平成21年度最優秀発表賞受賞論文

コランダム成長異方性を用いた星周ダスト形成 条件の推定

瀧川 晶¹, 橘 省吾¹, 永原 裕子¹, 小澤 一仁¹, 宮田 隆志²

2010年4月7日受領, 2010年5月7日受理.

(要旨) コランダム(Al₂O₃)の凝縮は,高温ガスからの固体物質進化の第一段階である.コランダムの晶癖 (結晶方位に支配された結晶の外形)は形成条件を反映すると考えられ,それはまた,観測可能量である可能 性がある.本研究では、コランダムの成長異方性を求める実験,および,晶癖に依存したコランダム粒子の 赤外吸収スペクトル計算をおこない,凝縮実験から求めた成長異方性と過飽和比の関係と,計算から求めた 晶癖と赤外吸収スペクトルの関係を結びつけ,天体のスペクトルと比較することで,星周コランダム凝縮環 境を推定した.実験の結果,凝縮温度に関わらず,過飽和比<15で c 軸に潰れた板状・粒状コランダム粒子 が凝縮し,過飽和比>70 で c 軸に伸びた柱状・粒状コランダム粒子が凝縮した.赤外スペクトル計算では, 酸化的 AGB 星の赤外スペクトルに見られる 13 µm フィーチャーが, c 軸に扁平なコランダム粒子で再現 されることを示した.実験結果を用いると、このような形状のコランダムの凝縮に必要な冷却タイムスケー ルは、中心星近傍におけるAGB星質量放出風の冷却速度と同程度の 10³⁵年と見積もられる.

1. はじめに

地球型惑星の原料となるケイ素や鉄、マグネシウム、 アルミニウム、カルシウムなどの金属元素を含む鉱物 は、1300-1600 K といった高温で安定化するため、主 に晩期型星周の高温ガス中で凝縮し、固体微粒子(ダ スト)として太陽系の元となった分子雲に取り込まれ たと考えられる.従って、晩期型星における固体物質 形成の理解は、恒星内元素合成、質量放出、そして分 子雲から恒星・惑星系と繰り返す宇宙の物質循環を理 解することに繋がる.

晩期型星の中でも、漸近巨星分枝星(1-8太陽質量の 晩期型星. AGB 星ともよばれる)は、およそ一年で 10⁽⁴⁷⁾ Msunのガス(質量放出風、終端速度は5-30 km/ s)を放出する. この放出率は、現在の太陽の質量放出 率(~10⁻¹⁴Msun/年)より圧倒的に大きく、AGB星は 宇宙における主要な物質供給源の一つであるといえる.

takigawa@eps.s.u-tokyo.ac.jp

赤外線観測により、大気のC/O比が1より小さいM型 AGB星からは、10μm帯に非晶質珪酸塩や酸化物のフ ィーチャー [1,2,3]や、時には20-40μmに結晶質珪酸塩 のフィーチャー [4]が観測され、質量放出風中でダス トが形成していると考えられる。

質量放出風はダストの供給源となるが、ダスト形成 条件は放出風速度に依存する.その放出風速度を決め る加速メカニズム自体にもダスト形成が関わっている と考えられている.中心星の脈動により高密度になっ た放出ガスからダストが凝縮し、輻射圧を受け加速し たダストが、周囲のガスを摩擦により加速するとい う機構(pulsation-enhanced dust-driven wind)である (e.g., [5,6]).特に、近年では、1 µm程度の大きさのマ グネシウム珪酸塩粒子が質量放出風加速を担う可能性 が指摘されている[7].放出風におけるマグネシウム 珪酸塩形成のタイミングや形成される粒子のサイズは、 ガスの組成や圧力、冷却速度はもちろんのこと、凝縮 核となる粒子の有無にも影響される.

コランダム(Al₂O₃)は、太陽系元素存在度を持つガ スから最も高温で凝縮すると予想されるため、マグ

^{1.} 東京大学 大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻 2. 東京大学 大学院理学系研究科 天文教育研究センター

ネシウム珪酸塩の凝縮核になりうると考えられる [8]. アルミニウムは、ケイ素の約1/10の存在度であるため、 コランダムの存在量は小さい.しかし、コランダムの 数密度やサイズは、それを凝縮核に成長するマグネシ ウム珪酸塩の数密度やサイズを支配し、質量放出風の 冷却条件も変化させることになる.すなわち、コラン ダムダストの形成は、晩期型星周でのダスト進化に大 きな影響を与える.

