「2015年度最優秀発表賞受賞論文」 微惑星形成理論の観測的検証に向けて

田崎 亮¹, 田中 秀和², 奥住 聡³, 片岡 章雅⁴, 野村英子³

2016年4月2日受領,査読を経て2017年3月6日受理.

(**要旨**) 惑星形成過程の第一歩である微惑星形成は,これまでに数々の問題点が指摘されてきた.ところが, 近年,極端に密度の低いダストの凝集体(アグリゲイト)を考慮することで,様々な問題が回避され,微惑星 が形成可能であるということが理論的に明らかになってきた.しかし,低密度アグリゲイトの存在は観測的 にはよくわかっておらず,未だ理論モデルの観測的検証には至っていない.本稿では,低密度アグリゲイト による光散乱特性について解説し,そこから期待される低密度アグリゲイトが存在する原始惑星系円盤の観 測的性質について議論する.

1. 導入

惑星系は、原始星の周囲に形成される原始惑星系円 盤と呼ばれる天体において形成されると考えられてい る.原始惑星系円盤は、水素やヘリウムを主成分とす るガスとダスト微粒子^{*1}から構成されている.また、 ダストの半径は初期にサブミクロンないし、ミクロン サイズ程度であると考えられている.こうしたダスト が星の周囲を公転しながら互いに衝突・合体すること でアグリゲイトを形成し、次第にその大きさを増加さ せていく、アグリゲイトは初期に分子間力等の力によ って構造を形成しているが、合体成長が進み、質量が 十分大きくなると自身の重力によって構造を形成でき るようになる.このような自己重力によって構造を形 成できるようになった天体を微惑星と呼び、その大き さはおおよそ数kmから数100 km程度であると考え られている.

惑星形成過程の第一歩は原始惑星系円盤においてダ ストから微惑星を形成することである.しかし、微惑

- 東北大学
 東京工業大学
- 4. 国立天文台
- rtazaki@astr.tohoku.ac.jp

星形成過程にはこれまでに様々な問題点が指摘されて きた、例えば、その一つにダストの中心星落下問題が ある[1]. 円盤中のダストは中心星周りをケプラー回 転している.一方で、円盤ガスは中心星からの重力、 遠心力の他にガス圧勾配力も含めた力の釣り合いによ って回転角速度が決まるため、一般にケプラー角速度 とは異なる回転角速度を持つ. 円盤ガスは中心星近傍 が最も高圧であり、中心星から離れるにつれて圧力が 下がると考えられ、この時、ガス円盤の回転角速度は ケプラー角速度より小さくなる. 従って、円盤ガス中 を運動するダストは進行方向とは逆向きにガス抵抗力 を感じ、角運動量を失う、その結果、ダストは中心星 に向かって落下していくのである. ダストが中心星に 向かって落下していくタイムスケールは、ダストが合 体成長によって微惑星を形成するよりも早く、微惑星 が形成できないという問題である。他にも、微惑星形 成過程には、ダストの衝突破壊問題やダストの跳ね返 りの問題といった問題も指摘されてきた(詳しくは過 去の遊星人記事[2]を参照).

ところが近年,極めて低い内部密度を持ったアグリ ゲイトの存在が、上述した問題を克服する鍵になって いるということが理論的に明らかになってきた.まず、

^{1.} 京都大学/東京工業大学/東北大学大学院理学研究科天文学教

室

本稿では以下、ダストと呼ぶ、また、特にダスト同士の凝集 体のことを強調する場合にはアグリゲイトと呼ぶことにする。

衝突合体によって形成されたアグリゲイトの内部密度 が衝突数値シミュレーションを用いて調べられてきた [2.3]. そして、これらの衝突シミュレーションをもと に. 原始惑星系円盤におけるアグリゲイトの内部密度 進化を考慮した合体成長計算を行った結果、ダストの 中心星落下問題が回避可能であることが明らかになっ たのである(詳しくは過去の遊星人記事[1]を参照). ダスト成長の初期段階において、合体・成長を繰り返 したアグリゲイトは、次第に低密度化していく、やが てcmやm程度の大きさまで成長したアグリゲイトの 平均内部密度は10⁻⁴g cm⁻³程度と極めて低密度な状 態となる、その後、これらの低密度なアグリゲイトは、 合体成長を続けながら、円盤ガスの動圧による圧縮や、 自己重力による圧縮を経験し、最終的にkm程度のサ イズで内部密度が0.1g cm⁻³程度の微惑星が形成され るのである[4]. このような微惑星形成過程は、ダス ト同士の付着力の強い氷アグリゲイトに対して有効で あると考えられるため、氷微惑星の起源を説明する理 論モデルの一つとして考えられている。なお、近年で は、シリケイト・ダストの付着力の再評価[5]や、ナ ノサイズ程度のモノマーから構成されるアグリゲイト [6]を考慮することで、シリケイト・ダストにおいて も同様のメカニズムによって微惑星形成が可能である ことが指摘されている.

