

木星、土星で発生する高速ダスト流の 起源とその加速機構

The origin and acceleration mechanism of
High-velocity dust streams generating in Jupiter
and Saturn

三村 宜史

Yoshihito Mimura

北海道大学 理学部 地球科学科

惑星物理学研究室

Division of Earth Sciences, Undergraduate School of Science,

Hokkaido University

Planetary Physics Laboratory

平成 18 年 3 月 29 日

要旨

ユリシーズ探査機が1992年に木星に最接近した。その時、ユリシーズ探査機に搭載されたダスト検出器により、木星系から放出されているサブミクロンサイズの高速ダスト粒子が同定された。ダスト衝突率の周期性から、木星の衛星イオがこれらダストの主要な発生源であることが見出された。ダスト粒子は、木星磁気圏のプラズマ環境中で正に帯電し、木星の共回転電場からエネルギーを得ている。磁気圏の外側では、粒子の運動は惑星間磁場との相互作用に支配されて、この磁場が最終的にダストの流れを生み出している。木星と同様の過程が土星に対しても考えられてきた。2004年6月に土星軌道に突入した探査機カッシーニによって、土星からおよそ7,000万キロメートルの圏内で、高速ダスト粒子 ($\geq 100 \text{ km s}^{-1}$) のバーストが発見された。土星半径の150倍の距離より内側で検出されたバーストのダスト衝突の方向は、バーストとバーストの合間に測定される衝突方向と明らかに異なる特徴をもっている。バーストは圧縮された太陽風の流れと同時に起きているため、バーストと太陽風磁場になんらかの関係があると考えられる。

本論文では、ユリシーズとガリレオによる木星ダスト流の観測結果を示し、高速ダスト流の力学について詳しく解析する。更に木星ダストの衝突率の周期性に触れ、木星の高速ダスト流の起源が衛星イオにあることを示す。また、土星探査機カッシーニによる観測データと高速ダスト流の力学から土星の高速ダスト流の起源について考察し、新たに土星で発見された、バーストと太陽風磁場の関係も示す。

目次

第1章	木星ダスト流の観測	4
1.1	ユリシーズによる観測	4
1.2	ガリレオによる観測	7
第2章	ダスト流の加速機構	11
2.1	粒子の運動方程式	11
2.2	粒子の惑星脱出メカニズム	12
2.3	二次電子生産率と粒子の大きさの関係	14
2.4	惑星自転軸に対する磁軸の傾きについての解釈	15
第3章	木星ダスト流の起源	19
3.1	力学的解釈	19
3.1.1	リングが起源の可能性について	19
3.1.2	イオが起源の可能性について	21
3.2	ダスト流の周期性について	23
3.2.1	イオの公転周期と磁気座標での周期との関係	23
3.2.2	ガリレオ観測データの時系列解析による起源の特定	24
3.3	結論	27
第4章	土星ダスト流の観測	28
4.1	カッシーニによる観測	28
第5章	土星ダスト流の起源	30
5.1	力学的解釈	30
5.2	惑星間磁場の影響	31
付録A	二次電子生産率と粒子の大きさの関係について	34
A.1	二次電子生産率方程式の導出	34
A.2	異なる大きさを持つ粒子の比較	37
付録B	カッシーニ宇宙ダスト検出器(CDA)による粒子の測定方法	39
B.1	検出器の工程	39
	謝辞	43

参考文献	44
------	----

第1章 木星ダスト流の観測

1.1 ユリシーズによる観測

ユリシーズは1990年10月に地球を出発し、1992年2月8日に木星に最接近した。ユリシーズに搭載されたダスト検出器は、太陽系圏外をこれまで飛んでいたダスト検出器より 10^5 倍感度の良い多重同時発生衝突イオン化検出器である。ダスト粒子の質量と衝突速度は測定された衝突電荷信号の上昇時間と振幅から決定される。質量の感度最小値は、炭素、シリコン、鉄ダスト粒子による実験室での衝突測定から推定すると、衝突速度 20kms^{-1} で $4 \times 10^{-15}\text{g}$ 、 40kms^{-1} で $6 \times 10^{-16}\text{g}$ である。木星に最接近(CA)の8日前からCA後2日において、地上からの指令のため器具の感度が2つの要因に関して弱まった。安全な器具の取り扱い上、それぞれのCAの側にいる17時間の間、この感度はさらに10以上の要因程減少した。ユリシーズの軌道とダスト検出の幾何学は1.1に描かれている。

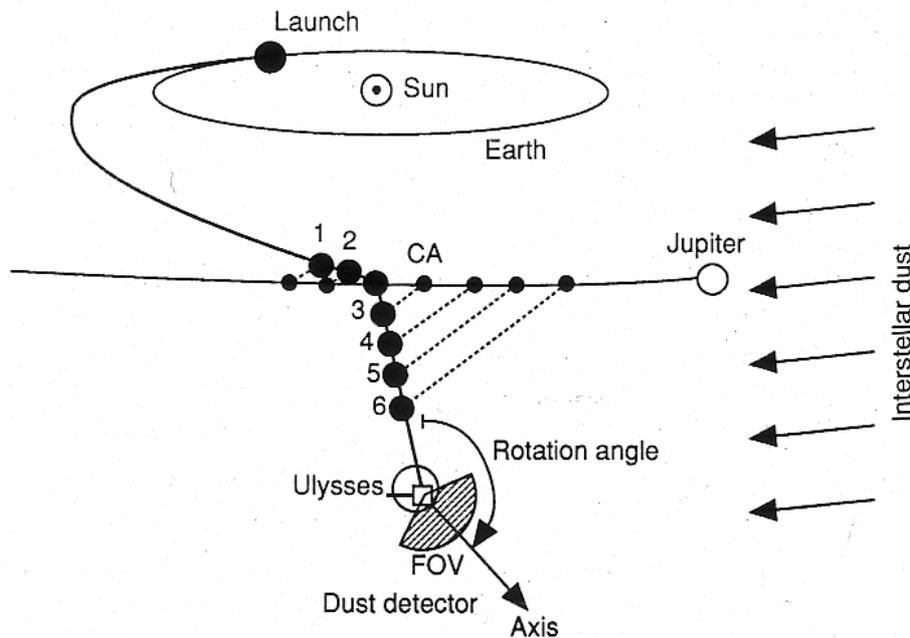


図 1.1: ユリシーズ軌道とダスト検出器の幾何学

図 1.1 は、黄道面からの傾いた視野で太陽と地球、木星軌道も描いている。矢

印は恒星間ダストの流れを指している。木星最接近 (CA) 後のユリシーズの軌道は、黄道面に対して南向きに 80° 傾いた軌道に屈折されている。軌道に沿った数は、ダスト流を検出したユリシーズの場所を示している。破線はそのときの木星方向である。CA 後 200 日で、ユリシーズは木星から 1.6AU、黄緯 -9° にたどり着く。宇宙船は、地球を指している高出力アンテナに沿った軸の周りを回転している。搭載されたダスト検出器は、 140° の円錐視野を持っており、ユリシーズの回転軸に対して右角度約 85° で取り付けられている。

統計的に巨大粒子の主なピークが木星遭遇時に起こったとはいえ、巨大粒子のユリシーズ観測による衝突率 (図 1.2) は、ほとんどの時間の間小さかった (~ 0.3 衝突/日)。1991 年の大抵の間、ユリシーズが太陽から 4AU 内にいた時には、微小粒子の衝突率も小さかった。しかしながら、木星接近通過の 2、3ヶ月の間に、衝突率の中に 6つのバーストが観測された。それは、注目すべきことに 28 ± 3 日の周期性で起こった。ひとつのバーストにつき、わずかに 3、4つの衝突については疑問が残るとはいえ、それらの現象の周期性は統計的重要性を非常に強めている。惑星間空間での無周期のダスト現象はそのような微小粒子以前から知られている。

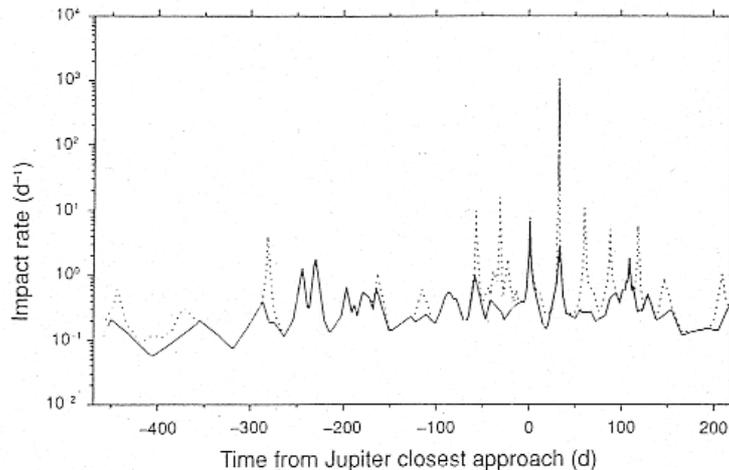


図 1.2: 1990 年 10 月から 1992 年 7 月までの衝突率。木星最接近 (CA) は、1992 年 2 月 8 日。実線は巨大粒子の衝突、破線は全ての衝突を記録している。

図 1.3 は、衝突の間に検出器が指している方向を示している。大部分の微小粒子 (質量 $\leq 5 \times 10^{-14}$ g) が、短い継続時間の平行流の中に見られる (平行流とは、その放射が宇宙船一回転ごとに検出器視野 (FOV) を通過する粒子の流れのことである)。図 1.3 下図は、上図と同じデータについて、この時間における衝突速度に準じて巨大粒子を記した。 26 km s^{-1} 以上の衝突速度を持つ粒子 (26 km s^{-1} は、ユリシーズの木星後に太陽中心から測定した速度 8 km s^{-1} と 5.4AU での太陽系からの脱出速度 18 km s^{-1} の総ベクトルにおける可能な上限値を表す) の中には、太陽周囲の軌道に沿って動くものはない。それゆえ衝突速度 $> 26 \text{ km s}^{-1}$ の全ての粒子は、太陽系を通過して双曲軌道を動く。小さな衝突速度の粒子でさえ、もし粒子が北の

方向から到着するか、放射圧力が粒子の太陽引力を減少させれば、双曲軌道を動くことがある。

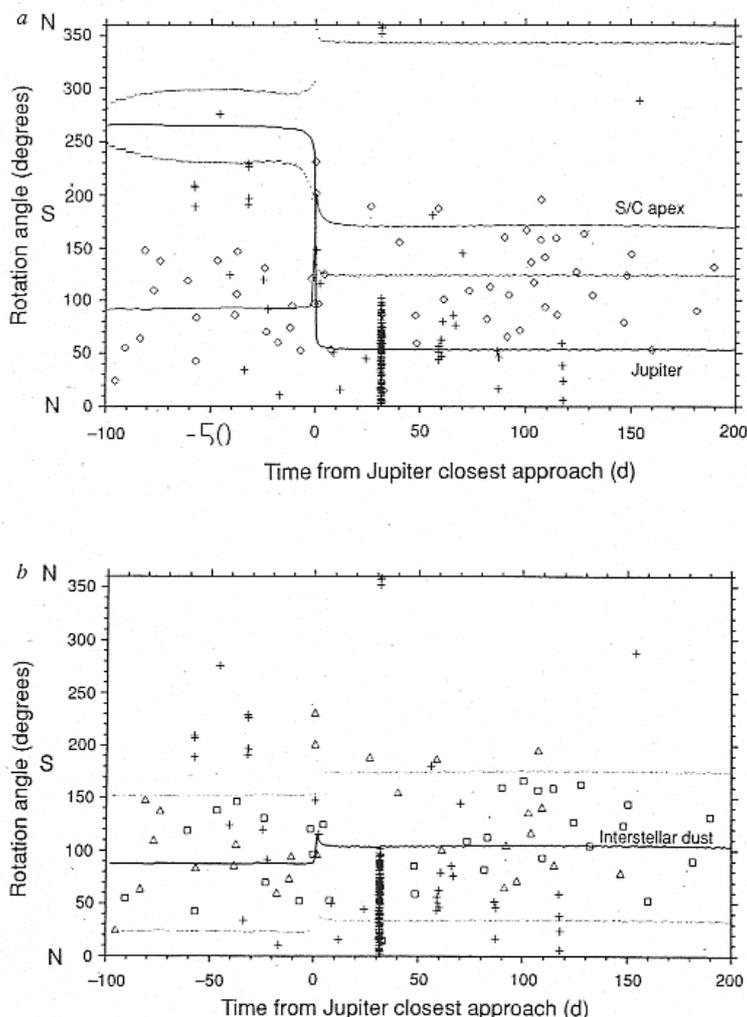


図 1.3: 宇宙船回転角度に対するダスト衝突と木星最接近 (CA) からの日数。240 個の衝突の内 34 個は、正確な回転角度を決められなかったため書かれていない。回転角度はダストセンサー軸が、黄道面に対してほぼ北を指しているとき 0° としている。つまり、センサー軸の回転角度が 90° の時、惑星運動方向での黄道面に平行な方向を指している。上図について、衝突は質量 $> 5 \times 10^{-14} \text{g}$ をひし形、 $\leq 5 \times 10^{-14} \text{g}$ を十字形で示している。木星を示している太線の両側にある破線は、木星が検出器の視野 (FOV) にある限界の回転角度を示している。宇宙船運動方向は、細線で書かれている。下図では、巨大粒子について衝突速度で 2 つに分けている。 $v \geq 26 \text{kms}^{-1}$ は四角で、 $v < 26 \text{kms}^{-1}$ は三角で書かれている。また恒星間ダストの到着方向が、実線で表されており恒星間粒子を観測できる FOV の限界を破線で示している。

総じて解釈すると、ユリシーズによって得られたデータから木星の起源に関して次の 4 つのダスト流の特徴を説明することができる。(1) 限られた範囲に見られる、平行流は起源の近くに違いない。そうでないなら、それらは空間と時間に

分散されるはずである。(2) 流れは木星の近くに集中していて、強烈な流れは木星の近くで検出されている。(3) 木星 CA 前の最初の2つの流れは、CA 後の流れとはほぼ反対方向からユリシーズに近づく。つまり、全ての流れは木星方向付近から放たれている。(4) 観測された強烈な周期性から、全ての流れがただひとつの起源に由来しており、それぞれの流れが彗星や小惑星起源である可能性は低いと推測される。

1.2 ガリレオによる観測

ガリレオは1989年に地球を出発し、1995年12月7日に木星に到着した。ガリレオダスト検出器は、ユリシーズに搭載されていた2つの検出器と同様に、センサーに粒子があたったときに、プラズマ雲の生成を検出する衝突イオン化検出器である。衝突方向(自転角度)は、衝突時の探査機の自転位置によって決定されて、衝突速度、ダスト粒子の質量は記録されたパルス電荷の性質から導き出すことができる。通常これらのデータは全て地上に伝達されることになっていた。しかしガリレオは高出力アンテナの展開に失敗したため、通信に低出力アンテナを使うことになった。そのため、全てのデータをリアルタイムで伝達することができず、回路基盤上に蓄積しておかなくてはならなかった。探査機の記憶の限界のため、いくつかのダストデータは伝達前に上書きされている。衝突は計数回路に記録されているが、完全な情報(ここから質量、速度、方向が伝達されている)はしばしば失われている。それゆえガリレオから得られたデータは、次の2つのタイプのデータである。(1) 衝突率と(2) 個々のダスト衝突についての情報(衝突電荷、粒子質量、相対速度、衝突時間と衝突方向)。

