

УДК 523.42:551550.34.01

СОГЛАСОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ И ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ЧАСТИЧНО ДИФФЕРЕНЦИРОВАННОГО ТИТАНА С ДАННЫМИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

© 2020 г. В. А. Кронрод^{а, *}, А. Н. Дунаева^а, Т. В. Гудкова^б, О. Л. Кусков^а

^аИнститут геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

^бИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

*e-mail: va_kronrod@mail.ru

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.

После доработки 26.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Обсуждается проблема согласования моделей внутреннего строения частично дифференцированного Титана с экспериментально измеренными значениями числа Лява k_2 (Iess и др., 2012; Durante и др., 2019) по результатам изучения гравитационного поля Титана на основе пролетов космического аппарата Кассини. Полученные значения k_2 предположительно указывают на наличие больших масс жидкости (океана) в недрах Титана. Однако достоверные данные о толщине внешней ледяной коры и внутреннего (подледного) океана отсутствуют. В настоящей работе рассмотрены ограничения на тепловой поток, строение водно-ледяной оболочки и состав океана Титана, необходимые для согласования расчетных (модельных) и экспериментальных чисел Лява. Проведены оценки энерговыделения в результате кристаллизации льда в океане. Получены оценки модельных чисел Лява и максимальных поверхностных тепловых потоков для L/LL хондритового состава железокремниевой компоненты Титана с учетом радиогенной и приливной энергии, а также энергии кристаллизации льда в океане вследствие охлаждения спутника: $F \sim 5.8$ мВт/м², $k_2 = 0.53$, толщина ледяной I_h -коры $H_{I_h} \sim 100$ км, глубина океана $H_W \sim 280$ км. Модельные числа Лява k_2 согласуются с экспериментальными (Iess и др., 2012) при наличии океана. Для согласования модельных ($k_2 \geq 0.55$) и недавно уточненных значений чисел Лява ($k_2)_D = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019) необходимо выполнение ограничений на величину поверхностного теплового потока $F \geq 6.3$ мВт/м², что соответствует толщине водного океана $H_W \geq 310$ км под ледяной I_h -корой толщиной $H_{I_h} \leq 90$ км. Проведен анализ влияния вариаций теплового потока, мощности ледяной коры, плотности водно-аммиачного океана на модельные значения числа Лява и показано пренебрежимо малое влияние примеси NH₃ в океане на величину k_2 . Момент инерции для моделей частично дифференцированного Титана имеет ограничения: $I^* \leq 0.342$ при $k_2 \geq 0.56$.

Ключевые слова: Титан, внутреннее строение, тепловой поток, момент инерции, числа Лява, состав

DOI: 10.31857/S0320930X20050047

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям (Alibert, Mousis, 2007; Кусков и др., 2009; Макалкин, Дорофеева, 2014; Journaux и др., 2020), Титан, как и другие регулярные спутники планет-гигантов Солнечной системы, был сформирован в соответствии с общими закономерностями образования спутниковых систем в газопылевых околопланетных дисках. Осуществленные в последние десятилетия научно-исследовательские миссии к Юпитеру и Сатурну (“Галилео”, “Кассини-Гюйгенс”) позволили получить принципиально новую информацию о спутниковых системах этих планет. В частности, был впервые измерен безразмерный момент инерции Титана $I^* = 0.34190 \pm 0.001$ (Iess и др., 2010) и получены приливные числа Лява k_2 (Iess

и др., 2012). В недавней работе (Durante и др., 2019) на основании обработки новых гравитационных данных опубликовано значение $I^* \sim 0.341$. Значение момента инерции Титана $I^* = 0.341$ является промежуточным среди моментов инерции аналогичных космических объектов — ледяных спутников Юпитера Ганимеда ($I^* = 0.3105$) и Каллисто ($I^* = 0.3549$) (Anderson и др., 1996; 2001), что указывает на большую степень однородности Титана по сравнению с Ганимедом.

Особое место в физике Титана занимает проблема строения водно-ледяной оболочки (ВЛО) спутника — внутреннего (подледного) океана и расположенной над ним ледяной оболочки. Определение размеров, состава и физических свойств этой системы необходимо для понима-

ния теплового режима, истории происхождения и эволюции Титана. Основными параметрами, дающими ограничения на толщину ледяной коры и внутреннего океана Титана, а также на упругие и плотностные свойства его недр являются числа Лява k_2 , h_2 , характеризующие отклик спутника на приливное возмущение. В частности, число k_2 отражает изменение гравитационного потенциала спутника, связанное с приливным перераспределением масс в его недрах. Число h_2 характеризует высоту прилива упругого тела спутника. Числа Лява чувствительны к положению границы жидкость–твердое тело и поэтому используются для анализа моделей Титана с вероятным присутствием внутреннего океана.

В результате обработки данных гравитационного поля Титана, выполненных в ходе шести пролетов спутника аппаратом Кассини, были рассчитаны два значения числа Лява k_2 : 0.589 ± 0.075 и 0.637 ± 0.112 ($\pm 1\sigma$), в дальнейшем обозначенные $(k_2)_I$ (Iess и др., 2012). Дополнительная обработка результатов еще четырех пролетов космической станции позволила получить уточненное значение $k_2 = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019), в дальнейшем $(k_2)_D$. Полученные значения k_2 определенно указывают на наличие больших масс жидкости в недрах Титана, вызывающих мощные приливные напряжения и деформации в спутнике. Однако достоверных экспериментальных данных о глубине и составе предполагаемого внутреннего океана, а также о мощности (толщине) внешней ледяной коры пока не получено.

В работах (Baland и др., 2011; 2014; Nimmo, Bills, 2010; Sohl и др., 2003; Mitri и др., 2014) проведено моделирование внутреннего строения Титана на основе гравитационных и топографических данных, получены основные параметры водно-ледяной оболочки спутника, оценены приливные числа Лява. Моделирование строения Титана с внутренним водно-аммиачным океаном по данным о средней плотности и массе спутника позволило получить теоретические оценки параметров k_2 , h_2 при различных значениях толщины коры, теплогенерации в ядре спутника и разных концентрациях NH_3 в океане (Sohl и др., 2003).

В моделях Титана (Sohl и др., 2014) согласование расчетных чисел Лява с экспериментальными $(k_2)_I$ наблюдается при наличии в спутнике ледяной коры толщиной не более 110 км и водного или водно-аммиачного ($\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$) океана мощностью более 180 км. В работе (Baland и др., 2014) проведен анализ внутреннего строения ВЛО и величин k_2 для Титана. Показано, что значение приливного числа Лява k_2 в большей степени зависит от плотности внутреннего океана, толщины внешней коры, и в меньшей степени от ее плотности; мощность внешней ледяной оболоч-

ки получена равной 40–170 км, а глубина океана – менее 100 км.

В работе (Nimmo, Bills, 2010) приводятся оценки приливного числа Лява h_2 , отмечено, что при поверхностном тепловом потоке Титана ~ 5 мВт/м² кондуктивная ледяная кора мощностью 100 км находится в хорошем согласии с гравитационными данными. Mitri и др., 2014 по гравитационным и топографическим данным определили ограничения на среднюю толщину ледяной коры, плотность внутреннего океана и числа Лява k_2 . В недавней работе (Leitner, Lunine, 2019) рассматривается модель океана с малой соленостью $\sim 1\%$ и плотностью слабо отличающейся от чисто водного океана. Сделан вывод, что в соответствии с результатами Mitri и др. (2014) полученная плотность океана соответствует числам Лява 0.5–0.53 при толщине океана 50–100 км. Приближенный метод расчета чисел k_2 , h_2 для ледяных спутников с внутренним океаном и ледяной корой, не превышающей по мощности 10% от радиуса спутника, предлагается в работе (Beuthe, 2015), в которой приведены оценки чисел k_2 , h_2 в зависимости от толщины ледяной оболочки и плотности океана Титана.

Величины момента инерции и массы Титана допускают построение двух основных типов моделей внутреннего строения спутника (Дунаева и др., 2016; Nimmo, Pappalardo, 2016). Полностью дифференцированные модели включают водно-ледяную оболочку (с океаном или без него), гидросиликатную мантию и, возможно, силикатное ядро (Fortes, 2012; Bag и др., 2010; O'Rourke, Stevenson, 2014; Tobie и др., 2012; Sohl и др., 2014). В частично дифференцированных моделях нет полного разделения льда и железокремниевой компоненты. Мантия спутника состоит из недифференцированной каменно-ледяной смеси (Castillo-Rogez, Lunine, 2010; Fortes, 2012; Tobie и др., 2012; Дунаева и др., 2014; 2016). Модели внутреннего строения Титана с разной степенью дифференциации вещества детально рассмотрены в работе (Дунаева и др., 2016).

В настоящей работе представлены результаты оценок чисел k_2 , h_2 для широкого набора моделей частично-дифференцированного Титана, учитывающих наличие или отсутствие в спутнике внутреннего океана. Обсуждаются ограничения на тепловой поток, строение водно-ледяной оболочки и состав океана Титана, необходимые для согласования модельных и экспериментальных чисел Лява по данным Кассини. Оценивается влияние присутствия аммиака в океане на число k_2 .

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Модель Титана

Предполагается, что спутник состоит из трех оболочек разного состава (Дунаева и др., 2016; Kuskov, Kronrod, 2005): (1) ледяная кора из гексагонального льда $I_h \pm$ подстилающий водный слой (океан) \pm льды высокого давления III, V, VI); (2) промежуточного каменно-ледяного слоя (мантии), состоящего из гомогенной смеси льдов высокого давления и железокремнистого материала; (3) центрального железокремнистого (rock-iron) ядра, состоящего из смеси силикатов и сплавов на основе железа.