こうして理論的に、低密度アグリゲイトを経由する 直接合体成長による微惑星形成というシナリオが構築 されてきた.一方で、円盤内における低密度アグリゲ イトの形成は、アグリゲイトの構造強度(モノマー半 径や組成に依存)や衝突の相対速度(円盤乱流強度など に依存)といったいくつかの不定性の大きなパラメー タに依存し、現実の円盤においてアグリゲイトが低密 度に成長できるかどうかは、必ずしも自明ではない. 従って、現実の原始惑星系円盤において、このような 低密度アグリゲイトが本当に存在しているのかを検証 する必要がある、この理論モデルの最も直接的な検証 は、原始惑星系円盤を観測し、低密度アグリゲイトの 存在を直接「見る」ことであろう. では. 低密度アグ リゲイトからなる円盤は、一体どのような観測的性質 を示すのだろうか?この問いを明らかにするために、 筆者らは低密度アグリゲイトを経由する微惑星形成理 論の観測的検証に向けた理論研究に取り組んでいる. 特に、低密度アグリゲイトの光散乱・吸収の特性(光 学特性)を明らかにし、その上で原始惑星系円盤の輻 射輸送計算を実行することで、観測予測を行ってきた. 本稿では、低密度アグリゲイトの光学特性について筆 者の論文[7]に基づいて解説し、そこから期待される

2章では、原始惑星系円盤の観測的な性質について 纏めるとともに、どのような観測から低密度アグリゲ イトの存在を見ることができるのか?という我々の狙 いについて紹介する.3章では、実際に低密度アグリ ゲイトの散乱特性についての我々の解析的な定式化を 紹介し、光散乱過程の物理的な理解について解説する. 4章で、光散乱の素過程から示唆される原始惑星系円 盤の観測的性質について述べる.5章では、内容のま とめと今後の展望について議論する.

原始惑星系円盤の観測的性質について議論する.

2. 原始惑星系円盤中のダスト観測

この章では、原始惑星系円盤中に存在するダストが どのように観測されるのか、という点に関して定性的 な議論を行う.2.1節では、円盤の基本的な観測的性 質についてまとめる.2.2節では、アグリゲイトが円 盤のどの領域に存在し、そして、どのような観測によ って検証可能かを議論する.

2.1 円盤の観測的性質

原始惑星系円盤は、可視光から電波といった幅広い 波長域において観測されてきた.図1に、各観測波長 ごとに観測可能な原始惑星系円盤の領域を模式的に示 した. 可視光/近赤外線といった波長域での円盤の観 測的性質は、すばる望遠鏡や、Gemini、VLTなどの 地上の大型望遠鏡や、HST などの宇宙望遠鏡等によ って詳細に調べられてきた.これらの波長では、円盤 は光学的に厚くなるため円盤の表層領域を観測してい ると考えられている.特に、これらの波長の撮像観測 においては、円盤外縁部(数AUから数百AU)のダス トによる散乱光を観測していると考えられている. 可 視光/近赤外線の波長では、円盤に比べ中心星が非常 に明るい. そのため、コロナグラフを用いて中心星を 隠す等といった観測手法が欠かせない、とりわけ、近 年では、偏光強度を観測量とすることで、円盤のより 内側領域の撮像観測が可能となってきている[8]. 偏 光観測を行うことで、明るく無偏光な中心星由来の光



図1:原始惑星系円盤中のダストの観測の模式図.原始惑星系円盤は可視光線から赤外線で光学的に厚く、それらの波長では円盤表層領域が観測できる.円盤は電波域で光学的に薄いと考えられ、それらの波長では赤道面にいるダストを観測することができる.

を効率的に落とすことができ、散乱によって偏光した 円盤由来の光を選択的に観測することができるのであ る.今後,この波長域での円盤観測は、最新の補償光 学装置を搭載したVLT/SPHERE,Gemini/GPI,そ してSubaru/SCExAO,などによって益々の進展が見 込まれる.より波長の長い電波域(サブミリ・ミリ波 域)においては、多くの原始惑星系円盤は光学的に薄 いと考えられている.従って、これら波長帯では、赤 道面に存在する低温のダストからの熱放射を観測する ことができる.近年では、ALMA望遠鏡によって、 円盤の赤道面のダストの高解像観測が精力的に行われ ている[9].

2.2 円盤内のダストの運動

様々な電磁波の波長に応じて円盤の観測可能な領域 が異なることを紹介したが、領域の違いは、どのよう なダストの違いを見ることに対応するのだろうか.原 始惑星系円盤中のダストの運動は、基本的には、中心 星からの重力と円盤ガスから受ける抵抗力によって決 まっている.ガス抵抗はダストの断面積に比例した力 であるため^{*2}、単位質量辺りのガス抵抗力は、内部密 度が一様な球体ダストを仮定すると、サイズに反比例 する.従って、より大きな半径を持ったダストほどガ ス抵抗の影響を受けにくく、中心星重力によって円盤 赤道面へと沈殿する傾向がある.次に、微惑星形成の 理論モデルにおいて示唆されている低密度アグリゲイ トの運動について考えてみる.まず、アグリゲイトの 大きさを R_g^{s3} , アグリゲイトを構成する単位粒子(モ ノマー)の半径を R_0 , モノマー数をNとすると, これ らの関係は