実際の星周環境でのコランダムダストの形成条件を 明らかにするためには,観測可能な要素に着目する必 要がある.その一つとして,成長異方性が考えられる. 結晶のほとんどは異方的な構造をもち,成長速度や光 学的性質などに異方性を示す.実際,宇宙塵中にも, 特定の結晶軸にそって成長した結晶であるヒゲ状エン スタタイトもみつかっている[9].しかし,星周環境を 想定した条件における結晶成長異方性を実験的に調べ た研究が少ないため(e.g., [10-12]),これまでは観測さ れるダストの赤外スペクトルの解釈には球形や不規則 形状を仮定した研究が主流であった(e.g., [13]).この ような仮定は,幾何学的に平均的な形としては妥当で あるが,結晶方位に支配された結晶の外形である,晶 癖として妥当であるかは自明でない.

我々はこれまでにフォルステライト(Mg,SiO₄)に関 して、蒸発の異方性が晶癖変化をもたらすこと、また、 その晶癖変化がスペクトルから判別できることを明ら かにした [12]. すなわち、宇宙空間においても、結晶 の異方的性質(蒸発・凝縮)により特定の晶癖が形成さ れ、その晶癖が赤外スペクトルフィーチャーの違いと して観測される可能性があることを示した. 本研究では、同様の考えをコランダム凝縮に展開し、 赤外線観測と合わせて晩期型星周ダスト形成について 論じる.次節でコランダムの成長異方性(実験)、3節 で晶癖と赤外スペクトルの関係、4節で星周コランダ ムの晶癖(観測・分析)に関する研究結果を紹介し、コ ランダム形成環境を推定する.最後に、本研究の発展 として、AGB 星ダストシェルの空間分解・分光観測 の初期的な結果を報告し、ダスト形成環境について議 論する.

2. コランダム凝縮実験

2.1 手法

コランダムの凝縮実験は、真空抵抗加熱炉中の イリジウムるつぼ(直径15 mm,高さ40-60 mm,純 度>99.9%)内で行った(図1).るつぼ底に高純度アル ミナ粉末(純度99.9%)を入れ、るつぼ底に高純度アル ミナ粉末(純度99.9%)を入れ、るつぼ底が最高温度 (1500-1700°C)になるように加熱した、真空炉の全圧 は10⁵Pa程度である、アルミナ粉末が蒸発して発生し たガス(Al₂O₃ → 2AIO + O)を、るつぼ底面から上方 40 mm、60 mmの低温部に二箇所設置したモリブデン リボンの基板(2 x 0.01 x 20 mm)に同時に凝縮させた (図1).るつぼ内は上方ほど低温であるため(図1右)、 基板に衝突したガス分子がただちに基板と熱交換する と仮定すると、基板上ではAIO分子に関して過飽和に なり、凝縮がおこる、それぞれの基板での過飽和比 (S_i)は、円筒中の定常流を考えると、ガス温度(T_{gas}) と基板iの温度(T_i)における平衡蒸気圧 $p^{T_{gas}}$ AIO、 $p^{T_{AIO}}$



図1:左)高温真空炉模式図.右) Tgas = 1605°Cの実験におけるるつぼ内温度構造(丸). 十字はるつぼがない ときの温度構造. 横軸は熱電対(Pt-Pt/Rh(13%))の測定値.

表1:実験条件.

基板1温度 [°C]	S_1	基板2温度 [°C]	S_2	実験時間 [h]
1590	5	1435	70	9
1490	9	1370	180	6, 12, 18
>1435	<5	-	-	240
1380	15	1260	330	120, 360

を用いて式(1)のように表される.

$$S_i = (2/3) p^{T_{\text{gas}}}_{\text{AIO}} / p^{T_{\text{IAIO}}}$$
(1)

ここで係数2/3は円筒内の定常流に対するコンダク タンスの効果を表すものである.また、それぞれの 基板上での平衡蒸気圧、それぞれの温度におけるは Al₂O₃ = 2AIO + O の化学平衡を解くことで求まる. 二つの基板に入射するガスフラックスはほぼ等しいの で、二つの基板は一つの実験で過飽和比が異なる凝縮 条件を設定したことに対応する(表1).今回の実験で は、基板1,2の過飽和比はそれぞれ S_1 = 5-15, S_2 = 70 - 330と求められた(表1).