Геохимические ограничения на состав железокремнистого материала Титана устанавливаются по аналогии с материалом галилеевых спутников Юпитера, для которых показана изохимичность валового состава веществу обыкновенных L/LL хондритов, содержащих до 10–15% Fe–FeS (Kronrod, Kuskov, 2006; Кусков и др., 2009). Плотность хондритового материала выбиралась в диапазоне 3.3–3.6 г/см³ (Кронрод, Кусков, 2003; Kuskov, Kronrod, 2005).

Для определения фазового состава высокобарных льдов в Титане, а также для расчета распределения плотности вещества в его водно-ледяной оболочке и каменно-ледяной мантии были использованы уравнения состояния жидкой воды (Wagner, Pruß, 2002) и H₂O-льдов (Дунаева и др., 2010). Во внешней оболочке, сложенной льдом- I_h , предполагается крупнозернистая структура льда, что позволяет предполагать кондуктивный теплоперенос (Ruiz, 2001; Nimmo, Bills, 2010; Hemingway и др., 2013) во всей массе льда. В водном океане и конвектирующей каменно-ледяной мантии задается адиабатический градиент температуры.

Численное моделирование внутреннего строения Титана проводилось на основе имеющейся геофизической информации о массе, средней плотности и приведенном моменте инерции (табл. 1). В расчетах использованы уравнения гидростатического равновесия, сохранения массы и момента инерции спутника, уравнения кондуктивного теплопереноса во внешней ледяной I_h -коре, уравнения состояния железокремнистой компоненты (Castillo-Rogez, 2010; Fortes, 2012; Kuskov и др., 1982; Kuskov и др., 2014), а также уравнения для определения концентрации ледяной компоненты в каменно-ледяной мантии (Кронрод, Кусков, 2003; Kuskov, Kronrod, 2005).

Алгоритм расчета радиального строения спутника описан в работах (Дунаева и др., 2014; 2016). В результате решения находятся: распределение по глубине мантии плотности льдов высокого давления и их фазовые границы; массовые кон-

центрации льдов и породы в каменно-ледяной мантии; мощность и плотность ледяной I_h -коры, внутреннего океана и высокобарных льдов в составе ВЛО; размеры и плотность железокремнистого ядра; соотношение вода(лед)/порода в мантии Титана и в спутнике в целом. Основные ограничения на строение водно-ледяной оболочки, каменно-ледяной мантии и железокремнистого ядра в интервале безразмерных моментов инерции $0.31 \leq I^* \leq 0.36$ приведены в работе (Дунаева и др., 2016). Физические параметры Титана, используемые в модели, а также характеристики его структурных оболочек, полученные в результате расчетов при $I^* = 0.342$, приведены в табл. 1.

При *P-T* условиях недр Титана можно считать, что адиабатический модуль сжатия K_S равен изотермическому модулю K_T (Sohl и др., 2014), поэтому вводится понятие модуля сжатия (K), $K = K_S = K_T$.

Расчет модельных чисел Лява

Приливный отклик планеты (спутника) зависит от структуры и реологии внутренних областей – распределения значений упругих модулей, которые в свою очередь зависят от частоты приливного воздействия со стороны центральной планеты и других спутников, и характеризуется числами k_2, h_2 . Величина чисел Лява в основном определяется как размером и состоянием внешней ледяной оболочки спутника, так и агрегатным состоянием (твердое или жидкое) среды под ней. Недра планетарного тела, в зависимости от продолжительности воздействия, обнаруживают как упругие, так и вязкие свойства. В планетологии при моделировании упругих характеристик планет в основном рассматривается простейшая реологическая модель – тело Максвелла, в которой время релаксации равно отношению вязкости к модулю сдвига. В работах (Baland и др., 2014; Mitri и др., 2014) отмечено, что вязкость не оказывает существенного влияния на приливный отклик планеты на частотах приливов, и эффект вязкости можно не учитывать. Такой же подход был применен в работах (Sohl и др., 2003; 2014; Beuthe, 2015). Длительность приливного отклика в Титане ничтожно мала по сравнению с Максвелловским временем релаксации, поэтому океан моделируется как невязкий жидкий слой с нулевым модулем сдвига.

Мы полагаем, что внешняя водно-ледяная оболочка Титана, каменно-ледяной слой под ней (каменно-ледяная мантия) и железокремнистое ядро упруго реагируют на приливные силы, действующие со стороны Сатурна. Модуль сжатия и модуль сдвига каменно-ледяной смеси зависят от соотношения их объемов в гомогенной смеси (композите) и их упругих характеристик. В данной работе значения модулей упругости камен-

Таблица 1. Физические параметры Титана и его недр

Параметр	Значение	Ссылка
Титан		
Давление на поверхности, бар	1.467 ± 0.001	Fulchignoni и др., 2005
Температура на поверхности, К	93.65 ± 0.25	
Ускорение свободного падения на поверхности, м/с^2	1.354	
Радиус R , км	2575.0 ± 0.5	Lindal и др., 1983
Средняя плотность ρ_T , кг/м^3	1879.8 ± 4.4	Jacobson и др., 2006
Масса M_T , кг	$(13452.0029 \pm 2.0155) \times 10^{19}$	
Безразмерный момент инерции (I^*)	0.34190 ± 0.001 ~ 0.341	Iess и др., 2010 Durante и др., 2019
Числа Лява k_2 :		
$(k_2)_I \pm 1\sigma$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.589 \pm 0.075 \\ 0.637 \pm 0.112 \end{array} \right.$	Iess и др., 2012
$(k_2)_D$	0.616 ± 0.067	Durante и др., 2019
Поверхностный тепловой поток F , мВт/м^2	$3.1 < F < 7$	Sohl и др., 2014; Lorenz и др., 2002; Mitri и др., 2008; Nimmo and Bills, 2010; Дунаева и др., 2014, 2016
Внешняя ледяная I_h-кора		
Толщина, км	80–170	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3	932.3–950.6	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	4	Sohl и др., 2014
Модуль сжатия, K , ГПа	9.6	Helgerud и др., 2009
Теплота плавления, Φ , Дж/кг	284×10^3	Kirk, Stevenson, 1987
Водный океан		
Толщина, км	0–340	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3	1092–1182	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	0	
Модуль сжатия, K , ГПа	2.17	Rodnikova, 2007
Высокобарные льды III, V, VI, VII в составе ВЛО и каменно-ледяной мантии		
Мощность области чистых льдов, км	0–270	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3		
лед III	1158–1168	Получено в расчетах
лед V	1253–1277	
лед VI	1343–1481	
лед VII	1632–1674	
Модуль сдвига, μ , ГПа:		
лед III	4.6	Gagnon, 1990
лед V	6.1	
лед VI	7.5	
Теплота плавления, Φ , Дж/кг:		
лед III	235×10^3	Kirk, Stevenson, 1987
лед V	277×10^3	
лед VI	294×10^3	
Каменно-ледяная мантия		
Толщина, км	1130–1700	Получено в расчетах

Таблица 1. Окончание

Параметр	Значение	Ссылка
Плотность железокремниевой компоненты в мантии, кг/м ³	3300–3700	Получено в расчетах
Плотность каменно-ледяной мантии, кг/м ³	1643–2464	Получено в расчетах
Модуль сдвига каменно-ледяной мантии, μ , ГПа	11.32–24.56	Получено в расчетах
Модуль сдвига железокремниевой компоненты в мантии, μ , ГПа	70	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия железокремниевой компоненты в мантии, K , ГПа	133	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия мантии, K , ГПа	35.20–73.35	Получено в расчетах
Железосокаменное ядро		
Радиус, км	455–1275	Получено в расчетах
Плотность, кг м ⁻³	3400–3900	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	70	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия, K , ГПа	133	Kuskov и др., 2014

но-ледяной мантии находились по модели усреднения Фойхта-Реусса-Хилла (Voigt-Reuss-Hill averaging):

$$X_{VRH} = (X_V + X_R)/2,$$

где X – модули K или μ мантии, X_V – модули, вычисленные из условия постоянства деформаций в композите: $X_V = \sum_{i=1}^N v_i X_i$; X_R – модули, вычисленные из условия постоянства напряжений в композите: $X_R = \left(\sum_{i=1}^N v_i X_i^{-1} \right)^{-1}$; v_i – объемная доля i -го компонента смеси, N – количество компонентов в смеси.

Модули сдвига μ и модули сжатия K принимаются постоянными в каждом структурном слое Титана.

Для оценок чисел Лява Титан с достаточной степенью точности можно рассматривать как упругую неоднородную сжимаемую и гравитирующую сферу, в которой все характеристики ее внутреннего строения зависят только от расстояния до ее центра. Упругое равновесие сферы описывается связанной системой уравнений теории упругости и теории гравитационного потенциала (Молоденский, 1953; Takeuchi и др., 1962; Раевский и др., 2014). Решение этой системы уравнений, удовлетворяющих на поверхности сферы условиям отсутствия тангенциальных и нормальных напряжений, определяет значения искомого чисел Лява k_2 , h_2 . Числа Лява являются функциями от распределения плотности ρ , модуля сдвига μ и модуля сжатия K в недрах планеты.