$$N \propto \left(\frac{R_g}{R_0}\right)^{d_f} \tag{1}$$

と書ける.ここで、 d_f をフラクタル次元と定義する. 原始惑星系円盤におけるアグリゲイトは、式(1)に従うようなフラクタル構造を仮定することが多い.そこで、本研究においても、以下では、アグリゲイトはフラクタル構造を持っていると仮定する.ダスト成長の初期段階におけるアグリゲイトは、 $d_f \approx 2.00$ フラクタル次元を持つと考えられている.アグリゲイトの平均密度は $R_s^{d_f-3}$ に比例する.従って、アグリゲイトが、 $d_f \approx 2.00$ フラクタル次元を持つ時、アグリゲイトは、サイズの増加に伴い、低密度化していく.そこで以下では、 $d_f \approx 2.00$ アグリゲイトを低密度アグリゲイトと呼ぶことにする.低密度アグリゲイトは、質量がアグリゲイトサイズの2乗に比例する.従って、低密度アグリゲイトの場合、単位質量辺りのガス抵抗力はア

$$R_{g} = \left[\frac{1}{2N^{2}}\sum_{i}\sum_{j}(\vec{r}_{i} - \vec{r}_{j})^{2}\right]^{1/2}$$

ここで デはモノマー i の位置ベクトルである.

^{2.} これはダストの大きさがガス粒子の平均自由行程よりも小さい場合の抵抗則(Epstein則)で正しい.ダストの大きさがガス粒子の平均自由行程よりも大きくなると、抵抗則は粘性流体の性質によって決まり(Stokes則),ダストの断面積ではなく、大きさに比例した力となる.

^{3.} アグリゲイトの大きさの定義には複数の流儀が存在するが、 ここでは旋回半径を用いる:



図2:有効媒質近似の概念図.アグリゲイトの実効的な大きさを定義し、その大きさを持つ一様球に置き換える. その際に、モノマーの屈折率と真空の屈折率を平均化することで、モノマーの屈折率を"薄める"のである.

グリゲイトのサイズによらなくなり、抵抗則はモノマ ーの性質によって特徴づけられる. モノマーはサブミ クロンないしミクロンサイズの小さなダストであると 考えられるため、低密度アグリゲイトは円盤上層まで 巻き上がっていることが期待される。すなわち、円盤 表層まで巻き上がった低密度アグリゲイトは、それ自 身がmmサイズといった大きな半径を持っていたとし ても、中心星からの光の散乱に寄与している可能性が ある.一方で,圧縮された高密度アグリゲイト(フラ クタル次元2 $\leq d_f \leq 3$)は、ガスの運動と比較的分離 しており、中心星の重力によって赤道面へ沈殿してい ることが予想される。微惑星形成における諸々の問題 を回避するためには、アグリゲイトが低密度な構造を 持っていることが本質的に重要である. そこで、我々 は円盤表層に存在すると考えられる低密度アグリゲイ トに着目し、可視光/近赤外線における円盤散乱光の 観測によって、その存在を検証できるのではないかと 考えた.

3. 低密度アグリゲイトによる光散乱

低密度アグリゲイトが存在する円盤の可視光/近赤 外線における観測的性質を探るため、筆者はまず、低 密度アグリゲイトの光散乱特性について調べた.本章 では、筆者の論文[7]に基づき、アグリゲイトの光散 乱特性と、その直感的理解についてまとめる.3.1節 では、アグリゲイトの散乱特性を厳密な数値解法と、 従来よく用いられてきた近似的解法のそれぞれで計算 した結果について報告する. 3.2節では、我々の散乱 に関する解析的な定式化について紹介し、厳密な数値 計算結果との比較を行う. 3.3節では、観測的に低密 度アグリゲイトの存在を検証する上で重要になると考 えられる偏光度について議論する.

3.1 アグリゲイトによる光散乱計算と問題点

アグリゲイトの光学特性は、一般に数値的に計算さ れる. 中でも, モノマーが球体の場合, T-Matrix法 と呼ばれる手法によって、アグリゲイトの光学特性を 厳密に計算することができる[10]. T-Matrix法は、ア グリゲイトを構成する各モノマーの光学特性を Mie 理 論の厳密解によって与え、すべてのモノマーからの散 乱場を多重散乱を考慮して重ね合わせることで、アグ リゲイトの光学特性を決定する手法である。このT-Matrix法はアグリゲイトからの散乱を厳密に計算で きるというメリットがある一方で、計算コストが非常 に大きいというデメリットも存在する. そのため, 例 えば、0.1 µmの半径を持つモノマーがmmサイズの低 密度アグリゲイトを形成している場合、モノマー数は 約1億個程度となり、T-Matrix法による計算は現実的 には困難である. T-Matrix法のような厳密だが計算 コストの高い手法の代わりに、計算コストの低い近似 的解法が用いられることも多い. その代表的な手法が



