich zum ermittelten Fluß den Verlauf des so modellierten Flusses bezogen auf den Fluß bei einem Sonnenabstand von 1AU. Die Variation dieser relativen Flußrate, bei der verschiedene  $\beta$ -Werte, Periheldistanzen und Exzentrizitäten des Mutterkörpers angenommen werden, mit dem solaren Abstand bestätigt den in den Daten beobachteten Flußabfall. Jedoch muß im Rahmen dieses Vergleiches beachtet werden, daß die errechneten Flußraten eine isotrope Verteilung voraussetzen, während die aus den Daten ermittelten Werte den Einfluß unterschiedlicher Breiten widerspiegeln. Ebenso bedingt eine größere Exzentrizität der Bahn des Mutterkörpers eine geringere Fluchtgeschwindigkeit, die ihrerseits ebenfalls kleineren  $\beta$ -Werten das Verlassen der gebundenen Bahn erlaubt. Um vergleichbare Flußraten zu erzielen, sind im Vergleich zu einer kreisförmigen Bahn bei höheren Periheldistanzen größere  $\beta$ -Werte nötig. Daher liefert diese Wahl der Periheldistanzen  $< 0,5AU$  ein weiteres Indiz dafür, daß diese  $\beta$ -Meteoroide mit  $\beta$ -Werten zwischen 0,2 und 0,8 innerhalb eines Gebietes, das sich bis zu 0,5AU von der Sonne entfernt erstreckt, entstehen. Hierbei sollte noch das Abknicken der Flußrate für  $\beta = 0,2$  erwähnt werden.



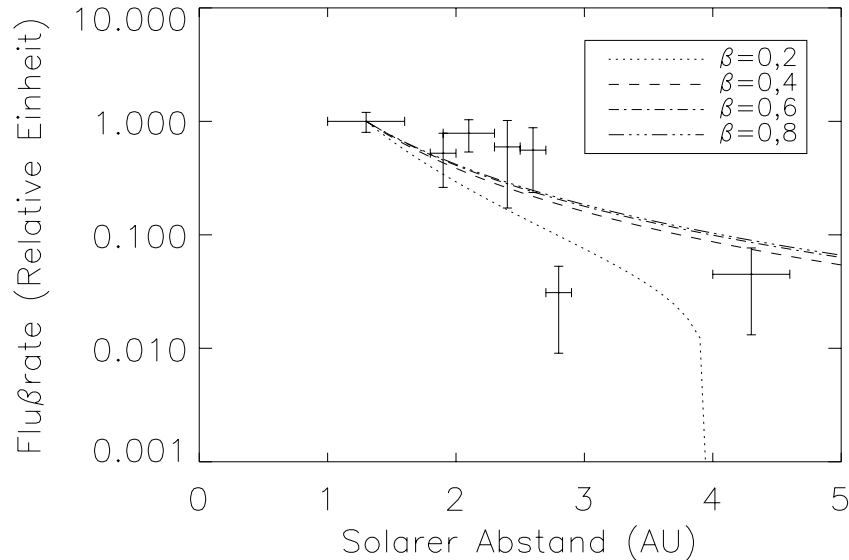


Abbildung 4.12: *Flußraten für verschiedene Bahnparameter (hier: Exzentrizität des Mutterkörpers:  $e = 0,4$ ; Perihelabstand:  $q = 0,5\text{AU}$ ) im Verhältnis zur Flußrate bei  $1\text{AU}$ .*

### 4.2.3 Vergleich mit dem Magnetfeldzyklus

Die Missionen PIONEER 8/9 und HITEN erfolgten jeweils während der fokussierenden Periode des Magnetfeldzyklus. Da auch der Zeitraum des innerekliptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn ebenfalls diesem Zyklus zugeordnet wird, sind innerhalb der Ekliptik nach dem Start von ULYSSES vergleichbare Randbedingungen hinsichtlich des Magnetfeldeinflusses gewährleistet. Die Tatsache, daß außerhalb der Ekliptik der überwiegende Anteil der  $\beta$ -Meteoroide in der nördlichen Hemisphäre detektiert worden ist, legt die Vermutung nahe, daß der Einfluß des solaren Magnetfeldes als Erklärung hierfür nicht zu vernachlässigen ist. Infolge des Sonnenzyklus unterscheidet man bei der Variation des solaren Magnetfeldes zwischen einer fokussierenden und einer defokussierenden Periode. Durch die elektromagnetische Kopplung werden geladene, insbesondere kleine Teilchen in Polrichtung geschleudert. Dies geschieht vorzugsweise im Falle eines defokussierenden Magnetfeldes, welches zwischen 1991 und 2002 vorherrscht. Dies würde bedeuten, daß in beiden Hemisphären etwa gleich viele Teilchen auf hyperbolischen Bahnen erwartet werden. Die Differenz in der nachgewiesenen Anzahl an  $\beta$ -Meteoroiden in den beiden Hemisphären kann dadurch erklärt werden, daß der defokussierende Einfluß im Jahre 1994 (südliche Hemisphäre) noch gering ist, während im Jahre 1995 eine erhöhte Wirksamkeit dieses Effektes zu erkennen ist. Die Detektion von  $\beta$ -Meteoroiden außerhalb der Ekliptik kann daher möglicherweise auf eine Variation des solaren Magnetfeldes zurückgeführt werden.

Im Vergleich hierzu konnte an Bord von VOYAGER 1 und 2 der Nachweis von Staubteilchen mittels eines Plasmawelleninstrumentes auch für das äußere Sonnensystem bei solaren Abständen von bis zu 51 bzw. 65 AU erbracht werden (GURNETT ET AL. [1997]). Nach Auftreffen eines Teilchens auf die Raumsonde verdampft dieses Teilchen infolge der Freisetzung hoher Kollisionsenergien, so daß es zur Ausbildung einer Plasmawolke kommt. Die jeweilige Masse kann anhand von Spannungstößen bestimmt werden. Während VOYAGER 1 oberhalb der Ekliptik bis zu Breiten von  $34^\circ$  Teilcheneinschläge registriert, sind auf VOYAGER 2, welche sich zur gleichen Zeit in der südlichen Hemisphäre befindet, nur innerhalb der Ekliptik Staubteilchen nachgewiesen worden. Ein direkter Zusammenhang dieser Tatsache mit der geringeren Anzahl detektierter  $\beta$ -Meteoroiden in der südlichen Hemisphäre erscheint auch hier zunächst in der Variation des solaren Magnetfeldes begründet zu sein. Möglicherweise handelt es sich hierbei lediglich um lokale Effekte, doch das Fehlen von Staubeinschlägen auf VOYAGER 2 hat in einer Zeitspanne stattgefunden, die der defokussierenden Periode zugerechnet wird. Damit wird der Erklärungsversuch,  $\beta$ -Meteoroiden seien aufgrund des Defokussiereffektes des solaren Magnetfeldes nur in der nördlichen Hemisphäre nachweisbar, nicht durch eine Analyse des Voyager-Datensatzes gestützt. Die Tatsache, daß VOYAGER 2 in der südlichen Hemisphäre während der defokussierenden Phase keine Staubteilchen detektiert hat, legt die Vermutung nahe, daß zwischen dem Sonnenzyklus und dem Auftreten von  $\beta$ -Meteoroiden in polaren Breiten kein Zusammenhang besteht. Vergleicht man die Anzahl der in der nördlichen Hemisphäre identifizierten  $\beta$ -Meteoroiden beider Umläufe miteinander und berücksichtigt dabei die unterschiedliche effektive Nachweisfläche, so läßt sich ein um den Faktor zwei kleinerer Fluß an  $\beta$ -Meteoroiden für den zweiten Umlauf von ULYSSES abschätzen. Somit erhärtet sich der Verdacht einer Korrelation zwischen dem verminderten Fluß und dem Magnetfeldzyklus, bei dem das Ende der defokussierenden Periode im Jahre 2001 eine geringere Aktivität erwarten läßt. Ein Zusammenhang mit dem ungleichen Verhältnis der Teilchenanzahl zwischen der nördlichen und südlichen Hemisphäre kann allerdings nicht durch den Einfluß des Magnetfeldzyklus auf die Bewegung von  $\beta$ -Meteoroiden erklärt werden.

#### 4.2.4 Vergleich mit modellierter Nachweiswahrscheinlichkeit

Für jedes Teilchen, das als  $\beta$ -Meteoroid identifiziert worden ist, wird die Empfindlichkeit des Staubdetektors sowohl hinsichtlich der Exzentrizität als auch der Inklination ermittelt. Die Ergebnisse sind in Histogrammen aufgetragen. Abbildung 4.13 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung dafür, daß sich nach dem Start von ULYSSES sämtliche innerhalb der Ekliptik detektierte  $\beta$ -Meteoroiden auf gebundenen Bahnen bewegen. Wie erwartet liegen diese Werte bis auf wenige Ausnahmen unterhalb von 50 %, so daß man hier von Teilchen auf ungebundenen Bahnen sprechen kann. Durchschnittlich sind die Teilchen zu 71 % mit einer ungebundenen Bahnbewegung verknüpft. Ein  $\beta$ -Meteoroid zeigt eine Wahrscheinlichkeit von 83 % für eine gebundene Bahn, so daß dieses möglicherweise eher mit einer gebundenen Bahn

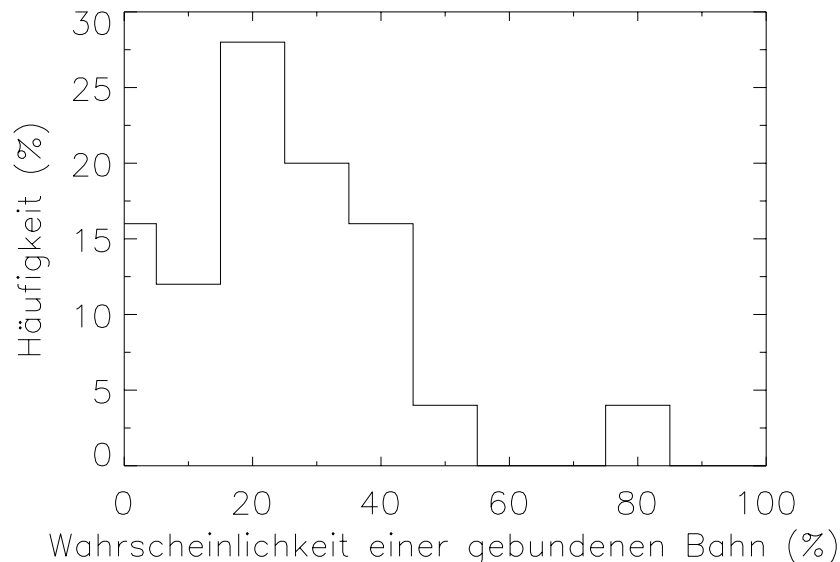


Abbildung 4.13: Verteilung der Detektionswahrscheinlichkeit für  $\beta$ -Meteoroiden, die nach dem Start von ULYSSES innerhalb der Ekliptik identifiziert wurden.

assoziiert ist. Diese Analyse liefert daher trotz schlechter Statistik aufgrund der geringen Anzahl an Teilchen ein weiteres Indiz dafür, daß die oben erwähnte Methode der Klassifizierung der Teilchen nach Geschwindigkeit und Abweichung von der Sonnenrichtung ein probates Element zur Ermittlung von  $\beta$ -Meteoroiden darstellt. Innerhalb der Ekliptik erkennt man anhand der Auftragung in Abbildung 4.14, welche die Detektionswahrscheinlichkeit für eine gebundene Bahn in Abhängigkeit vom solaren Abstand zeigt, daß die Verknüpfung der als  $\beta$ -Meteoroiden nachgewiesenen Teilchen mit ungebundenen Bahnen bei kleinen solaren Abständen ausgeprägter ist als bei größeren Abständen. Die innereklptikale Verteilung der Wahrscheinlichkeit,  $\beta$ -Meteoroiden auf prograden Bahnen nachzuweisen (vgl. Abbildung 4.15), spiegelt den prograden Charakter der interplanetaren Staubwolke, die sich vorwiegend aus sich auf prograden Bahnen bewegenden Staubteilchen zusammensetzt, wider. Dieser Zusammenhang deutet darauf hin, daß neben kurzperiodischen Kometen aus dem Kuiper-Gürtel auch Asteroiden als Mutterkörper angesehen werden können.

Man erkennt anhand von Abbildung 4.16, daß innerhalb der Ekliptik bis zu einem solaren Abstand von etwa 1,3 AU die Wahrscheinlichkeit,  $\beta$ -Meteoroiden auf prograden Bahnen zu detektieren, größer ist als jene, sie mit einer retrograden Bahnbewegung zu assoziieren. Mit zunehmendem solaren Abstand nimmt diese erwähnte Wahrscheinlichkeit ab, so daß auch Teilchen, die eher mit einer retrograden Bewegung verknüpft sind, detektiert werden können. Eine Überprüfung der Inklination aus den Daten liefert unter der Annahme eines senkrechten Auftreffens, daß 16 der 24  $\beta$ -Meteoroiden einer prograden Bahnbewegung zugeordnet werden

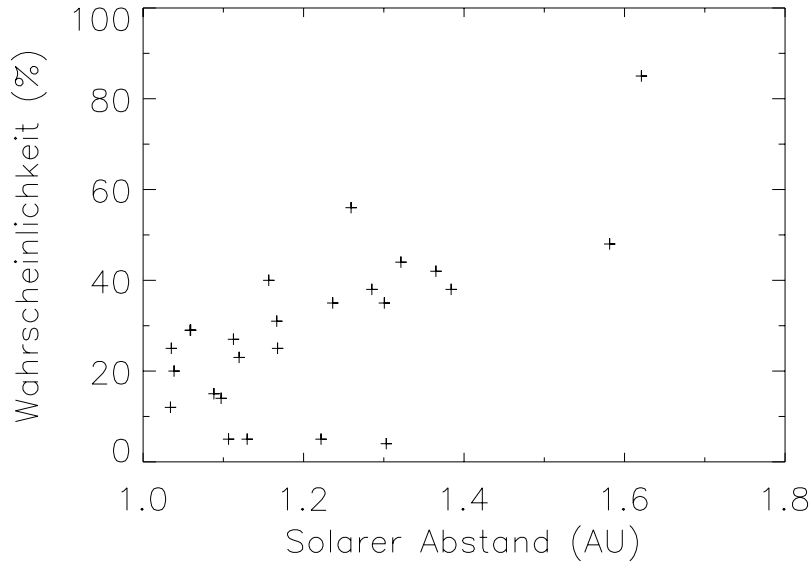


Abbildung 4.14: Die aus dem Modell ermittelte Wahrscheinlichkeit für eine gebundene Bahn ist für jedes identifizierte  $\beta$ -Meteoroid, das nach dem Start von ULYSSES detektiert wurde, in Abhängigkeit vom solaren Abstand aufgetragen.