1994年7月、ガリレオの機器はノイズの抑制を改良するために再プログラムされた。これは測定粒子がとても小さいために、ダスト流の研究にとって重要である質量感度を、8つの要因について増加した。図1.4はガリレオが木星に到着する前2年間の間に観測された小さな粒子の衝突率を示している。ここで見られる3つの巨大ダストピークを'storms'、微小ダストピークを'streams'と呼び、表1.1に関連のあるパラメータを載せている。ユリシーズの観測でみられていた月に1回という周期性は見られないものの、ガリレオでのダスト流はユリシーズで観測された流れの持続時間と強度に類似している。stormsは、streamsより規模が桁違いに大きく、極めて強烈である。3回の強烈なstormsの間、特別な作戦がガリレオ作業チームによって、日々データが転送されるジェット推進実験室で行なわれた。特別な時(1995年10月5日)には、10断続時間の間1時間おきにデータが転送されている。これらのデータから、衝突率は1日に最大100の要因で変動することが示された。1時間おきに連続的に起こる重要な変動は発見されなかった。というのは、その時間での衝突率は小さく、統計学的変動が勝っているからである。また、ガリレオが11月末に木星磁気圏の前面にあるバウショック(太陽風が惑星磁場に超音速でぶつかる時に生じるショック面)を横切るとき、主な電荷はダスト衝突率

に記録されなかった。

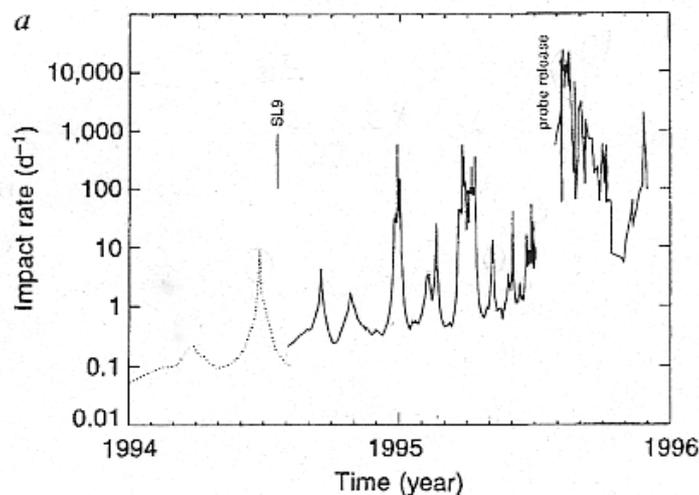


図 1.4: 1995 年 12 月に木星に到着する前 2 年間の間にガリレオによって記録されたダスト衝突。衝突電荷 $< 10^{-13}C$ の微小粒子が一日に衝突する割合を示している。破線部分は改良する前のデータ、実線はダスト機器を再プログラムした後のデータである。木星にシューメーカーレビ第 9 彗星が衝突した時間が表示されている。1995 年 7 月の間、大気探査機が放たれた時間付近では、データが得られなかった。

表 1.1: ガリレオに観測された木星ダスト流のパラメータ。全ての衝突が数えられているが、完全な情報は少数の衝突のものしか地上に得られなかった。

TABLE 1 Parameters of the Jupiter dust streams observed by Galileo

Stream number	Centre of stream (date)	Distance to Jupiter (R_J)	Duration (d)	No. of counted impacts	No. of impacts with complete information
G1	25 June 94	3,500	8	22*	21
G2	16 Sept. 94	3,000	0.2	7	6
G3	1 Nov. 94	2,770	10	16	16
G4†	31 Dec. 94	2,390	10	~600	148
G5	7 Feb. 95	2,160	5	18	13
G6†	3 April 95	1,800	21	~1,000	169
G7	5 May 95	1,600	12	26	21
G8	13 June 95	1,340	40	145	90
G9†	7 Sept. 95	755	80	~400,000	1,131
G10	16 Nov. 95	220	20	~5,000	51

All impacts were counted, but the complete information was received on the ground for only a small number of impacts (see text). Jupiter radius $R_J = 71.4 \times 10^3$ km.

* Reduced sensitivity.

† Dust storm.

衝突の方向の情報は図 1.5 に示している。衝突を衝突電荷の 2 つの範囲で分けている。小さな衝突は、時間と方向（木星に向かって）の両方で集中している。残りの多くの衝突から木星ダスト流を効果的に分割する境界は、ユリシーズのデータから明白であった。ダスト流粒子の衝突電荷はほとんどの場合極めて小さく、それはちょうど検出境界を越えているため、さらに膨大な数の小さな粒子の存在を

示唆している。ガリレオ検出器の衝突速度範囲は 10 から 40km^{-1} で、質量範囲は 10^{-16} から 10^{-13}g である。真の衝突質量と速度値は、測定された値から著しく逸脱しているかもしれない。というのは、観測された衝突信号は境界付近と測定範囲の端だからである。

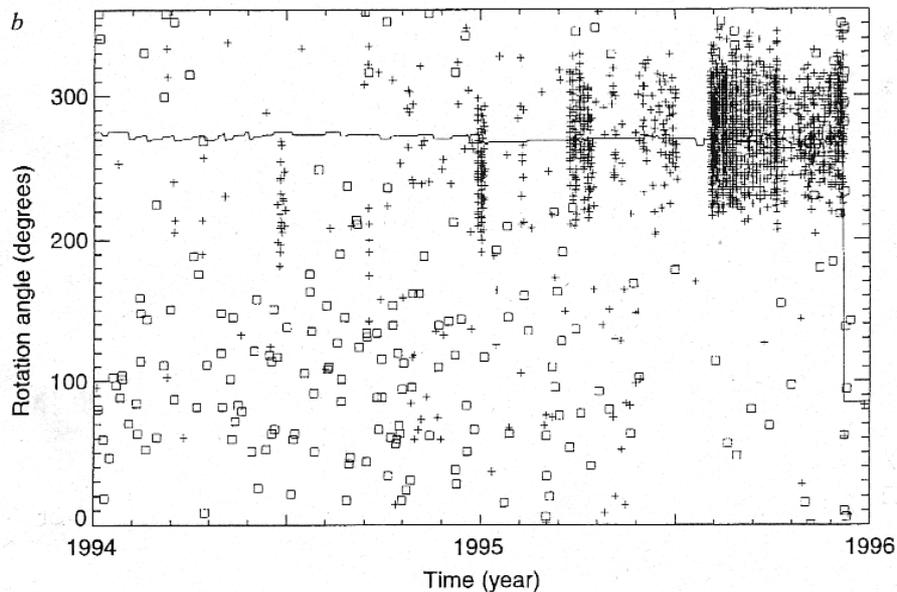


図 1.5: 図 1.4 と同じ期間における探査機自転角度。ダストセンサー軸が北黄極付近を指すとき、自転角度は 0° を取る。つまり、回転角度の取り方は図 1.3 と同様である。衝突は、衝突電荷が $< 10^{-13}\text{C}$ のとき十字形、 $\geq 10^{-13}\text{C}$ のとき四角で書かれている。巨大粒子の衝突率は約 0.4d^{-1} でほとんど変化がない。実線は木星方向を指している。

図 1.6 の上図は、ダスト嵐の時間の間における検出器の探査機平均自転角度を示している。様々な衝突の平均自転角度はダスト速度の黄道外成分を評価する。成分は、惑星間磁場の接線成分にもっとも影響される。図 1.6 の下図に、対照について同じ時間尺度での磁場の平均的成分を示す。木星方向からの自転角度のずれは、特に 4 月の嵐の間の値 0 付近にある接線磁場 B_t の波動に似ている。磁場は 9 月の嵐の時にはあまり強くない、ダスト粒子の平均自転角度もあまり大きくない。

木星ダスト流の活動は、大きく時間変化するようである。強度は、ガリレオとユリシーズで観測された最弱な流れと最強の流れの間で、少なくとも 1000 の桁は変化する。ユリシーズによって記録された流れでは、28 日程度の周期性を示しているのに対して、ガリレオデータにおいては、この期間との相関関係をはっきりとは見つけられなかった。ガリレオで観測された最後の嵐の間での磁場は特別小さかったけれども、他の期間の磁場の大きさと変動はユリシーズの木星接近時に観測されたデータに匹敵した。

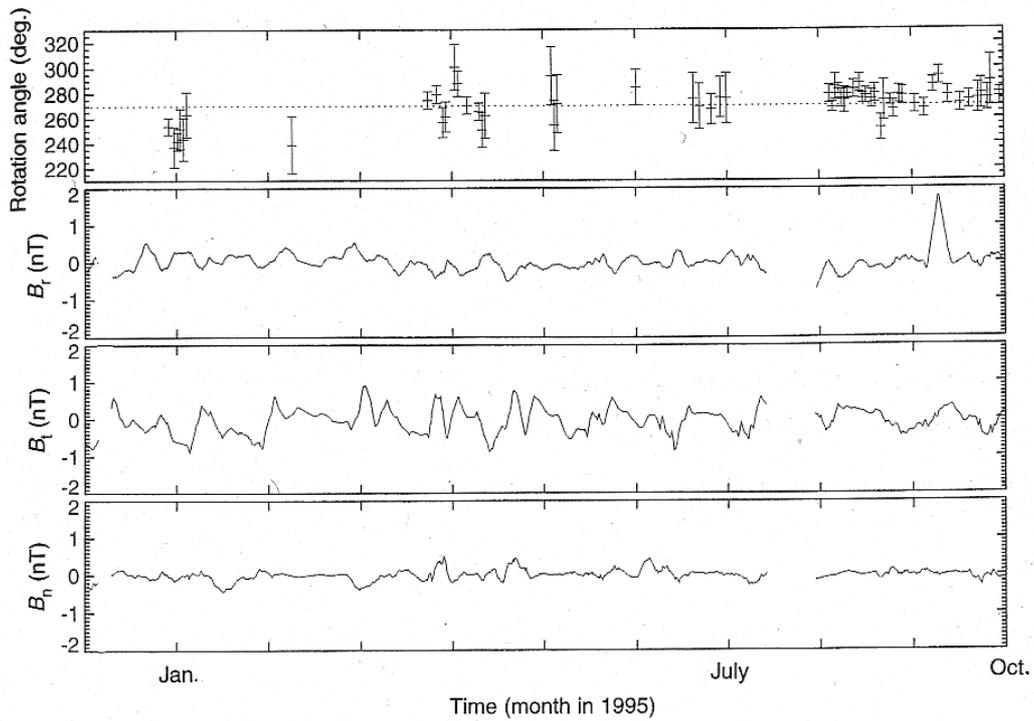


図 1.6: ダスト storms の期間における磁場成分とダスト衝突方向の比較。上側のパネルは、storms 時に記録された微小ダスト衝突（衝突電荷 $< 10^{-13}C$ ）の平均宇宙船回転角度である。1日に最低4回衝突が起こった時はいつでも平均値が与えられる。破線は、木星方向を指している。下側のパネルは、その時間以前4日を平均した惑星間磁場を与えている。太陽に対して放射方向 B_r 、正接方向 B_t 、太陽赤道に対して法線方向 B_n の成分が与えられている。大気探査機が放たれた1995年7月のデータは欠落している。

第2章 ダスト流の加速機構

2.1 粒子の運動方程式

ここでは惑星磁気圏における、微小粒子の運動について詳しく調べる。電荷を持ったダスト粒子は、プラズマの組成、温度、密度、放射線場、さらには粒子の材料特性、速度、その瞬間の電荷の関数で全ての運動が決まる。木星、土星環境下では、電子、イオンの熱流と二次電子放射の流れが最も重要な貢献者であると期待される。粒子の電荷 Q の変化は、以下の電流バランス方程式で決められる。

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_i I_i \quad (2.1)$$

ここで、 I_i は、電子、イオンの熱流、そして二次電子放射の流れを表す。ダスト粒子は、二次電子生産率のような材料特性が不確かである上に、帯電電流自身の記述にいくつかの制限がある。電流はラングミュア探針法を用いて記述される。ラングミュア探針法は、粒子半径がデバイ長 λ_D よりはるかに小さく、ダスト粒子の間隔 d が λ_D よりはるかに大きい場合に限って有効である。デバイ長は、

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

で表され、電気的中性を乱す熱的な粒子エネルギーと、電荷の分離によって生じる電荷を中性に戻そうとする静電ポテンシャルがつり合う距離である。イオにおける ($r = 6R_J$) 特徴的な電子密度は $n_e = 10^3 \text{cm}^{-3}$ 、温度は $kT_e = 100 \text{eV}$ であり、それゆえ $\lambda_D \simeq 2 \times 10^2 \text{cm}$ となる。土星では $n_e = 10 \text{cm}^{-3}$ 、 $kT_e = 100 \text{eV}$ ($r \simeq 7R_S$)、 $\lambda_D \simeq 2 \times 10^3 \text{cm}$ である。木星におけるイオ付近では、土星の主要なリングの外側 ($r > 2R_S$) と同じように光学的深さ $\tau (= n_d \pi a^2 h$ ここで、 n_d はダスト密度、 h はスケールハイトを表し、惑星半径に匹敵する) $\ll 10^{-6}$ である。すなわち、 $a \ll \lambda_D \ll d$ の場合に相当する。

ナノメートルの大きさを持つ非常に小さな粒子の場合、(2.1) 式は帯電の量子化の性質を考慮するためにいくつかの配慮をしなければならない。積分する全ての段階において、電子を増加させたり除去したりすることによる、ダスト粒子に含まれる電荷数のわずかな変化は、電荷を変化させる確率へと変えられる。例えば、もし微小時間につき $\Delta Q = 1.3e$ (e は電子の電荷) なら、 Q は 0.7 の確率で e 増加し、0.3 の確率で $2e$ 増加することにする。同じ近似は、プラズマでのダスト粒子

の電荷変動からなる振幅や周波数のモデルで使われている。

Mihaly Horanyi (2000) は、磁気プラズマ環境でのダスト密度分布の空間的、熱的变化に従うための伝達コードを開発した。このコードは、重力と磁場の多重極展開で表される中心体の計算を可能にする。多成分プラズマ環境の密度と温度は、座標関数としてあらかじめ定義することができる。もし必要なら時間も同様に定義することができる。このコードは、電荷過程を記述する方程式とともに運動方程式を同時積分する。帯電電流は瞬間的なプラズマパラメータだけでなく、ダスト粒子のそれまでの帯電過程と同様に速度からも独立している。

慣性木星座標系で、ガウス単位を用いて半径 a 、質量 m 、電荷 Q を持つダスト粒子の運動方程式は以下のように書ける。

$$\ddot{\mathbf{r}} = -GM_J \nabla \left(\frac{1}{r} + \frac{R_J^2}{r^3} J_2 P_2 + \frac{R_J^4}{r^5} J_4 P_4 \right) + \frac{Q}{m} \left(\frac{\dot{\mathbf{r}}}{c} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}_c \right) \quad (2.3)$$