実験後の凝縮物は電界放射型走査型電子顕微鏡 (FE-SEM, JSM7000F)で観察,エネルギー分散型X線 分光法(EDS)を用いた組成分析および,電子後方散乱 回折(EBSD)測定により結晶方位の解析を行った.

2.2 結果

EDS による組成分析の結果,凝縮物はAl₂O₃組成を もち,不純物の混入はなかった.一部の粒子は図2の ような発達した結晶面をもっており(図2左),このよ うな粒子に対してEBSD 測定を行った結果,凝縮物 は a アルミナ(以下コランダム)で,六角状の面は結 晶軸のc軸に垂直な面の三回対称性に対応しているこ とがわかった(図2).粒子サイズが小さい柱状粒子は EBSD 分析が困難であるが,図2の右側の粒子のよう に,六角状の面が観察されるものに関しては,六角状 の面に垂直な c軸方向への成長と考えられる.

凝縮条件を変えた実験の結果,ガス温度や基板温度 に関わらず,過飽和比に依存して成長異方性が変化し, 過飽和比が15以下では板状~粒状コランダム粒子が, 70以上では粒状~柱状粒子が成長することがわかった (図3,4).

本実験の凝縮過程は、粒子サイズに比べて十分大き



図2:基板上の凝縮物. 左)過飽和比S₁ = 9. 120時間. 右) S₂ = 70. 9時間.



図3: ガス温度1695°C,9時間の凝縮物. 左)S₁ = 5(T₁ = 1590°C). 右)S₂ = 70 (T₂ = 1435°C).



図4: ガス温度1505℃, 360時間の凝縮物. 試料を30度傾けた画像. 左) S₁ = 15, 右)S₂ = 330.

な基板上での不均質核形成による凝縮過程であるため, 星周コランダムの(均質)核形成・凝縮過程とは異なる と考えられる.特にガスフラックスが小さく,実験時 間が短い条件での凝縮物は,基板上への不均質核形成 の影響を大きく受けていると考えられ,凝縮条件と晶 癖との関係の解釈には注意する必要がある.しかし, 本実験では,基板上での不均質核形成ではなく成長が 観察される晶癖を支配していると考えられ,この場合 は気相成長の異方性として,宇宙条件に適応が可能で あると考えられる.

2.3 冷却タイムスケールと成長異方性

Kozasa and Hasegawa (1987)[15]は、太陽系元素存 在度をもつガスの冷却速度とコランダム凝縮時の過冷 却度の関係を議論した. 原始惑星系円盤や晩期型星に は水素が豊富に存在するため,本実験における過冷却 度と,星周環境で同じ過飽和比に対応する過冷却度は 異なる.そこで,太陽系元素存在度を仮定し,Al-O-H系での平衡蒸気圧を以下に示す式(2)の平衡を解い て求め,得られた過飽和比と過冷却度の関係から,実 験温度における過飽和比を星周条件での過冷却温度に 変換した.

$$2AIOH + H_2O = Al_2O_3 + 2H_2$$
(2)

炭素は全てCOになっていると仮定して、残りの酸 素が反応に関与するものとした.太陽系元素存在度か らAl/H, (O-C) /H比はそれぞれ 3.47 x 10⁻⁶, 2.87 x 10⁻⁴ と与えた[16] 晩期型星ダストシェルの典型的な圧力 は, 原始惑星系円盤の典型的な圧力(10⁻⁽⁶⁴⁾ bar)より 数桁小さい.しかし、コランダムが凝縮するのは中心 星から数恒星半径程度の領域であり、原始惑星系円盤 と同じ程度の圧力になるため[17], 全圧を10⁵ barとし て計算した.その結果,晩期型星ダストシェルにおいて, コランダムの過飽和比(S)が1となる温度は 1530 K(平 (衡凝縮開始温度)であり、S = 10(本実験における基 板1位置での過飽和条件)となるのは 1470 K. S=70 (本実験における基板2位置での過飽和条件)となるの は 1400 Kとなった. すなわち, 円盤や質量放出風で 過飽和比が10程度のときに予測される過冷却度は約60 K, 過飽和比70程度のときに130 Kとなる. Kozasa and Hasegawa (1987) [15]の結果に従うと、冷却タイ ムスケール(温度が1/eになるまでにかかる時間, e は 自然対数の底)がそれぞれ1035年、数日の条件に対応す る.