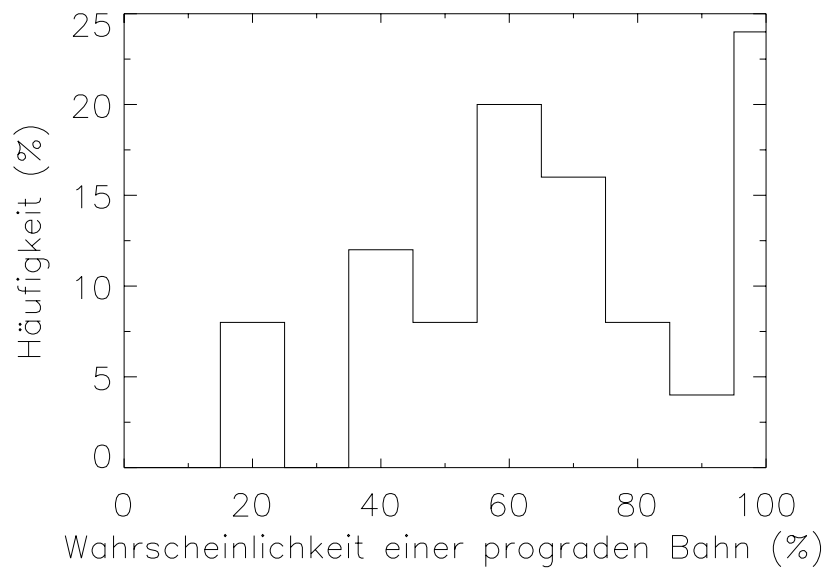


Abbildung 4.15: Verteilung der Wahrscheinlichkeit,  $\beta$ -Meteoroiden innerhalb der Ekliptik zu Beginn der ULYSSES-Bahn auf prograden Bahnen zu detektieren.

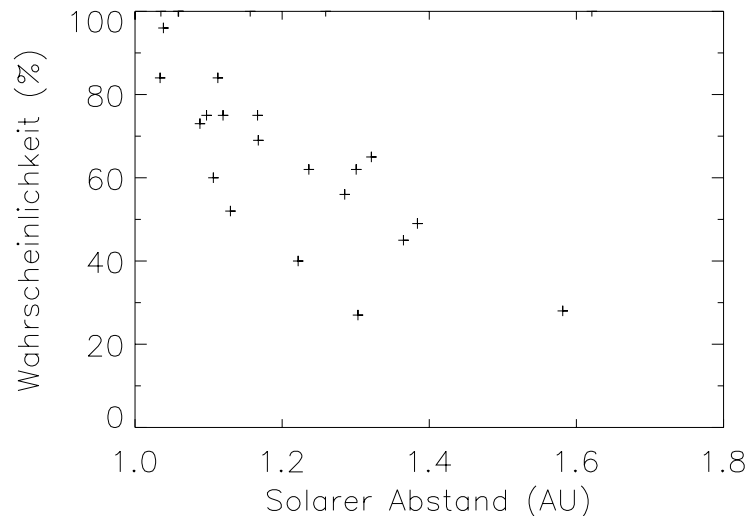


Abbildung 4.16: Auftragung der Wahrscheinlichkeit, daß  $\beta$ -Meteoroiden nach dem Start von ULYSSES innerhalb der Ekliptik auf prograden Bahnen detektiert werden, in Abhängigkeit vom solaren Abstand.

können. Der überwiegende Teil (sechs von acht) der sich auf retrograden Bahnen bewegenden Partikel ist bei solaren Abständen größer als 1,3 AU detektiert worden. Dieser stammt möglicherweise von kurzperiodischen Kometen vom Halley-Typ oder von langperiodischen Kometen aus der Oort'schen Wolke.

Abbildung 4.17 zeigt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß  $\beta$ -Meteoroiden während des außereklptikalen Umlaufs von ULYSSES als Teilchen auf gebundenen Bahnen detektiert werden. Man erkennt, daß bis auf zwei Teilcheneinschläge der überwiegende Anteil mit einer ungebundenen Bahn verknüpft ist. Dies läßt sich damit erklären, daß  $\beta$ -Meteoroiden durch eine ungebundene Bahnbewegung gekennzeichnet sind und als solche auch nachgewiesen wurden. Besonders über den Polen erwartet man Teilchen auf ungebundenen Bahnen, wie aus der Abhängigkeit der Detektionswahrscheinlichkeit für eine gebundene Bahn vom solaren Abstand (Abbildung 4.18) ersichtlich ist.

Aus Abbildung 4.19, welche die Verteilung der Detektionswahrscheinlichkeit für Teilchen mit prograden Bahnbewegung zeigt, läßt sich keine Präferenz für eine pro- oder retrograde Bahnbewegung ableiten. Offenbar hängt dieses Verhalten mit dem Einfluß der elektromagnetischen Wechselwirkung zusammen, wodurch die Inklination der Teilchenbahn verändert werden kann. Dies bestätigt auch ein Vergleich mit den errechneten Bahninklinationen der Teilchen. Es ist daher nicht möglich, eindeutige Aussagen darüber zu treffen, ob das jeweilige Teilchen mit einer pro- oder retrograden Bahn assoziiert ist. Verantwortlich für diese Erscheinung sind möglicherweise langperiodische Kometen aus der Oort'schen Wolke, die sowohl einen pro- als auch retrograden Bewegungssinn besitzen können.

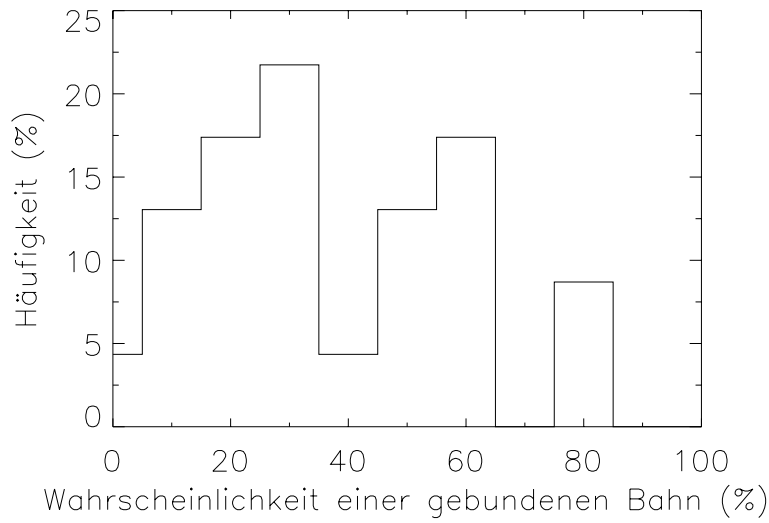


Abbildung 4.17: Verteilung der Detektionswahrscheinlichkeit während des außereklptikalen Zweigs von ULYSSES.

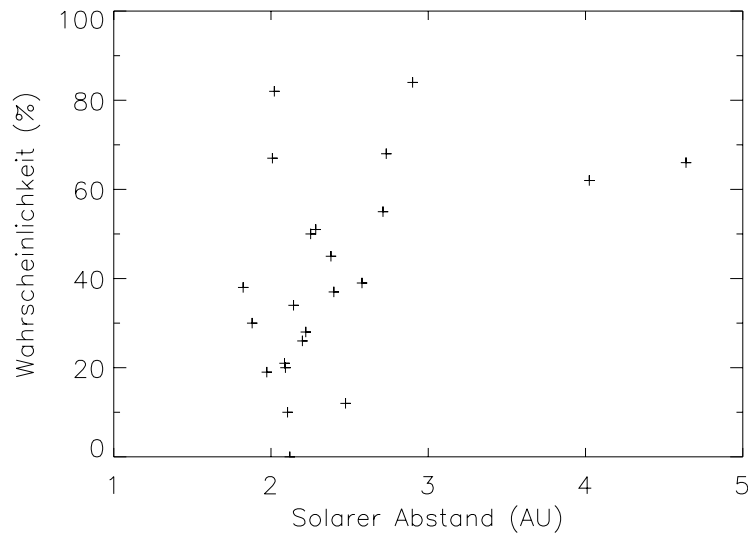


Abbildung 4.18: Auftragung der Wahrscheinlichkeit, daß  $\beta$ -Meteoroiden während des außereklptikalen Zweigs von ULYSSES als Teilchen auf gebundenen Bahnen detektiert werden, in Abhängigkeit vom solaren Abstand.

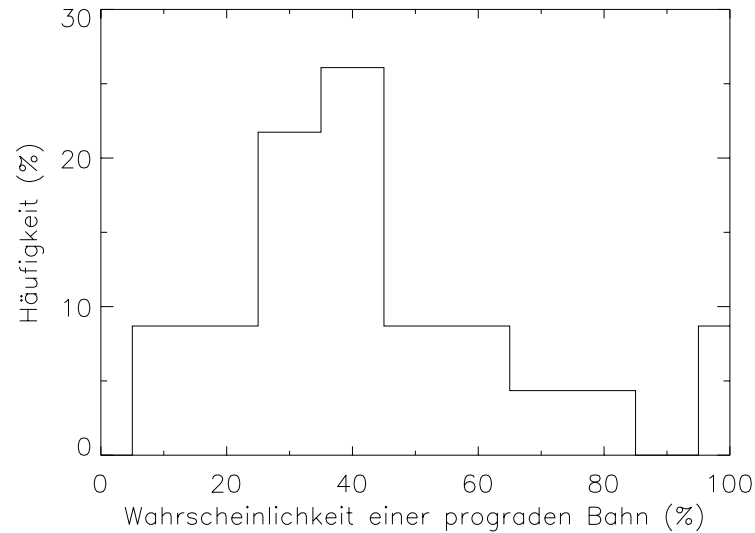


Abbildung 4.19: Verteilung der Detektionswahrscheinlichkeit während des außereklptikalen Zweigs von ULYSSES für  $\beta$ -Meteoroide auf prograden Bahnen.

Abbildung 4.20 zeigt die Auftragung der außereklptikalen Detektionswahrscheinlichkeit für Teilchen auf prograden Bahnen in Abhängigkeit vom solaren Abstand. Man erkennt zu höheren solaren Abständen hin einen leichten Anstieg der Wahrscheinlichkeit, Teilchen auf prograden Bahnen zu detektieren. Oberhalb der Polregion liegt diese Wahrscheinlichkeit jedoch bei ca. 50 %, so daß hier Teilchen sowohl mit prograder als auch retrograder Bahnbewegung in gleichem Ausmaße erwartet werden. Insgesamt kann man zu dem Schluß kommen, daß  $\beta$ -Meteoroide zwar nachgewiesen und entsprechende Wahrscheinlichkeiten angegeben werden können, es allerdings mit diesem Modell nicht möglich ist, die Unsicherheit in der Bestimmung der Einschlagrichtung zu beseitigen und somit diesen Teilchen entsprechend eindeutige Bahnelemente zuzuordnen.

### 4.3 Größenverteilung des interstellaren Staubes

Da die Dynamik der registrierten Teilchen mit Massen von weniger als  $10^{-15} kg$  im wesentlichen durch den Strahlungsdruck und die Lorentzkraft dominiert wird, erlaubt die Einteilung in interstellare und interplanetare Staubereignisse aufgrund des geringen Anteils interstellarer sowie des hohen Anteils interplanetarer Partikel im Massenbereich  $\leq 2,5 \cdot 10^{-17} kg$  keine endgültige Klärung in dieser Klassifizierung. Kleine, hiernach als interplanetar identifizierte Staubteilchen stellen in der Realität oftmals interstellare Partikel dar, die aufgrund dieser genannten Kräfte von der interstellaren Richtung abweichen. Verschiedene Autoren haben versucht, das ISM näher zu charakterisieren. Modelle über die Zusammensetzung und Größenverteilung inter-

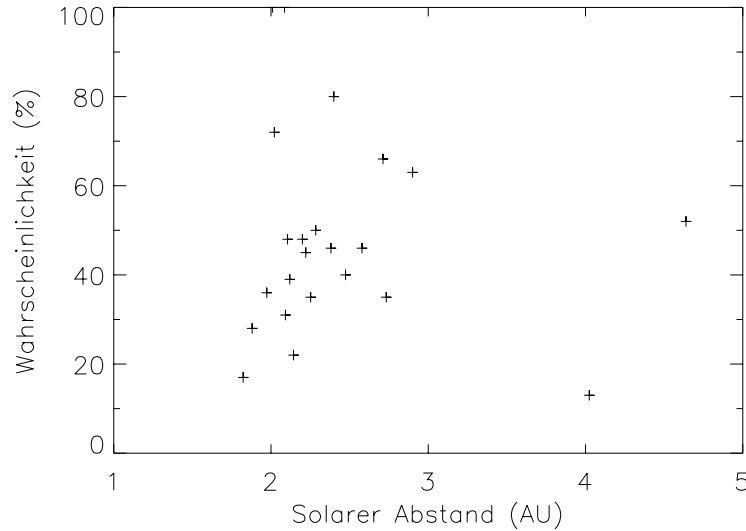


Abbildung 4.20: Auftragung der Wahrscheinlichkeit, daß  $\beta$ -Meteoroiden außerhalb der Ekliptik auf prograden Bahnen detektiert werden, in Abhängigkeit vom solaren Abstand.

stellare Partikel stammen häufig aus astronomischen Beobachtungen, die den interstellaren Staub anhand von Extinktions- und Polarisationsmessungen von Sternenlicht nachgewiesen haben (SPITZER [1978], MATHIS ET AL. [1977], MASSA & SAVAGE [1989], MATHIS [1990], DORSCHNER & HENNING [1995], FRISCH [1996], KIM ET AL. [1994]).

Das Defizit leicht kondensierbarer Elemente im diffusen ISM ist im Vergleich zur kosmischen Häufigkeit ein indirekter Nachweis von Staub im ISM. Die Häufigkeit eines Elementes wird dabei durch die Stärke der zugehörigen Absorptionslinien im UV-Spektrum bestimmt. Man geht davon aus, daß die in der Gasphase fehlende Masse auf Staubpartikeln kondensiert ist. Daraus läßt sich die Elementzusammensetzung und das Masseverhältnis von Gas-zu-Staub im ISM bestimmen. Die durch die Bestimmung der Elementhäufigkeit erhaltenen Gas zu Staub Massenverhältnisse variieren je nach Wahl der Sichtlinie sehr stark. So ist für das VLISM eine Anzahldichte für Wasserstoff von  $3 \cdot 10^5 m^{-3}$  ermittelt worden (FRISCH [1999]). Dieser Wert liefert eine Massendichte von  $5 \cdot 10^{-24} \frac{kg}{m^3}$  für Staub, was eine Größenordnung kleiner als der im Sonnensystem bestimmte Wert ist. Ein ähnliches Resultat haben GREENBERG & SCHUERMAN [1978] erzielt, die eine Anzahldichte von  $10^{-7} m^{-3}$  für den interstellaren Staub im VLISM angeben. Unabhängig davon liefern Betrachtungen der interstellaren Extinktion von GIESE [1979] eine Massendichte von  $3 \cdot 10^{-24} \frac{kg}{m^3}$  für den interstellaren Staub und einen Wert von  $1,7 \cdot 10^{-7} m^{-3}$  für die Anzahldichte. Im Gegensatz dazu haben GRÜN ET AL. [1994] in ihrer Analyse der ULYSSES-Daten eine geringere Anzahldichte des interstellaren Staubes von  $5,8 \cdot 10^{-9} m^{-3}$  im Sonnensystem ermitteln können.



Nach TAYLOR ET AL. [1996] können zwei oder drei verschiedene Quellen interstellaren Ursprungs aus Beobachtungen von Radarmeteoriten ermittelt werden, von denen eine mit der oben erwähnten Richtung des interstellaren Neutralgases identisch ist. Da diese Radarbeobachtungen, die von MEISEL ET AL. [2002] bestätigt worden sind, zutreffend sind, können auch Teilchen, die sich relativ zur lokalen interstellaren Staubwolke bewegen, innerhalb des Sonnensystems nachgewiesen werden (vgl. WITTE ET AL. [1993]). In Abbildung 4.21 ist das gesamte von ULYSSES nachgewiesene Massenintervall dargestellt. Unter der Annahme einer Teilchengeschwindigkeit von 26 km/s und einer effektiven Detektorfläche von  $0,02 \text{ m}^2$  ist eine Massendichte des Staubes von  $2,8 \cdot 10^{-23} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  ermittelt worden.