ここで、 \mathbf{r} は粒子の位置ベクトル、上の点は時間に対する微分、 c は光の速度を示す。右辺の第一項は重力定数 $G (= 6.668 \times 10^{-8} \text{g}^{-1} \text{s}^{-2} \text{cm}^3)$ 、惑星質量 $M_J (= 1.9 \times 10^{30} \text{g})$ 、惑星半径 $R_J (= 71398 \text{km})$ 、係数 $J_2 (= 0.01474)$ と $J_4 (= -0.00059)$ を用いたルジャンドル多項式 P_2 、 P_4 で表される木星重力の高位の項を用いて、木星による重力加速を示す。最終項はローレンツ加速である。ここで \mathbf{B} はその場所の磁場、木星の回転率 $\Omega_P (= 1.75 \times 10^{-4} \text{s}^{-1})$ で磁気圏 (最大で $50R_J$ とする) と正確に共回転すると仮定して、 $\mathbf{E}_c = (\mathbf{r} \times \Omega_P) \times \mathbf{B}/c$ は共回転電場とする。また、ここでは放射圧による力とプラズマ、中性粒子による摩擦力による力に加え、惑星扁平率を無視している。

方程式 (2.1) と (2.3) は、変化段階の大きさを 5 次のルンゲ・クッタ法を用いて同時に積分されている。この近似は木星で小さな粒子を放射するための様々な衝突率を説明するのに使うことができる。この方程式を用いて小さなダスト粒子にエネルギーを与えて放射するメカニズムを見つける。

2.2 粒子の惑星脱出メカニズム

急速にエネルギーを得られる唯一の力は、共回転電場によるものである。本来の磁場の形態を無視して整列された中心双極子磁場を考えると、磁力線は赤道面を直角に貫く。この赤道面において $B = B_0(R_J/r)^3$ ($B_0 = 4.2$ は木星表面磁場) で、その結果生じた共回転電場は放射状に外に向かっており、

$$E = 5.8 \times 10^{-5} (R_J/r)^2 V/m \quad (2.4)$$

の大きさを持つ。ダスト粒子の電荷が正であるところでは、電場は重力と競合する。特徴的なポテンシャル値 $\Phi = 3$ について平均密度 $\rho = 1 \text{g/cm}^3$ とすると、重力に対する静電気力の比率は、

$$F_E/F_G = 0.017a_\mu^{-2} \tag{2.5}$$

となる。 $a_\mu \leq 0.13$ の粒子の時 $F_E/F_G \geq 1$ となり、初期状態にもよるが、木星から速やかに脱出する可能性を持つ。この大きさに対する上限は、ユリシーズで観測された粒子の最大の大きさにほぼ一致している。

双極子の場合、赤道面を出発した粒子はそこに閉じ込められたままである。磁力線を回転する粒子の軌道半径は、

$$r_G = \left| \frac{wmc}{QB} \right| \tag{2.6}$$

でジャイロ半径と呼ぶ。ここで、 w は共回転磁場と粒子の相対速度を表す。粒子の運動はもし $r_G|\nabla B/B| < 0.1$ なら、導かれた中心近似でよく記述することができる(整列した中心双極子の赤道面では $|\nabla B/B| = 3/r$)。この状態を満足する粒子の大きさの上限は、

$$a^* = \left(\frac{0.1B_0R_J^3\Phi}{4\pi r^2\rho\omega c} \right)^{1/2} \tag{2.7}$$

である。図 2.1 で a^* を r の関数として示している。小さな粒子は磁力線に束縛されたまま一緒に共回転する傾向がある。また、粒子のケプラー角速度につりあう木星回転率の位置、 $r_s = 2.24R_J$ の同期軌道でピークを持つ ($w \rightarrow 0$)。この位置では、ケプラー回転軌道を持つ粒子に対して、電磁力が効かなくなるからである。4 から $6R_J$ の間での突然の増加は、コールドプラズマトラスにある粒子の大きな負の電荷を持つ平衡ポテンシャルのためである。

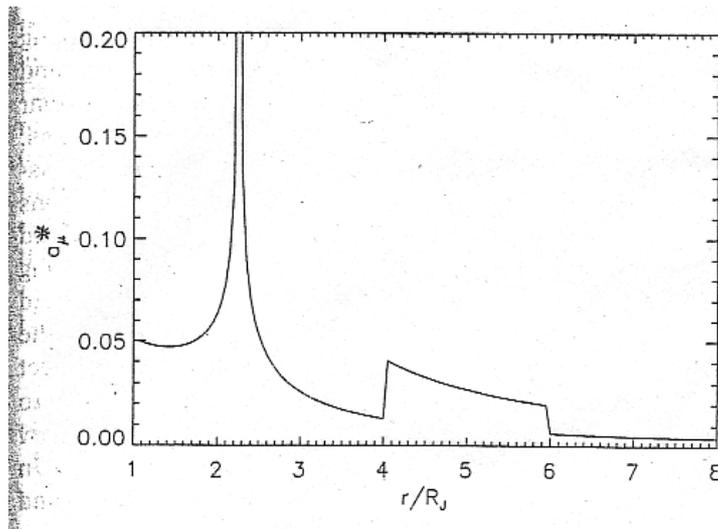


図 2.1: 木星からの距離に対するダスト粒子の大きさ。中心に固定された双極子磁場を用いて近似的に計算されている。

正（負）に帯電した粒子が外側に動くと、粒子は共回転電場からエネルギーを得る（失う）。

$$\varepsilon = \int_{r_0}^{50R_J} EQ dr \quad (2.8)$$

ここで、積分の下限は粒子の初期位置で上限は磁気圏の上限を表す。電場によって行われた仕事は、粒子を放射するための初期重力束縛エネルギーを引いた運動である。磁気圏限界の外での粒子の脱出速度は、次のように見積もられる。

$$v_{exit} = \left(\frac{3\varepsilon}{2\pi\rho a^3} - \frac{GM_J}{r_0} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

木星磁気圏内からダスト粒子を放射するのに考えられたメカニズムのように、これらの粒子が正の電荷を持ち、共回転電場からエネルギーを得ることができると考えると、観測された流れの粒子の大きさと速度の範囲に一致した。イオを脱出したダスト粒子は、負の電荷になるコールドプラズマトーラスに入り、そこに閉じ込められたままである。粒子は、二次電子生産の切り替えのため、粒子の電荷を正に変えるプラズマトーラスの外のホット地域に着く。粒子が正の電荷を持つと、共回転電場の指す外側に加速されるであろう。ユリシーズやガリレオの木星への接近で観測されたダスト粒子の周期的な性質は太陽風磁場の方位角要素の変化にもっとも原因がありそうである。太陽風磁場は、これらの粒子を定期的に赤道面に向かったり離れた方向に加速する。実際、太陽風でのダスト粒子の流れの伝播を詳細に解析すると、粒子は以前考えられていたものより非常に小さい大きさで、高速で動くに違いないという考えに至る。ユリシーズによって観測されたダスト粒子の大きさの範囲についての Mihaly Horanyi らの最もよい見積もりは、半径 $5 \leq a \leq 15\text{nm}$ で、その速度は $v \geq 100\text{km/s}$ である。さらに、これらはガリレオによって観測されたダスト粒子の範囲であるように思われる。この大きさの範囲は、火山プルーム画像の測光からも以前から指摘されていた。

2.3 二次電子生産率と粒子の大きさの関係

プラズマトーラスから脱出した粒子の大きさの範囲を決めるパラメータは二次電子生産率である。十分大きなエネルギーの電子は二次電子を作ることができる。入射電子に対する放射電子の比率 δ は、初期電子エネルギー E^P の関数である。一般的に最適なエネルギー $E^P = E_M^P$ で最大値 $\delta = \delta_M$ を持つ。彼らの以前のモデルでは $\delta = 1$ と $E_M^P = 500\text{eV}$ を使った。そして、コールドプラズマトーラス ($4R_J \leq r \leq 6R_J$) で $\Phi \approx -30\text{V}$ 、他の場所で $\Phi \approx +3\text{V}$ といった特徴的な平均表面ポテンシャルを見つけた。しかし、観測から見積もられた改善された質量は、二次電子生産率パラメータを調整するだけで一致することができる。非常に小さい粒子にとって δ_M は増加することが期待される。 $5 \leq a \leq 15\text{nm}$ の大きさの範囲に

ある全てのダスト粒子の脱出を許すとき、すぐさま $\delta_M = 3$ に設定される。この値を用いると、コールドプラズマトーラスと他の場所での特徴的な表面ポテンシャルは、約 $-5V$ と $+5V$ になる。

2.4 惑星自転軸に対する磁軸の傾きについての解釈

ガリレオ測定のシミュレーションでボイジャー1号と2号の測定から解釈された木星磁気圏の粒子と領域モデルが使われた。プラズマパラメータは遠心性の赤道で定義されている。それは、木星磁気圏におけるプラズマ分布で、対称となる平面である。遠心性の赤道の上部と下部の様々なプラズマ密度は簡単なスケールハイト近似で与えられる。脱出したダスト粒子の電荷は、イオの軌道に沿った空間と時間におけるプラズマ密度と温度の変化量に反映している磁場座標と慣性座標の両方でのイオの位置の関数である。クロステイル電場のため、ダスト粒子の脱出に影響するプラズマ状態について、プラズマトーラスの変位は明け方から暮れ方にかけてひどく非対称な結果をもたらす。一般的に粒子の電荷は電子温度の低いトーラスの明け方側でより負になり、それ故二次電子生産が減少する。プラズマパラメータと予想されるダスト粒子の平衡表面ポテンシャルは、木星からの距離の関数として図2.2に書かれている。また、トーラスから脱出するダスト粒子のサンプル軌道が図2.3に描かれている。粒子は、木星磁場の "傾いた" 性質のため赤道面に留まることができない。暮れ方側を出発した粒子はすぐにイオプラズマトーラスから脱出するが、明け方側の粒子は長い間束縛され続ける。

粒子の正確な軌道は粒子の初期位置と大きさの関数であるけれども、木星赤道面のほうに発射された軌道粒子の一般的な性質は、全て $5 \leq a \leq 15\text{nm}$ の範囲の大きさの粒子として表される。

これらのシミュレーションで彼らは(ボイジャー観測に基づく)イオプラズマトーラスの簡単な記述を使い、起源の点として考えられているイオからの一定のダスト生産率を推測した。図2.4は、これらのシミュレーションの断片を示す。

図2.2に示されているように、土星の月、ディオナ、ヘレーナ、レアからの流星塵衝撃のため放射されたダスト粒子は、粒子が正に帯電するプラズマ環境に入る。土星磁場の方向は木星に似ており、ここでも正に帯電した小さなダスト粒子に働く外向き共回転電場は、重力に打ち勝つことができる。粒子の大きさは、その脱出速度に反比例しており、

$$v_{\text{escape}} \simeq \frac{3}{a_{\mu}} \text{ km/s} \quad \text{for Jupiter} \quad (2.10)$$

$$v_{\text{escape}} \simeq \frac{0.6}{a_{\mu}} \text{ km/s} \quad \text{for Saturn} \quad (2.11)$$

と見積もられる。ここで、 a_{μ} は、マイクロ単位で測定されたダスト粒子の半径である。また、土星の磁軸と自転軸はほぼ一直線に並んでいるため、月から放射さ

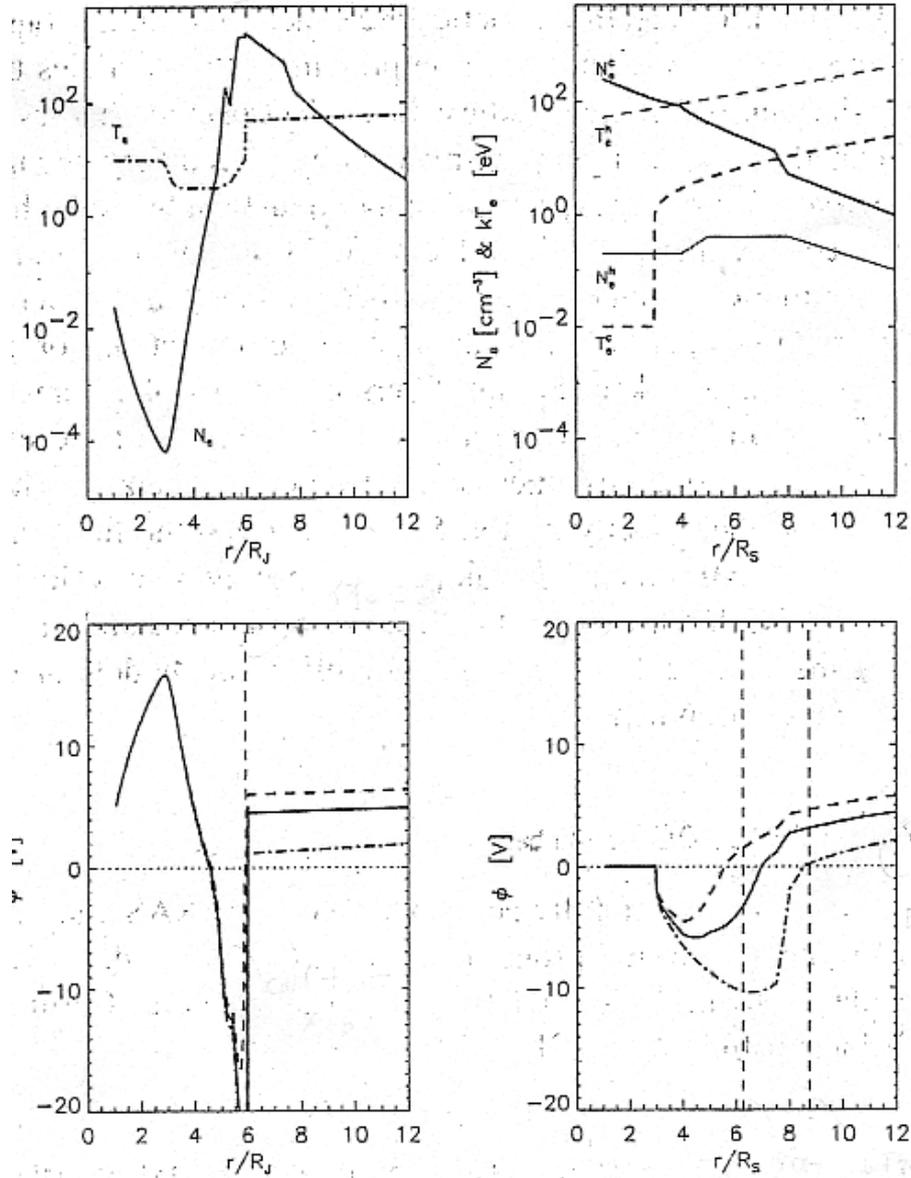


図 2.2: 上端は、木星（左）と土星（右）磁気圏での距離の関数としての電子密度と温度。土星に関して、指数 c, h は cold, hot プラズマ粒子数にそれぞれ対応している。下端は、木星（左）土星（右）からの距離の関数としての、それぞれの黄道面で落ち着いた円形ケプラー軌道を動いている誘電ダスト粒子の表面電荷ポテンシャル。二次電子生産パラメータは $E_M = 500$; $\delta = 0$ (点破線), 1 (実線), 3 (破線) に決められている。垂直破線は木星でのイオの位置 ($6R_J$) と土星でのディオナ、ヘレーナ ($6.3R_S$) とレア ($8.7R_S$) の位置を印している。

