

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Ордена Ленина и Ордена Октябрьской Революции
Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского
Российской академии наук
(ГЕОХИ РАН)



На правах рукописи

Слюта Евгений Николаевич

Особенности гравитационной деформации малых тел Солнечной системы в зависимости от их химического и минерального состава

25.00.09 – геохимия,
геохимические методы поисков полезных ископаемых

диссертация на соискание ученой степени
кандидата геолого-минералогических наук

Научный руководитель:

член-корреспондент РАН О.Л. Кусков (ГЕОХИ РАН)

Официальные оппоненты:

профессор, д. г.-м.н. А.М. Никишин (МГУ)
профессор, д. г.-м.н. П.В. Флоренский (РГУ нефти и газа
имени И.М. Губкина)

Ведущая организация:

Институт космических исследований (ИКИ РАН)

Москва 2014

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ИСТОРИЯ ПРОБЛЕМЫ.....	10
1.1. Термальная гипотеза.....	11
1.2. Гравитационная гипотеза.....	13
1.3. «Кристаллическая» (структурная) и планетарная форма организации материи.....	17
ГЛАВА 2. ФОРМА МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ.....	21
2.1. Физико-механические свойства малых тел.....	23
2.2. Гипотеза крипа в малых телах Солнечной системы.....	24
2.3. Форма малых тел S-типа.....	26
2.4. Форма малых тел C-типа.....	32
2.5. Форма металлических астероидов.....	35
2.6. Форма малых ледяных тел.....	39
2.7. Форма малых койперовских объектов.....	42
2.8. Заключение.....	44
2.9. Основной вывод.....	45
ГЛАВА 3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДЕФОРМАЦИИ МАЛЫХ ТЕЛ.....	46
3.1. Упругое гравитационное сжатие малого тела.....	47
3.2. Тензор гравитационных напряжений.....	52
3.3. Заключение.....	61
3.4. Основной вывод.....	62
ГЛАВА 4. ГРАВИТАЦИОННАЯ ДЕФОРМАЦИЯ МАЛЫХ ТЕЛ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА.....	63
4.1. Гравитационная деформация малых ледяных тел.....	63
4.1.1. <i>Заключение</i>	68
4.1.2. <i>Основной вывод</i>	68
4.2. Состав, физико-механические свойства и гравитационная деформация кометных ядер и койперовских объектов.....	69
4.2.1. <i>Модели кометного ядра</i>	69
4.2.2. <i>Физико-механические свойства кометного ядра</i>	71
4.2.3. <i>Гравитационная деформация кометных ядер и койперовских объектов</i>	78
4.2.4. <i>Заключение</i>	86
4.2.5. <i>Основной вывод</i>	87
4.3. Химический и минеральный состав, физико-механические и реологические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов.....	88
4.3.1. <i>Химический и минеральный состав железных метеоритов</i>	90
4.3.2. <i>Физико-механические и реологические свойства железных метеоритов</i>	93
4.3.3. <i>Металлические астероиды</i>	99
4.3.4. <i>Гравитационная деформация металлических астероидов</i>	104
4.3.5. <i>Заключение</i>	108
4.3.6. <i>Основной вывод</i>	109
4.4. Экспериментальные исследования физико-механических свойств обыкновенных хондритов и гравитационная деформация малых силикатных тел.....	110
4.4.1. <i>Экспериментальные исследования физико-механических свойств обыкновенных хондритов</i>	113
4.4.2. <i>Сравнительная оценка физико-механических свойств углистых хондритов типа CI/CM</i>	123

4.4.3. <i>Гравитационная деформация малых силикатных тел</i>	126
4.4.4. <i>Заключение</i>	131
4.4.5. <i>Основной вывод</i>	132
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	133
ОСНОВНЫЕ ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ.....	137
ОБЩИЙ ВЫВОД.....	138
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	139
СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	156
ПРИЛОЖЕНИЕ 1.....	158

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований. *«К сожалению, нет точных данных о том, с какой величины массы астероида теряется или начинает теряться угловатость его форм; но если бы эту грань найти, это было бы вместе с тем гранью между состояниями пространства гравитационным и кристаллическим».* (Б.Л. Личков, 1965).

Все твердые тела в Солнечной системе на основе внешних морфологических признаков, т.е. в зависимости от формы тела могут быть разделены на два основных класса. Это класс малых тел, которые обладают неправильной фигурой, т.е. имеют вид обломка или глыбы. Это малые спутники планет, астероиды, кометы и малые объекты из пояса Койпера. Это тела, которые в силу своей недостаточной массы так и не стали планетными телами. В другом классе объединяются планетные тела, которые характеризуются шарообразной равновесной формой. Это планеты, крупные спутники планет, астероиды Церера и Веста и крупные объекты из пояса Койпера. Шарообразная форма планетных тел образуется в результате гидростатического уравнивания поверхности тела, известного в геотектонике как механизм изостатической компенсации или механизм изостазии. Равновесная фигура планетного тела контролируется силой тяжести, т.е. гравитацией, которая доминирует над прочностными свойствами вещества, как если бы вещество тела было представлено гравитирующей несжимаемой жидкостью. Только в планетном теле возможна плотностная дифференциация на оболочки.

До настоящего времени проблема наблюдаемого перехода между малыми и планетными телами, зависимость этого перехода от состава, массы и размеров тел, от физико-механических и реологических свойств вещества, оставалась практически неисследованной областью в космохимии и планетологии. Многие фундаментальные вопросы наблюдаемого перехода между такими разными внешне и внутренне объектами, как малые и планетные тела, которые с определенного момента своего образования характеризуются разной формой организации вещества и его различной эволюцией, по-прежнему остаются без ответов. Например, является ли состоятельной предложенная много лет назад гипотеза крипа в малых телах (Личков, 1965; Johnson, McGetchin, 1973; Симоненко, 1979) или, напротив, они обладают пределом прочности и текучести и как эти свойства зависят от состава и температуры? Какова максимальная (критическая) масса малых тел определенного состава, после которой они должны подвергнуться гравитационной деформации, и какова минимальная наблюдаемая масса планетных тел аналогичного состава? Какими основными параметрами определяется гравитационная деформация этих тел? И др. Отсутствие ответов на эти и другие подобные вопросы объясняется, прежде всего, тем, что необходимые по качеству и количеству данные по

химическому и минеральному составу и морфологии малых тел Солнечной системы появились лишь в последние 10-15 лет. Появление таких данных было обусловлено не только применением новейших технологий в дистанционных исследованиях малых тел с Земли, но и прежде всего, исследованием этих объектов (комет, астероидов, малых спутников планет) непосредственно с борта космических аппаратов.

Цель работы. Экспериментальное и теоретическое исследование процесса и параметров гравитационной деформации малых тел Солнечной системы в зависимости от их химического и минерального состава, температуры, физико-механических и реологических свойств вещества, массы, размеров и формы этих тел.

Задачи исследования. Для достижения поставленных целей были сформулированы и решены следующие задачи:

- Анализ зависимости формы малых тел Солнечной системы от химического и минерального состава и массы.
- Исследование физико-механических и реологических свойств малых тел Солнечной системы в зависимости от химического и минерального состава.
- Экспериментальное изучение физико-механических свойств каменных метеоритов, родительскими телами которых являются силикатные малые тела Солнечной системы.
- Постановка и решение пространственной задачи теории упругости и оценка применимости линейной теории упругости к гравитационной деформации малых тел.
- Оценка и изучение основных параметров гравитационной деформации малых тел Солнечной системы в зависимости от их химического и минерального состава на основе наблюдательных, экспериментальных и аналитических данных.

Методы исследований. Для изучения основных морфометрических параметров малых тел Солнечной системы различного состава использовался метод диаграммы Фудзивары отношения главных полуосей (Fujiwara и др., 1978). Для исследования крипа в малых телах Солнечной системы различного состава изучалась зависимость изменения морфометрических параметров фигуры тел от массы. Были проанализированы все имеющиеся на сегодня наблюдательные, экспериментальные и аналитические данные по физико-механическим свойствам внеземного вещества и веществ-аналогов малых тел различного состава, опубликованные в научной печати. Для исследования трехмерного распределения физико-механических свойств каменных метеоритов в одном образце была разработана специальная экспериментальная методика (Slyuta и др., 2014). Аналитическое решение пространственной задачи линейной теории упругости для твердого упругого тела

под воздействием гравитации осуществлялось с учетом математического аппарата, разработанного для решений плоских задач линейной теории упругости (Новожилов, 1953).

Фактический материал. Основным материалом для исследований – это имеющийся на сегодня огромный объем наблюдательных данных по морфологии, химическому и минеральному составу и физико-механическим и реологическим свойствам вещества малых тел Солнечной системы, полученных как с помощью дистанционных исследований с поверхности Земли, так и с помощью межпланетных автоматических станций и опубликованных в научной печати. В исследованиях также использовались данные по химическому и минеральному составу и физико-механическим свойствам внеземного вещества – каменных и железных метеоритов, и веществ-аналогов (льда) малых тел Солнечной системы. Это также полученные в ходе экспериментальных исследований данные по физико-механическим и реологическим свойствам железных и каменных метеоритов и зависимости этих свойств от химического и минерального состава метеоритов.

Научная новизна работы. На основе проведенного детального анализа формы, массы и размеров многочисленных малых тел силикатного состава, состоящих из обыкновенных и углистых хондритов, металлических астероидов, малых ледяных тел, состоящих преимущественно из водного льда и малых койперовских объектов, в составе которых кроме силикатной компоненты и водного льда в значительном количестве присутствуют и экзотические льды других летучих, показана несостоятельность гипотезы крипа в малых телах Солнечной системы (Личков, 1965; Johnson, McGetchin, 1973; Симоненко, 1979). Обнаружено, что малые тела различного состава характеризуются различной формой. При этом зависимость формы от массы отсутствует у малых тел любого состава – от ледяных до металлических, хотя они и радикально отличаются друг от друга физико-механическими и реологическими свойствами.

Впервые получено аналитическое решение для гравитационной деформации неравновесной фигуры твердых малых тел Солнечной системы и показана применимость линейной теории упругости для оценки величины и распределения напряжений в реальных малых телах различного состава, обладающих пределом прочности и пределом текучести.

Было установлено, что для ледяных тел и койперовских объектов наблюдаемый переход между малыми и планетными телами обусловлен гравитационной деформацией твердого льда, характеризующегося определенным значением предела текучести при

низких температурах в зависимости от состава льдов, а не термальным эффектом, т.е. разогревом и плавлением льда в результате каких-либо причин.

Полученные оценки современных девиаторных напряжений в металлических астероидах с учетом выведенной температурной зависимости предела текучести железных метеоритов показывают, что с момента своего образования в виде отдельных тел с наблюдаемой массой и фигурой металлические астероиды не подвергались разогреву более 400°C, и тем более не подвергались частичному или полному плавлению.

По данным нескольких сотен экспериментальных исследований впервые было обнаружено, что все исследованные обыкновенные хондриты характеризуются сильной пространственной анизотропией физико-механических свойств, когда по одному из трех направлений прочность значительно превышает значения по двум другим направлениям. Полученные экспериментальные данные по физико-механическим свойствам каменных метеоритов позволили оценить критическую массу и размеры силикатных тел, состоящих из обыкновенных и углистых хондритов, которые подвергнутся гравитационной деформации. Анализ основных параметров гравитационной деформации малых тел показал, что силикатные тела, состоящие из обыкновенных и углистых хондритов, хотя и обладают практически одинаковыми критическими размерами, тем не менее, значительно отличаются друг от друга по своей критической массе и пороговой величине максимальных девиаторных напряжений, ответственных за деформацию.

Полученная значительная разница в величине современных девиаторных напряжений на астероиде 4 Веста и предела текучести силикатов аналогичного состава подтверждает, что Веста на ранней стадии существования подверглась сильному разогреву, а возможно, и полному плавлению. В противном случае Веста никогда бы не приобрела шарообразную равновесную форму и, тем более, не продифференцировала бы на оболочки. Оцененная величина девиаторных напряжений на астероиде 1 Церера также в два раза ниже минимального предела прочности углистых хондритов. По-видимому, в составе Цереры в значительном количестве присутствует еще менее прочный материал, например, водный лед. На присутствие льда в составе Цереры указывает и невысокая плотность Цереры.

Данная работа представляет собой самостоятельное направление исследований в мало изученной области сравнительной планетологии и космохимии – в области гравитационной деформации малых тел и проблемы наблюдаемого перехода между малыми и планетными телами Солнечной системы в зависимости от их химического и минерального состава.

Практическое значение работы. Полученные результаты позволяют определить и отобрать наиболее интересные малые тела для исследования с помощью космических аппаратов при планировании Федеральной космической программы. Данные по физико-механическим свойствам малых тел в зависимости от их химического и минерального состава являются необходимой основой для создания надежных инженерных моделей этих тел, используемых для проектирования космических посадочных аппаратов для их исследования и грунтозаборных устройств для отбора образцов грунта. Полная карта величины и распределения напряжений в твердом природном космическом объекте может быть использована для оценки основных параметров естественного или принудительного разрушения данного объекта и адекватной оценки астероидной опасности для Земли.

Апробация работы. Различные аспекты этой работы докладывались автором и обсуждались на международных и всероссийских конференциях и рабочих встречах в виде устных и стендовых докладов: 1) на международных конференциях по сравнительной планетологии “Vernadsky-Brown Microsymposium” (2006-2010), г. Москва, ГЕОХИ РАН; 2) на международных конференциях по планетологии “Lunar and Planetary Science Conference” (2006-2013), г. Хьюстон (США); 3) на международной конференции “Asteroids, Comets, Meteors”, г. Ниигата, Япония (2012); 4) на семинаре Отдела планетных исследований ГЕОХИ РАН (2012), г. Москва, ГЕОХИ РАН.

Публикации по теме диссертации. По теме диссертации опубликованы две главы в монографии «Защита населения и территорий от астероидной и кометной опасности (Основные подходы)» (2014), в реферируемых журналах опубликовано 7 статей (Доклады Академии Наук СССР, 1992, 1998; Icarus, 1997; *Астрономический Вестник*, 1993, 2009, 2013; 2014) и две статьи находятся в печати (*Астрономический Вестник*, 2014, Icarus, 2014). Кроме того, опубликован 21 развернутый (2 стр.) тезис докладов на международных лунно-планетных конференциях (г. Хьюстон, США; г. Laurel, США; Washington, США, г. Ниигата, Япония) и на международных микросимпозиумах Вернадский-Браун (г. Москва).

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из одного тома, включает в себя введение, 4 главы, заключение, основные защищаемые положения, общий вывод и 1 приложение. Объем работы составляет 179 машинописных страниц, включая 87 иллюстраций и 20 таблиц. Библиографический список к работе включает 361 наименование.

Благодарности. Автору хотелось бы выразить глубокую благодарность за постоянную поддержку, помощь и обсуждение работы академику Марову М.Я. и научному руководителю член-корреспонденту РАН Кускову О.Л. Автор глубоко

признателен за постоянную помощь, и консультации по проблемам современной теории упругости сотруднику ГЕОХИ РАН Воропаеву С.А. Автор также благодарен за поддержку и помощь в экспериментальных исследованиях сотрудникам ГЕОХИ РАН Назарову М.А., Лоренцу К.А., Корочанцеву А.В., Скрыпник А.Я. и бывшему сотруднику института Никитину С.М. Автор также с благодарностью хотел бы отметить поддержку и позитивное отношение к проблеме сотрудников лаборатории Базилевского А.Т., Яковлева О.И., Кузьмина Р.О., Забалуевой Е.В. и Гусевой Е.Н.

ГЛАВА 1. ИСТОРИЯ ПРОБЛЕМЫ

История проблемы самогравитации и неупругой деформации твердых малых и планетных тел Солнечной системы тесно связана с историей представлений о форме твердой Земли на основе теории тяготения Ньютона. История этих представлений в геологии и сравнительной планетологии развивалась по двум основным направлениям, конкурирующих друг с другом – термальному (термально-гидростатическому) и гравитационному.

Термально-гидростатическое направление в своей основе опиралось на решение классической задачи равновесной формы самогравитирующих жидких тел под влиянием гравитационных, центробежных и приливных сил. И. Ньютон (Newton, 1687) первым установил, что сферическая жидкая Земля под влиянием гравитационных и центробежных сил должна преобразоваться в немного сжатый у полюсов сфероид вращения. С. Макларен (Maclaurin, 1742) развил эту работу для самогравитирующих вращающихся тел и открыл существование эллипсоидов вращения с высокой степенью эллиптичности, получивших название «сфероиды Макларена». Вслед за Маклареном К. Якоби (Jacobi, 1834) доказал для самогравитирующих жидких тел существование равновесных трехосных эллипсоидов, которые соответственно получили название «эллипсоидов Якоби». Несколько позднее М. Роше (Roche, 1850), рассматривая воздействие приливных сил на эллипсоидальное жидкое равновесное тело, обращающееся вокруг массивного центрального тела, обнаружил существование некоторого предельного расстояния от центрального тела, ныне известного как «предел Роша», внутри которого равновесных решений для фигуры спутника определенной массы уже не существует и происходит его разрушение. Пуанкаре (Poincaré, 1885) открыл не эллипсоидальные грушевидные равновесные формы. И, наконец, С. Чандрасекар в своей известной работе «Эллипсоидальные фигуры равновесия» (Chandrasekhar, 1969) дал полный анализ всех вышеперечисленных работ и всех равновесных состояний различных типов эллипсоидов.