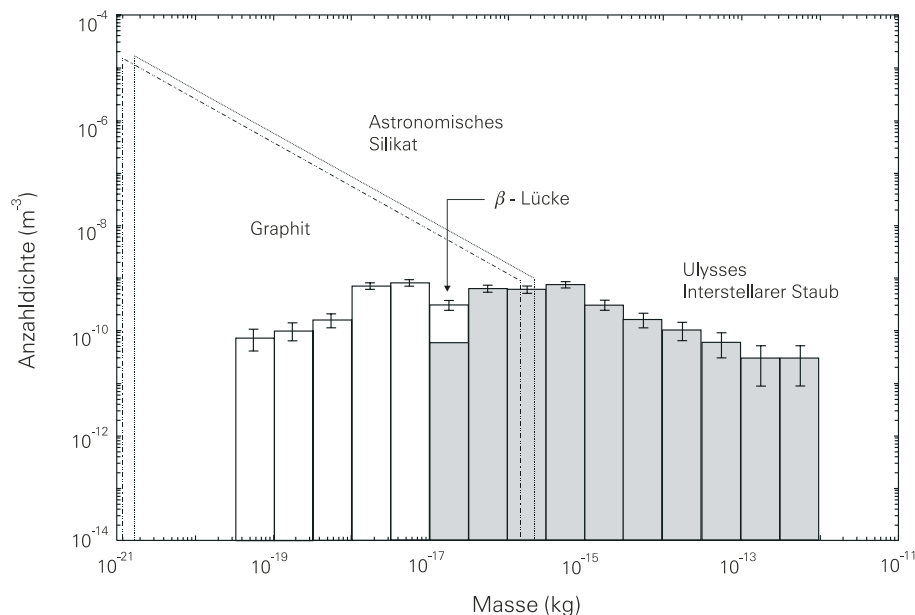


Abbildung 4.21: Die Größenverteilung des interstellaren Staubes zeigt auf der Grundlage der ULYSSES-Daten die Anzahldichte zusammen mit einer Gaußschen Fehlerbetrachtung in Abhängigkeit von der Masse. Die schattierte Verteilung repräsentiert die Teilchen mit Massen  $\geq 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ kg}$ ; zum Vergleich sind aus Extinktionsmessungen modellierte Größenverteilungen überlagert: —: astronomisches Silikat, - - - -: Graphit (vgl. KIMURA ET AL. [1999]).

Eine Anpassung an diese Größenverteilung ist gemäß

$$dn(m) = A_i m^{-p} dm \quad (4.41)$$

mit  $p = 1,55$  und  $A_i = 10^{-17,66} \text{ kg}^{1,55} \text{ m}^{-3}$  für den Massenbereich von  $10^{-15,5} \text{ kg} \leq m \leq 10^{-11,5} \text{ kg}$  sowie  $p = 1$  und  $A_i = 10^{-9,11} \text{ kg}^1 \text{ m}^{-3}$  für den Massenbereich von  $10^{-17} \text{ kg} \leq m \leq 10^{-15,5} \text{ kg}$  erreicht worden. Im Gegensatz zu dem Ergebnis von GRÜN ET AL. [1994], die eine Häufung bei der Masse von  $m = 10^{-16} \text{ kg}$  festgestellt

haben, zeigt diese Verteilung für kleinere Massen einen flacheren Verlauf. Dies läßt sich, wie bereits erwähnt, dadurch erklären, daß der Einfluß der Lorentzkraft und des Strahlungsdrucks besonders auf kleine Teilchen wirkt. Im Vergleich hierzu besitzt die Verteilung der interplanetaren Staubteilchen ein Maximum bei kleineren Massen (etwa bei  $10^{-17} \text{ kg}$ ). Kleinere Teilchen werden aufgrund ihrer Richtung eher der interplanetaren Herkunft zugeordnet, was einen steileren Anstieg zu kleineren Massen erwarten ließe (Abbildung 3.9).

Um Anpassungsverfälschungen zu vermeiden, hat LANDGRAF [1998] eine Massenverteilung der Form

$$f(m) = N_0 \int_m^\infty \tilde{m}^{q'} d\tilde{m} \quad (4.42)$$

nur an die kumulativen Flüsse der größeren Partikel ( $m > 1 \cdot 10^{-16} \text{ kg}$ ) angepaßt. In dem angepaßten Massenbereich (vgl. Abbildung 4.22) stimmt der statistische Fehler des Exponenten  $q'$  mit dem erwarteten Wert überein. Eine Anpassung mittels einer Exponentialfunktion  $f(m) \sim e^{-p(m-m_0)}$  ist jedoch aufgrund des Abfalls zu großen Massen hin nicht möglich gewesen. Grund hierfür war einerseits eine schlechte Statistik aufgrund der geringen Anzahl und andererseits die Tatsache, daß die kumulative Verteilung von der Annahme  $\beta = 1$  ausgeht, was für Teilchen dieser Größenordnung nicht zutrifft.

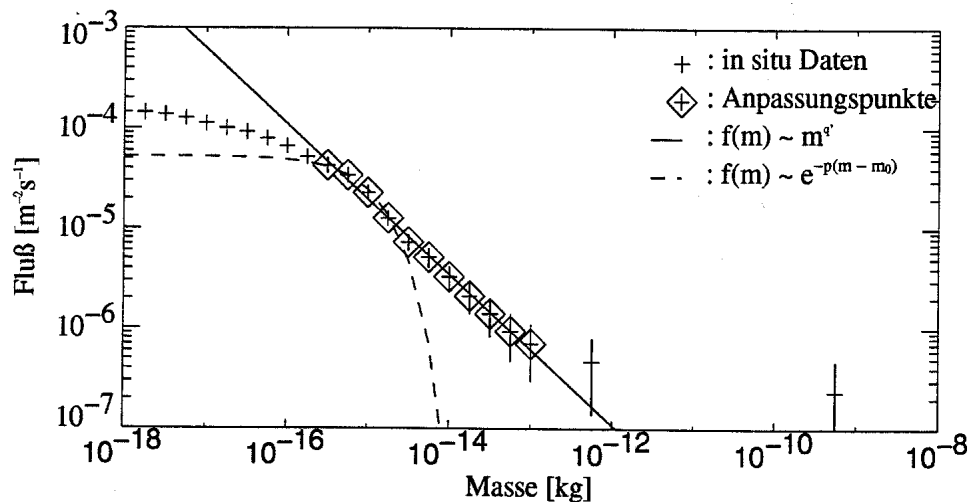


Abbildung 4.22: Kumulative Massenverteilung des Teilchenflusses. Die durchgezogene Kurve ist eine an die Daten angepaßte Massenverteilung. Die Anpassung einer exponentiellen Massenverteilung ist durch die gestrichelte Kurve dargestellt (vgl. LANDGRAF [1998]).

Abbildung 4.23 zeigt die differentielle Verteilung interstellarer Teilchen pro logarithmischem Massenintervall. Dieser Verteilung überlagert sind Geraden an-

hand von Extinktionsmessungen, die den Verlauf der sogenannten MRN-Verteilung (MATHIS, RUMPL & NORDSIECK [1977]) beschreiben (FRISCH ET AL. [1999]):

$$n_{MRN}(m) = \frac{mdn}{d(\log m)} \quad (4.43)$$

Die Normierung dieser Gleichungen erfolgte jeweils so, daß die gesamte im Staub des interstellaren Mediums enthaltene Massendichte 1% der im Gas enthaltenen Massendichte entspricht. Die Massendichte des Gases ist hierbei durch

$$n_{m,Gas} = m(H)n_{Gas} \quad (4.44)$$

gegeben, wobei für die Gasteilchendichte  $n_{Gas}$  des interstellaren Gases nach FRISCH ET AL. [1999] ein Wert von  $3 \cdot 10^5 m^{-3}$  angenommen wird ( $m(H)$ : Wasserstoffmasse).

Berücksichtigt man einen Wert von  $1,67 \cdot 10^{-27}$  kg als Masse für Wasserstoff, so erhält man als Gesamtmasendichte des Gases einen Wert von  $5 \cdot 10^{-22} \frac{kg}{m^3}$ . Die Fläche unterhalb der Kurve der interstellaren in-situ-Messung liefert eine Gesamtmasendichte von  $7,5 \cdot 10^{-24} \frac{kg}{m^3}$  von Materie in Staubteilchen (FRISCH ET AL. [1999]).

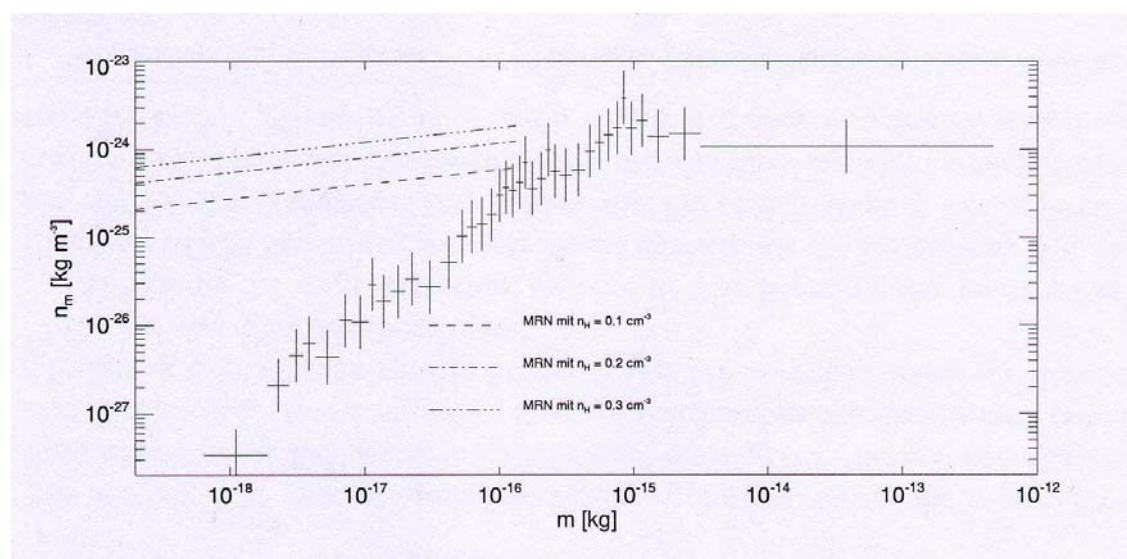


Abbildung 4.23: *Differentielle Massendichteverteilung pro logarithmisches Masseintervall. Die MRN-Verteilung ist für drei verschiedene der mittleren Massendichte des Gases gezeigt (vgl. FRISCH ET AL. [1999]).*

Die von KIMURA ET AL. [1999] aus den ULYSSES-Daten ermittelte Massendichte des Staubs ( $2,8 \cdot 10^{-23} \frac{kg}{m^3}$ ) erfordert eine Anzahldichte von Wasserstoff zu  $1,6 \cdot 10^6 m^{-3}$ , so daß dieser Wert die von FRISCH [1999] erwartete Anzahldichte um eine Größenordnung übertrifft. Für einen Vergleich mit den Extinktionsmessungen ist in der vorliegenden Arbeit ein Modell von DRAINE & LEE [1984] sowohl für astronomisches Silikat als auch für Graphit herangezogen worden (Abbildung 4.21). Unter der Berücksichtigung einer Anzahldichte von  $n_H = 3 \cdot 10^5 m^{-3}$

für Wasserstoff im VLISM (FRISCH [1999]) sind mit  $p = 1,83$  die Parameter in diesem Modell zu  $A_{\text{silikat}} = 10^{-22,14} \text{kg}^{1,83} \text{m}^{-3}$  für astronomisches Silikat und  $A_{\text{graphit}} = 10^{-22,33} \text{kg}^{1,83} \text{m}^{-3}$  für Graphit ermittelt worden. Man erkennt für das Massenintervall  $10^{-16} \text{kg} - 10^{-15,5} \text{kg}$  eine gute Anpassung. Der Bereich kleinerer Massen ist, wie bereits erwähnt, möglicherweise auf den Einfluß der Lorentz- und der Strahlungsdruckkraft zurückzuführen. Hierbei muß beachtet werden, daß Teilchen, deren Radien größer als  $0,25 \mu\text{m}$  sind, nicht mehr zur Extinktion beitragen. Eine ähnliche Untersuchung ist auch für das ISM durchgeführt worden. BOHLIN [1978] ermittelte einen Wert von  $1,15 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$  für die Dichte von Wasserstoff. Extinktionsmessungen von SPITZER [1978] haben einen für das Sonnensystem vergleichbaren Wert ergeben.

Dadurch daß große Teilchen das Masseverhältnis dominieren, ist der interstellare Staub nicht sehr stark mit dem VLISM verknüpft. Es scheinen keine dynamischen Gleichgewichte zwischen VLISM und dem Sonnensystem vorzuliegen, so daß im VLISM keine vollständige homogene Vermischung von Gas und Staub vorhanden ist. Die Annahme, daß keine Materie aus dem VLISM entweicht oder in das VLISM hineinströmt, erfordert ebenfalls weitere Untersuchungen. Vielmehr ist ein größerer Zusammenhang mit dem ISM erkennbar. Eine genauere Untersuchung findet man bei MCKEE & OSTRICKER [1977], die das ISM mit einem Vierphasenmodell beschreiben.

In der logarithmisch aufgetragenen Massenverteilung in Abbildung 4.21 fällt das Fehlen von Partikeln im Bereich zwischen  $1 \cdot 10^{-17}$  und  $5 \cdot 10^{-17}$  kg auf. Dies kann jedoch nicht allein durch die Lorentzkraft verursacht sein, da in diesem Fall die interstellaren Staubteilchen geringerer Masse ebenfalls fehlen müßten, was aber nicht mit der hier gezeigten Verteilung verträglich ist. Verantwortlich für diese  $\beta$ -Lücke in der Massenverteilung ist der Strahlungsdruck, so daß sich nur Teilchen bis zu einem minimalen Abstand  $r_{\text{min}}$  der Sonne nähern können (vgl. Abschnitt 2.8). Partikeln dieser Größenordnung können somit gemäß Gleichung 2.35 entsprechende  $\beta$ -Werte zugeordnet werden:

$$\beta = 1 + \frac{r_{\text{min}} v_{\infty}^2 (1 - \cos \xi)}{4\mu} \quad (4.45)$$

Da die Bahnebene von ULYSSES fast senkrecht auf der Flußrichtung der Teilchen ist, kann  $\xi = 0$  gesetzt werden. Setzt man für  $r_{\text{min}}$  die solaren Abstände  $2AU$  bzw.  $4AU$  in Gleichung 4.45 ein, so erhält man für  $\beta$  die Werte 1,4 bzw. 1,8. Sehr kompakte Partikel aus astronomischen Silikaten sind somit mit dieser  $\beta$ -Lücke vereinbar. Die in Abbildung 2.3 gezeigten Graphitteilchen, denen höhere  $\beta$ -Werte zugeordnet sind, können als interstellare Staubteilchen ausgeschlossen werden. Denn in diesem Fall würde die  $\beta$ -Lücke sich bis zu einem solaren Abstand von 5,2 AU hin erstrecken, was allerdings nicht beobachtet wurde.

## 4.4 Verteilung des interplanetaren Staubes

Obwohl der vorhandene Datensatz keine Grundlage für eine hinreichend gute Statistik zur Ermittlung der einzelnen Bahnelemente bietet, kann jedoch eine Tendenz in den Bahneigenschaften der Teilchen festgestellt werden. Die folgenden Verteilungen (Abbildung 4.24, 4.26, 4.27 und 4.28) sind aus den Daten der interplanetaren Staubkomponente ermittelt worden. Hierbei ist die Annahme eines senkrechten Auftreffens der Teilchen auf den Detektor zugrunde gelegt worden. Während die Inklinationsverteilung Informationen zum Umlaufsinn der Teilchen liefert, gibt die Verteilung der Exzentrizitäten Auskunft darüber, ob sich die Teilchen überwiegend auf gebundenen oder ungebundenen Bahnen bewegen. Dadurch lassen sich mögliche kleine Teilchen interstellarer Herkunft, die ihre ursprüngliche Richtung verlassen haben, leichter identifizieren.