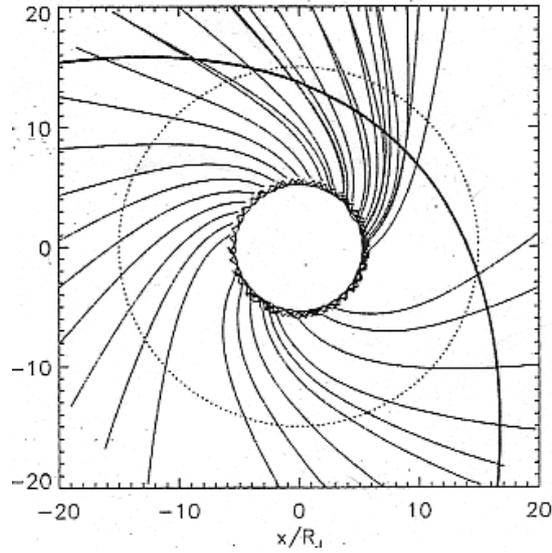


図 2.3: 10nm の半径を持つダスト粒子の木星赤道面への放射軌道。電荷を持たない36個の粒子が、ケプラー初速でイオ軌道から一様に空間に放たれている。ガリレオ宇宙船の軌道を実線で、月ガニメデを破線で書いている。

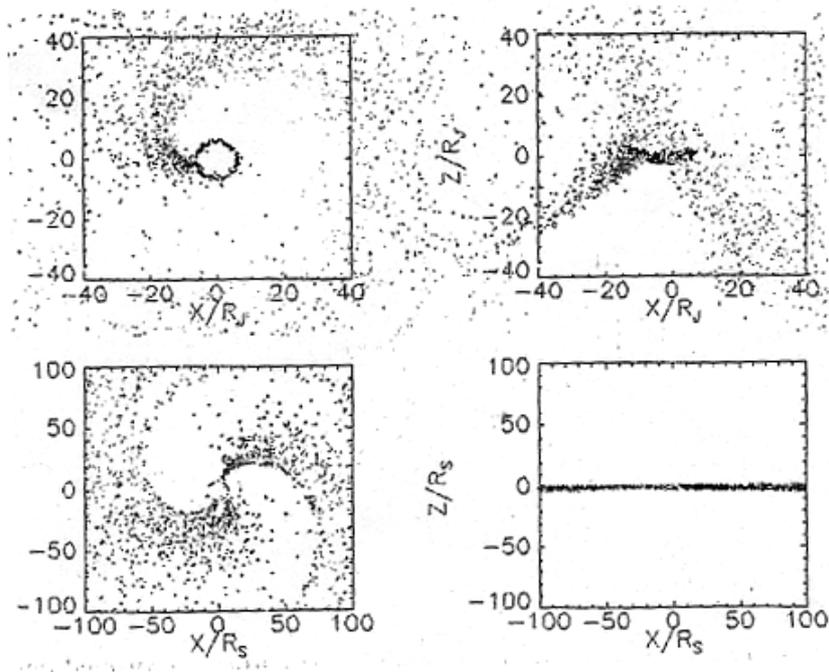


図 2.4: 木星でイオから放たれたダスト粒子（上側）と、土星でディオナ、ヘレーネ、レアから放たれたダスト粒子（下側）の位置のスナップ写真。左側は黄道面上に放射された位置、右側は子午線面上に放射された位置を示す。

れたダスト粒子は惑星赤道面付近に閉じ込められたままであろう。図2.4では、土星磁気圏から放射された小さなダスト粒子で構成された土星で予想される "ダストのバレーナスカート" を示している。

第3章 木星ダスト流の起源

3.1 力学的解釈

3.1.1 リングが起源の可能性について

ハロ環 ($r < 1.8R_J$) 地域から半径が $0.05\mu\text{m}$ より小さい粒子が放出された場合、粒子は磁場によって捕捉されるだろう。そして、磁場の "傾いた" 性質のためこれらの粒子は、赤道面に居続けることなく磁力線に沿って移動し、大気圏にぶつかるだろう (図 3.1)。磁力線に沿った重力は、惑星からの臨界距離の内側で遠心性のミラーフォース ($= \nabla_{\parallel} B$; 磁力線に平行方向の磁場成分の勾配で表される) に勝つ。臨界距離は、

$$r_C = \left(\frac{2GM_J}{3\Omega^2}\right)^{1/3} \simeq 2R_J \quad (3.1)$$

で表される。電磁力によってずっと強く乱される巨大粒子を考えた場合、粒子はより早く大気圏に失われる (図 3.2)。粒子の重力によるケプラー速度と惑星の自転速度が等しいところを同期軌道と言い、その内側ではケプラー速度のほうが速いため、磁力線の旋回速度より粒子の回転速度のほうが勝る。粒子は磁力線に入ると、それぞれ角運動量と電磁場に対する力を失う。そのため、この地域はユリシーズによって観測された粒子を供給することができない。

ゴッサマー環は主環から外側 $\sim 3R_J$ まで広がっている。同期軌道の外側にあるこの地域は、脱出粒子を供給することができる。特徴的な粒子の大きさは、2、3マイクロメートルほどで、光学的深さは $\tau = 10^{-7}$ である。電磁摂動は最高で $2, 3\text{kms}^{-1}$ の相対速度を持つため、それによる衝突は、マイクロサイズ以下の粒子を供給するためにこれらの粒子を "すりつぶして" いる可能性がある。また、二つの月、アマルテア ($r = 2.54R_J$) とテーベ ($r = 3.11R_J$) の流星塵衝撃は、マイクロサイズ以下の粒子の生産に貢献することができる。しかし、これらの過程は両方とも効果的ではない。

この地域からの粒子は、粒子の電荷が負になり外に動くエネルギーを失う場所であるプラズマトラスを打ち破らなければならない。単純に整列された磁気双極子の近似では、(2.8) 式からエネルギー平衡方程式は

$$\varepsilon = \int_{r_s}^{4R_J} EQdr - \int_{4R_J}^{6R_J} EQdr \simeq (0.23 - 1.1)a_{\mu} \text{erg} \quad (3.2)$$

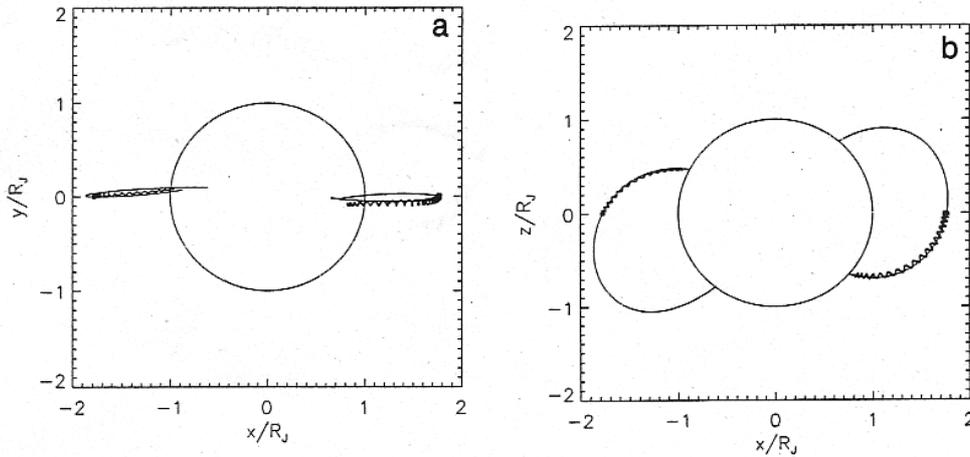


図 3.1: 主環からケプラー軌道で出発した $0.03 \mu\text{m}$ の粒子の軌道。(a) 黄道面への投射、(b) 最も重要な子午線への投射を共回転枠に示されている。実線は木星と、これらの粒子で囲まれているカレントシートでの磁力線である。

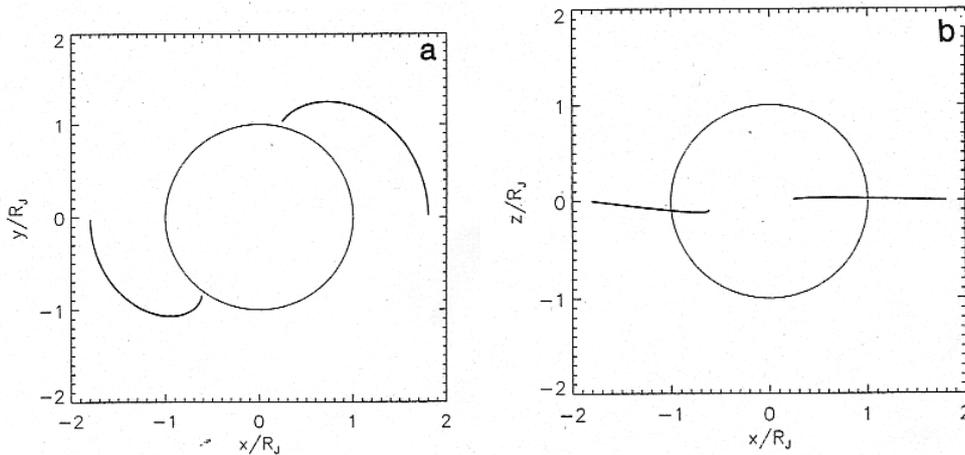


図 3.2: 図 3.1 と同じ初期条件での $0.1 \mu\text{m}$ の粒子の軌道。これらの軌道は慣性（回転していない）座標系で示されている。

となる。これは、粒子が小さい傾斜軌道にあるコールドプラズマトーラスを貫通しないであろうことを示す。しかしながら、当然本来の磁場双極子では、磁場によって生じる赤道面から遠ざける力で粒子は赤道面から離れていく。図 3.3 は、ゴッサマー環から脱出している粒子の軌道を示している。これらの小さい粒子は脱出する前にコールドプラズマトーラスから引き返してくる。これらの粒子の傾きが増えると、粒子は負の電荷が小さくなり、電場が弱くなる赤道面の上部か下部を通ることでコールドプラズマトーラスを避けることができる。いったん粒子が ”トラップ” を通り抜けると、エネルギーを得続け ”直線” 軌道で磁気圏を後にするだろう。脱出粒子の広範囲形態の結果は図 3.4 に示される。このプロットをするため、傾きのないケプラー軌道で 35 日間 15 秒毎に 1 つの粒子を発射した。これらの

初期位置は一様とし、光学的深さと半径の依存関係 $\tau \sim r^{-1}$ を手本にして、発射方位 ($0 < \alpha < 2\pi$) と半径 ($r_s < r < 3R_J$) はランダムに選ばれた。そのダスト雲は、方位角について対称で一定の速さでおよそ放射状に広がっている。放射の様子は北半球で緯度に対して比較的一様だが、南半球ではスカートのようなシートの形をしている。0.05 μm の粒子の典型的な速度は $50 \pm 20\text{km/s}$ 、0.1 μm の粒子では $25 \pm 10\text{km/s}$ となる。粒子が磁気圏を出ると、粒子の軌道は惑星間磁場 (IMF) によってより一層の摂動を受ける。領域の構造を真似るために、ここでは IMF の方位角要素を 14 日毎に反転している。結果的にダスト粒子を運動させているローレンツ力も南方向から北方向に変わる。これが、南方向の尖っているダストシートでの屈折を説明する。初期緯度と太陽風状態の変化の反響はダスト粒子の大きさに敏感である (0.05 μm 粒子の場合は -30° 、0.1 μm 粒子の場合は -40°)。ゴッサマー環からのダスト粒子の質量と速度の範囲はユリシーズ観測とよく合うが、作られたダスト雲に周期性を与えるのは簡単ではない。さらに、ここで使ったプラズマモデルの処理から、コールドプラズマトーラス内のプラズマ温度が急激に増加するのはおそらく間違っているであろうと推測される。この地域のプラズマは今もなおイオ起源で支配されており、その温度は 2、3 桁のエレクトロンボルトであろうと期待することができる。この場合、このダスト粒子の電荷は負のままとなり、ゴッサマー環は起源として取り除くことができる。

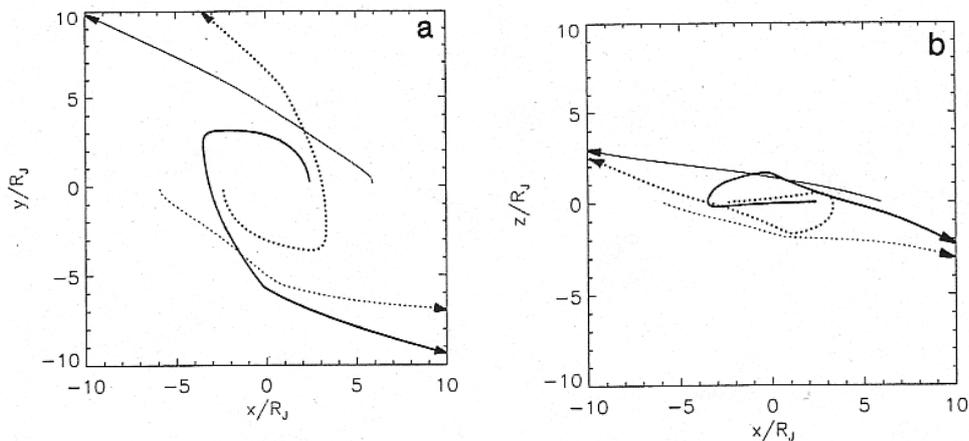


図 3.3: 同期軌道 $r=2.3R_J$ の外側と $r=5.9R_J$ のイオから放射された 0.1 μm の粒子の軌道。

3.1.2 イオが起源の可能性について

イオがダスト流の起源であるためにはまず、粒子がイオの重力圏から脱出しなければならない。イオの火山プルームで空気を取り込んだ小さな粒子は、地球の火山プルームのように静電荷を集めることができる。すなわち、粒子はイオプラズマトーラスに触れる高さにとどり着く可能性を持つ。荷電粒子はその場所の磁場と

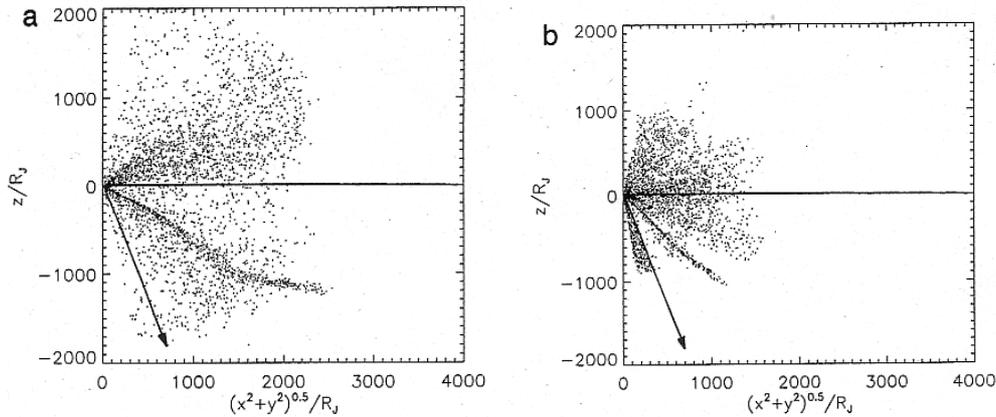


図 3.4: ゴッサマー環地域起源の (a) $0.05 \mu\text{m}$ と (b) $0.1 \mu\text{m}$ の粒子拡散しているダスト雲の散乱プロット。実線はユリシーズ宇宙船の軌道を示している。