図3: (左図) 低密度アグリゲイトによる散乱の角度依存性を示す.実線,破線,点線は,それぞれT-Matrix法,有効媒質理論, RGD理論(我々の理論モデル)によって計算されたものである.またアグリゲイトのパラメータはR_g/R₀=37.3, N=1024, R₀=0.1μm,λ=1.0μmである.図は文献[7]を改変.(右図)有効媒質理論を用いた場合の散乱の概念図.サイズパラメータ が1を超えるようなアグリゲイトに対して有効媒質理論を適用した場合,一様球内において散乱された光が,球の別の場所で 散乱された光と効率的に打ち消し合ってしまう.そのため,有効媒質理論を用いると,大角度散乱の散乱強度を過小評価して しまうのである.

有効媒質理論である. 有効媒質理論は, 図2に示した ように, アグリゲイトの特徴的な半径を定義し, アグ リゲイトを特徴的半径を持つ一様球で近似する手法で ある. この際, モノマーと真空の複素屈折率を平均化 し, 実効的な複素屈折率を定義することから, この手 法は有効媒質理論と呼ばれている.

計算結果の紹介に入る前に、計算の仮定について何 点か纏めておく、アグリゲイトは、同じモノマー数、 同じフラクタル次元を持っていたとしても、その形状 や大きさには、ばらつきがある、特に、低密度アグリ ゲイトの場合、それが顕著に現れる、そして、そのア グリゲイトの形状や、大きさの違いは、光学特性にも 影響を及ぼす.一方で,実際の原始惑星系円盤の観測 を念頭に置くと、個々のアグリゲイトの光学特性より も、アグリゲイトの集団からの散乱が重要になると考 えられる、このような理由から、我々はアグリゲイト の光学特性の統計的性質を扱うことにする.具体的に は、個々のアグリゲイトに対して、30方向の異なる 角度から平面波を入射させ、得られた光学特性を平均 する(方向平均). さらに、同様の計算を10個の独立 に生成されたアグリゲイトに対して行い、そのアンサ ンブル平均を取る.こうすることで、個々のアグリゲ イトが持つ形状や大きさのばらつきが光学特性に与え

る効果を取り除き,モノマー半径,アグリゲイト半径, フラクタル次元の3つのパラメータで特徴付けられる 平均的なアグリゲイトを扱うことができる^{*4}.

ここでは、アグリゲイトからの散乱を厳密に計算す るために、T-Matrix法でも計算可能なアグリゲイト 半径において計算を行う.アグリゲイトのパラメータ は、モノマーサイズが $R_0 = 0.1 \mu m$ 、モノマー数がN= 1024、フラクタル次元が $d_f = 1.9$ の低密度アグリゲ イトであり、入射波長は $\lambda = 1.0 \mu m$ を仮定した.また、 モノマーの複素屈折率として、astronomical silicate [12, 13]を採用した.

図3にアグリゲイトからの光散乱をT-Matrix法と 有効媒質理論のそれぞれで計算した場合の結果を示し た. 散乱の角度依存性を理解する上で重要なパラメー タがサイズパラメータと呼ばれるパラメータであり, $x = 2\pi R_g/\lambda$ で定義される. もし, 波長がアグリゲイ トのサイズに比べて十分長い場合($x \ll 1$), アグリゲ イト内の各点において散乱された光は, どの方向にも

^{4.} ここでは、個々のアグリゲイトは円盤内においてランダムな 向きを持っていることを仮定している.しかし、原始惑星系 円盤の表層においては、輻射トルクの影響によってダストが 磁場、もしくは、輻射フラックスの向きに整列している可能 性がある[11].一方で、円盤中のアグリゲイトに対する輻射ト ルクの性質は未だよくわかっておらず、アグリゲイトの整列 可能性の詳細な検討は今後の課題である.

ほぼ同位相で散乱される.従って、干渉特有の角度依 存性は現れず、モノマー単体が示すRayleigh散乱の 角度依存性がアグリゲイト全体の散乱の角度依存性を 決定することになる.波長がアグリゲイトの大きさよ りも短い場合($x \gg 1$)、アグリゲイトは強い前方散乱 を示すことがわかる(図3).これはRayleigh散乱をす るモノマー系からの干渉によって説明される.前方に 散乱される光は、同位相で散乱されるため(コヒーレ ントな散乱)、散乱光の振幅はモノマー数Nに比例す る.従って、散乱の強度は、振幅の二乗に比例するた め、 N^2 に比例して決まる.一方で、後方散乱は、必 ずしも同位相にならない(インコヒーレントな散乱). この場合、後方散乱の振幅は、 \sqrt{N} に比例する^{*6}.従 って、散乱強度はNに比例することになる.その結果、 前方散乱は後方散乱に比べてより卓越するのである.