Численное решение находится интегрированием линейаризованных уравнений для малых упругих деформаций в сферически симметричном несжимаемом самогравитирующем теле с учетом граничных условий и неразрывности среды методом Рунге-Кутты (Раевский и др., 2014). Входными данными для расчета чисел Лява служат профили плотности, значения упругих модулей и ускорение силы тяжести в недрах спутника.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Модели частично дифференцированного Титана

Для расчетов чисел Лява Титана был построен ряд моделей спутника, удовлетворяющих поставленным ограничениям по массе, моменту инерции, а также фазовой диаграмме и уравнениям состояния воды в разных фазах, уравнениям состояния железокремниевой компоненты (табл. 1). Как показано в работах (Дунаева и др., 2014; 2016), поверхностный тепловой поток (F) из недр Титана при заданной фазовой диаграмме воды фактически определяет размеры внешней I_h -коры и мощность океана во всех моделях спутника. Учитывая это обстоятельство и результаты (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015), где показана однозначная зависимость чисел Лява от мощности I_h -коры для тонких по сравнению с радиусом спутника ледяных оболочек, в наших расчетах поверхностный тепловой поток применяется в качестве главного параметра моделей.

В соответствии с оценками (Sohl и др., 2014; Lorenz, 2002; Mitri, Showman, 2008; Nimmo, Bills, 2010) величина теплового потока принята равной

$3.1 < F < 7$ мВт/м². В этом интервале толщина водно-ледяной оболочки Титана составляет 80–170 км, внутреннего океана – 0–340 км, каменно-ледяной мантии 1130–1700 км, а радиус железокремнистого (Fe-Si) ядра составляет 455–1275 км (рис. 1). Значения плотности структурных оболочек спутника приведены в табл. 1.

Мощность океана монотонно возрастает, а толщина I_h -коры уменьшается с увеличением величины F . Высокобарные льды (III, V, VI) имеют максимальную мощность 270 км при малых значениях F и исчезают при $F > 5.5$ мВт/м². Следует отметить, что при тепловом потоке $F < F_0$ ($F_0 \sim 3.3$ мВт/м²) ВЛО Титана представлена только льдами (внутренний океан не образуется), тогда как при более высоких тепловых потоках $F > F_0$ у спутника формируется внутренний океан. Область существования внутреннего океана в Титане, а также строение водно-ледяной оболочки спутника отражены на фазовой T - P диаграмме H₂O, рис. 1б. Из рисунка следует, что температура T на нижней границе ледяной I_h -коры отвечает температуре фазового перехода лед- I_h – жидкость и определяется из зависимости (Дунаева и др., 2010): $T(K) = 273.0159 - 0.0132P - 0.1577 \ln(P) + 0.1516P^{0.5}$ (P в бар). В присутствии жидкой фазы (L) давление в слое льда- I_h должно быть меньше или равно давлению в тройной точке жидкость (L)–лед- I_h –лед-III, т.е. $P \leq 2.08$ кбар при $T = 251.16$ – 273 К (Дунаева и др., 2016).

Зависимость модельных чисел Лява от строения ВЛО

Для полученных моделей частично дифференцированного Титана были определены модельные числа Лява k_2 , h_2 . Предварительно для каждой модели были получены необходимые для расчета чисел Лява профили физических параметров (давления, плотности, гравитационного ускорения, модуля сжатия и модуля сдвига), приведенные на рис. 2.

На рис. 3 показано соотношение между поверхностными тепловыми потоками F , соответствующей им толщиной ледяной I_h -коры (H_{I_h}), и числами Лява k_2 , h_2 , рассчитанными для моделей частично дифференцированного Титана. Также для сравнения представлены параметры $(k_2)_I \pm 1\sigma$ и $(k_2)_D$, полученные из данных космических экспериментов (табл. 1). Значения $(k_2)_I \pm 2\sigma$, приведенные в работе (Iess и др., 2012), характеризуются большим доверительным интервалом по сравнению с $(k_2)_I \pm 1\sigma$, и перекрывают всю область величин k_2 , определенных для Титана с внутренним океаном. Поэтому для получения более строгих ограничений на внутреннюю структуру спутника в качестве референтного значения принята

величина $(k_2)_D$, находящаяся в пределах погрешности $(k_2)_I \pm 1\sigma$.

Результаты расчетов показывают близкую к линейной зависимость модельных значений чисел Лява k_2 , h_2 от мощности коры и, как следствие, от величины F : значения k_2 , h_2 возрастают с увеличением F и уменьшением H_{I_h} . В то же время при наличии внутреннего океана величины чисел Лява практически не зависят от мощности каменно-ледяной мантии, размеров ядра, модулей упругости мантии и ядра (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015), что согласуется с нашими расчетами.

Модели Титана без водного океана ($F < F_0$, $H_{I_h} > 160$ км) характеризуются числами Лява почти на порядок меньшими, чем модели с океаном. Так, значение $H_{I_h} = 170$ км соответствует модели Титана без океана и очень малым величинам чисел Лява ($k_2 \approx 0.041$, $h_2 \approx 0.074$) по сравнению с моделями с океаном, рис. 3. Минимальные числа Лява, отвечающие наличию в спутнике внутреннего океана, равны $k_{2min} \approx 0.44$, $h_{2min} \approx 1.3$ при $H_{I_h} \leq 160$ км.

Рассчитанные величины k_2 Титана качественно согласуются со значениями, опубликованными в работах (Baland и др., 2014; Sohl и др., 2014; Beuthe, 2015) и численно превышают их на 5–25%. Значение параметра h_2 , соответствующее спутнику с ледяной корой 110 км и тепловым потоком 5.07 мВт/м², равно 1.4 (рис. 3б), что близко к результатам, полученным в работе (Nimmo, Bills, 2010): $h_2 = 1.2$, $H_{I_h} = 100$ км, $F = 5$ мВт/м².

На рис. 4 показаны значения тепловых потоков, мощности ледяной коры и океана, момента инерции и чисел Лява k_2 для моделей частично дифференцированного Титана. При определенных величинах теплового потока (рис. 4) глубина океана становится настолько большой, что каменно-ледяная мантия исчезает, и модель частично дифференцированного Титана не реализуется. В интервале значений $(k_2)_D$ ($0.549 < (k_2)_D < 0.683$)

критическая величина момента инерции I_{max}^* , выше которой каменно-ледяная мантия не существует, составляет $I_{max}^* = 0.342$ для чисел Лява $k_2 > 0.55$. В соответствии со значениями $(k_2)_I$ максимальный момент инерции спутника может быть несколько выше: $I_{max}^* = 0.348$ при $k_2 > 0.51$.

Сравнение модельных чисел Лява k_2 с числами Лява $(k_2)_I$, $(k_2)_D$ показывает (рис. 3), что расчетные значения k_2 должны удовлетворять условиям $k_2 > 0.51$ для $(k_2)_I$ и $k_2 > 0.55$ для $(k_2)_D$, что соответствует ограничениям по тепловым потокам $F > 5$ мВт/м² и $F > 6$ мВт/м². Для смещения модельных величин k_2 в интервал допустимых значений $(k_2)_D$ необходимо поднять минимальное значение

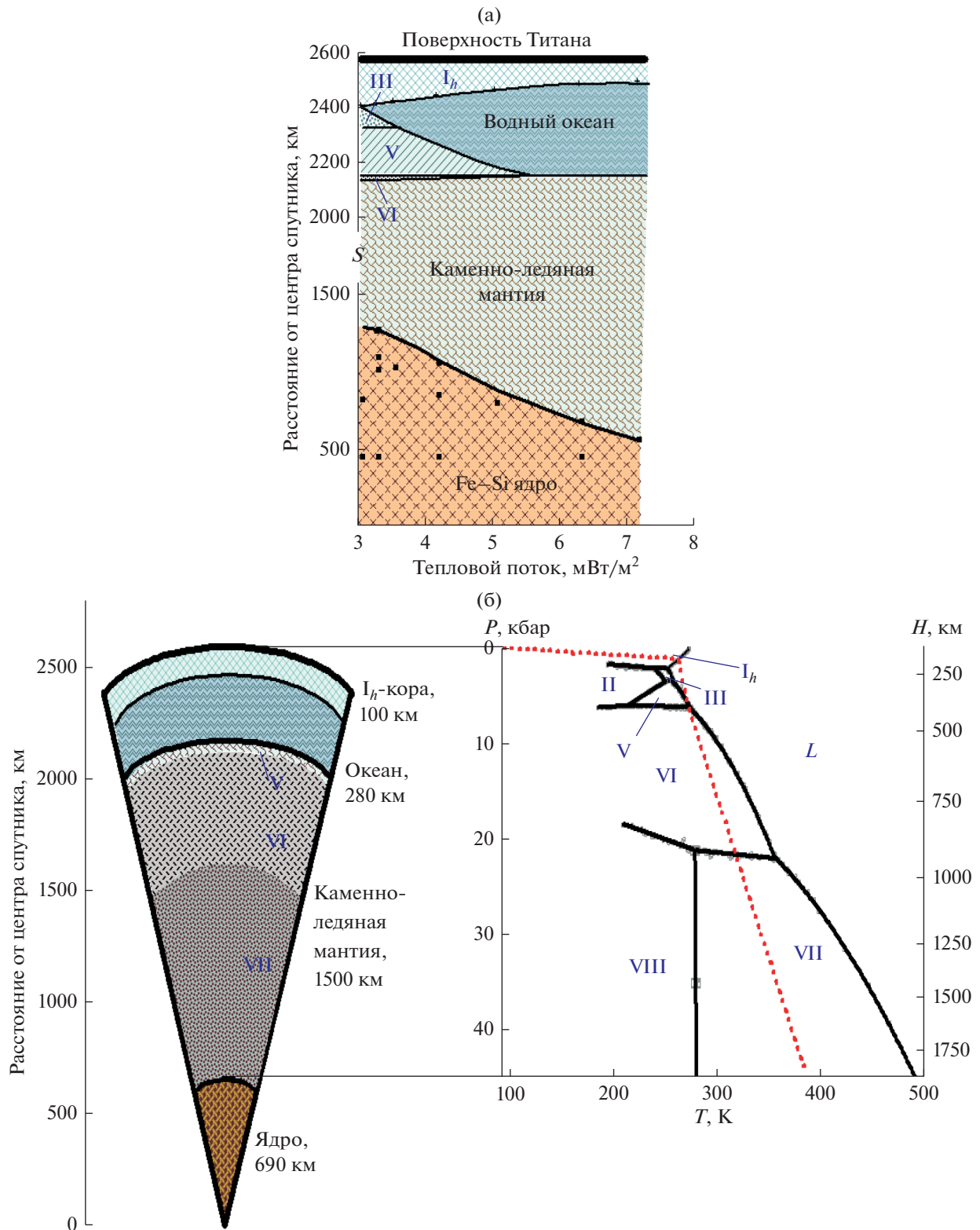


Рис. 1. Модели внутреннего строения частично дифференцированного Титана в интервале тепловых потоков $3.1 < F < 7$ мВт/м². 1а – Спектр моделей, использованных для расчетов приливных чисел Лява k_2, h_2 Титана. Точками показаны размеры железокремнистого (Fe–Si) ядра спутника при различных значениях плотности железокремнистой компоненты; 1б – модель Титана при тепловом потоке 5.8 мВт/м² и соответствующее распределение температуры (точечная линия) и H₂O-фаз (воды, льда I_h и высокобарных льдов II, III, V, VI, VII, VIII) с глубиной (H) в составе водно-ледяной оболочки и каменно-ледяной мантии.