相互作用し、その結果、ローレンツ力がイオから小さな粒子を脱出させるかもしれない。この生産過程は木星磁気圏に入る粒子の大きさの範囲として $a_\mu < 0.1$ の上限を与える。イオから放射された粒子の、共回転磁場とイオの間の相対速度は $v = 57\text{km/s}$ 、ジャイロ半径は $r_G \simeq 500R_J a_\mu^2$ である。 $a_\mu < 0.03$ の大きさの範囲の粒子は磁力線に影響され続ける。 $0.03 \leq a_\mu < 0.1$ の大きさの範囲の粒子は $6R_J$ の外側にあるホットプラズマ地域に入るだろう。そこでは、粒子のジャイロ半径は急速に増大する。粒子は、外に動くにつれてエネルギーを得続け離れていく。(2.8) 式で $r_0 = 6R_J$ を代入すると、これらの粒子が得たエネルギー $\epsilon = 0.2a_\mu \text{ ergs}$ と磁気圏限界外での粒子の脱出速度は (2.10) 式と見積もられる。つまり $0.03 \leq a_\mu < 0.1$ の大きさの範囲の粒子は、木星磁気圏を $100 > v_{\text{exit}} > 30\text{km/s}$ の範囲の速度で出て行くことになる。

興味深いことにイオから脱出したダスト粒子が、木星リングの元々の集まりを作り出した衝突体であると考えられている。そして脱出できない非常に小さな粒子 ($a_\mu \leq 0.03$) は、いまだにリングを維持しているのを助けることができる。電荷と磁場の変動のためこれらの粒子は、磁場を横切って発散することができ、巨大な相対速度を持って木星リングに到着する (粒子は、磁力線とともに共回転する傾向がある)。

脱出ダスト雲の形態をシミュレーションするため、ゴッサマー環の場合と同じ生産率を使うと (35 日間 15 秒毎に 1 つの粒子を放出)、これらの粒子は、イオから傾きのないケプラー運動で発射された。木星を周回しているイオについて、脱出粒子は芝生のスプリンクラーからの水のように渦巻いたビームの形をしている (図 3.5)。今脱出方向は、イオの経度、さらには磁場の幾何学 (言い換えると、磁気座標でのイオの位置) に依存している。脱出経度と緯度の組み合わせは、ダスト粒子の大きさに強く依存する。ユリシーズに到着するのに適当な大きさは狭い範囲に限られ、それは周期的に繰り返され、ダスト流の再発性を説明できそうである。

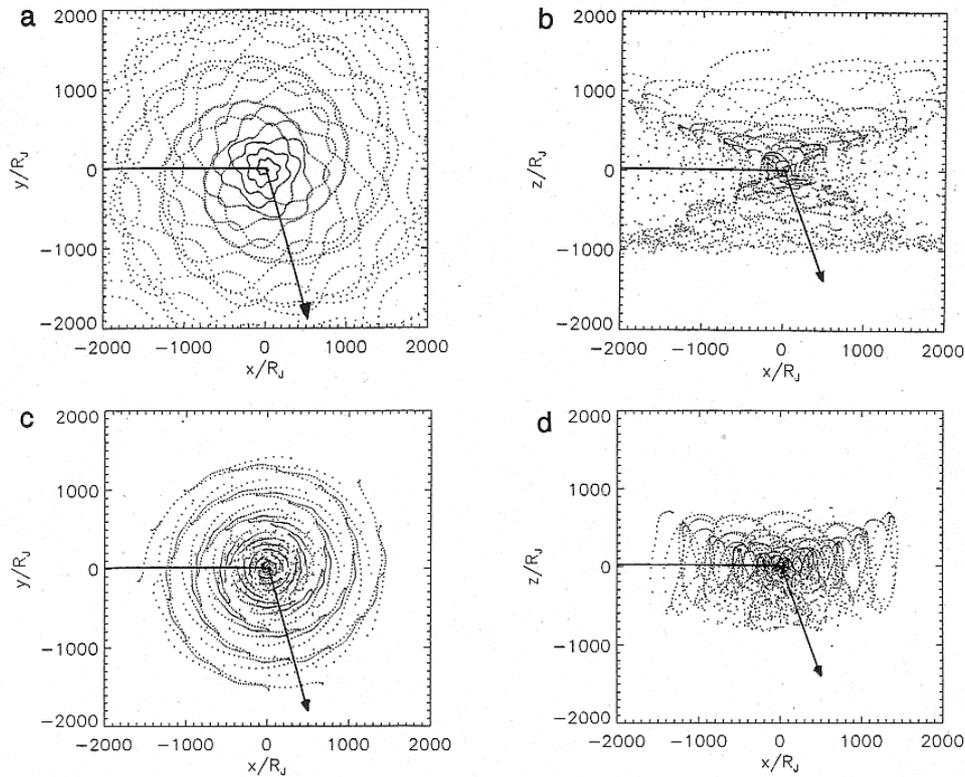


図 3.5: イオから拡散している (a)、(b) $0.05\mu\text{m}$ と (c)、(d) $0.1\mu\text{m}$ の粒子のダスト流散乱プロット。実線はユリシーズの軌道を示している。

3.2 ダスト流の周期性について

3.2.1 イオの公転周期と磁気座標での周期との関係

ダストがイオから放射された場合について、ユリシーズ観測から得られたダスト流の周期性を考えてみる。イオの公転周期は $P_I = 1.769$ 日で、磁場構造の周期、木星の共旋回周期は $P_J = 0.4135$ 日である。また、磁気座標でのイオの周期は $P_M = 0.5396$ 日である。よい近似として、慣性系でのイオの経度が脱出経度を決め、磁気座標でのイオの位置が脱出緯度を定めることにする。与えられた脱出方向(経度と緯度)は、次式を満たすときに繰り返される。

$$nP_I - mP_M = 0 \tag{3.3}$$

ここで n と m は整数である。(3.3) 式を満たす最も小さい値の組み合わせは、 $n = 18$ と $m = 59$ で(余りは ≈ 8 秒)、その時の周期は $P \approx 32$ 日となる。より近似的な解については、他にいくつかの組み合わせがある。例えば、 $n = 7$ と $m = 23$ や、 $n = 11$ と $m = 36$ の組み合わせで(余りは ≈ 45 秒)、各々 $P = 12.4$ 日と 19.5 日という結果になる(次の近似水準での組み合わせは、 $n = 4$ と $m = 13$ や、 $n = 14$ と

$m = 46$ で余りは ≈ 80 秒)。

一般的に同じ方向に伝播しているダストビームの部分は、 $d = v_{exit}P$ の距離に位置するだろう。ユリシーズでは、 $P^u = v_{exit}P/(v_{exit} \pm v_u)$ の周期でビームに遭遇する。ここで、 $v_u (= 14\text{km/s})$ は木星系でのユリシーズの速度を表し、プラス(マイナス)は遭遇前(後)の時期に対応する。19.5日毎に $v_{exit} \approx 32\text{km/s}$ で磁気圏を出る半径 $a_\mu = 0.1$ の粒子は、遭遇前では ≈ 13 日の周期で観測することができる。同様に、磁気圏を出て19.5日毎に速度約 50km/s でほぼ同じ方向に入る大きさ約 $a_\mu = 0.06$ の粒子は、遭遇後28日の周期に対応することができる。これらの周期はただの実例で、データのより詳細な調査は適切な n と m の組み合わせを決めるのに役立つだろう。

とはいえ、以上のことからイオから脱出した粒子の大きさと速度の範囲は観測とよく合い、明らかにこの起源が、ユリシーズダスト観測の外見上の周期の性質を説明するのに最も自然であると言える。

この簡単な図は摂動を加えることでより複雑になる。本来の IMF の機構は、ここで使った簡単なモデルに比べはるかに複雑である。また、木星磁気圏の外側の地域での磁場の形態は、太陽風の状態変化に対応している。太陽風が穏やかな状態にある時は、磁気圏が拡大し、大きな太陽風動圧の期間も短縮することができる。カレントシート地域の磁場は弱く、磁気赤道の下では内側を指し、上では外側を指す。共回転電場も小さく、カレントシートからおおよそ離れる方向を指す。この地域を横切るダスト粒子は、あまりエネルギーを得られないであろう。しかしながら、この小さな力が軌道方向を変えることのできる重要な回転力をもたらすのである。

3.2.2 ガリレオ観測データの時系列解析による起源の特定

ガリレオダスト検出器システム(DDS)によって、衛星地域内で発見された木星ダスト流の集団は、マイクロサイズ以下の(動いている間)著しい変動を持つ衝突率のデータから予想することができる。Lomb-Scargle periodogram を用い、木星の周回軌道にあるガリレオ DDS 衝突率データの最初の2年分(1996-1997年)を時間領域から周波数領域に変換した。すると、8つのピークが一日に0から6の振動数範囲で卓越している(図3.6)ことが分かった。ここでは、次に示した物理体系の記述に基づくこれらの振動数のピークに注目していく(図3.7を見よ)。

42時間程度の公転周期を持つイオは、火山プルーム(高さ $\sim 460\text{km}$ まで)から粒子の材料を提供している。イオの大気とその場所でのいくつかのプラズマ環境に伴う過程を通して、その材料はおおよそ 1tons^{-1} の割合でイオから脱出する。もし電荷が十分高ければ、自転周期10時間程度で木星を周回している木星磁場に沿っていくらかの材料を出すことができる。

ガリレオとイオの軌道は木星赤道平面のごく近くに位置する(1° 以内)。木星回転方向と磁気方向の間が 10° 傾いているため、イオとガリレオは周回ごとに二度木

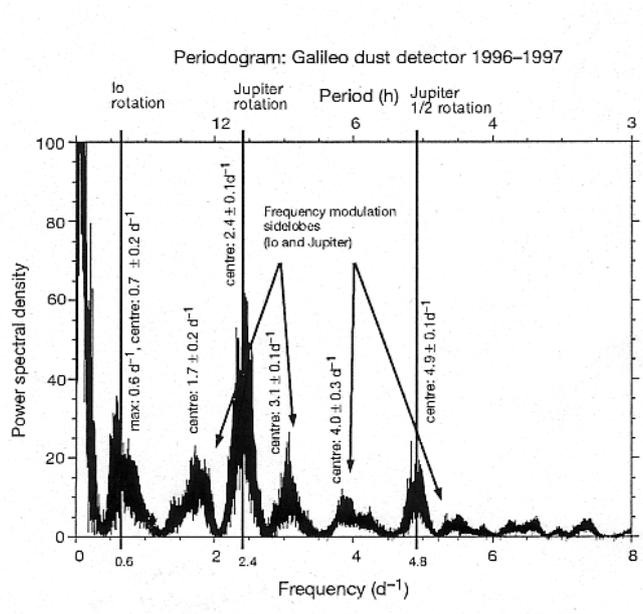


図 3.6: ガリレオからの最初の 2 年間、1996-1997 年についてのダスト衝突率の Lomb-Scargle periodogram。このペリオドグラムから次の周波数が見える。(1) 起源近くの強烈なピーク。(2) $0.6d^{-1}$ で最大、 $0.7 \pm 0.2d^{-1}$ を中心とする非対称のピーク。(3) $1.7 \pm 0.2d^{-1}$ を中心とする非対称のピーク。(4) $2.4 \pm 0.1d^{-1}$ を中心とする長いピーク。(5) $3.1 \pm 0.1d^{-1}$ を中心とするピーク。(6) 前 3 つのピークの調波。(7) 次第に小さくなっていくあまりはつきりしないピーク。垂直実線はイオと木星の回転周期を示し、矢印は木星周波数をまたがって作られた木星の変調を指している。木星回転振動数の最初の調波は $\omega = 4.8d^{-1}$ に見ることができる。最初の調波ピークをまたいでいる、イオによって作られた木星変調も見ることができる。(1) で述べた起源近くの強烈な周波数ピークは、ガリレオ軌道期間にわたってガリレオ宇宙船軌道幾何学に起因している。

星磁気赤道平面を通過する。荷電したダストは、木星磁場と連動しているから木星（振動数 $2.4d^{-1}$ ）と共旋廻する。また、イオ（振動数 $0.6d^{-1}$ ）から発生したダスト粒子は、木星によりその割合を変動して観測される。さらに、木星の歪んだダストシートが観測地点を通過するとき、ガリレオダスト検出器はこれらの荷電粒子を記録する。それは、平均して木星の回転周期につき二度起こる（ $4.8d^{-1}$ ）。

ここで、イオの公転振動数や、木星磁場の自転振動数、これらの 2 つの振動数間の相互作用の結果生じる振幅変調から図 3.6 で見られる振動数ピークを理解していく。振幅変調の最も簡単な場合が、伝達信号からの振幅を正弦波調整する方法であり、ここでの信号はその正弦波そのものである。それから、伝達された信号は振動数空間で分類され、いくつかの正弦波振動： $x \approx \sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_0 t) \sin(\Omega t)$ に変化する。それは、三角法の正弦積の恒等式を使うことで、振動数の量を転化することができる。その結果、振動数空間に伝達された振動数 ω_0 の側面振動数（調整産物） $(\omega_0 + \Omega)$ と $(\omega_0 - \Omega)$ の痕跡が表れた。イオの振動数信号による木星の変調は、木星自転振動数（ $4.8d^{-1}$ ）の最初の調波で繰り返される模様と、木星回転振動数（ $\Omega_0 = 2.4d^{-1}$ ）の周りのサイドローブに見られる。

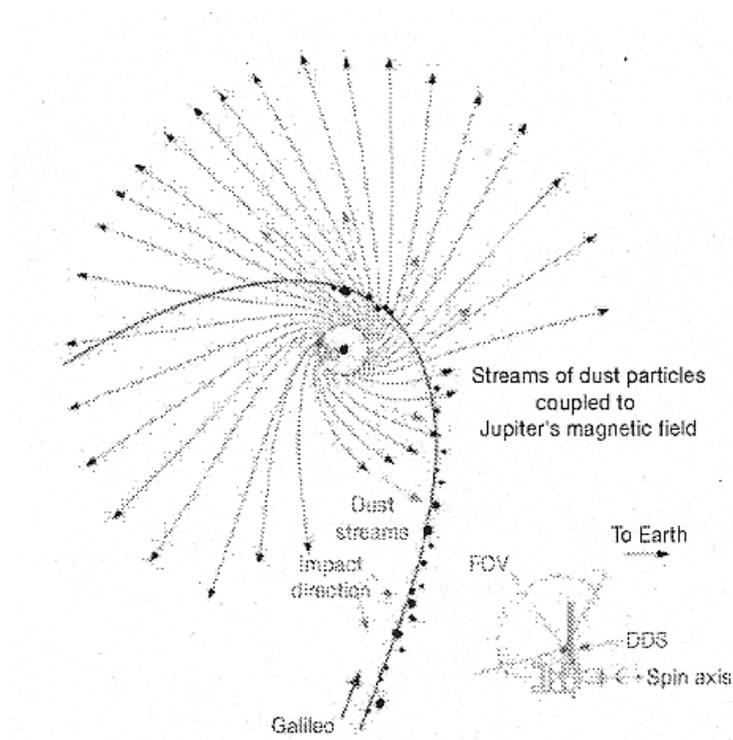


図 3.7: ダスト流粒子のモデル結果による軌道と重ね合わせたガリレオ軌道軌跡の略図。ガリレオ軌道軌跡は太線で、ダスト流の衝突方向は矢印で示されている。

イオの公転振動数の存在は、イオが帯電しているダスト粒子の起源であると特定することを意味する。というのは、広範囲の起源からの帯電ダストであれば、木星磁場と連動し木星自転振動数やその調波によって、振動数空間に現れるであろうからである。変調の効果を通じて、帯電ダストの起源として限定された場所であるイオの役割を確認することができた。