次に、有効媒質理論を用いて散乱を計算した結果に 着目すると、有効媒質理論は、T-Matrix法で得られ た結果と比べ、後方散乱の散乱強度を桁で過小評価し てしまっていることがわかる.この理由は図3に示し た概念図で理解することができる。有効媒質理論では、 アグリゲイトを均質な球体であると見なしているため、 無限に小さなモノマーが球内に均質に分布している状 況に他ならない、従って、サイズパラメータが1より 大きくなると、有限角度方向への散乱は干渉によって 効率よく打ち消される.しかし,低密度アグリゲイト の場合、散乱体となるモノマーの密度分布は一様では ない. その結果, 干渉によって打ち消されなかった散 乱光が漏れ出すのである.こうして、厳密に計算され たアグリゲイトによる大角度散乱の散乱強度は、有効 媒質理論の値よりも大きくなっていると理解すること ができる.

このように、従来よく使用されてきた有効媒質理論 は、低密度アグリゲイトの散乱計算に使用することが できないということが明らかとなった. 先述したよう にT-Matrix法は計算コストが高いため、利便性は高 くない. そこで、アグリゲイトによる光散乱を、計算 コストを抑え、かつ、精度良く計算可能な新たな手法 の構築が必要なのである.



図4:低密度アグリゲイトの二点相関関数を示した.黒点はアグ リゲイトの2点相関関数の数値解である.ここで,低密度 アグリゲイトは、R_g/R₀=114, d_r=1.9, N=8192という値 を持っており、さらに、100個のアグリゲイトのアンサン ブル平均を行った結果が示されている.実線で示されてい るものが、我々の相関関数のモデル(式(2))である.我々 の相関関数のモデルは、低密度アグリゲイトの相関関数を よく再現できていることがわかる.

3.2 解析的な計算手法の構築

3.1節では、アグリゲイトによる光散乱強度を理解 する上で、モノマー系からの散乱光の干渉が重要な役 割を果たしていることを述べた.そこで、我々は、ア グリゲイトを構成するモノマー系からの干渉を再現す るという観点に立って、アグリゲイトの散乱強度に対 する解析的なモデルを構築した.

まず,本研究においては以下の仮定を導入する:(a) アグリゲイト内での多重散乱を無視する.(b)モノマ -(もしくはアグリゲイト)による入射場の位相の遅れ の効果は無視する.(c)すべてのモノマーは同一である. (a)の仮定,すなわち,アグリゲイト内での1回散乱 を仮定することで,散乱光の位相差はすべてのモノマ ーペアの相対的な位置関係で決定できることになる. (b)の仮定は,入射場がアグリゲイトの各点において 一様であることを保証している(モノマー及びアグリ ゲイトは透明であると言い換えることもできる).さ らに,(c)の仮定を置くことで,各モノマー単体によ

^{5.} これはすべてのモノマーからの散乱光がインコヒーレントに なる極限で正しく、 $\lambda \leq 2\pi R_0$ の場合にそれが成り立つ. 波長 が $R_0 \leq \lambda / 2\pi \leq R_s$ の場合,近傍のモノマー同士はコヒーレン トに散乱するが、遠方のモノマー同士はインコヒーレントな 散乱になる.

る散乱の計算を独立に扱うことができる. なお, フラ クタル次元が2以下の場合, 多重散乱の効果は無視で きるということが文献[14, 15]によって示されている.

このような仮定のもとで、モノマー系からの散乱光 の位相差を特徴付けるのはモノマー間距離と散乱角と なる.従って、モノマーの統計的配置を正しく扱うこ とができれば、干渉も正しく扱え、その結果、散乱強 度が計算できると考えられる.そこで、低密度アグリ ゲイトを構成するモノマー間の距離を二点相関関数に よってモデル化することを考える.二点相関関数(u) はあるモノマーから、距離u離れた場所に別のモノマ ーを見出す確率、として定義される.低密度アグリゲ イトの二点相関関数の例を図4に示した.ここから、 モノマーの分布は決して、一様にはなっていないこと がわかる.

さて,低密度アグリゲイトの相関関数はどのような 関数によって再現できるだろうか.我々は,以下のよ うな関数型が実際のアグリゲイトの相関関数をよく再 現できることを示した.

$$g(\vec{u}) = Au^{d_f - 3} \exp[-(u/\xi)^2] + \frac{1}{N}\delta(\vec{u})$$
(2)

この関数をプロットしたものが,図4の実線である. ここから,アグリゲイトの相関関数をよく再現できて いることがわかる^{*6}.式(2)の意味は以下のように考 えることができる.まず冪関数の部分は,アグリゲイ トがフラクタル構造を持っていることを示している. フラクタルとは特徴的なスケールを持たない構造であ るため,関数型もまた特徴的なスケールを持たない冪 関数となるべきである.指数関数の2乗によって表さ れている項はアグリゲイトの端の効果を表している. ここで,ζは相関長であり,アグリゲイトの旋回半 径の約√2倍になる.また,第2項のDiracのデルタ関

数はモノマー自分自身との相関を表している. こうした2点相関関数のモデルを基にした我々のア グリゲイトによる光散乱モデルは、以下のように表現 することができる.モノマーによる散乱を Mie 理論か