Nach MANN [1998] sind die Einschlagmessungen für solare Abstände  $r < 2AU$  noch vereinbar mit einer Staubverteilung, die sich aus den Zodiakallichtbeobachtungen ergibt. In diesem Fall besitzen die Teilchen geringe Exzentrizitäten ( $e < 0,5$ ) und geringe Inklinationen ( $0^\circ < i < 30^\circ$ ). Dagegen nimmt der Anteil der Teilchen mit höheren Inklinationen und Exzentrizitäten zu größeren solaren Abständen hin zu. An dieser Stelle soll nun der erweiterte Datensatz untersucht werden, der Messungen bis zu 5,4 AU und auch Messungen außerhalb der Ekliptik berücksichtigt.

### 4.4.1 Verteilung von Inklination und Exzentrizität

#### Inklinationsverteilung

Abbildung 4.24 zeigt den Datensatz der interplanetaren Staubkomponente, jedoch ohne die aus Sonnenrichtung kommenden  $\beta$ -Meteoroide zu enthalten. Auffallend ist die Dominanz kleiner Inklinationen in der Ekliptik. Damit bestätigt sich der erwartete prograde Charakter der interplanetaren Staubwolke. Dies legt die Vermutung nahe, daß mögliche  $\beta$ -Meteoroide, die während dieser Phase der Mission nachgewiesen wurden, sich vorzugsweise auf prograden Bahnen bewegen. Verantwortlich für diese Verteilung sind vermutlich kurzperiodische Kometen aus dem Kuiper-Gürtel sowie Kollisionsprodukte größerer asteroidaler Körper. Jedoch muß hier erwähnt werden, daß die Bahnen dieser kurzperiodischen Kometen über 5AU hinaus gehen. Zum Vergleich hierzu sind auf der Grundlage von Helligkeitsbeobachtungen verschiedene Modelle zur Anzahldichteverteilung interplanetarer Staubteilchen entwickelt worden. Diese beschreiben allgemein eine rotations-symmetrische, abgeplattete Struktur mit einer zu höheren solaren Breiten hin abnehmenden Dichte, aus der keine Unterscheidung in pro- und retrograde Bahnbewegung erkennbar ist (KNEISSEL [1988]). Neben dem Fächermodell von LEINERT ET AL. [1981] und dem Sombrommodell von GIESE ET AL. [1986] kann hier das extreme Fächermodell von LAMY & PERRIN [1986] genannt werden. Die hieraus abgeleiteten Inklinationsverteilungen sind in Abbildung 4.25 gezeigt.

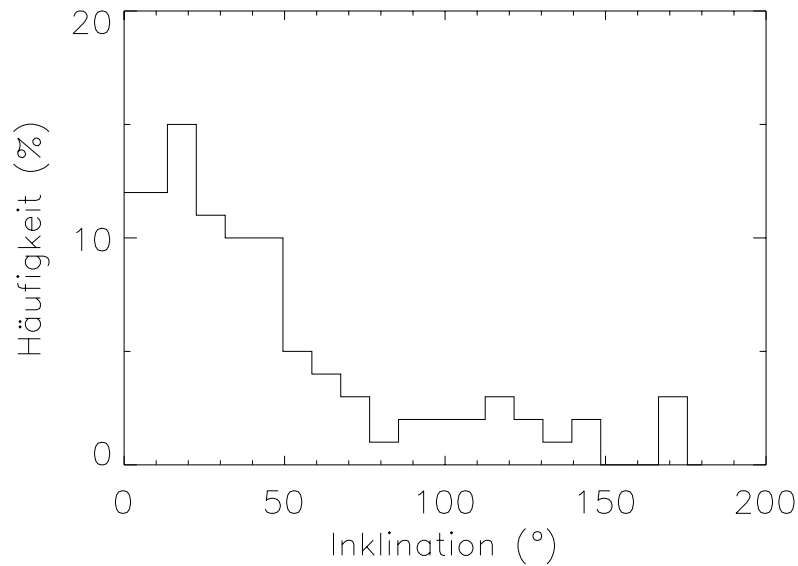


Abbildung 4.24: *Inklinationsverteilung der interplanetaren Staubkomponente während des innereklptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn*

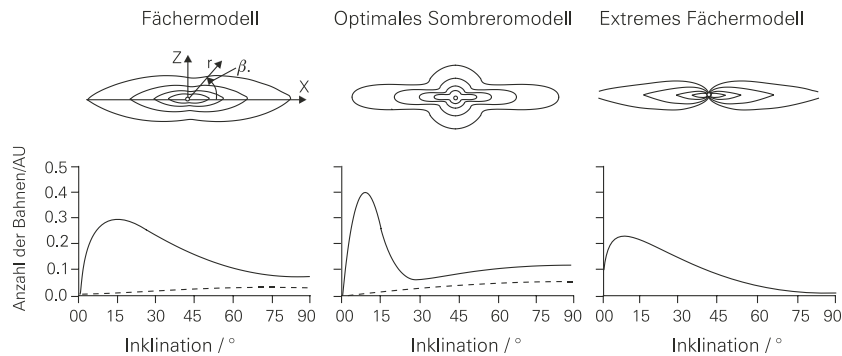


Abbildung 4.25: *Im meridionalen Schnitt senkrecht zur ekliptikalen Ebene zeigen diese Modelle Linien gleicher Anzahlichte: Das Fächermodell (LEINERT ET AL. [1981]), das Sombrrommodell (GIESE ET AL. [1986]) und das extreme Fächermodell (LAMY & PERRIN [1986]) mit den abgeleiteten Inklinationsverteilungen (vgl. MANN [1998]).*

Während des außereklptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn kann ein Maximum der Inklinationsverteilung im Bereich von  $70^\circ$  bis  $110^\circ$  festgestellt werden (vgl. Abbildung 4.26). Grund dieser Verteilung ist offensichtlich die Inklination der ULYSSES-Bahn von etwa  $80^\circ$ . Man erwartet daher, daß sich  $\beta$ -Meteoroide sowohl auf prograden als auch auf retrograden Bahnen bewegen. Aufgrund des großen Fehlers in der Richtungsbestimmung ist es hier jedoch nicht möglich, eindeutige Aussagen zu treffen. Die leicht erhöhte Häufigkeit im Bereich von  $50^\circ$  läßt sich offenbar damit erklären, daß während des Durchflugs durch die Ekliptik vorzugsweise Teilchen der interplanetare Staubwolke mit prograder Bewegung detektiert werden. Da die ULYSSES-Bahn während dieser Zeit ihr Perihel durchläuft, werden zusätzlich mögliche interstellare Staubteilchen als Teilchen auf prograden Bahnen erwartet.

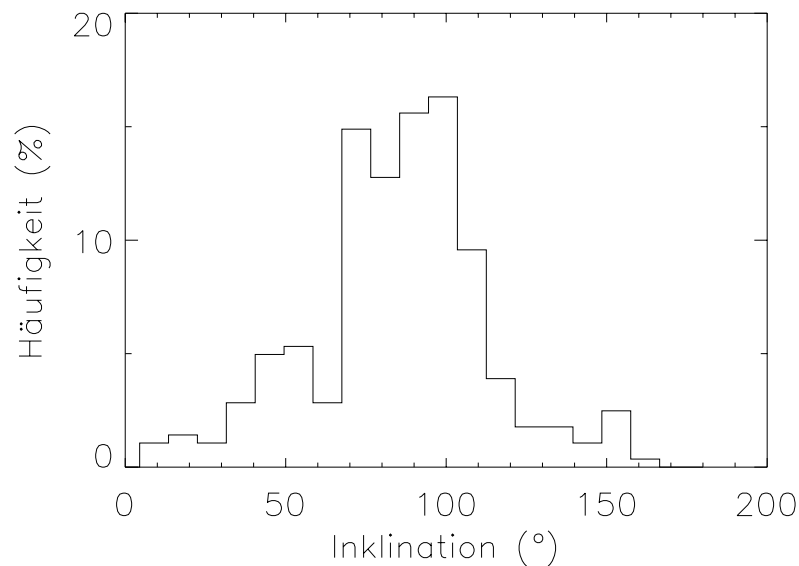


Abbildung 4.26: *Inklinationsverteilung der interplanetaren Staubkomponente während der außereklptikalen Umlaufs der ULYSSES-Bahn*

### Exzentrizitätsverteilung

Auch aus der Exzentrizitätsverteilung lassen sich wenig Schlüsse ziehen, die zur Klärung der dynamischen Verteilung der interplanetaren Staubwolke beitragen. Man erkennt sowohl im innereklptikalen (vgl. Abbildung 4.27) als auch im außereklptikalen Bereich (vgl. Abbildung 4.28) ein Maximum in der Exzentrizitätsverteilung nahe eins. Infolge der Unsicherheit in der Richtungsbestimmung kann dieser Exzentrizitätsverteilung jedoch nur ein schwacher Hinweischarakter beigemessen werden. Daher kann eine große Anzahl an Teilchen mit Exzentrizitäten, die oftmals größer als eins sind, der interplanetaren Staubwolke zugerechnet werden, ob-

wohl diese vorzugsweise aus Partikeln auf gebundenen Bahnen besteht. Betrachtet man die auftretenden, hohen Exzentrizitäten ( $e > 4$ ), so sind diese sich auf ungebundenen Bahnen bewegenden Teilchen entweder durch  $\beta$ -Meteoroiden oder interstellare Teilchen erklärbar.

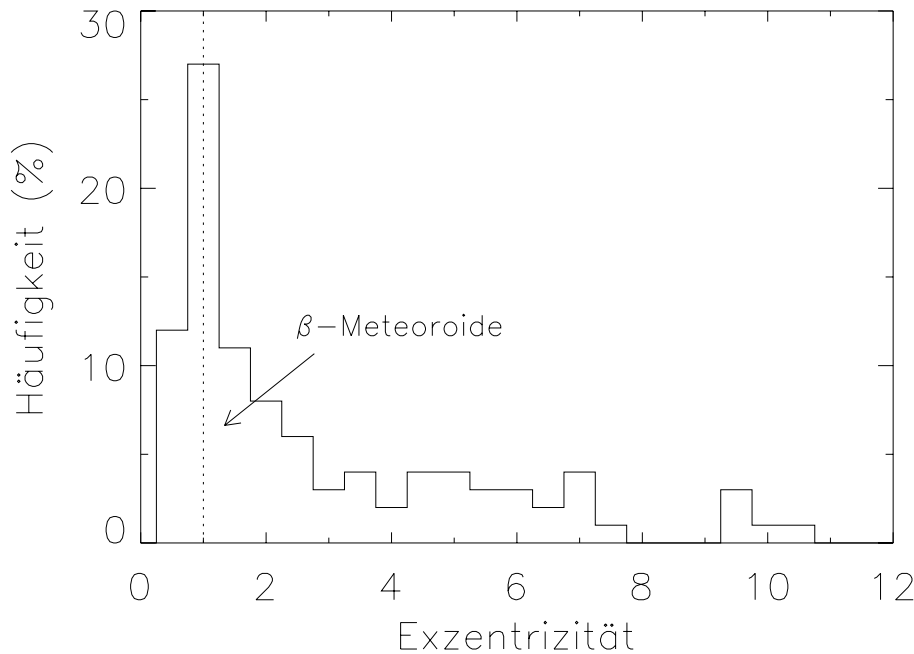


Abbildung 4.27: Verteilung der Exzentrizität der interplanetaren Staubkomponente während des innereklptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn

#### 4.4.2 Vergleich mit modellierter Nachweiswahrscheinlichkeit

Nach Abbildung 4.29 erwartet man, daß der Staubdetektor nach dem Start von ULYSSES innerhalb der Ekliptik bevorzugt Teilchen auf ungebundenen Bahnen nachweist. Dies steht nicht in Widerspruch zu den unter der Annahme eines senkrechten Auftreffereignisses ermittelten Exzentrizitäten (vgl. Abbildung 4.27), deren Werte ( $>1$ ) auf eine ungebundene Bahn hindeuten. Die Erwartung, daß interplanetare Staubteilchen auf gebundenen Keplerbahnen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit für eine gebundene Bahn verknüpft sind, ist hier nicht erfüllt. Offenbar deutet der hohe Wahrscheinlichkeitsanteil für ungebundene Bahnen darauf hin, daß interstellare Teilchen ebenfalls noch in dieser Staubkomponente enthalten sind. Weiterhin zeigt der Detektor während der innereklptikalen Phase der Mission eine höhere Empfindlichkeit für Teilchen auf prograden Bahnen (vgl. Abbildung 4.30). Diese Erwartung spiegelt sich auch in der Auftragung der Inklination (vgl. Abbildung 4.24) wider, die den prograden Charakter der interplanetaren Staubwolke bestätigt.



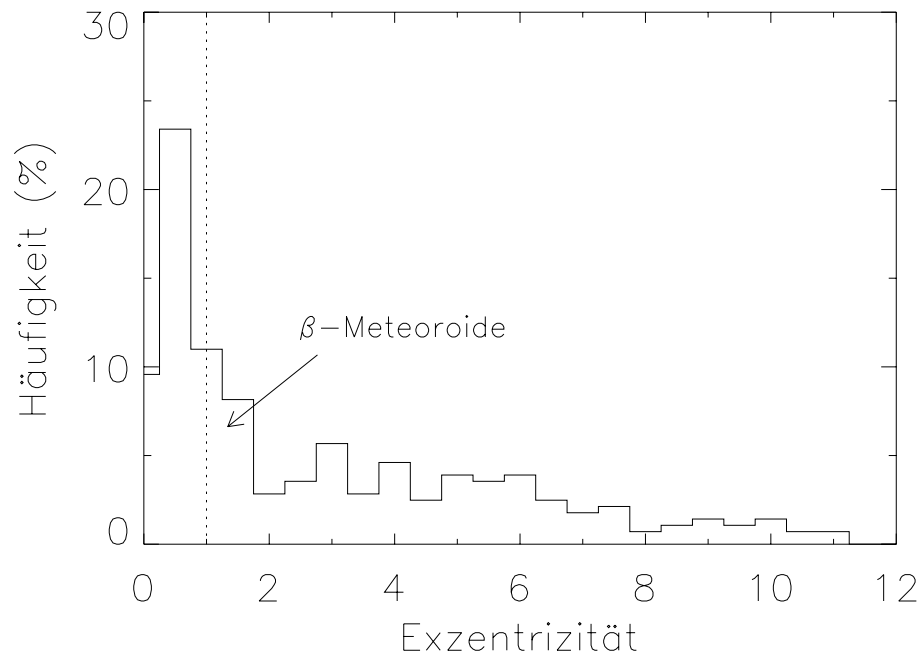


Abbildung 4.28: Verteilung der Exzentrizität der interplanetaren Staubkomponente während des außereklptikalen Zweigs der ULYSSES-Bahn