AGB星からの質量放出風の場合,コランダムが凝縮するような2-3恒星半径程度の領域は質量放出速度が遅い.dM/dt = $10^{(46)}$ M_{sun}/yrのAGB星の場合,放出風速度は 0.02-0.8 km/sと見積もられている[18].中心星温度を 2500 K,温度が恒星からの距離の-0.5乗に比例するとして[17],冷却タイムスケールを見積もると, $\tau \sim 10^{911}$ 秒 ~ 10^{35} 年となる.これは,過飽和比が10程度の条件に合致する.このことから,AGB星からの質量放出風においては,一般に過飽和比が10程度の条件でコランダムが凝縮するといえる.本研究の実験結果を適用すると,この条件は粒状あるいはに軸に潰れた板状コランダムが凝縮する条件に対応する.

逆に、ダストシェルに c 軸方向に成長したコランダ ムが観測されたなら、それは高過飽和比(S>70)で凝 縮したことを意味し、定常的な質量放出風中ではなく、 何らかの急速な冷却過程でコランダムが形成されたこ とを意味する.すなわち、質量放出速度の一時的な増 加、あるいは局所的な加熱・冷却イベントの存在を示 唆する.

原始惑星系円盤での冷却速度を定量的に見積もるこ とは難しいが、原始太陽系円盤が高温化した証拠が隕 石中にあること、また、赤外線観測によれば10⁶年の 円盤は十分に冷却していることから、円盤全体の冷却 のタイムスケールは約10⁵年以下と考えられる。この 冷却速度は,先に見積もった質量放出風の冷却タイム スケールと同程度である.一方、コンドリュールの存 在は、局所的で短時間の熱イベントがあったことを示 唆しており、コンドリュール形成に必要な冷却速度は 10-1000 K/hr と見積もられている[19]. この冷却速度 において、コランダムは過冷却 130 K 以上で凝縮す ると予測される[15]. よって、原始惑星系円盤におい ても、コランダムの粒子形状から、それが円盤スケー ルでの冷却により形成されたか、コンドリュール形成 のような一時的な加熱イベントとともに形成されたか を判別することが可能である.

3. 粒子軸比と赤外スペクトルの関係

晶癖を考慮にいれたコランダムの赤外吸収スペクト ルを,結晶軸方向の長さの比(軸比)を様々に変えたコ ランダム粒子について計算し,フィーチャーの晶癖依 存性を調べた.また,本実験の結果を用いて,過飽和 比の違いによってつくられる晶癖の違いを観測により 判別できるかどうかを検討した.

粒子の形状として,楕円体近似[20]を採用した.粒 子サイズは波長に比べ十分短いとし,光学定数は Baker(1963) [21]を用いた.楕円体粒子による光の吸 収は,静電場中においた粒子の分極率(α)を計算する と得られ,式(3)のようになる[19].

$$\kappa^{abs}(\omega) = \frac{2\pi\omega}{\rho V} \cdot \operatorname{Im}\left(\frac{1}{3}\alpha_x + \frac{1}{3}\alpha_y + \frac{1}{3}\alpha_z\right)$$
$$= \frac{2\pi\omega}{3\rho} \cdot \operatorname{Im}\sum_{j=x,y,z} \frac{\varepsilon_j(\omega) - 1}{1 + Z_j \cdot (\varepsilon_j(\omega) - 1)}$$
(3)

ここで, x, y, zは直交する三方向, ε は複素誘電率, ω は振動数, ρ はコランダムの密度, Vは粒子体積で ある. Lは軸比により変化する形状関数で, r を楕円 体半軸の長さとして,以下のように表される.

$$L_{j} = \frac{r_{x}r_{y}r_{z}}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{dq}{\left(r_{j}^{2} + q\right)\left\{\left(q + r_{x}^{2}\right)\left(q + r_{y}^{2}\right)\left(q + r_{z}^{2}\right)\right\}^{\frac{1}{2}}}$$
(4)

$$0 < L_i < 1, \quad L_r + L_v + L_z = 1$$

コランダムは三方晶(一軸性結晶)なので, x, y, z は 結晶軸のc軸方向($c_{//}$)とc軸に直交する二方向(c_{\perp})に 対応する.上記の式を用いて,軸比が $1 < r_{c//}/r_{c\perp} < 10$ でc 軸が長軸となる回転楕円体のスペクトルおよび, $0.1 < r_{c//}/r_{c\perp} < 1$ で c 軸が短軸になる回転楕円体の質 量吸収係数を計算した(図5).