ら計算し、その散乱光を位相差を考慮して足し合わせ

る. 位相差は、すべてのモノマー間の相対的な位置関 係(二点相関関数)によって定められ、それは式(2)に よって特徴づけられるのである。実際には、二点相関 関数をFourier変換したものが散乱の角度分布や波長 依存性を決める(これは1回散乱の性質である). 二点 相関関数のFourier変換は、パワースペクトルに他な らない(Wiener-Khinchinの定理). このパワースペク トルのことを構造因子(Structure factor)と呼ぶ^{*7}.こ のようにモノマー単体の散乱の計算と構造因子を組み 合わせて、モノマー系による散乱を記述する理論を Ravleigh-Gans-Debye (RGD) 理論と呼ぶ. つまり、我々 はRGD 理論の枠組みで、低密度アグリゲイトに対す る適切な構造因子を用いることで、アグリゲイトから の散乱の解析的モデルを構築したのである。この解析 的モデルによって計算されたアグリゲイトの散乱強度 を図3の青の点線で示した。我々の解析的な手法は、 従来の近似的計算手法に比べて、非常によく厳密な計 算を再現していることがわかる.また.我々の定式化 は解析的であるため、数値計算には1秒とかからず、 さらにmmサイズといった巨大なアグリゲイトに対し ても容易に計算が可能である.こうして、より正確で、 かつ、より簡単に巨大な低密度アグリゲイトによる光 散乱の計算が可能となったのである.

3.3 アグリゲイトによる偏光

一般に、電磁波は、進行方向に垂直な面内で、2つ の独立な振動モードを持っている.2つのうちのどち らかの振動モードがない場合、電磁波は直線偏光とな る.また、2つの独立な振動モード間の相対的な位相 差に応じて、斜め偏光や、楕円偏光、円偏光といった 偏光を示す.無偏光の光が粒子によって散乱される場 合、散乱光は、多くの場合、偏光している.その代表 例がRayleigh散乱である.Rayleigh散乱は本質的に は双極子放射である.電磁気学が教えるところによれ ば、加速度運動する荷電粒子からの放射は、電荷の加 速度と平行な向きには出ない.従って、Rayleigh散乱 は、散乱角90度において常に偏光度100%の直線偏

^{6.} この表式は小スケール(4倍のモノマー半径以下)における相関 を再現できていない、4倍のモノマー半径の位置に現れる不連 続等の相関関数の性質については文献[16]によって調べられて いる.一言で言えば、式(2)は連続的な関数によって相関を記 述しているため、離散的な構造が支配的となる小スケールの 相関を再現することができないのである。

^{7.} 結果として、構造因子は合流型超幾何関数という特殊関数に よって表現されるが、この特殊関数はアグリゲイトの端を再 現するために必要であり、すなわち、小角度散乱においての み重要である。その他の大角度散乱の領域は、極めてシンプ ルな冪関数的な振る舞いとなる。そして、この冪指数はフラ クタル次元によって決まるのである。



図5: (左図) *R_g*=3.7 μmのフラクタルアグリゲイトによる偏光度と、*R_{max}*=3.7 μmのコンパクトダストによる偏光度を、実線 と破線でそれぞれ示した.実線と点線は、それぞれ低密度アグリゲイトをT-Matrix法とRGD理論を用いて計算したもの である.入射波長は1.0 μmである.文献[7]を改変.(右図) T-Matrix法によって得られたアグリゲイトの偏光度の角度依 存性を示した.また、赤線、緑線、青線はそれぞれ波長λ=2.6,1.6,1.0 μmに対応している.文献[7]を改変.

光が実現される. 図5(左)にアグリゲイトからの偏光 度を示した. RGD理論においては1回散乱を仮定して いるため,アグリゲイトからの偏光度はモノマー単体 の偏光度と等しくなる.すなわち,構造因子に依らな いのである.ここで,入射波長は1.0 μmであり,モ ノマーサイズは0.1 μmを仮定しているため,モノマ ー単体としてはRayleigh散乱が起こっており,アグ リゲイト全体の偏光度もまた,Ralyiegh散乱と同様の 偏光度を示すのである.

一方で、図5(左)に、モノマーと同じ組成(astronomical silicate),かつ、アグリゲイトと同じ半径を 最大半径とするコンパクト(内部密度が一様)な球に対 する偏光度も示した.ここでは、コンパクトダストの 最小半径を0.025 µm、冪指数を-3.5と仮定し、サイ ズ分布で平均を取った結果を示している.ここから、 コンパクトで粒径の大きなダストは偏光度がRayleigh 散乱に比べて下がることがわかる.コンパクトな粒子 のフラクタル次元は3であり、一般に波長に比べて粒 径が大きい場合には、多重散乱が起こり、偏光度は Rayleigh 散乱による偏光度より小さくなる傾向があ る^{*8}.