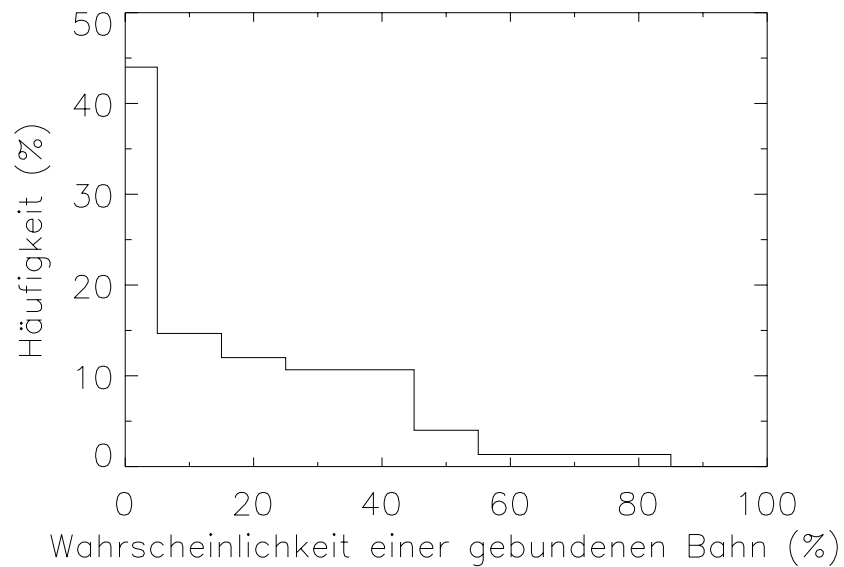


Abbildung 4.29: Wahrscheinlichkeitsverteilung der interplanetaren Staubkomponente, Teilchen während des innereklptikalen Zweigs von ULYSSES auf gebundenen Bahnen zu detektieren

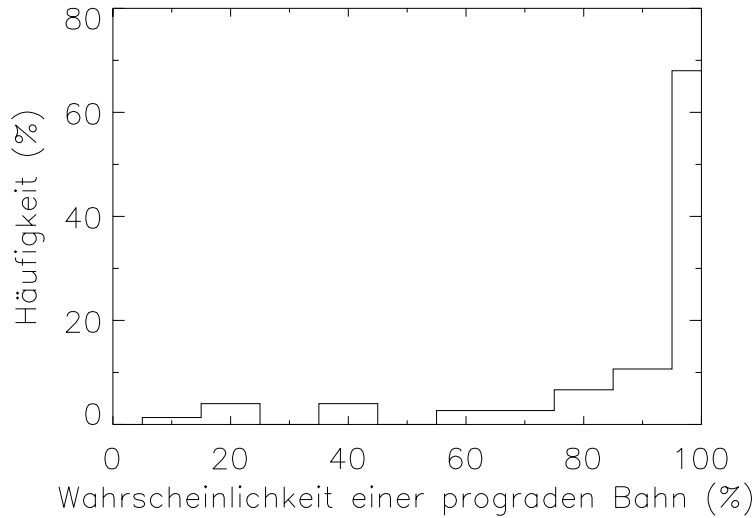


Abbildung 4.30: *Wahrscheinlichkeitsverteilung der interplanetaren Staubkomponente, Teilchen während des innereklptikalen Zweigs von ULYSSES auf prograden Bahnen zu detektieren*

Außerhalb der Ekliptik erkennt man zwar eine große Detektorempfindlichkeit, Teilchen auf ungebundenen Bahnen zu detektieren, jedoch läßt sich zwischen südlicher und nördlicher Hemisphäre nicht eindeutig feststellen, ob eine erhöhte Detektionswahrscheinlichkeit für Teilchen auf gebundenen oder ungebundenen Bahnen vorliegt.

Im Gegensatz dazu läßt sich für die nördliche Hemisphäre tendentiell eine größere Detektionswahrscheinlichkeit für Teilchen auf prograden Bahnen ermitteln, während in der südlichen Hemisphäre vorzugsweise Teilchen auf retrograden Bahnen erwartet werden. Diese Tatsache könnte den Verdacht erhärten, daß interplanetare, sich auf prograden Bahnen bewegendende Teilchen, insbesondere  $\beta$ -Meteoroiden, nicht nachgewiesen werden.

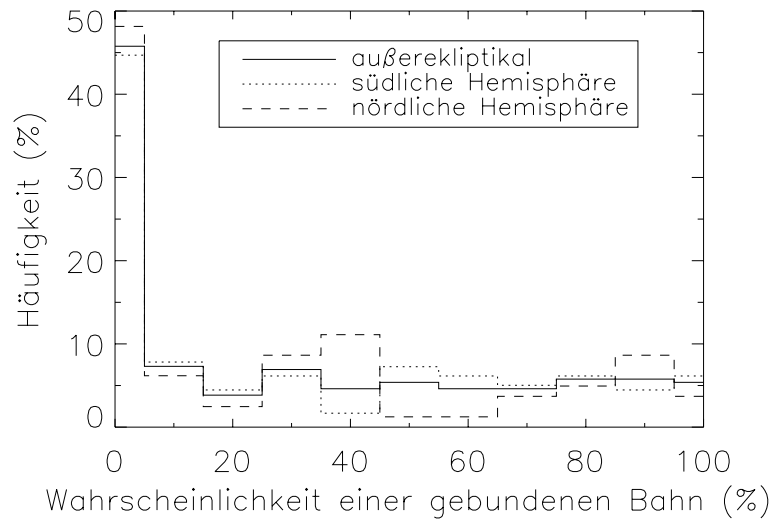


Abbildung 4.31: *Wahrscheinlichkeitsverteilung der interplanetaren Staubkomponente, Teilchen während des außereklptikalen Zweigs von ULYSSES auf gebundenen Bahnen zu detektieren*

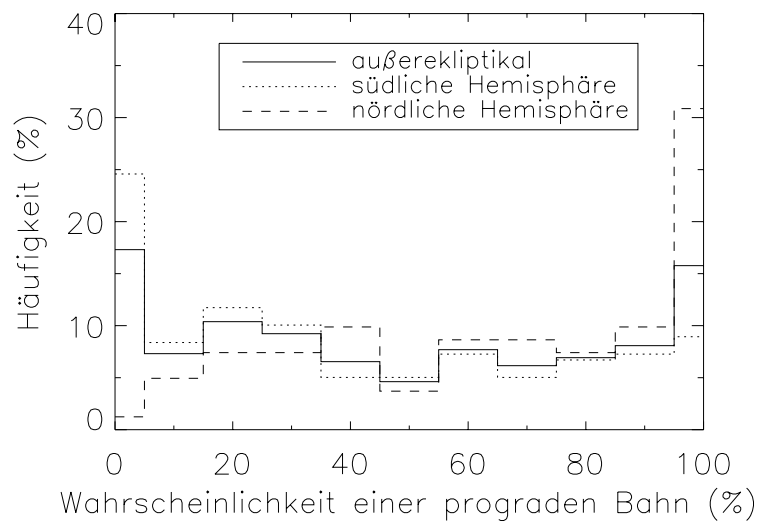


Abbildung 4.32: *Wahrscheinlichkeitsverteilung der interplanetaren Staubkomponente, Teilchen während des außereklptikalen Zweigs von ULYSSES auf prograden Bahnen zu detektieren*



# Kapitel 5

## Vorhersagen für in-situ-Nachweise von $\beta$ -Meteoroiden mit anderen Staubexperimenten

Verschiedene Missionen sind nach der ULYSSES-Mission gestartet oder werden noch gestartet. Deren Ziele sind im wesentlichen nicht direkt darauf hin ausgerichtet, die Kollisionsentwicklung von kleinen Körpern zu untersuchen. Da die jeweilige Raumsonde wegen des Schutzes vor Sonnenstrahlung häufig so ausgerichtet ist, daß Teilchen, die von der Sonne kommen, nicht detektiert werden können, erweist sich die Analyse möglicher  $\beta$ -Meteoroiden daher oftmals nur als zusätzliches wissenschaftliches Nebenziel. Es werden mögliche Ergebnisse der Missionen CASSINI und STARDUST diskutiert. Für zukünftige Missionen nahe der Sonne wird dazu das Beispiel der geplanten Mission SOLAR ORBITER herangezogen.

### CASSINI

Die interplanetare Raumsonde CASSINI ist am 23. Oktober 1997 gestartet und nach zwei Vorbeiflügen an der Venus und einem an der Erde im August 1999 in Richtung des äußeren Sonnensystems geflogen (vgl. Abbildung 5.1). An Bord von CASSINI befindet sich der in Abbildung 5.2 skizzierte Cosmic Dust Analyzer (CDA), der eine Weiterentwicklung der Detektoren darstellt, die auf den Raumsonden ULYSSES und GALILEO angebracht sind (BRADLEY ET AL. [1996], SRAMA & GRÜN [1997], SRAMA ET AL. [IN DRUCK]). Eine Analyse zur chemischen Zusammensetzung der Staubteilchen erfolgt auf der Grundlage eines Flugzeitmassenspektrographen. Die Sonde und damit auch der CDA sind durch drei Achsenrichtungen stabilisiert, so daß aufgrund fehlender Rotation keine vollständige  $4\pi sr$ -Sicht gewährleistet ist. Für jede neue Meßrichtung muß ein kompliziertes Steuerungsmanöver durchgeführt werden. Durch die Bahngeometrie von CASSINI nach dem Erdvorbeiflug erreichen sowohl interstellare als auch interplanetare, sich auf prograden Kreisbahnen bewegende Staubpartikel den Detektor aus der gleichen Richtung, so daß sich diese Populationen mit Hilfe eines Richtungskriteriums ebenso wenig voneinander unterscheiden wie die aus Sonnenrichtung kommenden  $\beta$ -Meteoroiden. Hohe Relativgeschwindigkeiten

(vgl. Abbildung 3.15) könnten in Sonnennähe möglicherweise auf die Existenz von  $\beta$ -Meteoroiden hindeuten.

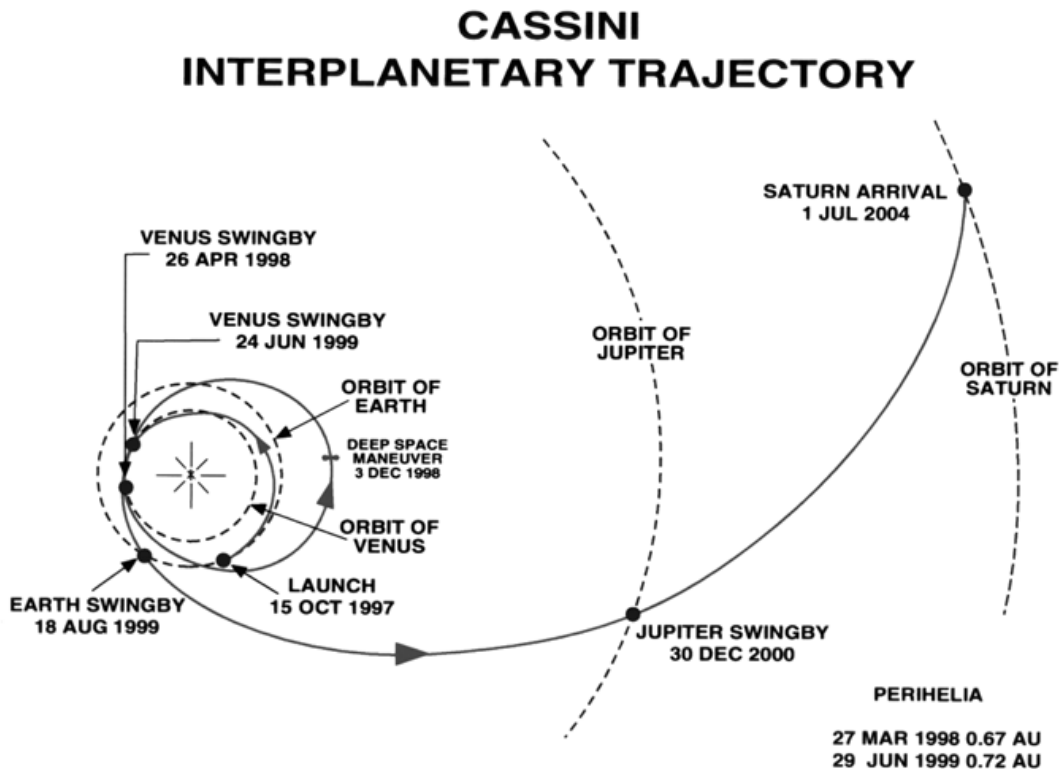


Abbildung 5.1: CASSINI auf dem innereklptikalen Weg zwischen Erdvorbeiflug und Ankunft im Saturnsystem (<http://www.jpl.nasa.gov/cassini/Mission/cruise.html>).

Zu Beginn der CASSINI-Mission fällt die Richtung der  $\beta$ -Meteoroiden nicht mit der interstellaren Flußrichtung zusammen, so daß eine Trennung dieser Teilchen zu dieser Zeit möglich ist. Die Identifikation von  $\beta$ -Meteoroiden kann daher möglicherweise in Sonnennähe aufgrund ihrer sehr hohen Auftreffgeschwindigkeit gelingen. Mit einer Sondengeschwindigkeit von  $13 \frac{km}{s}$  beim Venus-Vorbeiflug werden somit Relativgeschwindigkeiten von über  $30 \frac{km}{s}$  erwartet, so daß eine Unterscheidung zur interstellaren Teilchenkomponente möglich ist. Jedoch hat CASSINI bisher nie eine Messung von  $\beta$ -Meteoroiden aus Sonnenrichtung gemacht. Im Gegensatz dazu dürften nach dem Erdvorbeiflug, der mit einer Geschwindigkeit von etwa  $19 \text{ km/s}$  erfolgt,  $\beta$ -Meteoroiden aufgrund der Relativgeschwindigkeit zur Raumsonde nicht von interstellaren Teilchen zu unterscheiden sein. Diese Vorhersage hinsichtlich der Ermittlung von  $\beta$ -Meteoroiden wird im wesentlichen gestützt durch die Tatsache, daß die interstellare Richtung mit der Sonnenrichtung in etwa zusammenfällt.

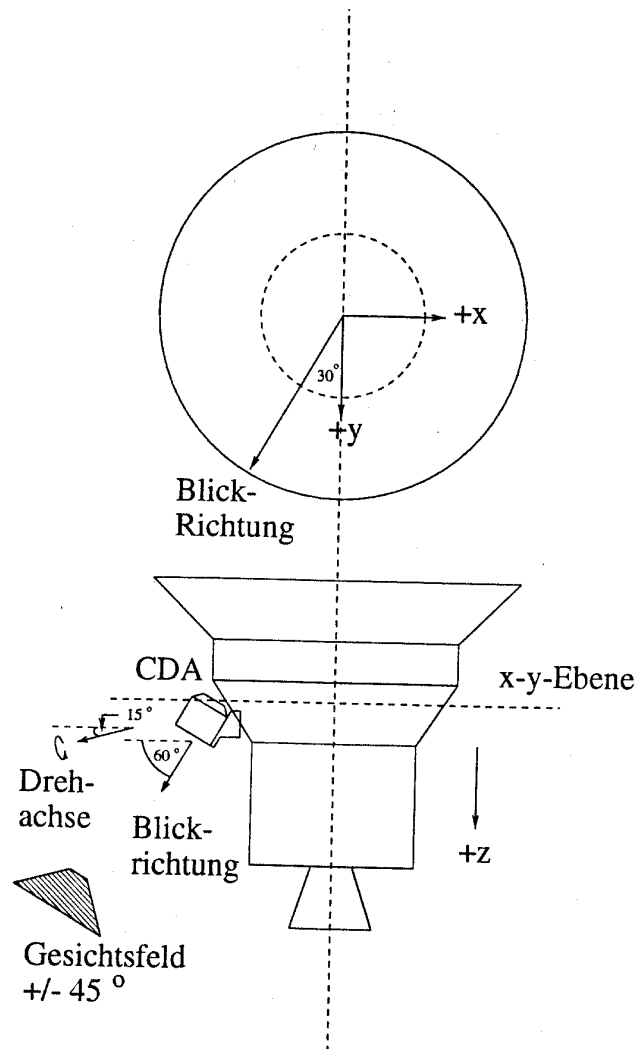


Abbildung 5.2: Geometrie des Cosmic Dust Analyzers (CDA) in der Aufsicht (oben) und Seitenansicht (unten): Im Bezugssystem der Sonde entspricht die Sonnenrichtung ungefähr der negativen z-Achse; die Projektion der Blickrichtung von CDA in die x-y-Ebene zur y-Achse besitzt einen Winkel von  $30^\circ$  (LANDGRAF [1998]).