コランダムの複素誘電率は独立な二成分をもち,共 振モードは c 軸方向に2つ, c 軸に垂直方向に4つ存在 する[21]. よって,コランダム回転楕円体のピークの 数は6つとなる.形が変化することによりピークの数 が増減しているようにみえるのは,(1)軸比変化によ



図5:コランダム回転楕円体粒子の質量吸収係数.光学定数は [20]を用いた.c⊥:c//はc軸に垂直方向とc軸方向の軸比. 上)c軸方向に伸びた粒子.下)c軸方向につぶれた粒子. 矢印は,粒子軸比の変化に伴う,主要な振動モードのピー ク波長変化.

るc軸方向のある共振モードのピーク変化と, c 軸に 垂直方向の別の共振モードによるピーク変化が常に 逆方向であること, (2)共振周波数から離れるに従い, 強度が小さくなること, の2つの理由による.例えば, 楕円体をc 軸に極端に伸ばしていくと, c 軸方向の共 振モードに対して, 複素誘電率の虚数部($Im_{\epsilon_{c/f}}$)の ピークが二つ(固有の二つの共振周波数 17.6, 26.0 μ m 付近)と, c 軸に垂直方向の四つの共振モードに対し ては $Im_{1-1/\epsilon_{c\perp}}$ のピーク(式(3)でL = 1に対応)が現 れ, その和が楕円体のスペクトルとなる.

図5の強いピークに関してまとめると、 c 軸に伸び た楕円体コランダムは、12.0 μ m< λ <12.7 μ m、13.2 μ m< λ <16.8 μ m、19.8 μ m< λ <23.6 μ mにピークを示し、 c軸に潰れた楕円体コランダムは軸比に関わらず12.7 μ m< λ <14.5 μ mに最も強いピーク、扁平率が増すに つれて21 μ m< λ <21.5 μ mに強いピークを示す.また、 極端につぶれた場合は16.4 μ mに強いピークを示すこ ともわかった.従って、12-16 μ m、20-24 μ m のピー ク本数と強度比から、コランダム粒子が c 軸に伸び ているか潰れているかが判別できる.この晶癖の違い は、2節の結果を使うと、凝縮時の冷却速度の違いに 対応する.すなわち、コランダム粒子の赤外スペクト ルから凝縮時の過冷却条件を見積もることが可能にな る.

なお、ここまでの議論は単純化されたもので、実際 の粒子はエッジ(角)をもつため、形によるモードの数 は楕円体の3より多くなる。そこで、離散型双極子 近似法(鉱物をN個の双極子の集合として近似し、任 意の粒子形状の質量吸収係数を数値的に計算)を用い て直方体粒子の場合のエッジの効果を検討した[22]. 粒子サイズは波長に比べて十分小さいと仮定した。そ の結果、観測可能な強いフィーチャーに着目する限り、 軸比変化に対するピーク波長の変化は楕円体の場合と 同じであることがわかり、晶癖を楕円体で近似した上 記の議論が妥当であることが確認された。

4. 赤外観測・隕石物質への応用

4.1 13µmフィーチャーの起源

赤外線観測により,酸素に富むAGB星の約30パー セントから,13±0.1 µmにピークをもつフィーチャー が得られている[23]. 様々な方法で同定が試みられて いるが,現在までその帰属は明らかでない.実験室の 粉末試料の測定値など,不規則の粒子を仮定した場合, コランダムはピークの半値幅が観測に比べて広いフ ィーチャーを13 μ m付近に示し,観測には見られない 21 μ mにも13 μ mの40%程度の強度をもつピークを示 す.また,球形粒子の場合は,ピークの位置が12.7 μ mに現れるため,観測に合わないことが指摘されてい る[24, 25].

3節で論じた通り, 晶癖の効果を考慮すると, コラ ンダム単体でもその他の強いフィーチャーを伴わず に13µmピークが現れうることがわかった. 13µmを 示す楕円体軸比は1:0.7程度で, このとき20µm付近 のピークは相対的に弱い (13µmピークの5%ほどの強 さ). これまでの実験室での測定や不規則形状のコラ ンダムに21µmフィーチャーが観測されたのは, c 軸 につぶれている/伸びているに関わらず, 軸比が大き い粒子が含まれていた(考慮されていた)ためと考えら れる.

