

潮汐による氷天体の海の動力学

北海道大学 理学部 地球惑星科学科 4年
惑星宇宙グループ 倉本・鎌田研究室
学生番号 02152040
中西健人

2018年1月29日

概要

惑星系のスノーラインより外側には氷と岩石からなる氷天体が存在し、当然太陽系にも多種多様な特徴を持った氷天体が存在している。その中には近年の観測事実の積み重ねから内部海、すなわち氷地殻の下に位置する大規模な液体層があることが確認されているものが存在している。内部海は氷天体の熱・軌道進化において重要な役割を担っていると考えられている。なぜなら内部海を形成・維持するための主要な長期的熱源の一つと目されている潮汐加熱は、もとをたどれば天体の軌道から抽出されたエネルギー（主星の自転エネルギー等）であり、内部海がどれだけ潮汐加熱を受けるかを考えることは氷天体がどれだけ軌道進化を受けるかを考えることに等しいからだ。

潮汐による加熱は大きく分けて固体部分での散逸と海での散逸の二種類が存在し、近年の先行研究で海の散逸によって莫大な熱が生じることが示唆されていることを鑑みて、本研究では海で生じる散逸に着目した。本研究の目的は内部海の熱進化を研究する前段階として、潮汐による海の流れとそれにより生じる散逸を計算し、これらが軌道要素や海の深さ、摩擦係数といったパラメータにどのように依存しているのかを知ることである。なので本論文では Matsuyama et al. [2018] を参考にして離心率による潮汐が卓越していると思われるエウロパと、自転軸傾斜角による潮汐が卓越していると思われるトリトンの二天体についてラプラス潮汐方程式を解き、得られた結果を比較しつつ各パラメータへの依存性を検討し、氷天体の進化にどう影響するのかを考察した。設定した系は極めて単純な二層モデル（表面海と固体コア）であり、本研究では氷地殻は考慮していない。

ラプラス潮汐方程式 (LTE) は流体の収束・発散による液面の変位を記述する連続の式と、流体の単位時間当たりの運動量変化を記述する運動方程式の二本の式からなり、これらの式はヘルムホルツ分解と球面調和展開を駆使することで数値的に解くことができる。更にラウ数の理論を導入することで固体部分の変形と海の自己重力も考慮することができる。

こうして計算を行ったところ、軌道要素・海の深さ・摩擦係数に関して以下のような依存性が見られた。簡潔にまとめると、

軌道要素 離心率の潮汐では赤道ケルビン波のような、傾斜角の潮汐では定在波のような特徴が生じ、それに伴い前者では低緯度域の、後者では高緯度域の散逸量が大きくなる

海の深さ 海が薄い (100-200 m 以下) と共鳴により莫大な加熱 (ピーク) が生じる可能性がある

摩擦係数 基本的に摩擦係数が大きいほうが散逸量は大きくなるが、共鳴時など一部例外もある

軌道要素の依存性から、離心率の大きな氷天体では赤道域の、自転軸傾斜角の大きな氷天体では極域の氷地殻が薄くなる可能性があるが、固体部分での散逸を考慮しなければ厳密にはわからない。また海が薄い時の共鳴は、散逸熱が増大することで氷地殻が溶けて海の厚さが増すと思われるので実際に生じる可能性は低いと思われる。摩擦係数の依存性からは、海の摩擦が小さい天体 (ガニメデなど高圧氷の層が存在すると思われる天体) ではピーク付近の加熱がほかの天体よりも重要になる可能性があるといえる。

今回の結果を踏まえて、今後は氷地殻ありの場合やより長期的な熱・軌道進化も視野に入れた場合の計算も行えるようにするとともに、エウロパとトリトンだけでなくその他の様々な氷天体でも計算を行い、その結果を比較して太陽系の氷天体の熱進化の多様性について議論をしたい。

目次

1	イントロダクション	5
2	理論	6
2.1	系の設定	6
2.2	基礎方程式	6
2.3	LTEの数値解法	7
3	計算結果	10
3.1	計算の設定	11
3.2	計算結果	12
3.3	計算結果の解説	30
3.3.1	eccentricity 潮汐の特徴	30
3.3.2	obliquity 潮汐の特徴	30
4	結果に対する考察	31
4.1	散逸フラックスの空間分布と氷地殻厚の関係	31
4.2	全球散逸率にピークが生じる理由	31
4.3	ポテンシャル場と変位場の位相がほぼ一致している理由	31
4.4	obliquity でのみ見られる全球散逸率の増加傾向	32
4.5	摩擦係数の寄与	32
5	まとめ	32
6	今後の展望	33
7	謝辞	33
A	イントロダクション	34
B	探査の歴史・アイデア	34
C	内部海はどこにあるのか	35
D	内部海をどのように検出するか	37
D.1	磁気誘導	37
D.2	測地学的手法	38
D.2.1	秤動	38
D.2.2	自転軸傾斜角	39
D.2.3	潮汐応答	40
D.3	レーダーサウンディング	40
D.4	組成的な証拠	41
D.5	表層の特徴	41
E	内部海はどのように維持されるか	41
E.1	不凍作用	42
E.2	熱生産	42
E.2.1	応用	44
E.3	熱の除去	45
E.3.1	応用	46
F	いつ内部海ができたのか	47

G	内部海が存在することによる影響	47
G.1	氷殻	47
G.2	ケイ酸塩コア	48
H	内部海自体の性質	49
I	内部海は生命が居住可能であるか	50
J	将来の展望	50

1 イントロダクション

惑星系のスノーラインよりも外側には主に氷と岩石からなる天体、すなわち氷天体が存在する。太陽系でいえば木星以遠の惑星が持つ衛星とカイパーベルト天体のほとんどすべてが氷天体に該当する。これまで観測された太陽系の氷天体は多種多様な特徴を持っており [Nimmo and Pappalardo, 2016]、その複雑な進化 (熱・軌道進化) の過程を物語っている。この多様性を解き明かすために氷天体について様々な側面から研究が行われている [e.g., Thomas et al., 2016; Bray et al., 2014; Chen et al., 2014]。

氷天体の熱・軌道進化を研究する上で重要なのが内部海の存在である。内部海とは読んで字のごとく、水でできた外殻の下に存在する大規模な液体層のことである。近年の観測事実の積み重ねから、太陽系の氷天体の中には内部海の存在が確実視されているものが存在する。例えば探査機ガリレオがエウロパで観測した誘導磁場は、エウロパに全球規模の塩水の層が存在することを示唆する有力な証拠である [e.g., Zimmer et al., 2000]。内部海とは液体の層なので、これを形成・維持するためには氷天体が加熱される必要があり [Lunine and Stevenson, 1982]、その主要な長期的熱源の一つとして考えられているのが潮汐 (図 1) による加熱である。潮汐加熱とは言わば天体の軌道 (主星の自転エネルギー等) から抽出されたエネルギーであり、その大きさは離心率 (eccentricity) や自転軸傾斜角 (obliquity) といった軌道要素や、海の深さや摩擦係数といった (よく知られていない) パラメータに依存している。そのため氷天体の内部海が潮汐によってどれだけ加熱される、あるいはされてきたのかを考えることは、氷天体がどれだけ軌道進化していく、あるいはしてきたのかを考えることと同義である。また一部の氷天体はその重力場の観測データから氷地殻厚の空間的な不均一が示唆されており [e.g., Nimmo and Bills, 2010]、これは潮汐加熱量の球面上の分布が関わっているかもしれない。氷地殻厚の不均一はクレーター進化などの側面 [e.g., Schenk, 2002] から表層の進化にかかわっているため、氷天体の潮汐加熱を研究することで氷天体表層の多様性に関する重要な手がかりが得られるかもしれない。

潮汐による加熱には大きく分けて固体部分の散逸と海の散逸の二つがあり、かつては固体部分の散逸が主に考えられていた [e.g., Ross and Schubert, 1990; Sohl et al., 1995; Hussmann and Spohn, 2004]。しかし氷天体の海の動きとそれにより生じる散逸を計算した近年の研究から、特定の条件下の海の散逸によって莫大な加熱が生じる可能性が示唆されてきている [e.g., Tyler, 2008]。

こうした背景を鑑みて、本論文では氷天体の熱進化を研究する前段階として、同期回転する氷天体の潮汐による海の流れやそれにより生じる散逸が、離心率や自転軸傾斜角といった軌道要素や、海の深さや摩擦係数といったパラメータにどのように依存しているのかを明らかにし、それらが氷天体の多様性にどのように影響するのかを議論する。なお本研究では軌道要素の寄与をわかりやすくするために、eccentricity の潮汐が卓越している例としてエウロパを、obliquity による潮汐が卓越している例としてトリトンを採用し計算を行った。

本論文は、まず第二章で想定する系の概要と基礎方程式、そして方程式の具体的な解法を述べる。第三章では計算の際に設定した種々の条件について述べた後計算結果を示してその解説をしている。第四章では計算結果に対する考察を述べている。第五章では本論文のまとめを述べている。第六章では今後の展望について述べている。また氷天体の内部海に関する基礎知識として、Nimmo and Pappalardo [2016] の逐語訳を巻末に付録として載せている。

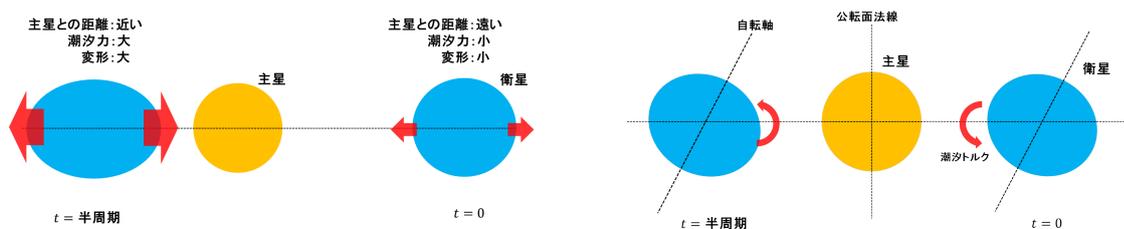


図 1: 潮汐の模式図。左図は eccentricity、右図は obliquity の潮汐である。eccentricity は主星との距離が変化すること、obliquity は母星直下点の緯度が変化することによって潮汐が生じる。

2 理論

2.1 には系の設定を、2.2 には基本となる方程式を、2.3 には具体的な解法を記す。本論文は基本的に Matsuyama et al. [2018] の方法を踏襲している¹。

2.1 系の設定

本研究ではトリトン・エウロパともに (外力なしの状態では) 球対称の二層氷天体 (表面海 + 岩石コア) であると仮定し、この天体が主星の周りを同期回転しているとする (図 2)。エウロパサイズの天体だと薄い氷地殻の有無で計算結果に大きな影響は出ないので [Matsuyama et al., 2018]、氷地殻については今回は考えないものとする。表面海は非圧縮の流体、固体コアは一様で有限の剛性率を持つ固体であるとする。また海の厚さ・潮汐変位は天体半径と比べて十分に小さいものとし、流体速度の鉛直方向の勾配及び鉛直方向の流れ (鉛直方向のポテンシャル勾配) については考えないものとする。また主星との距離は天体半径と比べて十分に遠いものとする。固体部分の変形と海の自己重力についても考慮する (2.3 で詳しく述べる)。

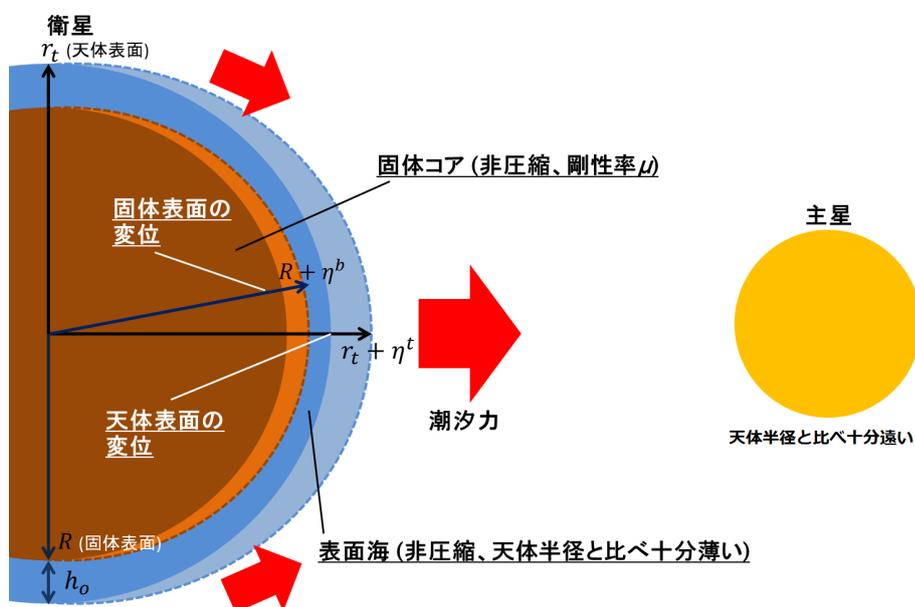


図 2: 二層天体モデル

2.2 基礎方程式

表面海の力学を表すラプラス潮汐方程式 (LTE : Laplace tidal equations) は、惑星球面上の薄い一様な海を想定することで、運動方程式と質量保存方程式から得られる [Lamb, 1993]。球面上の海に関する LTE は以下のような表式となる。

$$\partial_t \eta + h_o \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t \mathbf{u} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \alpha \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_o} \nabla P + \nabla U. \quad (2)$$

¹ 研究の過程で Matsuyama et al. [2018] 中にいくつかのタイプミスを発見したが、本論文では修正している。

ここで $\mathbf{u} = (u_\theta, u_\phi)$ は深さ方向に平均をとった、球面上のある点における流体の水平方向のみの速度ベクトル (θ はその点の余緯度、 ϕ は経度を表す)、 P は圧力、 U は起潮力ポテンシャル U^T 及び海の荷重ポテンシャル U^L の和、 $\eta (= \eta^t - \eta^b)$ は海面と固体表面の動径方向の変位の差 (図 2)、 h_o は海の深さ、 $\boldsymbol{\Omega}$ は自転角速度ベクトル、 α は海の流れに対する抵抗を表す摩擦係数、 ρ_o は海の密度である。

一つ目の式は連続の式であり、左辺二項目は流体の収束・発散を、第一項はそれによる液面の時間変化を表す。二つ目の式は運動方程式であり、左から順に加速度項、コリオリ力の項、摩擦力の項、圧力勾配による力、ポテンシャル勾配による力を表す。圧力とポテンシャルが時間変化することにより海の流れが生じ、流れに直交する方向にコリオリ力が、逆の方向に摩擦力が働き、この摩擦によって海の散逸が起きる。ここで非圧縮という仮定 (2.1) から ρ_o の、潮汐変位が天体半径と比べ非常に小さいことから g の変化は無視している。 ∂ は偏微分を表す記号である。 ∇ は水平方向の勾配を表す演算子であり、球座標では

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = (r \sin \theta)^{-1} [\partial_\theta (\sin \theta u_\theta) + \partial_\phi u_\phi], \quad (3)$$

$$\nabla U = r^{-1} \hat{\mathbf{e}}_\theta \partial_\theta U + \hat{\mathbf{e}}_\phi (r \sin \theta)^{-1} \partial_\phi U. \quad (4)$$

ここで $\hat{\mathbf{e}}_\theta$ および $\hat{\mathbf{e}}_\phi$ はそれぞれ θ と ϕ 方向の単位ベクトルを表す。 P は圧力であり、ここで図 1 よりある動径距離 r における圧力は $P = \rho_o g (R + h_o + \eta_t - r)$ で表されるので (2) 式の圧力勾配の項は

$$-\frac{\nabla P}{\rho_o} = -g \nabla \eta_t \quad (5)$$

のように書くことができる。摩擦による散逸については、式 (1) の両辺と速度ベクトル \mathbf{u} の内積をとってエネルギー保存の式に書き換えると、

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) = -\alpha \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} - \frac{\mathbf{u}}{\rho_o} \cdot \nabla P + \mathbf{u} \cdot \nabla U. \quad (6)$$

ここで左辺は運動エネルギーの時間変化、右辺第一項は摩擦による散逸、第二項は圧力勾配力、第三項はポテンシャル勾配力による仕事を表す。このとき右辺第一項から球面上のある点における散逸熱フラックス F_{diss} の形式が求まる。

$$F_{diss} = -\rho_o h_o \alpha \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}. \quad (7)$$

以下、これらの方程式の具体的な解法について説明する。

2.3 LTEの数値解法

LTE を数値的に解くために、まずは以下のように速度ベクトル \mathbf{u} をヘルムホルツ分解 [Arfken and Weber, 1995, Section 1.16] する。

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \nabla \Phi + \nabla \times (\Psi \hat{\mathbf{e}}_r), \\ &= \hat{\mathbf{e}}_\theta [r^{-1} \partial_\theta \Phi + (r \sin \theta)^{-1} \partial_\phi \Psi] + \hat{\mathbf{e}}_\phi [(r \sin \theta)^{-1} \partial_\theta \Phi - r^{-1} \partial_\phi \Psi]. \end{aligned} \quad (8)$$

このとき Φ は速度ポテンシャル、 Ψ は流線関数を表す。次にポテンシャル U^T 、動径方向の潮汐変位 η 、先ほど挙げた Φ と Ψ を球面調和展開する。

$$\eta(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} \eta_{nm}(r) Y_{nm}(\theta, \phi) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (9)$$

$$U(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} U_{nm}(r) Y_{nm} e^{-i\omega t} + c.c. \quad (10)$$

$$\Phi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} \Phi_{nm}(r) Y_{nm}(\theta, \phi) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (11)$$

$$\Psi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} \Psi_{nm}(r) Y_{nm}(\theta, \phi) e^{-i\omega t} + c.c., \quad (12)$$

このとき $\eta_{nm} (= \eta_{nm}^t - \eta_{nm}^b)$ 、表層と底面それぞれの展開係数の差、 $U_{nm}^T, \Phi_{nm}, \Psi_{nm}$ は展開係数、*c.c.* (complex conjugate) は前項の複素共役数、 n は展開の次数、 m は位数を表す。また $\omega = \Omega$ は東進要素、 $\omega = -\Omega$ は西進要素である。 $Y_{nm}(\theta, \phi)$ はルジャンドルの陪関数 P_{nm} を用いて以下のように表せる [Arfken and Weber, 1995, Chapter 12]。

$$Y_{nm}(\theta, \phi) \equiv P_{nm}(\cos \theta) e^{im\phi}, \quad (13)$$

$$P_{nm}(\cos \theta) = (1 - \cos^2 \theta)^{m/2} \frac{d^m}{d(\cos \theta)^m} P_n(\cos \theta). \quad (14)$$

P_n に関しては以下のように求めることができる [Arfken and Weber, 1995, Table.(12.1) および Eq.(12.17a)]。

$$\begin{aligned} P_0(x) &= 1, \\ P_1(x) &= x, \\ P_n(x) &= \left(2 - \frac{1}{n}\right) x P_{n-1}(x) - \left(1 - \frac{1}{n}\right) P_{n-2}(x) \quad (n = 2, 3, 4, \dots). \end{aligned} \quad (15)$$

P_n の導関数に関しては以下のように求める [Arfken and Weber, 1995, Eq.(12.27) および Eq.(12.28)]。

$$\begin{aligned} P'_n(x) &= \frac{n+1}{1-x^2} \{x P_n(x) - P_{n+1}(x)\}, \\ P''_n(x) &= \frac{1}{1-x^2} \{2x P'_n(x) - n(n+1) P_n(x)\}. \end{aligned} \quad (16)$$

ここで海の自己重力と固体部分の変形を考慮するために、ラヴ数の理論を用いてポテンシャルの展開係数 U_{nm} を以下のように変形する [Matsuyama, 2014]。

$$U_{nm} = [1 + k_n^T(R)] U_{nm}^T + [1 + k_n^L(R)] U_{nm}^L, \quad (17)$$

$$\eta_{nm}^b = h_n^T(R) U_{nm}^T / g(R) + h_n^L(R) U_{nm}^L / g(R). \quad (18)$$

このとき k_n^T と k_n^L はそれぞれ潮汐ポテンシャル U_{nm}^T と海の荷重ポテンシャル U_{nm}^L に対する重力場の応答、 h_n^T および h_n^L はポテンシャルの変化に対する変位の応答を表す無次元の定数であり、それぞれの表式は以下のような² [Matsuyama et al., 2018, Appendix B]。

$$\begin{aligned} (k_n^T, h_n^T) &= \frac{1}{1 + \hat{\mu}} \left\{ \frac{3}{2(n-1)}, \frac{2n+1}{2(n-1)} \right\}, \\ (k_n^L, h_n^L) &= -\frac{1}{1 + \hat{\mu}} \left\{ 1, \frac{2n+1}{3} \right\}, \\ \hat{\mu} &= \frac{2n^2 + 4n + 3}{n} \frac{\mu}{\rho g R} \quad (R = r_t - h_o). \end{aligned} \quad (19)$$

$\hat{\mu}$ は無次元の有効剛性率である。

ここでポテンシャル U について詳しく見ていく。上で説明した通り、ポテンシャル U は潮汐ポテンシャルの寄与 U^T と荷重ポテンシャル U^L の寄与に分離することができ、 U^T はさらに離心率による潮汐の寄与 U_{ec}^T と自転軸傾斜角による潮汐の寄与 U_{ob}^T に分離することができる。これらはそれぞれ

$$\begin{aligned} U_{ec}^T &= \Omega^2 r^2 e \left\{ -\frac{3}{2} P_{20}(\cos \theta) \cos(\omega t) + \frac{1}{8} P_{22}(\cos \theta) [7 \cos(2\phi - \omega t) - \cos(2\phi + \omega t)] \right\}, \\ &= U_{ec,20}^T + U_{ec,22}^T, \\ U_{ob}^T &= \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \theta_0 P_{21}(\cos \theta) [\cos(\phi - \omega t) + \cos(\phi + \omega t)], \\ &= U_{ob,21}^T. \end{aligned} \quad (20)$$

²ここで挙げたラヴ数はすべて一様球の解である。

ob は obliquity (自転軸傾斜角)、ec は eccentricity (離心率) を表す添え字である。ここで $n = 0$ および 1 の項については運動に影響を及ぼさないのを除外している。 $n = 3$ 以上の項については $(r/a)^n$ に比例する (a は主星との距離) ため $n = 2$ の項と比べて非常に小さくなることから無視している。また荷重ポテンシャルの展開係数 U^L_{nm} については潮汐変位の展開係数 η_{nm} を用いて以下のように表せる。

$$\begin{aligned} U^L_{nm} &= \frac{3}{2n+1} \frac{\rho_o}{\bar{\rho}} g \eta_{nm} = g \xi_n \eta_{nm}, \\ \xi_n &\equiv \frac{3}{2n+1} \frac{\rho_o}{\bar{\rho}}, \\ \bar{\rho} &= \frac{3M}{4\pi r_t^3}. \end{aligned} \quad (21)$$

以上より式 (21) から U^L を、式 (18) から η^t_{nm} 消去すると、式 (2) の右辺は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho_o} \nabla P + \nabla U &= -g(R) \nabla \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} (1 - \xi_n \gamma^L_n) \eta_{nm} Y_{nm}(\theta, \phi) + \gamma^T_2 \nabla \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 U^T_{2m} Y_{2m}(\theta, \phi), \\ \gamma^L_n &\equiv 1 + k^L_n(R) - h^L_n(R), \\ \gamma^T_2 &\equiv 1 + k^T_2(R) - h^T_2(R). \end{aligned} \quad (22)$$

よって Longuet-Higgins (1968) の方法に従って式 (2) の左辺に式 (8) を代入し、式 (1) を用いて η_{nm} を消去して両辺の係数を比較すると Φ_{nm} と Ψ_{nm} に関する以下のような $2(n-m+1)$ 本の連立方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^T_n}{2\Omega} U^T_{nm}(R) &= (b - iK_n) \Phi_{nm}(R) + p_{n+1} \Psi_{n+1,m}(R) + q_{n-1} \Psi_{n-1,m}(R), \\ 0 &= (b - iL_n) \Psi_{nm}(R) - p_{n+1} \Phi_{n+1,m}(R) - q_{n-1} \Phi_{n-1,m}(R). \end{aligned} \quad (23)$$

ここで Arfken and Weber [1995] の Eq.(12.87) より

$$\partial_\theta = \frac{1}{2} (n+m)(n+1-m) P_{n,m-1} - \frac{1}{2} P_{n,m+1} \quad (24)$$

