

薄い周惑星円盤で集積する タイタンの原始大気

岡田 英誉

Hidetaka Okada

北海道大学 大学院 理学院

宇宙理学専攻 20103072

Department of CosmoSciences, Graduate School of Science,
Hokkaido University

2012年2月28日

要旨

タイタンは惑星に匹敵するほどの大きさを持つ土星最大の衛星であり、その著しい特徴として N_2 を主体とした非常に厚い大気を持つことが挙げられる。これほど厚い大気を持つ衛星は太陽系には他になく、この大気の起源については未だに解明されていない。また探査機カッシーニのデータによると、タイタン内部は不完全ながらも分化していることが示されている。近年では内部海の存在も示唆されており、タイタンはその熱史の中で水が融解する温度を経験したと考えられる。

タイタンの材料物質となる氷に N_2 が直接含まれる場合には物理的、化学的性質が似ている Ar も同様にタイタンにもたらされると予想される。しかし実際にはタイタンの大気中には Ar はほとんど含まれておらず、タイタンに直接 N_2 がもたらされたのではなく、 NH_3 からの化学変化により N_2 が得られたと考えられている。これが太陽紫外線による光化学反応により起きた場合には集積期やその直後に比較的温暖な気候であることが必要と考えられている。Kuramoto and Matsui (1994) は、タイタンが真空中で集積し衛星の材料物質の氷の蒸発により原始水蒸気大気が形成されることを仮定し、微衛星集積による集積エネルギーフラックスと原始大気上端からの正味上向き放射エネルギーフラックスとを比較し地表面温度を求めている。それによると、集積時間が 10^5 年よりも短い場合には、集積末期に衛星表面温度が 500 K を超え、同時に大量の水蒸気大気が形成され、タイタンの重力圏外に逃げることも示された。このような大気流出により、非水溶性の揮発性物質である Ar が散逸し、現在のような Ar が欠乏した大気が形成した可能性が考えられる。しかし、近年の衛星形成の理論の発展により、衛星は薄い周惑星円盤で集積することが有力視されるようになってきた (Canup and Ward, 2002, 2006)。

そこで本研究では、薄い周惑星円盤と静力学的に接続しているタイタンの原始大気の形成を仮定し、その構造と内部構造への影響、大気の流出条件を推定し、集積期の衛星の内部構造と大気の形成と進化について調べた。仮定として、原始大気は H_2 と He からなる円盤ガス成分と、 H_2 からなる脱ガス成分との混合大気であるとし、周惑星円盤から接続している等温の上層大気 (成層圏) と対流平衡 (水蒸気が飽和した湿潤断熱温度分布) にある下層大気 (対流圏) から成るとした。大気の対流圏界面高度をパラメータとすることにより、

タイタン集積期に形成しうる静力学的な原始大気の構造を推定した。この原始大気中の放射伝達を解くことにより、原始大気上端からの正味上向き放射エネルギーフラックスを計算した。これと集積エネルギーフラックスを比較することにより、集積中の衛星表面温度について考察した。

周惑星円盤の条件を変えて、様々な対流圏界面高度において大気構造を求めたところ、静水圧平衡の仮定を置いた場合、衛星表面温度に上限があることがわかった。その値はおよそ 300 K であり、もし集積加熱によってこれよりも地表面温度が高くなれば、静水圧性と連続性の仮定が崩れ、衛星ヒル半径において原始大気の圧力が円盤の圧力を上回って大気が流出することになる。放射伝達の計算の結果、衛星からの正味上向き放射エネルギーフラックスにも上限値があることがわかった。この値は約 400 W/m^2 で、これは集積時間が 40 万年のときの集積エネルギーフラックスに相当する。もしこれよりも短時間で衛星が集積すると、差分のエネルギーが衛星の昇温に使われる。この温度上昇によって、上限温度を超えると大気流出が起こると考えられる。

大気流出が生じると、軽い円盤ガス成分が選択的に散逸すると考えられる。原始大気の組成は純粋な水蒸気大気に近づき、同時に地表面温度は氷が融解する温度まで上昇する。今回のモデルでは、 H_2 , He , H_2O 以外の成分は無視しているが、材料物質の氷の中に NH_3 も含まれていたと考えられている。 NH_3 は水溶性であるため、大気流出の際にも全てが散逸することなく液体の水に溶けて衛星に残ると考えられる。一方、非水溶性の Ar は原始大気の放出に伴い散逸してしまう可能性がある。さらに、このような温暖な環境から出発すると、大気中で NH_3 の光化学反応が進み、大気中に N_2 が放出される可能性がある (Atreya et al., 1978)。現在のような N_2 を主体とし、 Ar が欠乏したタイタンの大気の形成は以上のシナリオで説明できるかもしれない。

目次

1	背景と目的	1
1.1	タイタンの大気と内部構造	1
1.2	大気の起源と内部構造への影響	2
1.3	タイタンの集積期の熱的進化に関する先行研究とその問題点	2
1.4	本研究の目的	3
2	モデルと計算手法	5
2.1	仮定	5
2.2	原始大気の構造	5
2.2.1	対流圏における大気構造	5
2.2.2	成層圏における大気構造	6
2.3	正味の上向き放射フラックスの推定	6
2.3.1	吸収係数	6
2.3.2	放射強度と放射フラックスの推定	8
2.4	集積エネルギーフラックス	12
2.5	周惑星円盤の温度分布と圧力分布	12

2.6	物理パラメータ	16
3	結果	17
3.1	等温大気の光学的厚さ	17
3.2	原始大気の構造	18
3.3	大気流出の条件	20
4	議論	23
4.1	木星の巨大氷衛星ガニメデ	23
4.2	ガニメデ軌道における円盤条件	23
4.3	ガニメデの原始大気の構造	25
5	結論	27
6	付録	30
6.1	付録 1 周惑星円盤の温度分布, 面密度	30
6.1.1	周惑星円盤の温度	30
6.1.2	周惑星円盤の面密度	32

1 背景と目的

1.1 タイタンの大気と内部構造

タイタンは 1655 年にホイヘンスによって発見された土星の衛星で、その直径は約 5150 km と、木星の衛星のガニメデに次いで太陽系で二番目に大きい。タイタンの最大の特徴は、 N_2 を主成分とする非常に厚い大気をもっていることである。地表面での大気圧は地球のおよそ 1.5 倍であり、その主成分は N_2 と CH_4 である (地表面で N_2 95 %, CH_4 5 %, Niemann et al., 2005)。これほど厚い大気を持っている衛星は太陽系のなかではタイタンだけである。

またカッシーニにより得られたデータによると、慣性能率因子 (慣性能率を天体の質量と半径の二乗の積で割ったもの) は 0.342 であった (Iess et al., 2010)。この値は、内部が完全に分化し金属コアをもつガニメデの 0.311 (Anderson, 1996) よりも大きいが、一様な球体の慣性能率因子の値 (0.4) よりも小さいため、タイタンの内部は完全ではないが、部分的に分化していると考えられている (図 1)。さらにタイタンの自転に関する観測から液体の海の存在も示唆されており (Baland et al., 2011)、タイタンはその熱史の中で水が融解する温度を経験したと考えられる。

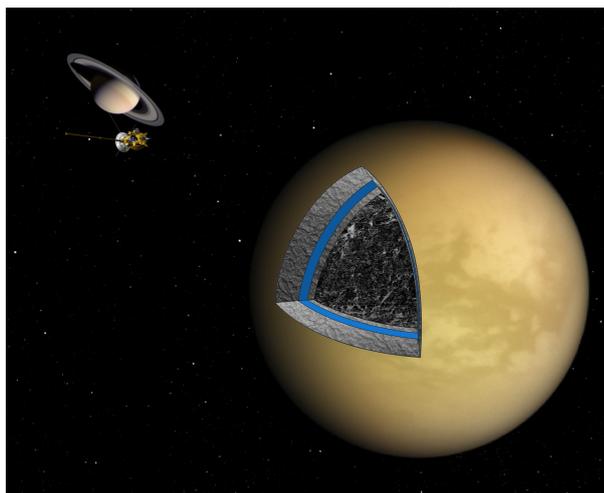


図 1 タイタンの内部構造の想像図 (NASA)

1.2 大気の起源と内部構造への影響

タイタンの N_2 主体の大気はいつどのように形成されたのか。タイタンの母星である土星は主にガスからなるが、その組成は H_2 , He が主成分である。太陽系の惑星は、ガスとダストからなる原始惑星系円盤において微惑星の衝突合体により成長する。天体のサイズが月ほどの大きさになると、円盤ガスを引きつけ所持することが可能になる。特に、土星などの巨大ガス惑星は氷と岩石質の質量の大きな原始惑星が大量の円盤ガスを引きつけ、主にガスからなる惑星になったと考えられている。一方地球では、たとえ円盤ガスを獲得しても軽い H_2 , He などが地球の重力を振り切り、宇宙空間へ流出してしまったと考えられる。現在の地球の大気は、集積期に衝突してきた微惑星から放出された揮発性物質で構成される脱ガス大気に由来すると考えられている。さらに、この大気により微惑星の衝突エネルギーが吸収され、地球は岩石が溶けマグマの海を形成するほどに温まったとされている (Matsui and Abe, 1986)。タイタンも集積期や形成直後に、微衛星衝突による脱ガスや円盤ガスの獲得による原始大気を所持し、その保温効果により集積期に氷の融解点を超える温度をとったかもしれない。タイタンは他の衛星と同様に、微衛星の集積により形成される。その材料物質の氷の中に N_2 が含まれていれば、その脱ガスにより現在の大気が形成された可能性がある。この場合、物理的、化学的性質が N_2 と非常に似ている Ar も同様にとりこまれると予想される。しかし実際にはタイタン大気の $^{36}Ar/N_2$ 比が 2.8×10^{-7} であり (Niemann, 2005)、太陽組成ガスの比率 ($\approx 10^1$ - 10^{-2}) と比べて非常に小さく (Lunine et al., 2009)、大気中に Ar はほとんど含まれていないと言える。そのため、 N_2 を直接獲得しなかった、もしくはなんらかの形で N_2 と Ar がタイタンから失われるプロセスが必要である。これに対し、 NH_3 からの化学変化によって N_2 が生成されたとする説がある。この変換が原始大気中の光化学反応 (Atreya et al., 1978) により起こる場合、集積完了後、タイタンの表面温度が比較的高い温度を保っている必要がある (> 150 K)。

1.3 タイタンの集積期の熱的進化に関する先行研究とその問題点

衛星集積期の主な熱源は微衛星の衝突による集積エネルギーであり、この熱は衛星の昇温に一部分配されるが、最終的には宇宙空間への上向きの放射により失われる。大気

が存在する場合、大気による吸収や大気自体からの上下方向への放射があり、衛星から宇宙空間へ放出されるエネルギーは、正味の上向き放射エネルギーとなる。Kuramoto and Matsui (1994) は衛星が真空中で集積し、氷成分の蒸発によって原始水蒸気大気が形成すると仮定し、衛星表面温度の関数として原始大気の構造を推定し、大気上端からの正味上向き放射エネルギーフラックスを求めた。これに基づいて集積エネルギーの分配を考え、集積時間をパラメータとして衛星表面温度の時間発展を求めている。それによると、集積時間が 10^5 年よりも短い場合には、集積末期に衛星表面温度が 500 K を超える。同時に、そのような温度では大量の水蒸気大気が形成され、タイタンの重力圏外に逃げることも示した。このような大気流出が生じると、水に不溶性の揮発性物質である Ar が流失することになり、現在のような Ar が欠乏した大気が形成した可能性がある。