いくつかのガリレオ探査機軌道の特徴も、振動数変換データで確認することができる。それぞれの軌道でダスト検出器は、木星系外より木星系内で多くのダスト衝突を受ける。それは、ダスト衝突の数の緩やかな増加と減少という結果をもたらす。振動数空間においては、そのような“こぶ”が、ガリレオ軌道振動数での起源近くの小さな振動数の出来事であることが明らかである。またそれぞれの軌道の間、観測機（ガリレオ）と起源（イオ）はお互い近づいたり離れたりしているから、ドップラー効果は高い振動数と低い振動数の信号に表れる。しかしながら、観測機の視野に限界があるため、観測機は長い期間起源を見ていることができない。その代わりに、ダスト流と観測機の速度の関係から、イオ軌道のドップラー効果の振動数転移をだいたい1-2hより短い期間と見ることができ、この不鮮明なドップラー効果が図3.6にみられるイオの非対称な振動数ピークの結果をもたらしている可能性がある。

3.3 結論

粒子の力学的解釈、ダスト流の周期性はともに木星ダスト流の起源がイオにあることを示している。また、ガリレオ DDS データの振動数分析は、イオが木星ダスト流の起源であるということを直接証明した初めてのデータである。観測されているイオ火山ブルームから放たれる典型的なダスト粒子のサイズは、 $0.01\mu\text{m}$ かそれより小さいことが知られており、大きさの面からもダスト流の起源がイオであることを支持している。

第4章 土星ダスト流の観測

4.1 カッシーニによる観測

カッシーニは1997年10月に地球を出発し、2004年6月20日に土星軌道に突入した。カッシーニダスト検出器(CDA)も、ユリシーズやガリレオ同様にセンサーに粒子があたったときに、プラズマ雲の開放を検出する衝突イオン化検出器である。カッシーニは2004年初頭、土星から1200 R (土星半径 $R = 60,330 \text{ km}$) に近づいた時、初めて高速粒子による二つの弱い衝突爆発を観測した。衝突強度はカッシーニが土星に近づくに連れて著しく増大しているようであった(図4.1)。それは、粒子の起源が土星であることを示している。

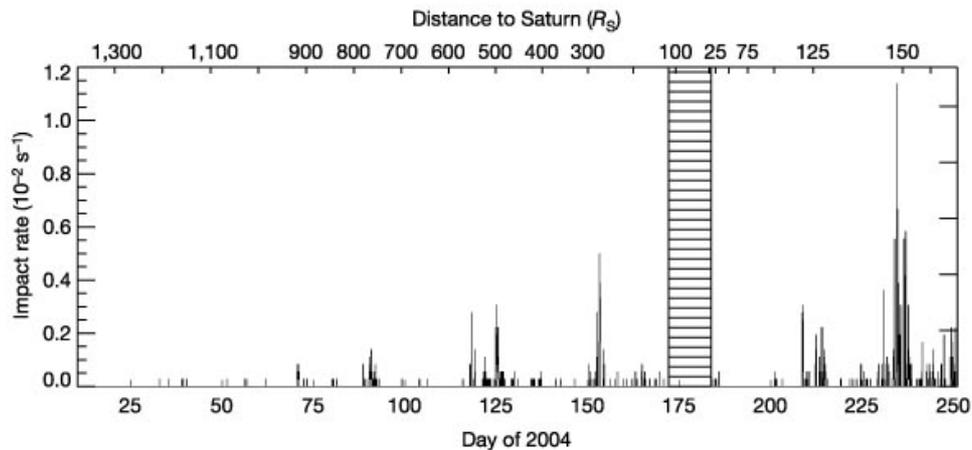


図 4.1: 2004 年の 1 月 10 日から 9 月 6 日の間に (CDA) によって記録された衝突率。6 月 20 日と 7 月 1 日の間の網線は、土星軌道にカッシーニを挿入 (SOI) したことによる機器のパワーダウンを示す。上の目盛りは土星からのカッシーニの距離を R_S で与えている。全体で 1,409 の衝突が検出された (SOI 前 546、SOI 後 863)。

衝突信号の中には、惑星間ダストも含まれている。太陽から 8.5 AU で、太陽軌道に拘束されて動いている惑星間粒子は $10 \text{ km s}^{-1} (1 + \max(e))^{1/2} + \max(v_{sc}) \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ 以下の速度でカッシーニダスト検出器にぶつかる (ここで、一天文単位である AU は平均的な地球太陽間距離)。ここで $e < 1$ は離心率、 $v_{sc} < 6 \text{ km s}^{-1}$ は慣性宇宙船速度である。20 km s^{-1} 程度の衝突速度は、CDA によって $18 \mu\text{m}$ 以上のイオン格子信号の上昇時間を導くであろう。それは、観測された $3 \mu\text{m}$ 以下の上昇時間に比べ、はるかに長い増加時間である。実際、伝達された信号はハイデル

ベルグダスト加速装置で記録された、 70kms^{-1} 程度の最速測定の前より急勾配である (図 4.2)。結果的に得られる粒子の衝突速度は、 70kms^{-1} を更を超えることになる。それは、拘束された惑星間粒子を起源から排除する。さらに、カッシーニの土星軌道投入前、CDAは恒星間粒子と同様に拘束されていない軌道 (いわゆる -メテオロイド) において、高速惑星間ダストと幾何学的反応がなかった。これらの観測は、土星系が観測された粒子の起源であるという考えを正当化するものである。

土星ダスト粒子によって生じた上昇時間と衝突信号の大きさは、2000年カッシーニの木星接近飛行の間にCDAによって記録された木星ダスト流によって生じた衝突に類似している。これは、少なくとも質量と衝突速度は類似していることを示している (図 4.2)。しかしながら、ここで注意しなければならないのは、観測された大きさと粒子の衝突速度は適切な測定範囲外であることである。木星流粒子の特徴的な性質による理論研究により知られている事実から、粒子の速度と電荷質量比を推測すると、土星ダスト粒子は 200kms^{-1} を超える速度を持ち、 $1,000\text{Ckg}^{-1}$ (10 nm 以下の粒子サイズに相当する) の質量比で帯電していると考えられた。それゆえ本論文では、カッシーニに記録された衝突信号は、 100kms^{-1} を超える衝突速度、 10^{-21}kg 以下の典型的な質量を持った粒子によるものであるとする。

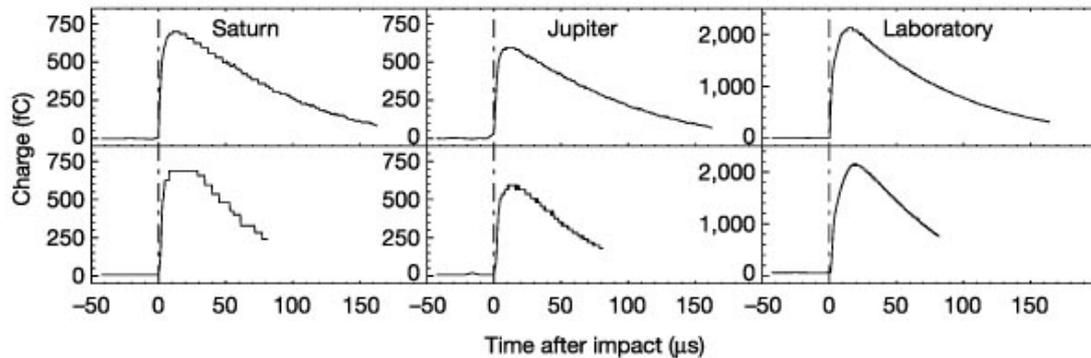


図 4.2: 土星、木星流の粒子と、最速口径衝突による典型的な信号の比較。CDA 衝突検出は主に半球状の標的への粒子衝突で発生したプラズマの分析による。衝突標的とイオン格子の間の電界内におけるプラズマ成分の分類後、電荷増幅器の平均を取ることでプラズマ電荷の展開が観察される。個々のプラズマ電荷信号の上昇時間が衝突速度のものさしとなる。一方で全体のプラズマ電荷は衝突速度とダスト質量に依存する。上図は衝突標的に集められた衝突プラズマ電荷の展開を示している。一方下図は、イオン格子で集められたプラズマイオンの展開を示している。ハイデルベルグダスト加速装置で記録された最速口径衝突速度は、 63kms^{-1} (質量 $2 \times 10^{-18}\text{kg}$) であった。口径衝突の大きさはダスト流粒子の衝突のそれより 4 倍ほど大きい。それは、ダスト粒子が小さいことを指している。

第5章 土星ダスト流の起源

5.1 力学的解釈

土星磁場の形態は木星磁場の形態と似た構造をしているため、第3章で触れたようにプラスに帯電した粒子は、土星自転磁場による外方向を向いた共回転電場により外側に向かって加速されるであろう。土星の磁気圏内にあるプラスに帯電したダストの起源として可能なのは、 $1.86R_S$ の同期半径の外側に位置する高密度Aリング、Eリング、もしくは氷の月ディオネ、レアの周りにある星間雲である。土星の重力に勝つためには、粒子の電荷質量比 Q/m が十分大きくなければならない。この制限により土星系から脱出する粒子半径の上限値が決まる。また、 Q/m は、粒子が磁力線に影響されてジャイロ運動しないために大きすぎてもいけないため、粒子半径の下限値も決まる。適当な大きさの粒子は、土星磁気圏を次の速度で出発する。(単位 km s^{-1})

$$v_e \approx 35 \left[L^* - \frac{1}{2} \right]^{1/2} \left[\frac{R_S}{R} \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

ここで、 $L^* \approx 542(R_d)^{-2}(\Phi)(1 - [R/20R_S])$ は、土星重力による力と共回転電場による力の比率、 Φ は粒子の平均表面ポテンシャル(単位 V)、 R_d は粒子半径(単位 nm)を表す。ダストは水の氷(密度 10^3kgm^{-3})で構成されているものと仮定している。宇宙空間に存在している粒子の電荷は、一般に電子とイオンの堆積や光と二次電子の放射を含む様々な帯電過程の間で起こる競合により結論付けられる。ボイジャーの測定に基づいた、土星磁気圏のプラズマパラメータのモデルを使うと、粒子の表面ポテンシャル平衡を算出することができる。ダスト粒子の表面ポテンシャルがプラスであると予想され(図5.1の下図)、かつ放出された粒子の流れの起源となることのできる地域が二つある。:(1) リングによる吸収のせいでAリングのはずれでは、プラズマ密度は非常に低いままであり、太陽紫外線放射による光放射が帯電を支配している。(2) $R = 6.3R_S$ の月ディオネの軌道以上。二つの地域内から放射された粒子は 70km s^{-1} (図3の上図)より速い衝突速度を得るため、とても小さいはずである($R_d < 3 \text{nm}$)。

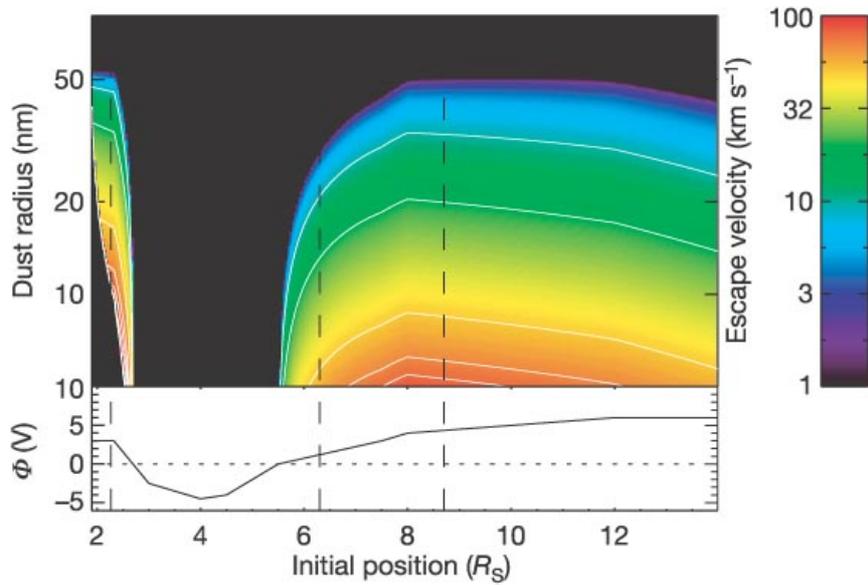


図 5.1: 粒子の初期位置に対する粒子の力学の依存関係。上図は、初期位置と粒子の大きさに対する脱出速度の依存関係。脱出速度は色目盛りで書かれている。下図は、リング面内を動いているダストの静電気平衡ポテンシャルであり、小さな粒子についての現実的な値として二次電子生産パラメータ $\delta_m = 3$ が使われている。垂直破線は左から、A リングの外縁と土星の月ディオナとレアの位置を示している。

5.2 惑星間磁場の影響

土星磁気圏外部では、粒子の力は太陽風により対流された惑星間磁場 (IMF) との相互作用により支配されている。太陽から遠く離れた場所では、IMF の方位角要素が支配しており、このため黄道面方向以外のダスト速度成分は、IMF に最も影響を受けるはずである。10km s^{-1} 程度の速さを持つ慣性探査機速度は、ダスト速度に比べて小さいので、土星位置からの衝突方向のずれは、IMF によるローレンツ力でダスト軌道の曲がり具合に起因すると考えられる。不運なことに、土星軌道投入前の探査機姿勢の側面は非常に複雑になっており、時折適切な衝突方向を完全にカバーしきれない原因となった。ダスト方向の詳細な分析は 2004 年 6 月 18 日から 9 月 6 日までのみ可能であった (図 5.2)。この期間で我々は 3 つの激しい衝突バーストを確認した。バーストの間、たいていの衝突は土星の視野方向の近くから到着した。それは、これらの粒子の運動は太陽風による弱い影響のみを受けていることを示している。しかし、バーストの間ダストの方向はほとんど即座に約 90 度変化した (土星リング平面から約 45 度で到着する粒子)。カッシーニ磁力計が '共回転相互地帯 (CIR)' を観測したときにバーストは起こった。CIR とは加圧された高速太陽風が磁場の強さを高めることで特徴づけられる。興味深いことに、同じ事がユリシーズによって観測された木星流のいくつかで報告されている。これらの発見に基づいて、Sascha, Kempf. et al. High-velocity streams

of dust originating from Saturn. で CIR を横切ることがバーストを作る鍵であると提案された。

また、粒子の質量の知識から、粒子の出発地点を決定できそうである。これは、この期間における IMF、太陽風両方の特徴がわかっているならば、検出器から土星への異なる大きさの粒子の軌道の数的痕跡から実現することができる。しかし、不運なことに、これらのデータは2004年1月30日以前までしか利用できない。この期間の衝突について、S.K. と S.Hsu によって執筆中の原稿から 10nm より大きい粒子が検出器に当たっているようであることだけわかった。この粒子の大きさに対する見解は、これらの粒子は土星のAリングのはずれが起源であるということの意味する。この結果の興味深い点は、探査機のもとの位置から CDA のようなダスト検出器によって主環からの物質を分析することができることである。