を、そして式 (1) より

$$\eta_{nm} = \frac{n(n+1)}{r^2} \frac{h_o}{\omega} i \Phi_{nm} \quad (25)$$

を用いた。式 (23) 中の係数については

$$\begin{aligned} b &\equiv \frac{\alpha}{2\Omega}, \\ \lambda &\equiv \frac{\omega}{2\Omega}, \\ \epsilon(r) &\equiv \frac{4\Omega^2 r^2}{g(R) h_o}, \\ K_n &\equiv \lambda + \frac{m}{n(n+1)} - (1 - \xi_n \gamma^L_n) \frac{n(n+1)}{\epsilon \lambda}, \\ L_n &\equiv \lambda + \frac{m}{n(n+1)}, \\ p_n &\equiv \frac{(n+1)(n+m)}{n(2n+1)}, \\ q_n &\equiv \frac{n(n+1-m)}{(n+1)(2n+1)} \end{aligned} \quad (26)$$

である。この連立方程式は以下のように行列形式で表せる。

$$\begin{pmatrix} b - iK_m & p_{m+1} & 0 & \dots \\ -q_m & b - iL_{m+1} & -p_{m+2} & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{mm} \\ \Psi_{m+1,m} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ \frac{\gamma^T}{2\Omega} U^T 2m(R) \\ \vdots \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} b - iL_m & -p_{m+1} & 0 & \dots \\ q_m & b - iK_{m+1} & p_{m+2} & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{mm} \\ \Phi_{m+1,m} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

この連立方程式を解くことで $\{\Phi_{nm}\}$ と $\{\Psi_{nm}\}$ が求まるので、式 (8),(11),(12) より速度場 $\mathbf{u} = (u_\theta, u_\phi)$ は

$$u_\phi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2r} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} e^{i(m\phi-\omega t)} \left[\frac{im}{\sin\theta} \Phi_{nm} P_{nm} - \frac{1}{2} \Psi_{nm} \{(n+m)(n+1-m)P_{n,m-1} - P_{n,m+1}\} \right] + c.c.$$

$$u_\theta(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2r} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} e^{i(m\phi-\omega t)} \left[\frac{1}{2} \Phi_{nm} \{(n+m)(n+1-m)P_{n,m-1} - P_{n,m+1}\} + \frac{im}{\sin\theta} \Psi_{nm} P_{nm} \right] + c.c. \quad (27)$$

速度場がわかれば式 (7) から球面上のある点における散逸フラックス F_{diss} が求まる。なお、この F_{diss} を球面上で積分し一周期で時間平均をとれば単位時間当たり球面上で散逸するエネルギー $\langle \dot{E}_{diss} \rangle$ が求まる。 $\langle \dot{E}_{diss} \rangle$ の表式は

$$\begin{aligned} \langle \dot{E}_{diss} \rangle &= \frac{r^2}{T} \int_0^T dt \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\phi d\theta \sin\theta F_{diss}, \quad \left(T = \frac{2\pi}{\Omega} \right) \\ &= -2\pi\rho_o h_o \alpha \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} N_{nm} (|\Phi_{nm}(r)|^2 + |\Psi_{nm}(r)|^2), \\ N_{nm} &= \frac{n(n+1)}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}. \end{aligned} \quad (28)$$

潮汐変位 η は式 (9) および (25) から

$$\eta(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{\omega=\pm\Omega} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=m}^{\infty} e^{i(m\phi-\omega t)} \frac{n(n+1)}{r^2} \frac{h_o}{\omega} i \Phi_{nm} P_{nm} + c.c. \quad (29)$$

となるので以上より潮汐ポテンシャル場 U^T 、速度場 u 、散逸フラックス場 F_{diss} 、変位場 η 、全球積分散逸率 $\langle \dot{E}_{diss} \rangle$ 全ての表式が求まった。

3 計算結果

次ページ以降に潮汐ポテンシャル場 U^T 、速度場 u 、散逸フラックス場 F_{diss} 、変位場 η 、全球積分散逸率 $\langle \dot{E}_{diss} \rangle$ の計算結果を示す³ (図 4 から図 13)。

³ U^T 、 \mathbf{u} 、 F_{diss} 、 η に関してはエウロパとトリトン間で数値の大きさ以外に目立った差異がなかったので、エウロパの結果のみ示すことにする (図 4 から図 11)。

表 1: 計算に用いたパラメータ。エウロパは Matsuyama et al. [2018]、トリトンは Nimmo and Spencer [2015] を適用した。

パラメータ	記号	エウロパ	トリトン	単位
天体質量	M	4.80×10^{22}	2.15×10^{22}	kg
天体半径	r_t	1561	1353	km
自転角速度 (潮汐周期)	Ω	2.05×10^{-5}	1.24×10^{-5}	rad/s
自転軸傾斜角	θ_0	0.1	0.7	度
離心率	e	9.4×10^{-3}	1.6×10^{-5}	
岩石コアの剛性率	μ_c	40×10^9	40×10^9	Pa
海の密度	ρ_o	10^3	10^3	kg/m ⁻³
海の厚さ	h_o	$10^{-3} - 100$	$10^{-3} - 100$	km
摩擦係数	α	$10^{-9} - 10^{-5}$	$10^{-9} - 10^{-5}$	s ⁻¹

3.1 計算の設定

U^T , u , F_{diss} , η の計算に関してはエウロパ、トリトンともに $h_o = 100$ km, $\alpha = 10^{-5}$ として $\Omega t = 0, \pi/8, \pi/4, \dots, 15\pi/8$ の時の値を計算した。 $\langle \dot{E}_{diss} \rangle$ の計算に関しては $\alpha = 10^{-5}, 10^{-7}, 10^{-9}$ として h_o を 1 m から 100 km まで変化させて計算した。2.3 で示したように球面調和展開は普通 $n = \infty$ まで展開する必要があるが、実際の計算では便宜上展開は $n = 100$ までとしている (図 3 を見ればわかる通り、 n が高次になればなるほど計算上の影響は小さくなるので、最低次の項と 100 ケタ以上の差が出始める $n = 100$ で計算を打ち切った)。計算に用いたその他のパラメータについては表 1 に記す。

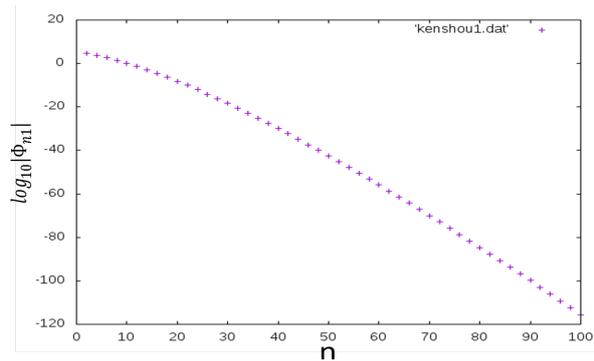


図 3: 展開係数 Φ_{n1} の絶対値の常用対数を、展開次数 n の関数としてプロットした図。

3.2 計算結果

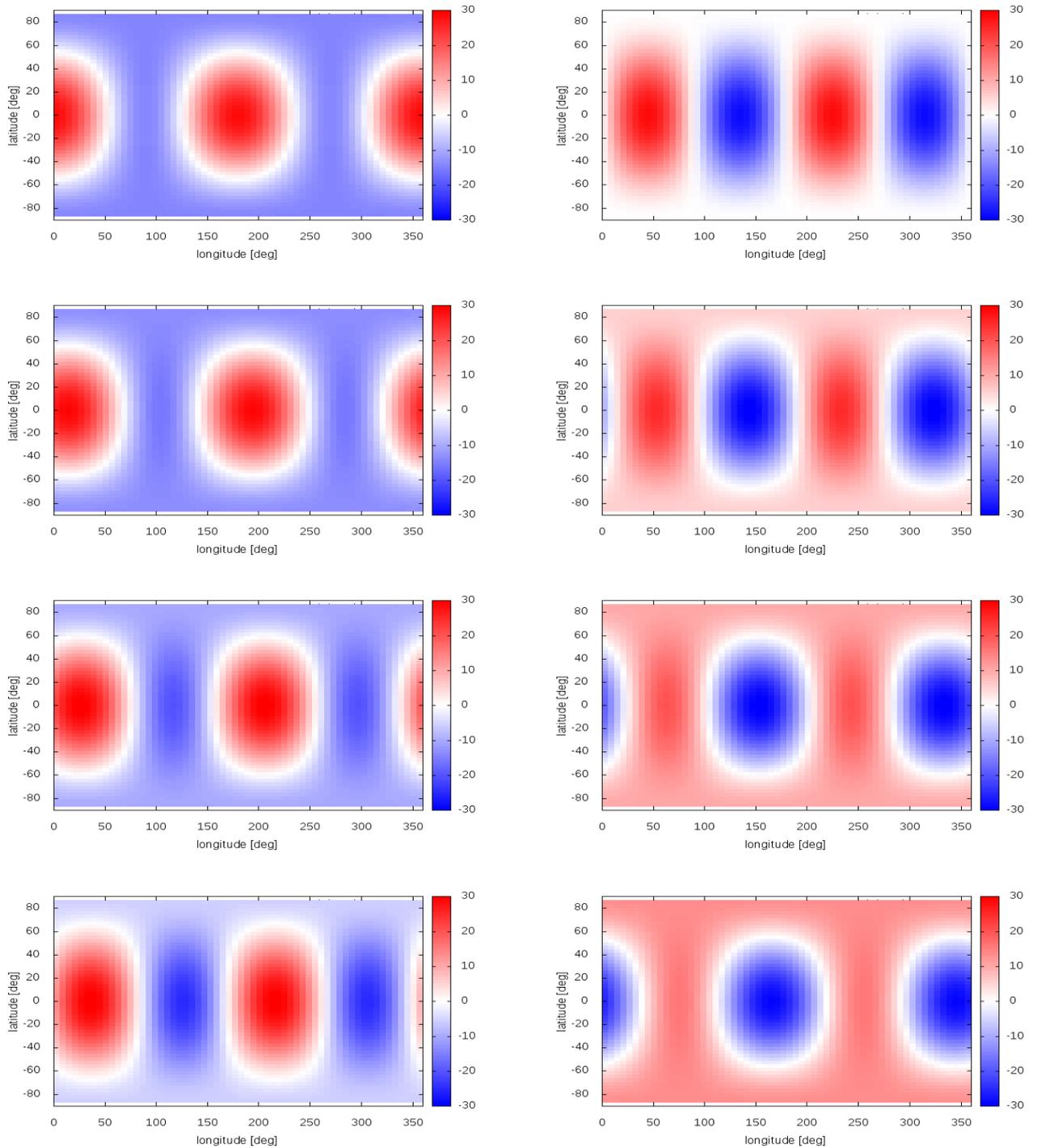
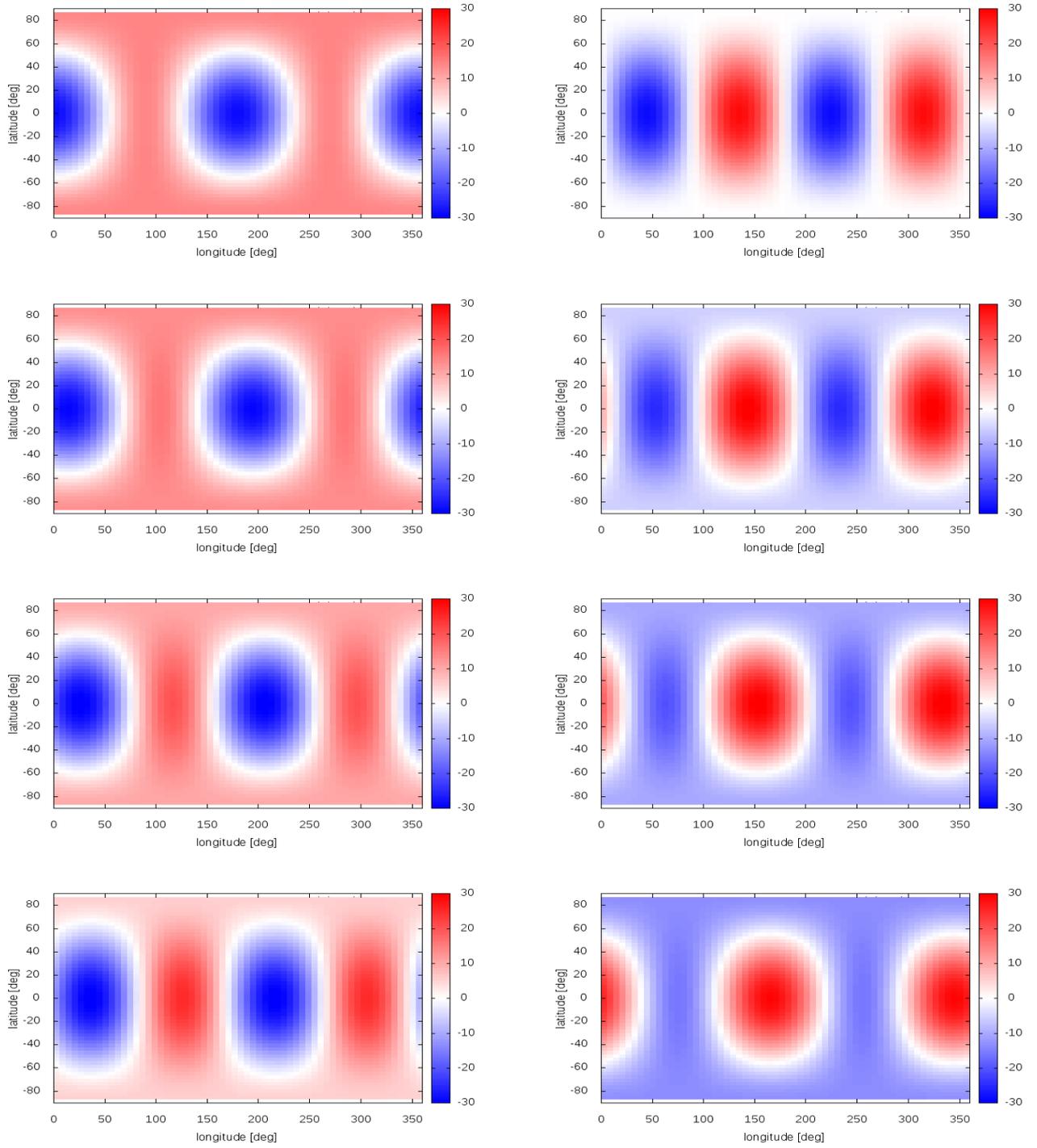


図 4: eccentricity 潮汐によるエウロパ表層 ($r = R$, 固体表面) のポテンシャル場 (横軸: 経度、縦軸: 緯度) のスナップショット ($\Omega t = 0$ から $\Omega t = 7\pi/8$ まで)。スナップショットの時刻は左列上から順に $\Omega t = 0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \pi/2$ (右列一番上), $\dots, 15\pi/8$ (次ページ右下) である (以後同様の並び)。単位は $[(\text{m/s})^2]$ である。



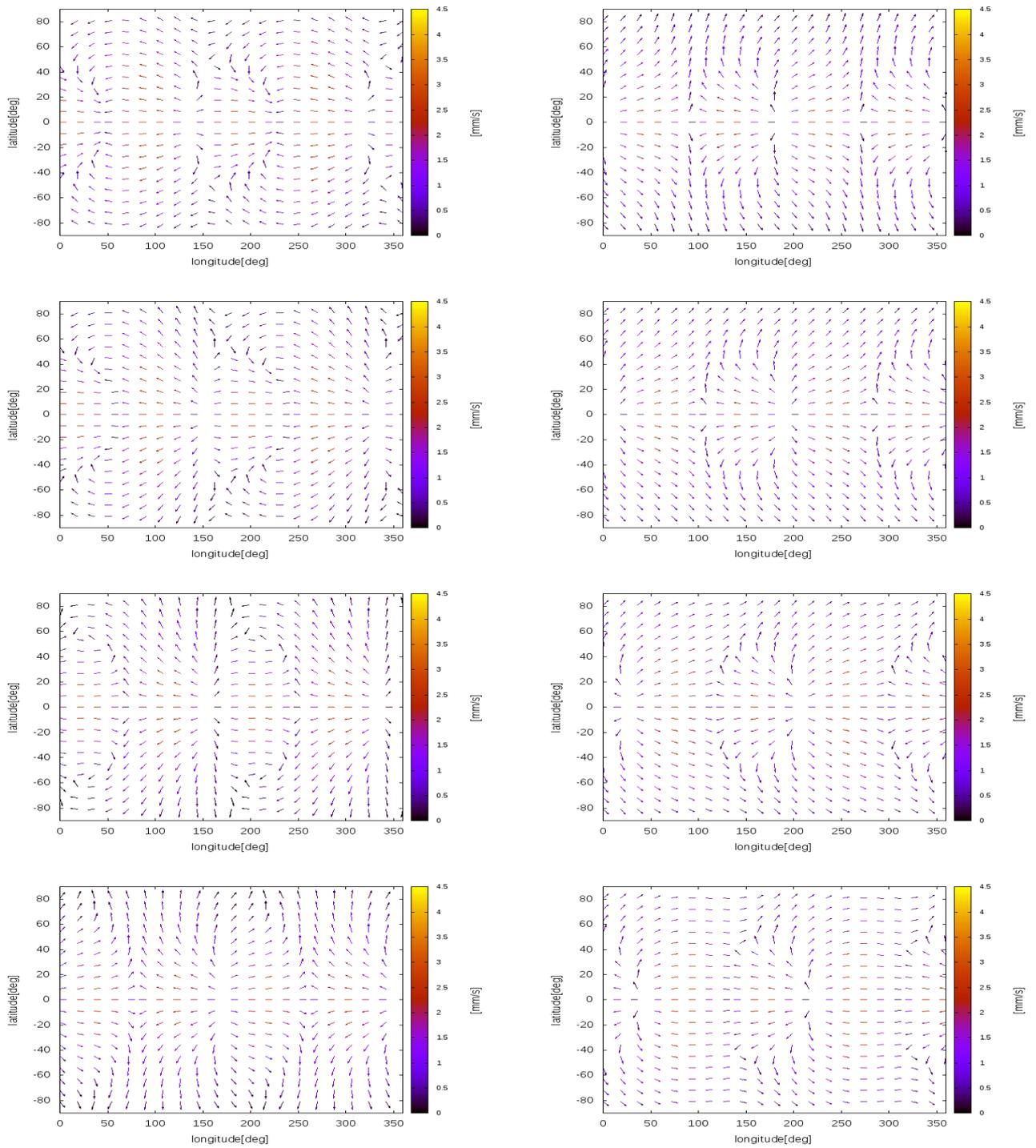
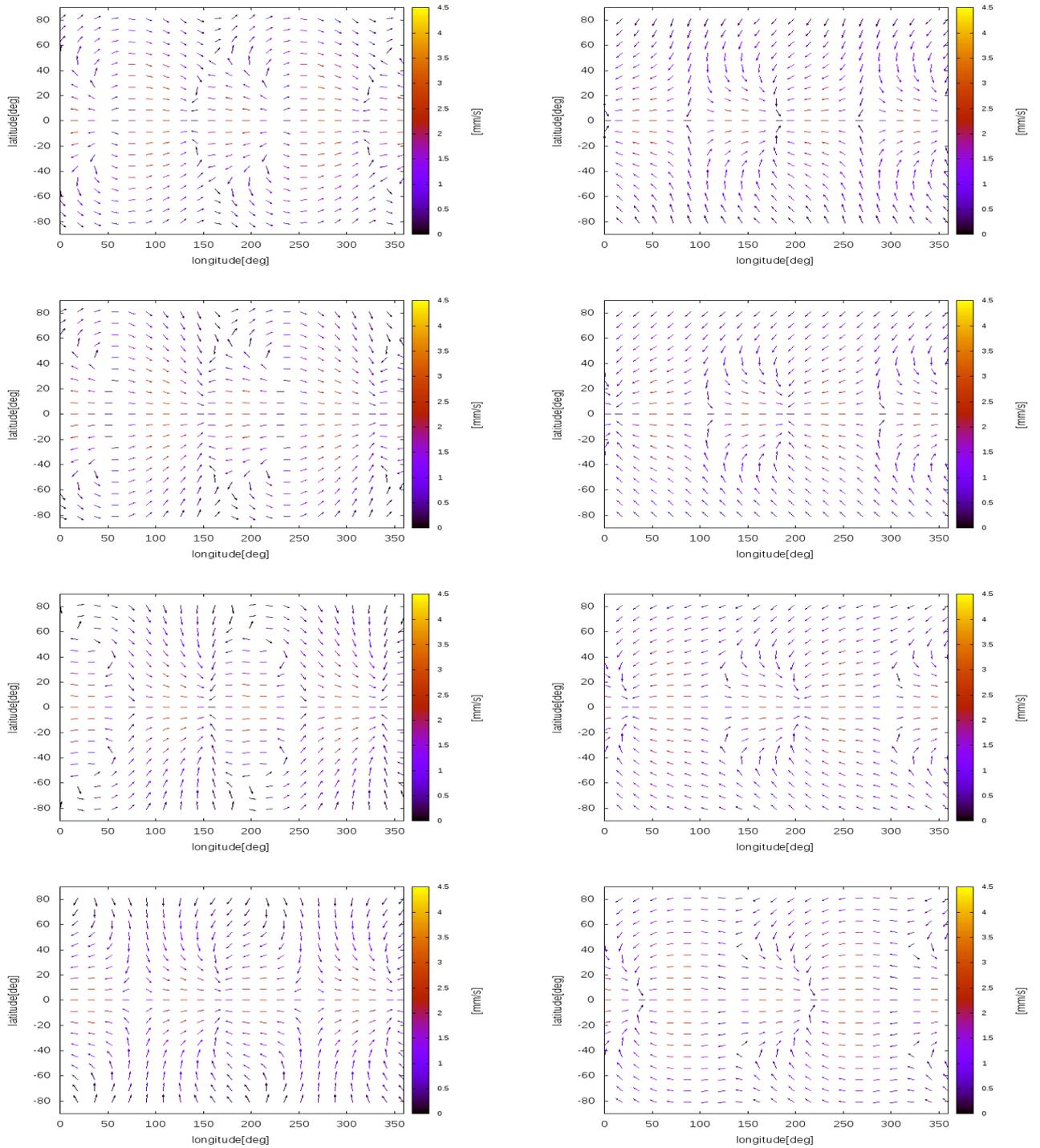


図 5: eccentricity 潮汐によるエウロパの表面海 ($r = R$) の速度場のスナップショット。ベクトルの向きが流れる方向を、ベクトルの色 (カラーバー参照) が速度の大きさを表す。