しかし、近年の衛星集積に関する有力なモデルでは、衛星が薄い周惑星円盤で集積することが示唆されている (Canup and Ward, 2002, 2006)。このモデルでは、原始太陽系円盤からの物質流入により長期間維持される周惑星円盤において衛星が集積と惑星への落下を繰り返す。そして現在の衛星は円盤散逸後に生き残ったものであるとする。このモデルでは、全衛星質量と母惑星質量との比をうまく説明することができる。もしこのように衛星が形成されたならば、原始大気は円盤ガス成分を含んでいた可能性がある。円盤ガスを原始大気として獲得すれば大気の光学的厚さも大きく変化し、その保温効果や大気流出の条件も変わってくるかもしれない。

1.4 本研究の目的

そこで本研究では、衛星が周惑星円盤で形成し、円盤ガスと脱ガス成分の混合した原始大気が形成することを仮定し、その構造と内部構造への影響、大気流出の条件を推定することにより、集積中の衛星の内部構造と大気の形成と進化について調べる。具体的には、Canup and Ward (2002, 2006) によって提唱されたモデルの周惑星円盤と衛星ヒル半径において静力学的に接続している原始大気の構造を求め、大気上端からの正味の上向き放射エネルギーフラックスを算出する。それと集積エネルギーフラックスとを比較することにより、成長中の衛星の表面温度を推定する。

周惑星円盤の構造は衛星が集積する時期と集積時間で大きく変わると考えられるが、制約は乏しい。そのため今回は円盤の圧力や温度をパラメータとし、円盤の物理条件と形成

する原始大気の構造の関係について検討する.

2 モデルと計算手法

この章では本研究で用いるモデルと計算手法について記述する。

2.1 仮定

薄い周惑星円盤内で集積する衛星上での原始大気の形成を考える。原始大気と周惑星円盤は静力学的につながっていると仮定し、境界条件は衛星ヒル半径における原始大気の圧力が円盤圧力に等しいとする。原始大気は H_2 , He からなる円盤ガス成分 (H_2 75 wt %, He 25 wt %) と衛星材料物質の氷の蒸発による水蒸気大気との混合大気であるとし、等温で大気組成が一様な成層圏と湿潤断熱減率に従う対流圏を持つと仮定する。原始大気の対流圏界面となる圧力はパラメータとして与える。この原始大気中の放射伝達を解き、大気上端からの正味の上向き放射フラックスを推定する。放射伝達計算では、平行平板大気の仮定は置かず、3次元的に放射フラックスを求める。求めた放射フラックスと集積エネルギーフラックスとを釣り合わせるにより、集積中の衛星表面温度を推定する。

2.2 原始大気の構造

2.2.1 対流圏における大気構造

対流圏では大気が飽和状態であることを仮定し、湿潤断熱減率から対流圏での大気温度分布を推定する (Lunine and Stevenson, 1982)。

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\frac{4}{3}\pi G \bar{\rho} r}{C_{pg}} \frac{\left[1 + \frac{L_v M_{vap} e}{(P-e) R_B T}\right] \left(1 + \frac{e e}{P-e}\right)}{1 + \frac{e e}{C_{pg}(P-e)} \left[C_{pw} - \frac{L_v}{T} + \frac{L_v^2 M_{rv} P}{(P-e) R_B T^2}\right]} \quad (1)$$

ここで、 $\bar{\rho}$ は衛星の密度、 L_v は水蒸気の潜熱、 M_{rv} は水蒸気の分子量、 C_{pg} は大気の比熱、 C_{pw} は水の比熱である。 e は水蒸気分圧で、対流圏では飽和水蒸気圧と同値となり、以

下の式で表す (Weast,1967).

$$e = 1.33 \times 10^{2+(8.771-\frac{2214}{T})}. \quad (2)$$

大気の圧力は、衛星ヒル半径において周惑星円盤との静力学的なつながりを仮定したため、静水圧平衡の式より求める。

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho_{gas}g(r) \quad (3)$$

ここで ρ_{gas} は大気の密度である。

対流圏における大気の分子量は円盤ガス成分と脱ガス成分の分圧と分子量を用いて以下のように表す。

$$M_{gas} = \frac{P_{neb}M_{neb} + eM_{vap}}{P_{neb} + e} \quad (4)$$

ここで、 P_{neb} は円盤ガス成分の分圧、 M_{neb} は円盤ガス成分の分子量である。

2.2.2 成層圏における大気構造

対流圏界面より上層の成層圏の温度構造は放射平衡より記述されるが、放射フラックスは求める値である。そこで、一般的には対流圏界面のすぐ上層での温度変化は小さいため、今回は成層圏における気温は一定であるとする。さらに、今回の計算では成層圏における大気の組成もまた一定とし、対流圏界面における値として採用する。圧力構造は対流圏と同じく式 (3) を使用し求める。

2.3 正味の上向き放射フラックスの推定

2.3.1 吸収係数

今回の計算では、吸収物質を水素、ヘリウム、水蒸気とし分子同士の衝突誘起吸収を考える。水素分子には極性がないので、普通水素分子が光を吸収することはないが、水素分子同

士が衝突したときに水素分子の配置がわずかに変化し、水素分子が極性をもつことによつて水素分子による光の吸収が起きる。

水素、ヘリウム、水蒸気の吸収を考慮し、原始大気の吸収係数 κ_{gas} を以下のように表す。

$$\kappa_{gas}\rho_{gas} = \alpha_{H_2H_2} \left(\frac{10\rho_{H_2}}{\mu m_{H_2} n_0} \right)^2 + \alpha_{H_2He} \left(\frac{10\rho_{H_2}}{\mu m_{H_2} n_0} \right) \left(\frac{10\rho_{He}}{m_{He} n_0} \right) + \kappa_{H_2O}\rho_{H_2O} \quad (5)$$

ここで、 $\alpha_{H_2H_2}$, α_{H_2He} は Borysow(1985, 1992, 2002) の計算プログラムによつて得られたパラメータである。このパラメータは波長に依存しているが、今回はこのパラメータのプランク平均をとり、これは温度のみに依存する。図 2 は Borysow(2002) の計算プログラムから得られた $\alpha_{H_2H_2}$, α_{H_2He} である。この結果から $\alpha_{H_2H_2}$, α_{H_2He} を以下のように定式化した。

$$\alpha_{H_2H_2} = -1.328 \times 10^{-6} + 3.657 \times 10^{-8}T - 1.194 \times 10^{-10}T^2 + 1.211 \times 10^{-13}T^3$$

$$\alpha_{H_2He} = 1.817 \times 10^{-8} + 7.905 \times 10^{-10}T - 2.3862 \times 10^{-11}T^2 + 2.331 \times 10^{-14}T^3$$

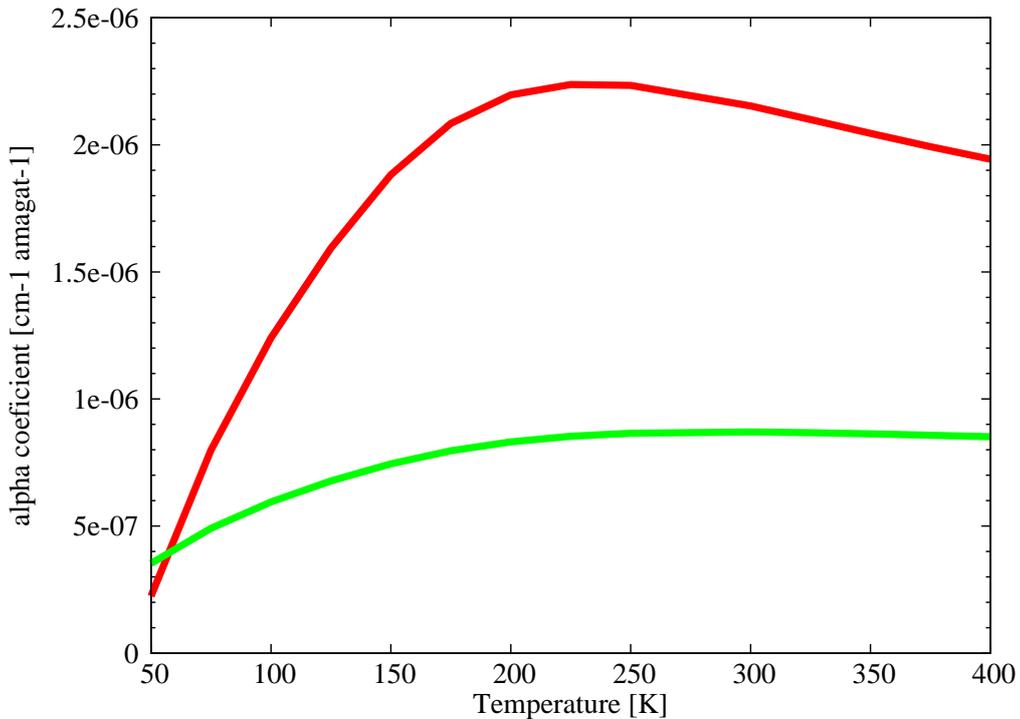


図 2 Borysow(1985), Borysow(1992) の計算プログラムから得られた吸収係数パラメータ。横軸は温度。赤線が $\alpha_{H_2H_2}$ であり、緑線が α_{H_2He} である。

2.3.2 放射強度と放射フラックスの推定

原始大気を分割し、それぞれの層での放射伝達方程式を解き、大気上端からの放射エネルギーフラックスを推定する。本研究では、光学的厚さが比較的小さい場合には放射伝達方程式を厳密にとくが、光学的厚さが大きい場合には拡散近似を使い計算を行う。

周波数 ν における放射強度を I_ν 、プランク関数を $B_\nu(T)$ とおき、散乱を無視して局所熱力学平衡を仮定すると、放射伝達方程式は次式で与えられる。

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho_{gas} (I_\nu - B_\nu) ds \quad (6)$$

ここで ds は微小線素、 κ_ν は吸収係数である。この式から、衛星中心から r_{up} だけ離れた球面を貫く上向き、下向きそれぞれの放射エネルギーフラックスを求め、それらの収支から正味上向きの値を推定する。

光路と半径 r_{up} の球面の交点に外向き法線をとリ、これと光の進行方向のなす角を θ とおく。法線と光路の作る平面を xy 平面とし、法線成分を $(0,1)$ とおく。光線の進行方向の単位ベクトルは $(\sin \theta, \cos \theta)$ で与えられる。また交点の座標は $(0, r_{up})$ である。したがって、光路は s をパラメータとし $(0, r_{up}) + s(\sin \theta, \cos \theta)$ で与えられる。光路上の各座標の衛星中心からの距離 r と s との関係は以下のように書かれる。

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(s + r_{up} \cos \theta)^2 + r_{up}^2 \sin^2 \theta} \\ s &= -r_{up} \cos \theta \pm \sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta} \\ ds &= \pm \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr \end{aligned}$$

光路上の点の中心からの最小距離 $r_{min} = r_{up} \sin \theta$ が衛星半径 R_S よりも小さい場合には、光路の起点を衛星表面にとることができる。逆に、最小距離が衛星半径よりも大きい場合には、光路の起点を無限遠にとる。

光路が衛星と交わる時、つまり $r_{min} \leq r_s (\sin \theta \leq r_s / r_{up})$ のとき、光路の起点から終

点までの光学的厚さ τ_{up} , 放射強度 $I_{\nu,up}$ は以下のように表される.

$$\tau_{up} = - \int_{r_{up}}^{R_S} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr$$

$$I_{\nu,up}(r, \theta) = B_{\nu}(T_s) e^{-\tau_{up}} + \int_0^{\tau_{up}} B_{\nu} e^{-\tau'} d\tau'$$

光路が衛星と交わらないとき, つまり $r_{min} \geq R_S(\sin \theta \geq R_S/r_{up})$ のとき,

$$\tau_{up} = - \int_{\infty}^{r_{min}} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr + \int_{r_{min}}^{r_{up}} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr$$

$$I_{\nu,up}(r, \theta) = B_{\nu}(T_{\infty}) e^{-\tau_{up}} + \int_0^{\tau_{up}} B_{\nu} e^{-\tau'} d\tau'$$

ここで, T_s は衛星表面温度である. T_{∞} は無限遠における温度であるが, 今回は衛星ヒル半径における温度 T_{Hill} と同値にする.