木星では、ダスト流の長い期間のモニタリングから、ダスト流の確率論的な変化（木星回転とイオの公転運動に支配された）を経て、系の規則的な振る舞いがわかった。同様に、土星磁気圏からのダスト流のモニタリングはダスト流起源を確認し、土星磁気圏における加速メカニズムと、ダストと磁場とプラズマ環境の間のつながりを理解するために有益であるだろうと考えられる。

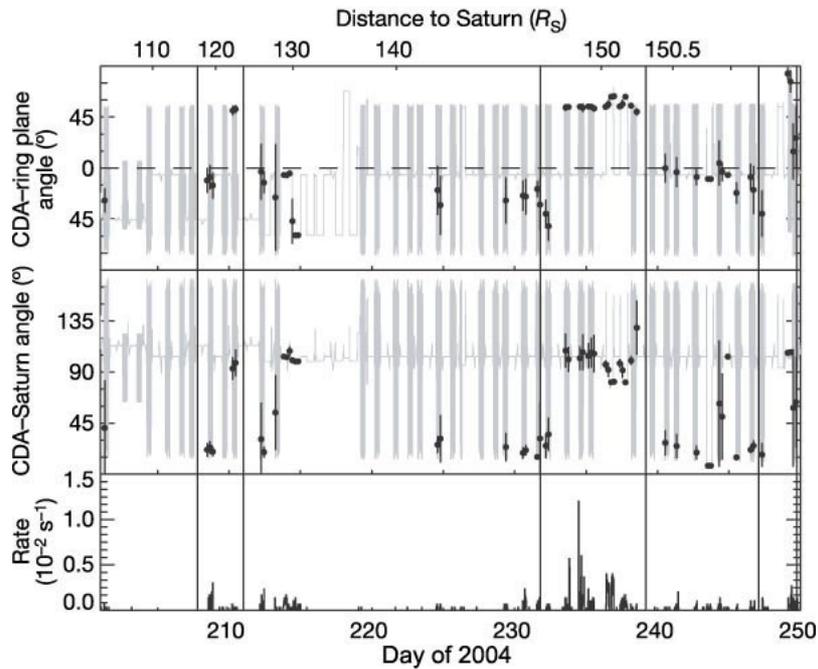


図 5.2: 7月18日(200)から9月6日(250)の間に観測された粒子の方向。上はCDAと土星リング面との平均角度。真ん中はCDAと土星との平均角度。平均角度は4時間の間に2つ以上の衝突がある時はいつでも記録された。下はCDAの衝突率。灰色の実線はCDAポアサイトの展開を示している。カッシーニはほとんど絶え間なくゆっくりと回転している。それは、ダスト起源について多くの地域を検査するのに適している。SOI後に観測された全ての衝突は、衝突電荷によって特徴付けられており、事象の記録を誘発させるには衝突電荷が弱すぎた。これらの衝突についての測定は、飛行時間で積分された質量分光計の乗数信号で始められた。これは、粒子が小さな内部標的に $\pm 28^\circ$ の視野で当たった時にのみ可能である。それは、 $\pm 45^\circ$ の機器全体の視野に比べて著しく小さい。垂直の誤差棒が標準的なずれを表している。垂直実線は、カッシーニの太陽風による共回転相互作用地域の横断を印している。これは、ダストバーストと一致している。

付録 A 二次電子生産率と粒子の大きさの関係について

この節では、3-3 で扱った二次電子生産率と粒子の大きさの関係について詳しく理解するために V. W. Chow., D. A. Mendis., & M. Rosenberg Role of Grain Size and Particle Velocity Distribution in Secondary Electron Emission in Space Plasmas (1993) に書かれている二次電子生産率についての考え方に関する部分を抜粋する。この論文では、半無限厚板に対して主張されていた Jonker の考えを、粒子に対する二次電子生産率の考えに拡張している。

A.1 二次電子生産率方程式の導出

我々の小さな球形粒子からの二次放射率の導出は、幾何学を除いて半無限厚板に対する Jonker の考えと同じである。結果的に、非弾性衝突でエネルギーを失う断面積 σ は、ラザフォード散乱のような場合にエネルギーの二乗に反比例すると暗黙のうちに仮定した上で、我々は一次電子のエネルギー損失を Whiddington の法則で書くことができる。Whiddington が、Cu と Au のような金属標的を用いて自分の法則がエネルギー陰極線の伝達をよりよく記述していることを示したとき、他の著者によって、 σ が指数法則で記述されることが示された。

$$\sigma \propto \frac{1}{E^n} \quad (\text{A.1})$$

n は Al_2O_3 で約 1.35 の値をとり、エネルギー範囲は 0.3 から 7.25keV である。ここでは、Jonker にならって、(1) 一次電子の電流密度は粒子に保存されている。(2) 二次電子生産は一次電子のエネルギー損失に比例する。(3) 二次電子フラックスは生産点から表面の距離に指数関数的に増加する。(4) 一次電子は粒子と垂直に入射する。といった更なる推定をする。これは、表面下方 x から $x+dx$ の範囲長さを貫通した一次電子から二次電子への流れに関する次の方程式を導く。

$$i_s = -K i_p e^{-\alpha l(x, \varphi)} \frac{d[eV(x)]}{dx} dx \quad (\text{A.2})$$

ここで i_p は一次電流、 $eV(x)$ は一次電子の深さ x でのエネルギー、 $l(x, \varphi)$ は二次電子が深さ x から一次電子経路と角度 φ をなして表面に到着するために運動を

しなければならない距離、 α は二次にとっての吸収長さの逆数で、 K は二次に励起するために使われる損失一次電子エネルギー効率の代表値である。

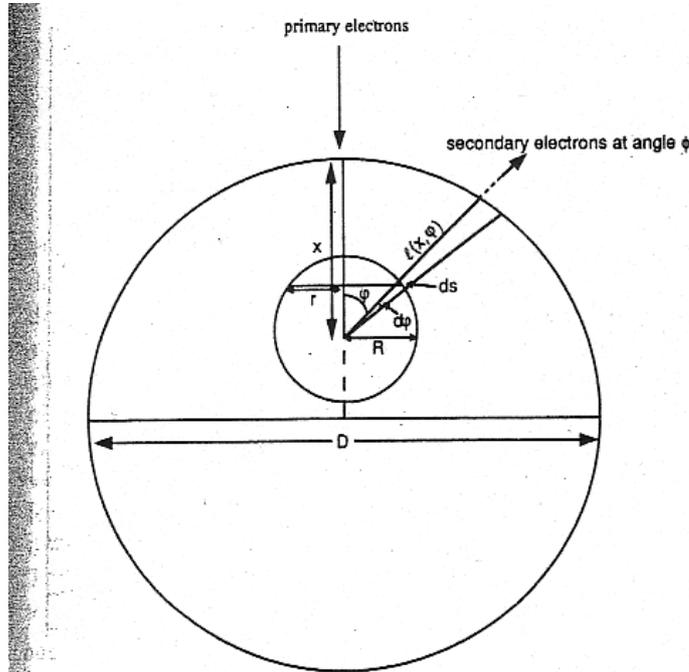


Fig. 1. The model geometry for secondary electron emission from a small spherical grain.

図 A.1: 小さな球形粒子からの二次電子放射に関する幾何学模型

この分析では今、粒子の球形幾何学を考えているため Jonker や Bruining の考えから逸脱している。ここでは、二次電子は Jonker と Bruining によってされた励起点から、全ての方向に等方的に放射されると仮定して、最初に長さ $l(x, \varphi)$ を決めた。ただし、これは仮定であることを強調する。というのは、ここでは詳細な散逸過程を考えていないからである。しかしながら、Jonker によって示された、この仮定に基づく平面からの二次放射の計算は実験測定とよく合う。一次電子の経路から励起された二次電子の全てへの角度 φ で放射される (図 A.1 を見よ) 二次電子の割合は、 $0.5 \sin \varphi d\varphi$ で与えられることは簡単に示せる。図 A.1 から長さ $l(x, \varphi)$ は次式で与えられることも示せる。

$$l(x, \varphi) = \left\{ \left(\frac{D}{2} \right)^2 + \left(\frac{D}{2} - x \right)^2 - 2 \left(\frac{D}{2} \right) \left(\frac{D}{2} - x \right) \cdot \cos \left\{ \varphi - \sin^{-1} \left[\left(\frac{2}{D} \right) \left(\frac{D}{2} - x \right) \sin(\varphi) \right] \right\} \right\}^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

ここで D は粒子の直径である。小さな球形粒子では、 φ は 0 から π に変えることができる (つまり、平面厚板では φ は $\pi/2$ に制限される)。更に、次式に従う。

$$di_s = \frac{1}{2} K a i_p [(eV_p)^2 - ax]^{-1/2} f(x) dx \quad (\text{A.4})$$

ここで、

$$f(x) = \int_0^\pi \frac{1}{2} \sin(\varphi) e^{\alpha l(x, \varphi)} d\varphi \quad (\text{A.5})$$

で、(A.3) 式で与えられた $l(x, \varphi)$ を用いている。この時、深さ x でのエネルギーについての Whiddington の式も代入した。

$$eV(x) = [(eV_p)^2 - ax]^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

ここで、 a は距離に対するエネルギー損失の Whiddington 定数である。

粒子内で、一次電子が全体の経路に沿って二次に励起するから、一次の進入点 ($x = 0$) から脱出点か最大貫通距離の二つの値のどちらか小さいほうの点まで、(A.4) 式を積分しなければならない。最大貫通深さは、一次電子が零エネルギー (すなわち $eV(x) = 0$) を持ち、Whiddington の法則から

$$x_{max} = \frac{e^2 V_p^2}{a} \quad (\text{A.7})$$

と推定される点に対応している。ここで eV_p は一次の初期エネルギーである。もし x_{max} が粒子の直径を超えると、一次電子は反対側 ($x = D$) で粒子を脱出するために十分なエネルギーを持つ。これらの脱出粒子は、 E_{min} より大きい初期エネルギーを持つ。この時、

$$E_{min} = \sqrt{aD} \quad (\text{A.8})$$

これらの脱出電子は、平衡ポテンシャルを決めるときに考える必要があるだろう。粒子を脱出する他の流れを作り出すだろう。

それ故、収率 δ (i_p に対する i_s の比率) の最終的な式は次式で与えられる。

$$\delta = \frac{1}{2} \int_0^{\min[D, x_{max}]} K a [(eV_p)^2 - ax]^{-1/2} f(x) dx \quad (\text{A.9})$$

スターングラス収率の場合と違って、最大収率 (δ_m) や調和エネルギー (E_m) に対する任意の値を選択することは不可能であることに注意しなければならない。実際、(A.9) 式は粒子の直径 D から独立しているから、 δ_m と E_m の値は、粒子の位置と同様に大きさへの依存を変えるだろう。ニッケルや金のような伝導体には、 α や a の典型的な値は各々、 10^6 cm^{-1} や $10^{12} \text{ V}^2 \text{ cm}^{-1}$ の近似値をとる。K について見積もられる値について、ここでは最大収率 δ_m が一桁に対応する数を使う。それは、無限平面伝導体厚板から実験的に得られたものである。K=0.01 がこの値を与えるであろう。典型的な絶縁体を説明するために我々が選んだ不変の材料は、半無限平面絶縁体からの二次放射での実験的研究に由来している。塩化ナトリウムのような

高収率絶縁体にとって、 α 、 a 、 K の値は各々 $0.93 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$ 、 $0.92 \times 10^{12} \text{V}^2 \text{cm}^{-1}$ 、 0.04 である。NaClは宇宙空間において一般的ではないけれども、氷のような一般的な材料は同じような δ_m の大きな値をとる。これらの性質は、塩化ナトリウムが宇宙空間絶縁体の良い代表であるかもしれないことを示唆する。

A.2 異なる大きさを持つ粒子の比較

ここでは Jonker が使った近似を利用しているため、二次電子生産率に関する式が Jonker の式ととてもよく似ている。それ故、前節で得られた結果と Jonker のそれを比較していくことにする。それは、 δ_m 、 E_m だけでなく、材料パラメータ α 、 a 、 K にも依存している。

図 A.2 は、伝導体と絶縁体それぞれに対して、半無限厚板に関する Jonker 収率と、4つの異なる大きさの粒子 0.01 、 0.05 、 0.10 、 $1.00 \mu\text{m}$ についての二次電子生産率を一次電子エネルギーの関数として示している。低い一次エネルギーでは、伝導体、絶縁体共に小さな粒子ほど大きな収率を持つ。というのは、これらの小さな粒子内で励起した二次電子は、表面に到着するのに移動する距離がより短いからである。しかしながら、一次エネルギーが増加すると、異なる大きさの粒子に対して曲がる収率は、交差するかもしれないし、大きい粒子の方が小さな粒子より大きな収率を持つかもしれない(例えば、 1750 から 4000eV の範囲で 0.01 と $0.05 \mu\text{m}$ の誘電粒子を比較する)。収率のより急速な減少によって起こる膨らみやでっぱり部分が、 E_{\min} に匹敵するエネルギーで 0.05 と $0.10 \mu\text{m}$ の粒子にもあることに気づく ($0.01 - 1.00 \mu\text{m}$ の範囲の粒子の大きさで E_{\min} の範囲は 1 から 10keV の範囲である)。これらの膨らみや、それらの次にくる急降下の理由は、粒子の大きさの限界のためである。いったん x_{\max} が粒子の直径を超えると、積分の上限は x_{\max} ではなく、むしろ直径 D になる。 x_{\max} は、この点に達するまでエネルギーと共に増加し続ける。それゆえ、エネルギー損失に対する Whiddington の法則での特徴は、巨大な量のエネルギーが一次電子の経路の最後で失われるという事実である。結果的に、二次電子の大多数はちょうど一次電子が最後の少量のエネルギーを失い、止められているときに励起される。一次電子のエネルギーが E_{\min} を超える時、電子は粒子のポテンシャル障壁を最後まで通り抜けてしまい、結果、粒子内でとめられる一次電子ほど多くを二次電子として励起しない。それ故、大きな粒子が小さな粒子より大きな収率を持つのは、以下の2つの理由により可能である。(1) 大きな粒子は $E > E_{\min}$ に対して、(A.9) 式の積分で大きな上限を持ち、(2) 一次エネルギーが小さな粒子の E_{\min} より大きく、大きな粒子の E_{\min} より小さい場合において、大きい粒子でより多くの二次電子が励起されるだろう。これら2つの理由では、大きい粒子ほど大きな収率を好む傾向がある。一方、二次が表面に到着するための移動より短い距離を持つ場合では、小さな粒子ほど大きな収率を好む。結果として、パラメータ a 、 α 、 D は、これらの効果による形態を決めるであろう。それ故、大きな粒子の収率がいつでも小さな粒子の収率を超過するわけではない。

19,068

CHOW ET AL.: SECONDARY ELECTRON EMISSION IN SPACE PLASMAS

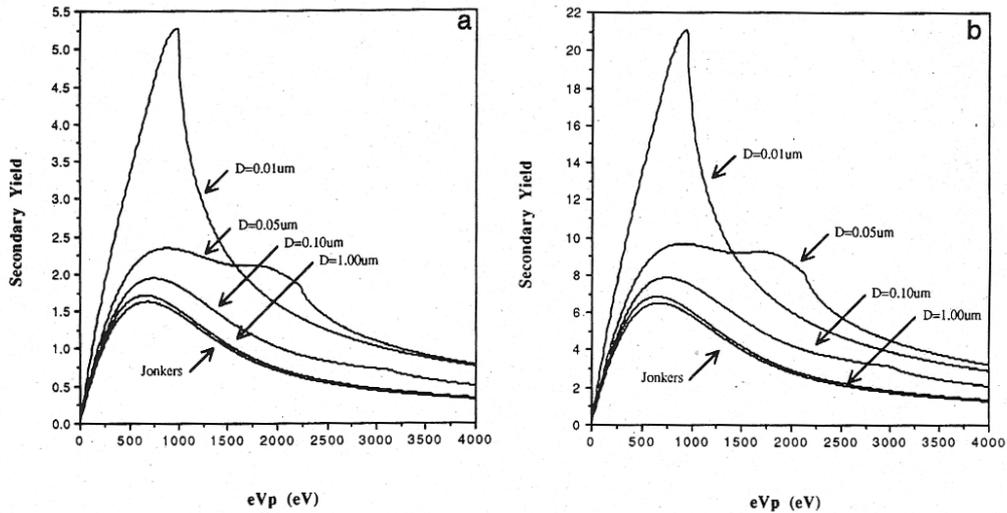


Fig. 2. Secondary electron yields $\delta(E)$ as a function of primary electron energy for different size grains. (a) Conducting grains, (b) insulating grains.