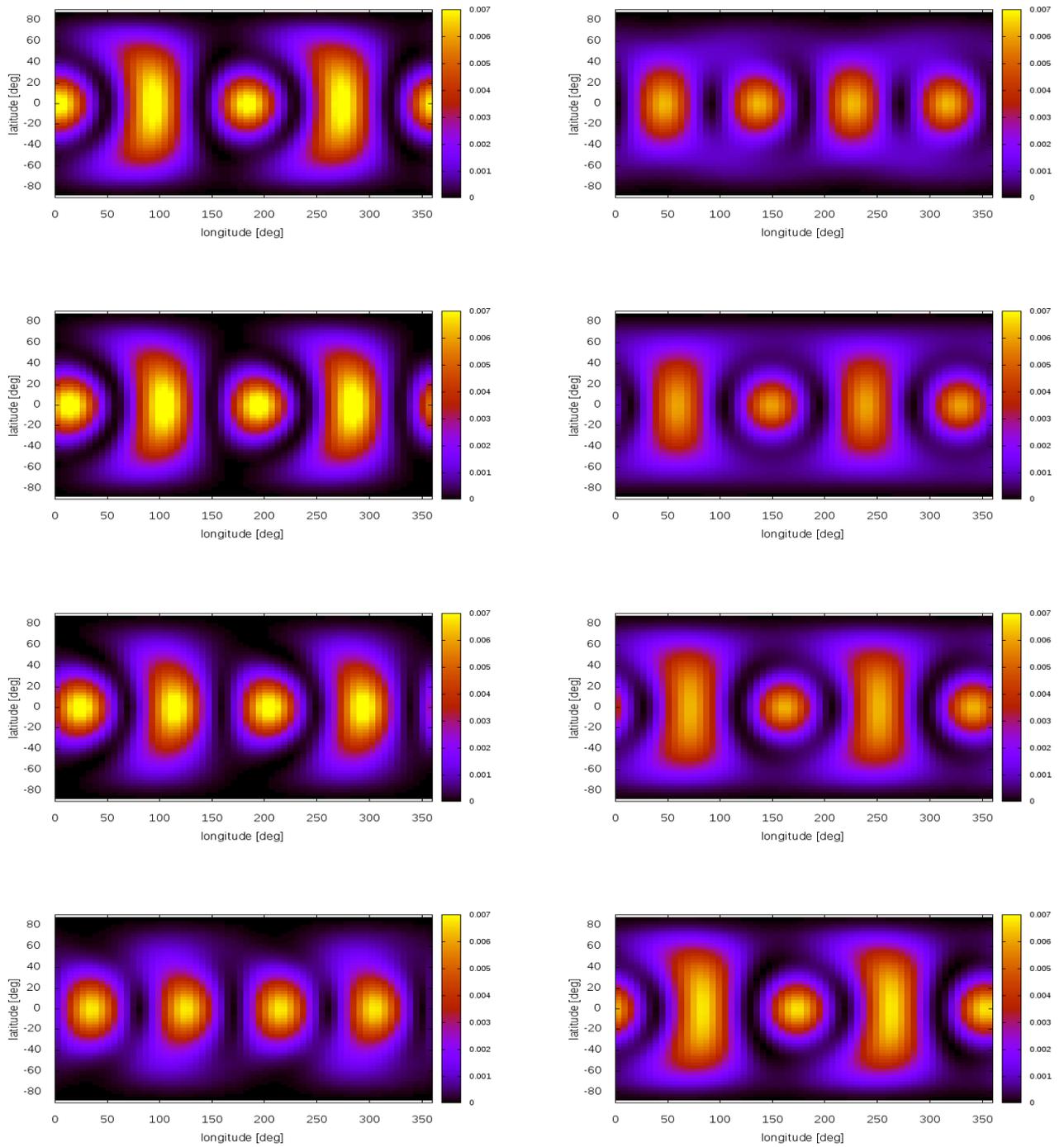
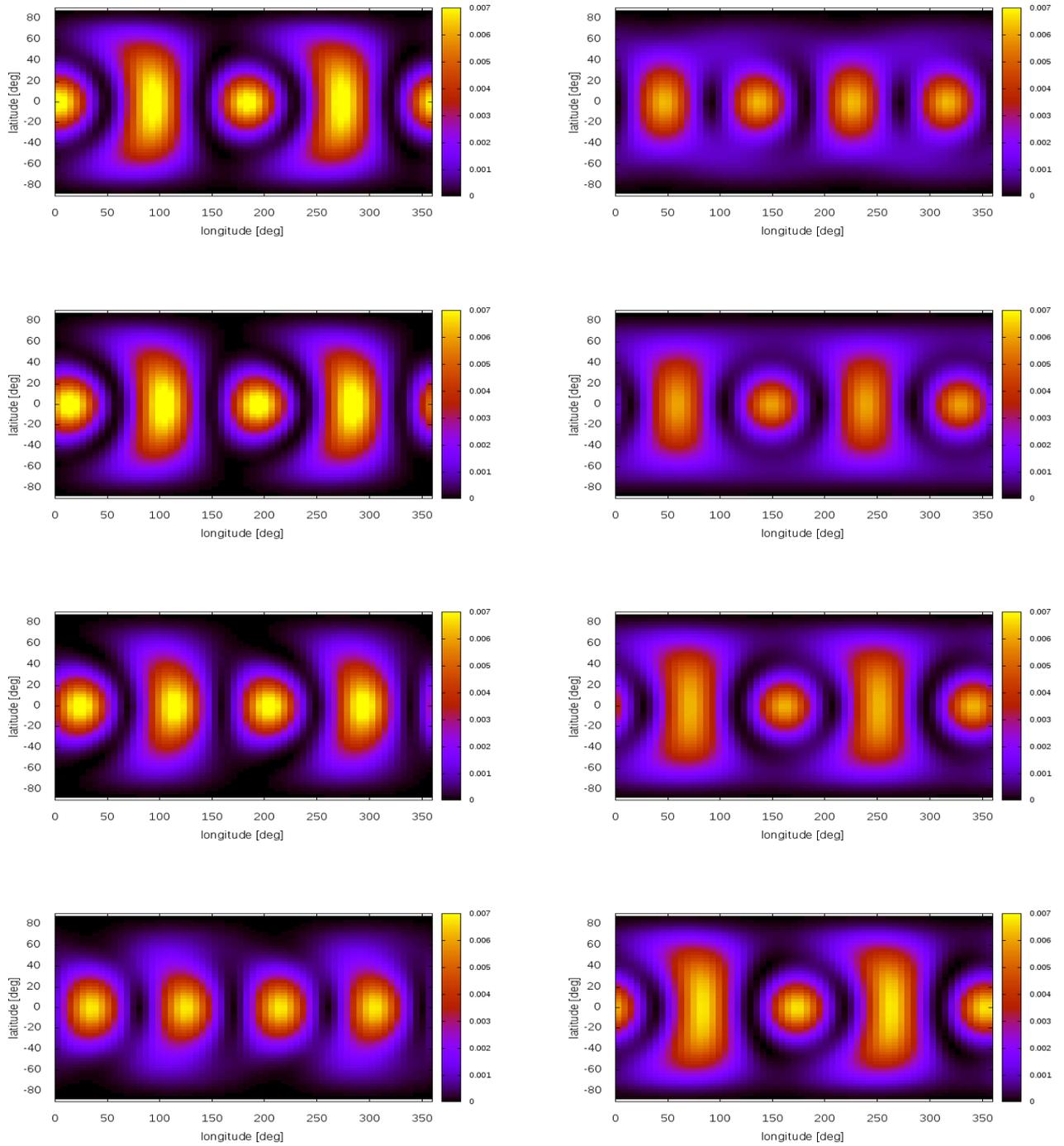


図 6: eccentricity 潮汐によるエウロパ表層 ($r = R$) の散逸フラックス場のスナップショット。単位は $[\text{W}/\text{m}^2]$ である。



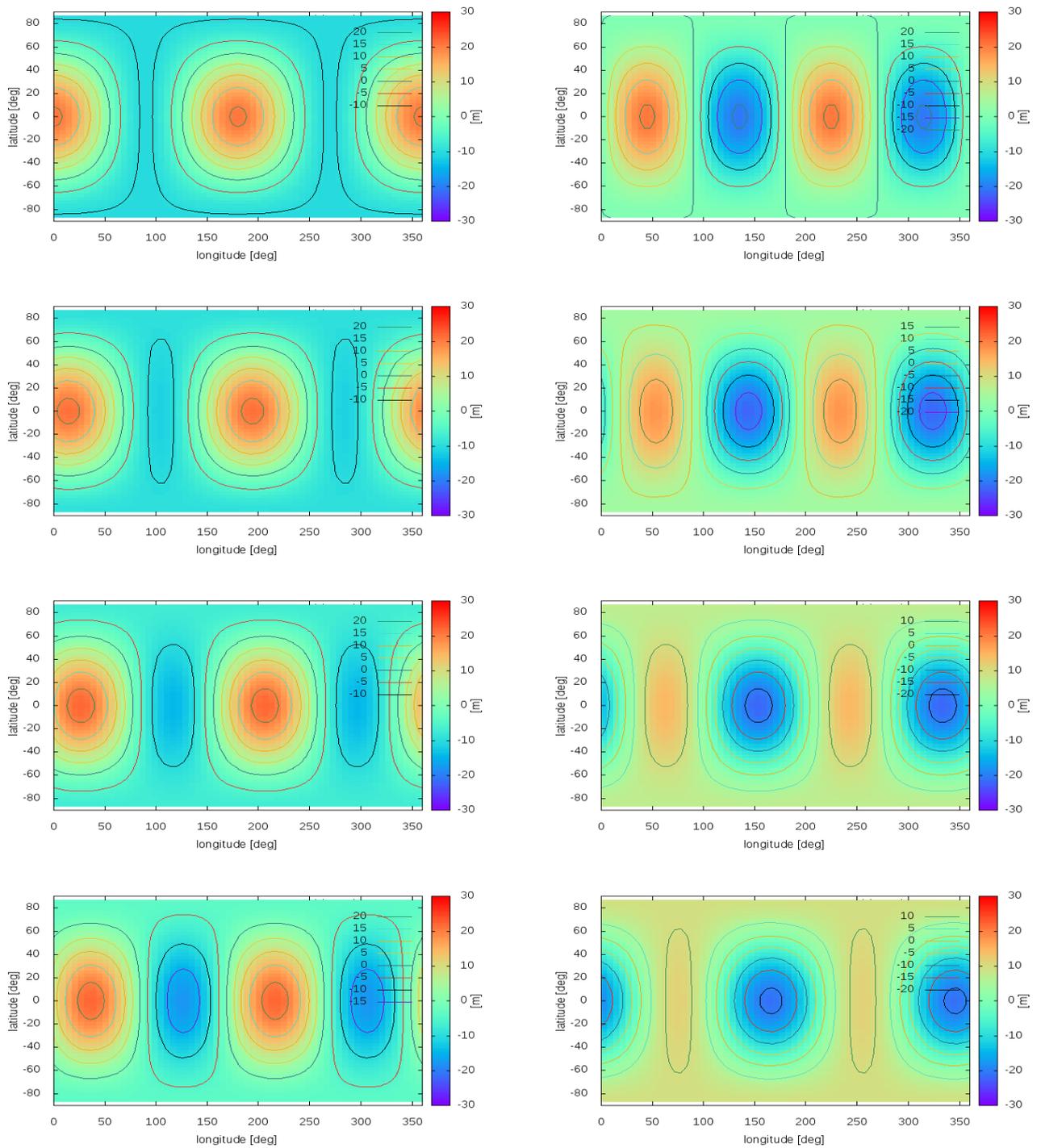
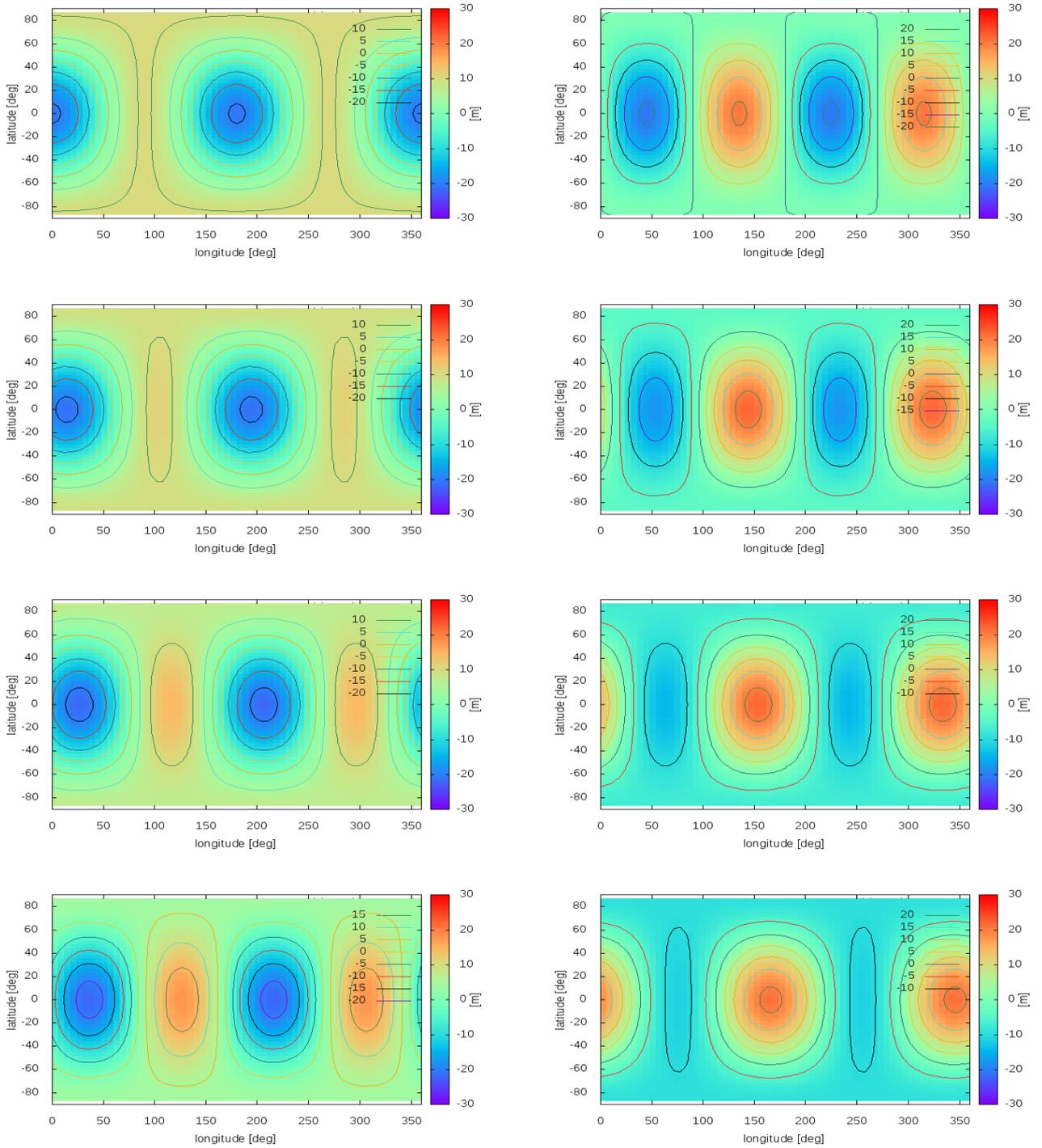


図 7: eccentricity 潮汐による、固体部分の変形を考慮したエウロパ表面の変位場のスナップショット。



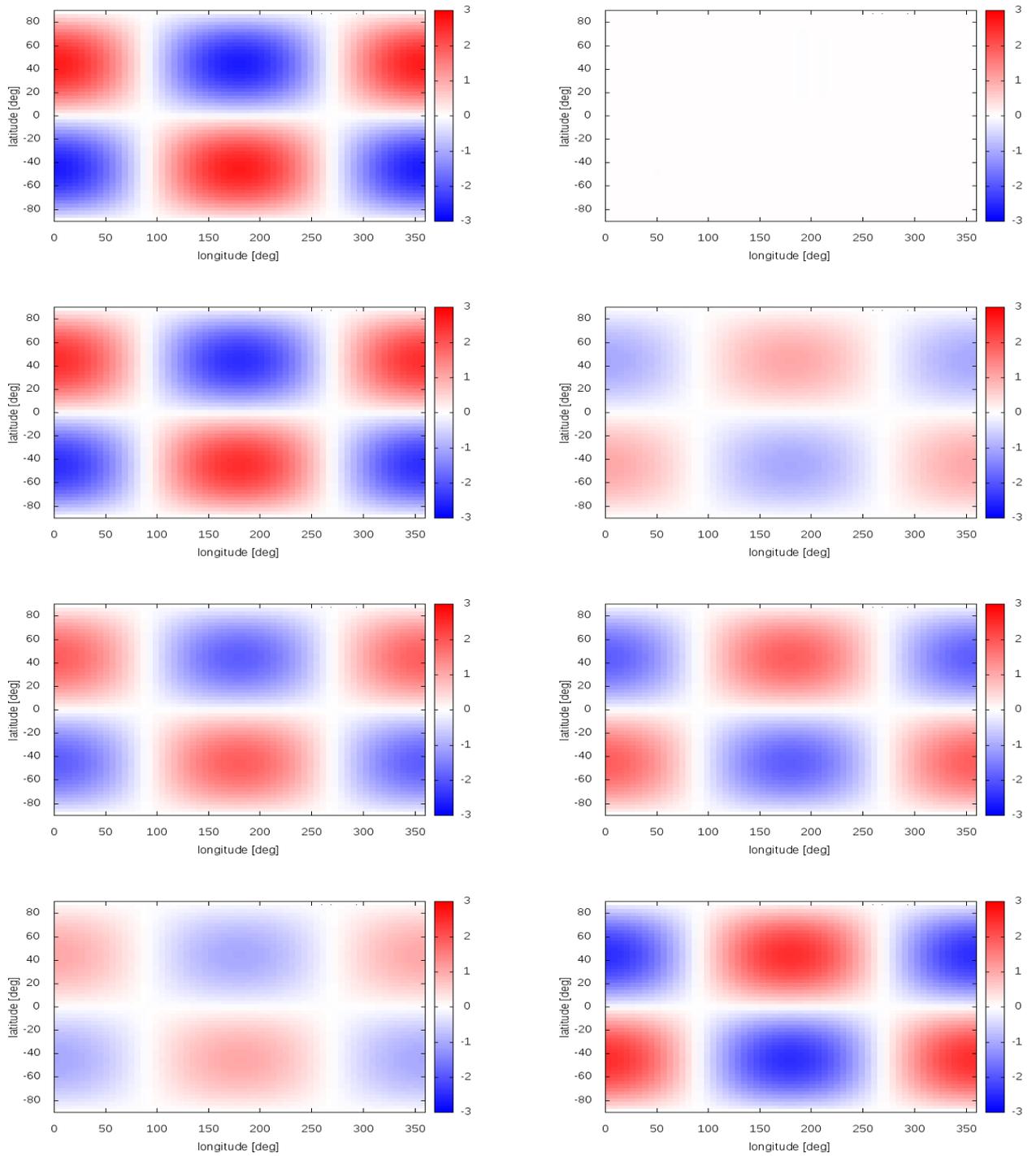
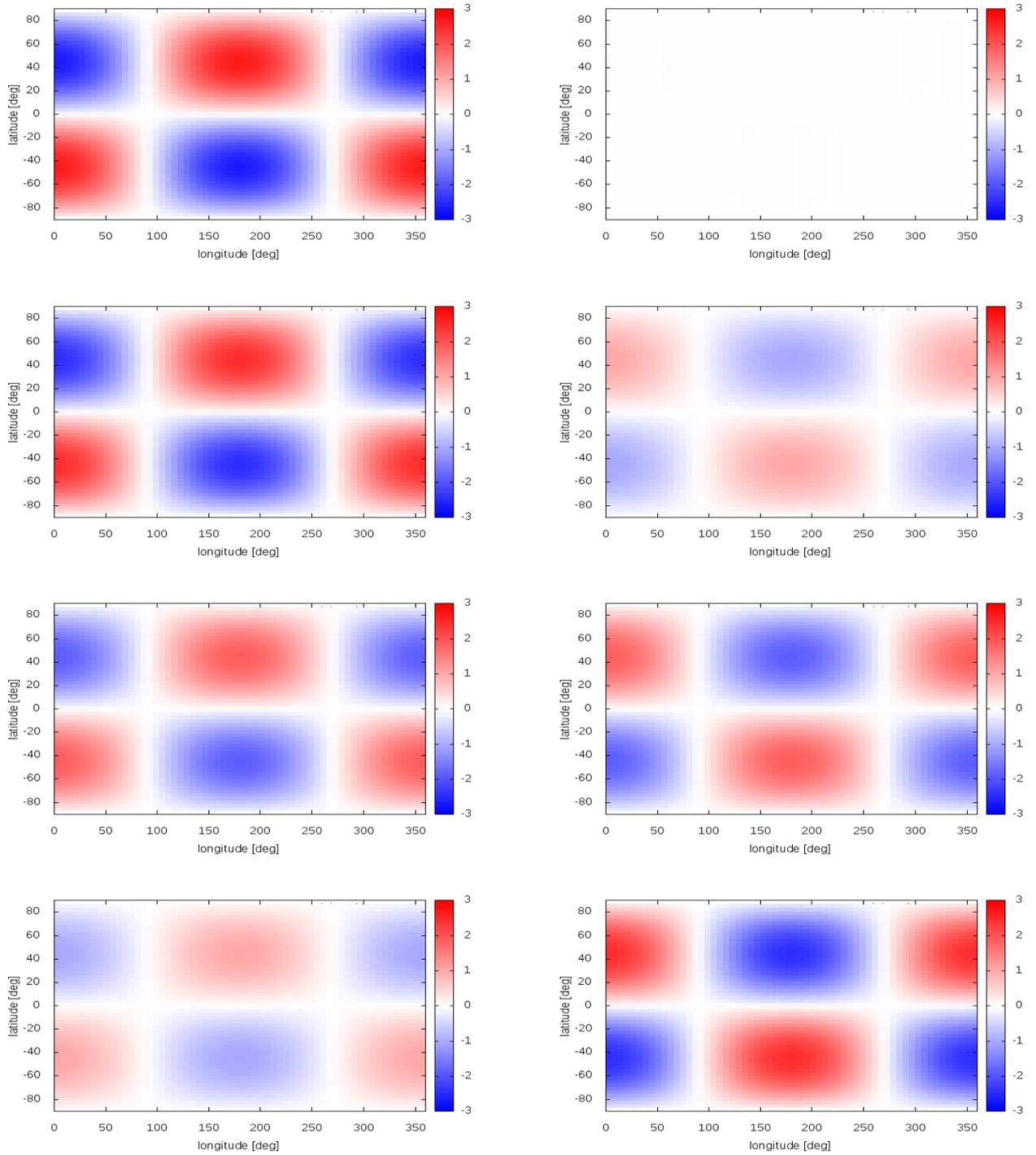


図 8: obliquity 潮汐によるエウロパ表層 ($r = R$) のポテンシャル場のスナップショット。単位は $[(\text{m/s})^2]$ である。



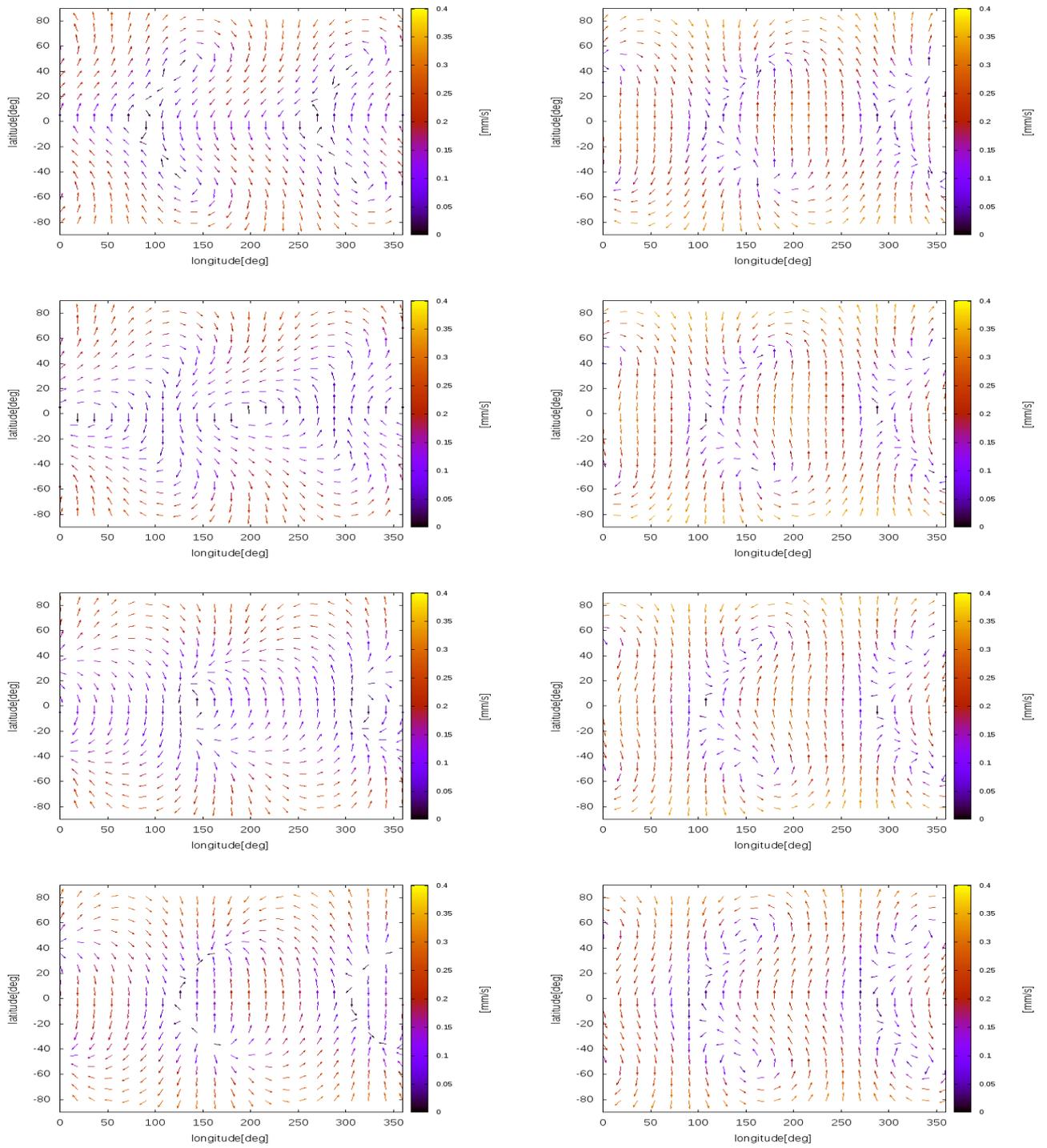
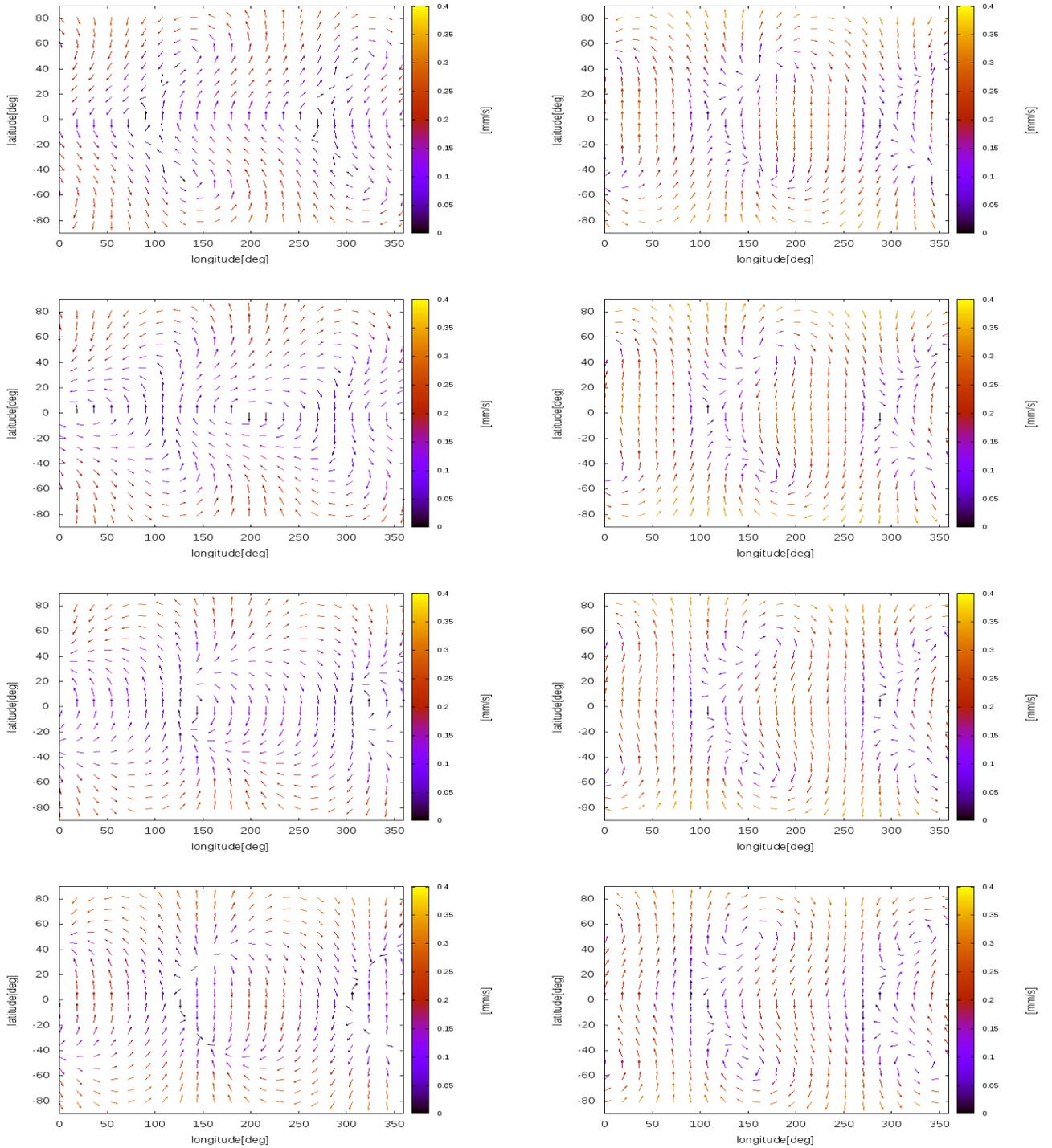