今回の計算では簡単のために灰色近似をし計算を行った. $B_{\nu} = \sigma T^4 / \pi$ とし, 他の項の下付きの ν をとりはずし以下のようにする. $r_{min} \leq R_S(\sin \theta \leq R_S/r_{up})$ のとき,

$$\tau_{up} = - \int_{r_{up}}^{R_S} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr \quad (7)$$

$$I_{up}(r, \theta) = \frac{\sigma T_s^4}{\pi} e^{-\tau_{up}} + \int_0^{\tau_{up}} \frac{\sigma T^4(r)}{\pi} e^{-\tau'} d\tau' \quad (8)$$

$r_{min} \geq R_S(\sin \theta \geq R_S/r_{up})$ のとき,

$$\tau_{up} = - \int_{\infty}^{r_{min}} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr + \int_{r_{min}}^{r_{up}} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr$$

$$I_{up}(r, \theta) = \frac{\sigma T_{\infty}^4}{\pi} e^{-\tau_{up}} + \int_0^{\tau_{up}} \frac{\sigma T^4(r)}{\pi} e^{-\tau'} d\tau'$$

以上の式から, 上向き放射フラックスを次のように求める.

$$F_{up} = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_{up} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (9)$$

同様に下向き放射フラックスを求める。\$r_{up}\$ までの光学的厚さ \$\tau_{down}\$, 放射強度 \$I_{down}\$, 下向き放射フラックス \$F_{down}\$ はそれぞれ以下のように表される。

$$\tau_{down} = - \int_{\infty}^{r_{up}} \kappa_{\nu} \rho_{gas} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_{up}^2 \sin^2 \theta}} dr \quad (10)$$

$$I_{down}(r, \theta) = \frac{\sigma T_{\infty}^4}{\pi} e^{-\tau_{down}} + \int_0^{\tau_{up}} \frac{\sigma T^4(r)}{\pi} e^{\tau' - \tau_{down}} d\tau' \quad (11)$$

$$F_{down} = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_{down} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (12)$$

これらの式を使い, 正味の上向き放射フラックス \$F_{net}\$ を以下のように求める。

$$F_{net} = F_{up} - F_{down} \quad (13)$$

次に, 大気的光学的厚さが非常に大きい場合 (\$\tau \gg 1\$), 光学的に厚い層からの放射はほとんど届かず, 考える層の近傍の放射のみ届くと考える事ができる。これを拡散近似といい, 今回の場合は \$\tau > 10\$ の層では拡散近似を用いて正味の上向き放射フラックスを推定する。

放射輸送方程式 (6) より,

$$I_{\nu}(s) = I_{\nu}(s_0) e^{-\tau} + \int_0^{\tau} B_{\nu} e^{\tau' - \tau} d\tau' \quad (14)$$

$$ds = \frac{dz}{\cos \theta}.$$

右辺第 2 項の \$B_{\nu}\$ を \$\tau\$ 近傍でテーラー展開すると,

$$B_{\nu}(\tau') \approx B_{\nu}(\tau' = \tau) + \frac{dB}{d\tau'} (\tau' - \tau)$$

$e^{-\tau} \approx 0$ とすると,

$$\begin{aligned}
 I_\nu(s) &\approx \int_0^\tau B_\nu(\tau' = \tau) e^{\tau' - \tau} d\tau' + \frac{dB_\nu}{d\tau'} \int_0^\tau (\tau' - \tau) e^{\tau' - \tau} d\tau' \\
 &= B_\nu \left[e^{\tau' - \tau} \right]_0^\tau + \frac{dB_\nu}{d\tau'} \left[(\tau' - \tau) e^{\tau' - \tau} \right]_0^\tau - \frac{dB_\nu}{d\tau'} \int_0^\tau e^{\tau' - \tau} d\tau' \\
 &= B_\nu - B_\nu e^{-\tau} + \tau e^{-\tau} \frac{dB_\nu}{d\tau'} - \frac{dB_\nu}{d\tau'} \left[e^{\tau' - \tau} \right]_0^\tau \\
 &= B_\nu - B_\nu e^{-\tau} + \frac{dB_\nu}{d\tau'} (\tau e^{-\tau} - 1 + e^{-\tau}) \\
 &\approx B_\nu - \frac{dB_\nu}{d\tau'}
 \end{aligned} \tag{15}$$

このことから,

$$I_\nu = B_\nu(T) - \frac{\cos \theta}{\kappa \rho_{gas}} \frac{dB_\nu(T)}{dz} \tag{16}$$

よって正味の放射フラックスは以下のように表される.

$$\begin{aligned}
 F_{\nu,net} &= \int I_\nu \cos \theta d\Omega \\
 &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \\
 &= 2\pi \int_0^\pi B_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta - \frac{2\pi}{\kappa \rho_{gas}} \frac{dB_\nu}{dz} \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \\
 &= \frac{\pi}{2} [-B_\nu \cos 2\theta]_0^\pi - \frac{2\pi}{3\kappa \rho_{gas}} \frac{B_\nu}{dz} [\cos^3 \theta]_1^{-1} \\
 &= -\frac{4\pi}{3\kappa \rho_{gas}} \frac{dB_\nu}{dz}
 \end{aligned} \tag{17}$$

これを波長積分して,

$$\begin{aligned}
 F_{net} &= \int F_\nu d\nu \\
 &= -\frac{4\pi}{3} \int \frac{1}{\kappa \rho_{gas}} \frac{dB_\nu}{dz} d\nu
 \end{aligned} \tag{18}$$

κ が周波数に依存しているため, 以下のようにロスランド平均吸収係数を導入し, これを簡単化する.

$$\frac{1}{\kappa_R \rho_{gas}} = \frac{\int \frac{1}{\kappa \rho} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \tag{19}$$

以上より,

$$F_{net} = -\frac{16\sigma T^3}{3\rho \kappa_R} \frac{dT}{dz} \tag{20}$$

$$\int \frac{dB_\nu}{dT} d\nu = \frac{4\sigma T^3}{\pi} \quad (21)$$

2.4 集積エネルギーフラックス

衛星表面に存在する質量 m の物質のポテンシャルエネルギーは以下のように表される.

$$U = \frac{GM_S m}{r}$$

衛星の半径 R_S までの各地点におけるポテンシャルエネルギーを足し合わせた衛星の全ポテンシャルエネルギーは, 式 (22) に $m = 4/3\pi r^3 \rho$ を代入して得られる. このポテンシャルエネルギーが全て微衛星集積によって得られるとすると, 単位時間, 単位面積あたりに得られる集積エネルギーフラックス E_{acc} は以下のように表される.

$$E_{acc} = \frac{GM_S}{r} \times \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \times \frac{1}{4\pi r^2 \tau_{acc}} = \frac{G\rho M_S}{3\tau_{acc}} \quad (22)$$

2.5 周惑星円盤の温度分布と圧力分布

ここでは境界条件として必要になる, 周惑星円盤の温度と圧力を推定する式を導出する.

周惑星円盤の加熱源は, 粘性加熱, 流入物のポテンシャルエネルギーの熱変換, 中心の惑星からの放射とする. これと円盤から宇宙空間への熱放射とが平衡状態にあると仮定すると, 円盤の温度 T_{disk} は以下の式に従う.

$$\sigma_{SB} T_{disk}^4 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{3}{16} \tau_R + \frac{1}{2\tau_P} \right) \dot{E}_\nu + \left(1 + \frac{1}{2\tau_P} \right) (\dot{E}_{in} + \dot{E}_P) + \sigma_{SB} T_{neb}^4 \right] \quad (23)$$

ここで, σ_{SB} はステファンボルツマン定数, τ_R はロスランド平均光学的厚さ, τ_P はプラUNK平均光学的厚さ, T_{neb} は周囲の原始惑星系円盤の温度である. \dot{E}_ν , \dot{E}_{in} , \dot{E}_P はそれぞれ, 粘性による加熱率, 流入物のポテンシャルエネルギーの解放率, 中心の惑星からの放射加熱率で以下の様にかかれる.

$$\dot{E}_\nu = \frac{9}{4} \sigma_{G\nu} \Omega^2, \quad \dot{E}_{in} = \frac{GM_P}{2r} \frac{F_*}{\pi r_c^2}, \quad \dot{E}_P = \frac{9}{4} \sigma_{SB} T_P^4 \left(\frac{R_P}{r} \right)^2 \left(\frac{c_s}{r\Omega} \right) \quad (24)$$

ここで, r は惑星中心からの距離, G は万有引力定数, Ω はケプラー角速度, M_P は惑星質量, F_* は円盤への質量降着率, r_c は流入領域の最も内側までの距離, T_P は惑星の有効温度, R_P は惑星半径, c_s ($= \sqrt{\gamma R_B T_{disk} / \mu_{mol}}$, γ は断熱指数で $\gamma = 1.4$) は音速, σ_G は円盤の面密度である. 動粘性係数 ν は α モデル (Shakura and Sunyaev, 1973) から,

$$\nu = \alpha c_s H = \alpha c_s^2 / \Omega. \quad (25)$$

ここで, α は粘性パラメータ, H は円盤のスケールハイトである.

面密度 σ_G は, 原始太陽系円盤からのガス流入と周惑星円盤での動径方向への粘性による拡散の 2 つの機構により決定される. ガスの拡散時間と比べてガス流入率が変化する時間は長いという仮定をおくと, ガス流入と拡散との間で面密度は準定常状態であると見なすことができ, 連続の式は以下のようになる.

$$\frac{\partial \sigma_G}{\partial t} = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \dot{M}}{\partial r} + F_{in} = 0 \quad (26)$$

ここで, \dot{M} は半径 r の円環を単位時間に通過する質量で, $\dot{M} = 2\pi r \sigma_G v_r$ と書ける. v_r は動径方向への運動速度である. 次に, 粘性によるトルクで単位時間に伝わる角運動量 g_{vis} を導入する. この g_{vis} と \dot{M} の関係は以下のように表される.

$$\frac{\partial g_{vis}}{\partial r} = -\dot{M} \frac{\partial h}{\partial r}. \quad (27)$$

$$g_{vis} = 3\pi \sigma_G h \nu \quad (28)$$

ここで, h は単位質量あたりの角運動量で, $h = r^2 \Omega$ と書ける. 式 (26), (27) を解くことにより, 以下の式を得る.

$$\sigma_G = \frac{4F_*}{15\pi\nu} \left[\frac{5}{4} - \left(\frac{r_c}{r_d} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right] \quad (29)$$

ここで, r_d は円盤半径である. この σ_G を使い, 円盤の圧力 P_{disk} , 密度 ρ_{disk} を以下のように表す.

$$P_{disk} = \frac{\rho_{disk}}{\mu_{mol}} R_B T_{disk}$$

$$\rho_{disk} = \frac{\sigma_G}{2H}$$

以上の式の詳細な導出については付録で行っている.