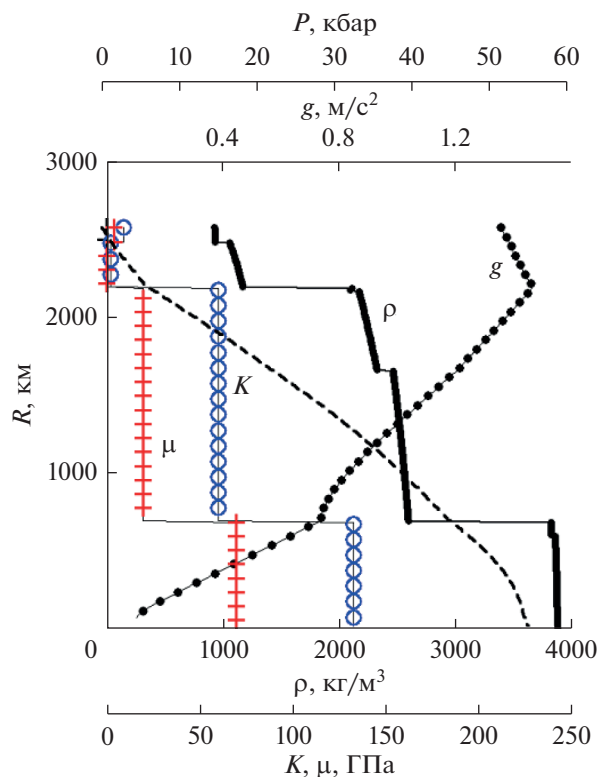


Рис. 2. Распределение плотности ρ , гравитационного ускорения g , модуля сжатия K , модуля сдвига μ и давления P в зависимости от радиуса спутника R для модели Титана с внутренним океаном. Сплошная линия — ρ , точки — g , кресты — μ , кружки — K , пунктир — P . Горизонтальные серые линии отражают скачкообразное изменение параметров на границах ВЛО-мантия-ядро; $F = 5.8 \text{ мВт/м}^2$.

поверхностного потока до $\sim 6.3 \text{ мВт/м}^2$. Возникает вопрос, какой может быть величина теплового потока F с поверхности Титана?

Поверхностный тепловой поток из Титана

Каждую рассчитываемую модель Титана можно представить как квазистационарную тепловую модель в момент времени (t), в которой поверхностный тепловой поток Титана F складывается из следующих составляющих: потока, обусловленного радиоактивным распадом долгоживущих изотопов (F_R), потока от диссипативных процессов (F_T), вызванных приливными эффектами, и потока от энергии фазового перехода (кристаллизации), выделяемой при замерзании океана (F_C).

Радиоактивное тепловыделение. Величину радиоактивного тепловыделения Титана F_R можно получить из тепловыделения хондритового вещества для времени t от образования Солнечной системы и отношения порода/вода в спутнике. На основе информации о радиоактивных свойствах долгоживущих изотопов, содержащихся в хондритовом

веществе (^{26}Al , ^{53}Mn , ^{60}Fe , ^{40}K , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U), а также данных о концентрации этих элементов в L/LL хондритах (Wasson, Kalleyman, 1988) были произведены оценки радиоактивного тепловыделения для данного типа хондритового вещества. Расчеты, выполненные за рамками данной работы, показали, что радиоактивный нагрев скальной породы L/LL хондритового состава в настоящее время $t = 4.5$ млрд лет составляет $5.14 \times 10^{-12} \text{ Вт/кг}$. Полученное значение в пределах 10% согласуется с данными Mueller, McKinnon, 1988, Spohn, Schubert, 2003, Czechowski, Witek, 2015 и в полтора-два раза превышает величины, приведенные в работах (Fortes, 2012; Sohl и др., 2014; Nimmo, Pappalardo, 2016), что, вероятно, связано с разным типом железосиликатного вещества, использованного в моделях ледяных спутников.

Зная массу Титана и учитывая, что содержание L/LL хондритовой компоненты для рассматриваемой модели спутника составляет порядка 50% (Дунаева и др., 2014), можно оценить вклад радиоактивного тепловыделения в поверхностный тепловой поток $F_R = 4.15 \text{ мВт/м}^2$.

В альтернативных моделях внутреннего строения Титана, предполагающих полную дифференциацию вещества спутника, железозакаменное ядро может быть сложено гидратированным минеральным материалом низкой плотности типа серпентина (антигорита), близкому по составу к веществу CI хондритов (Castillo-Rogez, Lunine, 2010; Fortes, 2012; O'Rourke, Stevenson, 2014; Baland и др., 2014; Lefevre и др., 2014; Mitri и др., 2014; Sohl и др., 2014). Для таких моделей величины чисел Лява также определяются в основном строением ВЛО, физическими свойствами льда I_n и океана (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015). Поэтому при любом составе железозакаменной компоненты (CI , L/LL или вещество смешанного типа) зависимости чисел Лява и мощности ледяной коры от тепловых потоков F в ледяной коре Титана будут аналогичны приведенным на рис. 4, т.е. ограничения на величины поверхностных тепловых потоков в Титане для всех типов хондритового вещества спутника примерно одинаковы.

Наши оценки радиоактивного нагрева породы CI хондритового состава, полученные по данным (Braukmüller и др., 2018), дают величину $3.46 \times 10^{-12} \text{ Вт/кг}$, что в 1.5 раза меньше тепловыделения в L/LL хондритовом веществе и, по-видимому, является минимальной теплогенерацией для хондритов. Известны модели Титана с железозакаменной компонентой по составу типа серпентина (антигорита) и с внутренним океаном мощностью около 100 км (Mitri и др., 2014; Sohl и др., 2014). Слабая теплогенерация CI хондритов гипотетически может приводить к моделям Титана с полным отсутствием водного слоя. Например, если теплогенерацию в ядре с радиусом 2084 км,

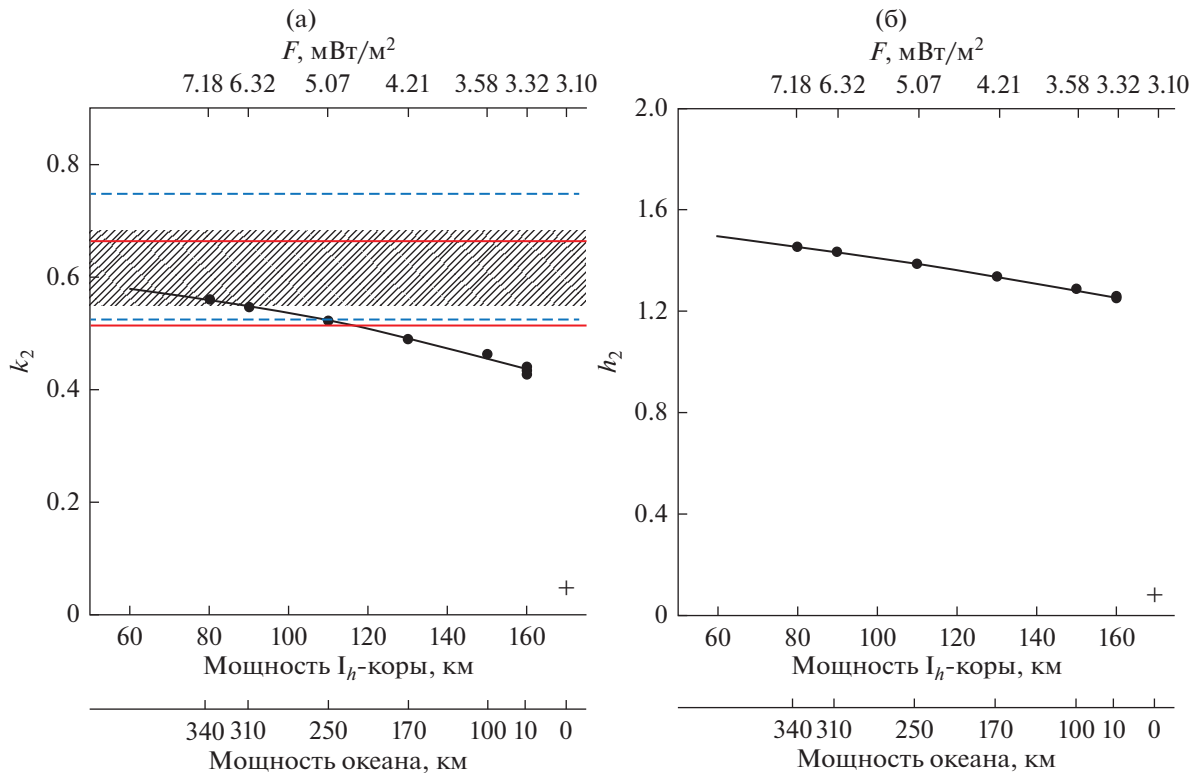


Рис. 3. Зависимость чисел Лява Титана k_2 (а) и h_2 (б) от мощности ледяной I_h -коры при различных значениях поверхностного теплового потока спутника. Штриховкой показана область экспериментальных величин $(k_2)_D$ (Durante и др., 2019). Сплошная и пунктирная линии – допустимые интервалы чисел Лява $(k_2)_I \pm 1\sigma$: 0.589 ± 0.075 и 0.637 ± 0.112 соответственно, полученные на основе анализа данных гравитационного поля (Iess и др., 2012). Крест в нижней части рисунков соответствует значениям параметров k_2 , h_2 в моделях спутника без внутреннего океана.