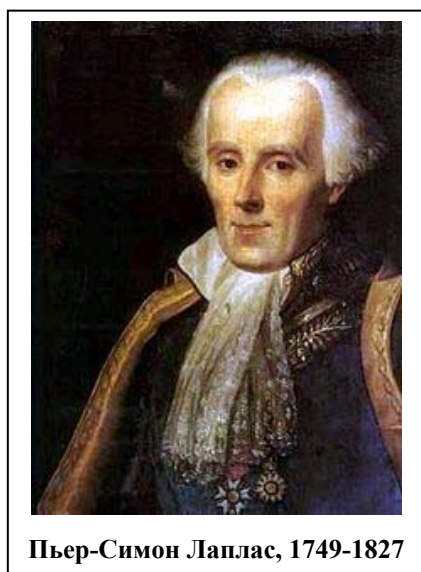
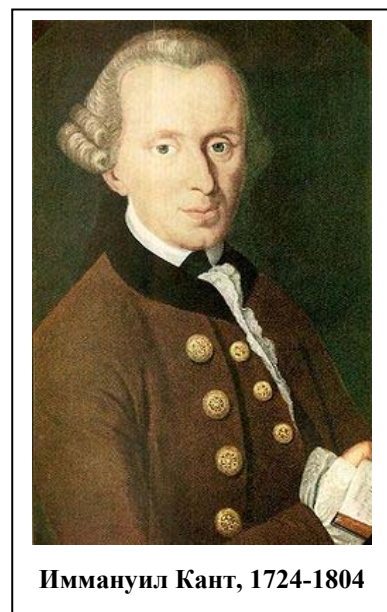
В представлениях гравитационной гипотезы шарообразная равновесная форма тела – это лишь конечный этап в процессе преобразования неправильной (т.е. неравновесной) фигуры твердого упругого тела под воздействием собственной массы тела, т.е. самогравитации. Поэтому вышеупомянутая задача равновесной формы самогравитирующего жидкого тела в данном случае справедлива только на этапе уже сформировавшейся планеты или планетного тела и является самостоятельным и отдельным направлением исследований. Основным же интерес в гравитационной гипотезе представляет этап гравитационной деформации и реологии твердого тела, обладающего фундаментальной прочностью (пределом текучести).

1.1. Термальная гипотеза

В 1743 г. А. Клеро опубликовал книгу «Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики» (Клеро, 1947). Клеро впервые ввел понятие планетарности Земли, заключающееся в ее шарообразной форме. Он объяснял планетарную сферичность фигуры Земли тем, что «фигура Земли должна подчиняться законам гидростатики». Поскольку в настоящее время Земля является твердой, то Клеро полагал, что современная форма нашей планеты унаследована из ее далекого прошлого, когда Земля была жидкой. Клеро сравнивал современную шарообразную форму Земли с поверхностью воды, «застывшей после того, как она приняла форму, соответствующую условиям равновесия». В подтверждение этой гипотезы он также подчеркивал, что «высота самых больших гор совершенно ничтожна по сравнению с диаметром Земли» (Клеро, 1947).



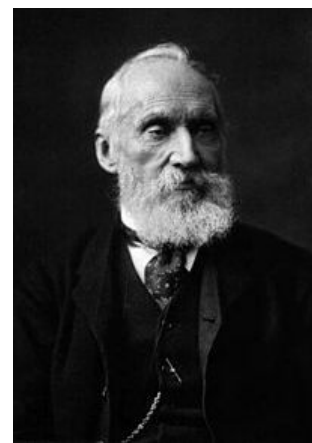
В 1755 году в книге «Естественная теория и история неба» (Кант, 1755), которая сначала была опубликована анонимно, И. Кант сформулировал происхождение планетной системы из горячей туманности в качестве основного положения начальной истории Земли и планет, которые образовавшись, постепенно охлаждались и затвердевали, сохранив горячие ядра. В работе, опубликованной ранее в 1754 г., он писал, что приливы и



отливы, которые происходят под влиянием притяжения Луны и Солнца, должны в результате действующего трения между литосферой и гидросферой замедлять скорость вращения Земли вокруг своей оси. Кант рассматривал свои идеи в русле развития идей о силе тяготения, отметив это надписью на своей монографии «согласно Ньютону». В 1796 году вышла книга Лапласа «Изложение системы Мира» (Laplace, 1825), имевшая большой успех, в которой автор в увлекательной и

доступной форме изложил аналогичную космогоническую гипотезу, построенную на тех же началах, что и у Канта, правда, не упомянув при этом своего не менее великого предшественника.

Гипотеза Канта-Лапласа о первоначально горячей и жидкой Земле и последующем ее термальном охлаждении, которая объясняла шарообразную фигуру Земли гидростатикой расплавленного жидкого шара, доминировала в геологической науке почти два столетия. Известный физик и естествоиспытатель У. Томсон (лорд Кельвин) (Thomson, 1864) поддерживал эту гипотезу и считал, что жидкая Земля, охлаждаясь, превратилась в твердую. В результате отвердения Земля приобрела неизменность формы, где силы тяготения перестали действовать и заменились трением. Томсон сравнивал Землю «со стальным шаром того же размера без взаимного тяготения частей», т.е. если большое тело твердое, то в нем, как и в малом теле, силы тяготения себя никак не проявляют.



Уильям Томсон, 1824-1907

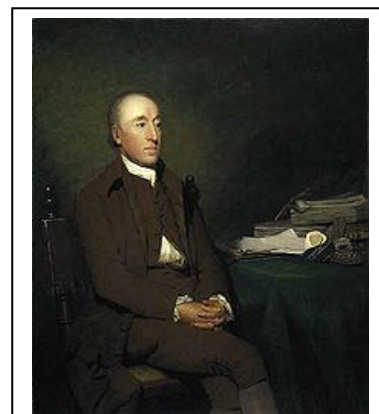
В своих работах основоположники господствовавшей долгое время тектонической теории геологи А. Гейм - «Механизм горообразования» (Heim, 1878) и Е. Зюсс - «Лик Земли» (Suess, 1883-1909) также опирались на гипотезу расплавленной некогда планеты, гипотеза об охлаждении и сжатии которой служила основным источником энергии геологических процессов. Это направление в середине прошлого века нашло развитие и в работах советского геолога М.А. Усова (Усов, 1945), который, опираясь на гипотезу охлаждения и разогрева, также полагал, что саморазвитие Земли объясняется сменой в истории планеты периодов ее сжатия и расширения. Гипотезу первоначально жидких тел поддерживал и известный математик А.М. Ляпунов (1903; 1932), называвший ее «общепризнанной теорией», и считавший, что фигуры небесных тел «...должны быть фигурами жидкой массы, все частицы которой внезапно притягиваются по закону Ньютона и которая равномерно вращается вокруг неподвижной оси». Потом в результате охлаждения все тела отвердели и получили «вследствие внутреннего трения неизменную форму» (Ляпунов, 1932).



А.М. Ляпунов, 1857-1918

1.2. Гравитационная гипотеза

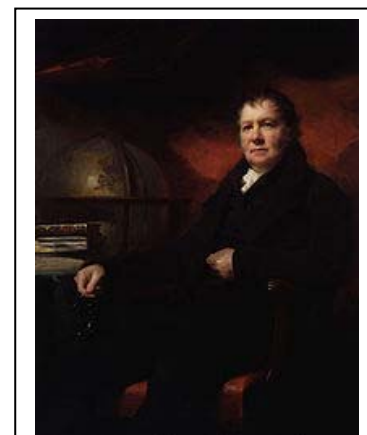
Впервые представление о гравитации, как о главной движущей геологической силе в противовес термальной гипотезе, было рассмотрено основоположником геологической науки Дж. Геттоном в его работе «Теория Земли» (Hutton, 1789; 1795). Геттон утверждал, что гравитация и «сила материала» – это две главные, но различные силы нашей системы. Магнетизм и электричество он рассматривал в качестве добавочных и второстепенных сил. Геттон также первый ввел понятие об огромной



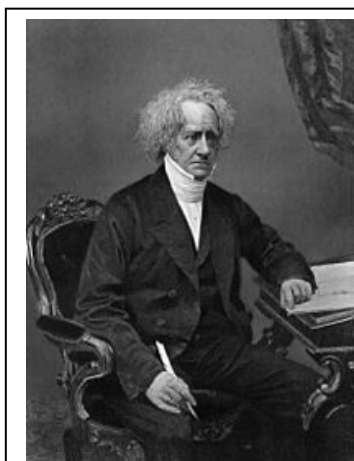
Джеймс Геттон, 1726-1797

протяженности геологического времени. Гравитация, «сила материала» (прочность) и «громкость протекшего времени» - это основные факторы в гравитационной гипотезе Геттона, которые, как он полагал, объясняют все процессы на Земле, в том числе и ее шарообразную форму (т.е. планетарность). По его мнению, земная поверхность в течение своей длительной истории изменялась постоянно и многократно и вследствие вращения Земли всегда стремилась совпасть с ее фигурой равновесия, т.е. с поверхностью эллипсоида вращения. Геттон разделял космогонию и геологию и утверждал, что открытие способа происхождения Земли, связанного «с вопросами происхождения вещей» – это задача не геологии.

Дж. Плейфер, не удовлетворенный полнотой объяснения Геттона, в своей работе «Толкование Геттоновой теории Земли» (Playfair, 1802) подчеркивал, что сам факт вращения Земли должен был привести форму Земли к фигуре равновесия, которая является результатом равновесия между



Джон Плейфэр, 1748-1819



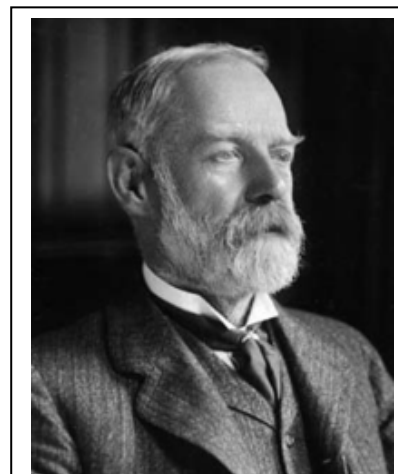
Джон Гершель, 1792-1871

силой гравитации и центробежной. Форма Земли должна быть иной в зависимости от скорости вращения и

структуры, а ее поверхность должна быть в основном перпендикулярна силе тяжести. При этом, утверждал Плейфер, Земля не обязательно должна быть жидкой, чтобы принять шарообразную форму. Идеи Плейфера поддержал известный астроном Дж. Гершель. Он подчеркивал, что «при вращении около оси Земля стремится принять именно

настоящую свою форму, соответствующую равновесию, и она приняла бы эту форму даже в том случае, если бы первоначально, так сказать, по ошибке она приняла другую форму» (Гершель, 1861; 1862).

Ч. Лайель, (1866а; 1866б) один из самых ярких продолжателей идей Геттона, также подчеркивал, что сфероидальность фигуры Земли вовсе не доказывает её первоначального жидкого состояния. Она связана с действием центробежной силы при вращении планеты. В конце 19 века, геофизик Дж. Дарвин, сын Ч. Дарвина, исследуя приливные взаимодействия Луны и Земли, также пришел к выводу, что «эти притяжения должны производить попеременные деформации Земли» (Дарвин, 1922). Наша планета, писал Дарвин, способна деформироваться под действием внешних сил. Признавая способность к деформациям под действием внешних сил, Дарвин, тем не менее, поддерживал и противоречивую точку зрения своего учителя физика В. Томсона, считая, что Земля – это «твердое тело с большой несгибаемостью. Земля тверда, и на тысячи миль внутри породы ее тверды, как гранит и даже крепче гранита» (Дарвин, 1922).



Джордж Г. Дарвин, 1845-1912

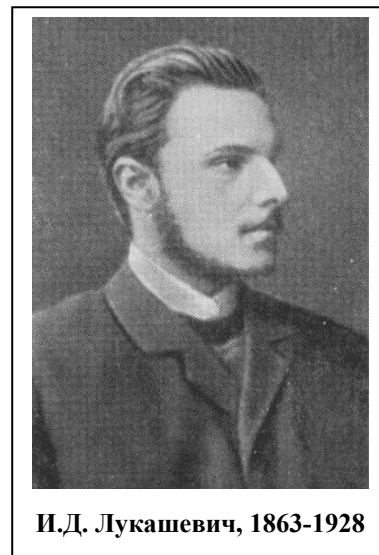
Развивая гравитационную гипотезу, лежащую в основе планетарности Земли А. Вегенер, основоположник ныне господствующей в земной геологии тектоники плит, в книге «Происхождение материков и океанов» (Вегенер, 1925) отмечал: «Маленькая стальная модель шара ведет себя в лаборатории совершенно так же, как твердое тело. Но такой же стальной шар, размерами с Землю, под влиянием своих собственных сил притяжения потечет, если не сразу, то во всяком случае тогда, когда ему для этого предоставим необходимые тысячелетия. Здесь мы наблюдаем переход от преобладания молекулярных сил к силам, обусловленным массами». Очевидно, что модель «стального земного шара» геолога А. Вегенера уже кардинально отличается от вышерассмотренной модели «стального земного шара» физика В. Томсона.



Альфред Вегенер, 1880-1930

Несколько ранее подобную мысль высказывал и геолог И.Д. Лукашевич, который утверждал, что «Шарообразная форма Земли сама по себе не служит доказательством, что она была некогда в жидком состоянии. Если бы Земля была из твердого вещества и имела

кубическую, цилиндрическую, коническую или иную угловатую форму, то эта форма была бы неустойчивой для такого огромного скопления вещества, как Земля. Взаимное тяготение частиц преодолело бы их молекулярное сцепление... Шаровидная форма крупных небесных тел не есть случайность — она обязана молярным, т. е. гравитационным силам, а не молекулярным, от которых зависит форма капель жидкости» (Лукашевич, 1908). Он подчеркивал, что в «столь больших накоплениях материи, как наш земной шар, силы, зависящие от гравитации материи, по закону Ньютона, достигают огромного



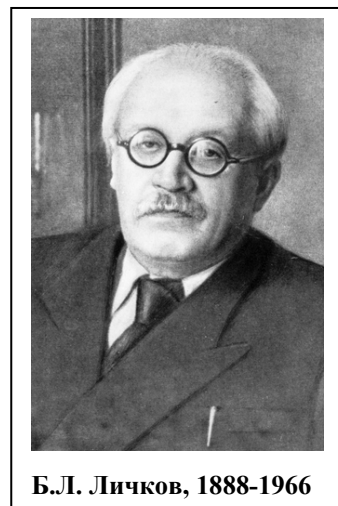
И.Д. Лукашевич, 1863-1928

напряжения и дают место явлениям, которые носят название процессов планетарных. Эти силы, совсем незаметные в малых агрегатах материи, создают то, что простые аналогии между телами большими и малыми теряют свою ценность и становятся ошибочными» (Лукашевич, 1911). Согласно Лукашевичу именно гравитационные силы определяют прочность планетарных тел и во много раз превосходят в них по величине сцепление, т.е. силы молекулярные, или по Геттону – силы материала, а по современной терминологии – предел текучести или предел прочности материала. Вегенер проиллюстрировал этот переход следующим наглядным примером, - «Мы не можем соорудить из стали колонну любой высоты; мы должны ограничиваться некоторыми пределами, за которыми основание этой колонны „потечет“. ... При больших размерах твердого земного шара сталь уже не является твердым телом. Мало того, можно сказать, что в этих условиях уже нет твердых тел: все тела обладают вязкостью» (Вегенер, 1925). Полагая также, что высота гор на Земле контролируется силой тяжести, Вегенер ссылаясь на утверждение А. Пенка (Penck, 1919), что «высота гор на нашей планете не является случайной: она есть производное взаимодействия двух комплексов сил — сил молекулярных, или сцепления, и сил тяготения».

Далее следует отметить работы геофизика В.А. Магницкого (Магницкий, 1948; 1953), который развивая идеи своего учителя Ф.Н. Красовского (Красовский, 1953) в русле гравитационной гипотезы, показал, что замедление вращения Земли должно вызывать отклонение фигуры Земли от гравитационного равновесия, которое должно сопровождаться процессами изостатической компенсации на поверхности и глубинным перемещением вещества. Наконец и в классической геологии один из известных теоретиков современной геологической науки В.Е. Хаин (Хаин, 1957) располагая факторы тектогенеза в порядке их убывающей значимости, а) контракция; б) дифференциация —

радиоактивный распад; в) вращение Земли; г) изостазия, объясняет их раздельное существование уже тремя основными видами энергии – гравитационной, теплоты (радиоактивный распад) и механической (вращение Земли).