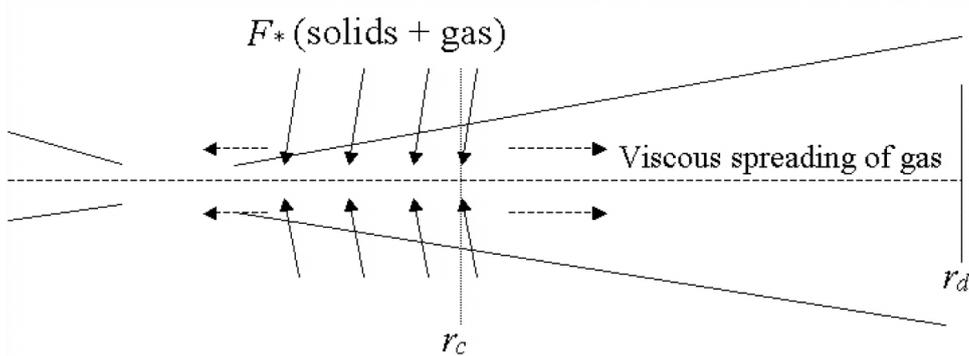


図 3 周惑星円盤 (Canup and Ward, 2002)

F_* は衛星集積年代により大きく異なり, その値の不確定要素は大きい. 同様に, α にも確かな値が求められていない ($10^{-4} \leq \alpha \leq 10^{-2}$). そのため, 現在の土星の衛星系で最も内側に安定的に氷が存在する D リング (土星中心から $2.11 R_{saturn}$, R_{saturn} は土星半径) の軌道が集積期の氷境界となるように F_* , α の値を与える. α の値を 5.0×10^{-3} , 10^{-3} , 10^{-4} の 3 つの場合を考え, 上記の条件を満たす F_* の値を推定する. その値を基に, タイタン軌道 ($r = 20.273 R_{saturn}$) における円盤の温度, 圧力を求めた. ここで, 周惑星円盤には太陽組成と同等の H_2O がすべて水蒸気として含まれているとし, その組成を水素とヘリウムの混合成分 99 wt %, 水蒸気: 1 wt とした.

図 4, 5 はそれぞれ, 周惑星円盤の赤道面での温度と圧力を表している. 色の違いは F_* , α の違いを表している. 基本的に円盤中心からの距離が大きいほど円盤の面密度が小さくなるため, 円盤の圧力が下がる. また, 惑星からの放射も小さくなっていくため温度も低くなる. 図 4, 5 から 50 - 90 K, 0.0001 - 0.1 Pa がタイタン集積領域における円盤の温度と圧力として求まる. しかし, タイタンの集積完了までにこの条件になればよいため, 実際にはより大きな値をとる可能性もある. そのため, 本研究では円盤温度を 50 K と固定し, 円盤圧力を 0.1 Pa から 100 Pa までの幅を考える.

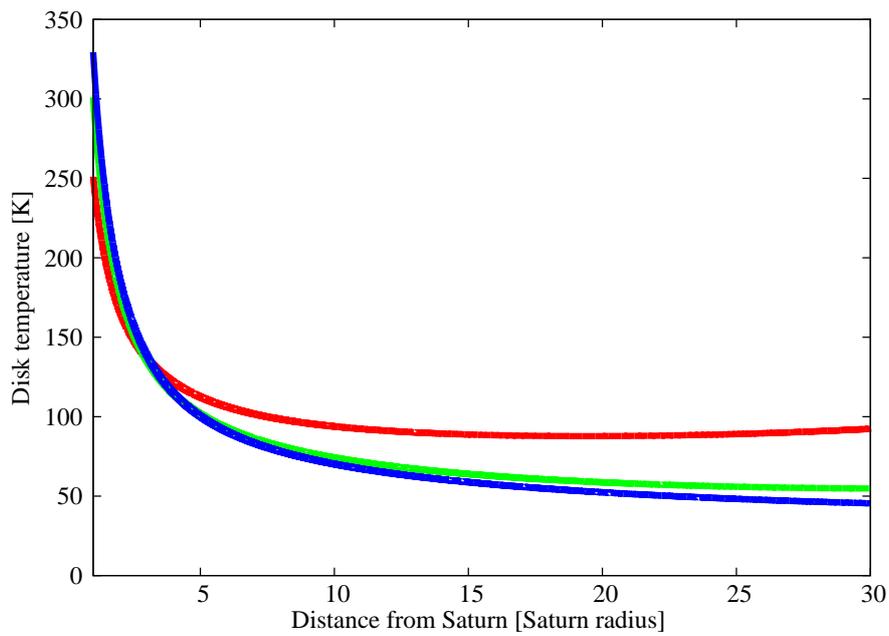


図 4 周円盤赤道面における温度. 縦軸は土星からの距離. $T_P = 400\text{K}$ (Burrows et al., 1997), $\kappa_P (= \tau_P / \sigma_G) \approx \kappa_R (= \tau_R / \sigma_G) \approx 0.1 \text{ m}^2/\text{kg}$ (Semenov, 2003). 色の違いは F_* , α の違いを表しており, 赤, 緑, 青はそれぞれ, $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ ($F_* = 3.5 \times 10^{-10} M_{\text{saturn}}$), 10^{-3} ($4.1 \times 10^{-10} M_{\text{saturn}}$), 10^{-4} ($1.9 \times 10^{-10} M_{\text{saturn}}$) の場合の計算結果.

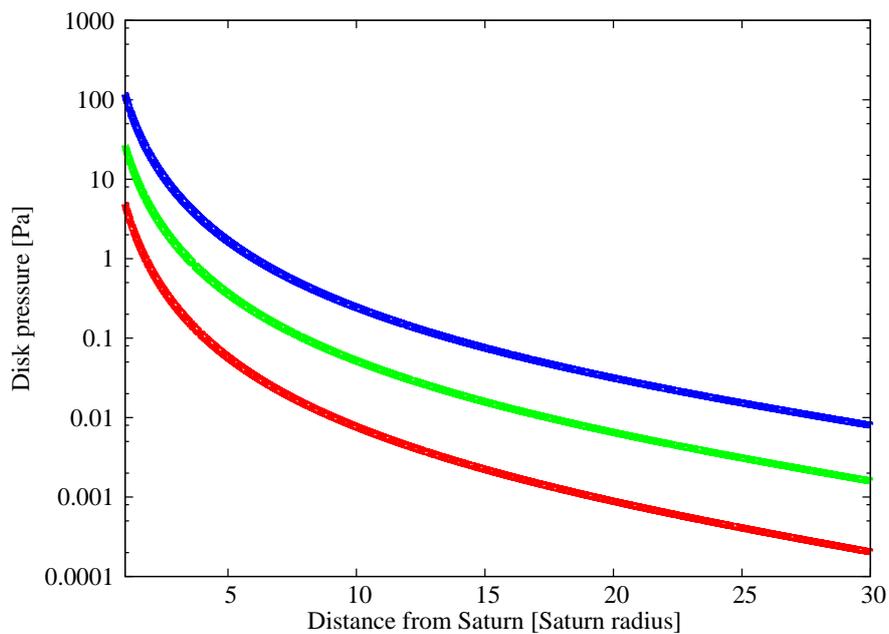


図 5 周惑星円盤赤道面における圧力. 他は図 4 と同じ.

2.6 物理パラメータ

本研究で使用した物理パラメータを以下に挙げる。衛星の最終質量、密度は現在のタイタンを想定したものである。

表 1 物理パラメータ

記号	物理量	値
$\bar{\rho}$	衛星の密度	$1.88 \times 10^3 \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$
C_{pn}	H-He ガスの比熱	$1.2 \times 10^4 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}\text{]}$
L_v	水蒸気の潜熱	$2.26 \times 10^6 \text{ [J kg}^{-1} \text{]}$
C_{pv}	水蒸気の比熱	$2.05 \times 10^3 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}\text{]}$
C_{pw}	水の比熱	$4.3 \times 10^3 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}\text{]}$
κ_{neb}	星雲ガスの吸収係数	$10^{-4} \rho_{neb} \text{ [m}^2 \text{ kg}^{-1}\text{]}$
κ_{vap}	水蒸気の吸収係数	$10^{-5} e \text{ [m}^2 \text{ kg}^{-1}\text{]}$
M_{neb}	円盤ガス成分の分子量	$2.5 \times 10^{-3} \text{ [kg mol}^{-1}\text{]}$

3 結果

3.1 等温大気の光学的厚さ

まず簡単のために、大気の気温が境界条件である円盤温度と等しい(全層等温)と仮定し、集積期に形成しうる原始大気の光学的厚さを推定した(図6)。円盤温度が低い領域では、円盤ガス成分を大量に引きつけるため、原始大気の光学的厚さは非常に大きくなる。しかし、円盤温度が高くなるにつれ円盤ガス成分の圧力が下がっていき、大気の光学的厚さは徐々に小さくなっていく。一方高温域では、水蒸気による吸収が大きくなるために、再度光学的厚さが大きくなっていくことがわかる。今回の計算では境界条件として、タイタン軌道における円盤の温度を 50 K としているため、光学的に非常に厚い原始大気の形成が予想される。

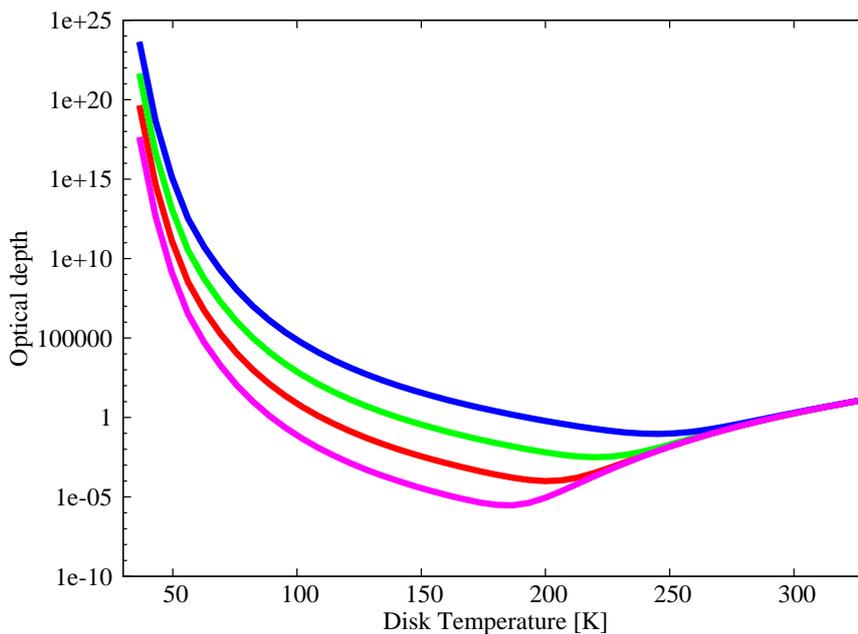


図6 全層等温の場合の光学的厚さ。横軸は境界条件となる円盤温度。色の違いは境界条件となる円盤圧力の違いで、青、緑、赤、ピンクはそれぞれ 100 Pa, 10 Pa, 1 Pa, 0.1 Pa のときの計算結果。

3.2 原始大気の構造

図 7, 図 8, 図 9 は境界条件 1 Pa における原始大気の気温分布, 圧力分布, 光学的厚さの分布である. 色の違いは対流圏界面となる圧力の違いを表している. これらの図から, 基本的に対流圏界面が上がると衛星地表面温度が高くなり, 衛星表面における圧力, 大気の光学的厚さが小さくなることわかる. これは, 今回成層圏の温度を等温と置いたため, 温度上昇する対流圏が厚い方が気温が高いためである. 一方, 温度が高い方が圧力は低くなるため, 対流圏界面が高くなるにつれ地表面での圧力は低くなり, 同様に光学的厚さも小さくなる.