図5(左)に示されているように、低密度アグリゲイトの偏光度は概ね1回散乱で記述でき、そして、その 値はコンパクト球の値と比べ、十分大きな値を持つの である.一方で,RGD 理論は,概ねアグリゲイトからの偏光度を再現できているが,散乱角が90度での値を過大評価している.なお,この差は,近年の近赤外線観測で得られる偏光度の誤差に比べて小さく(e.g.,文献[17]),円盤観測モデリングの不定性の範囲内であると考えられる.

次に、散乱角90度において、なぜアグリゲイトの 偏光度が100%以下になっているのか議論する.図5 (右)にアグリゲイトからの偏光度が波長によってどの ように変化するかを示した.波長が短くなるにつれ、 散乱角90度における偏光度が下がっていることがわ かる.これはRGD理論の仮定であるモノマー単体に よる電磁波の位相ずれが小さいという仮定を十分に満 足できなくなっていることに起因する.この仮定は、 モノマーに対する位相ずれのパラメータ $\rho = 2kR_0$ (n-1)が1に比べて小さいことを要求する(ここでk $は波数, <math>R_0$ はモノマー半径, nは複素屈折率の実部で ある).モノマーサイズが0.1 μ m,波長 λ =1.0 μ mの時, 位相のずれは $\rho \approx 0.8$ 程度となり、1に近い値となっ

^{8.} 偏光度は、粒径が波長に比べて大きいからといって常に下が るわけではないという点を補足しておく. 偏光度は、粒子の サイズや形状だけでなく、粒子の屈折率といった物性値にも 依存する. 基本的な傾向としては、透明な球体ほど(屈折率が 真空の屈折率に近いほど), 偏光度が高くなる傾向がある. こ れは、粒子内部における多重散乱が重要ではなくなるためで ある.

ていることがわかる. 波長が $\lambda = 2.6 \mu m$ の時は, $p \approx 0.3 程度となり, 散乱角が90度での偏光度が100$ $%に近い値となっている. つまり, <math>p \leq 1$ の範囲であ れば, RGD理論はアグリゲイトからの偏光度を概ね 正しく計算することができると考えられる.

RGD 理論の適用範囲は、仮定する物質の誘電率に 依存する.astronomical silicate を仮定した場合、モ ノマー半径0.1 μ mに対して RGD 理論が適用可能な波 長域は $\lambda \ge 0.85 \mu$ mとなる.一方で、彗星塵の観測 から、アグリゲイトは氷やシリケイトだけでなく、有 機物も含んでいることが期待される[18,19].そこで、 モノマーが体積充填率でシリケイト8%、有機物26%、 氷66%の混合物であるとして^{*9}、RGD 理論が適用可 能な波長域を見積もってみる.モノマー半径として 0.1 μ mを仮定すると、 $p \le 1$ となる波長域(RGD 理論 が適用可能)は $\lambda \ge 0.53 \mu$ mとなる.従って、このよ うな組成、モノマー半径の場合、近赤外線波長の円盤 観測に対して、RGD 理論は適用可能であると考えら れる.

4. 円盤観測への示唆

本章では、低密度アグリゲイトの存在が、どのよう に円盤の輻射輸送に、そして観測的性質に影響するの か、という点について議論する.

前章での議論をまとめると、低密度アグリゲイトの 散乱を理解する上で重要な点は、干渉と多重散乱であ った. 波長に比べ半径の大きな低密度アグリゲイトは 干渉の効果によって、強い前方散乱を作り出す.一方 で、低密度アグリゲイトは多重散乱が抑制されるため、 偏光度は概ねRayleigh散乱と同程度の高い偏光度を 示す.もし、円盤が観測者に対して傾いていた場合、 我々は卓越した前方散乱の成分を、非軸対称な表面輝 度プロファイルとして観測する.つまり、円盤の観測 者に対して手前側の成分がより明るく、後方側の成分 がより暗くなるのである.このように円盤の散乱光が 非軸対称な分布を持つことは、これまでにもいくつか の天体で観測され、また、それはダストが波長に比べ 大きな半径に成長していると解釈できる.低密度アグ リゲイトが存在している円盤の特徴的な点は、表面輝 度の前後非対称性を示しつつ、散乱光が高い偏光度を 有している点にある.従って、もしこのような天体に おいて低密度アグリゲイトが存在すれば、散乱光の偏 光度はRayleigh散乱に近い偏光度になっているはず である.

3.1節で示したように、有効媒質理論を用いると、 散乱光の殆どは前方散乱に集中してしまう.前方散乱 は、結果として光線の進行方向を変えないため、正味 の散乱にはならない.従って、従来の有効媒質理論を 用いた観測モデリングは、円盤散乱光の強度を過小評 価するようなモデルになっている可能性がある.我々 はRGD理論を用いることで、円盤の散乱光度からも、 アグリゲイトの情報を取り出すことができると考えて いる.なお、散乱光の絶対値は円盤の幾何学的構造に よっても変化するため、天体ごとに詳細なモデリング を行う必要がある.