взятым по модели полностью дифференцированного Титана (Sohl и др., 2014), задать равной веществу CI хондритов, то величина F_R спутника, равная 4.01 мВт/м^2 , будет близка к потокам, полученным для моделей частичной дифференциации вещества с L/LL хондритовым составом каменной компоненты ($F_R = 4.15 \text{ мВт/м}^2$). В дальнейшем, для приближенных оценок максимальных величин F_R будем применять модели частично дифференцированного Титана с L/LL хондритовым составом каменного вещества.

В большинстве известных моделях Титана учитывается только энергия радиоактивного распада. Более точные модели должны учитывать дополнительные источники нагрева, связанные с приливной диссипацией в ВЛО и выделением энергии при замерзании океана с течением времени.

Приливная энергия. Энергия диссипации (Q_T) или энергия приливного нагрева зависит от множества параметров: внутреннего строения Титана, реологии его недр, топографии, характеристик динамики спутника, гравитационных полей в системе Сатурна. В силу сложности проблемы в

настоящее время имеются оценки Q_T только для конкретных моделей (Chen и др., 2014; Sohl и др., 1995; 2003; Sotin, Tobie, 2004; Hay, Matsuyama, 2019). В частности показано, что приливная диссипация в ядрах спутников хондритового состава пренебрежимо мала (Sohl и др., 2003; Sotin, Tobie, 2004). Величина Q_T для спутника без океана (Q_{TS}), обогащенного летучими, определена в $5.8 \times 10^{10} \text{ Вт}$ (Sohl и др., 1995) и $6.43 \times 10^{10} \text{ Вт}$ (Chen и др., 2014). Приливная энергия, выделяемая в океане (Q_{TO}), оценивается: $Q_{TO} \sim 1.1 \times 10^{10} \text{ Вт}$ (Chen и др., 2014), $Q_{TO} \sim 1.19 \times 10^{10} \text{ Вт}$ (Hay, Matsuyama, 2019). Максимальную величину приливной энергии спутника приближенно примем: $Q_T \sim Q_{TS} + Q_{TO} = 7.6 \times 10^{10} \text{ Вт}$, что соответствует вкладу энергии диссипации в поверхностный тепловой поток $F_T \sim 0.9 \text{ мВт/м}^2$.

Энергия кристаллизации льда. Приближенные оценки средней энергии кристаллизации льда (солидации океана), выделяемой за время эволюции Титана дают величину $Q_C \sim 0.5 \times 10^{12} \text{ Вт}$ (Choukroun и др., 2010). Для более точного вычисления вклада энергии кристаллизации составим

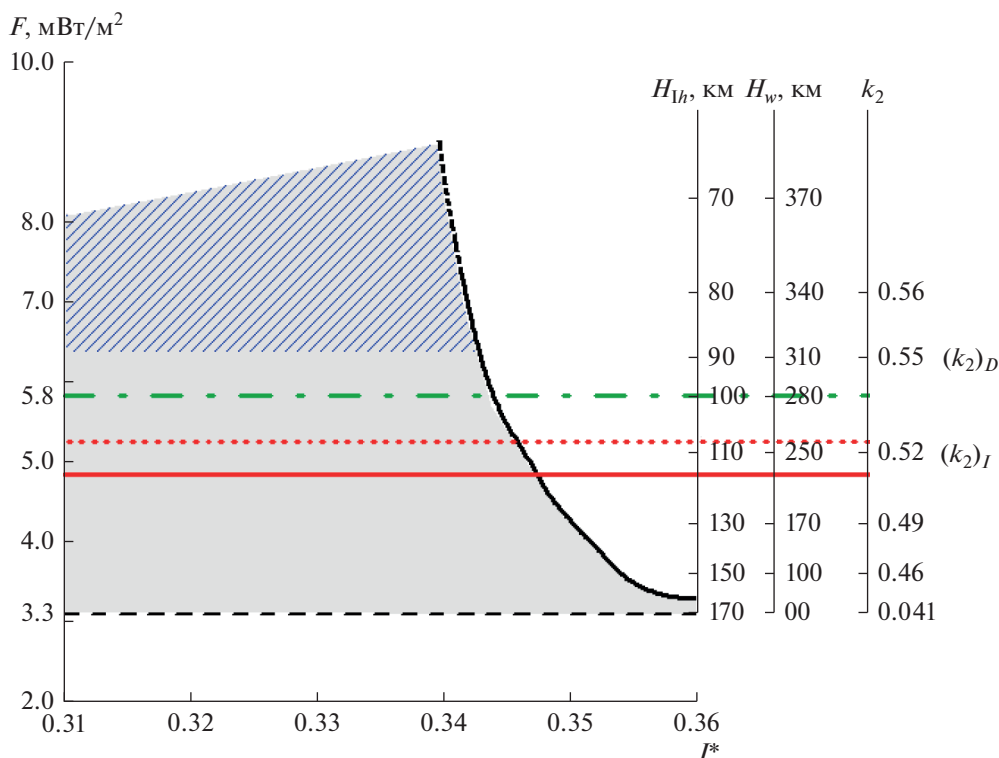


Рис. 4. Значения поверхностных тепловых потоков (F), мощности ледяной коры (H_{lh}), океана (H_w), момента инерции (I^*) и чисел Лява (k_2) для моделей частично дифференцированного Титана. Штриховая линия – нижняя граница области моделей с внутренним океаном. Серая зона ограничивает по моменту инерции и тепловым потокам область существования в Титане каменно-ледяной мантии. Штриховкой показана область значений $F-I^*$, соответствующих экспериментальным определениям $(k_2)_D$. Сплошная и точечная горизонтальные линии – нижние пределы величин $(k_2)_I \pm 1\sigma$: $(k_2)_I = 0.514$ и $(k_2)_I = 0.525$ соответственно. Штрихпунктирная линия – максимальный тепловой поток Титана $F = 5.8$ мВт/м² и полученные для него параметры спутника ($H_{lh} = 100$ км, $H_w = 280$ км, $k_2 = 0.53$).

приближенные балансовые уравнения поверхностных потоков F :

$$F_i = (F_R)_i + (F_T)_i + (F_C)_i, \quad (1)$$

$$(F_C)_2 = (V_2 - V_1) \Phi \rho_o / (t_2 - t_1) / S, \quad (i = 1, 2),$$

где индексы (i) соответствуют временам t_1, t_2 , ($t_2 > t_1$); V_i – объем внутреннего океана, ρ_o – средняя плотность океана, Φ – средняя по массе энергия фазового перехода вода-лед, S – площадь поверхности Титана. В силу неопределенности величин энергий диссипации и кристаллизации принято: $(F_T)_1 = (F_T)_2$, $(F_C)_1 = (F_C)_2$.

В ходе решения (1) рассматриваются две модели Титана. Первая модель для настоящего времени t_2 с $(F_R)_2 = 4.15$ мВт/м², и вторая модель для времени t_1 с потоком $(F_R)_1$. Модели должны быть максимально идентичны по составу, размерам железокремнистого ядра и каменно-ледяной мантии; отличаются в основном только строением ВЛО. Количество радиоактивных изотопов по законам радиоактивного распада уменьшается с течением

времени, что приводит к уменьшению F_R : $(F_R)_2 = (F_R)_1 - \Delta F_R$. Задавая величину ΔF_R (в пределах 1 мВт/м²), мы тем самым неявно задаем время t_1 , которое несложно определить по зависимости F_R от времени. Средняя константа радиоактивного распада принята $1.38 \times 10^{-17} \text{ c}^{-1}$ (Grasset и др., 2000). Уравнения (1) решаются итерационно. На каждой n -ой итерации по времени $(t_1)_{n-1}$ с помощью интерполяции вычисляются $(F_C)_n$, затем $(F_R)_{1n}$, F_{1n} , F_{2n} , и по отношению $(F_R)_{1n} / (F_R)_2$ находится время t_{1n} . Здесь индекс n присваивается параметрам на n -ой итерации. В результате вычислительной процедуры находятся время t_1 , поверхностный поток в настоящее время F_2 и вклад в поверхностный поток энергии кристаллизации F_C .