図 9: obliquity 潮汐によるエウロパ表層 ($r = R$) の速度場のスナップショット。図の見方については eccentricity と同様。



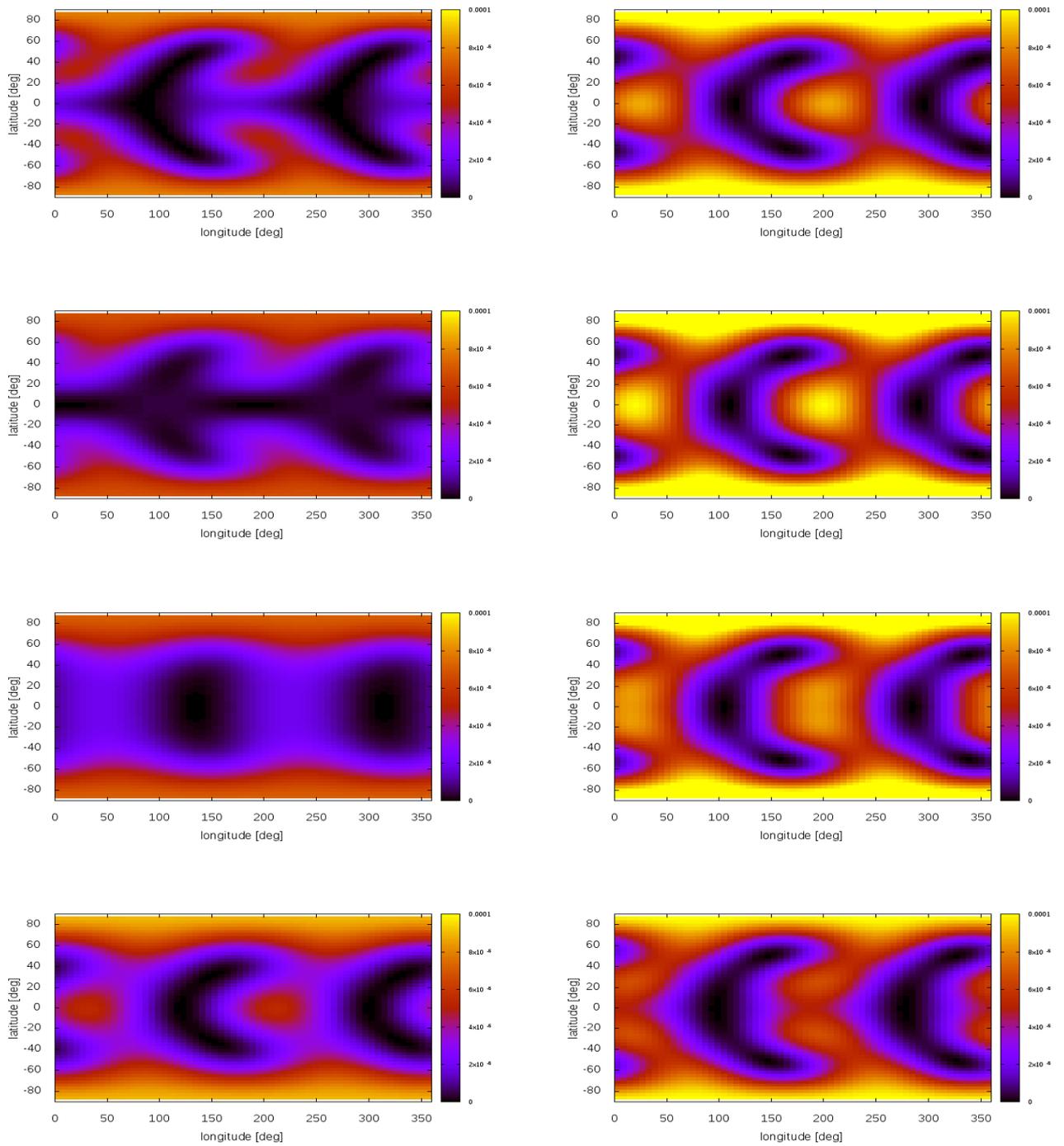
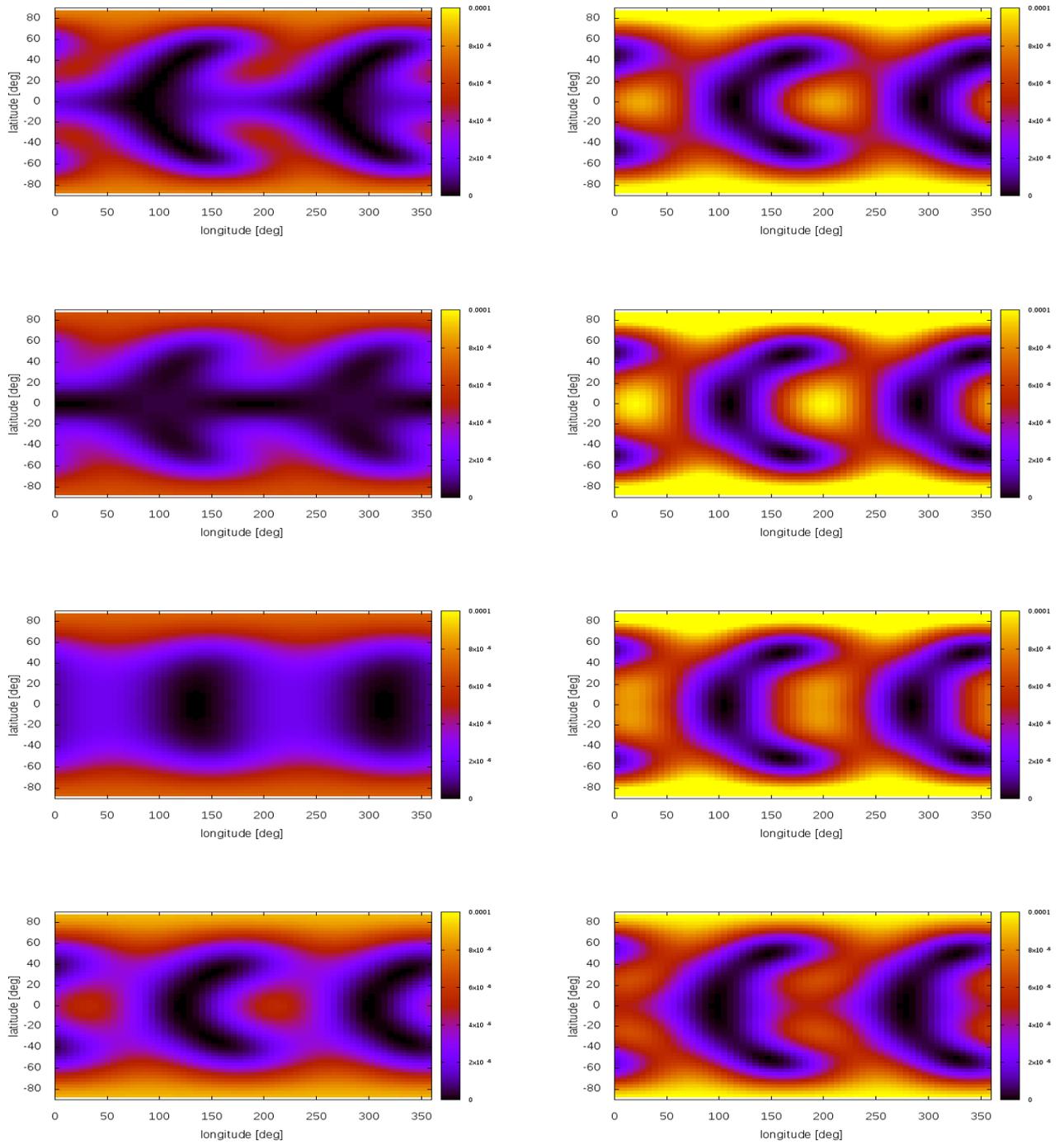


図 10: obliquity 潮汐によるエウロパ表層 ($r = R$) の散逸フラックス場のスナップショット。カラーバーの上限値は 0.0001、単位は $[\text{W}/\text{m}^2]$ である。



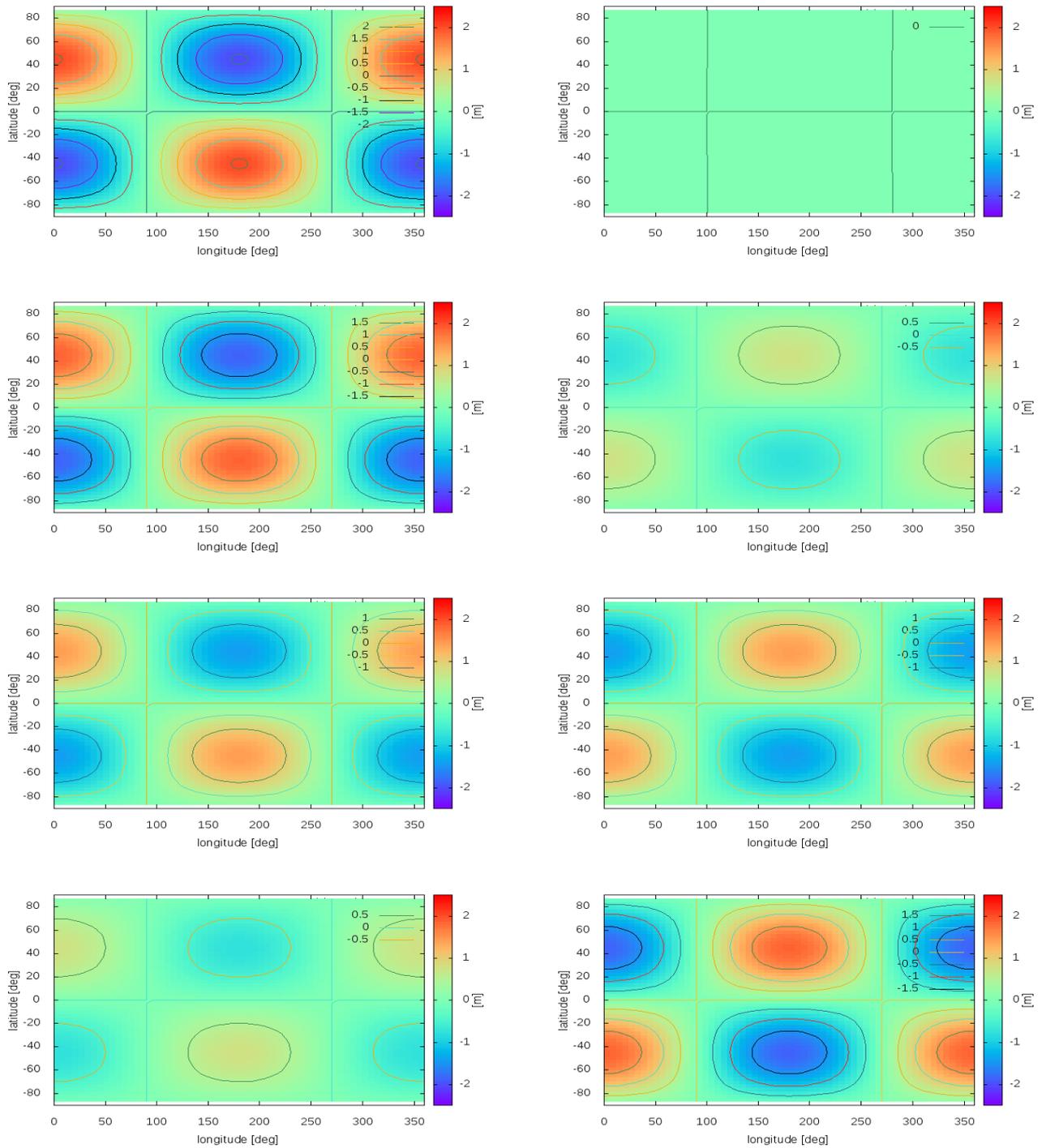
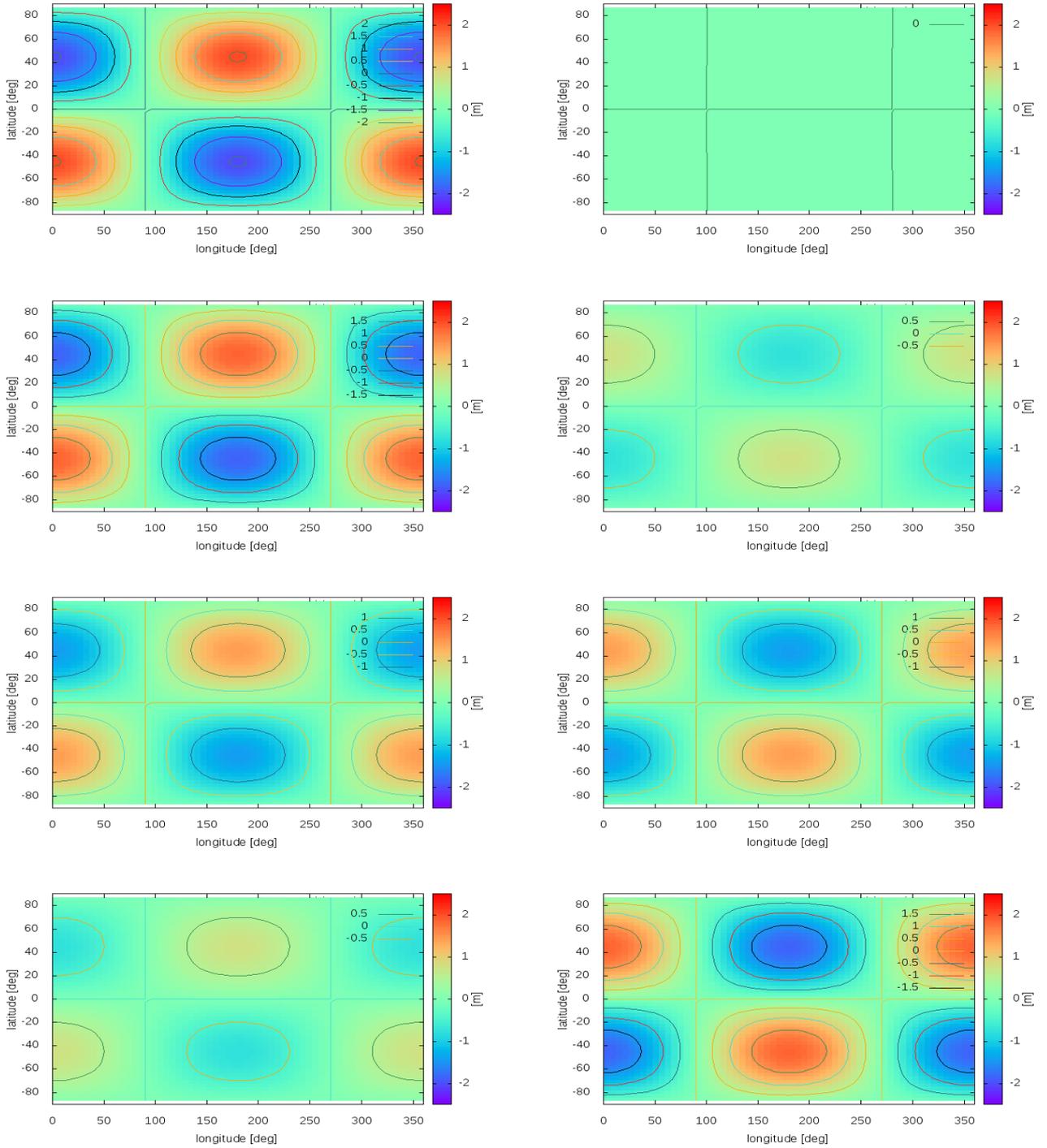


図 11: obliquity 潮汐による、固体部分の変形を考慮したエウロパ表面の変位場のスナップショット。



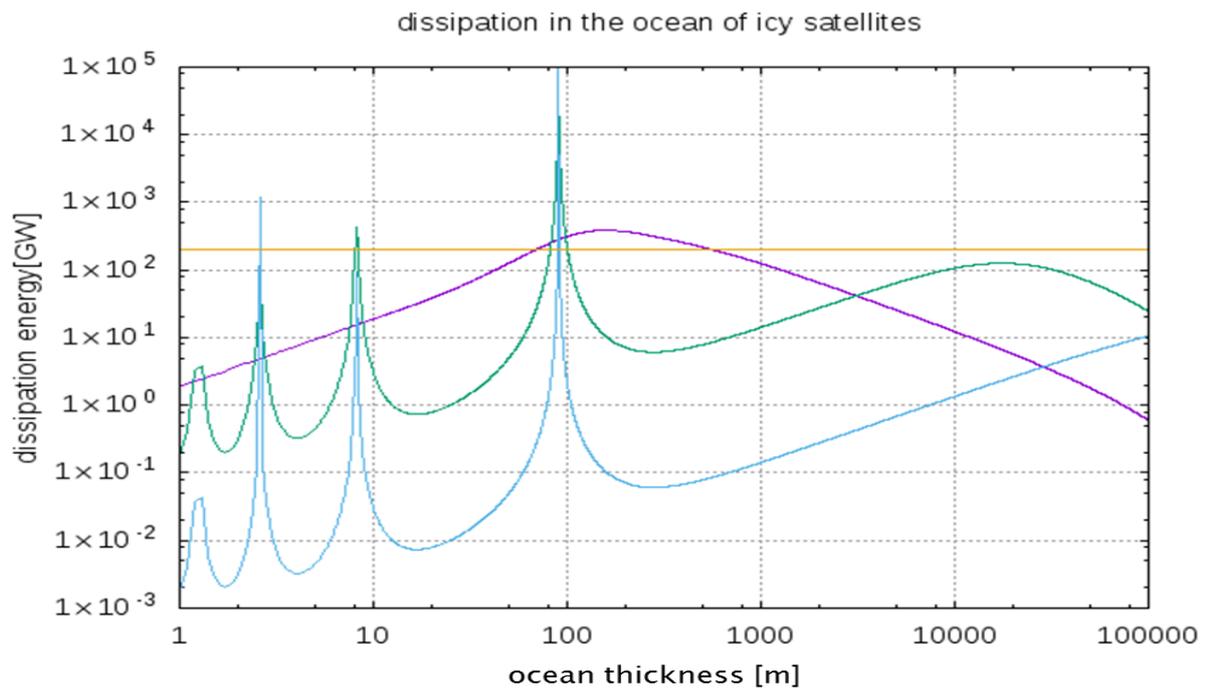
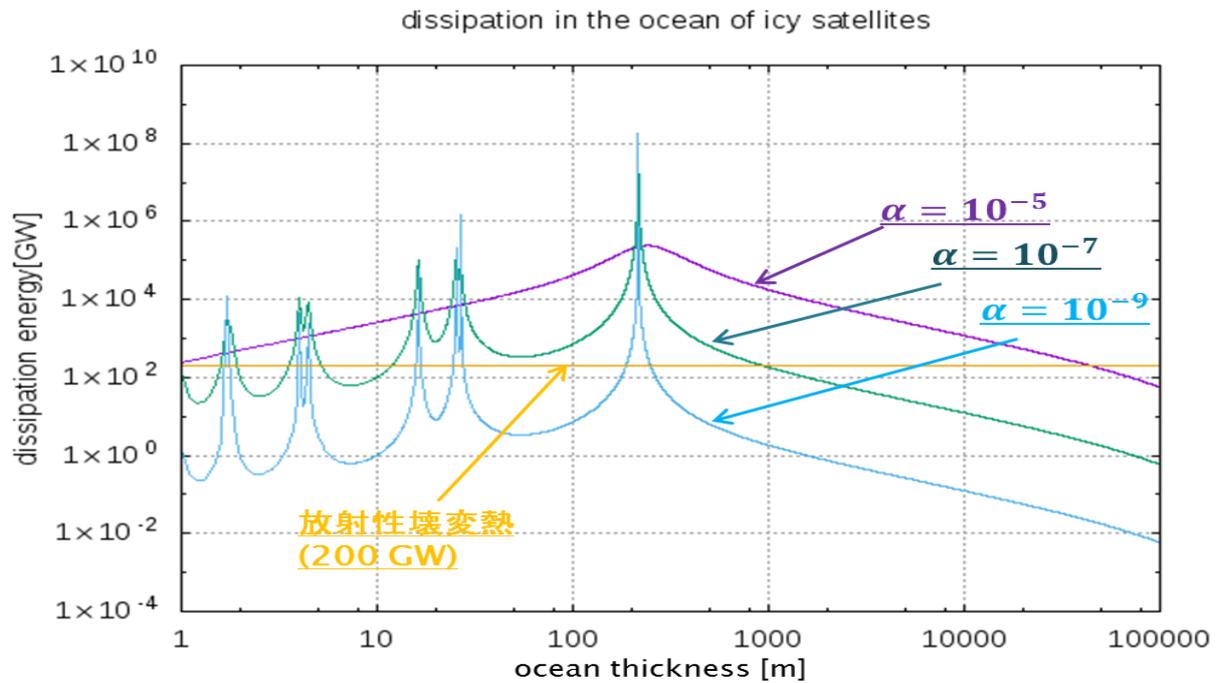