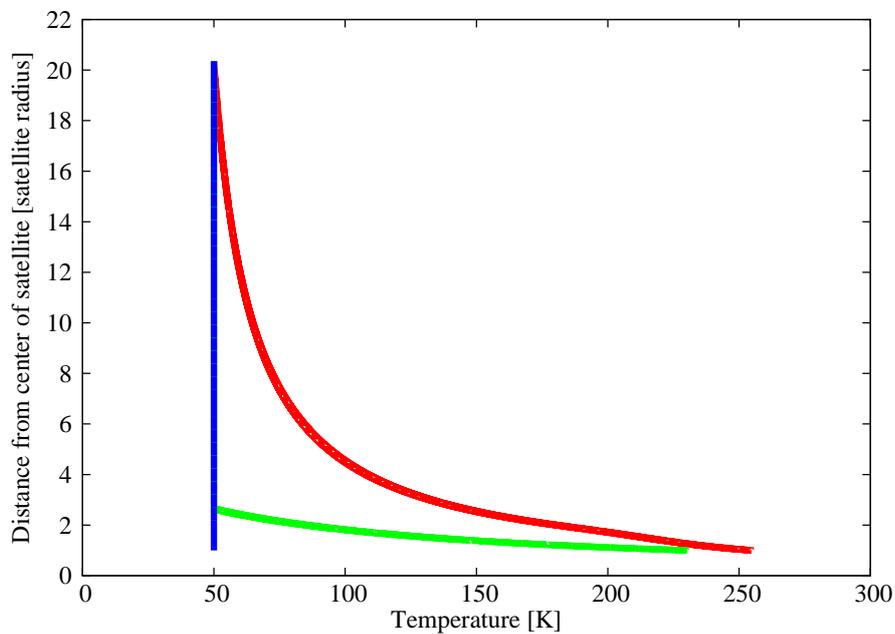


図 7 原始大気の気温分布. 縦軸は衛星中心からの距離. 横軸は気温. 境界条件は 1 Pa. 赤, 青, 緑線は対流圏界面となる圧力を変えたもので, それぞれ, 全層対流圏, 全層成層圏, 対流圏界面の圧力が 1000 Pa のときの計算結果

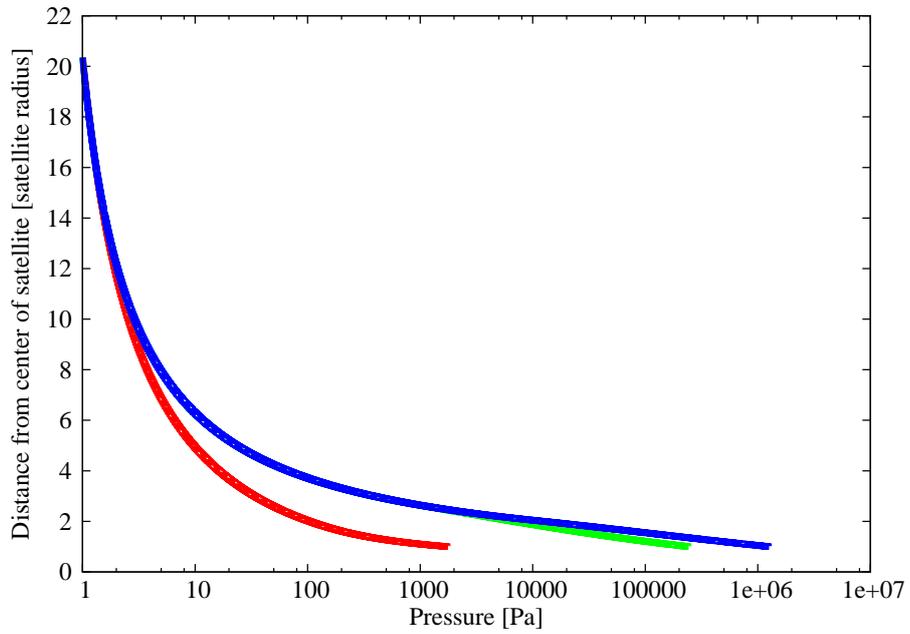


図 8 対流圏界面を変化させたときの圧力分布. 他は図 7 と同じ

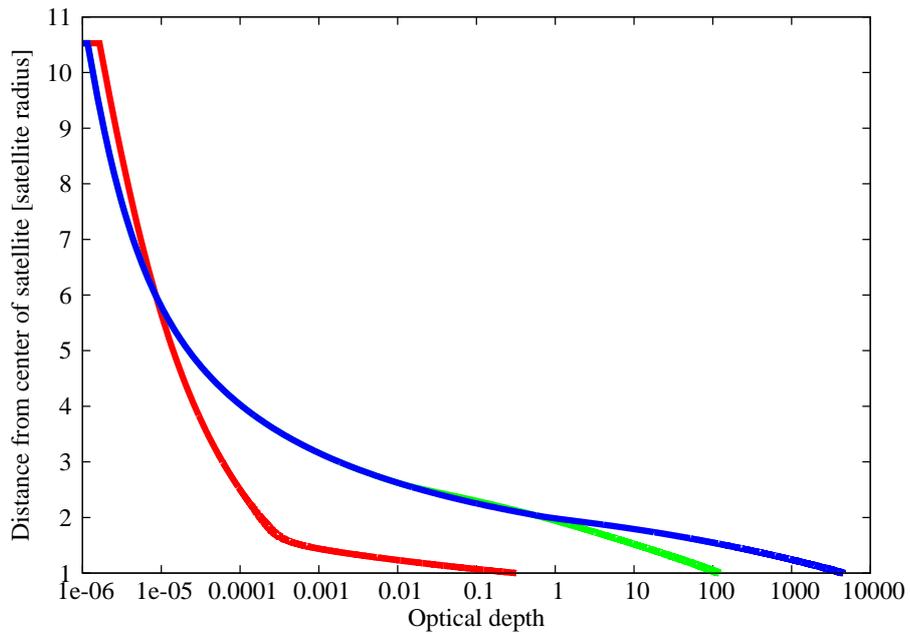


図 9 対流圏界面を変化させたときの光学的厚さの分布. 他は図 7 と同じ

3.3 大気流出の条件

図 10 は対流圏界面となる高さを変えた場合の衛星表面温度を表したものである。色の違いは境界条件の違いを表している。この図から、それぞれの境界条件において、上限温度が存在することがわかる。これは今回、大気上端が周惑星円盤と静力学的につながっていると仮定したためである。これよりも温度を高くしようとするとも境界条件の圧力をより高くしなければならないため、今回おいた円盤との静力学的な仮定がくずれる。つまり、実際の衛星表面温度がこの上限温度よりも高くなった場合には、衛星ヒル半径における原始大気の圧力が円盤の圧力よりも高くなるため、大気流出が起こる。

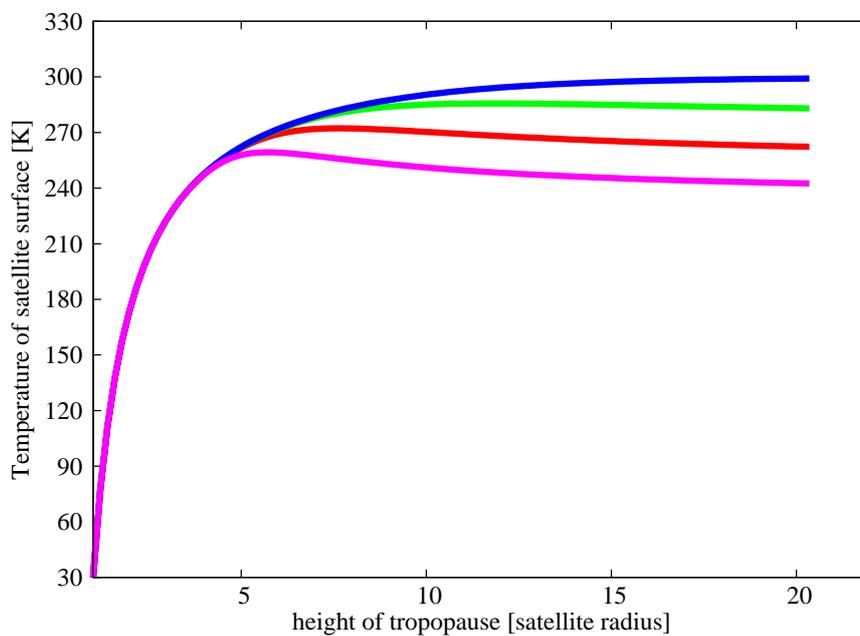


図 10 対流圏界面を変化させたときの地表面温度。横軸は対流圏界面の高さ。縦軸は地表面温度。青、緑、赤、ピンクは境界条件の違いで、それぞれ 100 Pa, 10 Pa, 1 Pa, 0.1 Pa のときの計算結果。

図 11 は境界条件が 1 Pa のときの正味の上向き放射フラックスを表している。色の違いは対流圏界面となる圧力の違いである。対流が起きると仮定した大気下端では、衛星表面に近づくにつれて正味の上向き放射フラックスが小さくなっている。これは大気が上昇するにつれ、対流により大気の冷却が行われているためである。また、対流圏界面を下げると、より大気の光学的厚さが上昇する。この場合には、高温領域の大気下端からの放射はほ

とんど大気の上層には届かない. その結果, 上向きと下向きの放射フラックスの差がほとんどなくなるために, 正味の上向き放射フラックスが 0 に近づく.