Теплота фазового перехода задается по (Kirk, Stevenson, 1987), где приведены средние значения Φ в поле устойчивости фаз по давлению (табл. 1). Фазы кристаллизующихся льдов определяются из сравнения решений для времен t_1, t_2 . В результате решения были получены модели Титана для вре-

мени t_1 и t_2 . Для времени $t_1 \approx t_2 - 350$ млн лет поверхностный тепловой поток определен ~ 6.3 мВт/м², мощность ледяной коры в Титане составляла 93 км, глубина океана – 310 км. Энерговыделение процессов кристаллизации льда в настоящее время определяется по изменению объема океана за время $t_1 - t_2$ (см. (1)) и оценивается: $Q_C \sim 6.3 \times 10^{10}$ Вт. Соответствующий вклад кристаллизации в тепловой поток $F_C \sim 0.76$ мВт/м². Модель спутника для настоящего времени имеет мощность коры 100 км, глубину океана 280 км. Поверхностный тепловой поток состоит из вклада энергии диссипации ($F_T \sim 0.9$ мВт/м²), вклада энергии кристаллизации ($F_C \sim 0.76$ мВт/м²), вклада энергии радиоактивного распада ($F_R = 4.15$ мВт/м²) и составляет $F \approx 5.8$ мВт/м².

Числа Лява в моделях Титана

Полученная выше величина теплового потока обеспечивает хорошую корреляцию соответствующих ей значений мощности ледяной коры спутника и глубины внутреннего океана с экспериментальными значениями числа Лява $(k_2)_I$. Действительно, согласно проведенным расчетам значение $F = 5.8$ мВт/м² приводит к наличию в спутнике ледяной коры мощностью порядка 100 км и внутреннего океана глубиной 280 км (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что параметр k_2 для такой модели равен 0.53, что укладывается в доверительный интервал значения $(k_2)_I$, однако несколько ниже величины $(k_2)_D$. Как следует из рис. 3, для смещения модельных величин k_2 в интервал допустимых значений $(k_2)_D$ величины поверхностных потоков Титана должны быть не ниже 6.3 мВт/м². Тепловому потоку 6.3 мВт/м² соответствуют модели Титана с мощностью водного океана $H_w \geq 310$ км под ледяной I_h -корой мощностью $H_{I_h} \leq 90.3$ км.

В то же время можно заметить, что оценка теплового потока Титана 5.8 мВт/м² с учетом погрешности близка к величине $F = 6.3$ мВт/м², необходимой для согласования модельных значений k_2 и чисел Лява $(k_2)_D$, полученных по данным гравитационного поля (Durante и др., 2019). В этом случае учет погрешности вычислительного метода, а также влияния некоторых допущений, принятых в модели, может скорректировать полученные результаты. В настоящей работе числа Лява рассчитаны для реологической модели Титана, не учитывающей вязкость его недр. Механические свойства реальных твердых тел моделируются более сложными реологическими моделями, в которых модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения до низкочастотного, не равного нулю. При переходе от упругих моделей к неупругим модуль сдвига следует заменять

на зависящий от частоты модуль сдвига (Жарков, Молоденский, 1977; 1979). При переходе к модулю сдвига на частоте прилива, величина модуля сдвига понизится. В связи с неопределенностями значения диссипативной функции в недрах спутника и показателя степени в выражении для частотной зависимости модуля сдвига, есть основания предположить, что оценочное изменение значения модуля сдвига составляет около 5%. Поэтому модельное значение числа Лява, рассчитанное для упругих модельных значений модуля сдвига, вероятно, можно увеличить на пять процентов ($\Delta k_2 = \sim 0.02 - 0.03$), обеспечив перемещение расчетного значения k_2 в доверительный интервал $(k_2)_D$. Таким образом, суммируя все составляющие величины поверхностного потока Титана и, введя поправки, следующие из допущений метода расчета чисел Лява, получаем возможность построить модель спутника, для которой полученные значения k_2 , полностью укладываются в интервалы погрешностей экспериментальных величин как $(k_2)_I$, так и $(k_2)_D$.

Летучие элементы и/или соли в составе океана

Полученные значения чисел Лява были рассчитаны для модели спутника с чисто водным океаном. Широко обсуждаются модели Титана с растворенными в воде летучими и/или солями. Присутствие в океане CH_4 , CO_2 , CO , NH_3 , Ar , Ne , Xe , аммиака, метанола или растворенных солей (Tobie и др., 2009; 2012; Deschamps и др., 2010; Sohl и др., 2014; Mitri, Showman, 2008; Mitri и др., 2014; Dougherty и др., 2018; Leitner, Lunine, 2019) понижает температуру ликвидуса льда I_h , что согласно фазовым диаграммам должно уменьшать мощность ледяной оболочки и влиять на числа Лява.

Поскольку молекулярный азот является основным компонентом атмосферы Титана, а твердый кристаллогидрат $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ – единственно возможный его источник, то превращение аммиака в азот могло происходить в результате различных механизмов, в том числе посредством термического разложения $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}_{\text{тв}}$ в недрах спутника (Кусков и др., 2009; Дорофеева, Рускол, 2010).

Оценки содержания NH_3 во внутреннем океане зависят от модели взаимодействия океана с железокремнистой компонентой. Эволюционные модели спутника (Tobie и др., 2009; 2014) показывают, что в случае изоляции железокремнистой компоненты от океана первоначальная концентрация NH_3 во внутреннем океане в 2–3 мас. % потенциально может привести к концентрациям NH_3 10–15%. Соответственно, уменьшается температура плавления водного льда (в 10% растворе NH_3 температура плавления льда уменьшается на ~ 14 К (Choukroun, Grasset, 2010)). Если допустить постоянный и полный контакт океана с породой,

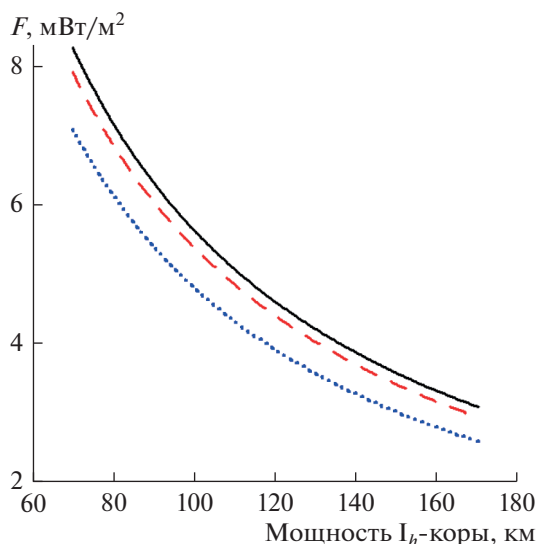


Рис. 5. Зависимость мощности оболочки из льда I_h от поверхностного теплового потока F для разных концентраций NH_3 в океане. Сплошная линия — 0% NH_3 , штриховая — 10% NH_3 , точки — 20% NH_3 .

то концентрация NH_3 в настоящее время будет 5% при содержании солей 1% (Leitner, Lunine, 2019).

Следуя методике, описанной в работе (Кронрод, Кусков, 2003), мы рассчитали зависимости мощности внешней I_h ледяной оболочки от теплового потока для трех значений концентраций NH_3 в воде, рис. 5. При расчете плотности и теплопроводности льда во внешней ледяной коре аналогично (Sohl и др., 2014; Mitri, Showman, 2008) не учитывалось возможное содержание в коре солей и клатратов. Это допущение незначительно влияет на расчетные величины давления в спутнике и на положение границы ликвидуса льда. Уравнение фазовой границы $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$ смеси задается по (Leliwa-Kopystyński, 2002). Коэффициент теплопроводности водного льда определялся из выражения $k = 0.4685 + 488/T$ (Sohl и др., 2014). Результаты расчетов показывают, что в диапазоне поверхностных потоков $F \sim 5.5\text{--}6.0$ мВт/м² мощность льда I_h находится в интервалах: 95–100 км (0% NH_3), 90–95 км (10% NH_3), 85–90 км (20% NH_3). Приращение мощности ледяной коры в области $F \approx 5$ мВт/м² за счет присутствия NH_3 в воде ($\Delta H_{I_h\text{NH}_3}$) приближенно описывается зависимостью:

$$\Delta H_{I_h\text{NH}_3} = (115 - 0.25C - 0.025C^2) \text{ км},$$

где C — концентрация NH_3 в растворе, %.

Как уже отмечалось, числа Лява с точностью до нескольких процентов зависят только от толщины и плотности ледяной I_h -коры и океана (Baland и др., 2014). Из аппроксимационного выражения для расчета k_2 , полученного Baland и др.,

2014, можно найти зависимость приращений Δk_2 от приращений плотности океана ($\Delta \rho_o$) и мощности коры (ΔH_{I_h}), которая имеет следующий вид ($\Delta \rho_o$ в кг, ΔH_{I_h} в м):

$$\Delta k_2 = 0.516 \times 10^{-3} \Delta \rho_o - 1.15 \times 10^{-6} \Delta H_{I_h}. \quad (2)$$

Для моделей частично дифференцированного Титана получено среднее значение $\Delta k_2 = -1.4 \times 10^{-6} \Delta H_{I_h}$.

С помощью (2) и найденных величин $\Delta H_{I_h\text{NH}_3}$ можно определить влияние на k_2 примеси NH_3 в воде. Расчеты показывают, что происходит взаимная компенсация влияния на k_2 уменьшения плотности океана и уменьшения мощности коры за счет присутствия NH_3 . Для 5% концентрации NH_3 изменение расчетного числа k_2 составляет -0.01 по сравнению с моделями чисто водного океана. Для модели океана, рассматриваемого в (Leitner, Lunine, 2019), влиянием присутствия NH_3 в воде на числа Лява можно пренебречь.

Модели Титана с плотностью океана большей, чем плотность чистой воды могут иметь существенно большие значения числа k_2 . Например, присутствие сульфата аммония может давать среднюю плотность океана 1281.3 кг/м³ (Fortes, 2012), что позволяет получить приращение k_2 по сравнению с водным океаном $\Delta k_2 = \sim 0.09 + (\Delta k_2)_T$; $(\Delta k_2)_T$ — положительное приращение k_2 за счет уменьшения температуры фазового перехода лед-океан. В данной работе не обсуждаются вопросы существования такой модели.