## STARDUST

Mit dem Start der STARDUST-Mission im Februar 1999 soll einerseits Staub am Kometen Wild/2 und andererseits Staub interstellaren Ursprungs eingesammelt werden (HIRST & YEN [1997]). Zur In-situ-Messung des Staubes dient das Flugzeitmassenspektrometer CIDA (Cometary and Interstellar Dust Analyzer). Nach einer Sonnenumrundung flog Stardust dann im Jahre 2001 an der Erde vorbei, um dann im Januar 2004 an den Kometen Wild/2 zu gelangen, bis die Sonde schließlich im Jahre 2006 zur Erde zurückkehren kann (vgl. Abbildung 5.3).

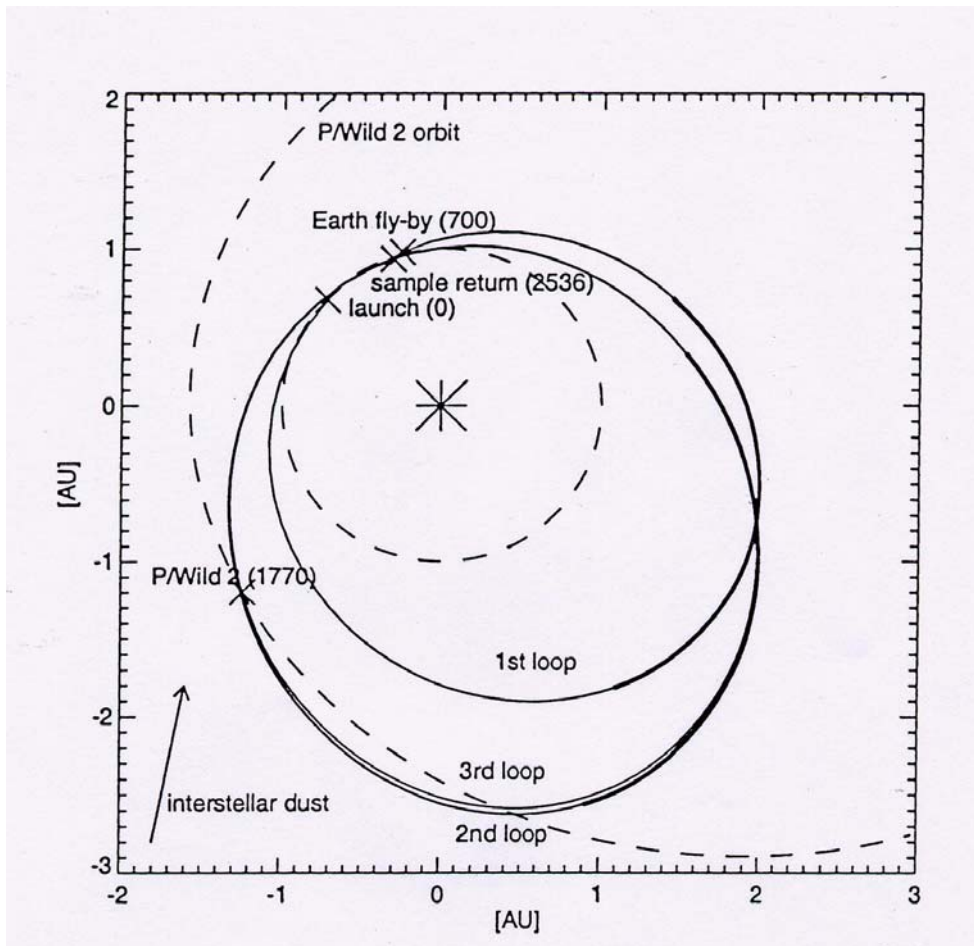


Abbildung 5.3: Die Bahn der STARDUST-Raumsonde liegt vollständig in der Ekliptik und besteht aus drei Umrundungen der Sonne. Der Pfeil gibt die Flußrichtung des interstellaren Staubes an, während die in Klammern stehenden Zahlen die Zeit in Tagen nach dem Start andeuten; - - -: Erdorbit (LANDGRAF ET AL. [1999a]).

Interstellarer Staub wurde in den Zeiträumen zwischen März und Mai 2000, bzw. wird zwischen Juli und Dezember 2002 gemessen.  $\beta$ -Meteoroide besitzen abhängig vom solaren Abstand verschiedene Mindestgeschwindigkeiten. Die Trennung von interstellaren und interplanetaren Teilchen soll anhand der Einfallsgeometrie erfolgen. Beruhend auf dieser Arbeit wird darauf hingewiesen, daß das Sammelexperiment gleichzeitig mit den interstellaren Teilchen auch  $\beta$ -Meteoroide sammeln wird. Man erwartet zum Beispiel bis zu einem Sonnenabstand von etwa 2 AU unter der Berücksichtigung einer Sondengeschwindigkeit von etwa 6 km/s (für STARDUST) für  $\beta$ -Meteoroide Relativgeschwindigkeiten von mindestens 25 km/s, während für interstellare Teilchen Einfallsgeschwindigkeiten im Bereich von 20 bis 30 km/s erwartet werden. Damit würde die Anzahl gesammelter interstellarer Teilchen ca. 60 betragen. Die in dieser Arbeit bestimmten Flußraten für  $\beta$ -



Meteoroide führen so zu einer Anzahl etwa 20 gesammelten  $\beta$ -Meteoroiden. Die Zuverlässigkeit dieser Unterscheidung anhand der Relativgeschwindigkeit erhöht sich mit geringerem Sonnenabstand. Da aber die Blickrichtung des Staubexperiments an Bord von STARDUST nicht auf die Sonne hin ausgerichtet ist, ist die Erwartung,  $\beta$ -Meteoroiden zu identifizieren, äußerst gering. Eine Unterscheidung der Teilcheneinschläge anhand der Analyse des Sammelbehälters bzw. des Aerogels wird daher nur schwer möglich sein.

## SOLAR ORBITER

Als Beispiel für Missionen, die für den Bereich nahe der Sonne vorgesehen sind, soll die geplante SOLAR ORBITER - Mission genannt werden. Mit der SOLAR ORBITER - Mission (AXFORD ET AL. [1998], MARSCH ET AL. [1998]) sollen in-situ-Messungen durchgeführt werden, um direkte Korrelationen zwischen Sonnenphänomenen und interplanetaren Phänomenen zu analysieren. Aufgrund des geringen solaren Abstandes läßt sich für den Nachweis möglicher  $\beta$ -Meteoroide kein Richtungskriterium angeben, da die radiale Abweichung dieser Teilchen von der Sonnenrichtung sehr groß sein kann. Die Identifikation dieser  $\beta$ -Meteoroide geschieht dann aufgrund ihrer hohen Einschlaggeschwindigkeit. Anhand der Fluchtgeschwindigkeit

$$v_{esc} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{r_0}{r}} v_0, \quad (5.1)$$

die sich aus der Kreisgeschwindigkeit  $v_{circular} = \sqrt{\frac{r_0}{r}} v_0$  beim solaren Abstand  $r$  ( $r_0 = 1AU$ ,  $v_0(1AU) \approx 30 \frac{km}{s}$ ) ergibt, läßt sich die Geschwindigkeit von  $\beta$ -Meteoroiden abschätzen. Die SOLARORBITER-Sonde soll über einen langen Zeitraum hinweg Messungen im interplanetaren Raum innerhalb von 0,3 AU um die Sonne durchführen. Geplant ist, die Sonde auf eine elliptische Bahn mit einem Perihel von weniger als 0,1 AU und einem Aphel von etwa 0,3 AU zu lenken. Der direkte Nachweis von  $\beta$ -Meteoroiden anhand der Richtung wäre mit einer solchen Messung nicht möglich. Allerdings kann aufgrund der langen Meßzeit die Größenverteilung der Teilchen bestimmt werden. Beruhend auf den Ergebnissen dieser Arbeit läßt sich vorschlagen, daß ein Staubexperiment auf SOLAR ORBITER die Größenverteilung der Staubteilchen in Abhängigkeit vom Sonnenabstand bestimmen sollte.



# Anhang A

## Symbolverzeichnis

$A$ :	Targetfläche
$A_{eff}$ :	effektive Fläche des Staubdetektors
$AU$ :	Astronomische Einheit: $1,496 \cdot 10^{11}$ m
$a$ :	große Halbachse
$B_\lambda$ :	Planck-Funktion
$\vec{B}$ :	Magnetfeldstärke
$B_\phi$ :	azimuthaler Anteil der Magnetfeldstärke
$B_r$ :	radialer Anteil der Magnetfeldstärke
$C_{abs}$ :	Wirkungsquerschnitt für die Absorption
$C_{ext}$ :	Wirkungsquerschnitt für die Extinktion
$C_{sca}$ :	Wirkungsquerschnitt für die Streuung
$c$ :	Lichtgeschwindigkeit
$E$ :	Energie
$\vec{e}_r$ :	Einheitsvektor in radialer Richtung
$\vec{e}_\theta$ :	Einheitsvektor in transversaler Richtung
$e$ :	Exzentrizität
$F$ :	Fluß
$\vec{F}_{ab}$ :	Kraft aufgrund des Aberrationseffektes
$\vec{F}_{grav}$ :	Vektor der Gravitationskraft
$\vec{F}_L$ :	Lorentzkraft
$\vec{F}_{pr}$ :	Poynting-Robertson-Kraft
$F_{rad}$ :	Betrag der Strahlungsdruckkraft
$\vec{F}_{rad+ab}$ :	Vektorsumme aus $\vec{F}_{rad}$ und $\vec{F}_{ab}$
$\vec{F}_{sw}$ :	Sonnenwindkraft
$f$ :	Gesamtanteil der Einlagerungen (s. Maxwell-Garnett-Regel)
$f_j$ :	Volumenanteil der $j$ -ten Einlagerungskomponente
$f_{fit}$ :	Fitfaktor
$G$ :	Gravitationskonstante: $6,670 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot s^2}$
$h$ :	Planck-Konstante
$i$ :	Inklination
$k$ :	Betrag des Bahndrehimpulses

$\vec{L}$ :	Bahndrehimpulsvektor
$L_{\odot}$ :	Strahlungsleistung der Sonne: $3,85 \cdot 10^{26} W$
$M_{\odot}$ :	Masse der Sonne: $1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
$m$ :	Masse eines Staubteilchens
$m_{\alpha}$ :	Masse eines Alphateilchens
$m_{\text{elektron}}$ :	Elektronenmasse
$m_{\text{proton}}$ :	Protonenmasse
$N$ :	Zahl der Konstituenten
$n$ :	Anzahldichte
$n_{\alpha}$ :	Dichte an Alphateilchen
$n_{\text{elektron}}$ :	Elektronendichte
$n_{\text{proton}}$ :	Protonendichte
$P$ :	Porosität
$p$ :	Polarität
$p_{\lambda}$ :	Impuls eines Photons
$Q$ :	Ladung des Staubteilchens
$Q_{\text{abs}}$ :	Effizienzkoeffizient für die Absorption
$Q_C$ :	Channeltron-Ladungssignal
$Q_E$ :	negatives Ladungssignal
$Q_{\text{ext}}$ :	Effizienzkoeffizient für die Extinktion
$Q_I$ :	positives Ladungssignal
$Q_P$ :	Primärladung
$Q_{\text{rad}}$ :	Wirkungsfaktor für den Strahlungsdruck
$\langle Q_{\text{rad}} \rangle$ :	über das Sonnenspektrum gemittelter Wirkungsfaktor
$Q_{\text{sca}}$ :	Effizienzkoeffizient für die Streuung
$q$ :	Perihelabstand
$R_{\odot}$ :	Sonnenradius: $6,96 \cdot 10^5 \text{ km}$
$\vec{r}$ :	Ortsvektor in heliozentrischen Koordinaten
$r$ :	solarer Abstand
$\dot{r}$ :	Radialgeschwindigkeit
$r\dot{\theta}$ :	Transversalgeschwindigkeit
$S$ :	Flußdichte des solaren Strahlungsfeldes
$s$ :	Radius eines kugelförmigen Staubteilchens
$s_c$ :	charakteristischer Kugelradius
$t$ :	Zeit
$t_E$ :	Anstiegszeit von $Q_E$
$t_{EI}$ :	Zeitspanne: Target - Ionengitter
$t_I$ :	Anstiegszeit von $Q_I$
$t_{PE}$ :	Zeitspanne zwischen Primär- und Targetladungssignal
$U$ :	Betrag der Relativgeschwindigkeit zwischen Sonnenwind- und Staubteilchen
$\vec{v}$ :	Geschwindigkeitsvektor in heliozentrischen Koordinaten
$\vec{v}_i$ :	Einschlaggeschwindigkeitsvektor
$\vec{v}_{sp}$ :	Geschwindigkeitsvektor der Raumsonde
$\vec{v}_{sw}$ :	mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindteilchens

$\vec{v}_t$ :	Teilchengeschwindigkeitsvektor
$\vec{v}_{\parallel}$ :	Geschwindigkeitsvektor in radialer Richtung
$\vec{v}_{\perp}$ :	Geschwindigkeitsvektor senkrecht zur radialen Richtung
$v$ :	Geschwindigkeitsbetrag
$v_{circular}$ :	Kreisgeschwindigkeit
$v_{esc}$ :	Fluchtgeschwindigkeit
$v_{perihel}$ :	Geschwindigkeit im Perihel
$v_{is}$ :	Geschwindigkeit interstellarer Teilchen
$Z$ :	Summe aus den Massen $m_i$ multipliziert mit den Dichten $n_i$
$\alpha$ :	Aberrationswinkel
$\beta$ -Wert:	Verhältnis von Strahlungsdruckkraft zu Gravitationskraft
$\beta_{dd}$ :	heliozentrische Breite der Detektorachse
$\beta_L$ :	heliozentrische Breite des Bahndrehimpulses
$\beta_{\odot}$ :	heliozentrische Breite
$\beta_{sp}$ :	heliozentrische Breite der Raumsonde
$\epsilon_i$ :	dielektrische Funktion für das i-te Medium
$\epsilon_0$ :	Dielektrizitätskonstante: $8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
$\Theta$ :	Einfallswinkel
$\lambda$ :	Wellenlänge
$\lambda_{dd}$ :	heliozentrische Länge der Detektorachse
$\lambda_L$ :	heliozentrische Länge des Bahndrehimpulses
$\lambda_{\odot}$ :	heliozentrische Länge
$\lambda_{sp}$ :	heliozentrische Länge der Raumsonde
$\mu$ :	Produkt aus $G$ und $M_{\odot}$ : $886 \frac{km^2}{s^2} AU$
$\Omega$ :	Knotenlänge
$\omega$ :	Argument des Perizentrums
$\Upsilon$ :	Abweichung von der solaren Richtung
$\Phi$ :	Elektrisches Potential
$\rho$ :	Teilchendichte
$\sigma$ :	geometrischer Querschnitt des Staubteilchens
$\sigma_{v_t}$ :	Standardabweichung für $v_t$
$\sigma_{\phi}$ :	Standardabweichung für $\phi$
$\tau$ :	Zeit des Periheldurchgangs
$\tau_C$ :	Lebensdauer aufgrund von Kollisionen
$\varphi$ :	wahre Anomalie
$\omega_L$ :	Larmorfrequenz des Staubteilchens
$\omega_{\odot}$ :	Winkelgeschwindigkeit der Sonnenrotation