Окончательный итог двухсотлетнего противостояния термальной и гравитационной гипотез был подведен в работах Б.Л. Личкова, также полагавшего, что «...если планетарность тел планет есть не унаследованная, а новоприобретенная форма и приобретает она в фазу, когда силы тяготения получают господство над силами сцепления и упругости и начинают определять общую структуру и форму агрегатов, то тектоника и дислокации — это и есть происходящее при этом изменение структуры и формы возникшего сфероида» (Личков, 1960). Автор подчеркивал, что «Форма Земли, сферическая или эллипсоидальная, близкая к шарообразной, для своего объяснения не нуждается в каком-либо обосновании теорией происхождения нашей планеты. Независимо от какой бы то ни было теории Земля при данной своей величине должна принять эту форму и на ней не могут не начаться геотектонические явления» (Личков, 1965).



Б.Л. Личков, 1888-1966

Таким образом, фактически совсем недавно - только с середины прошлого века, гравитационная гипотеза «планетарности» Земли и других планет становится действительно общепризнанной теорией. Но как только это произошло, в качестве одного из важнейших следствий гравитационной гипотезы естественным образом возник следующий вопрос – где находится нижний предел этой планетарности или когда эта планетарность начинается. Впервые это фундаментальное следствие гравитационной гипотезы также было рассмотрено в работах Б.Л. Личкова (Личков, 1960; 1965). К этому времени уже было хорошо известно, что малые тела, представленные метеоритами и астероидами, имеют тесную связь и характеризуются угловатой «булыжной» формой. «Все данные говорят о том, — пишет Кринов (1951), — что самые малые астероиды представляют собой гигантские метеориты, а крупные метеориты являются самыми малыми астероидами. В межпланетном пространстве те и другие движутся приблизительно по таким же орбитам. Между этими группами космических тел имеется полное единство, и границы между ними нет». Но уже становилось очевидным, что если между метеоритами и астероидами никакой границы не было, то между астероидами и планетами такая граница должна быть явной и заключается она в «планетарности», характерной для планет и не характерной для астероидов, которые «...представляют собой глыбы или камни в десятки и более километров в поперечнике» (Кринов, 1951).

1.3. «Кристаллическая» (структурная) и планетарная форма организации материи

С точки зрения термально-гидростатической гипотезы никаких особых проблем с этой границей не возникало, - согласно гипотезе все тела с шарообразной формой когда-то были расплавленными, а астероиды и метеориты с угловатой фигурой, это всего лишь осколки затвердевших планетарных тел, разрушенных при столкновении. Но с точки зрения гравитационной гипотезы, это уже граница перехода между разными формами организации материи - «К сожалению, нет точных данных о том, с какой величины массы астероида теряется или начинает теряться угловатость его форм; но если бы эту грань найти, это было бы вместе с тем гранью между состояниями пространства гравитационным и кристаллическим. ...При переходе тела из астероидного положения в планетарное меняется состояние пространства этого тела, а именно из пространства частичных сил оно переходит в пространство сил гравитационных. ... Нет, и не может быть подобия между телами, подчиняющимися вследствие своего большого различия по величине разным состояниям материи» (Личков, 1965).

Развивая гравитационную концепцию перехода между астероидными (малыми) и планетарными телами, Б.Л. Личков справедливо полагал, что «В метеоритах и в астероидах, конечно, тектоники нет, поскольку и в первых и во вторых доминируют силы сцепления и упругости. Она появляется в теле планеты... Только в теле тяготения могут быть тектоника и дислокация, ибо лишь в таком теле после его создания начинается борьба сил тяготения с доминировавшими до этого безраздельно силами сцепления» (Личков, 1960). Соответственно, и дальнейшая эволюция тел с разной формой организации материи должна различаться кардинально, - «...с созданием твердой планетарной Земли достигается не «неизменная форма», а, наоборот, начало постоянных систематических ее изменений; пока был астероид, их не было, а с созданием планеты, они появляются. ...Расплывание [деформация] при этом в теле планеты становится повторяющимся явлением [зависящим от изменений скорости вращения], причем процесс регулируется сохранением равновесия тела в целом» (Личков, 1960; 1965). Б.Л. Личков также отчетливо различал внутренние (собственная масса) и внешние (центробежные и приливные) силы формирования и последующего изменения фигуры Земли, хорошо понимая, что без первых не может быть неупругого воздействия вторых: «Если бы Земля была неподвижным телом, эта перестройка тела привела бы к образованию шара, но поскольку перед нами тело вращающееся, на сцену должно выступить то или иное

полярное уплощение, и в результате должен получиться эллипсоид с большей или меньшей степенью уплощения» (Личков, 1960).

Сам характер перехода между малыми и планетными телами, как полагал Б.Л. Личков, должен быть постепенным, - «Угловатость велика у метеоритов, слабее она у астероидов и становится ничтожной у планет, причем у малых планет она больше, чем у больших. Угловатость форм больше у Луны, чем у Земли, так что ее горы и абсолютно и относительно выше земных. Мягкоконтурность форм возрастает с ростом величин агрегатов» (Личков, 1960; 1965). Сформулированные Б.Л. Личковым основные положения одного из фундаментальных следствий гравитационной гипотезы - перехода между разными формами организации материи, т.е. перехода между малыми и планетными телами, в развивающейся геотектонической концепции Земли оказались неустраиваемыми, и, как это обычно бывает в таких ситуациях, забытыми.

По мере накопления данных по морфологии астероидов проблема перехода между малыми и планетными телами вновь стала актуальной, но в отличие от уже забытого нижнего предела «планетарности» планетных тел, она возродилась теперь уже в виде верхнего предела неправильной фигуры астероидов. Для оценки критического размера астероидов использовалось уравнение гидростатического равновесия ($P=\rho gh$), на основе которого рассматривалась либо одна из двух, либо обе модели: а) величина статической нагрузки в зависимости от прочности, плотности и размера тела; б) скорость деформации тела в зависимости от вязкости материала, температуры и размера тела (Johnson, McGetchin, 1973; Симоненко, 1979; Farinella и др., 1982; 1983; 1985). Ведущая роль в этом процессе отдавалась силе тяжести – «Астероиды так малы, что сила тяжести на них не в состоянии придать им форму шара, какую она придает планетам и их большим спутникам, сминая и «утрамбовывая» вещество, из которого они состоят» (Симоненко, 1979). Тем не менее, для крупнейших силикатных астероидов и ледяных тел предполагалась и возможность их плавления под действием радиогенного тепла с соответствующей релаксацией фигуры тела и рельефа (Lewis, 1971; Johnson, McGetchin, 1973), т.е. обновленная термальная гипотеза.

Оценки, полученные на основе уравнения гидростатического равновесия, соответствовали предположениям Л.Б. Личкова о постепенном переходе, включая постепенную релаксацию в зависимости от времени, - «Отношение между фигурой или высотой рельефа и размерами тела известного состава и прочности ... задача интересная, так как касается времени существования фигуры таких небольших объектов Солнечной системы, как астероиды и спутники» (Johnson, McGetchin, 1973). Предполагалось, что релаксация и постепенный переход обусловлены крипом, который проявляется при

длительной нагрузке и при напряжениях, не превышающих предел текучести. Чем больше масса астероида, тем выше напряжения, ответственные за деформацию, тем ближе к шарообразной должна быть его фигура. Частичная внутренняя релаксация также была очевидным следствием гипотезы крипа и гидростатической модели, - «На астероидах поперечником даже в 300-400 км из-за малого «веса» камня ... явление текучести вовсе отсутствует, а на самых крупных астероидах оно происходит чрезвычайно медленно, да и то лишь в их недрах. ... Таким образом, «утрамбованы» силой тяжести могут быть лишь недра немногих крупнейших астероидов» (Симоненко, 1979). Но гидростатическая модель корректна лишь в случае реологии вязкой жидкости, не обладающей пределом прочности и пределом текучести, как, например, в случае разрушения приливными силами самогравитирующих вязких тел (Sridhar, Tremaine, 1992). Кроме того, само по себе гидростатическое давление не приводит к пластической деформации (Poigier, 1995).

К концу 80-х и началу 90-х годов прошлого века было установлено, что астероиды и малые спутники в отличие от планет характеризуются неравновесной трехосной фигурой, т.е. модельным неравновесным трехосным эллипсоидом (Soter, Harris, 1977; Thomas, 1989). Прямо пропорциональная зависимость высоты рельефа тел с неправильной фигурой относительно их размера и напротив, обратно пропорциональная зависимость этих параметров для планет, также указывала на их фундаментальное структурное и эволюционное различие (Croft, 1992). В результате на основе внешних морфологических признаков, т.е. в зависимости от формы тела, все твердые тела в Солнечной системе были разделены на два основных класса (Слюта, Воропаев, 1992; Slyuta, Voropaev, 1997). Это класс малых тел, которые обладают неправильной фигурой, т.е. имеют вид обломка или глыбы. Это малые спутники планет, астероиды, кометы и малые объекты из пояса Койпера. Это тела, которые в силу своей недостаточной массы так и не стали планетными телами. В другом классе были объединены планетные тела, которые характеризуются шарообразной равновесной формой. Это планеты, крупные спутники планет, астероиды Церера и Веста и крупные объекты из пояса Койпера. Проблема наблюдаемого перехода между малыми и планетными телами, зависимость этого перехода от состава, массы и размеров тел, от физико-механических и реологических свойств вещества в мало исследованной области планетологии и космохимии оформилась в самостоятельное направление исследований, известное как гравитационная деформация малых тел Солнечной системы (Slyuta, Voropaev, 1997).

Гипотеза крипа в малых телах Солнечной системы, которая просуществовала фактически до последнего времени, оказалась несостоятельной. Было установлено, что все малые тела Солнечной системы независимо от своего состава (от ледяных до

металлических) в условиях объемного гравитационного сжатия и гравитационной деформации обладают пределом прочности и пределом текучести (Slyuta, 2013a; Слюта, 2014). Наблюдаемый переход между малыми и планетными телами оказался не постепенным, а резким, что является прямым следствием отсутствия в малых телах крипа.

Аналитическая теория гравитационной деформации неправильной трехосной фигуры самогравитирующего твердого упругого малого тела Солнечной системы была рассмотрена на основе теории упругости. В основу решения проблемы перехода между малыми и планетными телами легла концепция критической массы малого тела в зависимости от химического и минерального состава, физико-механических и реологических свойств (Слюта, Воропаев, 1992; Slyuta, Voropaev, 1997; 2014), т.е. гравитационная гипотеза. Основная проблема заключалась в том, что трехмерная пространственная задача теории упругости на основе гравитационного потенциала для реальных природных космических объектов, или в силу сложности этих объектов, или, скорее, из-за отсутствия такой необходимости, до этого момента еще никогда и никем не решалась. Тем не менее, такая задача была поставлена, решена и впервые была показана применимость современной теории упругости для оценки параметров гравитационной деформации малых тел Солнечной системы. В результате полная аналитическая теория позволила исследовать многие неизвестные параметры гравитационной деформации реальных тел в зависимости от их химического и минерального состава, массы, размеров, формы, плотности, физико-механических и реологических свойств и др. (Слюта, Воропаев, 1992; Слюта, 2009; 2013; Slyuta, Voropaev, 1997; 2014).

Вековая конкуренция со стороны термальной гипотезы также получила своё решение, став одним из частных случаев общего аналитического решения пространственной задачи теории упругости. Температура малых тел, которые в отличие от планетных тел не имеют эндогенной активности и внутреннего теплового потока, определяется уровнем инсоляции и зависит от места положения тела в Солнечной системе (Veeder и др, 1989). Изменение температуры тела в результате внутренних или внешних факторов, например, в случае радиогенного тепла или диссипации энергии приливной деформации, приводит к изменению предела текучести вещества и учитывается величиной порогового значения девиаторных напряжений, что, в свою очередь, приводит к изменению всех основных параметров гравитационной деформации. Случаи термального воздействия всегда будут отличаться аномальными значениями параметров гравитационной деформации по сравнению с характерными для температур в данной области Солнечной системы (Slyuta, Voropaev, 1997; 2014).

ГЛАВА 2. ФОРМА МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Классификация малых и планетных тел Солнечной системы в зависимости от задачи исследования и удобства применения может проводиться на разной основе, например, на основе типа орбиты (астероиды, кометы, планеты, спутники), на основе элементов орбиты, на основе формы и массы тел и наличия или отсутствия изостазии (малые и планетные тела), на основе разной формы оптических и ИК спектров, на основе величины альбедо и т.д. Все твердые тела в Солнечной системе на основе внешних морфологических признаков, т.е. в зависимости от формы тела могут быть разделены на два основных класса. Это класс малых тел, которые обладают неправильной фигурой, т.е. имеют вид обломка или глыбы. Это малые спутники планет, астероиды, кометы и объекты из пояса Койпера. В другом классе объединяются планетные тела, которые характеризуются шарообразной формой. Это планеты, крупные спутники планет, астероиды Церера и Веста и крупные объекты из пояса Койпера.

Неправильная и неравновесная фигура малого тела аппроксимируется по трем главным осям так называемым модельным эллипсоидом. По величине среднего квадратичного отклонения топографии лимба тела от контура модельного эллипсоида (для малых тел) и равновесного эллипсоида (для планетных тел), в зависимости от среднего радиуса (R_m) малые и планетные тела также отчетливо распределяются на две отдельных совокупности. Если для малых тел эта величина составляет несколько процентов, то для планетных тел она всегда меньше 1% (Thomas, 1989). Принципиальное различие между малыми и планетными телами наблюдается и по характеру зависимости абсолютных значений высоты рельефа (h) на поверхности тела от его среднего радиуса (R_m). Для малых тел это прямо пропорциональная зависимость, которая описывается выражением $h \approx 0.13R_m^{1.1}$ (Croft, 1992). Для планетных тел, напротив, это обратная пропорциональная зависимость - $h \approx 1910R_m^{-0.9 \pm 0.2}$, т.е. чем больше радиус, тем ниже максимальный рельеф.

Физико-механические свойства малых тел определяются, прежде всего, составом и структурой, т.е. внутренним строением. По своему валовому составу малые тела подразделяются на несколько основных типов – каменные (силикатные), ледяные и металлические. Конечно, как и силикатные, малые ледяные тела тоже различаются по своему детальному составу, например, состоящие преимущественно из водного льда (большинство ледяных тел в системах Юпитера и Сатурна), либо со значительной добавкой экзотических льдов (CO, CO₂, CH₃OH, CH₄, H₂CO и др., например, некоторые малые спутники планет-гигантов, кометы, койперовские объекты и др.). По своему

строению или внутренней структуре малые тела также подразделяются на три основных типа – когерентные (coherent), бинарные (contact binaries) и рыхлые (rubble pile) (Chauvineau и др., 1991; Behrend и др., 2006; Benner и др., 2006; Kwiatkowski и др., 2007; Kryszczyńska и др., 2009; Taylor, Margot, 2011). Когерентные тела независимо от размеров состоят из одного консолидированного куска или блока породы. Бинарные тела состоят из двух, а иногда из трех или более (многокомпонентные системы - multiple systems) отдельных когерентных блоков, удерживающихся вместе силой притяжения.

Модель рыхлого тела (rubble pile), которая является крайним случаем многокомпонентной системы, представляет собой совокупность частиц или отдельных фрагментов, которые также удерживаются вместе только силой притяжения. Например, существует несколько моделей «рыхлого тела» для кометного ядра. В одном случае это фактически совокупность частиц межзвездной пыли (Asphaug, Benz, 1994; Solem, 1994; Richardson и др., 1995). Подобная модель с экстремально низкой плотностью представляет собой сильно разряженный рой частиц (Rettig и др., 1994). Либо это может быть совокупность фрагментов (например, кометозималей) самого разного размера, из которых состоит кометное ядро (Weissman, 1986; Scotti, Melosh, 1993; Weidenschilling, 1994) и которые также удерживаются вместе только силой притяжения. Модель «рыхлого тела» предполагает полное отсутствие каких-либо когезионных сил сцепления между строительными элементами. Прочность этих тел определяется только силой притяжения. Для малых тел с относительно небольшой массой это означает полное отсутствие прочности (Asphaug, Benz, 1996). Например, усилие, необходимое для разделения двух небольших совокупностей частиц (кометозималей), удерживаемых вместе под действием собственного притяжения, не превышает 8.4×10^{-5} кПа (Sin-iti, Greenberg, 2000). Но детальный анализ наблюдаемых, экспериментальных и аналитических данных показал, что предел прочности на растяжение кометного вещества и в целом кометных ядер является величиной вполне различимой, не зависит от массы, составляет около 2 кПа и преимущественно обусловлен когезией (силами Ван дер Ваальса) (Слюта, 2009).