Присутствие солей в океане меняет его плотность и мощность и, следовательно, может влиять на строение Титана при той же массе и моменте инерции спутника. Оценки плотности океана для модели контакта воды с железокремнистой компонентой дают незначительное превышение над плотностью чистой воды при давлении 5 кбар (Leitner, Lunine, 2019). Наши оценки (Дунаева и др., 2014) показывают, что для концентраций растворенных примесей до 15% их присутствие влияет в основном на строение водно-ледяной оболочки Титана и слабо сказывается на структуре спутника ниже ВЛО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассчитаны числа Лява k_2 , h_2 для модели частично дифференцированного Титана, состоящего из внешней водно-ледяной оболочки, центральной ледяной конвектирующей мантии и центрального железокремнистого ядра. Рассмотрены ограничения на тепловой поток, строение ВЛО и состав океана Титана, необходимые для согласования модельных и экспериментально измеренных чисел Лява по данным Кассини.

2. Проведены оценки энерговыделения процесса кристаллизации льда в океане вследствие охлаждения Титана $Q_C \sim 6.3 \times 10^{10}$ Вт и соответствующего вклада в поверхностный тепловой поток $F_C \sim 0.76$ мВт/м². На основе анализа квазистационарных моделей внутреннего строения Титана получены ограничения на строение ВЛО, оценки модельных чисел Лява и максимальных поверхностных тепловых потоков для L/LL хондритового состава железокремнистой компоненты с учетом радиогенной и приливной энергии, а также энергии кристаллизации льда в океане: $F \sim 5.8$ мВт/м², $k_2 = 0.53$, толщина ледяной I_h -коры, $H_{I_h} \sim 100$ км, глубина океана $H_W \sim 280$ км. Модельные числа Лява k_2 согласуются с экспериментальными (Iess и др., 2012) при наличии океана.

3. Для согласования модельных ($k_2 \geq 0.55$) и экспериментальных величин чисел Лява ($k_2)_D = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019) необходимо выполнение ограничений на величину поверхностного теплового потока $F \geq 6.3$ мВт/м², что соответствует глубине океана $H_W \geq 310$ км под ледяной I_h -корой толщиной $H_{I_h} \leq 90$ км.

4. Исследовано влияние вариаций толщины ледяной коры, плотности океана и наличия NH₃ в океане на модельные значения числа Лява k_2 . Из полученных оценок следует пренебрежимо малое влияние присутствия NH₃ на величину k_2 .

5. Показано, что момент инерции для моделей частично дифференцированного Титана при $k_2 \geq 0.56$ имеет ограничения $I^* \leq 0.342$.

Работа по согласованию моделей внутреннего строения Титана с данными гравитационного поля выполнена в рамках госзадания ГЕОХИ им. В.И. Вернадского РАН при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ по проекту № 18-05-00685.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорофеева В.А., Рускол Е.Л. О тепловой истории спутников Сатурна: Титана и Энцелада // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 3. С. 212–221. (Dorofeeva V.A., Ruskol E.L. On the thermal history of Saturn's satellites Titan and Enceladus // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44(3). P. 192–201.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094610030032>
- Дунаева А.Н., Анцышкин Д.В., Кусков О.Л. Фазовая диаграмма H₂O: термодинамические функции фазовых переходов льдов высокого давления // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 3. С. 222–243. (Dunaeva A.N., Antsyshkin D.V., Kuskov O.L. Phase diagram of H₂O: Thermodynamic functions of the phase transitions of high-pressure ices // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 3. P. 202–222.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094610030044>
- Дунаева А.Н., Кронрод В.А., Кусков О.Л. Модели Титана с водно-ледяной оболочкой, каменно-ледяной ман- тией и ограничениями на состав железокремнистой компоненты // Докл. РАН. 2014. Т. 454. № 3. С. 1–6.
- Дунаева А.Н., Кронрод В.А., Кусков О.Л. Физико-химические модели внутреннего строения частично дифференцированного Титана // Геохимия. 2016. № 1. С. 1–23.
- Жарков В.Н., Молоденский С.М. Поправки за динамический модуль сдвига для чисел Лява и чандлеровского периода // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 6. С. 88–89.
- Жарков В.Н., Молоденский С.М. О поправках за динамический модуль сдвига для чисел Лява // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 5. С. 17–21.
- Кронрод В.А., Кусков О.Л. Химическая дифференциация галилеевых спутников Юпитера: 1. Строение водно-ледяной оболочки Каллисто // Геохимия. 2003. № 9. Р. 968–983.
- Кусков О.Л., Дорофеева В.А., Кронрод В.А., Макалкин А.Б. Системы Юпитера и Сатурна. Формирование, состав и внутреннее строение крупных спутников. М.: Издательство ЛКИ. 2009. 576 с.
- Макалкин А.Б., Дорофеева В.А. Аккреционные диски вокруг Юпитера и Сатурна на стадии образования регулярных спутников // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 1. С. 64–80. (Makalkin A.B., Dorofeeva V.A. Accretion disks around Jupiter and Saturn at the stage of regular satellite formation // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 1. P. 62–78.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094614010067>
- Молоденский М.С. Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1953. Т. 19. С. 146.
- Раевский С.Н., Гудкова Т.В., Кусков О.Л., Кронрод В.А. О согласовании моделей внутреннего строения Луны с данными гравитационного поля // Физика земли. 2015. № 1. С. 139–147.
- Alibert Y., Mousis O. Formation of Titan in Saturn's subnebula: constraints from Huygens probe measurements // Astron. and Astrophys. 2007. V. 465. P. 1051–1060.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066402>
- Anderson J.D., Jacobson R.A., McElrath T.P., Moore W.B., Schubert G., Thomas P.C. Shape, mean radius, gravity field, and interior structure of Callisto // Icarus. 2001. V. 153. № 1. P. 157–161.
- Anderson J.D., Lau E.L., Sjogren W.L., Schunert G., Moore W.B. Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede // Nature. 1996. V. 384. № 6609. P. 541–543.
- Baland R.M., Tobie G., Lefevre A., Van Hoolst T. Titan's internal structure inferred from its gravity field, shape, and rotation state // Icarus. 2014. V. 237. P. 29–41.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.04.007>
- Baland R.M., Van Hoolst T., Yseboodt M., Karatekin Ö. Titan's obliquity as evidence of a subsurface ocean? // Astron. and Astrophys. 2011. V. 530. P. A141.
- Barr A.C., Citron R.I., Canup R.M. Origin of a partially differentiated Titan // Icarus. 2010. V. 209. P. 858–862.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.05.028>
- Beuthe M. Tidal Love numbers of membrane worlds: Europa, Titan, and Co // Icarus. 2015. V. 258. P. 239–266.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.06.008>
- Braukmüller N., Wombacher F., Hezel D.C., Escoube R., Münker C. The chemical composition of carbonaceous