図 12: エウロパの全球積分散逸率を海の厚さ h_o の関数としてプロットした図。上の図は eccentricity 潮汐による散逸量、下の図は obliquity 潮汐による散逸量の図であり、また図中で示されている通り、紫色の線は $\alpha = 10^{-5}$ 、緑色の線は $\alpha = 10^{-7}$ 、水色の線は $\alpha = 10^{-9}$ の時の散逸を表す (次ページのトリトンの図でも同様)。図中の黄色い水平線は CV コンドライト組成を仮定した時 (炭素質コンドライトは始原的な母天体に由来すると考えられているので、岩石コアの組成とよく一致している可能性がある) のエウロパの岩石コアの壊変熱 (≈ 200 GW) を表す [Spohn and Schubert, 2003]。

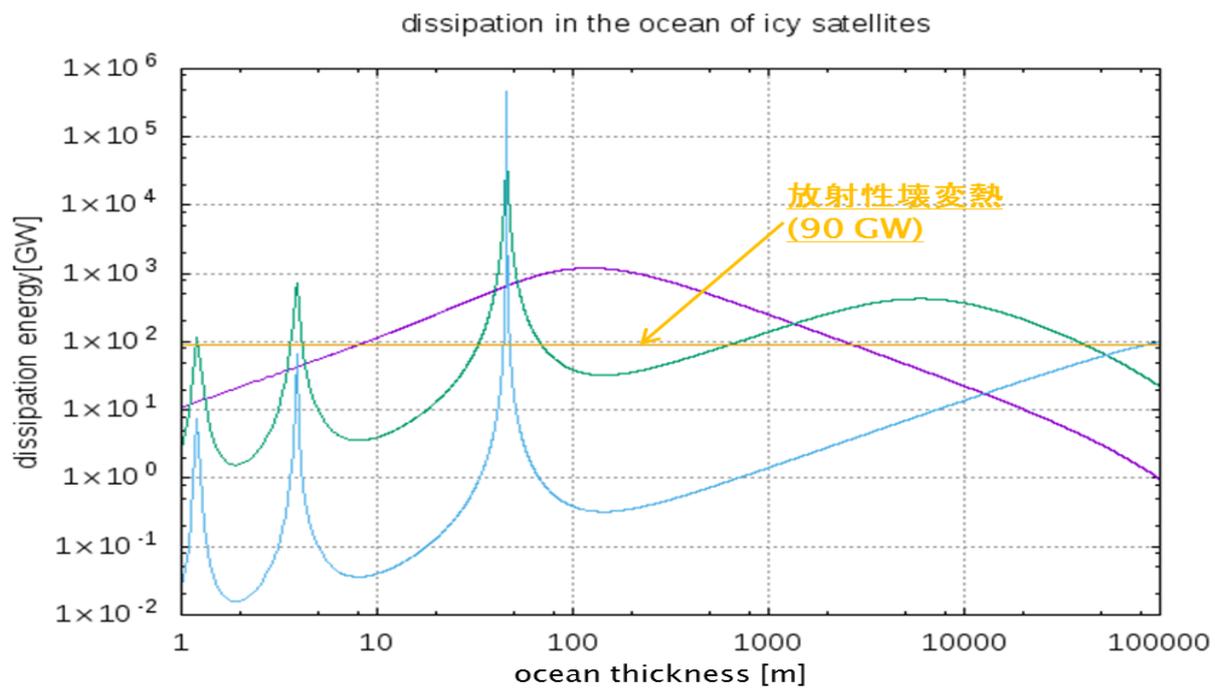
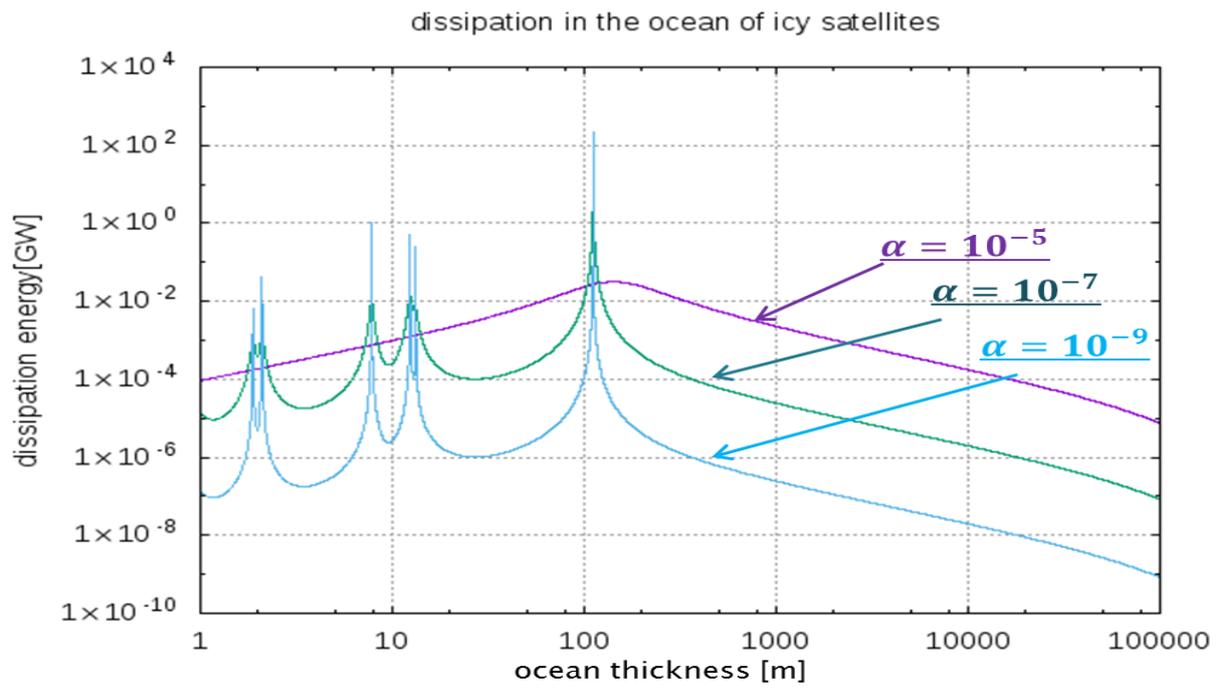


図 13: トリトンの全球積分散逸率を海の厚さ h_o の関数としてプロットした図。黄色い水平線は CV コンドライト組成を仮定した時のトリトンの岩石コアの壊変熱の推測値 (≈ 90 GW) を表す [Spohn and Schubert, 2003]。その他の線についてはエウロパの時と同様。

3.3 計算結果の解説

3.3.1 eccentricity 潮汐の特徴

ポテンシャル場 (図 4) と変位場 (図 7) をまず見比べると、 $\Omega t = 0$ の時点で低緯度域に山 (正の領域) と谷 (負の領域) が連なっていて、それが時間とともに東向きに伝播していき、徐々に正負が入れ替わっていくという傾向が両者で一致している (ポテンシャル場と変位場の形状がほぼ一致している理由については後述)。次に速度場 (図 5) とポテンシャル場を見比べると、北半球ではポテンシャルの高いほうを右に見るような、南半球では左に見るような流れ場が生じているのがわかる。これにより赤道を挟むように位置するポテンシャル (変位) の山と谷の両端において流れ場の収束と発散が繰り返され、先に述べたようなポテンシャル (変位) の山が東向きに伝播していく (赤道ケルビン波のような) 特徴が生まれている。またポテンシャル勾配は低緯度域で最も大きい傾向にあるので流速も低緯度域で全体的に大きくなっており、それに伴って低緯度域での散逸量が大きくなっている (図 14 左)。

eccentricity の全球散逸率 (図 12, 13 上) を見てみると、 $\alpha = 10^{-5}$ [1/s] の時は $h_o = 100 - 200$ [m] 付近まで増加していった後に減少に転じている。 $\alpha = 10^{-7}, 10^{-9}$ [1/s] の時はそのような傾向に加えて、 h_o が 100-200 m 以下の非常に浅い海の場合において散逸率が数ケタ単位で上昇する鋭いピークが見られる。基本的に α が大きいほど散逸率も大きくなっているが、ピーク時に限って言えばその傾向は見え、また α が小さいほうがピークは鋭くなっている。

3.3.2 obliquity 潮汐の特徴

ポテンシャル場 (図 8) と変位場 (図 11) を見比べると両者の形状と位相がほぼ一致しているのは eccentricity 潮汐と同様だが、eccentricity は山と谷が東向きに伝播する赤道ケルビン波のような特徴を持っているのに対し、obliquity では節と腹の位置が変化せず半周期ごとに正負が反転する定在波のような形になっているのがわかる。これに伴い流れ場は、中高緯度で半周期ごとに収束・発散を繰り返すような形になっており、散逸フラックスも主に高緯度で大きくなっている (図 14 右)。

obliquity の全球散逸率 (図 12, 13 下) を見ると、 $\alpha = 10^{-5}$ の場合については eccentricity とほぼ同様の傾向がみられるが、 $\alpha = 10^{-7}, 10^{-9}$ の場合では海が厚い場合 (1 km 以上) において eccentricity では見られなかった散逸率の増加傾向が見て取れる。また、散逸率が著しく増加するピークが見られるのは eccentricity の場合と同様だが、同じ天体と比較すると obliquity ピークの位置は eccentricity と比べ浅い方にずれているように見える。

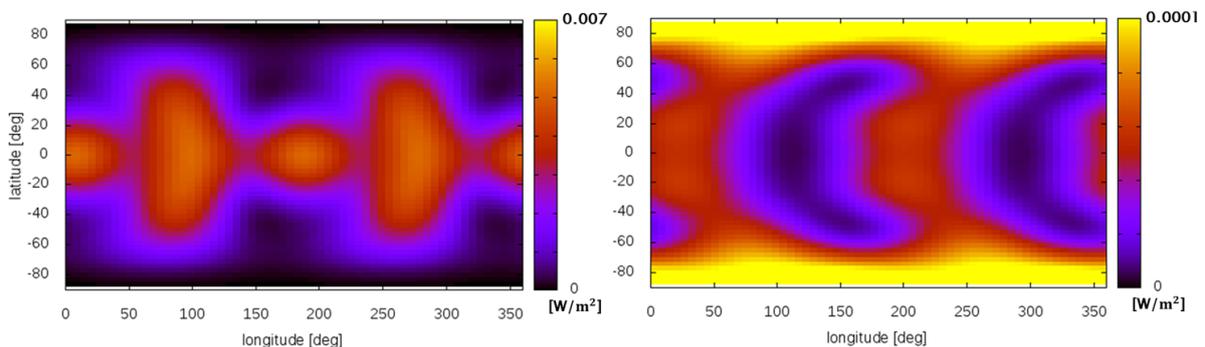


図 14: 一周平均したエウロパの散逸フラックス場 (右: eccentricity, 左: obliquity)。カラーバーの上限値はもとの図 (図 6, 図 10) と同様。

4 結果に対する考察

4.1 散逸フラックスの空間分布と氷地殻厚の関係

図 14 から、eccentricity 潮汐による海の散逸が低緯度域で、obliquity 潮汐による海の散逸が高緯度域で大きくなっているのがわかる。なので海の散逸のみを考えるのであればエウロパのように離心率が大きい氷天体は低緯度域の、トリトンのような自転軸傾斜角が大きい氷天体では高緯度域の氷地殻が薄くなっていることが予想される。

しかし実際には潮汐による散逸は氷地殻自体でも生じているので、問題はより複雑である。現に氷地殻の散逸を扱った先行研究においては、薄い氷地殻の散逸では逆の傾向 (eccentricity では極域、obliquity では低緯度域の散逸が大きい) を示すことが示唆されている [e.g., Ojakangas and Stevenson, 1989; Beuthe, 2013]。よってより厳密な氷地殻厚の推定のためには固体部分と液体部分の散逸を定量的に比較する必要があるので本研究の結果だけでは不十分である。

4.2 全球散逸率にピークが生じる理由

図 12, 13 を見ると eccentricity と obliquity の両方で、 α が 10^{-7} 以下でかつ海の厚さが 100-200 m 以下のごく浅い領域に鋭いピークが見られる。このような傾向が見られるのは、海が薄くなると浅水波の位相速度 ($\approx \sqrt{gh_o}$) と潮汐波の位相速度 ($= r_t \Omega$) が一致することで浅水波と潮汐波の共鳴が生じるからだと思われる (実際に適当な数値を位相速度の式に代入して比較すると両者がほぼ一致することが確認できる)。 $\alpha = 10^{-5}$ の時に鋭いピークが見られないのは共鳴による流速の増加よりも摩擦による散逸の効果が大きくなるからだと思われる。また、ピークが一つではなく複数生じる原因についてはコリオリ力の影響が考えられる [Kamata et al., 2015]。

ただし実際に氷天体がこのような共鳴状態に達する可能性は低いと思われる。なぜなら内部海の厚さが減少して潮汐加熱が増加していくとその熱が氷地殻を溶かすので、ある厚さを境に内部海は再び厚みを増していくことが予想されるからだ (つまり海の厚さは増加と減少を繰り返すと思われる)。更に言えば実際に海が 100-200 m 以下の場合だと、空間的な不均質の影響が強くなることや氷地殻と固体コアの接触が起こりうる [Kamata et al., 2015] ことから、全球的な海という仮定が成り立たなくなると思われるので、流れ場やそれに伴う散逸場の形が大きく変わるだろう。

4.3 ポテンシャル場と変位場の位相がほぼ一致している理由

今回の計算では eccentricity と obliquity とともにポテンシャル場 (図 4, 8) と変位場 (図 7, 11) の位相がほぼ一致していた。これは海の厚さとして $h_o = 100$ km と非常に大きな値を設定したことで浅水波の位相速度が潮汐波の位相速度よりもずっと大きくなったため、潮汐ポテンシャル場の変化に即座に対応するよ

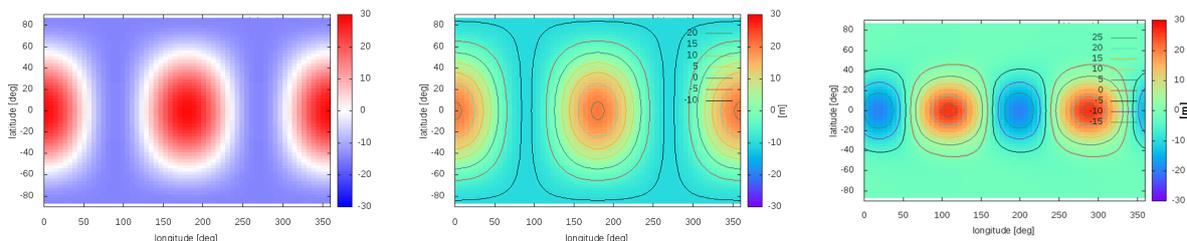


図 15: $\Omega t = 0$ におけるポテンシャル場と変位場の比較図。中央の図は $h_o = 100$ km、右端の図は $h_o = 100$ m の図である。

うに海が変形できたからだと思われる。これは逆に言えば海が非常に浅い場合にはポテンシャル場の変化に海の流れがついていけず変位場とポテンシャル場の位相がずれることを意味する。そこで実際に海の厚さを 100 m として計算したところ、想定通り明らかな位相のずれが見られた (図 15)。

4.4 obliquity でのみ見られる全球散逸率の増加傾向

図 12, 13 の obliquity による全球散逸を見ると、 α が 10^{-7} 以下の場合に海の厚さが 1 km 以上の領域で、eccentricity の時は見られない散逸率の増加がみられる (普通は海の厚さが増すにつれてその荷重も増加するので、散逸も減少すると思われる)。これは obliquity の潮汐では位相速度 (流線関数) が海の厚さによらないロスビー・ハウルビッツ波 [e.g., Tyler, 2008; Beuthe, 2016] が発生するのが原因だと思われる (この波は eccentricity の潮汐では発生しない [Matsuyama et al., 2018])。なのでトリトンのように自転軸傾斜角が大きな天体では海が非常に深い段階でも海の散逸が放射壊変熱と同等以上の大きさになる可能性がある [Chen et al., 2014]。なお、eccentricity と obliquity でピークが生じる海の厚さが少しずれているのも、この波が浅水波の位相速度を変化させていることによると思われる。

4.5 摩擦係数の寄与

4.2 で述べたピークや 4.4 で述べた obliquity でのみ見られる増加傾向といった特徴は、図 12, 13 から明らかにおり α が大きい時 ($= 10^{-5}$) には見られない。これは摩擦係数が大きいので、摩擦による散逸の効果が大きくなるのが原因だと思われる。前者に関しては、4.2 でピークが生じる原因として浅水波と潮汐波の共鳴による散逸の増大を挙げたが、 α が大きいとこの効果よりも摩擦による散逸の効果のほうが卓越するのだと思われる (現に α が小さいほどピークが鋭くなっている)。後者に関しては、ロスビー・ハウルビッツ波の発生による流速の増大よりも摩擦による流速の減少 (散逸) の効果が大きくなるのが原因だと思われる。

摩擦係数が小さい天体のほうが、ピーク付近などの加熱量が大きくなる (図 12, 13)。摩擦係数が小さくなる場合としては、内部海の下に岩石ではなく高圧氷の層が存在する場合などが考えられる。そのような例はガニメデなどの巨大氷天体が挙げられる [Nimmo and Pappalardo, 2016]。そういった場合ではピーク付近の散逸熱が内部海の維持に重要な役割を果たす可能性がある。

5 まとめ

氷天体の海の潮汐による流れとそれによる散逸が、離心率や自転軸傾斜角といった軌道要素や海の深さ、摩擦係数という種々の要素にどのように依存しているのか、氷天体の進化にどれだけの影響を及ぼすかを調べるために、極めて単純な二層モデルをトリトン・エウロパの二天体について設定して計算を行ったところ、各パラメータに対する以下のような依存性が見られた。

軌道要素

- eccentricity 潮汐では流れ場が赤道域で収束・発散を繰り返すことで変位場が東向きに伝播していくような特徴が生まれ、それに伴い赤道域で散逸フラックスが大きくなっている
- obliquity 潮汐では流れ場は中高緯度で収束と発散を繰り返し、それにより変位場は定在波のような形状になっており、散逸フラックスは主に高緯度域で大きくなっている
- obliquity 潮汐ではロスビー・ハウルビッツ波が発生し、その効果が大きく表れる場合においては eccentricity とは異なる傾向を持つ可能性がある

以上より海の散逸だけ考えれば eccentricity が大きい天体では赤道域の、obliquity が大きい天体では極域の氷地殻が薄くなると思われるが、実際には固体部分の散逸もあるため、現実の氷地殻厚の空間分布は複雑な様相を呈していると思われる。

海の厚さ

- 海が薄くなると浅水波の位相速度が潮汐波の位相速度に近づいていくことで共鳴が生じ、散逸が著しく大きくなる場合がある
- 海が厚くなると浅水波の位相速度は潮汐波の位相速度よりもずっと大きくなるため共鳴は生じず、ポテンシャル場の変化に変位場が即座に対応できるようになる (両者の位相がほぼ一致ようになる)

従って海が薄くなると散逸率が増加していくため氷地殻が溶けて逆に海の厚さが増していき、ある厚さを超えれば再び海は薄くなっていくと思われるので、このような共鳴状態に実際に達する可能性は低いと思われる。

摩擦係数

- 基本的に摩擦係数が大きいほど全球散逸率は大きくなるが、ピーク時にはその限りではない
- 摩擦係数が大きいと摩擦による散逸の効果が卓越するため、ロスビー・ハウルビッツ波や共鳴による散逸の増大効果が見られなくなる

そのため海の摩擦が小さくなる可能性があるガニメデなどではピーク付近の散逸が内部海の維持に重要な役割を果たすかもしれない。

6 今後の展望

本研究ではエウロパ・トリトンの二天体についてきわめて単純な設定で計算を行ったが、今後は表面海と岩石コアに加えて氷地殻まで考慮した三層モデルで計算し、潮汐による内部海の挙動についてより正確な描像が得られるようにしたい。また今回は一公転周期の閉じた時間内でしか計算を行わなかったが、より長い時間スケール内で計算を行って氷天体の熱進化についても議論できるようにしたい。今回計算できたのはエウロパとトリトンの二天体だけだが、ゆくゆくはより多くの氷天体について計算を行ってその結果を比較し、氷天体進化の多様性についても議論したい。

7 謝辞

今回研究を進めるにあたって指導教員の倉本圭教授、鎌田俊一特任助教には多大な助言を賜りました。厚く感謝を申し上げます。また常日頃から様々な相談や議論に応じてくださった同じ惑星宇宙グループの皆さまにもこの場で感謝を述べたいと思います。

Nimmo and Pappalardo, 2016 逐語訳

概要

太陽系の外側の天体の多くは氷でできた殻の中に液体の水を有していると考えられている。この論文ではまずどのようにしてこの内部海が発見されたのかを再確認する。そしてどのようにして内部海が維持されるか、またいつこれができたのか、どういった性質を持っているのかについて議論する。中でもエウロパ、ガニメデ、カリスト、タイタン、エンセラダスといった内部海の直接的な証拠が存在する天体には焦点を当てていく。内部海を保有する天体の候補として挙げられている冥王星やトリトンについてもまた言及する。

A イントロダクション

太陽系の外側の天体は十人十色の様相を呈している (図 1、図 2 参照)。奇妙な模様を持つエウロパ、小さいが地質的に活発なエンセラダス、衛星の中で唯一厚い大気を持つタイタン、窒素の氷河を持つ冥王星など。ここ 25 年の観測結果によってこれらの天体の多くが「海の世界」、すなわち氷の殻の覆いの下に大量の液体の水を有していることが明らかになっている。この論文では内部海の探査の歴史と、私たちがこの海について今知っていること、そして今後 25 年で行う調査の展望について議論する。

海の世界はいくつかの理由から重要であるが、中でも我々の関心を引いてやまないのは単純にして明快、すなわち生命がいるかもしれないという点だ。ご存知の通り生命が生きていくためには液体の水に加えエネルギーと栄養が必要だが、内部海を有する天体の一部にはこれらの三要素を満たしているかもしれない (第 9 節参照)。将来の宇宙探査では、特定の天体における居住可能性にますます焦点が当てられて行くことだろう。

内部海を持つ天体が重要で、研究すべき理由は少なくともあと二つ挙げられる。一つ目は、地球型惑星と比較して、内部海を持つ天体がより複雑でかつ研究が進んでないシステムの象徴であるという点だ。例えば内部海における主要な熱源は天体の軌道から抽出されたエネルギーである。したがって天体の熱進化と軌道進化との間には、地球型惑星にはほとんど見られない強い結びつきが存在する。同様に潮汐力によって歪んでいる氷殻の下にある全球的な内部海の力学はほとんど研究が始められておらず、一連の豊富な疑問の代表的存在である (第 8 節参照)。第二に、内部海を持つ天体の性質からそれらの歴史と太陽系全体の進化の手がかりが得られる点だ。例えばとても小さい天体であるエンセラダスとその内部海を何とか維持していることから、エンセラダスの軌道進化の歴史 (5.2 参照) や土星系の進化について何か重要なことがわかるかもしれないのだ。

この論文の第一の目的は、この 25 年の間にどのようにして内部海を持つ天体に関する理解が深まっていったのかをまとめることである。この主題はすそ野が広すぎるので包括的なレビューを下すのは難しいが、その代わりに一連の疑問に焦点を当て、読者には各々の論題をより詳しく扱っているほかの論文を紹介することにする。同様に、内部海はどこにあるのか、どのような方法で発見されるのか、どのようにして維持されるのか、どのようにしてできたのか、どのような特徴を持っているのか、生命の居住可能性について最新の見解を述べる。それぞれの題目についてはまずは一般的な議論から始め、続いてそれを様々な内部海世界に適用させることについて論じる。現在内部海の存在が最も確実視されている天体 (エウロパ、ガニメデ、カリスト、エンセラダス、タイタン) に焦点を当てていくことにする。冥王星やトリトンを含む、内部海を保有する可能性があるほかの天体については適宜言及する。

B 探査の歴史・アイディア

25 年前、我々の太陽系の外側にある天体に関する知識はすべて、基本的に 2 つの探査機によるものだった。パイオニア 10 号及び 11 号により木星と土星の衛星の数枚の画像がもたらされたが、ボイジャーがそれらに接近するまではほとんどのことがわからなかった。ボイジャー 1 号は木星系に 1979 年に接近し、1980 年には土星系に到達した。その一方でボイジャー 2 号は 1 号と同様 1979 年に木星系に、1981 年に土星系にそれぞれ到達した後、1986 年には天王星系に、1989 年には海王星系に到達した。木星系と土星系、およびは当時の天王星系に関する研究結果は Morrison [1982], Burns and Matthews [1986], Bergstrahl et al. [1991]

図 1: 主な氷天体を共通の尺度に当てはめた合成写真 (Emily Lakdawalla/Planetary Society より)。青文字の衛星については、内部海が存在を示唆するような地質学的な観測証拠が存在する (本文参照)。