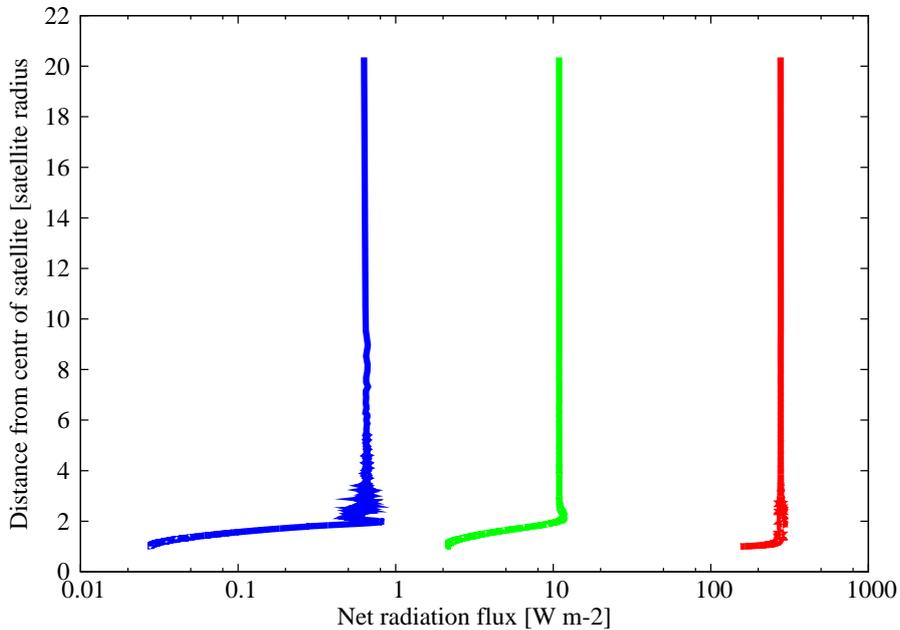


図 11 対流圏界面を変化させたときの正味の上向き放射フラックスの分布. 他は図 7 と同じ

図 12 は衛星表面温度が変化したときの正味の上向き放射エネルギーフラックスである. 色の違いは境界条件の違いを表している. 低温領域では, 低温の厚い水素ヘリウム大気が大気下層の放射をほぼすべて吸収してしまうため, 正味の上向き放射フラックスはほぼ 0 になる. 一方, 高温領域では, 高温の厚い対流圏からの放射が大気上端に届くため, 放射フラックスが急増する. 今回の計算結果から, 集積時間が 100 万年よりも短い場合, それぞれの境界条件において, 衛星表面温度は 200 K を超える. さらに, 円盤圧力が 10 Pa よりも高い場合には集積期に氷の融解点を超える可能性があることがわかった. また, 今回のように, 円盤との静力学的な仮定下では, それぞれの境界条件において放射フラックスに上限があることがわかった. 例えば, 境界条件が 10 Pa のときにはその上限値は約 400 W/m^2 であり, これは集積時間が 40 万年の場合の集積エネルギーフラックスと同等である. 衛星がこの集積時間よりも短い時間で集積した場合, 放射フラックスとの差分が衛星表面温度の上昇に使われる. この温度上昇により, 図 10 で示した上限温度よりも衛星表面温度が高くなると大気流出が起きる. このような大気流出では揮発性物質である Ar も流出してしまうと考えられる. 大規模な大気流出に伴い Ar も散逸すると, 現在のような Ar が欠乏した大気の起源を説明できるかもしれない.

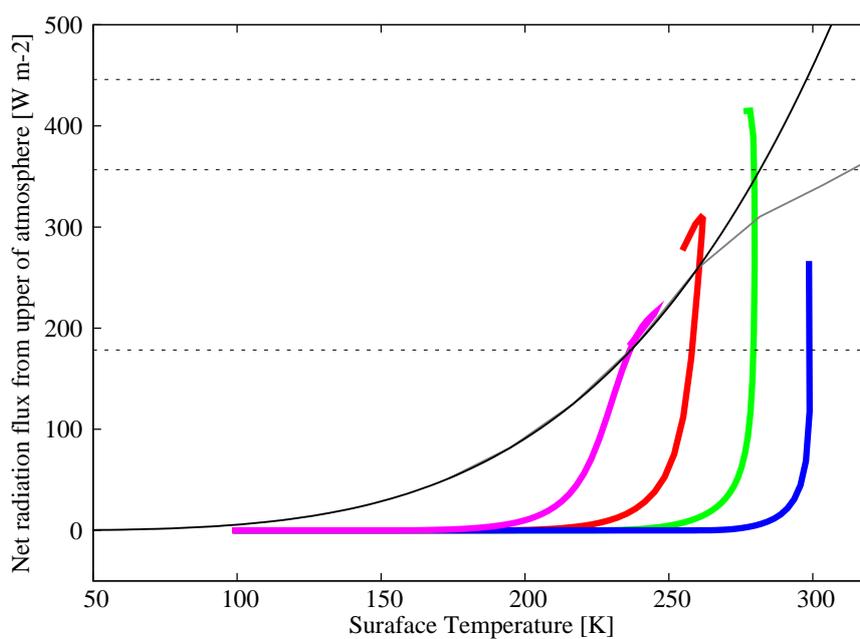


図 12 境界条件を変化させたときの正味の上向き放射フラックスの衛星表面温度依存性. 縦軸は正味の上向き放射フラックス, 横軸は衛星表面温度. 色の違いは図 10 と同じ. 実線は大気がない場合, 灰色線は純粋水蒸気大気の場合の計算結果. 点線の水平線は集積エネルギーフラックスを表しており, それぞれ上から集積時間が 40 万年, 50 万年, 100 万年の場合の値である.

4 議論

4.1 木星の巨大氷衛星ガニメデ

これまでの計算では土星の衛星のタイタンを想定し、その原始大気の形成と進化について議論してきたが、近年の衛星集積モデルでは、木星の規則衛星も同様に薄い周惑星円盤で形成すると考えられている。木星の巨大氷衛星のガニメデは太陽系最大の衛星で、質量やサイズがタイタンに非常に似ているが、タイタンとは異なり非常に薄い大気しか所持していない。同じような質量やサイズを持つ天体の表層がこれほど大きく違っている理由は未だにわかっていない。

ガニメデはタイタンと同様に、木星の周りに存在していた周惑星円盤で集積する。木星の質量は土星の質量よりも大きいため、周惑星円盤に流入する物質も多く、準定常状態においては木星の周惑星円盤のほうが温度が高いと考えられる。図 6 から、より高温の円盤温度では集積期に形成しうる原始大気も光学的に薄くなる傾向にある。そのため、ガニメデ集積期に形成しうる原始大気はタイタンの原始大気と比べて薄い大気であった可能性がある。

4.2 ガニメデ軌道における円盤条件

タイタンを想定した場合の計算と同様に、集積期の氷境界が現在の氷境界となるように F_* , α を与える。今回の場合では、木星の現在の氷境界を衛星エウロパの軌道 ($9.384 R_{Jupiter}$, $R_{Jupiter}$ は木星半径) におく。

図 13, 14 はそれぞれ、周惑星円盤赤道面での温度と圧力を表している。ガニメデがタイタンよりも氷境界に近い軌道をとっているため、境界条件としてのガニメデ軌道における円盤赤道面の温度はタイタンを想定した場合よりも高くなるように設定される。この結果から、ガニメデを想定した計算の場合には、境界条件として円盤温度を 120 K, 円盤圧力を 0.1 Pa - 100 Pa の幅を考える。

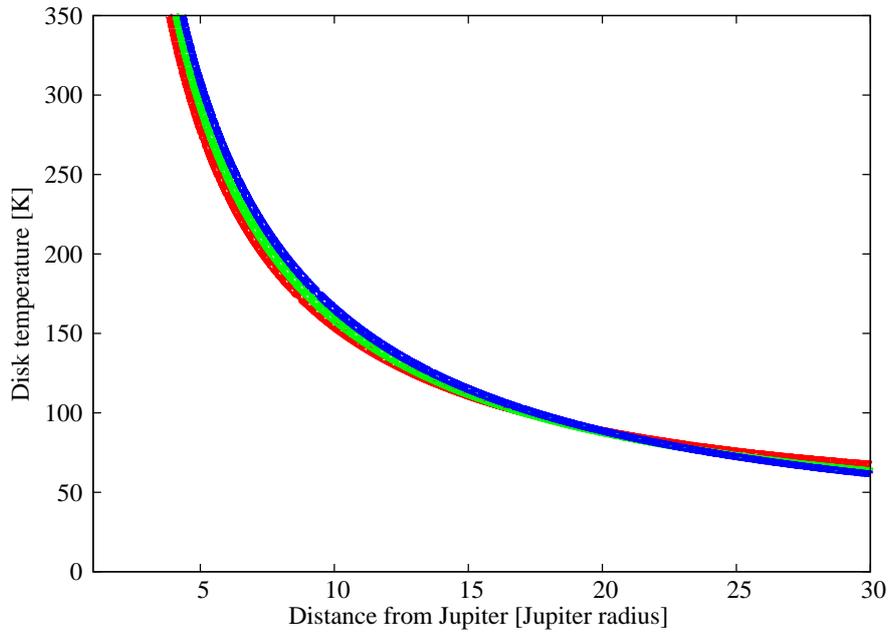


図 13 周惑星円盤赤道面における温度. 横軸は木星からの距離を表している. $T_P = 500\text{K}$ (Burrows et al., 1997), その他は図 4 と同じ.

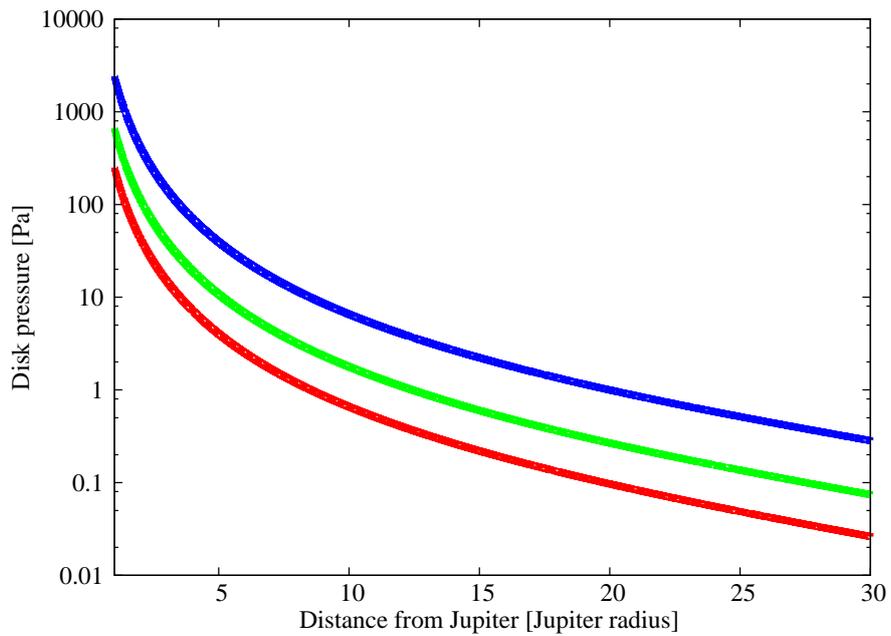


図 14 周惑星円盤赤道面における圧力. その他は図 13 と同じ.