Некоторые астероиды, например 39 Laetitia, 45 Eugenia, 107 Camilla, 25143 Itokawa и др. также, по-видимому, представляют собой рыхлые тела (Farinella и др., 1981; Farinella и др., 1982a; Fujiwara и др., 2006), т.е. сложены не монолитными породами, а обломками различных размеров. Наблюдаемая слабая корреляция между отношением полуосей и частотой вращения астероидов может объясняться некоторым уплощением и вытянутостью такого тела вследствие центробежных сил при достаточно высокой скорости вращения (Magnuson и др., 1989; Harris, Pravec, 2006). Это возможно, например, в результате раскручивания небольших астероидов диаметром до 5-10 км под действием

YORP-эффекта (Rubincam, 2000; Broz и др., 2006). В целом же форма рыхлых астероидов далека от формы эллипсоида вращения (сфероида Макларена) (Holsapple, 2001; Holsapple, 2004; Harris и др., 2009), которую они должны были бы иметь в полном соответствии с теорией гравитирующей несжимаемой вязкой жидкости (Chandrasekhar, 1969), если бы не обладали некоторой прочностью, обусловленной в том числе и когезией (Holsapple, 2004; Holsapple, 2007; Scheeres и др., 2010). При режимах приливного воздействия или вращения, близких к критическим, может лишь происходить «приливная сальтация» или левитация, т.е. перемещение частиц или фрагментов по поверхности, иногда с возможным их отрывом и образованием пылевого орбитального облака (Harris и др., 2009).

2.1. Физико-механические свойства малых тел

Прочность рыхлых тел определяется прочностью на сдвиг рыхлого грунта, которое определяется классическим уравнением Мора-Колomba (Mohr-Coulomb) - $\tau=c+\sigma\tan\phi$, где τ – сдвиговое напряжение в кПа, c – когезия, σ – приложенное нормальное напряжение, ϕ – угол внутреннего трения (Carrier и др., 1991). В русскоязычной литературе его называют уравнением Кулона (Леонович и др., 1975). На поверхности безатмосферных тел при отсутствии летучих компонентов рыхлый реголит может характеризоваться достаточно высокими значениями когезии (сцеплением частиц грунта), которая обусловлена преимущественно силами Ван дер Ваальса (Scheeres и др., 2010). Например, в месте посадки экспедиции «Аполлон-16», после удаления бурового инструмента, вертикальные стенки скважины глубиной 224 см в рыхлом реголите сохранились без осыпания практически на всю ее глубину – до 218 см (Mitchell и др., 1972), что оказалось возможным лишь при величине когезии лунного грунта не менее 1.3 кПа и угле внутреннего трения 46.5° . В целом, в зависимости от плотности, когезия лунного реголита на глубину до 60 см изменяется от 0.52 до 3 кПа (Carrier и др., 1991).

Физико-механические свойства рыхлого реголита на поверхности астероидов, да и самих рыхлых астероидов, по-видимому, не будут сильно отличаться от свойств лунного грунта. Сила тяжести здесь играет лишь второстепенную роль. Например, на глубине 50 см при естественном уплотнении под действием только силы тяжести и веса вышележащего реголита лунный грунт должен был иметь объемный вес около 1.3 г см^{-3} . Наблюдаемая плотность лунного грунта на этой глубине, равная 1.74 г см^{-3} предполагает, что лунный грунт неоднократно испытал нагрузку, превышающую 100 кПа (Carrier и др., 1973). Такое чрезмерное уплотнение или переуплотнение реголита неглубоко от поверхности невозможно объяснить собственным весом грунта, т.е. силой тяжести. Основной причиной подобного резкого изменения относительной плотности с глубиной

является мелкая метеоритная бомбардировка, которая взрыхляет поверхностный слой и, напротив, уплотняет нижележащие слои реголита. В результате распределение плотности лунного реголита с глубиной характеризуется гиперболической зависимостью с резко возрастающей плотностью в поверхностном слое (Carriger и др., 1991). Очевидно, что подобное происходит и на поверхности малых тел на протяжении всей их истории существования независимо от их массы, состава и строения. Присутствие рыхлого слоя реголита на поверхности всех исследованных с борта космических аппаратов астероидов (включая и самые маленькие из них, например, Гаспра, Эрос, Итокава, Дактил и Штейн), подтверждает это, поскольку реголит сам является непосредственным продуктом метеоритной бомбардировки.

Следует также добавить, что упругие свойства слоя рыхлого реголита на поверхности Луны характеризуются распространением упругих продольных и поперечных волн, хотя и с существенно меньшей скоростью, чем в подстилающих скальных породах, что позволило, например, оценить мощность реголита в местах посадок экспедиций «Аполлон». Как известно, поперечные волны в неупругих жидких средах не распространяются. Таким образом, малые тела в зависимости от состава и строения (например, когерентные и рыхлые тела) могут значительно различаться своими физико-механическими свойствами, но при этом и те и другие характеризуются всеми необходимыми параметрами твердых упругих тел, включая прочность. Необходимо отметить, что и когерентные каменные астероиды не идеальны и, как правило, характеризуются повышенной пористостью и трещиноватостью по сравнению с метеоритами аналогичного состава (Belton и др., 1996; Veverka и др., 1997; Britt, Consolmagno, 2000; Britt и др., 2001; Britt и др., 2002; Abe и др., 2006; Rosenblatt и др., 2008; Decamps и др. 2009a; Decamps и др. 2009b; Burchell и др., 2010).

2.2. Гипотеза крипа в малых телах Солнечной системы

Механизм крипа или ползучести внешне похож на пластическое течение, но если пластическая деформация происходит только при величине напряжений, превышающих предел текучести материала при данной температуре, то ползучесть проявляется при длительной нагрузке и при напряжениях, напротив, не превышающих предел текучести (Ржевский, Новик, 1973). Гравитационная нагрузка в малых телах в виде девиаторных напряжений, ответственных за сдвиговую деформацию и обусловленных массой и неравновесной фигурой тел, постоянна и фактически существует с момента их образования (Slyuta, Voropaev, 1997; Слюта, 2009; Слюта, 2013). Изменение механических характеристик пород малых тел при длительном воздействии нагрузок, в том числе и

ниже предела текучести, определяется их реологическими свойствами. Чем длительнее воздействие на породы гравитационной нагрузки, тем могут слабее становиться упругие свойства пород, уменьшается предел текучести и тем сильнее проявляются их пластические свойства. Первоначальные упругие деформации постепенно переходят в пластические, и в результате ползучести при постоянной деформации может происходить постепенное снижение напряжений, т.е. релаксация.

Поскольку теоретически эквипотенциальной поверхностью гравитационного поля точечной массы является сфера, то неправильная фигура малого тела под действием крипа или пластической деформации должна постепенно превратиться в шарообразную (Johnson, McGetchin, 1973). Чем больше масса малого тела одного и того же состава, тем выше девиаторные напряжения, ответственные за деформацию, тем ближе к шарообразной должна быть его фигура. Таким образом, если у малых тел отсутствует предел прочности и основным механизмом гравитационной деформации малых тел является крип, то характер перехода между малыми и планетными телами должен быть постепенным, т.е. должна наблюдаться постепенная релаксация фигуры малых тел в зависимости от времени и массы (Johnson, McGetchin, 1973; Симоненко, 1979; Farinella и др., 1982b; Farinella и др., 1983; Farinella и др., 1985).

Пластическая деформация малых тел под действием силы гравитации известна как гравитационная деформация (Слюта, Воропаев, 1992; Slyuta, Voropaev, 1997). Трехосная фигура малого тела - это наибольшая волновая неоднородность гравитационного поля малого тела, т.е. неоднородность первого порядка, которая при гравитационной деформации компенсируется и релаксирует в первую очередь. Именно от этой неоднородности, т.е. неравновесности фигуры тела, и зависит распределение девиаторных напряжений в малом теле (Slyuta, Voropaev, 1997). Крупнейшие кратеры и рельеф на малом теле, это уже неоднородности второго и меньших порядков в зависимости от их относительных размеров (региональные, локальные). Объемное гравитационное сжатие на начальном этапе сопровождается уплотнением вещества малых тел, закрытием пор и трещин, т.е. «залечиванием» дефектов строения. Данные экспериментальных исследований показывают, что в горных породах эти процессы наиболее интенсивно идут при увеличении давлений в пределах от 0.1 до 50 МПа (Протождяконов и др., 1981).

При дальнейшем объемном сжатии в малых телах с достаточной массой и при отсутствии крипа предел прочности малых тел будет обеспечиваться уже пределом прочности или текучести «залеченных» монолитных пород когерентных малых тел, или монолитных фрагментов пород бинарных и рыхлых малых тел независимо от их строения. Т.е. в данном случае предел текучести будет определяться только минеральным составом

и текстурой монолитной породы данного состава при данной температуре. Предел прочности определяется величиной сжимающих (предел прочности на сжатие) или растягивающих (предел прочности на растяжение) напряжений, при которых происходит разрушение породы. Предел упругости или предел текучести определяется величиной напряжений, при которых наблюдается остаточная деформация. Для металлических тел (например, железных метеоритов) предел текучести определяется величиной напряжений при остаточной деформации 0.2% (Слюта, 2013). Предел текучести горных пород обычно либо совпадает, либо несколько меньше предела прочности на сжатие и находится в пределах отношения этих величин как 0.8:1 (Баюк, Лебедев, 1988; Баюк и др., 1988; Slyuta, Voropaev, 1997).

При превышении в данной точке девиаторными напряжениями предела текучести начинается гравитационная пластическая деформация, когда разрушение горных пород происходит за пределами области упругих деформаций – в области пластического состояния, характеризующегося появлением в породах значительных остаточных деформаций (Ржевский, Новик, 1973; Slyuta, Voropaev, 1997). Пластическая деформация сопровождается развитием характерных структур и статических двойников минералов в зависимости от преобладающего механизма деформации - межзернового (катаклаза) и (или) внутризернового (по плоскостям двойникования и скольжения) (Гарбер и др., 1963; Nicolas, 1987; Slyuta, Voropaev, 1997). Предпочтительность пластических деформаций при больших всесторонних давлениях, к которым относится и объемное гравитационное сжатие, объясняется тем, что в этих условиях более легко проявляются внутризерновые движения и смещения, не приводящие к нарушению сплошности и возникновению трещиноватости, т.е. к разрушающим деформациям (Ржевский, Новик, 1973; Nicolas, 1987). Итак, природа сама поставила уникальный эксперимент, где в качестве пресса объемного сжатия служит гравитация, а в качестве исследуемых образцов представлены малые тела Солнечной системы различного состава и различной массы.

2.3. Форма малых тел S-типа

Малые тела, представленные метеоритами и астероидами, имеют тесную связь. Астероиды не только являются родительскими телами метеоритов, но и малые астероиды фактически представляют собой гигантские метеориты (метеороиды), а крупные метеороиды являются самыми малыми астероидами (Кринов, 1951). Неправильная фигура обломков описывается тремя главными осями a , b и c (от длинной к короткой) (Барон, 1960; Fujiwara и др., 1978). В сводной таблице 2.1 представлены данные по размерам всех собранных фрагментов метеорита Царев, являющегося по составу обыкновенным хондритом (Хотинок, 1982; Зоткин, 1982; Зоткин, Цветков, 1984; Зоткин и др., 1987).

Таблица 2.1. Размеры и форма фрагментов метеорита Царев

№	Номер образца	Размеры, см			Масса, г	Плотность, г см ⁻³
		<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>		
1	15380	44.0	33.0	29.0	52800	
2	15381	46.0	29.0	29.0	58500	
3	15382	51.0	35.0	32.0	72900	
4	15383	46.0	31.0	26.0	67800	
5	15384	28.0	28.0	23.0	24800	3.51
6	15385	37.0	26.0	23.0	26600	
7	15386	33.0	28.0	25.0	41800	
8	15387	45.0	41.0	29.0	80400	
9	15388	75.0	63.0	29.0	283800	
10	15389	36.0	30.0	26.0	40000	
11	15390	50.0	38.0	31.0	104200	
12	15391	31.0	25.0	21.0	25100	3.28
13	15392	31.0	22.0	21.0	18700	
14	15393	28.0	28.0	20.0	24500	
15	15394	40.0	27.0	26.0	50000	
16	15395	25.0	12.0	8.0	2200	
17	15396	32.0	22.0	17.0	14811	3.40
18	15397	16.0	11.0	9.0	2205	3.32
19	15398	26.0	17.0	9.0	8622	3.44
20	15399	14.0	10.0	8.0	1900	
21	15400	35.0	27.0	25.0	46000	
22	15401	27.0	20.0	13.0	12687	3.26
23	15402	18.0	16.0	10.0	7652	3.50
24	15403	28.0	22.0	18.0	17803	3.48
25	15404	26.0	20.0	14.0	13747	3.48
26	15405	10.0	9.0	4.0	760	3.33
27	15487	34.4	28.0	12.5	18300	3.48
28	15488	25.5	25.0	15.2	13100	3.50
29	15489	36.7	25.1	14.5	19300	3.51
30	15490	31.0	29.0	19.5	28600	3.50
31	15491	21.4	12.8	11.4	5690	3.33
32	15492	21.3	13.0	12.0	5400	3.23
33	15493	19.8	16.2	10.8	4410	3.49
34	15494	24.6	17.3	15.9	7950	3.35
35	15495	16.4	12.3	9.5	2920	3.27
36	15496	11.4	7.3	6.6	877	3.55
37	15497	10.5	9.4	7.5	832	3.49
38	15498	23,9	14.7	11.0	6270	3.53
39	15499	3.6	2.8	2.8	50	3.41
40	15500	23.4	18.4	16.6	9750	3.49
41	15501	7.3	5.6	4.5	251	3.38
42	15502	10.5	6.5	5.8	631	3.37
43	15503	6.3	5.1	4.2	251	3.40
44	15504	6.5	5.8	5.1	346	3.30
45	15557	44.1	17.7	10.8	13540	3.26
46	15558	23.4	29.6	13.2	8877	3.40
47	15559	20.1	19.3	9.9	4985	3.52
48	15560	24.2	16.9	14.3	9059	3.34
49	15561	16.3	12.1	9.6	2520	3.34
50	15562	12.8	11.8	8.3	1894	3.38
51	15563	12.9	10.5	7.8	1681	3.54
52	15564	12.6	8.4	7.9	1235	3.38
53	15565	6.8	6.0	4.5	275	3.22
54	15566	4.8	3.9	2.3	79	3.29
55	15567	10.0	7.5	7.5	983	3.45
56	15568	16.8	11.4	9.7	2610	3.54
57	15569	13.6	11.2	8.3	1980	3.43
58	15570	10.5	7.0	6.7	815	3.52
59	15571	16.3	10.3	8.3	2522	3.52
60	15572	36.9	26.0	14.3	19080	3.39
61	15573	14.3	10.0	9.6	2388	3.52
62	15574	23.0	16.3	15.5	9102	3.51
63	15575	26.6	21.2	15.8	14680	3.32
64	15576	13.1	11.2	6.1	1538	3.51
65	15602	2.4	1.9	1.2	10	3.38
66	15603	4.0	2.6	1.2	15	3.20
67	15604	1.5	1.0	0.8	2	-
68	15605	2.6	1.9	1.1	11	3.23
69	15606	5.7	4.5	2.8	107	3.27

Многие образцы метеорита Царев имеют полиэдрическую форму с хорошо выраженными гранями, по которым происходило дробление в атмосфере (Хотинок, 1982). Большинство фрагментов метеорита (если не все) являются индивидуальными экземплярами, которые обычно характеризуются аэродинамической формой и наличием граней, типичных для индивидуальных экземпляров. В ряде случаев на поверхности фрагментов присутствуют реликты регмаглиптов.

Среднее значение распределения главных полуосей фрагментов метеорита Царев составляет $b/a=0.76$, $c/a=0.59$ (табл. 2.1), а отношение между полуосями - $a:b:c=1.7:1.3:1$. Интересно, что длинная ось фигуры фрагмента совпадает с направлением длинной оси эллипсоида анизотропии физико-механических свойств обыкновенных хондритов (Slyuta и др., 2009). Для образцов массой менее 1 кг (табл. 2.1) соотношение полуосей $a:b:c$ соответствует 1.7:1.3:1, для образцов массой 1-10 кг - $a:b:c=1.8:1.3:1$, а для образцов массой более 10 кг - $a:b:c=1.7:1.3:1$. Таким образом, морфометрический параметр (среднее отношение полуосей) фрагментов метеорита практически не зависит от массы и размера фрагментов и является величиной постоянной, характерной как для данного метеорита, так и, вероятно, для обыкновенных хондритов в целом. Следует подчеркнуть, что полиэдрическая или пирамидальная форма с различным числом граней является преобладающей для фрагментов всех обыкновенных хондритов (Кринов, 1955). Известно, что морфометрический параметр обломков является постоянным и стабильным показателем для каждого типа земной горной породы при определенных условиях разрушения (например, взрывных) (Барон, 1960).