13μmフィーチャーを示しうるダストとしてはスピ ネルやシリカも考えられているが,不規則形状や球形 のスピネルでは,13μm ピークの25%ほどの強度で17 μmにピークが観測されなければならず,シリカでは, 9μmに非常に強いピーク,また,20μmに強いピー クが必要になる.ピークの位置をあわせるために,複 雑なコアマントル構造を仮定する試みもあるが (e.g., [26]), 13μmフィーチャーが一般的に観測されること から,特定の厚みが必要なコアマントル構造を考える ことは現実的でない.スピネルに関しては,コランダ ムがMgを含むガスと反応して形成すると考えられる ため,コランダムと同様に晶癖を考慮することによ り観測が再現される可能性がある.そこで,同様の 計算をスピネル楕円体に関しても行ったところ(光学 定数は[27]を用いた),どのような軸比の場合も,20, 21umにある二つの振動モードのピークが強くなるた めに,晶癖を考慮しても観測には合わないことがわか った.

13μmにピークを示すようなc軸方向にやや扁平な コランダム粒子は、実験の結果および2.3節の議論を 用いると、過飽和比が10程度、すなわち、晩期型星質 量放出風の拡大に伴う冷却の過程で凝縮したものであ ると考えることができる.この結果は、13μmピーク が酸化的なAGB星で一般に観測される事実と調和的 である.

AGB星で観測される13µmフィーチャーと10µm付 近のシリケイトフィーチャーの強度比をとったとき, 質量放出率が低いAGB星では13µmフィーチャーが強 く,高い場合は珪酸塩フィーチャーが強いことが知ら れている[28].これは,輻射輸送,非平衡凝縮理論を 取り入れたモンテカルロシミュレーションなどによる と,質量放出風が加速するより内側の恒星近傍(>1.5 恒星半径)でAl₂O₃が凝縮し,鉄に乏しい珪酸塩がより



図6: Bishunpur隕石(普通コンドライト(LL3.1))中のコランダム粒子の(左) SIMS分析前の二次電子像(巻出健太郎博士提供),および (右)電子後方散乱回折(EBSD)パターン. 粒子サイズは~2μm. EBSD測定は加速電圧15kV, 照射電流8nAでおこなった.

外側でコランダムを覆うように凝縮することで説明さ れる[7]. 13µmフィーチャーがM型AGB星に一般的に 観測されることと,質量放出風の一般的条件で凝縮が 期待されるコランダム粒子が13µmにピークを持つこ とから考えると,本研究の結果は晩期型星周囲での「コ ランダム凝縮→Mg珪酸塩凝縮→質量放出風の加速」 というシナリオを支持している.





図7: R Casの空間分解能した分光スペクトル.上から,北東に 0.7",0.3"ずれた位置,中心星が中心,南西に0.3",0.7"ずれ た位置を中心とした0.3" x 0.3"ごとの領域のスペクトル. 9.3-10.1µmは,大気の吸収による影響が強いため,デー タを除外してある.外側領域のスペクトルには中心星の点 像強度分布の拡がりの効果も含まれる.

4.2 隕石中コランダム粒子の晶癖分析

赤外観測では原始惑星系円盤にコランダムの存在は 確かめられていない.しかし,始源的隕石であるコ ンドライト中には、100 ppm 程のコランダム粒子が 存在する[29]. 隕石中コランダム粒子の晶癖がわかれ ば、これまでの議論を用いて原始太陽系円盤での固体 物質形成最初期の情報が得られる可能性がある.また. 隕石コランダムの1%程度は、AGB 星起源の(プレソ ーラー) コランダムであると考えられており (e.g., [30]). 隕石中コランダム粒子の晶癖解析により、AGB星起 源のコランダム粒子を直接調べられる可能性もある. 本研究では、Bishunpur (普通コンドライト(LL3.1)) 隕石から酸処理して取り出し,二次イオン質量分析計 (SIMS)による酸素同位体分析をおこなったコランダ ム粒子(ハワイ大学 Garv Huss 博士, 巻出健太郎博士 提供)に対して、電子後方散乱回折(EBSD)測定によ る結晶方位の同定をおこなった.なお、今回分析した 粒子の酸素同位体組成は全て太陽系の値に近いため、 原始太陽系円盤でガスから凝縮したコランダムである と考えられる[31]

SIMSによる酸素同位体分析をおこなった9粒子全 ての表面層は非晶質化していたが、電子線の加速電 圧を調節することで2粒子からは電子後方散乱回折 (EBSD)パターンが得られた.そのうち図6に示した 粒子に関しては、結晶方位を同定することができ、図 6左にみられる平らな面に垂直な方向がおよそc軸に対 応していることがわかった.