- chondrites: Implications for volatile element depletion, complementarity and alteration // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2018. V. 239. P. 17–48.
<https://doi.org/10.1016/j.gca.2018.07.023>
- Castillo-Rogez J.C., Lunine J.I. Evolution of Titan's rocky core constrained by Cassini observations // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L20205.
<https://doi.org/10.1029/2010GL044398>
- Chen E., Nimmo F., Glatzmaier G. Tidal heating in icy satellite oceans // *Icarus*. 2014. V. 229. P. 11–30.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.10.024>
- Choukroun M., Grasset O., Tobie G., Sotin C. Stability of methane clathrate hydrates under pressure: Influence on outgassing processes of methane on Titan // *Icarus*. 2010. V. 205. P. 581–593.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.08.011>
- Choukroun M., Grasset O. Thermodynamic data and modeling of the water and ammonia–water phase diagrams up to 2.2 GPa for planetary geophysics // *J. Chem. Phys.* 2010. V. 133(14). P. 144502.
<https://doi.org/10.1063/1.3487520>
- Czechowski L., Witek P. Comparison of early evolutions of mimas and Enceladus // *Acta Geophysica*. 2015. V. 63(3). P. 900–921.
- Deschamps F., Mousis O., Sanchez-Valle C., Lunine J.I. The role of methanol on the crystallization of Titan's primordial ocean // *Astrophys. J.* 2010. V. 724. P. 887–894.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/887>
- Dougherty A.J., Bartholet Z.T., Chumsky R.J., Delano K.C., Huang X., Morris D.K. The liquidus temperature for methanol-water mixtures at high pressure and low temperature, with application to Titan // *J. Geophys. Res. Planets*. 2018. V. 123. P. 3080–3087.
<https://doi.org/10.1029/2018JE005707>
- Durante D., Hemingway D.J., Racioppa P., Iess L., Stevenson D.J. Titan's gravity field and interior structure after Cassini // *Icarus*. 2019. V. 326. P. 123–132.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.03.003>
- Fortes A.D. Titan's internal structure and the evolutionary consequences // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 60. P. 10–17.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.04.010>
- Fulchignoni M., Ferri F., Angrilli F., Ball A.J., Bar-Nun A., Barucci M.A., Bettanini C., Bianchini G., Borucki W., Colombatti G., Coradini M., Coustenis A., Debei S., Falkner P., Fanti G., Flamini E., Gaborit V., Grand R., Hamelin M., Harri A.M., Hathi B., Jernej I., Leese M.R., Lehto A., Lion Stoppato P.F., López-Moreno J.J., Mäkinen T., McDonnell J.A.M., McKay C.P., Molina-Cuberos G., Neubauer F.M., Pirronello V., Rodrigo R., Saggini B., Schwingenschuh K., Seiff A., Simões F., Svedhem H., Tokano T., Towner M.C., Trautner R., Withers P., Zarnecki J.C. In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment // *Nature*. 2005. V. 438. P. 785–791.
- Gagnon R.E., Kieft H., Clouter M.J., Whalley E. Acoustic velocities and densities of polycrystalline ice Ih, II, III, V, and VI by Brillouin spectroscopy // *J. Chem. Phys.* 1990. V. 92(3). P. 1909–1914.
<https://doi.org/10.1063/1.458021>
- Grasset O., Sotin C., Deschamps F. On the internal structure and dynamics of Titan // *Planet. and Space Sci.* 2000. V. 48. P. 617–636.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00039-8](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00039-8)
- Hay H.C., Matsuyama I. Nonlinear tidal dissipation in the sub-surface oceans of Enceladus and other icy satellites // *Icarus*. 2019. V. 319. P. 68–85.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.09.019>
- Helgerud M.B., Waite W.F., Kirby S.H., Nur A. Elastic wave speeds and moduli in polycrystalline ice Ih, sI methane hydrate, and sII methane-ethane hydrate // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. 2009. V. 114(B2).
<https://doi.org/10.1029/2008JB006132>
- Hemingway D., Nimmo F., Zebker H., Iess L. A rigid and weathered ice shell on Titan // *Nature*. 2013. V. 500(7464). P. 550–552.
<https://doi.org/10.1038/nature12400>
- Iess L., Jacobson R.A., Ducci M., Stevenson D.J., Lunine J.I., Armstrong J.W., Asmar S.W., Racioppa P., Rappaport N.J., Tortora P. The tides of Titan // *Science*. 2012. V. 337(6093). P. 457–459.
<https://doi.org/10.1126/science.1219631>
- Iess L., Rappaport N.J., Jacobson R.A., Racioppa P., Stevenson D.J., Tortora P., Armstrong J.W., Asmar S.W. Gravity field, shape, and moment of inertia of Titan // *Science*. 2010. V. 327(5971). P. 1367–1369.
<https://doi.org/10.1126/science.1182583>
- Jacobson R.A., Antreasian P.G., Bordi J.J., Criddle K.E., Ionasescu R., Jones J.B., Mackenzie R.A., Meek M.C., Parcher D., Pelletier F.J., Owen Jr.W.M., Roth D.C., Roundhill I.M., Stauch J.R. The Gravity Field of the Saturnian System from Satellite Observations and Spacecraft Tracking Data // *Astron. J.* 2006. V. 132(6). P. 2520–2526.
- Journaux, B., Kalousová, K., Sotin, C. et al. Large Ocean Worlds with High-Pressure Ices. *Space Sci Rev* 216, 7 (2020).
<https://doi.org/10.1007/s11214-019-0633-7>
- Kirk R.L., Stevenson D.J. Thermal evolution of a differentiated Ganymede and implications for surface features // *Icarus*. 1987. V. 69(1). P. 91–134.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(87\)90009-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(87)90009-1)
- Kronrod V.A., Kuskov O.L. Chemical differentiation of the Galilean satellites of Jupiter: 4. Isochemical models for the compositions of Io, Europa, and Ganymede // *Geochem. Int.* 2006. V. 44. P. 529–546.
<https://doi.org/10.1134/S0016702906060012>
- Kuskov O.L., Galimzyanov R.F., Kalinin V.A., Bubnova N. Construction of the thermal equation of state of solids (periclase, coesite, stishovite) based on bulk modulus data and calculation of coesite – stishovite boundary // *Geokhimiya*. 1982. № 7. P. 984–1001.
- Kuskov O.L., Kronrod V.A. Internal structure of Europa and Callisto // *Icarus*. 2005. V. 177. P. 550–569.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.04.014>
- Kuskov O.L., Kronrod V.A., Prokofyev A.A., Pavlenkova N.I. Petrological–geophysical models of the internal structure of the lithospheric mantle of the Siberian craton // *Petrology*. 2014. V. 22. P. 17–44.
<https://doi.org/10.1134/S0869591114010056>
- Lefevre A., Tobie G., Choblet G., Cadek O. Structure and dynamics of Titan's outer icy shell constrained from Cassini data // *Icarus*. 2014. V. 237. P. 16–28.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.04.006>

- Leitner M.A., Lunine J.I.* Modeling early Titan's ocean composition // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 61–70.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.008>
- Leliwa-Kopystyński J., Maruyama M., Nakajima T.* The water–ammonia phase diagram up to 300 MPa: Application to icy satellites // *Icarus*. 2002. V. 159(2). P. 518–528.
<https://doi.org/10.1006/icar.2002.6932>
- Lindal G.F., Wood G.E., Hotz H.B., Sweetnam D.N., Eshleman V.R., Tyler G.L.* The atmosphere of Titan – an analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements // *Icarus*. 1983. V. 53. P. 348–363.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90155-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90155-0)
- Lorenz R.D.* Thermodynamics of geysers: application to Titan // *Icarus*. 2002. V. 156(1). P. 176–183.
<https://doi.org/10.1006/icar.2001.6779>
- Mitri G., Meriggiola R., Hayes A., Lefevre A., Tobie G., Genova A., Zebker H.* Shape, topography, gravity anomalies and tidal deformation of Titan // *Icarus*. 2014. V. 236. P. 169–177.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.03.018>
- Mitri G., Showman A.P.* Thermal convection in ice I shells of Titan and Enceladus // *Icarus*. 2008. V. 193. P. 387–396.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.07.016>
- Mitri G., Showman A.P., Lunine J.I., Lopes R.M.C.* Resurfacing of Titan by ammonia-water cryomagma // *Icarus*. 2008. V. 196. P. 216–224.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.02.024>
- Mueller S., McKinnon W.B.* Three-layered models of Gany- mede and Callisto: Compositions, structures, and aspects of evolution // *Icarus*. 1988. V. 76(3). P. 437–464.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(88\)90014-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(88)90014-0)
- Nimmo F., Bills B.G.* Shell thickness variations and the long wavelength topography of Titan // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 896–904.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.02.020>
- Nimmo F., Pappalardo R.T.* Ocean worlds in the outer solar system // *J. Geophys. Res. Planets*. 2016. V. 121. P. 1378–1399.
<https://doi.org/10.1002/2016JE005081>
- O'Rourke J.G., Stevenson D.J.* Stability of ice/rock mixtures with application to a partially differentiated Titan // *Icarus*. 2014. V. 227. P. 67–77.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.09.010>
- Rodnikova M.N.* A new approach to the mechanism of solvophobic interactions // *J. Mol. Liq.* 2007. V. 136(3). P. 211–213.
<https://doi.org/10.1016/j.molliq.2007.08.003>
- Ruiz J.* The stability against freezing of an internal liquid-water ocean in Callisto // *Nature*. 2001. V. 412(6845). P. 409–411.
<https://doi.org/10.1038/35086506>
- Sohl F., Hussmann H., Schwentker B., Spohn T., Lorenz R.D.* Interior structure models and tidal Love numbers of Titan // *J. Geophys. Res. Planets*. 2003. V. 108(E12).
<https://doi.org/10.1029/2003JE002044>
- Sohl F., Sears W.D., Lorenz R.D.* Tidal dissipation on Titan // *Icarus*. 1995. V. 115(2). P. 278–294.
<https://doi.org/10.1006/icar.1995.1097>
- Sohl F., Solomonidou A., Wagner F.W., Coustenis A., Hussmann H., Schulze-Makuch D.* Structural and tidal models of Titan and inferences on cryovolcanism // *J. Geophys. Res. Planets*. 2014. V. 119(5). P. 1013–1036.
<https://doi.org/10.1002/2013JE004512>
- Sotin C., Tobie G.* Internal structure and dynamics of the large icy satellites // *C. R. Phys.* 2004. V. 5. P. 769–780.
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2004.08.001>
- Spohn T., Schubert G.* Oceans in the icy Galilean satellites of Jupiter? // *Icarus*. 2003. V. 161(2). P. 456–467.
[https://doi.org/10.1016/S0019-1035\(02\)00048-9](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(02)00048-9)
- Takeuchi H., Saito M., Kobayashi N.* Study of shear velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh and Love waves // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. P. 2831–2839.
- Tobie G., Choukroun M., Grasset O., Mouelic S.Le, Lunine J.I., Sotin C., Bourgeois O., Gautier D., Hirtzig M., Lebonnois S., Corre L.Le.* Evolution of Titan and implications for its hydrocarbon cycle // *Phil. Trans. R. Soc. A*. 2009. V. 367. P. 617–631. 2008. 0246.
<https://doi.org/10.1098/rsta>
- Tobie G., Gautier D., Hersant F.* Titan's bulk composition constrained by Cassini-Huygens: implication for internal outgassing // *Astrophys. J.* 2012. V. 752(2). P. 125.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/752/2/125>
- Tobie G., Lunine J.I., Monteux J., Mousis O., Nimmo F.* The origin and evolution of Titan. In: *Muller-Wordag I., Griffith C.A., Lellouch E., Cravens T.E.* (Eds.), *Titan: Interior, Surface, Atmosphere and Space Environment*. Cambridge UK: Cambridge Univ. Press, 2014. P. 29–262.
- Wagner W., Pruß A.* The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for General and Scientific Use // *J. Phys. Chem.* 2002. V. 31. P. 387–535.
<https://doi.org/10.1063/1.1461829>
- Wasson J.T., Kallemeyn G.W.* Compositions of chondrites // *Phil. Trans. R. Soc. London. Series A*. 1988. V. 325(1587). P. 535–544.
<https://doi.org/10.1098/rsta.1988.0066>