によって編纂された本にまとめられている。

1991 年当時、太陽系の外側の天体の中に本当に内部海世界があるのかは定かではなかった。エウロパは重度にテクトニックな変形を受け、新しいかつ暖かいかそのいずれかの特徴を持つ表層を持っていると考えられていた [Lucchitta and Soderblom, 1982; Malin and Pieri, 1989]。内部海はありそうだと思われていたが [Ojakangas and Stevenson, 1989]、直接的な証拠はなかった。エンセラダスもまた変形していて、表層は更新された箇所があり緩和したクレーターがあることで知られていた [Kargel and Pozio, 1996]。当時見ることができた画像には、今日よく知られている活動的な南極域は写っていないが、エンセラダスを中心とする希薄な E リングは地質的な活動によるものかもしれないと考えられていた [Pang et al., 1984]。ガニメデの長大な変形史も知られており [Shomaker et al., 1982]、また少なくとも一時的には内部海が存在していた可能性が認知されていた [Kirk and Stevenson, 1987]。のちの研究でテクトニクスが表層環境の刷新に主要な役割を持っていることがわかった [Head et al., 2002] が、当時は氷火山の活動が表層環境を一新させる重要な機構と考えられていた。タイタンの表層及び内部はその分厚い大気のせいで何もわかっていなかったが、表層に液体のエタンがあるかもしれないとは考えられていた [Sagan and Dermott, 1982; Lunine et al., 1983]。

ボイジャーやパイオニアに先んじ、さらに並行して重要な理論的研究も行われていた。特に Lewis [1982] は巨大な氷衛星、特にアンモニアが存在する天体では内部海を形成するのに放射性物質の崩壊だけで事足りる可能性が高いことを示した。一方で Goldreich and Soter [1986] は、潮汐力が衛星の外側への移動や離心率の減少、回転速度の決定に果たす役割を説明した。Peale et al. [1979] は潮汐加熱の秘めた重要性を指摘し、彼らはボイジャーが木星系にたどり着く直前にイオの凄まじい火山活動を予期していたことでも知られている。のちに潮汐加熱が衛星の進化及び構造に果たす役割について多くの研究がなされた。例えば Cassen et al. [1979] は潮汐加熱によってエウロパの内部海が維持される可能性があることを指摘し、一方で Ojakangas and Stevenson [1989] は、そのような状況では内部海の上に浮かぶ氷殻の厚さに変化が生じると論じた。軌道共鳴する衛星が周期変化する潮汐加熱を受けるかもしれないという指摘 [Ojakangas and Stevenson, 1986] は、木星系と土星系にとって重要かもしれない (5.2 参照)。

1991 年以降は多くの新情報が出てきている。特にガリレオ計画では 1995 年に探査機が木星系に到達して、その後 8 年間メインアンテナが損傷しているにも関わらずデータを地球に送り続けた。カッシーニは 2004 年に土星系に到達し、今これを書く間にも稼働し続けている。直近ではニューホライズンが 2015 年 7 月に冥王星とカロンに到達した。

地球からの観測もまた知の集積に貢献している。ハッブル宇宙望遠鏡の、エウロパにおける噴出活動 [Roth et al., 2014] の発見や衛星の軌道進化の天文測位学的観測 [Lainey et al., 2009, 2012]、現在も続くカイパーベルト天体の検出及び特徴づけ [e.g., Brown, 2012] といった業績はその一部である。

ニューホライズン以前の冥王星とカロンに関する概略は Stern と Tholen が 1997 年によって書籍化され、トリトンについては Cruikshank によって 1996 年に編纂された本の中に論文が載っている。ガリレオ計画以降の木星系衛星に関する見解は Bagenal [2004] と Pappalardo [2009] が本にまとめている。一方で土星系の衛星の現行の理解についてまとめた書籍は Brown et al. [2010]、Dougherty et al. [2009]、Muller-Wodarg et al. [2014] がある。衛星の軌道と熱進化との関係については Peale [1999] がレビューしている。

C 内部海はどこにあるのか

内部海がどこにあるのかを知るためには、まず氷衛星の全体的な内部構造とそういった構造をどう推定するのかを理解する必要がある。Hussmann et al. [2015] は良い概説だ。

図 2: 内部海世界と思しき氷天体の表層画像。(a) 冥王星 (半径 1188 km)。NASA/PIA19937。(b) エンセラダス (半径 252 km) の間欠泉。NASA/PIA11688。(c) エウロパの多孔地域とドーム地形。NASA/PIA03878。(d) エウロパのサイクロイド地形 (Hoppa et al., 1999 より引用)。(e) トリトン (半径 1353 km)。黒い縞模様はプルームの降着物質であり、また右端には曲線的な地形も見えることを記しておく。NASA/PIA00059。(f) タイタンの山のレーダー画像。レーダーの視線方向は矢印で示してある。NASA/PIA10654。(g) ガニメデの明るい (重度にテクトニックな) 地形と古くて暗い (テクトニックな変形をあまり受けていない) 地形。NASA/PIA01618。

氷衛星の内部構造は一般的に、それらの全体的な密度・重力・形状の観測から推定される。全体の密度は岩石と氷の大きな比率を推定するのに使われる。もっともこの分析はより高圧の氷や空隙率の一方あるいは両方が持つ潜在的な役割、および正確なケイ酸塩密度を仮定する上での不確定性から複雑になっている。それでも、密度が約 970kg/m^3 のテテュスのような天体がほとんど氷でできていることは確かだろう (図 3)。

天体の慣性モーメント (MoI) を測定することは、その天体が分化 (岩石主体の部分と氷主体の部分に分かれること) を経たか否かを推測する一助となる。天体が静水圧平衡に達している場合、すなわち長いタイムスケールで流体のようにふるまう場合は、慣性モーメントの推測にはその天体の形状や重力の観測結果が使われることがある。残念ながら、静水圧平衡であることを証明するには、二つの二次の重力係数か、二つの二次の形状係数のどちらかを観測しなければならない (物体の重力はいくつかの球面調和関数に分離できる。二次の調和関数は 180 度の円周分の波長を持つ)。重力係数を測るためには赤道軌道及び極軌道に近い飛行が少なくともそれぞれ一回必要である。Rhea はこの問題に対し警告的な例を示している。一度の飛行データに基づく初期分析では Rhea は静水力学平衡に達していると仮定されたが、二度目の飛行データからその想定が間違いであることが示され [Tortara et al., 2016]、以前の慣性モーメントの推測値が誤っていたことがわかった。

タイタンの二つの二次の重力係数は個別に求められ、その値からタイタンは静水圧平衡に極めて近いことが示唆される。そのためタイタンの慣性モーメントを導くことができる [Iess et al., 2010]。タイタンの形状が静水力学平衡でないことは (アイソスタシー的に補償された) 氷殻の厚さが場所によって違うことから説明できるだろう [Nimmo and Bills, 2010]。広く受け入れられている慣性モーメントからタイタンは完全には分化していないことが示唆されるが、後の分析結果では完全に分化していても観測結果と矛盾しないことと示されている [Gao and Stevenson, 2013, Baland et al., 2014]。エウロパ、ガニメデ、カリストの形状からはこれらの天体で静水圧平衡が維持されているのかについて強い制約は示されないが、一方でこれらの天体はすべて J_2 と C_{22} を個別に測定することはできない [Schubert et al., 2004]。したがってこれらの天体が静水圧平衡にあるかはわからない。よくカリストの慣性モーメントはこの天体が部分的にしか分化していないことを示すと主張されるが [Anderson et al., 2001]、これは間違ってるかもしれない予測に基づくものだ [McKinnon, 1997]。エウロパに関しては、氷殻が薄いと仮定するならば静水力学平衡に達しているという仮定は妥当そうだが、繰り返すが確かなことはわからない。タイタンほど質の良いデータではないが、エンセラダスの重力モーメントのデータが 2014 年に計測された [Iess et al., 2014]。エンセラダスは 5 パーセントほどの割合が静水力学平衡に達していないが、形状と重力のデータを合わせて用いることで、静水力学の寄与が分離され、慣性モーメントが求められた [Iess et al., 2014; McKinnon, 2015]。これらの研究から得られた重要な結論は、エンセラダスの岩石コアの密度が低く、それが高い空隙率があるいは熱水との相互作用によるという点だ。

たとえ観測的な証拠がなくとも、普通内部海を持つ天体は分化していると仮定される。なぜなら水氷が溶けることによって、比重の大きいケイ酸塩の効率的な下方へ分離が促進されるからだ。完全な分化を起こさずに内部海を形成するモデルが提案されているが [Nagel et al., 2004]、先に記したように不完全な分化をしてかつ内部海を保有する天体に関する証拠は弱い。

従って一般的な氷衛星は岩石のコアの上に H_2O の層からなるだろう。エンセラダスのように小さい衛星であれば、内部海は硬い氷層の直下でかつ岩石コアの直上にしか存在しないだろう。ガニメデのようにより

図 3: 太陽系の外側の天体における岩石質量比と軌道長半径の相関。軌道長半径は主星の半径 (R_p) で規格化され、岩石の質量比は岩石の密度を 3500 kg/m^3 、氷の密度を 950 kg/m^3 とそれぞれ想定して見積もった衛星全体の密度をもとに計算される。略語は以下の通り: Ar (アリエル)、Ca (カリスト)、Ch (カロン)、Di (ディオオーネ)、En (エンセラダス)、Eu (エウロパ)、Ga (ガニメデ)、Mi (ミランダ、天王星の衛星)、Mi (ミマス、土星の衛星)、Ob (オベロン)、Pl (冥王星)、Rh (レア)、Te (テテュス)、Ti (タイタン、土星の衛星)、Ti (ティターニア、天王星の衛星)、Tr (トリトン)、Um (アンブリエル)。天王星の衛星にかかっているバーは、質量の不確定性を表す。

図 4: 氷の融解時の振る舞いと相、Hussman et al. (2015) より。実線は純粋な H_2O の相図を表し、異なる相はローマ数字によって記号付けがなされている。破線はアンモニア濃度が 5~15 % の H_2O の融解曲線。固相の細い赤線及び青の破線は仮想的な温度勾配図、つまり液体の層がどのようにして低圧、高圧の固体層の間に生まれるのかを表す。挿入された図はガニメデのような巨大氷衛星の一般的な構造を表す。

大きい氷天体であれば、天体深部の氷がより高圧の相に変化するのに十分な圧力を有しているだろう。これらの相は ice I 相 (図 4 参照) よりも密度が大きく、圧力とともに融点上昇し、ice I と同等の剛性を持ちながらより高い粘性を持つ [Sotin et al., 1998]。もしより高圧の氷が存在しているのであれば、ice I の氷殻と高圧の氷層という二つの氷層に挟まれた海洋、言わば『水のサンドイッチ』が存在しているだろう (図 4)。この二つの事例の最も重要な違いは、小さい天体では内部海が直接コアに触れているが大きい天体ではそうではないという点だ。

衛星の密度はさまざまな氷と岩石の混合比に沿い (図 3 参照)、主星との距離が近ければそのばらつきは大きくなる。イオやエウロパが比較的水成分に乏しいのは、原始衛星円盤での形成時の条件か [Lunine and Stevenson, 1982]、揮発性物質の散逸を引き起こす潮汐加熱の結果が原因に違いない [Dwyer et al., 2013]。集積、あるいは推測上の後期重爆撃の途中で起こった衝突による衛星の破壊はかなりありふれたものだったのかもしれない。特に、テテュスのような氷に富んだ小さな天体は、大破壊を経験した大昔の巨大天体の一部分であった可能性がある [Asphaug and Reufer, 2013]。同様に、カロンが原始冥王星と比較してわずかに氷成分に富んでいるという事実は、カロンが大昔の衝突によって冥王星から分かれた欠片だということに対し調和的である [Canup, 2011]。

D 内部海をどのように検出するか

慣性モーメントを決定すれば天体の全体の構造を推定するのに役立つが、固体と液体の H_2O の密度の間にはほとんど差はないので、内部海の有無を推定するのは難しい。その代わりに、下記のようにその他の地球物理学的な手法を用いる。内部海を発見してきた (あるいはすることが可能な) 地球物理学的な手法は主に三つある。すなわち誘導磁場の計測、測地学的手法、レーダーサウンディングの三つだ。内部海の存在を議論するために組成の情報が使われる場合もあり、表層の地質学的な特徴 (4.5 参照) の観測は示唆的であるが、地球物理学的な手法はより決定的である。さらに、構造及び地質的な観測では過去と現在の内部海を必ずしも見分けることはできないが、一方で以下に述べる地球物理学的な手法を使えば現存する内部海のみを検出することができる。

D.1 磁気誘導

この手法は Khurana et al. [2002] がわかりやすく説明している。基本となる法則は単純だ。塩分濃度の高い海洋の様な導体が時間変化する磁場の中にあると、誘導電流が流れ、二次的な磁場が発生する。この二次的な磁場は検出することが可能で、さらに誘導場が変化するようにしたがって大きさと向きが変化するので永久内部磁場との区別が可能である。木星の磁場は自転軸より 10 度傾いているので、ガリレオ衛星にかか

る磁場は木星の自転周期とほぼ同じの十時間周期で変化する。エウロパとカリストでは誘導磁場の存在がはっきりと確認されている [Zimmer et al., 2000]。ガニメデに関しては磁場データの解釈はより複雑になっている [Kivelson et al., 2002]。なぜならガニメデもまた明らかに永久内部磁場を持っているからだ。エウロパとカリストに関しては、誘導磁場の反応の強さは完全な導体のそれと比べて遜色ない。このためには導体が鉄のコアのようにそれほど深く埋もれておらず、さらにその伝導率がほどほどから高い必要がある (仮定される厚さに依存する)。塩分の高い、最低でも数キロの厚さの海があるならば正しい応答をすと思われ、以下に述べるような別筋の証拠とも合致する。エウロパの内部海の存在がとても広く受け入れられているのは、その誘導磁場の応答が主な理由である。

仮に磁場が単一の周期で変化するならば、導体層の厚さと伝導率の積のみを復元することができる [e.g., Zimmer et al., 2000]。ガリレオ衛星は木星の自転周期と各々の公転周期、およびそれらの重ね合わせの中で時間変化する磁場の中にあるだろう。様々な周期を持つので、原則として伝導率と層厚の両方を復元することが可能だ [Khurana, 2002]。実際これは計画されている Europa Clipper 計画 [Pappalardo et al., 2014] や ESA の JUICE (Jupiter icy Moons Explorer) 計画におけるガニメデ探査での主要な目的である [Grasset et al., 2013]。

土星の磁場は自転軸とほぼ平行に並んでいる [Cao et al., 2011]。したがって土星の衛星にかかる磁場は、ガリレオ衛星のように時間変化することはない。土星との距離が時間変化する、すなわち偏心的な軌道の影響によるより小さな変動は受けることになるだろう。しかし比較的離心率の大きいタイタンでさえも、結果として生じた誘導磁場はいまだに観測されていない。海王星の磁場は自転軸よりも大きく傾いているので [Connerney et al., 1991]、将来的にはトリトンでも誘導磁場観測によって内部海が発見される可能性がある。

近年誘導磁場による観測技術は発展を遂げ [Saur et al., 2015]、ガニメデのオーロラの (HST による) 地球からの光学観測にも使用されている。ガニメデのオーロラは外部磁場及び誘導磁場の両方に反応する。この手法は探査機の磁力計の精度に欠けるが、今までこれによって内部海の存在が推測され、また専用のミッションを立ち上げる必要がないという大きな利点もある。

D.2 測地学的手法

もし内部海が存在するならば、氷殻はより深部の層と力学的に分断されているはずである。結果として、潮汐力などの外力に対する氷殻の応答の観測から内部海を検出できる可能性がある。この方法の一般的な欠点の一つとしては、この応答が内部海の厚さによらない、すなわち内部海が薄かろうが厚かろうがほぼ同一の度合いの分断をもたらすので、(氷殻の厚さが違えば応答は顕著に差が出るが) 両者を区別することが困難であることが挙げられる。

D.2.1 秤動

最も直接的な手法は黄経上の強制力学振動、すなわち公転軌道上で衛星の自転速度の変調を観測することである。偏心的な同期軌道を持つ衛星は、永年潮汐バルジが母惑星直下点の間を前後に振動し、それにより自転速度を変化させるトルクが生じる (図 5)。今日剛体である天体は、二次の重力係数 C_{22} に依存する赤道上のモーメント差によってこのトルクの大きさが変わる。このトルクに対する応答は天体の慣性モーメントに依存する [e.g., Tiscareno et al., 2009]。したがって重力係数と力学振動の振幅が既知ならば、原理的には天体の慣性モーメントも決定することができる。

もし氷殻と内部が分断されているのであれば、分析はより困難になる。氷殻の永年バルジはおそらくバルジ全体の一部に相当するだけだが、氷殻の慣性モーメントは確実に天体全体のそれよりも小さいだろう。加えて氷殻に弾性があり無限に剛体ではないとするならば、秤動によって氷殻が変形し、それにより秤動の振幅が小さくなってしまふ [Goldreich and Mitchell, 2010; Van Hoolst, 2013; Jara-Orue et al., 2014]。結果として、氷殻の秤動の振幅は剛体のそれと比べて大きく、あるいは小さくなり、それは主に氷殻の厚さと

図 5: 軌道面上から見た力学秤動のイメージ図。衛星の平均自転速度を持つ座標系で衛星が非円軌道を持つと、惑星は楕円軌道を描く。一般的に衛星の永年潮汐バルジは惑星の方向を向くことはなく、平均位置の周りで秤動している (振動している)。この力学秤動の振幅は γ で表される。図は Tiscareno et al., (2009) より。

図 6: カッシーニ状態の模式図。ある瞬間における公転面法線はある不変の軸の周りを歳差運動する。衛星の自転軸はある瞬間の公転面法線の周りを歳差運動する。カッシーニ状態においては自転軸、公転面法線、および不変の軸は同一平面上に存在し続ける。

剛性に依存する [Jara-Orue et al., 2014]。

昨今の技術的進歩にも関わらず、内部海を持つ粘弾性天体における秤動の振る舞いはいまだ完璧に解明されていない。加えて秤動の振幅は大体数キロかそれ以下と小さく、観測には高解像度の反復画像や高精度のコントロールネットワーク (観測の基準となる特徴的な地形を結んだ網) (あるいは以下に示すレーダー観測) が必要なので、秤動の観測は困難である。更に軌道の摂動により生じるより長い周期の秤動や [Rambaux et al., 2011] (もしかすると) 非同期回転も存在する可能性があり [Greenberg and Weidenschilling., 1984]、それらによって軌道周期での秤動を検出するのがより困難になる。それでも次に述べるように、現在二つの氷衛星の秤動の振幅を観測中である。

ミマスの秤動振幅は、同じ形状の剛体を想定したものよりもわずかに大きい [Tajeddine et al., 2014]。これは原理的には内部海による分断のせいだと思われるが、一方でミマスは地質的に非常に不活性なのでわずかにゆがんだ形状の岩石コアがよりありえそうな解釈である。もしミマスの二次の重力係数が計測できれば、これらの寄与は分離されるだろう。

既知の重力係数に基づくエンセラダスの秤動振幅は、剛体を仮定したものよりもはるかに大きい [Thomas et al., 2016]。間欠泉の塩に富んだ性質から、内部海が既に強く推測されていたが (4.4 参照)、秤動の観測から内部海が一部だけでなく全球的に広がっていること (なぜなら氷殻と内層を分断できるのは全球的に広がった内部海だけだからだ)、そして氷殻の厚さが衛星の半径と比べてとても小さいということを支持することができる。

D.2.2 自転軸傾斜角

二つ目の測地学的手法は、衛星の自転軸傾斜角 (自転軸と公転面法線がなす角) を計る手法だ。簡潔に説明すると、傾いた軌道面を持つ衛星には自転軸に歳差運動をさせるトルクが生じ、公転自体も歳差運動すると考えられている [Bills and Nimmo, 2008]。このとき衛星内部のエネルギー散逸によって俗にいう『カッシーニ状態 (衛星の公転面法線と自転軸が同一平面上で、ある一定の軸の周りを周回する状態にあること)』に移行する (図 6 参照)。従ってこの状態では衛星の自転軸傾斜角は衛星の歳差運動の効率 (主に惑星の重力定数 C_{20} に依存する)、二次の重力モーメント (これは測定可能)、および慣性モーメントに依存する。

従って分析は秤動の時と非常に似通った方法で行われる。固体の天体に関しては軌道の歳差運動の効率と二次の重力定数を仮定すれば、慣性モーメントを直接計算することができる。内層と分断された氷殻に関しては分析はずっと複雑で、実際いまだに完全な解法は考案されていない。それでも、自転軸傾斜角が剛体を想定した場合よりもずっと大きければ、分断された氷殻というのは妥当な推測である。これはタイタンの実例だが、タイタンの自転軸傾斜角の導出にはレーダー画像が使われ、これは固体天体を想定したものの三倍ほどの大きさであった。 [Bills and Nimmo, 2011]。この差異は内部海の存在を認めることによって説明がつく。

自転軸傾斜角を測定するうえで最も大きな壁となるのは、想定される自転軸傾斜角が多の場合でかなり小さいということだ。Chen et al. (2014) がすべての氷衛星の自転軸傾斜角の予測値をまとめたところ、トリトンは 0.35 度、カリストは 0.24 度だったが、エウロパは 0.05 度、エンセラダスは 0.00014 度だった。内部海がある天体の自転軸傾斜角とない天体の自転軸傾斜角の差はずっと小さいだろう。より複雑な分析を行えば様々な周期で自転軸と軌道軸が強制振動していることを考慮できるが [Baland et al., 2016] が、予想される自転軸傾斜角は単純な分析の場合とそう大差ない。

誘導磁場の観測技術と同じように、自転軸傾斜角や振動の観測も地球からできる可能性がある。これは地球に設置したレーダーを使うもので、すでに水星の観測において成果を上げている [Margot et al., 2007]。ガリレオ衛星に対していくつかの試験的な観測 [Margot et al., 2013] は行われているが、今日まで完璧な分析データは出ていない。

D.2.3 潮汐応答

内部海による分離の影響もまた、潮汐に対する応答の中に現れる。偏心的な軌道を持つ衛星のポテンシャルは時間変化する。この摂動に対する応答は観測が可能で、無次元の定数である潮汐のラヴナンバー k_2 (衛星自身の重力場の応答を表す)、 h_2 と l_2 (それぞれ表層の半径方向及び水平方向の変位を表す) で表される。

既に予想していたものもいるかもしれないが、内部海によって内部と分断された氷殻は普通潮汐に対する応答が大きくなる、すなわち h_2 と k_2 が大きくなる [Moore and Schbert, 2000, 2003]。従って h_2 か k_2 のどちらか一方を調べれば原則として内部海が存在するか否かがわかる。とくに $1 + k_2 - h_2$ の値は氷殻の厚さに依存するが [Wahr, 2006]、推測される厚さは仮定された剛性率に依存している。

実際に探査機のフライバイのドップラー追跡から k_2 を求めることが試みられている一方で、 h_2 の測定には高度計が必要である。結果として、太陽系の外側の天体の中ではタイタンで k_2 の測定のみ行われている。最初の結果は $k_2 \simeq 0.6 \pm 0.2$ [Iess et al., 2012] だった。中央値は過去に提示されていたものよりも大きく、タイタン内部が変形可能であることを暗示していた。これは全球的な深い内部海の存在と確かに整合するが、比較的剛性に富んだ表層の氷殻の可能性を排除するものではない。

天体の潮汐応答を計算する際、内部海は普通受動的に応答する層として扱われる。もちろん実際には内部海の潮汐に対する応答はかなり複雑であるかもしれない (5.2)。特に、浅い内部海であれば受動的な分断層だと仮定した場合よりも、 h_2 と k_2 を全球的に著しく増大させるような大きな応答が見られることだろう [Kamata et al., 2015; Beuthe, 2015]。同様に、そのような計算は普通、それぞれの層が球対称であることを想定して行うものであり、エンセラダスのような天体にとっては単純化が過ぎるだろう。力学的な性質が水平方向に変化する天体の潮汐応答は計算で求めることが可能 [A et al., 2014] だが、探査機がなければ技術的に困難で観測データとの比較ができないかもしれない。

D.3 レーダーサウンディング

冷たい氷はレーダーに対し比較的透明である。そのため、地球や [Peters et al., 2007] 火星の [Phillips et al., 2008] 氷冠の地下の構造を描画するためにレーダー観測が使われてきた。原理的には氷衛星の殻の構造を調べるのにも同じ技術を利用することができる [Blankenship et al., 2009]。直下点以外の表面からの反響波によって『乱れ』が生じ、これにより解釈が複雑になるが、十分な正確性を持って表層の地形の探査を行えばこの問題は排除できる [Holtet et al., 2006]。もっと重篤な課題は、氷の中のレーダー波の吸収が温度と非常に強い相関を持っている点だ [Chyba et al., 1998]。よって内部海の界面に近づくにつれて、レーダーの信号は著しく減衰してしまう。従って、およそ 10 キロ以上の深さにある内部海はたとえ伝導性の氷殻の下にあるものでさえも検出は困難を極めるだろう。暖かい氷が厚い層となって存在する対流性の氷殻では、仮に局所的に冷たい氷が存在して氷殻の一部が沈み込んでいない限りは内部海の検知は概ね不可能である [McKinnon, 2005]。一方で、対流によって氷は非等方的な構造をとる可能性があり、それもまたレーダー観測によって検知可能である [Barr and Stillman, 2011]。氷衛星ではまだ検証されていないが、レーダー観測は前途有望な技術であり、測定機が Europa Clipper と JUICE 計画の双方に搭載されている [e.g.,