4.3 ガニメデの原始大気の構造

図 15 は対流圏界面となる高さを変えた場合の衛星表面温度を表したものである。タイタンの場合と同様にそれぞれの境界条件において上限温度が存在し、それは約 300 K である。

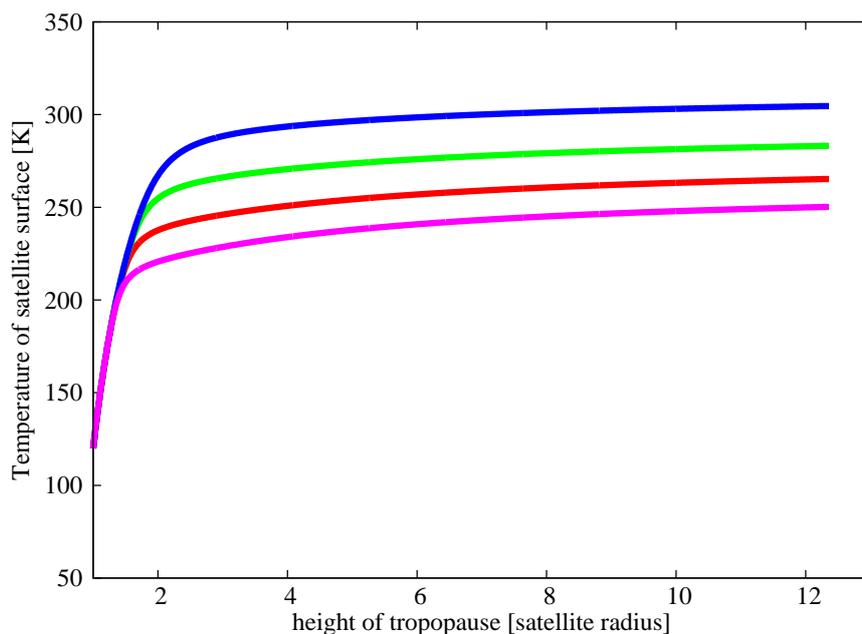


図 15 対流圏界面を変化させたときの地表面温度。横軸は対流圏界面の高さ。縦軸は地表面温度。その他は図 10 と同じ。

図 16 は衛星表面温度が変化したときの正味の上向き放射エネルギーフラックスである。タイタンの集積を想定した場合の数値計算では、衛星表面温度が低い領域でも上向き放射をほとんど吸収してしまうほどの巨大な原始大気が形成する。一方ガニメデの集積を想定した場合には、低温域での上向き放射は大気がない場合の値と同等である。これは境界条件としての円盤温度がタイタン集積の場合と比べて高いため、衛星地表面における大気の圧力が小さいためと考えられる。つまり、ガニメデ軌道における衛星集積では円盤ガス成分を十分に獲得しなかった可能性がある。さらに、大気流出の条件、氷融解点を経験する条件を満たさなかった場合には、水蒸気大気も形成されないため、保温効果に寄与するほどの十分な大気を所持しなかったかもしれない。以上のような条件下でガニメデが集積した

場合には、集積期の時点で現在のような大気が欠乏した天体であった可能性がある。

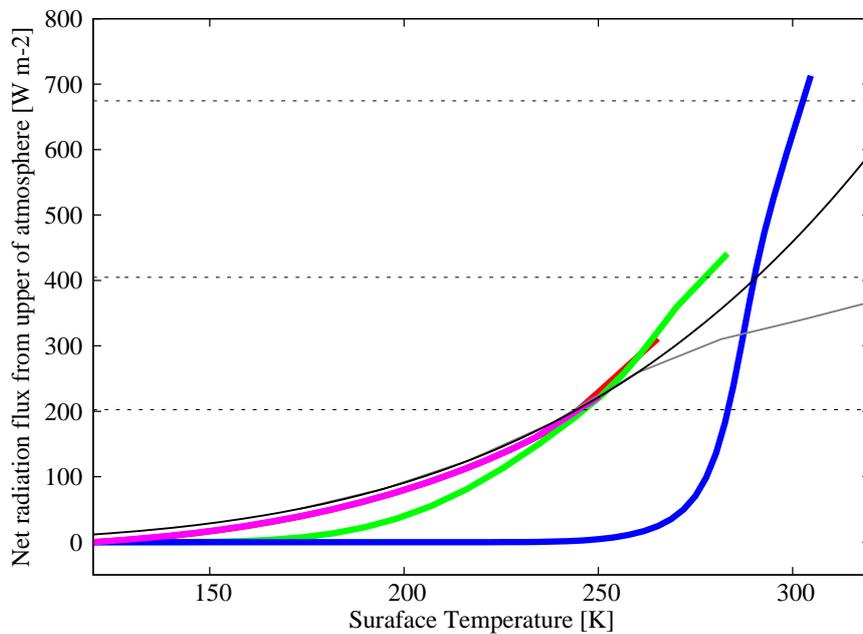


図 16 境界条件を変化させたときの正味の上向き放射フラックス. 横軸は衛星表面温度. 点線の水平線は集積エネルギーフラックスを表しており, それぞれ上から集積時間が 30 万年, 50 万年, 100 万年の場合の値である. その他は図 12 と同じ.

5 結論

本研究では、薄い周惑星円盤上での衛星集積を仮定し、その時に形成されうる原始大気の構造と原始大気からの正味の上向き放射エネルギーフラックスを求めた。それと集積エネルギーフラックスを比較することにより衛星表面温度を推定し、原始大気が流出する条件と氷融解が起きる条件について調べた。

周惑星円盤の条件、対流圏界面高度を様々に変えて大気構造を求めたところ、今回のように周惑星円盤との静力学的な仮定をおいた場合には、それぞれの境界条件において、衛星表面温度に上限があることがわかった。この温度よりも実際の衛星表面温度が高くなった場合には、円盤との静力学的な仮定が崩れ、大気上端における圧力が周惑星円盤の圧力よりも大きくなるために、大気流出が起きる。

放射伝達の計算の結果から、集積時間が 100 万年よりも短い場合には、今回用いた各円盤条件それぞれで衛星表面温度が 200 K を超えることがわかった。さらに、円盤の圧力が 10 Pa よりも大きい場合には氷の融解点を超える可能性がある。また、大気上端からの正味の上向き放射フラックスにも上限があることがわかった。具体的には、境界条件が 10 Pa, 50 K のときには約 400 W/m^2 であり、この値は約 40 万年で集積した場合の集積エネルギーフラックスに相当する。もし、これよりも短い時間で衛星が集積した場合には、そのエネルギーの差分だけ衛星表面温度上昇に使われる。この温度上昇により上限温度を超えれば大気流出が起きる。他の境界条件の場合、さらに長い集積時間でも大気流出が起きる可能性がある。

今回のモデルでは、 H_2 , He , H_2O 以外の成分は無視しているが、材料物質の水の中には NH_3 も含まれていたと考えられる。 NH_3 は水溶性であるため、大気流出の際にも全てが散逸することなく液体の水にとけて衛星に残ると考えられる。一方、この大気流出では、Kuramoto and Matsui (1994) で示唆されていたように、非水溶性の Ar は散逸してしまう可能性がある。さらに、このような温暖な環境から出発すると、大気中で NH_3 の光化学反応が進み、大気中に N_2 が放出される可能性がある (Atreya et al., 1978)。現在のような N_2 を主体とし、 Ar が欠乏したタイタンの大気の形成は以上のシナリオで説明できるかもしれない。

さらに本研究では、木星の巨大氷衛星のガニメデの集積期に形成しうる原始大気についても同様の計算を行った。その結果、タイタンの原始大気と比べてガニメデの場合では非常に薄い原始大気が形成される可能性がある。これは境界条件としての円盤温度がタイタンと比べて高いためである。この結果から、ガニメデは集積期から現在のように大気をほとんど所持しなかった天体であったかもしれない。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、様々な方からご支援を頂きました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

指導教官である倉本圭教授には 研究テーマの提示から研究に対する助言、本論文や学会発表用の資料の校正など、研究のあらゆる面で指導して頂きました。これまで多大な迷惑をおかけしてしまったのにも関わらず最後まで指導して下さいのおかげで、本稿をまとめあげることができました。厚く御礼申し上げます。

橋元明彦准教には、研究セミナーなどの際に、研究課題に対する解決法の提案や、研究の方向性に対する助言を頂きました。また、実験宇宙科学についての意義や知識を学ばせて頂きました。

博士研究員の木村淳さん、惑星宇宙グループの先輩である福井隆さん、鶴巻亮一さん、堺正太郎さんには、日頃より、数値計算手法や惑星科学に対しての知識を学ばせて頂きました。深夜まで及ぶ私の拙い質問にも嫌な顔ひとつせずにご答えて頂きました。

惑星宇宙グループに所属する教員、研究員、先輩、後輩、同期には、分野に限らず様々な角度から研究に対するアドバイスを頂きました。また、彼らとの何気ない日常は私の生活を豊かにし、そのおかげで非常に充実した研究生活を送ることができました。心から感謝致します。

最後に、激励の言葉を送り続けてくれ、常に精神的な支えとなってくれた家族に感謝致します。

6 付録

6.1 付録 1 周惑星円盤の温度分布, 面密度

6.1.1 周惑星円盤の温度

Nakamoto and Nakagawa (1994) に基づいて円盤の温度分布を求める式の導出を行う。

まずは光学的に厚い場合を考える。円盤へのエネルギー供給を粘性加熱, 流入物のポテンシャルエネルギー, 惑星の放射, 原始太陽系円盤からの放射を考慮すると, 円盤表面の温度 T_s は以下の式で表される。

$$\sigma_{SB}T_s^4 = \frac{1}{2} \left(\dot{E}_\nu + \dot{E}_s + \dot{E}_P \right) + \sigma_{SB}T_{cloud}^4 \quad (30)$$

光学的に厚い場合, 加熱は \dot{E}_ν が支配的であり, また周惑星円盤からの放射は式 (20) で書かれる。円盤全体で \dot{E}_ν を放射すると仮定し, 円盤赤道面から表面まで積分すると,

$$\begin{aligned} \dot{E}_\nu &= 2 \int_0^h F(z) dz = \frac{32\sigma_{SB}}{3\tau_R} (T_m^4 - T_s^4) \\ T_s^4 &= T_m^4 - \frac{3\tau_R}{32\sigma_{SB}} \dot{E}_\nu \end{aligned}$$

よって,

$$\sigma_{SB}T_m^4 = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{16}\tau_R\dot{E}_\nu + \dot{E}_\nu + \dot{E}_s + \dot{E}_P \right) + \sigma_{SB}T_{cloud}^4 \quad (31)$$

次に光学的に薄い場合を考える。放射伝達方程式, $d\tau = \kappa_\nu \rho ds$, $ds = dz / \cos \theta$ から,

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu.$$

両辺を積分すると,

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) = I_\nu(0, \theta) e^{-\tau_\nu / \cos \theta} + (1 - e^{-\tau_\nu / \cos \theta}) B_\nu.$$

$\tau_\nu / \cos \theta \ll 1$ のとき, 上の式をテーラー展開して,

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) \approx \left(1 - \frac{\tau_\nu}{\cos \theta}\right) I_\nu(0, \nu) + \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} B_\nu(T_m).$$

これを全波長域で積分すると I は以下のように表される.

$$\begin{aligned} I(\tau_\nu, \theta) &= \int_0^\infty I_\nu(\tau_\nu, \theta) d\nu \\ &\approx \int_0^\infty \left[\left(1 - \frac{\tau_\nu}{\cos \theta}\right) I_\nu(0, \theta) + \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} B_\nu(T_m) \right] d\nu \\ &= I(0, \theta) - \int_0^\infty \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} I_\nu(0, \theta) d\nu + \int_0^\infty \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} B_\nu(T_m) d\nu \end{aligned} \quad (32)$$

$z = -h$ の地点 ($\tau_\nu = 0$) では上向きの放射は温度 T_{cloud} の星雲からの放射のみなので,

$$I(0, \theta) = \int_0^\infty B_\nu(T_{cloud}) d\nu = \frac{\sigma_{SB}}{\pi} T_{cloud}^4.$$

次に, プランクの平均光学的厚さ ($\tau_P = \kappa_P \sigma_g$) を導入すると,

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} I_\nu(0, \nu) d\nu &= \int_0^\infty \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} B_\nu(T_{cloud}) d\nu = \frac{\tau_P}{\cos \theta} \frac{\sigma_{SB}}{\pi} T_{cloud}^4 \\ \int_0^\infty \frac{\tau_\nu}{\cos \theta} B_\nu(T_m) d\nu &= \frac{\tau_P}{\cos \theta} \frac{\sigma_{SB}}{\pi} T_m^4 \\ \tau_P &= \frac{\int_0^\infty \tau_\nu B_\nu(T) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu} \end{aligned}$$