Спектральным аналогом обыкновенных хондритов в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне являются астероиды S-класса (Charman, 1996; Burbine, 2000; Burbine, Binzel, 2002; Burbine и др., 2002). Частицы реголита, доставленные АМС «Хаябуся» (Hayabusa) с астероида S-типа 25143 Итокава (Itokawa), по составу относятся к обыкновенным хондритам LL-типа (Nakamura, и др., 2011). Процессы космического выветривания частиц реголита на поверхности астероидов, связанные с ионизирующим облучением поверхности минералов ионами солнечного ветра и образованием в радиационно-индуцированном аморфном слое на поверхности минералов нанопазы восстановленного металлического железа, преобразовывают спектр необлученных образцов обыкновенных хондритов в классический спектр астероидов класса S (Charman, 1996; Noguchi и др., 2011). Кроме астероида Итокава с помощью космических аппаратов были также получены изображения и данные по плотности и составу S-астероидов 243 Ида (Ida) (диаметр $59.8 \times 25.4 \times 18.6$ км) (Belton и др., 1994; Belton и др., 1996), 433 Эрос

(Eros) (диаметр $35.1 \times 11.3 \times 7.0$ км) (Zuber и др., 2000) и 951 Гаспра (Gaspra) (диаметр $18.2 \times 10.5 \times 8.9$ км) (Thomas и др., 1994) (рис. 2.1).

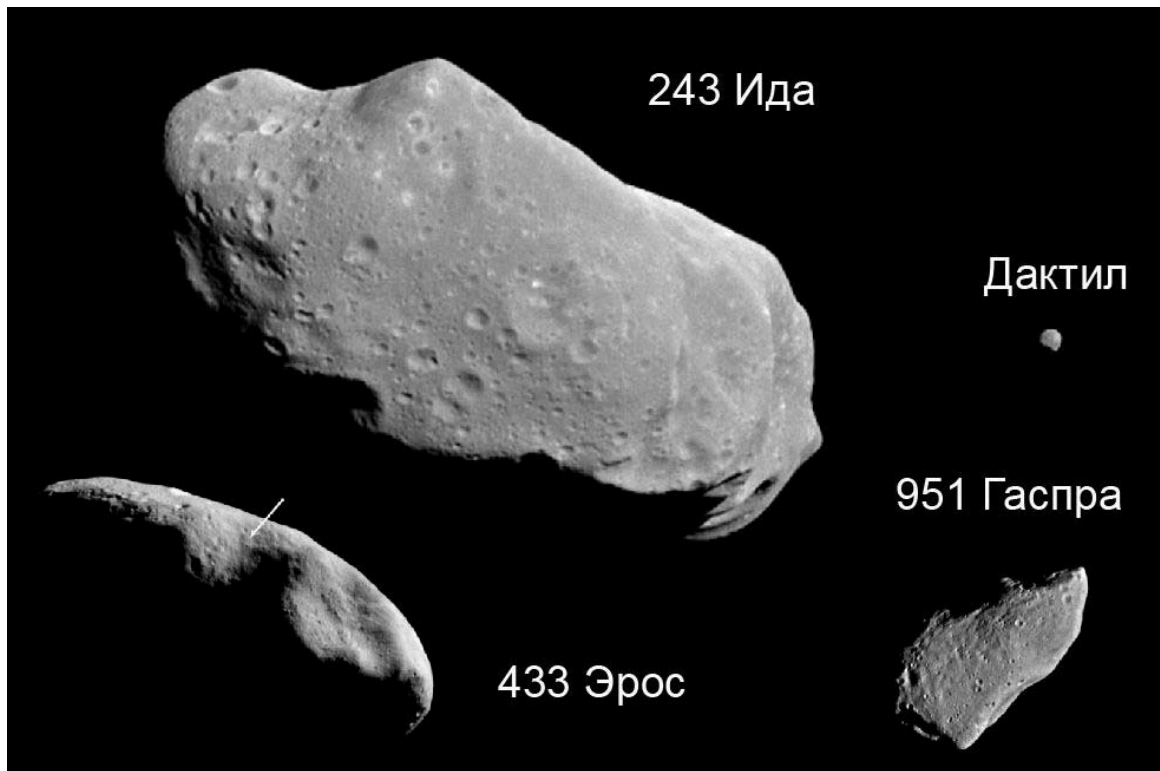


Рис. 2.1. S-астероиды 243 Ида (диаметр $59.8 \times 25.4 \times 18.6$ км) со спутником Дактил (диаметр $1.6 \times 1.4 \times 1.2$ км), 433 Эрос (диаметр $35.1 \times 11.3 \times 7.0$ км) и Гаспра (диаметр $18.2 \times 10.5 \times 8.9$ км). Астероиды показаны в едином масштабе. Стрелкой на астероиде 433 Эрос показано место посадки АМС «NEAR». Фото АМС «Galileo» и «NEAR», NASA.

В таблице 2.2 приведены известные морфометрические параметры для 54 S-астероидов. Типичная фигура малого тела, также как и обычных обломков, аппроксимируется трехосным модельным эллипсоидом с осями $a > b \geq c$ (Thomas, 1989). В некоторых особо сложных случаях, как, например, металлический астероид Клеопатра, который имеет форму гантели, может использоваться динамически эквивалентный равнообъемный трехосный эллипсоид (Ostro и др., 2000). Форма малых тел является продуктом длительной столкновительной эволюции, т.е. таких механических процессов, как экскавация и дробление. Очевидно, что вероятность существования малых тел с идеальной формой куриного яйца или бильярдного шара близка к нулю. Наличие в указанной таблице астероидов с равными осями b и c объясняется, как правило, современной точностью и разрешением используемых методов дистанционного наблюдения. В более ранних публикациях с менее точными методами измерений можно обнаружить совсем другие параметры, и несколько другие размеры.

Табл. 2.2. Размеры и форма астероидов S-типа

№	Астероид	Средний радиус, км	b/a	c/a	Плотность, г см ⁻³	Литература
1	3 Juno	122	0.83	0.61	2.13±0.62	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
2	6 Hebe	96	0.95	0.89	3.81±0.50	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
3	7 Iris	104	0.90	0.76	2.66 +2.55/-0.87	Ostro и др., 2010
4	8 Flora	70.5	0.94	0.84		Торппа и др., 2008
5	9 Metis	85	0.79	0.59	3.60±0.87	Marchis и др., 2006; Торппа и др., 2003; Carry, 2012
6	12 Victoria	58.5	0.82	0.71	2.45±0.67	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
7	15 Eunomia	130	0.71	0.59	3.54±0.20	Magri и др., 2007; Carry, 2012
8	17 Thetis	46.5	0.81	0.79	4.48±1.48	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
9	18 Melpomene	74	0.85	0.77	2.15±0.88	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
10	20 Massalia	75.5	0.86	0.64	3.71±1.05	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
11	23 Thalia	53	0.90	0.69	3.07±0.31	Magri и др., 2007; Carry, 2012
12	25 Phocaea	38	0.85	0.53	2.21±0.44	Magri и др., 2007; Carry, 2012
13	28 Bellona	55	0.79	0.66	3.95±1.28	Magri и др., 2007; Carry, 2012
14	29 Amphitrite	109.5	0.93	0.93	2.38±0.51	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
15	32 Pomona	41	0.78	0.71		Торппа и др., 2008
16	37 Fides	55	0.91	0.87		Торппа и др., 2003
17	39 Laetitia	79.5	0.78	0.67	2.47±0.63	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
18	42 Isis	53.5	0.93	0.86	2.78±0.93	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
19	43 Ariadne	32.5	0.66	0.50		Торппа и др., 2008
20	60 Echo	30	0.85	0.85	2.78±0.33	Magri и др., 2007; Carry, 2012
21	63 Ausonia	54	0.60	0.58	3.46±0.86	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
22	79 Eurynome	34	0.93	0.90		Торппа и др., 2008
23	101 Helena	33	0.89	0.89		Magri и др., 2007
24	115 Thyra	41.5	0.93	0.81		Торппа и др., 2008
25	158 Koronis	19.5	0.75	0.51		Торппа и др., 2008
26	167 Urda	21	0.84	0.78		Торппа и др., 2008
27	182 Elsa	22	0.52	0.52		Magri и др., 2007
28	192 Nausikaa	47	0.77	0.70		Magri и др., 2007
29	196 Philomela	73	0.98	0.98	2.48±1.02	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
30	198 Ampella	26.5	0.82	0.82		Marchis и др., 2006
31	208 Lacrimosa	22	0.85	0.65		Торппа и др., 2008
32	218 Bianca	31	0.60	0.39		Торппа и др., 2008
33	230 Athamantis	56.5	0.90	0.88	2.69±0.43	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
34	243 Ida	15.7	0.42	0.31	2.6±0.5	Thomas и др., 1996; Belton и др., 1996
35	Dactyl (спутник 243 Ida)	0.7	0.88	0.75		Veverka и др., 1996
36	264 Libussa	25	0.82	0.82		Marchis и др., 2006
37	270 Anahita	24	0.81	0.61		Magri и др., 2007
38	277 Elvira	14.5	0.69	0.63		Торппа и др., 2008
39	306 Unitas	24.5	0.81	0.71		Торппа и др., 2008
40	311 Claudia	13.5	0.55	0.48		Торппа и др., 2008
41	321 Florentina	15.5	0.72	0.55		Торппа и др., 2008
42	349 Dembowska	71.5	0.82	0.62	2.23±1.01	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
43	354 Eleonora	83	0.83	0.76	3.73±1.39	Magri и др., 2007; Carry, 2012
44	376 Geometria	18.5	0.94	0.91		Торппа и др., 2008
45	433 Eros	8.46	0.32	0.20	2.67±0.03	Zuber и др., 2000; Thomas и др., 2002
46	532 Herculina	102	0.91	0.76	2.12±0.53	Magri и др., 2007; Carry, 2012
47	534 Nassovia	18.5	0.81	0.58		Торппа и др., 2008
48	584 Semiramis	28	0.93	0.65		Торппа и др., 2008
49	622 Esther	15	0.60	0.60		Magri и др., 2007
50	674 Rachele	45	0.91	0.91		Marchis и др., 2006
51	675 Ludmilla	175	0.96	0.78		Торппа и др., 2008
52	720 Bohlinia	18.5	0.76	0.55	2.74±0.56	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
53	951 Gaspra	6.1	0.58	0.49		Thomas и др., 1994
54	1036 Ganymed	20.5	0.99	0.83		Торппа и др., 2008

Отношение главных полуосей астероидов S-типа соответствует $a:b:c=1.45:1.16:1$, и $b/a=0.80$, $c/a=0.69$. По своим морфометрическим параметрам S-астероиды располагаются рядом с обыкновенными хондритами (рис. 2.2), но характеризуются менее вытянутой (относительно главной наибольшей оси) формой, близкой к вытянутому двухосному эллипсоиду (prolate ellipsoid) (рис. 2.2).

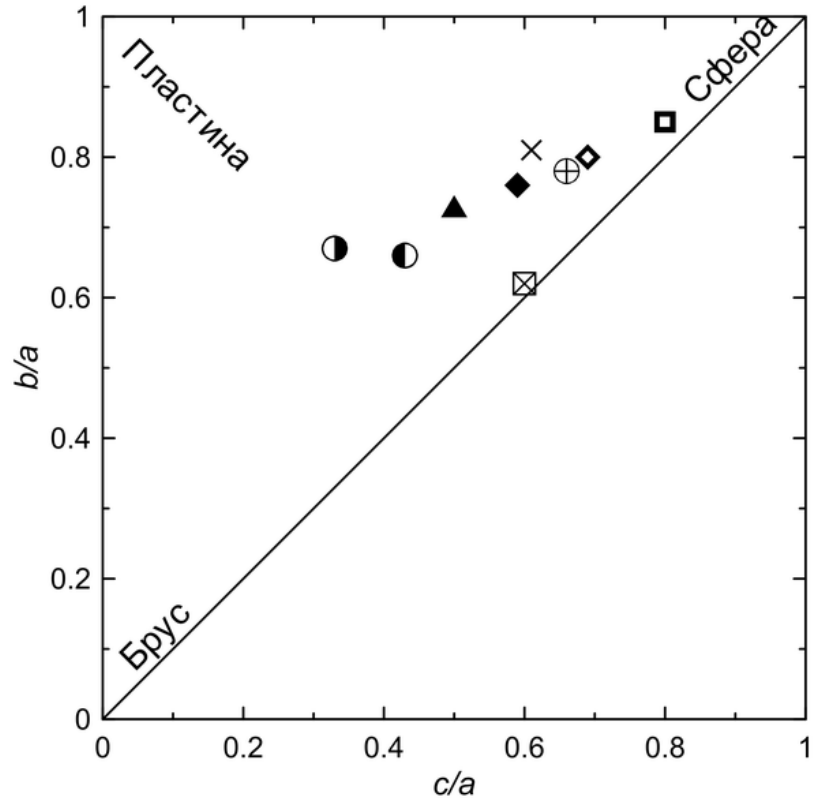


Рис. 2.2. Морфометрические параметры обыкновенных хондритов, железных метеоритов, астероидов S- и C-типа, металлических астероидов, и малых ледяных тел: \blacklozenge - обыкновенные хондриты; \blacklozenge - астероиды S-типа; \blacksquare - астероиды C-типа; \blacktriangle - обломки базальта; \bullet - железный метеорит Сихотэ-Алинь; \bullet - железный метеорит Чинге; \oplus - металлические астероиды без учета астероида 216 Клеопатра; \times - малые ледяные тела; \boxtimes - койперовские объекты.

На рис. 2.3 показана зависимость формы S-астероидов от массы, которая по сравнению с зависимостью от размеров является гораздо более информативной, поскольку диапазон изменения массы простирается в данном случае на 8 порядков, в то время как размеры различаются не многим более одного порядка. При расчетах массы плотность S-астероидов с неизвестной массой принималась равной 2.92 г см^{-3} , которая является средним значением для S-астероидов с известной плотностью (табл. 2.2). Как и в случае обыкновенных хондритов, какая-либо отчетливая и явная зависимость формы S-

астероидов от размеров и массы также отсутствует. Наблюдаемый дефицит астероидов малых размеров и массы на рис. 2.3 обусловлен известной избирательностью дистанционных наблюдений, когда существующие методы позволяют исследовать пока только достаточно крупные объекты. Приведенные на рис. 2.3 данные по нескольким самым малым астероидам (Дактил, Гаспра, Эрос и Ида) получены с помощью космических аппаратов и, конечно, не отражают объективной зависимости в диапазоне малых масс.

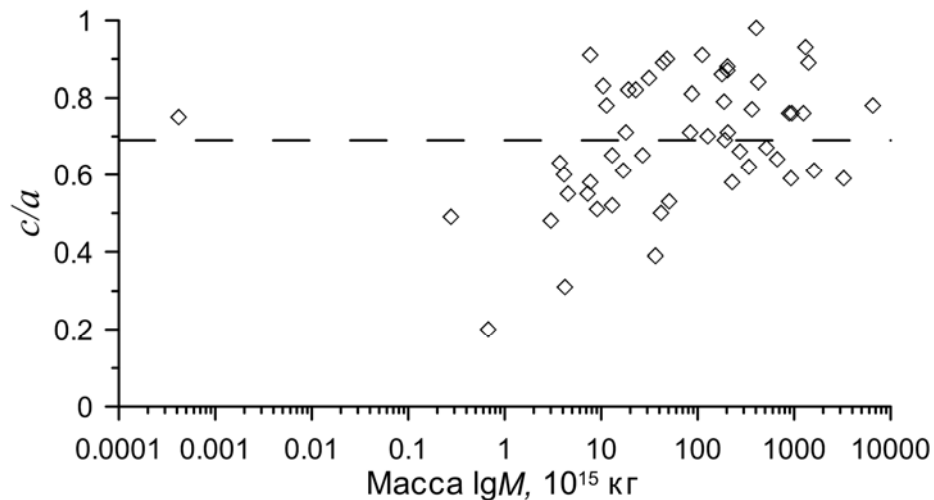


Рис. 2.3. Распределение формы астероидов S-типа в зависимости от массы тел.

2.4. Форма малых тел C-типа

Метеоритным спектральным аналогом астероидов C-класса в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне преимущественно являются углистые хондриты (Burbine, 2000; Burbine, Binzel, 2002; Burbine и др., 2002). Типичными представителями малых тел C-типа, достаточно хорошо исследованных непосредственно с борта космических аппаратов, являются спутники Марса Фобос и Деймос (диаметр $26.1 \times 22.2 \times 18.6$ и $15.6 \times 12.0 \times 10.2$ км соответственно) (Thomas и др., 1993; Rosenblatt и др., 2008), спутник Юпитера Гималия (диаметр 150×120 км) (Pogso и др., 2003) и C-астероид 253 Матильда (Matilde) (диаметр $66 \times 48 \times 46$ км) (Veverka и др., 1997; Britt, Consolmagno, 2000) (рис. 2.4).

Была проанализирована форма 60 тел C-типа (табл. 2.3). Малые тела C-типа, включая C-астероиды, спутники Марса и Юпитера, среднее отношение полуосей которых составляет $a:b:c=1.25:1.06:1$ и $b/a=0.85$, $c/a=0.80$ (табл. 2.3) характеризуются менее вытянутой формой, чем S-астероиды (рис. 2.2). Распределение параметров фигуры малых тел с составом C-астероидов от размеров и массы также не зависит (рис. 2.5). При расчетах массы плотность C-астероидов с неизвестной массой принималась равной среднему значению (1.79 г см^{-3}) для астероидов с известной плотностью (табл. 2.3).