今回晶癖を決定したコランダム粒子のように, c 軸 に垂直な面が発達した板状粒子は, 2節の結果を用い ると, 冷却タイムスケールが10³⁵年の条件で凝縮した ことを示唆する. 今後多くの粒子に対して晶癖の解析 を行うことで, 原始太陽系円盤での固体物質形成最初 期のガス冷却過程への制約が期待できる.

5. すばる望遠鏡を用いたAGB星ダス トシェルの空間分解・分光観測

晩期型星質量放出風中のコランダムや珪酸塩は,中 心星近傍の高温領域で形成され,徐々に外側の低温領 域に運ばれていく.中心星近傍の温度勾配は非常に急 であり,中心星からわずか2恒星半径程度離れた領域で, ガス温度は1000 Kを切る[6].そのような低温領域で

2x10-1

はコランダムや珪酸塩の蒸発や成長は起きないため, 観測される粒子の晶癖には、中心星近傍の高温領域に おけるダスト形成・進化過程が凍結されていると考え られる.すなわち、ダスト晶癖の空間分布から、直接 観測できない中心星近傍でのダスト形成条件の変遷を 明らかにできる可能性がある.

そこで、すばる望遠鏡/COMICS を用いて、ミラ 型変光星 R Cas のダストシェルをロングスリット分 光によって空間分解し、領域ごとの低分散 N バンド 分光観測を行った。図7に、予察的な解析結果を示す。 ダストシェルのスペクトルには中心星の点像強度分 布 (PSF: point-spread-function) 成分が含まれているが、 10.5から12 µm にかけてのフィーチャーがダストシェ ルの領域ごとに変化していることがわかる、これらの フィーチャーは珪酸塩が放射していると考えられるた め、少なくとも珪酸塩のサイズや組成に領域による違 いが存在するといえる. さらに、中心星近傍から観 測される13μm フィーチャーがダストシェル南西側 ではほとんど観測されなかったのに対し、北東側では 観測された. すばるの空間分解能(0.3")では, R Cas のダストシェルを85AUごとにしか分解できないため、 13 µmフィーチャーの空間変化は、ダスト形成の空間 変化ではなく、質量放出風の40年程度のスケールで の時間変動に対応している。3節の議論に基づき、13 µmフィーチャーはコランダムによるものと考え、さ らに質量放出率とシリケイト/コランダムフィーチャ ーの強度比が関連していると考えられるため(4.1節), 本観測結果は少なくともR Cas からの質量放出は非対 称であり、数十年程度のタイムスケールで変動してい ることを示唆している.

6. まとめ

1) コランダム凝縮実験 コランダムの凝縮実験の結果、凝縮温度 1260-1600° Cにおいて、コランダムの 晶癖が、過飽和比に依存して変化することがわかった、過飽和比(S) < 15ではc軸に潰れた粒状あるい は板状の粒子が、S >70 ではc軸にのびた柱状また は粒状の粒子が凝縮した、S < 15の条件は、星周 圧力、太陽元素存在度では10³⁵年のタイムスケール での冷却過程に相当し、質量放出風の冷却過程や原 始惑星系円盤全体の冷却過程の中での粒子形成に対 応する.一方, S>70の条件は,数日のタイムスケ ールでの冷却過程,すなわち,質量放出速度の一時 的な増加や,局所的な加熱イベントに伴う急激な冷 却過程などによる粒子形成と考えられる.すなわち, 本研究により,コランダム粒子の晶癖は異なるタイ ムスケールの熱イベントを記憶しうることが示され た.

- 2) コランダム粒子の赤外スペクトル計算 様々な軸 比をもつコランダム楕円体粒子の赤外吸収スペクト ルを計算し,形状による影響で変化しうるスペクト ルピークの範囲を示した.12-17 µm,20-25 µm のピ ーク波長から,軸比とピーク波長は一対一対応する こと, c 軸に伸びた/つぶれた粒子をスペクトルフ ィーチャーから判別できることがわかった.
- 3) 赤外観測・隕石物質への応用 M型 AGB 星から 観測される未同定の13µm ピークが, c軸にわずか につぶれたコランダム粒子で再現されることを示し た.そのような粒子が形成されるのは,実験結果に よるとS < 15の条件であり,質量放出風中の粒子形 成環境とも調和的であり,13µmピークはコランダ ム粒子起源である可能性が高い.また,隕石中コラ ンダム粒子の結晶方位測定を行い,過飽和比10程度 で形成されたと考えられる晶癖をもつコランダムを 発見した.この形成条件は10³-10⁵年程度の冷却に 対応し,おそらく円盤スケールの冷却で形成された と考えられる.