# Literaturverzeichnis

- [1] H. ALFVÉN: Electric Currents in Cosmic Plasmas, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 271, 1977
- [2] W.I. AXFORD, E. MARSCH, V.N. ORAEVSKY, V.D. KUZNETSOV, T.K. BREUS, R. SCHWENN, W.-H. IP, L.V. KSANFOMALITY, N. THOMAS, A. KOGAN, V.F. UTKIN & G.R. USPENSKY: Space Mission for Exploration of the Sun, Mercury and Inner Heliosphere (InterHelios), *Adv. Space Res.*, **21**, 1/2, 275, 1998
- [3] D.E. BACKMAN, A. DASGUPTA & R.E. STENCEL: Model of a Kuiper belt small grain population and resulting far-infrared emission, *Astrophys. J.*, **450**, 35, 1995
- [4] M. BAGUHL: Identifikation von Staubeinschlägen in den Daten der Mikrometeoroiden-Detektoren an Bord der Raumsonden Ulysses und Galileo, *Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg*, 1993
- [5] M. BAGUHL, E. GRÜN, D.P. HAMILTON, G. LINKERT, R. RIEMANN, P. STAUBACH & H.A. ZOOK: The flux of interstellar dust observed by Ulysses and Galileo, *Space Sci. Rev.*, **72**, 471, 1994
- [6] M. BAGUHL, E. GRÜN & M. LANDGRAF: In situ measurements of interstellar dust with the Ulysses and Galileo spaceprobes, *Space Sci. Rev.*, **78**, 165, 1996
- [7] P. BARGE, R. PELLAT & J. MILLET: Diffusion of Keplerian Motions by a Stochastic Force, *Astron. Astrophys.*, **109**, 228, 1982
- [8] M.J.S. BELTON: Dynamics of interplanetary dust, *Science*, **151**, 3706, 35, 1966
- [9] M.J.S. BELTON: Dynamics of interplanetary dust particles near the Sun, in: *The Zodiacal Light and the Interplanetary Medium*, eds. J.L. Weinberg, NASA SP-150, 301, 1967
- [10] O.E. BERG & E. GRÜN: Evidence of hyperbolic cosmic dust particles, *Space Res.*, **13**, 1047, 1973
- [11] R.C. BOHLIN, B.D. SAVAGE & J.F. DRAKE: A survey of interstellar  $H_I$  from  $L_\alpha$  absorption measurements. II *Astrophys. J.*, **224**, 132, 1978

- [12] J.G. BRADLEY, E. GRÜN & R. SRAMA: The Cosmic Dust Analyzer for Cassini, Proc. of SPIE, Denver, 5-6 Aug., **2803**, 1996
- [13] J.A. BURNS: Elementary derivation of the perturbation equations of celestial mechanics, *Am. J. Phys.*, **44**(10), 944, 1976
- [14] J.A. BURNS, P.L. LAMY & S. SOTER: Radiation forces on small particles in the solar system, *Icarus*, **40**, 1, 1979
- [15] A.L. COCHRAN, H.F. LEVISON, S.A. STERN & M.J. DUNCAN: The discovery of Halley-sized Kuiper Belt Objects Using the Hubble Space Telescope, *Astrophys. J.*, **455**, 342, 1995
- [16] G. CONSOLMAGNO: Lorentz scattering of interplanetary dust, *Icarus*, **38**, 398, 1979
- [17] J.S. DOHNANYI: Flux of Hyperbolic Meteoroids, in *Lecture Notes in Phys. 48*, IAU Colloquium 31, eds. J. Ehlers, K. Hepp, H.A. Weidenmüller & J. Zittartz, 170, 1976
- [18] J.S. DOHNANYI: Particle dynamics, in *Cosmic Dust*, eds. J.A.M. McDonnell, John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, 1978
- [19] J. DORSCHNER & T. HENNING: Dust metamorphosis in the galaxy, *The Astron. Astrophys. Rev.*, **6**, 271, 1995
- [20] B.T. DRAINE & H.M. LEE: Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains, *Astrophys. J.*, **285**, 89, 1984
- [21] H.-J. FAHR, K. SCHERER & M. BANASZKIEWICZ: The evolution of the zodiacal dust cloud under plasma drag and Lorentz forces in the latitudinally asymmetric solar wind, *Planet. Space Sci.*, **43**, 301, 1995
- [22] H. FECHTIG: In-Situ Records of Interplanetary Dust Particles - Methods and Results, in *Lecture Notes in Phys. 48*, IAU Colloquium 31, eds. J. Ehlers, K. Hepp, H.A. Weidenmüller & J. Zittartz, 143, 1976
- [23] H. FECHTIG, C. LEINERT & E. GRÜN: Interplanetary dust and zodiacal light, in: *Landolt-Börnstein, New Series VI 2a*, eds. K. Schaifers & H.H. Voigt, Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1981
- [24] P.C. FRISCH: Characteristics of nearby interstellar matter, *Space Sci. Rev.*, **72**, 499, 1995
- [25] P.C. FRISCH: LISM Structure - Fragmented Superbubble Shell?, in: *The Heliosphere in the Local Interstellar Medium*, eds. R. von Steiger, R. Lallement & M.A. Lee, Space Science Series of ISSI. Kluwer Academic Dordrecht Publishers, 213, 1996



- [26] P.C. FRISCH, J. DORSCHNER, J. GEISS, J.M. GREENBERG, E. GRÜN, M. LANDGRAF, P. HOPPE, A.P. JONES, W. KRÄTSCHMER, T.J. LINDE, G.E. MORFILL, W.T. REACH, J. SLAVIN, J. SVESTKA, A. WITT & G.P. ZANK: Dust in the Local Interstellar Wind, *Astron. Astrophys.*, **525**, 492, 1999
- [27] P.C. FRISCH: The Galactic Environment of the Sun, *American Scientist*, **88**, 1, 2000
- [28] R.H. GIESE: Zodiacal light and local interstellar dust: predictions for an out-of-ecliptic spacecraft, *Astron. Astrophys.*, **77**, 223, 1979
- [29] R.H. GIESE & E. GRÜN: The Compatibility of Recent Micrometeoroid Flux Curves with Observations and Models of the Zodiacal Light, in: *Interplanetary Dust and Zodiacal Light* eds. H. Elsässer & H. Fechtig, Springer, Berlin, 135, 1976
- [30] R.H. GIESE, B. KNEISSEL & U. RITTICH: Three-dimensional Models of the Zodiacal Dust Cloud: A Comparative Study, *Icarus*, **68**, 395, 1986
- [31] J.R. GÖLLER & E. GRÜN: Calibration of the Galileo/Ulysses dust detector with different projectile materials at varying impact angle, *Planet. Space Sci.*, **37**(10), 1197, 1989
- [32] A.L. GRAPS, E. GRÜN, H. SVEDHEM, H. KRÜGER, M. HORÁNYI, A. HECK & S. LAMMERS: Io as a Source of the Jovian Dust Streams, *Nature*, **405**, 48, 2000
- [33] A.L. GRAPS: Io Revealed in the Jovian Dust Streams, *Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg*, 2001
- [34] J.M. GREENBERG & D.W. SCHUERMAN: Optical detection of local interstellar particles during an out-of-ecliptic mission, *Nature*, **275**, 39, 1978
- [35] E. GRÜN: In-situ Measurements of Interplanetary Dust in the Inner Solar System, in: *Solid Particles in the Solar System*, eds. I. Halliday & B.A. McIntosh, Proc. IAU Symp. **90**, 1980
- [36] E. GRÜN & H.A. ZOOK: Dynamics of micrometeoroids, in: *Solid Particles in the Solar System*, eds. I. Halliday & B.A. McIntosh, Proc. IAU Symp. **90**, 1980
- [37] E. GRÜN, N. PAILER, H. FECHTIG & J. KISSEL: Orbital and physical characteristics of micrometeoroids in the inner Solar System as observed by Helios 1, *Planet. Space Sci.*, **28**, 333, 1980
- [38] E. GRÜN, H.A. ZOOK, H. FECHTIG & R.H. GIESE: Collisional Balance of the Meteoritic Complex, *Icarus* **62**, 244, 1985a

- [39] E. GRÜN, H.A. ZOOK, H. FECHTIG & R.H. GIESE: Mass Input into Output from the Meteoritic Complex, in: *Properties and Interactions of Interplanetary Dust*, eds. R.H. Giese & P. Lamy, D. Reidel Publishing Company, 411, 1985b
- [40] E. GRÜN, H. FECHTIG, R.H. GIESE, J. KISSEL, D. LINKERT, D. MAAS, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, G. SCHWEHM & H.A. ZOOK: The Ulysses dust experiment, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 411, 1992a
- [41] E. GRÜN, H. FECHTIG, M.S. HANNER, J. KISSEL, B.A. LINDBLAD, D. LINKERT, G.E. MORFILL & H.A. ZOOK: The Galileo dust detector, *Space Sci. Rev.*, **60**, 317, 1992b
- [42] E. GRÜN, M. BAGUHL, H. FECHTIG, M.S. HANNER, J. KISSEL, B.-A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, G. SCHWEHM, N. SIDDIQUE & A. ZOOK: Interplanetary Dust near 1 AU, in: *Proceeding of the workshop on Hypervelocity Impacts in Space*, eds. J.A.M. McDonnell, Canterbury, 173, 1992c
- [43] E. GRÜN, M. BAGUHL, H. FECHTIG, M.S. HANNER, J. KISSEL, B.-A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, R. RIEMANN, G. SCHWEHM, N. SIDDIQUE & A. ZOOK: Galileo and Ulysses dust measurements: From Venus to Jupiter, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1311, 1992d
- [44] E. GRÜN, H.A. ZOOK, M. BAGUHL, A. BALOGH, S.J. BAME, H. FECHTIG, R. FORSYTH, M.S. HANNER, M. HORÁNYI, J. KISSEL, B.-A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, J.L. PHILLIPS, C. POLANSKEY, G. SCHWEHM, N. SIDDIQUE, P. STAUBACH, J. SVESKA & A. TAYLOR: Discovery of jovian dust streams and interstellar grains by the Ulysses spacecraft, *Nature*, **362**, 428, 1993
- [45] E. GRÜN, B.Å.S. GUSTAFSON, I. MANN, M. BAGUHL, G.E. MORFILL, P. STAUBACH, A. TAYLOR & H.A. ZOOK: Interstellar dust in the heliosphere, *Astron. Astrophys.*, **286**, 915, 1994
- [46] E. GRÜN, M. BAGUHL, N. DIVINE, H. FECHTIG, D.P. HAMILTON, M.S. HANNER, J. KISSEL, B.-A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, R. RIEMANN, G. SCHWEHM, N. SIDDIQUE, P. STAUBACH & H.A. ZOOK: Two Years of Ulysses Dust data, *Planet. Space Sci.*, **43**(8), 971, 1995a
- [47] E. GRÜN, M. BAGUHL, H. FECHTIG, J. KISSEL, D. LINKERT, G. LINKERT & R. RIEMANN: Reduction of Galileo and Ulysses dust data, *Planet. Space Sci.*, **43**, 941, 1995b
- [48] E. GRÜN, P. STAUBACH, M. BAGUHL, S. DERMOTT, H. FECHTIG, B.Å.S. GUSTAFSON, D.P. HAMILTON, M.S. HANNER, M. HORÁNYI, J. KISSEL, B.A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN,

- J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, G. SCHWEHM, R. SRAMA & H.A. ZOOK: South-North and Radial Traverses Through the Zodiacal Cloud, *Icarus*, **129**, 270, 1997
- [49] E. GRÜN, H. KRÜGER, A.L. GRAPS, D.P. HAMILTON, A. HECK, G. LINKERT, H.A. ZOOK, S. DERMOTT, H. FECHTIG, B.Å.S. GUSTAFSON, M.S. HANNER, M. HORÁNYI, J. KISSEL, B.A. LINDBLAD, D. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, G. SCHWEHM, & R. SRAMA: Galileo observes electromagnetically coupled dust in the jovian system, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20011, 1998
- [50] E. GRÜN, H. KRÜGER & M. LANDGRAF: Dust Measurements in the outer solar system, in Druck in *proceedings of the ESO workshop on 'Minor bodies in the outer solar system'*, 1999
- [51] E. GRÜN & M. LANDGRAF: Collisional consequences of big interstellar grains, *J. Geophys. Res.*, **105A5**, 10291, 2000
- [52] E. GRÜN, M. LANDGRAF, M. HORÁNYI, J. KISSEL, H. KRÜGER, R. SRAMA, H. SVEDHEM & P. WITHNELL: Techniques for Galactic Dust Measurements in the Heliosphere, *J. Geophys. Res.*, **105A5**, 10403, 2000
- [53] D.A. GURNETT, J.A. ANSHER, W.S. KURTH & L.J. GRANROTH: Micron-Sized Dust Particles Detected in the Outer Solar System by Voyager 1 and 2 Plasma Wave Instruments, *Geophys. Res. Letters*, **24**(24), 3125, 1997
- [54] B.Å.S. GUSTAFSON: Physics of zodiacal dust, *Annual Review of Earth and Planetary Science*, **22**, 553, 1994
- [55] B.Å.S. GUSTAFSON & N.Y. MISCONI: Streaming of Interstellar Grains in the Solar System, *Nature*, **282**, 276, 1979
- [56] D.P. HAMILTON & J.A. BURNS: Ejection of Dust from Jupiters Gossamer Ring, *Nature*, **364**, 695, 1993
- [57] D.P. HAMILTON, E. GRÜN & M. BAGUHL: Electromagnetic escape of dust from the Solar System in: *Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*, ASP Conf. Series, **104**, eds. B.Å.S. Gustafson & M.S. Hanner, Kluwer, Dordrecht, 31, 1996
- [58] J.B. HARTUNG & D. STORZER: *Space Res.*, **14**, 719, 1974
- [59] C.L. HEMENWAY, D.S. HALLGREN & D.C. SCHMALBERGER: Stardust, *Nature*, **238**, 256, 1972
- [60] C.L. HEMENWAY, D.S. HALLGREN & C.D. TACKETT: *Space Res.*, **15**, 541, 1975
- [61] E.H. HIRST & C.-W. YEN: Stardust Mission Plan, Tech. rept. Jet Propulsion Laboratory, 1997