Bruzzone et al., 2013]。

D.4 組成的な証拠

秤動の観測に先んじる形で、エンセラダスが内部海を保有している最も強力な証拠が、その噴出物の組成の観測からもたらされた。探査機カッシーニは噴出物を直接採取し、その氷微粒子の一部がナトリウムに富んでいることを発見した [Postberg et al., 2009]。これはケイ酸塩 (以下参照) と相互作用する液体の水でできた内部海が存在を示す強力な証拠で、同時に硬い氷の昇華で水蒸気が生成されているという可能性は事実上排除された [Nimmo et al., 2007]。興味深いことに、E-リングの分光観測ではナトリウムは検出できなかった [Schneider et al., 2009] がこれはおそらく、塩分が高い微粒子は重すぎるため噴出後そこまで到達できなかったためであろう。

地下から直接サンプルをとってくるのができないので、組成の観測はいまだに分光観測による。ガニメデとエウロパの表面の赤外スペクトルからは、水和した塩 [McCord et al., 1999, 2001; Fischer et al., 2015]、すなわち液体の水が原因と思しき特徴が見られた。続いて行われた室内実験のデータに基づく混合スペクトル解析はこの結果と整合している [e.g., Shirley et al., 2010]。またこれらの研究から、(元は Carlson et al. [2005] によって提唱されていた) 硫酸の存在もまた示唆された。

D.5 表層の特徴

地質的な特徴に関する表層の観測結果は内部海が存在を議論するためにたびたび用いられてきたが、一般にそのような議論は決定的でないと思なされてきた。例えば、伸長的な地質構造の全球的なパターン (氷衛星ではよく見られる、図 2a,2g) や収縮した地質構造と思しき実例 (図 2f) は氷殻の凍結あるいは融解や氷と水の比容積の違いにより起こるものと思われるが、これは決して唯一無二の解釈というわけではない。現行の地質的な活動でさえ、必ずしも内部海が存在を示唆するものではない。エンセラダス (図 2b) と違い、トリトン (図 2e) で観測される間欠泉は表面近くの硬い氷が太陽光で温められた結果かもしれない [Kirk et al., 1990]。

ガリレオ時代の調査におけるエウロパの画像から多くの地形が内部海が存在を示唆するだろうとされた一方で、そのどれもが確固たる証拠とは言えなかった [Pappalardo et al., 1999]。最も説得力のある地質学的な証拠の中には、衝突クレーターに由来する表層の特徴に基づくものもある。エウロパやガニメデ、カリストにおけるクレーターや多重環構造からは皆、直径が増していることに基づく地形学的に変則的な変遷が見て取れる [Schenk, 2002]。これは表層下の液体物質、おそらくは内部海の影響から生じたと思なされた。当時は氷衛星におけるクレーターの形成に関する研究は限られた数値研究しか行われていなかった [Turtle and Pierazzo, 2001]。近年ではこの問題に新たに関心が寄せられている [e.g., Bray et al., 2014; Cox and Bauer, 2015]。

エウロパが持つサイクロイド地形 (図 2d) もまた、この衛星が内部海を持っているという間接的な証拠である。これらの独特な模様は、回転しながら変動する応力場の中でひび割れが広がることと最も深く関係していると思われる [Hoppa et al., 1999]。もしエウロパが内部海を持っているのであれば、円形地形を形成すると思われる潮汐力は氷殻を裂くのにぎりぎり十分な大きさになる。しかしエウロパが内部海を持っていないのであれば氷殻を裂けるほど潮汐圧力は大きくならない。したがってこのサイクロイド地形は内部海を保有していることを間接的に示唆する。

E 内部海はどのように維持されるか

衛星が内部海を形成しこれを維持できるか否かについては、取り除かれる熱の割合と比較した内部加熱の割合 [Lewis, 1971]、そして液体の凝固温度による。またどのように熱が逃げていくかは、第一に氷殻が伝導性か対流性かにより、その一方で熱の生産は主に放射性物質の崩壊や潮汐加熱の両方かいずれか一方

によって生じる。熱の生産と損失の割合がそれぞれ 1 mW/m^2 違えば氷殻の融解、もしくは凍結の速度は 100 km/Gyr となる。対して、 100 キロ の厚さの氷殻の拡散のタイムスケールは 0.3 Gyr になる。これらの長いタイムスケールからは、海洋、中でも分厚い伝導性の氷殻の下に存在するものについては太陽系の歴史と同等のタイムスケールを持っているかもしれないということが示唆される。この論題に関する有用なレビューは Hussmann et al. [2006] や Spohn and Schubert [2003] といったものがある。

E.1 不凍作用

ある種の不凍作用が劇的に働いているかもしれないことを考慮すると、内部海が凍るために達しなければならない温度はその組成に強く依存する。重要な実例の一つとしてはアンモニアが挙げられ、アンモニアは水の融点を 100 度 近く下げることができる (図 4) [Choukroun and Grasset, 2010]。しかし重量にして 15% 以上のアンモニアが含まれていれば、海水の比重が ice I よりも小さくなってしまうので [Haynes, 2014]、この場合氷殻は海底に沈んでしまうだろう。NH₃-H₂O 氷が溶ける際にアンモニアは液相へ排除されるので、ゆっくりと凍っている内部海は徐々にアンモニアに富んでいくことになるだろう (そして凍るのが難しくなっていくと思われる)。アンモニアはエンセラダスからは直接検出されており [Waite et al., 2009]、またタイタンの大気中の N₂ の主要な供給源なのかもしれない [Glen, 2015]。カロンやいくつかの土星の衛星からはアンモニア氷が分光観測によって検出されているが、木星の衛星では観測されていない [Clark et al., 2014]。木星系の衛星にアンモニアが存在しないのは、集積時の天体の温度が土星系の天体と比較して高かったと予想すれば辻褄が合う [Lunine and Stevenson, 1982]。アンモニアが欠落したことで、木星系の衛星の内部海が凍結によってなくなってしまった可能性は、他のより遠くにある天体よりも著しく高いだろう。アンモニアは不凍物質としては最も一般的に言及されるものだが、ほかにも候補が存在する。例えばメタノールも、タイタンの内部海の維持に貢献している可能性がある [Deschamps et al., 2010]。一般的に、単純な塩 (例えば NaCl) は融点をわずかに下げる効果がある。

E.2 熱生産

氷衛星には三つの主要な熱源がある。①集積時のエネルギー ②放射性物質の崩壊 ③潮汐加熱 である。

ガニメデ級の大きさの衛星でさえも集積時の重力解放エネルギーはそう大きくないので、最初期に分化が起こっていたかについては保証できない [Barr and Canup, 2008]。もし集積が十分迅速に行われたとするならばある程度の融解は生じるだろう [Lunine and Stevenson, 1982]。しかし今日の内部海の存在に対する全体的な寄与としては無視できるほどの大きさである。

多くの天体では放射性物質の崩壊が主要な熱源である。もし衛星が ²⁶Al が枯渇する前 (太陽系ができてから 350 万年 後くらい) に形成されなかったとするならば、放射性元素の崩壊は K や Ur、Th によるものが中心となる。分化した天体では、熱エネルギーは内部の岩石で生成され、伝導・対流・移流によってその上の氷に運ばれる。もし岩石コアの半径が 1000 キロ より大きければ、熱拡散のタイムスケールは太陽系の年齢よりも長くなるので、巨大な岩石コアは内部海を維持しうる長期的なエネルギーの貯蔵庫となる。逆に言えば、エンセラダスやテテュスのように小さな岩石コアしか持たない天体は、この方式では形成時の熱を貯蓄することができない。

今日ではコンドライト的なケイ酸塩は $3.4 \cdot 10^{-12} \text{ W/kg}$ の割合で熱を生成し、 45 億年前 はこれよりも一ケタ高いオーダーであった。放射性元素の崩壊による、現時点での表層における熱フラックス F は衛星の岩石コアの質量比を f とすると

$$F = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{f} - 1\right) \frac{\rho_c}{\rho_i}} \frac{\rho_c \dot{H} R}{3} \quad (\text{A.1})$$

ただし ρ_c : 岩石コアの密度 ρ_i : 氷の密度 \dot{H} : 岩石コアの熱生産率 [W/kg] R : 衛星の半径 である。従って、例として半径 1500 キロ、岩石コアの質量が 90 % のエウロパに似た衛星の表層における放射性元素由来の熱フラックスは、約 4mW/m^2 となる。(何らかの熱源による) 熱の貯蔵とその後のエネルギー解放があれば、この値は増加すると思われる。

内部海を維持するためのもう一つの主要な熱源は潮汐加熱である。その原理は比較的単純だ。偏心的な軌道や有限の軌道傾斜角のどちらか、あるいはその両方を持つ天体には時間変化する潮汐応力がかかり、変形する。この力学的な仕事の一部が熱に転じるのである。同期軌道の衛星の熱の総生産量 \dot{H} [W] は次の式で与えられる [Wisdom, 2008]。

$$\dot{H} = \frac{3n^5 R^5 k_2}{2GQ} (7e^2 + \sin^2\theta) \quad (\text{A.2})$$

ただし n : 平均運動 G : 重力定数 e : 離心率 θ : 自転軸傾斜角 k_2 : 潮汐力のラヴナンバー (4.2 を参照) Q : 加えられたポテンシャルと天体の応答との間の位相のずれに関する散逸因数 である。 Q が高いと、小さな位相差と熱生産が示唆される。潮汐加熱は半長軸の $-15/2$ 乗に比例するので、主星に近い衛星はより遠くにある衛星よりも大きく加熱される傾向にある (図 3)。衛星内部の加熱の半径方向の分布は局所的な力学的性質に依存し、これは例えば Tobie et al. [2005] の方法で計算することができる。経緯度による熱放射量の変化は Beuthe [2013] によってまとめられており、この方式によれば薄い氷殻の衛星では、極域で熱放射量は最大になり、潮汐軸において最小になるとしている。

一般的な衛星では潮汐加熱は岩石コアや内部海、あるいはそれらを覆う氷殻で生じると思われる。McCarthy and Castillo-Rogez [2013] の室内実験から示唆されたのは、地質を構成する氷のような固体物質は周期的に加わる応力に対して複雑な反応を示すという点だ。しかし粘弾性 (マクスウェル) 天体を仮定することで一部の見識は得られる [Ross and Schubert, 1986]。この場合、注視すべきタイムスケールは二つしかない。すなわち強制振動の周期である τ と天体特有の応答時間だ。これは $\tau_M = \eta/\mu$ で与えられるマクスウェル時間のことであり、ここで η は天体の粘性、 μ は摩擦係数を表す。 τ が τ_M よりもずっと大きい場合は、物体はほぼ粘性ゼロの流体としてふるまい、位相差は 90 度に達し、熱生産量は少なくなる。逆に τ_M よりもずっと小さい場合は、物体は弾性体としてふるまい、位相差はほぼゼロとなり、熱生産量もまた少なくなる。熱生産は τ が τ_M と等しいとき最大になる。融点近くの氷の粘性及び剛性はそれぞれ約 10^{14} Pa、3 Gpa となり、マクスウェル時間は約一日の長さになる。これは多くの衛星の公転周期と同等のオーダーであるから、氷殻内の潮汐加熱が潜在的に重要なプロセスである可能性が高いのは明白である。さらに言えば、粘性係数 η は温度に強く依存するので、加熱と温度の間の反応に関するポテンシャルは重要である。岩石コアのマクスウェル時間は非常に長い傾向にあるが、粘性もまたその物体の温度に強く依存するので、巨大な過熱を引き起こす莫大な応答が生じる可能性がある (顕著な例としてイオが挙げられる)。融点に近い岩石コアでは、主要な熱輸送の機構が対流というよりもむしろ (メルトによる) 移流なので、より問題が複雑になる [Moore, 2001]。

潮汐、中でも自転軸傾斜に基づく潮汐は特に内部海を加熱しているであろうことが示唆されてきた [e.g., Tyler, 2014]。しかし他の研究からは、この効果は特定の状況かでは重要でない可能性が高いことが示唆されていて、それは次の三つの理由による。まず一つ目は、地球の海洋の熱散逸に関する研究に基づき算出された実際の内部海の Q が、もともと提案されていた数値よりもずっと大きい (つまりエネルギー散逸が弱い) という点だ [Chen et al., 2014]。第二に、全球的、つまり一様な層が最も侵食される可能性が高い、非常に浅い (1 km 未満) の内部海で最も加熱が効果的に働くという点だ [Matsuyama, 2014]。第三に、初期の考えでは潮汐の振幅を著しく減衰させる全球を覆う蓋が無視されていた点だ [Hay and Matsuyama, 2015]。以上より、大きく傾いていて高い自転軸傾斜角が予想されるトリトン [Chen et al., 2014] を除けば、潮汐による内部海の加熱は氷衛星の熱進化においてさほど重要な役割を持っていないと思われる。

実際にはエネルギー散逸によって軌道の離心率が減少し、それにより潮汐加熱率も減少していく傾向にあるので、潮汐加熱の効果はずっと複雑である [Murray and Dermott, 1999; Peale, 1999]。そのため、テテウスやカロンのように今はもう円軌道で潮汐加熱が起きていないと普通は予想するだろう。しかし多くの場合、衛星は近隣の天体と軌道共鳴しており、それにより離心率が増加し、潮汐加熱の時間を引き延ばしている。この場合、エネルギーは結局は主星の自転エネルギーからきている。主星の自転エネルギーは代表的な巨大リザーバーである。散逸は内部構造、すなわち温度に依存するので、このように軌道共鳴している

図 7: イオとエウロパにおける、熱-軌道間のフィードバックから生じる熱生産の時間変化モデル [Hussmann and Spohn, 2004 より]。振動的なふるまいは離心率の成長と内部温度構造の変化の時間スケールが同等であることから生じる。

状況は複雑で非単調な熱史につながる可能性がある。エンセラダスやディオオーネは現在偏心型の軌道共鳴状態にあり、イオやエウロパ、ガニメデについても同様である。一方でミマスやテテュスは傾斜型の軌道共鳴をしている。主星のエネルギー散逸によって衛星の外側への移動が進行するので、他の衛星たちはかつて偶然出くわし、またほかの共鳴軌道から逃げてきたのかもしれない [e.g., Showman et al., 1997; Meyer and Wisdom, 2007; Zhang and Nimmo, 2009]。そこから太古の加熱イベントという可能性が言及された。

仮に二つの衛星がある平均運動共鳴状態にあったとすれば、主星のエネルギー散逸 (離心率を増大させる) とそれぞれの衛星での散逸 (離心率を減少させる) との間で競合が発生する。結果として、超えることのできない最大の長期間平均衛星加熱率が存在し、これは主星の Q に依存するが衛星の Q には依存しない [Meyer and Wisdom, 2007]。この状態はむしろエンセラダスに関連している (以下を参照)。

E.2.1 応用

ガニメデとカリストには現在は大きな潮汐加熱は受けておらず、一方でタイタンの潮汐加熱はせいぜいほどほどの大きさだ。現在のタイタンとミマスの高い離心率からこれまでにタイタンとミマスがどれほどの潮汐加熱を受けてきたかが制約される [e.g., Sohl et al., 1995]。もっともその離心率が、最近起きた未知のイベントにより増大させられたものでなければだが [Cuk et al., 2016]。タイタン内部は見るからに變形可能なので、その高い離心率は特に不可解となっている。ガニメデは現在の軌道配置に到達するよりも前に、きわめて短期間の加熱を引き起こすような軌道共鳴を大昔に経験していた可能性がある (4.2.3 参照) [Showman et al., 1997]。この軌道共鳴はひょっとするとガニメデの明るい地表面ができた原因かもしれない (図 2g)。今のところ天王星の衛星の中で軌道共鳴をしているものは存在しないが、過去に軌道共鳴を経験した可能性があり、これはミランダやアリエルで見られるテクトニックな変形を説明する一助となる可能性がある [Dermott et al., 1988; Tittlemore and Wisdom, 1990]。似たようなことがテテュスにも起きた可能性がある [Zhang and Nimmo, 2012]。トリトンは普通でないものの代表的存在である。なぜならトリトンは捕獲衛星なので [Agnor and Hamilton, 2006]、その当初の離心率は極めて高く、初期に度を越えた大きさの潮汐加熱と潮汐力が生じることになるからだ [Ross and Schubert, 1990]。カロンもまたおそらく当初の離心率は極めて高く、大昔に莫大な加熱を受けた可能性があるが [e.g., Rhoden et al., 2015]、その現在の軌道は円軌道である。

潮汐加熱はイオで火山活動が起きている原因であり、またエウロパの内部海の維持においても重要である可能性がある。熱-軌道間のフィードバックから、これらの天体はかつて振動的なふるまいをする時期があった可能性があり、その中ではエウロパの潮汐加熱がイオのそれよりさほど小さくなかったかもしれない (図 7)。実際、エウロパ内部の岩石が現在暖かくエネルギー散逸がある (この場合熱フラックスは約 100 mW m^{-2}) のか、あるいは冷たくエネルギー散逸が起きていないのかは定かではない [Moore and Hussmann, 2009]。同様に、エンセラダスにおいて内部海の維持に潮汐加熱が一定の役割を果たしているのには違いない。もっともここでは、一般的に内部の岩石における散逸は小さいものと仮定しているが [Robert and Nimmo, 2008]。エンセラダスもまた振動的なふるまいをする時期があった可能性がある [Ojakangas and Stevenson, 1986; Shoji et al., 2014]。実際、現在のエンセラダスは土星の散逸因数 $Q = 18000$ から想定される平衡熱生産率 1.1 GW よりも多くの熱を失っているように見える [Meyer and Wisdom, 2007]。昔は離心率が高く、今は減少している最中である、もしくは昔生成された熱を放出している最中である [O'Neill and Nimmo, 2010]、あるいは (最終的に衛星の加熱を支配する) 土星のエネルギー散逸が想定よりも大きい (Q が小さい)、それかこれらが組み合わさったというのが考えられる線だろう。数十年にわたる衛星の軌道位置の正確な天文学的観測から、これらの解釈のうち最後のものは正しい説の一つであることが示唆されているが、さらなる研究が必要である。

衛星の熱進化と軌道進化の関係は完全には理解されていない複雑な問題である。この問題に関するあらゆる研究についてもまた、主星の潮汐応答を考慮する必要があるというのもまた明らかとなっている。土星の潮汐散逸はとても強く周期に依存した関数であるように見えるので、ある特定の軌道長半径にある衛星に対する土星の Q は異なる距離に存在する別の衛星（あるいは別の時代における同じ衛星）に対する Q とはだいぶ異なっているのかもしれない [Fuller et al., 2016]。この描像からわかる一つの結論は、衛星の外側に向かう軌道進化の能率は土星全体の進化のタイムスケールに支配されているということだ。従って、今日の土星の高い散逸率は必ずしもよく想定されるような若い衛星を指し示すものではない [e.g., Charnoz et al., 2011]。同様に、ほんの少しだけ外側に軌道進化するという要請は、必ずしも土星の現在の Q が大きくあることを必要とはしない [cf. Cuk et al., 2016]。

E.3 熱の除去

水氷の熱伝導率 k は温度に反比例し、SI 単位系で $k \approx 651 / T$ である [Petrenko and Whitworth, 1999]。薄い氷殻に関する熱伝導フラックス F は以下の式で与えられる。

$$F = \frac{651}{d} \ln(T_b/T_s) \quad (\text{A.3})$$

ここで d は氷殻の厚さ、 T_b と T_s は氷殻の底及び表面の温度である。より厚い氷殻に関しては曲率によってこの式は少し修正されるだろう。エウロパの実例を続けると、放射性元素の崩壊熱フラックスを 4 mW m^{-2} としたとき平衡状態にある伝導性の氷殻の厚さはおよそ 180 km になるだろう。潮汐加熱かあるいは形成初期の残存熱があれば温度構造が変化し、より薄い氷殻となるだろう。

仮に氷殻が十分に厚ければ、氷殻内で対流が生じ始めるだろう。対流が起きるかどうかはレイリー数 Ra に依存しており、これは以下の式で与えられる。

$$Ra = \frac{\rho g \alpha (T_b - T_s) d^3}{\kappa \eta_b} \quad (\text{A.4})$$

ここで g は重力加速度、 α は熱膨張率、 κ は熱拡散率、 η_b は温度 T_b における粘性率である。ここで粘性率についてはニュートン流体を想定しており、非ニュートン流体を想定した同等の定義も存在している [Solomatov, 1995]。 Ra が臨界レイリー数 Ra_c を超えた場合、対流が生じる。強い温度依存性を持つニュートン粘性や直交座標的な構造を持つ流体の臨界レイリー数は以下の式で与えられる。

$$Ra_c = 20.9(\gamma[T_b - T_s])^4 \quad (\text{A.5})$$

ここで γ は粘性率の温度に対する反応率で、 $\gamma = d \ln \eta / dT$ で与えられ、活性化エネルギーと T_b に関連している。

氷の粘性率が温度に強く依存していることと、氷殻の表面と内部の間に大きな温度差があることから、対流性の氷殻は比較的分厚く熱伝導による熱輸送が生じる停滞した蓋と、その下にある等温の対流層からなるだろう [Solomatov, 1995]。従って熱の流れは表殻全体の厚さ d ではなく停滞した蓋の厚さである厚さ δ によって制限される。このとき対流による熱フラックスは次の式で与えられる。

$$F \approx k \frac{(T_b - T_s)}{\delta} = k(T_b - T_s) \frac{Ra^{1/3}}{2d(\gamma[T_b - T_s])^{4/3}} \quad (\text{A.6})$$

ここで k は簡単のため定数とし、二つ目の等式は停滞した蓋の厚さ δ が対流の活発さ (Ra) と粘性率の温度に対する依存性 (γ) によって支配されていることにより生じる。ここで等式 (6) から対流熱フラックスが

$T_b - T_s$ 及び層厚 d の両方に依存していることが示唆されるということを強調しておく。分厚い氷殻に関しては、曲率によって臨界レイリー数 [e.g., Robuchon and Nimmo, 2011] と対流熱輸送率 [Yao et al., 2014] の両方に修正が加えられるだろう。もっとも、基本的な物理法則に変化はないが。

停滞している蓋が持つ重要な側面の一つは、それが熱輸送を妨げている障害になっているということだ。表層の物質は蓋に浸透しなければならず、もしかすると内部海まで運ばれるかもしれないし、その逆もあろう。したがってこの障害は内部海の潜在的な生命居住可能性 (第9章) と表層における内部海生産物の発見可能性の両方にかかわりがあるのだ。この障害に打ち勝つような機構があることは明らかであり、顕著なものとしてはエンセラダスの氷火山性ブルーム、エウロパのカオス地形 [Pappalardo and Procker, 2014]、ひょっとしたらエウロパにおけるプレート発散 [Sullivan et al., 1998] あるいは収束が起きたとみられる場 [Kattenhorn and Procker, 2014] といったものが挙げられる。それでも、停滞した蓋によって表層と表層下の間のあらゆる輸送が制限されている可能性が高い。

氷の粘性率は複雑である。なぜなら氷は非ニュートン粘性で、その粘性率は粒子の大きさに依存し、いくつかの異なる変形機構に影響されるからだ [Goldsby and Kohlstedt, 2001]。融点付近では、おそらく粒子スケールにおける局所的な融解によって粘性率が大きく減少する。しかしながら、経験則としては 260 K の氷は約 10^{14} Pas の粘性率と想定され、その一方で γ は約 0.1 K^{-1} だとされる。式 (4) 及び (5) をエウロパの場合に適用し、 $\alpha \approx 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ 、 $\kappa \approx 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ とすると、対流が生じうる最小の氷殻の厚さは $\eta_b = 10^{14}$ Pas の時に 18 km となる。基底部の粘性がより高いとき (例えばアンモニアの作用により内部海が冷たくなっている場合など) は、対流が生じるためにはもっと氷殻が厚くなる必要がある。