以上のように、本研究では、コランダムの晶癖に着 目して,実験,スペクトル計算,赤外線観測を組み合 わせることで、原始太陽系円盤や、M型 AGB 星で のコランダム形成条件を推定した. 隕石や宇宙塵. 赤 外スペクトルにより観測される鉱物が保持する情報は、 ガスからの凝縮、加熱による結晶化、蒸発、ガスとの 化学反応,相変化など、大きな時間・空間スケールで、 多様なプロセスの積分である.しかし、本研究で着目 したコランダムのような難揮発性結晶の晶癖は、破壊 を除けば、基本的には > 1000 K という高温過程にお いて決定されるため、高温領域での物理化学的情報が 晶癖に保持され続けると考えられる.本研究で示した ように、形成カイネティクスを明らかにすることで、 星周ダスト形成条件に制約を与えることができる. ま た、本研究で示した晶癖は、直接形成環境と結びつく 観測可能量であり、大変重要な情報である、従来の宇

宙鉱物学でおこなわれてきた,観測される赤外スペク トルを多様な鉱物のスペクトルで再現するだけでなく, 本研究は,その結果と調和的なダスト形成・進化の描 像を描くことが可能であることを示した.今後,最も 主要なダストである珪酸塩の凝縮カイネティクスを実 験で明らかにすること,大型望遠鏡を用いてダスト形 成の空間・時間変動を観測的に明らかにしていくこと を計画している.

謝 辞

Gary Huss 博士,巻出健太郎博士には,SIMS 分析 をおこなったコランダム粒子を提供していただきまし た.本稿に対し,有益なコメントと適切な指摘をいた だいた,査読者の木村勇気博士に感謝いたします.本 研究は日本学術振興会の支援を受けておこないました.

参考文献

- [1] Posch, T. et al., 1999, A&A 352, 609
- [2] Speck, A. K. et al., A&AS 146, 437
- [3] Fabian, D. et al., 2001, A&A 373, 1125
- [4] Molster, F. J. et al., 2002, A&A 382, 184
- [5] Sedlmayr, E. and Dominik, C., 1996, Space Sci. Rev. 73, 3, 211
- [6] Woitke, Q., 2006, A&A 460, L9
- [7] Höfner, S., 2008, A&A 491, L1
- [8] Wood, J. A. and Hashimoto, A., 1993, GCA 57, 3277
- [9] Bradley J. P. et al., 1983, Nature 301, 473
- [10] Tsuchiyama, A., 1998, Mineral. J. 20, 59
- [11] Takigawa, A. et al., 2009, ApJ 707, L97
- [12] Kobatake, H. et al., 2008, Icarus 198, 208
- [13] Min M. et al., 2005, Icarus 179, 158
- [14] Toppani, A. et al., 2006, GCA 70, 5035
- [15] Kozasa T. and Hasegawa H., 1987, Prog. Theor. Phys. 77, 1402
- [16] Lodders, K., 2003, ApJ 591, 1220
- [17] Gail, H.-P. and Sedlmayr, E. 1998, in Chemistry and Physics of Molecules and Grains in Space (London: RSC Publishing), Faraday Discussion 109, 303
- [18] Sogawa, H. and Kozasa, T., 1999, ApJ 516, L33
- [19] Hewins, R. H. et al., 2005, Astron. Soc. Pacific Conf.

Ser. 341, 286

- [20] Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983, Absorption and Scattering of Light by Small Particles (New York: Wiley)
- [21] Baker, Jr., A. S., 1963, Phys. Rev. 132, 1474
- [22] Draine, B. T. and Flatau, P. J., 2008, Opt. Soc. Amer. A, 25, 11, 2693
- [23] Sloan, G. D. et al., 1996, ApJ 463, 310
- [24] Begemann, B. et al. 1997, ApJ 476, 199
- [25] Posch, T. et al., 1999, A&A 352, 609
- [26] DePew, K. et al., 2006, ApJ 640, 971
- [27] Fabian, D. et al., 2001, A&A 373, 1125
- [28] Sloan, G. D. et al., 2003, ApJ 594, 483
- [29] Huss, G. R. and Lewis, R. S. 1995, GCA 59, 115
- [30] Nittler, L. R. et al., 2008, ApJ 682, 1450
- [31] Makide, K. et al., 2009, ApJ 706,142