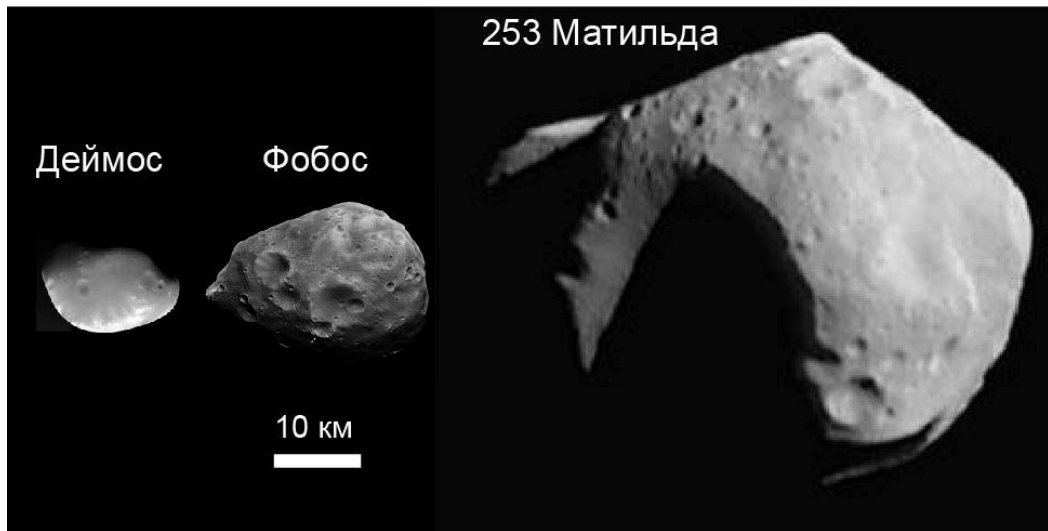


Рис. 2.4. Малые тела С-типа, спутники Марса Деймос и Фобос, астероид 253 Матильда. Фото АМС «Mars Express» (ESA) и «NEAR» (NASA).

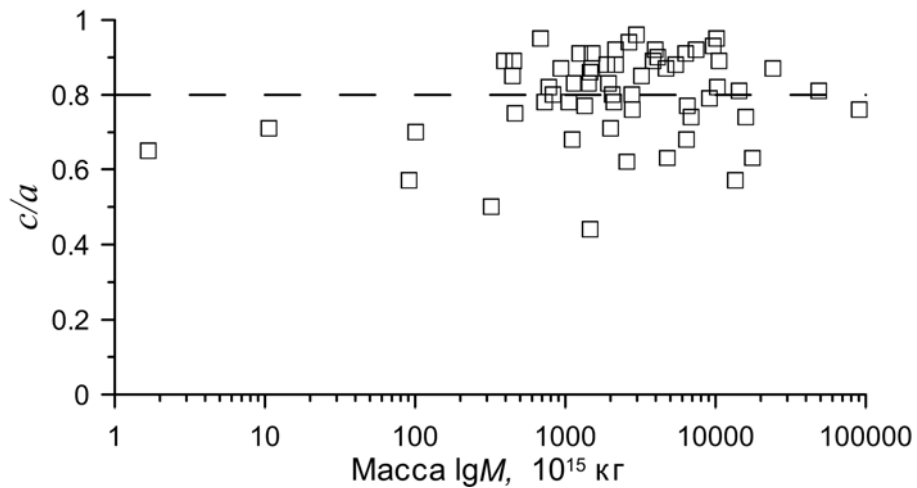


Рис. 2.5. Распределение формы малых тел С-типа в зависимости от массы тел.

Экспериментальные данные по аналогичному распределению отношений главных полуосей для осколков базальтовой мишени, полученные при обстреле мишени высокоскоростным ударником, характеризуется выраженным нормальным распределением полуосей $2:\sqrt{2}:1$, или средним отношением $b/a=0.73$, $c/a=0.50$ (Fujiwara и др., 1978). По своим морфометрическим параметрам базальтовые осколки более далеки от изометричной формы двухосного вытянутого эллипсоида, чем обыкновенные хондриты, S- и C-астероиды (рис. 2.2). Наблюдается явная корреляция формы силикатных тел в зависимости от их прочности. Так, если предел прочности на сжатие базальтов находится в интервале 150-350 МПа (Slyuta, Voropaev, 1997), то обыкновенных хондритов и, соответственно, S-астероидов в интервале 105-203 МПа, а углистых хондритов – 35-85

Таблица 2.3. Размеры и форма малых тел С-типа

№	Астероид	R ср., км	b/a	c/a	Плотность, г см ⁻³	Литература
1	Спутник Марса Фобос	11.11	0.85	0.71	1.86±0.06	Thomas и др., 1993; Rosenblatt и др., 2008
2	Спутник Марса Деймос	6.24	0.77	0.65	1.65±0.30	Thomas и др., 1993; Rosenblatt и др., 2008
3	Спутник Юпитера Гималия (Himalia)	65	0.80	0.80		Porco и др., 2003
4	10 Hygiea	214.5	0.78	0.76	2.19±0.42	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
5	13 Egeria	114	0.89	0.89	1.70±0.86	Magri и др., 2007; Carry, 2012
6	19 Fortuna	110	0.86	0.82	1.85±0.35	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
7	31 Euphrosyne	140	0.91	0.57	1.18±0.61	Magri и др., 2007; Carry, 2012
8	36 Atalante	52	0.78	0.78		Magri и др., 2007
9	38 Leda	58	0.86	0.86		Magri и др., 2007
10	41 Daphne	91	0.83	0.68	2.03±0.32	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
11	45 Eugenia	107	0.91	0.74	1.34±0.29	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
12	50 Virginia	50	0.87	0.87		Magri и др., 2007
13	52 Europa	156	0.91	0.87	1.52±0.39	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
14	53 Kalypso	57.5	0.83	0.83		Magri и др., 2007
15	54 Alexandra	85.5	0.87	0.79	3.50±2.11	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
16	66 Maja	35	0.60	0.50		Magri и др., 2007
17	85 Io	78.5	0.98	0.94	1.31±0.77	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
18	88 Thisbe	100	0.96	0.81	3.44±0.84	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
19	90 Antiope A	43.9	0.94	0.89	1.28±0.04	Decamps и др., 2009b; Burchell и др., 2010
20	90 Antiope B	41.9	0.93	0.89	1.28±0.04	Decamps и др., 2009b; Burchell и др., 2010
21	93 Minerva	73	0.99	0.96	1.83±1.10	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
22	94 Aurora	82	0.90	0.90		Marchis и др., 2006
23	102 Miriam	39.5	0.75	0.75		Marchis и др., 2006
24	104 Klymene	133	0.63	0.63		Marchis и др., 2006
25	107 Camilla	118.5	0.75	0.74	2.28±0.29	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
26	109 Felicitas	45	0.95	0.95		Magri и др., 2007
27	111 Ate	68	0.91	0.91	1.15±0.32	Magri и др., 2007; Carry, 2012
28	121 Hermione	93.5	0.63	0.63	1.4±0.5/-0.2	Decamps и др. 2009a
29	127 Johanna	59	0.85	0.85	3.75±1.68	Magri и др., 2007; Carry, 2012
30	128 Nemesis	94	0.91	0.91	1.82±0.79	Magri и др., 2007; Carry, 2012
31	130 Elektra	94.5	0.85	0.77	1.84±0.22	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
32	137 Meliboea	72	0.84	0.76		Magri и др., 2007
33	145 Adeona	76	0.92	0.92	1.18±0.34	Magri и др., 2007; Carry, 2012
34	165 Loreley	80	0.98	0.89		Торппа и др., 2008
35	173 Ino	79.5	0.96	0.87	2.23±1.47	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
36	175 Andromache	53.5	0.83	0.83		Marchis и др., 2006
37	194 Prokne	76	0.88	0.88	1.03±0.16	Marchis и др., 2006; Carry, 2012
38	211 Isolda	72	0.92	0.92	2.54±1.41	Magri и др., 2007; Carry, 2012
39	253 Matilde	26.5	0.73	0.70	1.3±0.2	Veverka и др., 1997
40	266 Aline	55	0.91	0.91		Magri и др., 2007
41	313 Chaldaea	48	0.80	0.80		Magri и др., 2007
42	324 Bamberga	115	0.93	0.93	1.52±0.20	Drummond и др., 2008; Carry, 2012
43	360 Carlova	58	0.66	0.44		Zhang и др., 2007
44	372 Palma	97.5	0.96	0.88	1.40±0.18	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
45	405 Thia	63	0.87	0.87	1.44±0.30	Magri и др., 2007; Carry, 2012
46	423 Diotima	108.5	0.93	0.92	1.39±0.50	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
47	444 Gypsis	82	0.87	0.72		Magri и др., 2007
48	451 Patientia	115	0.98	0.95	1.60±0.80	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
49	488 Kreusa	75	0.83	0.83	1.10±0.54	Magri и др., 2007; Carry, 2012
50	490 Veritas	65.5	0.78	0.78		Marchis и др., 2006
51	505 Cava	53	0.82	0.68		Magri и др., 2007
52	511 Davida	168.5	0.90	0.81	2.43±0.79	Торппа и др., 2008; ; Carry, 2012
53	554 Peraga	51	0.82	0.82	1.40±0.15	Magri и др., 2007; Carry, 2012
54	654 Zelinda	64	0.77	0.77	1.23±0.19	Magri и др., 2007; Carry, 2012
55	690 Wratislavia	70	0.89	0.62		Торппа и др., 2008
56	694 Ekard	46	0.89	0.78		Торппа и др., 2008
57	776 Berbericia	76	0.89	0.88	1.18±1.46	Торппа и др., 2008; Carry, 2012
58	804 Hispania	61	0.80	0.80	2.93±1.06	Marchis и др., 2006; Carry, 2012
59	914 Palisana	39	0.85	0.85		Magri и др., 2007
60	1963 Bezevec	23	0.57	0.57		Magri и др., 2007

МПа (Слюта, 2014), т.е. чем меньше прочность – тем меньше вытянутость фигуры по длинной оси (рис. 2.2). Оценить средние морфометрические параметры для астероидов Х-типа из-за широкого изменения их состава от каменных до железных и отсутствия необходимого количества данных по определенному составу, кроме металлического (см. ниже), пока не представляется возможным.

2.5. Форма металлических астероидов

Морфометрические параметры железного метеорита Сихотэ-Алинь были измерены для 824 индивидуальных фрагментов метеоритного дождя массой от 5 до 500 г (Зоткин, Цветков, 1983). Средние отношения главных полуосей фрагментов железного метеорита Сихотэ-Алинь составляет $b/a=0.66$, $c/a=0.43$, или 3:1.5:1. Среднее отношение главных полуосей фрагментов железного метеорита Чинге, измеренное для 146 фрагментов массой от 80 г до 20 кг, составляет $b/a=0.67$, $c/a=0.33$, или 2.4:2.0:1 (Зоткин, Цветков, 1983). Фрагменты железных метеоритов Чинге и Сихотэ-Алинь очень близки по своим морфометрическим параметрам и характеризуются сильно удлинённой и плоской формой, при этом фрагменты метеорита Чинге при той же относительной ширине характеризуются несколько меньшей толщиной, т.е. более плоские (рис. 2.2). Аналогов железных метеоритов по морфометрическим параметрам фрагментов среди земных горных пород и руд, по крайней мере, представленных в работе (Барон, 1960), нет. По своей морфологии, железные метеориты сильно отличаются от всех каменных тел, включая и базальтовые обломки, которые располагаются между обыкновенными хондритами и железными метеоритами (рис. 2.2).

Если спектральные исследования в инфракрасной области спектра дают информацию о размерах зерен реголита, о пористости и о составе реголита на поверхности астероида, то радарные исследования астероидов позволяют идентифицировать металлические астероиды, а также получить информацию о пористости реголита и мощности реголитового слоя (Ockert-Bell и др., 2008). Прямая зависимость величины радарного альбедо от плотности состава астероида позволяет по данным радарных наблюдений выделять металлические астероиды с высоким содержанием металла (Fe, Ni), железокаменные астероиды с умеренным содержанием металла и силикатные астероиды с низким содержанием металла (Shepard и др., 2010). Из 19 исследованных астероидов М и Х-типа только 7 объектов (16 Психея (Psyche), 129 Антигона (Antigone), 216 Клеопатра (Cleopatra), 347 Париана (Pariana), 758 Манкуния (Mancunia), 779 Нина (Nina) и 785 Зветана (Zwetana)) имеют характерное для металлических астероидов высокое радарное альбедо. Высокое среднее значение

радарного альbedo металлических астероидов, равное 0.41 ± 0.13 , и обусловленное высокой плотностью и, соответственно, высоким содержанием в поверхностном слое реголита металла, примерно в три раза выше альbedo астероидов S-типа (Shepard и др., 2010). Среднее значение радарного альbedo остальных астероидов в два раза меньше – 0.20 ± 0.6 . Предполагаемыми аналогами этих астероидов являются железокремнистые метеориты, энстатитовые хондриты, углистые хондриты (CI, CM) и углистые хондриты с высоким содержанием металла (CH, CB) (Shepard и др., 2010). Радарное альbedo M-астероида 224 Океана (0.25) оказалось примерно в два раза ниже альbedo, характерных для металлических астероидов и больше соответствует энстатит-хондритовому составу (Shepard и др., 2010).

На основе синтеза радарных и спектральных данных в видимом и инфракрасном диапазоне и сравнительного анализа со спектрами метеоритов из библиотеки спектров RELAB (Pieters, 1983) для 22 астероидов M-типа были подобраны 5 основных аналогов метеоритов (Ockert-Bell и др., 2010). Это железные метеориты (IM), железокремнистые метеориты (SIM), энстатитовые хондриты с низким и повышенным содержанием металла (EC), углистые хондриты с повышенным содержанием металла (CH и CB) и углистые хондриты с низким содержанием металла (CI и CM). По классификациям (Bus, Binzel, 2002) и (DeMeo и др., 2009) все исследуемые астероиды относятся к классам Xc и Xk. Из 7 астероидов, характеризующихся по радарным данным высоким содержанием металла, 6 астероидов по данным сравнительного спектрального анализа подтвердили свой металлический состав, соответствующий железным метеоритам (IM) (Ockert-Bell и др., 2010). Это астероиды 16 Психея, 216 Клеопатра, 347 Паридана, 758 Манкуния, 779 Нина и 785 Зетана. Астероиды 55 Пандора (Pandora) и 872 Хольда (Holda) также имеют спектры, близкие к железным метеоритам. К сожалению, радарные данные по этим двум астероидам пока отсутствуют.

Астероид 16 Психея является самым крупным металлическим астероидом и характеризуется трехосной фигурой с осями (a , b и c) $240 \times 185 \times 145$ км. Средний диаметр равен 186 ± 30 км (Shepard и др., 2008). Высокая плотность Психеи (7.6 ± 0.3 г см⁻³) (Shepard и др., 2008), которая фактически равна плотности железных метеоритов (7.73 г см⁻³) (Дьяконова, 1963), также согласуется с валовым металлическим составом этого тела. Металлический астероид 216 Клеопатра по классификации относится к классу Xe (Bus, Binzel, 2002) и характеризуется очень высокой тепловой инерцией реголита на поверхности (50 Дж м⁻² К⁻¹ с^{-1/2}), указывающей на преимущественно металлический состав материала (Mueller и др., 2005), и высоким радарным альbedo (0.7) (Shepard и др., 2010). Плотность астероида, оцененная на основе спектральных данных в комбинации с

радарными данными, оценивается в 6.92 г см^{-3} (Hardersen и др., 2005). Астероид имеет необычную форму в виде гантели. Размер главных осей астероида по радарным данным - $217 \times 94 \times 81 \text{ км}$ (Ostro и др., 2000). Средний радиус астероида по данным адаптивного оптического изображения в ближнем инфракрасном диапазоне – $67.5 \pm 2.9 \text{ км}$ (средний диаметр 135 км) (Descamps и др., 2011).

Размеры ещё двух металлических астероидов превышают 100 км . Это астероиды 129 Антигона и 69 Гесперия (Hesperia). Астероид 129 Антигона имеет неправильную 3-х-осную фигуру, характерную для малого тела, с главными осями $152 \times 109 \times 95 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Средний эффективный диаметр астероида, размеры которого были определены по данным радарных наблюдений с точностью около 15% , составляет $113 \text{ км} \pm 15\%$, радарное альbedo - ~ 0.4 . Размер главных осей эквивалентного равнообъемного эллипсоида составляет $150 \times 101 \times 94 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Астероид 69 Гесперия имеет средний эффективный диаметр 110 км и главные оси - $135 \times 106 \times 98 \text{ км}$ (Hanus и др., 2011). Астероид также относится к классу M, а высокое радарное альbedo астероида (0.45 ± 0.12) указывает на его преимущественно металлический состав (Shepard и др., 2011).