図 A.2: 異なる大きさの粒子に関する一次電子エネルギーの関数としての二次電子生産率 $\delta(E)$ 。(a) 伝導体粒子、(b) 絶縁体粒子。

大きな粒子が小さな粒子より大きな収率を持つことが可能であるとき、これらの交差が起こる時のエネルギーはかなり高く(ここで考えられている最小の粒子で、 $\sim 1000\text{eV}$)、対応する収率は非常に低い δ_m であることに注意しなければならない。ほとんどの空間プラズマでは、一次電子の大部分は E_{\min} より非常に小さなエネルギーを持つであろうから、これらの交差は目立った結果ではないだろう。今図 A.2a から、十分に小さな粒子に対して伝導体は、 $\delta_m \approx 1$ よりむしろ $\delta_m \approx 5$ を持つ可能性があることが分かる。同様に、これまで10の最大収率を持つと考えられた絶縁体は、粒子が非常に小さい($D = 0.01\mu\text{m}$)時には $\delta \approx 20$ を持つことが、図 A.2b に見られる。小さな粒子に対する収率方程式を決めると、粒子に対する正味電流を零にすることで、ただちに平衡表面ポテンシャルを計算することができる。

付録B カッシーニ宇宙ダスト検出器 (CDA) による粒子の測定方法

この節では、ダスト検出器によってどのように個々の粒子のパラメータが測定されているかについて、S. Auer, et al. The charge and velocity detector of the cosmic dust analyzer on Cassini に倣って解説していく。

B.1 検出器の工程

CDA の正面画像を図 B.1 に載せている。CDA の入射口の中に部分的に見えるのが、電荷、速度検出を作り出す格子である。検出器工程の原理は、荷電粒子の通過による格子での電荷の誘導と、誘発された電荷信号の検出、分析である。Auer(1975) によって発明された最初の方法では、粒子速度の3方向の測定のために3つの相互に傾斜している格子の組を必要とした。CDA は、2つの格子の組だけ持っており2つの方向、 v_y と v_z だけを測定する。しかし、宇宙船回転によってCDA は、欠けている方向 (v_x) について統計に基づく情報を得ることができる。2つ目の変化は最初の方法では 30° だったのに対して 9° だけ格子の組の間の傾斜角度を減少した点である。結果として v_x の正確性は減少した。しかしながら、長所として視界が広がり、体積と重量と電氣的複雑さが軽減した。

検出器の横断面略図は図 B.2 に与えられている。第1、第4格子と検出器の壁は電氣的に接地されており、共にファラデー箱として活動している。それらは、ダスト電荷を共に感知する傾いた第2、第3格子を遮断する。それ故、ダスト粒子がCDA に近づいても最初の格子の前ではまだ電荷は観測されない。電荷信号は、粒子が最初の格子を通過する時 (t_1) に上昇し始める (図 B.3 も見よ)。

そして、粒子が第2、第3格子を通過する時、時間 t_2 と t_3 でピークの大きさ q_p に達する。粒子が二つの内部格子の間を横切る間、接地された側面壁の遮断作用は一時的に誘発電荷の量を減少する。結果、ピークの間が落ち込む。 q_p は、粒子電荷の量とほぼ等しいことに注意する。電荷信号は、粒子が第3から第4格子への経路を進み続けるにつれ減少し、第4格子を通過する t_4 時に終わる。軸方向速度成分 v_z は、第1格子から第4格子の間の距離を、それらの間に要する粒子の通過時間で割ることによって与えられる。第2、第3格子の間の道の長さは、粒子の入



Fig. 1. Front photograph of the Cassini cosmic dust analyzer. The four grids spanning the aperture are the sensing electrodes of the charge and velocity detector.

図 B.1: カッシーニ宇宙ダスト検出器の正面画像。口径にある4つの格子が、電荷、速度検出のための電極を感知している。

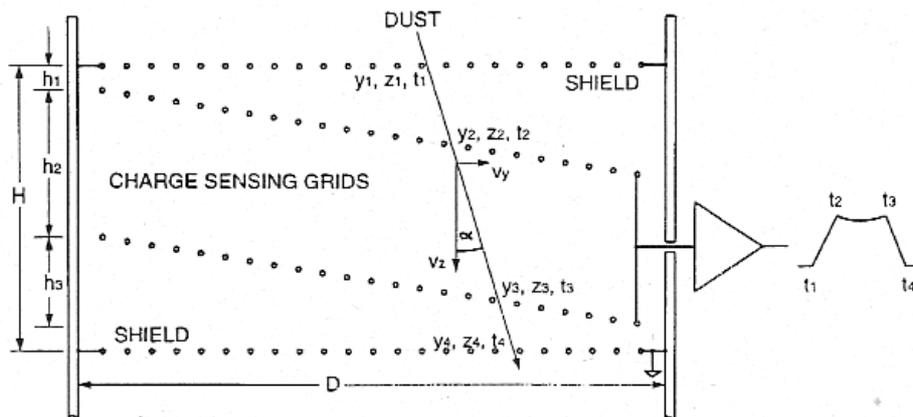


図 B.2: 電荷、速度検出器の断面図。前方格子と後方格子は、円筒形の壁と同様に2つの電荷を感知する格子を遮断するファラデー箱の形をしている。電荷感度増幅器の出力部分は、ダスト粒子が第1、…、第4格子を通過するとき、それぞれ時間 t_1 、…、 t_4 に対応した台形の形を持つ。検出器の大きさは、 $H = 195.9\text{mm}$ 、 $h_1 = 15.5\text{mm}$ 、 $h_2 = 100.4\text{mm}$ 、 $h_3 = 64.5\text{mm}$ 、 $D = 406.9\text{mm}$ である。

射角度に依存する。それゆえ、その間の通過時間は角度決定に使うことができる。検出器の寸法は分かっているので、基本的な三角関係から次の式が導かれる。

(1) 2つの速度成分 v_z 、 v_y と速さ $|v|$ について、

$$v_z = \frac{H}{t_4 - t_1} \quad (\text{B.1})$$

$$v_y = \left(\frac{H}{t_4 - t_1} - \frac{h_2}{t_3 - t_2} \right) \frac{D}{h_3} \quad (\text{B.2})$$

$$|\mathbf{v}| = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2} \geq (v_y^2 + v_z^2)^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

(2) 入射角度 α について、

$$\tan \alpha = \frac{v_y}{v_z} = \left(1 - \frac{h_2 t_4 - t_1}{H t_3 - t_2} \right) \frac{D}{h_3} \quad (\text{B.4})$$

(3) 通過している粒子の位置について、

$$\begin{aligned} y(t) &= y_1 + v_y(t - t_1) \\ &= \left[(t - t_1) \left(\frac{H}{t_4 - t_1} - \frac{h_2}{t_3 - t_2} \right) + h_2 \frac{t_2 - t_1}{t_3 - t_2} - h_1 \right] \frac{D}{h_3} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$$z(t) = v_z(t - t_1) = H \frac{t - t_1}{t_4 - t_1} \quad (\text{B.6})$$

$$y(z) = \left[z \left(1 - \frac{h_2 t_4 - t_1}{H t_3 - t_2} \right) + h_2 \frac{t_2 - t_1}{t_3 - t_2} - h_1 \right] \frac{D}{h_3} \quad (\text{B.7})$$

(4) 特に、入り口の点 ($y = y_1$ 、 $z = z_1 = 0$) と出口の点 ($y = y_4$ と $z = z_4 = H$) について、

$$y_1 = \left(h_2 \frac{t_2 - t_1}{t_3 - t_2} - h_1 \right) \frac{D}{h_3} \quad (\text{B.8})$$

$$y_4 = \left(H - h_1 - h_2 \frac{t_4 - t_2}{t_3 - t_2} \right) \frac{D}{h_3} \quad (\text{B.9})$$

この感度の良い電荷増幅器特有の特徴として、誘発電荷は格子から増幅器のゲートにトランジスタ入力で直接、直流連結しており、以前のダスト検出器で行われたようにコンデンサーを通して交流連結されていない。連結蓄電器はいくらかの騒音に寄与しているであろうから、この直流連結が、増幅器ノイズを減少するために選ばれた。

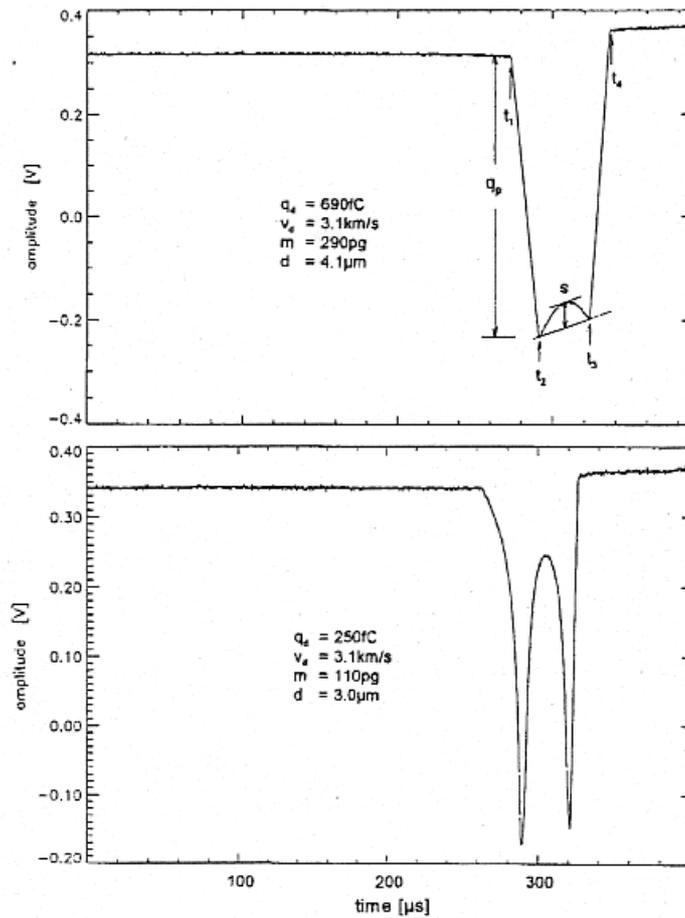


図 B.3: ハイデルベルグダスト加速器からの荷電ダスト粒子をあらわにした時の、CDA の電荷、速度検出器から得られたオシロスコープ信号。上は中心近くを横切っている粒子によって作られた痕跡であり、下は検出器の壁の近くを通った時の痕跡である。痕跡の間にある落ち込み s の深さが大きく異なることに気づく。それぞれの粒子の電荷 q_d 、速さ v_d 、質量 m 、直径 d が与えられる。この表示では信号の極性が反対にされることに注意せよ (つまり粒子は正の電荷を運んだ)。

謝辞

本論文の作成に当たり、たくさんの方々にお世話になりました。

惑星物理学研究室の渡部重十教授には有益な助言をいただき、そして私の今後の研究生生活を考えた研究指針を示して下さい大変感謝しています。同研究室の倉本圭助教授には素朴な疑問に適切な助言を与えてくださり、本論文の内容の意義についても考えていただきました。ありがとうございます。

同研究室と地球流体力学研究室の方々にも大変お世話になりました。特に中神雄一さんには自身の論文で忙しいのにも関わらず、研究に関することのみならず非常にたくさんのことについて、ひとつひとつ丁寧に解決していただきました。また、佐古孝介さんと佐藤創我さんには同室ということもあり、普段から気をかけていただきました。ありがとうございます。そのほかの方々も、パソコンに関することなどいろいろなところで協力していただきありがとうございました。

そして、共有の時間を過ごすことのできた研究室全ての方々に対し、ここに深く感謝の意を表します。

参考文献

- Sascha, Kempf. et al. High-velocity stream of dust originating from Saturn. *Nature* 433, 289-291 (2005).
- Grün, E. et al. Discovery of jovian dust streams and interstellar grains by the Ulysses spacecraft. *Nature* 362, 428-430 (1993).
- Grün, E. et al. Constraints from Galileo observations on the origin of jovian dust streams. *Nature* 381, 395-398 (1996).
- Graps, A. L. et al. Io as a source of the jovian dust streams. *Nature* 405, 48-50 (2000).
- Horányi, M. Dust stream from Jupiter and Saturn. *Phys. Plasmas* 7, 3847-3850 (2000)
- Horányi, M., Morfill, G. & Grün, E. The dusty ballerina skirt of Jupiter. *J. Geophys. Res.* 98, 21245-21251 (1993)
- Chow, V., Mendis, D. & Rosenberg, M. Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas. *J. Geophys. Res.* B98, 19065-19076 (1993)
- Horányi, M., Morfill, G. & Grün, E. Mechanism for the acceleration and ejection of dust grains from Jupiter's magnetosphere. *Nature* 363, 144-146 (1993)
- Grün, E. et al. Dust streams from comet Shoemaker-Levy 9? *Geophys. Res. Lett.* 21. 1035-1038 (1994)
- Auer, S. et al. The charge and velocity detector of the cosmic dust analyzer on Cassini. *Planetary and Space Science.* (2002)
- Wolfgang, B. & Rudolf, A. T. BASIC SPACE PLASMA PHYSICS. Imperial College Press. 1-26, 181-183, 206-208