- [62] H.J. HOFFMANN, H. FECHTIG, E. GRÜN & J. KISSEL: Temporal fluctuations and anisotropy of the micrometeoroid flux in the earth-moon system measured by HEIOS 2, *Planet. Space Sci.*, **23**, 985, 1975
- [63] T.E. HOLZER: Interaction between the solar wind and the interstellar medium, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **27**, 199, 1989
- [64] M. HORÁNYI, E. GRÜN & G.E. MORFILL: The Dust Skirt of Jupiter: a Possible Explanation of the Ulysses Dust Events, *Nature*, **363**, 144, 1993a
- [65] M. HORÁNYI, E. GRÜN & G.E. MORFILL: The Dust Skirt of Jupiter, *J. Geophys. Res.*, **98**, A12, 21, 245, 1993b
- [66] E. IGENBERGS, A. HÜDEPOHL, K. UESUGI, T. HAYASHI, H. SVEDHEM, H. IGLSEDER, G. KOLLER, A. GLASMACHERS, E. GRÜN, G. SCHWEHM, H. MIZUTANI, T. YAMAMOTO, A. FUJIMURA, N. ISHII, H. ARAKI, K. YAMAKOSHI & K. NOGAMI: The Munich Dust Counter - A Cosmic Dust Experiment On Board Of The Muses-A Mission Of Japan, in: *Origin and Evolution of Interplanetary Dust*, eds. A.C. Levasseur-Regourd & H. Hasagawa, Kluwer, Dordrecht, 45, 1991
- [67] H. ISHIMOTO: Collisional evolution and the resulting mass distribution of interplanetary dust, *Earth, Planets Space*, **50**, 521, 1998
- [68] H. ISHIMOTO & I. MANN: Estimation for the origin of hyperbolic particles, *Adv. Space Res.*, **20**(8), 1523, 1996
- [69] H. ISHIMOTO & I. MANN: Modeling the particle mass distribution within 1 AU of the Sun, *Planet. Space Sci.*, **47**, 225, 1999
- [70] I. KAPIŠINSKÝ: Experimental data and hypotheses on the origin of  $\beta$ -micrometeoroids, *Contribution of the Astronomical Observatory Skalnaté*, **13**, 225, 1985
- [71] E. KEPPLER: ULYSSES, eine Raumsonde, die über die Pole der Sonne fliegt, *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.*, **16**, 133, 1992
- [72] S.-H. KIM, P.G. MARTIN & P.D. HENDRY: The Size Distribution from Extinction, *Astrophys. J.*, **422**, 164, 1994
- [73] H. KIMURA, H. ISHIMOTO & T. MUKAI: A study on solar dust ring formation based on fractal dust models, *Astron. Astrophys.*, **326**, 263, 1997
- [74] H. KIMURA, I. MANN & A. WEHRY: Interstellar Dust in the Solar System, *Astroph. Space Sci.*, **264**, 213, 1999
- [75] J. KLAČKA: Perturbation equations of celestial mechanics, *Earth, Moon and Planets*, **59**, 1992

- [76] B. KNEISSEL: Unterscheidung dreidimensionaler Modelle der zodiacalen, interplanetaren Staubwolke im Hinblick auf Experimente mit raumfahrzeuggestützten Mikrometeoriteneinschlagsdetektoren, *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, 1988
- [77] L. KRÉSAK: Orbital evolution of the dust streams released from comets, *Bull. Astron. Inst. Czech*, **29**, 35, 1976
- [78] A. KRIVOV, I. MANN & H. KIMURA: The circumsolar dust complex and Solar magnetic field, *Earth, Planet and Space*, **50**, 551, 1998a
- [79] A. KRIVOV, H. KIMURA & I. MANN: Dynamics of Dust Near the Sun, *Icarus*, **134**, 311, 1998b
- [80] H. KRÜGER, E. GRÜN, M. LANDGRAF, M. BAGUHL, S. DERMOTT, H. FECHTIG, B.Å.S. GUSTAFSON, D.P. HAMILTON, M.S. HANNER, M. HORÁNYI, J. KISSEL, B.A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, G. SCHWEHM, R. SRAMA & H.A. ZOOK: Three Years of Ulysses dust data: 1993 to 1995, *Planet. Space Sci.*, **47**, 363, 1999
- [81] H. KRÜGER, E. GRÜN, M. LANDGRAF, S. DERMOTT, H. FECHTIG, B.Å.S. GUSTAFSON, D.P. HAMILTON, M.S. HANNER, M. HORÁNYI, J. KISSEL, B.A. LINDBLAD, D. LINKERT, G. LINKERT, I. MANN, J.A.M. McDONNELL, G.E. MORFILL, C. POLANSKEY, G. SCHWEHM, R. SRAMA & H.A. ZOOK: Four Years of Ulysses dust data: 1996 to 1999, *Planet. Space Sci.*, **49**, 1303, 2001
- [82] P.L. LAMY: The Dynamics of Circum-solar Dust Grains, *Astron. Astrophys.*, **33**, 191, 1994
- [83] P.L. LAMY & J.-M. PERRIN: Volume Scattering Function and Space Distribution of the Interplanetary Dust Cloud, *Astron. Astrophys.*, **163**, 269, 1986
- [84] M. LANDGRAF: Modellierung der Dynamik und Interpretation der In-Situ-Messung interstellaren Staubs in der lokalen Umgebung des Sonnensystems, *Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg*, 1998
- [85] M. LANDGRAF, M. MÜLLER & E. GRÜN: Prediction of the in-situ dust measurements of the Stardust mission to Comet 81P/Wild 2, *Planet. Space Sci.*, **47**, 1029, 1999a
- [86] M. LANDGRAF, K. AUGUSTSSON, E. GRÜN & B.Å.S. GUSTAFSON: Deflection of Local Interstellar Dust Fluxes by Solar Radiation Pressure, *Science*, **286**, 2319, 1999b

- [87] M. LANDGRAF: Modelling the motion and distribution of interstellar dust inside the Heliosphere, *J. Geophys. Res.*, **105**, 10302, 2000
- [88] M. LANDGRAF, W.J. BAGGALEY, E. GRÜN, H. KRÜGER & G. LINKERT: Aspects of the mass distribution of interstellar grains in the solar system from in-situ measurements, *J. Geophys. Res.*, **105**, A5, 10343, 2000
- [89] M. LANDGRAF: Contemporary interstellar meteoroids in the solar system - in situ measurements and clues on composition, in *Proceedings of the Meteoroids 2001 conference*, 6-10 August, Kiruna, Sweden, eds. B. Warmbein, 627, 2001
- [90] C. LEINERT, I. RICHTER, E. PITZ & B. PLANCK: The Zodiacal Light from 1,0 to 0,3 AU as Observed by the HELIOS Space Probes, *Astron. Astrophys.*, **103**, 177, 1981
- [91] C. LEINERT, S. RÖSER & J. BUITRAGO: How to maintain the spatial distribution of interplanetary dust, *Astron. Astrophys.*, **118**, 345, 1983
- [92] C. LEINERT & E. GRÜN: Interplanetary Dust, Physics and Chemistry, 20, Space and Solar Physics, in: *Physics of the Inner Heliosphere*, 1. Large-Scale Phenomena, eds. R. Schwenn & E. Marsch, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 207, 1990
- [93] L.B. LE SERGEANT D'HENDECOURT & P.L. LAMY: Implications of Viking results for volatile outgassing from Earth and Moon, *Nature*, **266**, 822, 1978
- [94] L.B. LE SERGEANT D'HENDECOURT & P.L. LAMY: On the Size Distribution and Physical Properties of Interplanetary Dust Grains, *Icarus*, **43**, 350, 1980
- [95] L.B. LE SERGEANT D'HENDECOURT & P.L. LAMY: Collisional processes among interplanetary dust grains - An unlikely origin for the  $\beta$ -meteoroids, *Icarus*, **47**, 270, 1981
- [96] H.F. LEVISON: Comet Taxonomy, in: *Completing the Inventory of the Solar System*, eds. T.W. Rettig & J.M. Hahn, ASP Conference Series, **107**, 173, 1996
- [97] J.-C. LIOU, H.A. ZOOK & S.F. DERMOTT: Kuiper belt dust grains as a source of interplanetary dust particles, *Icarus*, **124**, 429, 1996
- [98] J.-C. LIOU & H.A. ZOOK: Evolution of Interplanetary Dust Particles in Mean Motion Resonances with Planets, *Icarus*, **128**, 354, 1997
- [99] R.A. LYTTLETON: Effects of solar radiation on the orbits of small particles, *Astrophys. Space Sci.*, **44**, 119, 1976
- [100] I. MANN: Interstellar Grains in the Solar System: Requirements for an analysis, *Space Sci. Rev.*, **78**, 259, 1996

- [101] I. MANN: Eigenschaften und Verteilung kosmischer Staubteilchen als Komponente der kleinen Körper im Sonnensystem, Habilitationsschrift, Technische Universität Braunschweig, 1998
- [102] I. MANN, H. OKAMOTO & T. MUKAI: On the Evolution of Dust in the Solar Vicinity, *Astron. Astrophys.*, **291**, 1011, 1994
- [103] I. MANN, A. KRIVOV & H. KIMURA: Dust Cloud Near the Sun, *Icarus*, **146**, 568, 2000
- [104] E. MARSCH, A. KOGAN, W.I. AXFORD, T. BREUS, V.D. KUZNETSOV & V.N. ORAEVSKY: Interhelios - Sun and Heliosphere Observer, in: *A Crossroads for European Solar & Heliospheric Physics*, ESA SP-417 Proceedings, Tenerife, March 23-27, 91, 1998
- [105] D. MASSA & B.D. SAVAGE: Measurements of Interstellar Extinction, in: *Interstellar Dust*, eds. L.J. Allamandola & A.G.G.M. Tielens, IAU Symp., **135**, Kluwer Academic Publishers, for International Astronomical Union, 3, 1989
- [106] J.S. MATHIS: Interstellar Dust and Extinction, *Annual Review Astron. Astrophys.*, **28**, 37, 1990
- [107] J.S. MATHIS, W. RUMPL & K.H. NORDSIECK: The Size Distribution of Interstellar Grains, *Astrophys. J.*, **280**, 425, 1977
- [108] J.A.M. McDONNELL, D.J. GARDNER & N. MCBRIDE: Recent near Earth satellite flux data: contributions in the definition of the interplanetary flux at 1 AU heliocentric distance, in: *Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*, *ASP Conf. Series*, **104**, eds. B.Å.S. Gustafson & M.S. Hanner, Kluwer, Dordrecht, 193, 1996
- [109] C.F. MCKEE & J.P. OSTRICKER: A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogenous substrate, *Astroph. J.*, **218**, 148, 1977
- [110] D.D. MEISEL, D. JANCHES & J.D. MATHEWS: Extrasolar micrometeors radiating from the vicinity of the local interstellar bubble, *Astrophys. J.*, in Druck
- [111] G.E. MORFILL & E. GRÜN: The motion of charged dust particles in interplanetary space - I./II., *Planet. Space Sci.*, **27**, 1979
- [112] T. MUKAI: On the Solar dust ring(s), in: *Properties and Interactions of Interplanetary Dust*, eds. R.H. Giese & P. Lamy, D. Reidel Publishing Company, 59, 1985
- [113] T. MUKAI: Sublimation of Interplanetary Dust, in: *Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*, *ASP Conf. Series*, **104**, eds. B.Å.S. Gustafson & M.S. Hanner, Kluwer, Dordrecht, 453, 1996

- [114] T. MUKAI, T. YAMAMOTO, H. HASEGAWA, A. FUJIWARA & C. KOIKE: On the circumsolar grain materials, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **26**, 445, 1974
- [115] T. MUKAI, H. ISHIMOTO, J. BLUM & J.M. GREENBERG: Radiation pressure forces of fluffy porous grains, *Astron. Astroph.*, **262**, 315, 1992
- [116] E.N. PARKER: Dynamics of Interplanetary Gas and Magnetic Fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664, 1958
- [117] W.H. PRESS, B.P. FLANNERY, S.A. TEUKOLSKY & W.T. VETTERLING: in: *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, Cambridge, 200, 1988
- [118] H.P. ROBERTSON: Dynamical effects of radiation in the solar system, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **97**, 423, 1937
- [119] D. RÖSER: Can short period comets maintain the zodiacal dust cloud?, in: *Interplanetary Dust and Zodiacal Light* eds. H. Elsässer & H. Fechtig, Heidelberg, 1976
- [120] U.P. SAXARRA: Modellrechnungen zur Lichtstreuung interplanetarer Staubteilchen im Hinblick auf Mikrometeoriteneinflüsse, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1987
- [121] K. SCHERER & H.-J. FAHR: Drag forces in the near and distant solar system, *Earth Planets Space*, **50**, 545, 1998
- [122] G.H. SCHWEHM: Temperaturverteilung und Dynamik interplanetarer Staubteilchen in der Nähe der Sonne, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1980
- [123] R. SCHWENN: Der Sonnenwind, in: *Plasmaphysik im Sonnensystem*, eds. K.-H. Glaßmeier, M. Scholer, Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1991
- [124] J.G. SPARROW: Solar Radiation Induced Rotational Bursting of Interplanetary Particles, *Geophys. Res. Let.*, **2**, 6, 1975
- [125] L.JR. SPITZER: Physical Processes in the Interstellar Medium, Wiley-Interscience, New York, 1978
- [126] R. SRAMA & E. GRÜN: The Dust Sensor for Cassini, *Adv. Space Res.*, **20**(8), 1467, 1997
- [127] R. SRAMA, J.G. BRADLEY, E. GRÜN, T.J. AHRENS, S. AUER, A.M. CRUISE, H. FECHTIG, O. HAVNES, A. HECK, S. HELFERT, E. IGENBERGS, E.K. JESSBERGER, T.V. JOHNSON, H. KRÜGER, D. LINKERT, F. LURA, J.A.M. MCDONNELL, D. MÖHLMANN, G.E. MORFILL, G.H. SCHWEHM, J. SVESTKA, A.J. TUZZOLINO, R. WÄSCH & H.A. ZOOK: The Cassini Cosmic Dust Analyzer, *Space Sci. Rev.*, in Druck



- [128] A.D. TAYLOR, W.J. BAGGLEY & D.I. STEEL: Discovery of Interstellar Dust Entering the Earth's Atmosphere, *Nature*, **380**, 323, 1996
- [129] A. WEHRY & I. MANN: Identification of  $\beta$ -meteoroids from measurements of the dust detector onboard the Ulysses spacecraft, *Astron. Astrophys.*, **341**, 296, 1999
- [130] K.P. WENZEL, R.G. MARSDEN, D.E. PAGE & E.J. SMITH: The Ulysses mission, *Astron. Astroph. Suppl. Ser.* **92**, 207, 1992
- [131] F.L. WHIPPLE: On maintaining the meteoritic complex, in: *The Zodiacal Light and the Interplanetary Medium*, eds. J.L. Weinberg, Washington D.C., 1967
- [132] F.L. WHIPPLE: Sources of interplanetary dust, in: *Lecture Notes in Physics, 48: Interplanetary Dust and Zodiacal Light*, eds. H. Elsässer & H. Fechtig, Springer-Verlag, New York, 430, 1975
- [133] F.L. WHIPPLE: Sources of interplanetary dust, in: *Interplanetary dust and zodiacal light; Proceedings of the Colloquium, 31st, Heidelberg, West Germany, Juni 10-13, 403, 1975*, Springer-Verlag, Berlin und New York, 1976
- [134] D.C.B. WHITTET: Interstellar grain composition: a model based on elemental depletions, *Mon. Not. Roy. Astron.*, **210**, 479, 1984
- [135] M. WILCK: Modellrechnungen zur Bahnverteilung und Dynamik der interplanetarer Staubteilchen, Diplomarbeit, *Universität Göttingen*, 1994
- [136] M. WILCK & I. MANN: Radiation pressure forces on 'typical' interplanetary dust grains, *Planet. Space Sci.*, **44**(5), 493, 1996
- [137] M. WITTE, H. ROSENBAUER, M. BANASZKIEWICZ & H. FAHR: The Ulysses Neutral Gas Experiment: Determination of the Velocity and Temperature of the Interstellar Neutral Helium, *Adv. Space Res.* **13**(6), 121, 1993
- [138] S.P. WYATT JR. & F.L. WHIPPLE: The Poynting-Robertson effect on meteor orbits, *Astrophys. J.*, **111**, 134, 1950
- [139] H.A. ZOOK & O.E. BERG: A source for hyperbolic cosmic dust particles, *Planet. Space Sci.*, **23**, 183, 1975
- [140] H.A. ZOOK, E. GRÜN, M. BAGUHL, D.P. HAMILTON, G. LINKERT, J.-C. LIOU, R. FORSYTH & J.L. PHILIPS: Solar wind magnetic field bending of Jovian dust trajectories, *Science*, **274**, 1501, 1976