E.3.1 応用

上記の分析から、ガニメデやカリストの分厚い氷殻が対流をしている可能性が最も高いことは明らかである。もっともそれは内部海が完全に凍り付かない程度の勢いだろうが。特にカリストの場合は、これまでどれだけの熱が表層の中を伝わってきたかが制限される。なぜならカリストはこれまでに潮汐加熱を受けていないように見えるからだ (上記を参照)。タイタンに関しては状況はカリストより不明瞭である。タイタンの氷殻が硬く伝導性であるという証拠はいくつか存在し [Hemingway et al., 2013]、この場合はおそらく対流が抑制される。なぜなら内部海がアンモニアに富んでいて冷たいからだ。対照的に木星系の衛星は恐らくアンモニアがほとんどかあるいはまったく存在しない場所で作られたのかもしれない。

エウロパの氷殻は数キロから数十キロである可能性が最も高く、そのため氷殻は伝導性か対流性のどちらか一方だろう。潮汐加熱と熱輸送のバランスによって生じた平衡状態の氷殻に関する研究からは幅広い結論が得られた [e.g., Ojakangas and Stevenson, 1989; Hussmann et al., 2002; Moore, 2006]。なぜなら (不確定な) 氷の粘性率が潮汐加熱と熱輸送に強く影響するからだ。エウロパの地形 (図 2c) の中にはダイヤモンド (地下からの注入作用によって生じた地質構造) に似ているものもあり、そのため対流を示唆しているのかもしれない [Pappalardo et al., 1998]。もっともこの解釈については議論の対象であるが [Greenberg et al., 2003]。

エンセラダスの氷殻の厚さはもしかすると 20-40 km であり [Jess et al., 2014; McKinnon, 2015; Cadek et al., 2016; Van Hoolst et al., 2016]、重力加速度が小さいので熱伝導が対流よりも卓越している可能性が高い。南極の異常域については局所的な対流によって説明ができるかもしれない [Behoukova et al., 2015]。もっとも、南極域の氷殻の厚さはせいぜい 5 km ほどだと思われるが。エンセラダスの真に不可解な点は、全球的な内部海が明らかに残存しているという点だ。体積に対する表面積の比が大きいことと氷殻が薄いことは、伝導性の氷殻でさえももの数千万年の間に内部海が凍り付いてしまうことを意味する [Roberts and Nimmo, 2008; Cadek et al., 2016]。潮汐加熱によって、とりわけそれが内部海の中かその下で生じていたとすれば、この疑問は解消されるかもしれない。またすでに述べたように、利用可能な潮汐加熱の総量はこれまで考えられていた量よりも大きいかもしれない。それでもなお、エンセラダスにおいて明らかに長い間全球的な内部海が残りに残っていることに対して、広く受け入れられている解釈は依然として存在しない。

冥王星はエンセラダスとはまた別の興味深い事例を示している。仮に冥王星の氷殻が伝導性ならば、現在まで内部海を維持するのに放射性元素の壊変熱で事足りる。その一方で氷殻が対流性ならば、内部海が過去においても形成されないくらい迅速に熱が取り除かれる [Robuchon and Nimmo, 2011]。冥王星における広範にわたる伸長テクトニクス [Moore et al., 2016] (図 2a) の観測から層厚が増していることと、それゆえに冥王星の歴史上で少なくとも一時的に内部海が存在したことが示唆されている。同様にトリトンも今日に全球的な内部海を保有していると可能性がある [Gaeman et al., 2012]。カロンやレアといったもっと小さい天体を持つ放射性壊変熱は少なすぎて、今日まで内部海を維持することはできない。極端な凝固点降下を持ち出しでもしなければだが [Hussmann et al., 2006]。

衛星の極は赤道よりも寒冷である一方で、薄い氷殻における潮汐加熱は極域にて最大になる [Ojakangas and Stevenson, 1989]。従って、熱生産と熱輸送のバランスによって氷殻の厚さは空間的に変動するかもしれない。そのような変動は氷殻が伝導性である場合にのみ生じるだろう。というのも、対流性の氷殻ではそのような変動はすぐに流動でならされてしまうと思われるからだ。タイタン表層の長波長地形データと重力からは、氷殻の厚さが空間的に変動していることが示唆され [Nimmo and Bills, 2010]、そのことから必然的に氷殻が伝導性であることが示唆される。同様の変動がエウロパにも生じている可能性がある。もっとも、現存する地形のデータからは確約できないのだが [Nimmo et al., 2007]。

F いつ内部海ができたのか

これまで議論したように、内部海が形成されるためには熱源が必要で、それは放射性元素の崩壊、潮汐加熱、集積エネルギー、あるいは主星の初期放射エネルギーのどれかである。残念ながら、集積後の初期条件はかなり不透明だ。第一に、太陽系の形成における衛星集積のタイミングがよくわかっていない。衛星が迅速に形成されたとすれば ^{26}Al (半減期は 70 万年) に由来する莫大な熱が生じると思われる [Castillo-Rogez et al., 2009]。第二に、集積によってもたらされるエネルギーの総量は集積物質のサイズ分布や流量といったよく知られていないパラメータに強く影響される点だ [Barr and Canup, 2008; Barr et al., 2010]。第三に、(主星の光度によって設定される) 背景の温度進化が完全には理解されていないという点だ [Lunine and Stevenson, 1982; Fortney and Nettelmann, 2010]。従って、内部海が迅速に形成されたのか、それとも寿命の長い熱源 (潮汐加熱か放射性元素のどちらか) によってそれよりも後に形成されたのかは、明白に分かっているとはとてもいいがたい。

内部海の維持に潮汐加熱が重要である場合は、よく内部海が一度でも凍り付いてしまった場合それが永遠に融けないだろうということが議論される [e.g., Roberts and Nimmo, 2008]。なぜなら一度内部海がなくなれば、潮汐変形は大幅に小さくなり (4.2.3 参照)、それに応じて潮汐加熱もずっと小さくなるからだ。しかしながら、厳密に言うところの議論は単純化が過ぎる。というのも軌道共鳴している衛星は潮汐による散逸 (及びそれによる潮汐加熱) がなければ、軌道共鳴から脱するか潮汐加熱の能率が主星の性質によって定められた平衡値に達するまで、軌道離心率が成長し続けるのだ (5.2 参照)。あるいは、内部海が非常に薄くなると、それにより不凍作用が集中することか、内部海自体の潮汐加熱が増大することのいずれか一方かその両方の作用により、内部海はそれ以上凍結しなくなるのだ。

G 内部海が存在することによる影響

内部海が存在することで、その上にある氷殻と下にある内部の挙動と進化の両方に影響が出る可能性がある。

G.1 氷殻

内部海による氷殻の分断作用は既に議論した (4.2 参照)。特に重要な結論の一つとしては、この分断作用によって氷殻のゆがみがずっと大きくなり、それにより氷殻の潮汐加熱と潮汐応力が強まるということが

挙げられる。逆に言えば、仮に内部海が完全に凍り付いてしまえば、潮汐の振幅は著しく減少し、そのため天体を加熱して内部海を再生するのはずっと困難になる。従って内部海が残存することと潮汐加熱は密接にかかわっており、その一方で内部海が存在することでテクトニックな特徴が生じる可能性が高まるのだ。しかしながらすでに述べたように、特定の地質学的な特徴と内部海が存在を結びつけることは難しく、必然的に間接的な証拠となる。

内部海に関するもう一つの重要な結論としては、分断された氷殻は再配向 (真の極移動) を受ける可能性がより高まるという点だ。エウロパには既に理論研究の分野で示唆されていた [Ojakangas and Stevenson, 1989] 再配向に関する潜在的な地質学的証拠が存在し [Schenk et al., 2008]、その一方でエンセラダスのホットスポットに南極が位置していることもまた再配向が原因であるとされている [Nimmo and Pappalardo, 2016]。同様の理屈で、浮かんでいる氷殻は非同期回転 (NSR:nonsynchronous rotation) を経ている可能性があり [Greenberg and Weidenschilling, 1984]、これにより莫大なテクトニックな応力が生じる可能性がある。NSRに関する直接的な証拠は検出が難しい。例えば、かつてタイタンでNSRが検知されたと主張された [Lorenz et al., 2008] が、それはのちに正確でないと分かった [Meriggiola et al., 2016]。しかしながら、多くの衛星において予想されるクレーター飽和度の半球ごとの非対称性が見られないのはおそらく長周期のNSRのせいだろう [Zahnle et al., 2001]。

ice Iは水よりも多くの体積を占めているので、内部海の凍結が進行する (すなわち氷殻が厚くなる) と全球的に膨張することになる。必然的に発生する等方的な伸長応力は大きく [Nimmo, 2004]、このことから多くの氷天体で見られる広範囲の伸長的特徴が説明できるかもしれない。しかしながら、この機構はより高圧の氷層がない場合にのみ有効であることを記しておく。なぜなら高圧氷が存在すれば、膨張効果は減少しともすれば縮小に転じるからだ。ice Iの体積変化によってもまたその下に広がる内部海が加圧され、それにより特にエンセラダスのような小さな天体において「氷火山的な」噴火が助長される可能性がある [Manga and Wang, 2007]。

内部海起源の物質が衛星表層まで噴出する「氷火山的現象」が実際にはどの程度まで生じるのかは、一部の議論の主題となっている [e.g., Moore and Pappalardo, 2011]。氷よりも密度が8パーセント高い水は通常の状況下では噴出するのは難しい。既に述べた内部海に加圧機構のように、溶け込んだガスの脱出はこの問題に打ち勝つ可能性を秘めている [Crawford and Stevenson, 1988]。エンセラダスでは潮汐応力によって閉鎖する水に満たされた割れ目が定期的に真空にさらされることにより氷火山現象が生じているように見える [Hurford et al., 2007; Hedman et al., 2013]。氷火山が重要な役割を果たしているその他の天体としては、エウロパ [Fagents, 2003] やガニメデ [Schenk et al., 2001]、そして冥王星 [Moore et al., 2016] が挙げられる。

G.2 ケイ酸塩コア

内部海はその下に広がるケイ酸塩にも重大な影響を持っている可能性がある。特にケイ酸塩が浸透性であれば、水とケイ酸塩間の相互作用が生じるだろう。この議題に関するレビューには Vance et al. [2007] や Sohl et al. [2010] がある。

空隙は高圧高温においてより迅速に閉じるので、水とケイ酸塩の相互作用は巨大な天体よりも小さな天体のほうが広範囲にわたることが予想される。一方で、反応速度は温度に強く依存しているため、冷たい天体では反応速度が小さすぎるので重要にはならないだろう。熱水相互作用の過程もまた自己抑制的である。なぜなら空隙内は変性物質によって徐々に満たされていくからだ。

氷天体における熱水相互作用の過程について、理論・実験的観点の両方から重要な指摘を受けている。例えば、水-ケイ酸塩の相互作用によってNaのような溶存物質が水に溶解し、pHは変化するだろう [Zolotov, 2007; Glein et al., 2008]。蛇紋石化作用によってケイ酸塩コアの密度が変化することだってありうる [e.g., Castillo-Rogez and Lunine, 2010; Malamud and Prialnik, 2015]。ガスの発生は温度とケイ酸塩の初期組成に依存しているため、ガスの発生は観測された大気の組成と比較されるかもしれない [Shock and McKinnon, 1993; Glein et al., 2008; Maston et al., 2007]。これらのガス (あるいは希ガスのような始原的物質) もまた

水に溶けこむことによってより浅所に運ばれる可能性がある [Glein, 2015]。

残念ながらこれまで提案された過程は、その場観測が可能なエンセラダスを除けば観測的な制約に乏しい。エンセラダスの場合は、予測されていた内部海の組成 [Zolotov, 2007] は観測結果とよく一致していた [Postberg et al., 2009]。低いと推定されたエンセラダスのケイ酸塩コア全体の密度もまた、その空隙率が熱水相互作用のいずれか一方かその両方によって説明ができるだろう。

水-岩石相互作用もまた熱的な作用を持つ。特に流体の流れは移流による熱輸送の中でも効率的な方式なので、ケイ酸塩コアの浸透性の部位は比較的冷たい状態を維持しているのかもしれない [Vance et al., 2007; Travis et al., 2012]。重要な推論の一つとしては水が熱されると熱水循環に加え、(もしかすると) 浮揚性のジェットかあるいはブルームが内部海で生じるということだ。また流体の流れはカリウムのような水に溶けやすい物質を濾し出し、それによりケイ酸塩コア内の放射性壊変熱を減じさせるだろう。蛇紋岩化作用は発熱反応である。もっともその熱源としての潜在能力は放射性元素の壊変熱と比較して制限されると思われるが [Malamud and Prialnik, 2015]。より推論的な話では、蛇紋岩化か水和水が存在することのいずれか一方あるいは両方による強度の低下で、ケイ酸塩コアの潮汐加熱が増すかもしれない [Roberts, 2015]。

H 内部海自体の性質

一般に内部海の物理的・化学的性質についてはほとんど制約がなされていない。単周期の誘導磁場では内部海の厚さを決定するには不十分である (4.1 参照)。エウロパに関しては、推測された慣性モーメントや氷殻の厚さがせいぜい数十キロ以下の厚さであるということから、内部海の厚さは約 100 km だということが示唆される [Schubert et al., 2004]。ガニメデやカリスト、そしてタイタンの内部海の厚さに関しては基本的には知られていない。もっとも、モデル上では厚さは 100 km のオーダーであることが示唆されている [e.g., Spohn and Schubert, 2003]。エンセラダスについては、内部海の平均厚はもしかすると 10 km かもしれないが、南極ではもっと厚くなると思われる [McKinnon, 2015; Cadek et al., 2016]。

エンセラダスを除いて (7.2 参照)、内部海の組成もまたよくわかっていない。純水は非常に電気伝導率が低いので、誘導場の信号が検出された三つのガリレオ衛星の内部海には、ある程度のイオンが溶けこんで存在しているに違いない。タイタンでは、現在大気中に存在している物質の一部が、もとは内部海に溶け込んでいたのかもしれない [Tobie et al., 2012]。その一方でタイタンの内部海が冷たい (アンモニアに富んでいる) という限定的な証拠が存在する [Hemingway et al., 2013]。

地球と比較して、衛星の海はあまり特徴づけがなされていないだけでなく、様々な力によって駆動されている。地球では風応力と塩分の分布が海洋の力学において主要な役割を果たしている [e.g., Schmitz and McCartney, 1993]。氷に覆われた衛星の内部海においては、前者は実質的に無視され、後者の役割についてはよくわかっていない (以下を参照)。

現在行われている動力学的な研究のほとんどはエウロパに焦点が当てられている。エウロパにおける局所的な熱水ブルームは Thomson and Delaney [2001] によって研究された。彼らは弱い成層構造の海を想定した。Goodman et al. [2004] と Lowell and DuBose [2005] は同様の研究を行ったが、成層構造を想定しなかった。組成的な層構造は地球の海洋の力学において重要な役割を果たしており、おそらく衛星の海にもかかわりがあるだろう。Goodman et al. [2004] では対流かき混ぜによって少なくとも熱的な層構造が破壊されることを議論した一方で、Vance and Brown [2005] は組成的な成層構造が重要であると示唆した。特に純水の熱的性質に起因する海洋の密度成層構造 [Melosh et al., 2004] が提案されているが、塩分がよくわかっていない [Hand and Chyba, 2007] のでエウロパの海との関連性はよくわかっていない。エンセラダスの海もまた、かなり塩に富んでいる可能性が高い [Zolotov, 2007]。

海洋の循環もまた、熱かあるいは組成的な作用に加え、外力によって駆動されているのかもしれない。5.2 で議論された潮汐の効果は一つの例である。別の例としては氷殻の秤動があり、これは氷殻の下にある内部海に乱流を生じさせる [Noir et al., 2009]。逆に言えば、海洋の流れがその上にある氷殻に対しトルクを生じさせ、それは自転角速度の変化として潜在的に検出可能だろう (地球で一日の長さが変化することと同

じ理屈)。

上で触れた研究のほとんどは非常に単純化された海洋の力学を想定しているが、最新の研究では全球循環モデル (GCMs: Global Circulation Models) を利用し始めている。例えば、Goodman and Lenferink [2012] ではそういった GCMs の一つを熱水ブルームの研究に適用しており、その一方で Soderlund et al. [2014] の研究ではどのようにしてより多くの熱を赤道に運ぶのかを研究しており、もしかすると観測されたエウロパのカオス地形の分布を説明できるかもしれない。将来的には、内部海と氷殻の連結と潮汐加熱を組み合わせた同様の研究がより一般的になっていくだろう。

I 内部海は生命が居住可能であるか

主要な地球物理学的論題ではないが、内部海の居住可能性は一定の関心が寄せられる論題である。一般的に定められるところとしては、生命は液体の水と熱源、それに生理的な用途に利用可能な一連の栄養素が必要である [e.g., Chyba and Hand, 2005]。定義上の内部海世界は一つ目の要求は満たしており、また熱的、ひょっとすると化学的な熱源が利用可能である可能性が高い (5.2 参照)。エウロパやエンセラダスのような小さい天体は、特に居住可能な環境としてみなされている。なぜならこれらの天体の内部海は、熱や生理学的に重要な栄養素の両方の供給源たりうる、ケイ酸塩コアと直に触れ合っているからだ。これらの天体の表層における地質学的な活動もまた、表層に埋め込まれた生物学的に重要な物質 (例えば隕石由来の有機物分子かあるいは放射線による生成物) の内部海への輸送につながるかもしれない。逆に言えば、分厚く停滞した氷の覆いを発達させたカリストのような天体は、この覆いを超えて物質を輸送するのが難しいので生命の居住可能性が低いとみなされる。短期間かあるいは一時的に存在していたというよりむしろ長い間存在し続けている内部海のほうが、より生命の居住可能性が高いとだろうとみなされる。

J 将来の展望

知見の大きな進歩というものは普通、探査機が新たなデータを獲得した時に起きる。ニューホライズンが収集したデータの分析はまだ始まったばかりであり [Stern et al., 2015; Moore et al., 2016]、これにより冥王星に内部海が存在する (あるいはしない) 可能性につながるさらなる知見がもたらされるだろう。現在準備中の二つのミッションは、特に内部海世界に関連している。それは NASA の Europa Clipper ミッションと ESA のガニメデの JUICE ミッションである。現在進行中のミッションに加えて、これらの探査機は 2025-2030 年の間に木星系に到達する予定であり、もしかするとそれにエウロパへの着陸船が続くかもしれない。それぞれの探査機には氷を透過するレーダーを搭載する予定であり、また JUICE の探査機は外部太陽系の衛星を周回する初の探査機となるだろう。ミッションが成功した暁には、これにより我々のガリレオ衛星やより幅広い内部海世界に関する知見に大改革が生じることは間違いないだろう。

エウロパの探査ミッションは最新の Planetary Decadal Survey で (火星のサンプルリターンに次ぐ) 二番目に高い優先度であるとされた。三番目に優先度の高いミッションは巨大氷惑星、特に探査機による天王星周回ミッションなので、今から 25 年後には間違いなく天王星の衛星に対するずっといい知見が得られることだろう。地球外生命体が存在している可能性から、タイタンとエンセラダスはこれからも大きな関心事であり続ける。エンセラダスに関しては、噴出活動を利用したサンプルリターンが実行される可能性がある。タイタンに関しては着陸機 (炭水化物の海の一つに浮かべるもの) と周回機の様々な組み合わせが提案されている。

理論分野の発展と地球からの観測もまた一定の役割を持ち続けるだろう。前者に関しては今後十年で実を結ぶであろう分野がいくつかある。一つ目は衝突モデルの分野だ。巨大衝突の痕跡は氷殻の下の構造に関する強力な証拠となるのだ。近年のコンピュータの発達により月のインパクトクレーターに関する高度な理解のさらなる発展が可能となった [e.g., Melosh et al., 2013]。今や水氷に関する良い状態方程式が存在し [Stewart and Ahrens, 2005]、氷天体に関する高度なモデリングも実行され始めている [Bray et al., 2014; Cax and Bauer, 2015; Bray and Schenk, 2015]。二つ目は分断された氷殻の動力学的分野だ。4.2 ですでに述べたように、表層の回転の様子の観測は内部構造に関する強力な証拠となるかもしれないが、我々の理

論的な理解は不完全である。例えば粘弾性の役割や分断された氷殻の自転軸傾斜角の振る舞いはどちらも代表的な未解決問題である。三つめの分野は内部海の動力学だ。回転する球体内の伝導性の流体の動力学に関する非常に高度なモデルはダイナモの研究のために発展してきたが [Jones et al., 2011]、内部海に関する同様の問題に対する研究はこれまでほとんど行われていない。特に内部海の潮汐に対する応答は代表的な関心事である。最後は、衛星の熱と軌道の連結進化に関する問題がこれまで定期的に関心を寄せられ続けているが (5.2 参照)、それ以上のこと、特に主星の散逸に関する研究は確実に可能だろう。例えば、エンセラダスの内部海が明らかに長期間存在し続けていることは主要な未解決問題の代表的存在である。

地球からの観測が行われ続ける限り、将来有望な分野がいくつか存在する。HST による観測は特に長期間の活動のモニタリングにおいては効果的であることがわかっており、その後継機 (James Webb Space Telescope) に関しても同様のことが言える。地上に設置したレーダーによる観測は潜在的に非常に有用な測地学的観測機器である (4.2 参照)。もっともデータの収集は遅いのだが。最近では測定天文学 (5.2 参照) が目覚ましい進歩を遂げている。もっともこれらの進歩は少なくとも部分的には探査機の観測結果からもたらされた最新のデータのおかげなのだが。カイパーベルト天体の調査を続けることにより、新たな天体の発見に加え既に見つかっているものに関するさらなる知見が得られることだろう。中には内部海を持っていることが判明するものも存在するかもしれない。そして最後に、今後数年の間に近隣の惑星系で最初の「外衛星」が見つかる可能性が非常に高い。

前四半世紀では、一般の氷天体、特に海を保有している衛星の構造と歴史に関する目覚ましい知見の発展が見られた。これらの天体のいずれかが本当に生命の痕跡を隠し持っているのか否か。それについてはしばらく後、これからの世代の惑星科学者たちが多くの課題に挑み続けた先にわかるかもしれない。

参考文献

- Arfken, G., Weber, H., 1995. *Mathematical Method for Physicists*. Sixth Academic Press.
- Beuthe, M., 2013. Spatial patterns of tidal heating. *Icarus* 223, 308-329.
- Beuthe, M., 2016. Crustal control of dissipative ocean tides in Enceladus and other icy moons. *Icarus* 285, 278-299
- Bray, V.J., Collins, G.S., Morgan, J.V., Melosh, H.J., Schenk, P.M., 2014. Hydrocode simulation of Ganymede and Europa cratering trends-How thick is Europa's crust? *Icarus* 231, 394-406
- Chen, E.M.A., Nimmo, F., Glatzmaier, G.A., 2014. Tidal heating in icy satellite oceans. *Icarus* 229, 11-30
- Hussmann, H., Spohn, T., 2004. Thermal-orbital evolution of Io and Europa. *Icarus* 171, 391-410
- Kamata, S., Matsuyama, I., Nimmo, F., 2015. Tidal resonance in icy satellites with subsurface oceans, *J. Geophys. Res. Planets*, 120, 1528-1542
- Lamb, H., 1993. *Hydrodynamics*, sixth ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Longuet-Higgins, M.S., 1968. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 262, 511-607
- Lunine, J.I., Stevenson, D.J., 1982. Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula. *Icarus* 52, 14-39
- Matsuyama, I., 2014. Tidal dissipation in the oceans of icy satellites. *Icarus* 242, 11-18
- Matsuyama, I., Beuthe, M., Hay, H.C.F.C., Nimmo, F., Kamata, S., 2018. Ocean tidal heating in icy satellites with solid shells. *Icarus* 312, 208-230
- Nimmo, F., Bills, B.G., 2010. Shell thickness variations and long-wavelength topography of Titan. *Icarus* 208, 896-904
- Nimmo, F., Spencer, J.R., 2015. Powering Triton's recent geological activity by obliquity tides: Implications for Pluto geology. *Icarus* 246, 2-10
- Nimmo, F., Pappalardo, R.T., 2016. Ocean worlds in the outer solar system, *J Geophys. Res. Planets*, 121, 1378-1399
- Ojakangas, G.W., Stevenson, D.J., 1989. thermal state of an ice shell on Europa. *Icarus* 81, 220-241
- Ross, M.N., Schubert, G., 1990. The coupled orbital and thermal evolution of triton. *Geophys. Res. Lett.* 17, 1749-1752
- Schenk, P.M., 2002. Thickness constraints on the icy shells of the Galilean satellites from comparison of crater shapes. *Nature* 417, 419-421
- Spohn, T., Schubert, G., 2003. Oceans in the icy Galilean satellites of Jupiter? *Icarus* 161, 456-467
- Tyler, R.H., 2008. Strong ocean tidal flow and heating on Moons of the outer planets. *Nature* 456, 770-772
- Zimmer, C., Khurana, K.K., Kilveson, M.G., 2000. Subsurface oceans on Europa and Callisto: constraints from galileo magnetometer observations. *Icarus* 147, 329-347