よって式 (32) は,

$$I_\nu(h, \theta) = \left(1 - \frac{\tau_P}{\cos \theta}\right) \frac{\sigma T_{cloud}^4}{\pi} + \frac{\tau_P}{\cos \theta} \frac{\sigma T_m^4}{\pi}.$$

$z = h$ での上向きエネルギーフラックスは,

$$\begin{aligned} F^+ &= \int I \cos \theta d\Omega \\ &= 2\pi \int_0^{\pi/2} I(h, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \\ d\Omega &= \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi \sin \theta d\theta \end{aligned}$$

上の式を代入して,

$$\begin{aligned}
 F^+ &= 2\pi \int_0^{\pi/2} \left[(\cos \theta - \tau_p) \frac{\sigma}{\pi} T_{cloud}^4 + \tau_p \frac{\sigma}{\pi} T_m^4 \right] \sin \theta d\theta \\
 &= \sigma T_{cloud}^4 \int_0^{\pi/2} \sin 2\theta d\theta - 2\tau_p \sigma T_{cloud}^4 \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta + 2\tau_p \sigma T_m^4 \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \\
 &= -\sigma T_{cloud}^4 \left[\frac{1}{2} \cos 2\theta \right]_0^{\pi/2} + 2\tau_p \sigma T_{cloud}^4 [\cos \theta]_0^{\pi/2} - 2\tau_p \sigma T_m^4 [\cos \theta]_0^{\pi/2} \\
 &= \sigma T_{cloud}^4 - 2\tau_p \sigma T_{cloud}^4 + 2\tau_p \sigma T_m^4
 \end{aligned}$$

$z = h$ での下向きエネルギーフラックスは $F^-(h) = -\sigma T_{cloud}^4$ なので, $z = h$ における正味の上向き放射エネルギーフラックスは,

$$F(h) = 2\tau_p \sigma (T_m^4 - T_{cloud}^4).$$

ここから,

$$2F(h) = \dot{E}_\nu + \dot{E}_s$$

$$4\tau_p \sigma_{SB} (T_m^4 - T_{cloud}^4) = \dot{E}_\nu + \dot{E}_s$$

$$\sigma_{SB} T_m^4 = \frac{1}{4\tau_p \sigma_{SB}} (\dot{E}_\nu + \dot{E}_s) + \sigma_{SB} T_{cloud}^4 \quad (33)$$

光学的に厚い場合と薄い場合の両方に適応させるために式 (31), (33) を結合させて,

$$\sigma_{SB} T_m^4 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{3}{16} \tau_R + \frac{1}{2\tau_p} \right) \dot{E}_\nu + \left(1 + \frac{1}{2\tau_p} \right) (\dot{E}_s + \dot{E}_J) \right] + \sigma_{SB} T_{cloud}^4 \quad (34)$$

6.1.2 周惑星円盤の面密度

ここでは, 式 (26), (27) を使い, 円盤の面密度の式を導出する. 今回は g_{vis} が惑星表面 ($r = r_p$) および円盤の端 ($r = r_d$) では 0 となることを仮定する ($g_{vis,d} = g_{vis,p} = 0$).

$r_c < r < r_d$ の場合, 物質が流入する外側の領域なので, $F_{in} = 0$ である. 式 (26) より, \dot{M} は r によらない ($\dot{M} = \dot{M}_0 = const$). 式 (27) を r_c から r_d まで積分すると,

$$\dot{M}_0 (h - h_d) = -(g_{vis} - g_{vis,d}) = -g_{vis}. \quad (35)$$

つぎに $r < r_c$ の場合を考える. 式 (27) の右辺第二項は $\dot{M}dh/dr = d(\dot{M}h)/dr - h d\dot{M}/dr$ となり, 両辺を積分すると,

$$h\dot{M}(r) + g(r) = \frac{4}{5}\pi F_{in}(r_c^2 h_c - r_p^2 h_p) + \dot{M}_p h_p - \frac{4}{5}\pi F_{in} r_p^2 h_p. \quad (36)$$

ここで, $h_c = r_c^2 \Omega_c$, $h_d = r_d^2 \Omega_d$ で, r_p は惑星半径である.

さらに $r = r_c$ のときの場合を考える. このとき, $\dot{M} = \dot{M}_0$ であり, $r = r_c$ とおくと,

$$h_c \dot{M}_0 + \dot{M}_0 (h_d h_c) = \frac{4}{5}\pi r_c^2 h_c F_{in} + \dot{M}_p h_p - \frac{4}{5}\pi F_{in} r_p^2 h_p, \quad (37)$$

$$\dot{M}_0 h_d - \dot{M}_p h_p = \frac{4}{5}\pi F_{in} (r_c^2 h_c - r_p^2 h_p). \quad (38)$$

円盤は準定常状態であると仮定したので, 質量保存の式より, 周惑星円盤から消失する物質の質量と, 周惑星円盤に供給する物質の質量は同じである. つまり, 単位時間に惑星へと落下する質量 \dot{M}_p と, r_d から外側に拡散する質量 \dot{M}_0 の合計は, 単位時間に円盤へ流入する質量と同じである. よって,

$$|\dot{M}_p| + |\dot{M}_0| = \dot{M} - \pi F_{in} r_p^2. \quad (39)$$

式 (38), 式 (39) より,

$$\dot{M}_0 h_d - (\pi F_{in} r_c^2 - \pi F_{in} r_p^2 + \dot{M}_0) h_p = \frac{4}{5}\pi F_{in} (r_c^2 h_c - r_p^2 h_p). \quad (40)$$

上式に, $h_p = r_p^2 \Omega_p$, さらに, $\Omega_d = \sqrt{\frac{GM_*}{r_d^3}}$, $\Omega_c = \sqrt{\frac{GM_*}{r_c^3}}$, $\Omega_p = \sqrt{\frac{GM_*}{r_p^3}}$ を代入すると,

$$\dot{M}_0 (r_d^{1/2} - r_p^{1/2}) = -\pi F_{in} r_c^2 r_p^{1/2} + \frac{1}{5}\pi F_{in} r_p^{5/2} + \frac{5}{4}\pi F_{in} r_c^{5/2}, \quad (41)$$

$$\dot{M}_0 = \pi F_{in} r_c^2 \left[\frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_p} \right)^{1/2} + \frac{1}{5} \left(\frac{r_p}{r_c} \right)^2 - 1 \right] \left[\left(\frac{r_d}{r_p} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1}. \quad (42)$$

よって,

$$\dot{M}(r > r_c) = \dot{M}_0, \quad (43)$$

$$= \pi F_{in} r_c^2 \left[\frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_p} \right)^{1/2} + \frac{1}{5} \left(\frac{r_p}{r_c} \right)^2 - 1 \right] \left[\left(\frac{r_d}{r_p} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1}.$$

$$-\dot{M}(r < r_c) = \int_r^{r_c} 2\pi r F_{in} dr - \dot{M}_0, \quad (44)$$

$$= -\pi F_{in} r_c^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 - \frac{(4/5)(r_c/r_p)^{1/2} + (1/5)(r_p/r_c)^2 - 1}{(r_d/r_p)^{1/2} - 1} \right] \quad (45)$$

次に、惑星の半径に比べて、周惑星円盤の半径がはるかに大きいと仮定し、 $(R_p/r_c)^2 \ll 1$, $(r_d/R_p)^{1/2} \gg 1$ とすると、

$$\dot{M}(r > r_c) = \dot{M}_0 \approx \dot{M}_* \left[\frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_d} \right)^{1/2} \right], \quad (46)$$

$$\dot{M}(r < r_c) \approx -\dot{M}_* \left[1 - \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 - \frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_d} \right)^{1/2} \right]. \quad (47)$$

これにより、円盤の面密度が表される。

$(r > r_c)$ の場合は、

$$\sigma_G(r) \approx \frac{4\dot{M}_*}{15\pi\nu} \left[\sqrt{\frac{r_c}{r}} - \sqrt{\frac{r_c}{r_d}} \right]. \quad (48)$$

$(r < r_c)$ の場合は、

$$\sigma_G(r) \approx \frac{4\dot{M}_*}{15\pi\nu} \left[\frac{5}{4} - \sqrt{\frac{r_c}{r_d}} - \frac{1}{4} \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]. \quad (49)$$

参考文献

Anderson et al., 1996, Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede, *Nature*, Volume 384, Issue 6609, p. 541-543

Baland et al., 2011, Titan's obliquity as evidence of a subsurface ocean?, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 530, id.A141

Borysow et al., 1985, Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra. Molecular hydrogen pairs *Astrophysical Journal*, Volume 296, p. 644-654.

Borysow et al., 1992, New model of collision-induced infrared absorption spectra of H₂-He pairs in the 2-2.5 micrometer region at temperatures from 20 to 300K: An update, *Icarus*, Volume 96, p. 169-175.

Canup, Robin M., Ward, William R., 2002, Formation of the Galilean Satellites: Conditions of Accretion., *The Astronomical Journal*, Volume 124, Issue 6, p. 3404-3423.

Canup, Robin M., Ward, William R., 2006, A common mass scaling for satellite systems of gaseous planets., *Nature*, Volume 441, Issue 7095, p. 834 - 839.

Gautier and Raulin, 1997, Chemical Composition of Titan's Atmosphere, *Huygens: Science, Payload and Mission*, Proceedings of an ESA conference. Edited by A. Wilson., p. 359

Houghton, 1977, *The Physics of Atmosphere*, Cambridge University Press, New York

Kuramoto and Matsui, 1994, Formation of a hot proto-atmosphere on the accreting giant icy satellite: Implications for the origin and evolution of Titan, Ganymede, and Callisto, *Journal of Geophysical Research*, Volume 99, Number E10, p. 183-200

Luciano et al., 2010, Gravity Field, Shape, and Moment of Inertia of Titan, *Science*, Volume 327, p. 1367

Lunine and Stevenson, 1982, Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula, *Icarus*, Volume 52, p. 14-39

Lunine et al., 2009, Titan from Cassini-Huygens 35-59

Mizuno, 1980, Formation of the Giant Planets, *Progress of Theoretical Physics*, Volume 64, Number 2, p. 544-557

Mosqueira, Ignacio., Estrada, Paul R., 2003, Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula I: subnebula model and accretion of satellites. *Icarus*, Volume 163, Issue 1, p. 198-231.

Niemann et al., 2005, The abundances of constituents of Titan's atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe, *Nature*, Volume 438, issue 7069, p. 779-784

Sohl et al., 2002, Implications from Galileo Observations on the Interior Structure and Chemistry of the Galilean Satellites, *Icarus*, Volume 157, issue, 1, p. 104-119

Semenov et al., 2003, Rosseland and Planck mean opacities for protoplanetary discs, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 410, p.611-621.

Sekine et al., 2011, Replacement and late formation of atmospheric N₂ on undifferentiated Titan by impacts, *Nature Geoscience*

Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973 ,Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron. Astrophys.*, Volume 24, p. 337 - 355.

Weast, 1967, *Handbook of Chemistry and Physics*, 48th ed. Chemical Rubber Co., Cleveland.

井田茂, 2007, 系外惑星. 東京大学出版会.