Размер остальных металлических астероидов не превышает 100 км . Средний эффективный диаметр астероидов 758 Манкуния и 779 Нина составляет $85 \pm 7 \text{ км}$ и $77 \pm 2 \text{ км}$ соответственно (Shepard и др., 2010). Размер астероида 785 Зветана и его форма также хорошо известны - $57 \times 46 \times 45 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Средний эффективный диаметр астероида - $49 \pm 2 \text{ км}$. Для астероида 347 Паряна кроме среднего эффективного диаметра ($51 \pm 5 \text{ км}$) (Shepard и др., 2010) известны и параметры фигуры – $b/a=0.74$, $c/a=0.57$ (Тунгалаг и др., 2003). Средний диаметр астероидов 55 Пандора и 872 Хольда составляет 66.7 и 30 км соответственно (Ockert-Bell и др., 2010). Морфометрические параметры астероида 55 Пандора также были измерены – $b/a=0.83$, $c/a=0.69$ (Тогрра и др., 2003).

Итак, в настоящее время металлический состав с достаточно высокой степенью вероятности пока был подтвержден только для 10 астероидов M-типа (табл. 2.4) (Слюта, 2013). Очевидно, что с расширением радарных исследований количество идентифицированных металлических астероидов будет увеличиваться.

Из 10 металлических астероидов только для 7 известны параметры фигуры и отношения главных осей (табл. 2.4). Один из крупнейших металлических астероидов 216 Клеопатра (диаметр $217 \times 94 \times 81 \text{ км}$) имеет необычную вытянутую фигуру в виде гантели или собачьей косточки с аномальными морфометрическими параметрами - $b/a=0.43$, $c/a=0.37$ ($a:b:c=2.7:1.2:1$), отличающимися и от железных метеоритов, и от остальных металлических астероидов (Ostro и др., 2000). Предполагается, что астероид может иметь бинарное строение, т.е. состоять из двух отдельных блоков, удерживаемых вместе силой

притяжения. В противном случае, если астероид имеет когерентное строение, т.е. состоит из одного целого, он должен иметь очень высокую прочность, чтобы не подвергнуться разрушению в процессе столкновительной истории, которая, вероятно, по сравнению с другими металлическими астероидами, была какой-то особой. Что же касается прочности, то здесь как раз проблема отсутствует, поскольку металлические астероиды характеризуются самой высокой плотностью и самой высокой прочностью среди малых тел Солнечной системы других составов (Slyuta, 2009; Слюта, 2013).

Таблица 2.4. Размеры и форма металлических астероидов

Астероид	Диаметр, км	Средний радиус, км	b/a	c/a	Плотность, г см^{-3}	Литература
16 Psyche	240×185×145	93±15	0.77	0.60	7.6	Shepard и др., 2008
55 Pandora	-	33.4	0.83	0.69	-	Ockert-Bell и др., 2010; Torppa и др., 2003
69 Hesperia	135×106×98	55	0.79	0.70	-	Hanus и др., 2011; Shepard и др., 2011
129 Antigone	152×109×95	56.5±9	0.72	0.63	-	Shepard и др., 2008
216 Kleopatra	217×94×81	67.5±2.9	0.43	0.37	6.92	Ostro и др., 2000 Hardersen и др., 2005; Shepard и др., 2010
347 Pariana	-	25.5±2.5	0.74	0.57	-	Shepard и др., 2010; Тунгалак и др., 2003
758 Mancunia	-	42.5±3.5	-	-	-	Shepard и др., 2010
779 Nina	-	38.5±1	-	-	-	Shepard и др., 2010
785 Zwetana	57×46×45	24.5	0.80	0.79	-	Shepard и др., 2008
872 Holda	-	15	-	-	-	Ockert-Bell и др., 2010

Среднее отношение главных полуосей металлических астероидов составляет $b/a=0.73$, $c/a=0.62$, или $a:b:c=1.61:1.18:1$, а без учета астероида 216 Клеопатра - $b/a=0.78$, $c/a=0.66$, или $a:b:c=1.51:1.18:1$ (рис. 2.2). Форма металлических астероидов также не зависит от их массы (рис. 2.6). При расчетах плотность металлических астероидов с неизвестной массой принималась равной 7 г см^{-3} (Слюта, 2013). Если на формирование глобальной фигуры металлических астероидов и оказывала влияние столкновительная эволюция или метеоритная бомбардировка, то в гораздо меньшей степени, чем на каменные астероиды. М-астероиды отличаются от астероидов класса S и C более быстрым вращением (Belskaya, Lagerkvist, 1996). Предполагается, что при сильных столкновениях более высокая плотность и, соответственно, прочность позволяет этим астероидам сохранять свою целостность, при этом энергия удара уходит преимущественно на увеличение углового момента вращения астероида. Но даже с учетом фактора столкновительной эволюции форма металлических астероидов слишком сильно отличается от формы фрагментов железных метеоритов, образовавшихся в результате

механического дробления родительского тела (метеороида). Она просто другая. Такое различие может быть обусловлено разной механикой образования фигуры этих тел. По крайней мере, это относится к достаточно крупным металлическим астероидам, диаметром в десятки и сотни километров (табл. 2.4). Это согласуется и с другими данными. Анализ размерного, количественного и вещественного состава семейства крупнейшего металлического астероида 16 Психея, показал, что астероид никогда не принадлежал к гипотетическому семейству разрушенного родительского дифференцированного тела, а с большой степенью вероятности является первичной сохранившейся планетозималью (Davis и др., 1998).

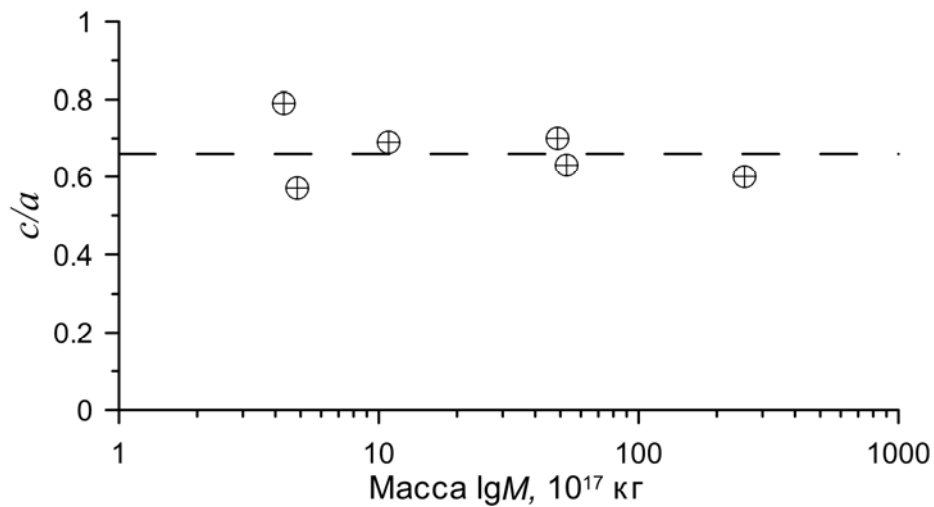


Рис. 2.6. Распределение формы металлических астероидов без учета 216 Клеопатры в зависимости от массы тел.

2.6. Форма малых ледяных тел

Малые ледяные тела в качестве малых ледяных спутников достаточно широко распространены в системах планет-гигантов. В системе Юпитера малые спутники характеризуются низким альбедо, не превышающим 0.1 (Thomas и др., 1998; Simonelli и др., 2000). Низкое альбедо объясняется наличием на поверхности малых спутников слоя пыли, которая поступает не только с микрометеоритами, но и из вулканических выбросов спутника Ио (Pascu и др., 1992) и фактически маскирует валовой состав малых тел. По измеренной невысокой плотности (857 кг м^{-3}) (Anderson и др., 2005), характерной для малых ледяных тел с учетом их достаточно высокой пористости (табл. 2.5), пока установлен ледяной состав только для одного малого спутника – Амальтеи. Это самый крупный спутник с диаметром $250 \times 146 \times 128$ км среди малых тел в системе Юпитера (Thomas и др., 1998).

Таблица 2.5. Размеры и форма малых ледяных тел

№	Малое тело	Диаметр, км	R ср, км	<i>b/a</i>	<i>c/a</i>	Плотность, кг м ⁻³	Литература
	Спутники Юпитера						
1	Амальтея (Amalthea)	(250×146×128)±2	83.5	0.58	0.51	857±99	Thomas и др., 1998; Anderson и др., 2005
	Спутники Сатурна						
2	Пан (Pan)	34.4±3.8×31.4±2.6×20.8±1.6	14.1±1.3	0.91	0.60	420±150	Thomas, 2010; Porco и др., 2007
3	Дафнис (Daphnis)	8.6±1.4×8.2±1.8×6.4±1.6	3.8±0.8	0.95	0.74	340±260	Thomas, 2010; Porco и др., 2007
4	Атлас (Atlas)	40.8±2.4×35.4±1.4×18.8±1.6	15.1±0.9	0.87	0.46	460±110	Thomas, 2010; Jacobson и др., 2008
5	Прометей (Prometheus)	135.6±6.2×79.4±6.2×59.4±3.8	43.1±2.7	0.59	0.44	480±90	Thomas, 2010; Jacobson и др., 2008
6	Пандора (Pandora)	104.0±1.8×81.0±2.0×64.0±0.9	40.7±1.5	0.78	0.62	490±60	Thomas, 2010; Jacobson и др., 2008
7	Эпиметей (Epimetheus)	129.8±4×114.0±7.4×106.2±1.4	58.1±1.8	0.88	0.82	640±62	Thomas, 2010; Jacobson и др., 2008
8	Янус (Janus)	203.0±3.8×185.0±2.4×152.6±2.4	89.5±1.4	0.91	0.75	630±30	Thomas, 2010; Jacobson и др., 2008
9	Паллен (Pallene)	5.8±1.2×5.6±1.6×4.0±0.8	2.5±0.6	0.97	0.67	-	Thomas, 2010
10	Телесто (Telesto)	32.6±1.0×23.6±0.6×20.0±0.6	12.4±0.4	0.72	0.61	-	Thomas, 2010
11	Калипсо (Calypso)	30.2±0.6×23.0±4.4×14.0±1.2	10.7±0.7	0.76	0.46	-	Thomas, 2010
12	Полидицей (Polydeuces)	1.5±0.6×1.2±0.4×1.0±0.2	1.3±0.4	0.80	0.67	-	Thomas, 2010
13	Елена (Helene)	43.4±1.0×38.2±0.6×26.0±0.6	17.6±0.4	0.88	0.60	-	Thomas, 2010
14	Гиперион (Hyperion)	360.2±4.0×266.0±9.0×205.4±9.0	135±4	0.74	0.57	544±50	Thomas, 2010; Thomas и др., 2007

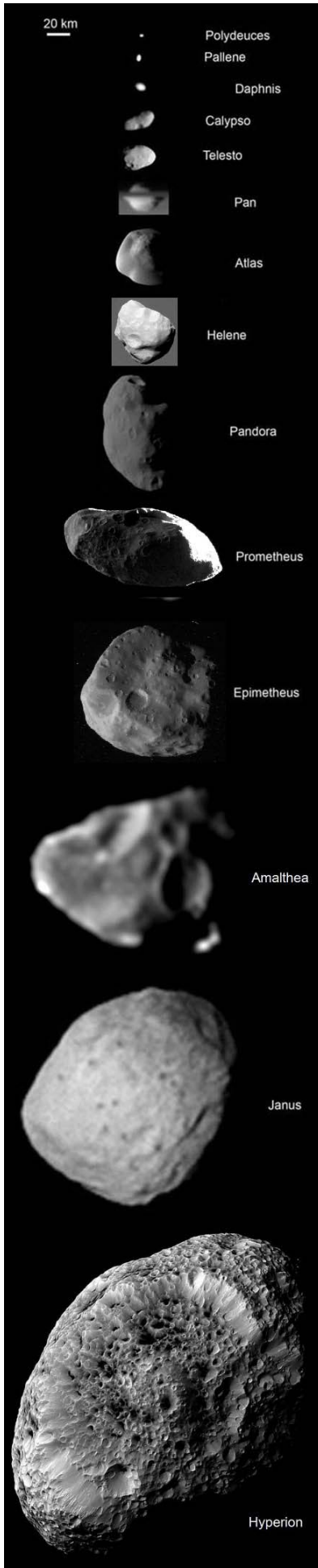


Рис. 2.7. Малые ледяные тела (табл. 2.5), показанные в одном масштабе. Фото АМС «Галилео» и «Кассини», NASA.

Валовой состав большинства малых спутников Сатурна, которые, в отличие от спутников Юпитера, характеризуются высоким альбедо (от 0.4 до 1.0), достаточно хорошо известен и представлен преимущественно водяным льдом (Buratti и др., 2010). Спутник Сатурна Гиперион, диаметром $360.2 \times 266.0 \times 205.4$ км, является наибольшим среди малых ледяных тел Солнечной системы, характеризующихся неправильной фигурой (рис. 2.7).

Следующим по размерам ледяным телом является также спутник Сатурна Мимас со средним радиусом 198.2 км (Thomas, 2010). Но Мимас, в отличие от выше перечисленных малых ледяных тел, характеризуется уже отчетливо выраженной шарообразной равновесной фигурой, т.е. принадлежит к классу планетных тел. Наблюдаемая небольшая трехосность фигуры Мимаса (радиус $207.8 \times 196.7 \times 190.6$ км) в этом случае определяется уже наличием приливного выступа и полярного сжатия равновесной фигуры (Dermott, Thomas, 1988; Thomas, 2010). Таким образом, Мимас является самым маленьким ледяным планетным телом в Солнечной системе (Слюта, Воропаев, 1992; Slyuta, Voropaev, 1997). Все следующие за Мимасом по размерам ледяные тела также являются планетными телами и характеризуются равновесными шарообразными фигурами в виде эллипсоидов вращения. Это спутник Нептуна Миранда (235.8 км, здесь и далее указывается средний радиус), спутники Сатурна Энцелад (252.1 км), Тефия (531 км), Диона (561.4 км) и т.д. (Thomas, 1988; Thomas, 2010). В отличие

от малых тел все планетные тела характеризуются отношением главных полуосей a/c в пределах 0.9-1.0.

Малые ледяные тела характеризуются своей, отличной от малых тел другого состава, фигурой (рис. 2.2). Среднее распределение отношения главных полуосей b/a и c/a малых ледяных тел составляет 0.81 и 0.61 соответственно, отношение полуосей - $a:b:c=1.64:1.33:1$ (табл. 2.5).

По сравнению с металлическими и S-астероидами и, тем более, C-астероидами, форма малых ледяных тел является более плоской (рис. 2.2). Следует отметить, что как и для малых тел других составов, какая-либо отчетливая зависимость параметров фигуры малых ледяных тел от массы также отсутствует (рис. 2.8).

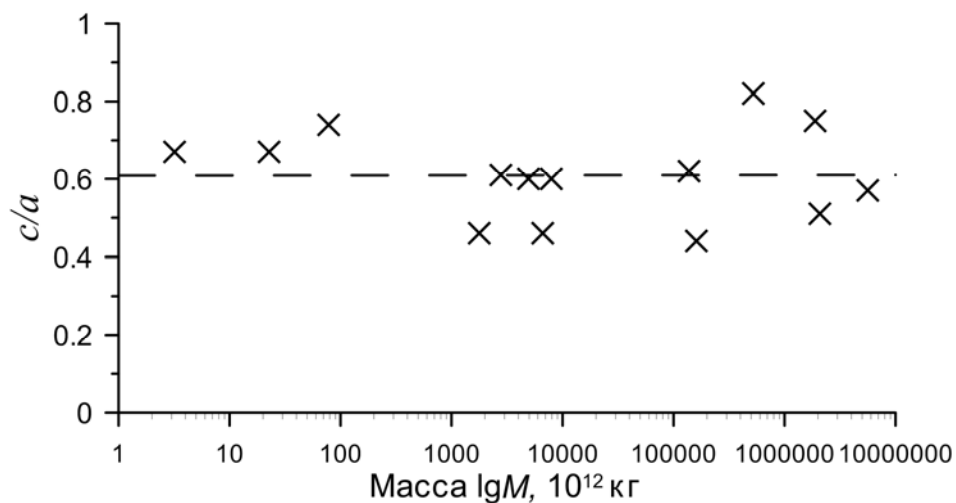


Рис. 2.8. Распределение формы малых ледяных тел в зависимости от массы тел.