以上より,散乱強度と偏光強度の観測を行い,偏光 度を測定し,円盤の表面輝度の非対称性,および,偏 光度から円盤表層のダストが低密度アグリゲイトか, コンパクトダストかについて制約を与えられると考え られる.

5. まとめと今後の展望

今回我々は、低密度アグリゲイトからの光散乱の素 過程を詳細に調べ、それを元に、原始惑星系円盤の観 測への示唆を与えた.我々はまず、低密度アグリゲイ トからの散乱を厳密な手法であるT-Matrix法により 計算し、有効媒質理論は散乱の角度依存性を数桁のオ ーダーで間違え得ることを指摘した.次に、我々は、 各モノマーからの散乱を位相差を考慮して足し合わせ ることで、低密度アグリゲイトの散乱を表現する解析 的なモデルを構築した.その結果、我々のモデル(RGD 理論)は極めてよく厳密な数値計算結果を再現できる ことを示した.これにより、T-Matrix法などの厳密 な数値解法が計算困難となる巨大なダストアグリゲイ トに関しても、光散乱を容易に計算できる.それらの 結果を考慮すると、低密度アグリゲイトからなる円盤 は、表面輝度に非対称を生み出し、同時に、高い偏光

^{9.} ここで、シリケイト、有機物、H₂O氷の質量存在比として ζ olivine=2.64×10⁻³、 ζ organics=3.53×10⁻³、 ζ ice=5.55 × 10⁻³を仮定し[20]、また、それぞれの物質密度は ρ olivine=3.5 g cm⁻³、 ρ organics = 1.5 g cm⁻³、 ρ ice = 0.92 g cm⁻³であるとした、また各混合物質の屈折率として文献[20] の値を採用し、その平均的な屈折率を Bruggeman の混合則を 用いて求めた。

度を実現すると考えられる.4章で述べた性質に関し ては、実際に円盤の輻射輸送計算を行い、確認する必 要がある.筆者らは、3次元の円盤の輻射輸送計算を 行い、4章の内容について、定量的に調べた論文を投 稿準備中である.

最後に、本研究の、特に重要と考えられる、2つの 展望について述べる、1つめは、本研究によって明ら かになった低密度アグリゲイトからなる円盤の観測予 測を実際の観測と比較することである。筆者は、本稿 で解説した点以外においても、低密度アグリゲイトを 観測的に判別する手法について検討している(例えば、 散乱光の色など). 2つめは、圧縮されたアグリゲイ トの光学特性を明らかにすることである.現在, ALMA 等の活躍によって、電波域における円盤の観 測が劇的に進展している. 電波域においてアグリゲイ トの議論をするためには、低密度アグリゲイトだけで なく、 高密度アグリゲイトの光学特性も明らかにしな ければならない. アグリゲイトが光学的に薄いという 仮定のもとに成り立っている我々の手法は、そのよう な高密度アグリゲイトには適用困難である.現在, 我々はRGD理論に修正を施すことで、高密度アグリ ゲイトの散乱のモデル化に取り組んでいる. 今後は、 高密度アグリゲイトの光学特性モデルを装備すること で、近赤外線域だけでなく、電波域における観測的研 究へも視野を広げていきたいと考えている.

謝 辞

T-Matrix法の計算に関して、岡田靖彦氏から色々 とご助言頂きました.また、査読者には、本稿に対し て有益なコメントと適切な指導を頂きました.これら の方々に感謝いたします.本研究は日本学術振興会の 特別研究員奨励費(15J02840)の助成を受けておこない ました.

参考文献

- [1] 奥住聡, 2014, 遊星人 23, 371.
- [2] 和田浩二, 2009, 遊星人 18, 216.
- [3] 陶山徹ほか, 2008, 遊星人 17, 177.
- [4] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.
- [5] Kimura, H. et al., 2015, ApJ 812, 67.

- [6] Arakawa, S. and Nakamoto, T., 2016, ApJL 832, L19.
- [7] Tazaki, R. et al., 2016, ApJ 823, 70.
- [8] 橋本淳, 2015, 遊星人 24, 282.
- [9] 武藤恭之, 2016, 遊星人 25, 36.
- [10] Mishchenko, M. I. et al., 2000, Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements, and applications (Academic Press).
- [11] Tazaki, R. et al., 2017, ApJ 839, 56.
- [12] Draine, B. T. and Lee, H. M., 1984, ApJ 285, 89.
- [13] Laor, A. and Draine, B. T., 1993, ApJ 402, 441.
- [14] Berry, M. V. and Percival, I. C., 1986, OPT ACTA 33, 577.
- [15] Botet, R. et al., 1997, Appl. Opt. 36, 8791.
- [16] Hasmy, A. et al., 1993, Phys. Rev. B 48, 9345.
- [17] Itoh, Y. et al., 2014, RAA 14, 1438.
- [18] Keller, L. P. et al., 2000, JGR 105, 10397.
- [19] Flynn, G. J. et al., 2013, EPS 65, 1159.
- [20] Pollack, J. B. et al., 1994, ApJ 421, 615.