2.7. Форма малых койперовских объектов

Кометные ядра, которые принадлежат к объектам из пояса Койпера, по своему составу значительно отличаются от ледяных тел Солнечной системы, состоящих в основном из водного льда. Согласно модели (Greenberg и др., 1995), соединения Si, Mg, Fe (силикаты) составляют около 26% массы кометного ядра, сложные органические соединения около 23%, вкрапления мельчайших частиц или больших молекул - около 9%. Около 42% приходится на льды разного состава, среди которых доминирует водный лед (около 30%) и примерно по 2-3% приходится на CO, CO₂, CH₃OH, CH₄, H₂CO и другие экзотические льды. Данные (Küppers и др., 2005) по отношению массы пыль/лед для кометы Темпеля 1 также показывают, что модель “грязь со льдом” (icy dirtballs) более предпочтительна, чем модель “грязный снежок” (dirty snowball). Масса и плотность

кометных ядер разными исследователями оценивалась с помощью различных методов, но в целом все оценки дают достаточно низкие значения плотности, которые находятся в пределах от 180 до 800 кг м⁻³.

Кроме койперовских комет Борелли (Britt и др., 2004), Вильда-2 (Davidsson, Gutierrez, 2006) и аналогичных по составу комет семейства Юпитера Темпеля-1 (A'Hearn и др., 2005), Чурюмова-Герасименко (Davidsson, Gutierrez, 2005) и кометы семейства Нептуна Галлея (Rickman, 1989) (рис. 2.9), также были учтены и данные по двум крупным объектам из пояса Койпера (Romainshin и др., 2001) (табл. 2.6).

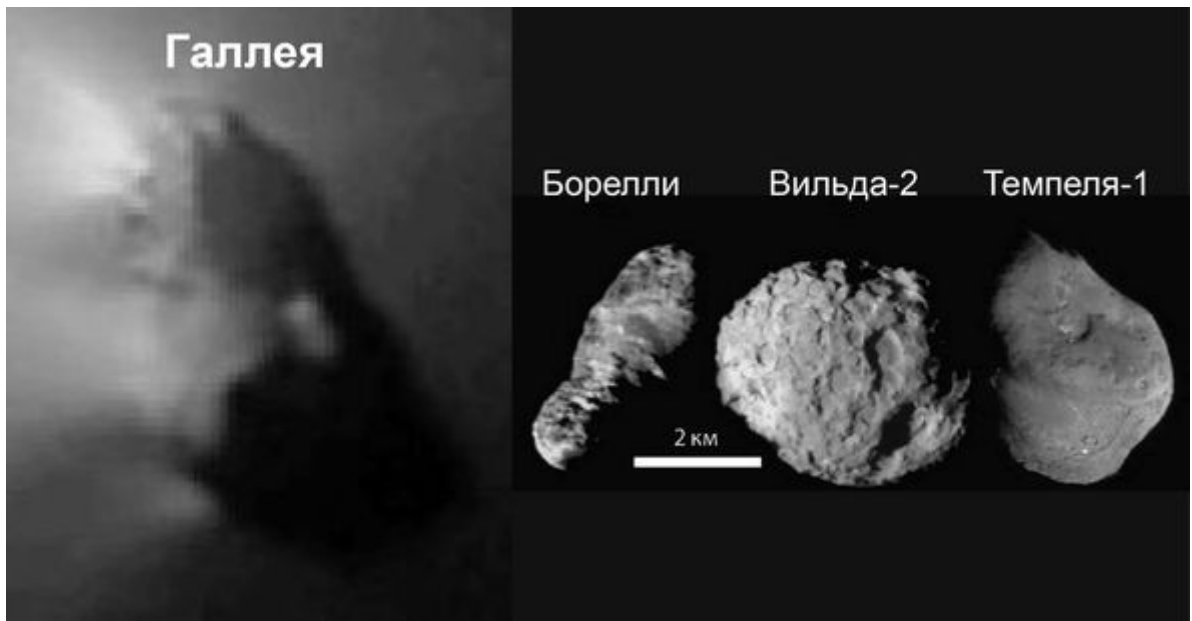


Рис. 2.9. Кометные ядра, показанные в одном масштабе. Фото АМС «Giotto» (ESA), «Deep Space» и «Srdardust» (NASA).

Таблица 2.6. Размер и форма кометных ядер и койперовских объектов*

Комета	Полуоси ($a \times c$), км	Ср. радиус, км	b/a	c/a	Плотность, кг м ⁻³
Борелли	4×1.6	2.17	0.40	0.40	300
Чурюмова-Герасименко	2.43×1.85	2.03	0.76	0.76	500
Вильда-2	2.75×2×1.65	1.96	0.73	0.60	600
Темпеля-1	3.8×2.45	2.84	0.64	0.64	600
Галлея	8×4×4	5.04	0.50	0.50	280
1994 VK8	140×95	108	0.68	0.68	-
1998 SM165	300×180	213	0.60	0.60	-

*Ссылки приведены в тексте.

Среднее отношение главных полуосей b/a и c/a малых тел с составом, аналогичных кометным ядрам и койперовским объектам (далее койперовские объекты) равно 0.62 и 0.60 соответственно, или $a:b:c=1.67:1.03:1$. Форма койперовских объектов близка к вытянутому симметричному эллипсоиду, т.е. имеет вид огурца. Следует отметить, что при таком же отношении полуосей a/c ледяные тела, состоящие преимущественно из водного льда, отличаются гораздо более плоской фигурой (рис. 2.2). Какая-либо отчетливая зависимость отношения главных полуосей a/c от массы тел, как и у малых тел других составов, также отсутствует (рис. 2.10).

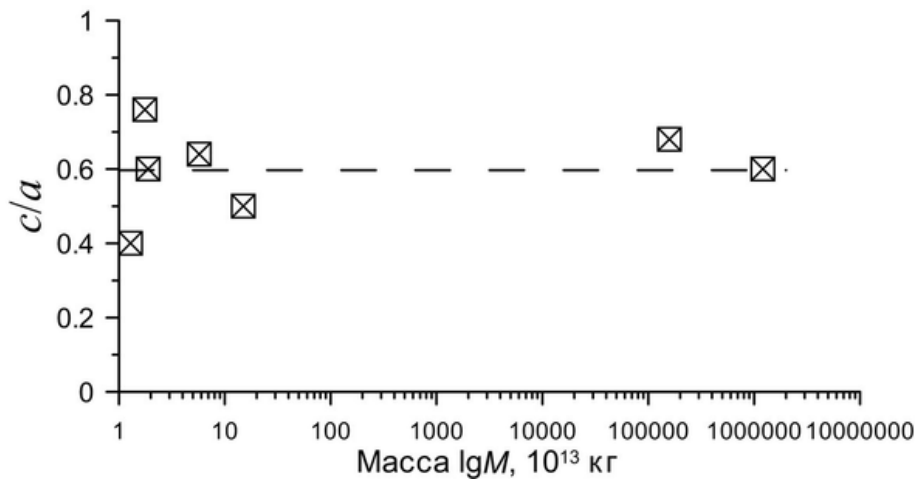


Рис. 2.10. Распределение формы койперовских объектов в зависимости от массы тел.

2.8. Заключение

Исследования показали, что все малые тела Солнечной системы в зависимости от состава характеризуются своей собственной формой. Такое различие обусловлено, прежде всего, различием физико-механических свойств, которые зависят от состава и структуры этих тел. Наблюдается явная корреляция формы силикатных тел в зависимости от их прочности, т.е. чем меньше прочность – тем меньше вытянутость фигуры по длинной оси (рис. 2.2) (Slyuta, 2013a; Слюта, 2014).

Увеличение сферичности или округлости малых тел в зависимости от их массы не наблюдается. Причем такая зависимость отсутствует у малых тел любого состава – от ледяных до металлических, радикально отличающихся друг от друга физико-механическими и реологическими свойствами (Slyuta, 2013a; Слюта, 2014). Следовательно, крип в малых телах отсутствует, и все малые тела Солнечной системы независимо от их состава представляют собой твердые упругие тела, обладающие пределом прочности (пределом прочности на растяжение, пределом прочности на сжатие)

и пределом текучести. Это означает, что малое тело не будет деформироваться, пока величина девиаторных напряжений, ответственных за деформацию и обусловленных массой тела и его неравновесной трехосной фигурой, не преодолеет барьер предела текучести твердого упругого тела и не преобразует его неправильную фигуру в равновесную. Соответственно, оценка параметров гравитационной деформации малых тел и решение пространственной задачи распределения девиаторных напряжений возможна лишь на основе теории упругости. Использование уравнения гидростатического равновесия корректно лишь в случае реологии вязкой жидкости, не обладающей прочностью, как, например, в случае разрушения приливными силами самогравитирующих вязких тел (Sridhar, Tremaine, 1992). Поскольку величина предела текучести зависит от состава, то и параметры перехода между малыми и планетными телами, т.е. размеры и масса переходных малых и планетных тел разного состава должны быть разными (Slyuta, Voropaev, 1997; Слюта, 2013).

Высокая пористость и трещиноватость малых тел Солнечной системы по сравнению даже с метеоритами аналогичного состава, также указывает на то, что малые тела в течение всего периода своего существования никакой гравитационной деформации не подвергались. В противном случае пористость и трещиноватость были бы уничтожены, т.е. «залечены». Отсутствие какой-либо гравитационной деформации на малых телах подтверждается и геологическими данными, т.е. отсутствием на поверхности исследованных силикатных и ледяных малых тел характерных геологических структур, например, систематических искажений формы древних ударных кратеров (Сагг и др., 1994; Sullivan и др., 1996; Слюта, Воропаев, 1998; Thomas и др., 1999; Chapman и др., 2002).

2.9. Основной вывод: Малые тела различного состава характеризуются различной формой. Крип в малых телах Солнечной системы отсутствует. Все малые тела независимо от своего химического и минерального состава (от ледяных до металлических) представляют собой твердые упругие тела, которые в условиях объемного гравитационного сжатия обладают пределом прочности и пределом текучести.

ГЛАВА 3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДЕФОРМАЦИИ МАЛЫХ ТЕЛ

Единственной силой, способной преодолеть барьер фундаментальной прочности малого тела и преобразовать его неправильную фигуру в равновесную, шарообразную фигуру планетного тела, является гравитация или сила тяжести. Простейшей реологической моделью преобразования фигуры малого тела в шарообразную может служить пластическое тело (тело Сен-Венана) (Хэндин, 1990), которое не деформируется, пока разность напряжений не достигает критической величины – предела текучести, выше которой происходит непрерывная деформация. Учитывая, что длительность нагрузки очень велика (фактически это время существования тела с момента его образования), то преобразование фигуры тела может происходить даже при малых относительных напряжениях, но при условии, что последние превышают предел текучести. Необходимая величина силы гравитации определяется собственной массой тела. Отсюда вытекает необходимость введения такого понятия для малых и планетных тел как критическая масса, при которой напряженность гравитационного поля тела достигает величины, необходимой для преодоления предела текучести вещества тела планетарным полем структурных или тектонических напряжений, под действием которых формируется равновесная фигура планетного тела.

Для вязко-пластичных тел, не обладающих пределом прочности и текучести, данный эффект приводит к набору сложных фигур самогравитирующей вязкой жидкости, например, сфероиды Макларена, эллипсоиды Якоби и т.д. (Chandrasekhar, 1969). Гравитационная деформация неправильной фигуры малого тела Солнечной системы, в котором отсутствует крип и которое независимо от состава представляет собой твердое упругое тело, обладающее пределом прочности и пределом текучести, может быть корректно рассмотрена на основе теории упругости. Современная классическая теория упругости в основном разрабатывалась и применялась для решения плоских двумерных задач для различных технических приложений (Новожилов, 1955; Мухелишвили, 1966; Лурье, 1970). Основная проблема заключается в том, что трехмерная пространственная задача теории упругости на основе гравитационного потенциала в полном аналитическом виде, видимо, в силу сложности природных объектов и отсутствия такой необходимости, пока еще никогда и никем не решалась (Жарков, 1983; Slyuta, Voropaev, 1997). Отсюда возникает и следующий вопрос, на который также придется ответить в ходе аналитического исследования, – применима ли линейная теория упругости к решению данной пространственной задачи. Силы гравитационного притяжения относятся к

массовым силам (действующим в объеме всего тела) и влияют на конечную форму самого тела. Поэтому, пространственная или объемная задача теории упругости в условиях гравитационного сжатия с точки зрения математической физики относится к классу задач с обратной связью, когда любое изменение формы влияет на гравитационный потенциал, и наоборот.

Объемное гравитационное сжатие на начальном этапе сопровождается уплотнением вещества малых тел, закрытием пор и трещин, т.е. «залечиванием» дефектов строения. Это приводит как к увеличению, так и к более однородному распределению плотности. Данные экспериментальных исследований показывают, что в горных породах эти процессы наиболее интенсивно идут при увеличении давлений в пределах от 0.1 до 50 МПа (Протоdjаконов и др., 1981). Температура малых тел, которые в отличие от планетных тел, не имеют эндогенной активности и внутреннего теплового потока, определяется уровнем инсоляции и зависит от места положения тела в Солнечной системе. (Veeder и др., 1989). Например, на поверхности силикатных малых тел в поясе астероидов температура достигает 245 К (Coradini и др., 2011). При этом разница суточного хода (ночь-день) температуры составляет 70-80°. Поверхность практически всех малых тел, независимо от их состава, покрыта слоем рыхлого реголита, который, как правило, характеризуется очень низкой теплопроводностью и препятствует распространению теплового потока в недра тела. Известные теплофизические свойства реголита на поверхности малых силикатных тел фактически не отличаются от аналогичных свойств лунного реголита (Coradini и др., 2011). И хотя в экваториальной области Луны разница суточного хода температуры на поверхности реголита может достигать 250° и более, уже на глубине 80 см в реголите суточные колебания температуры затухают, где она составляет около 255 К (Лангсет, Кейм, 1975). Соответственно, температура в недрах малых тел Солнечной системы также будет сохраняться постоянной и характеризоваться однородным распределением по всему объёму тела.

3.1. Упругое гравитационное сжатие малого тела

Рассмотрим структурные напряжения, которые возникают в малом теле с однородным распределением плотности и температуры под действием сил собственного гравитационного поля. Фигура тела, в которой будут исследоваться напряжения, представляет собой вытянутый вдоль длинной оси эллипсоид (prolate ellipsoid) с полуосями $a > b = c$, который представляет собой несколько упрощенный вариант модельного трехосного эллипсоида, характерного для малых тел (рис. 3.1).

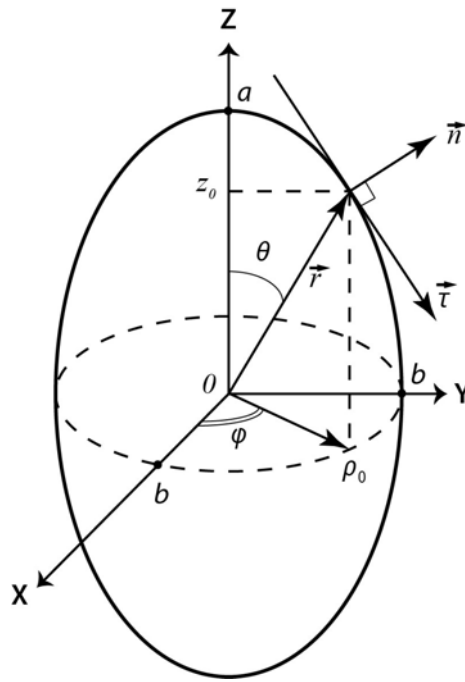


Рис. 3.1. Вытянутый эллипсоид с полуосями $a > b = c$ в сферических координатах. Все обозначения компонент векторов деформации описаны в тексте.

Эксцентриситет эллипсоида равен

$$(b/a)^2 = 1 - \varepsilon^2, \text{ где } \varepsilon > 0.$$

Соответственно, для шара $\varepsilon = 0$. Тело предполагается однородным и изотропным с плотностью ρ_0 и с равномерным распределением температуры T по всему объему.

Гравитационный потенциал (V) однородного эллипсоида для внутренних точек определяется уравнением Пуассона

$$\Delta V = -4\pi\rho_0 G_0, \quad (1)$$

где G_0 – гравитационная постоянная. В соответствии с теорией потенциала (Тихонов, Самарский, 1977) гравитационный потенциал может быть представлен выражением

$$V = \pi\rho_0 G_0 b^2 a \int_0^\infty \left[1 - \frac{\rho^2}{s + b^2} - \frac{z^2}{s + a^2} \right] D(s) ds, \quad (2)$$

где $D(s) = (b^2 + s)^{-1} (a^2 + s)^{-1/2}$, причем поверхность эллипсоида определяется уравнением $\rho_0^2 / b^2 + z_0^2 / a^2 = 1$, где $\rho^2 = x^2 + y^2$.

В сферической системе координат (рис. 3.1), в которой

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta,$$

гравитационный потенциал можно представить в виде

$$V(\varepsilon, r, \theta) = A - \frac{r^2}{b^2} C + \frac{r^2}{b^2} \cos^2(\theta) (C - B), \quad (3)$$

где

$$A = B_0 \frac{a^2}{b^2} A(\varepsilon), \quad B = B_0 B(\varepsilon), \quad C = B_0 C(\varepsilon), \quad B_0 = 2\pi(1 - \varepsilon^2) \rho_0 G_0 b^2,$$

и

$$A(\varepsilon) = \frac{1}{2\varepsilon} \ln\left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right), \quad B(\varepsilon) = \frac{\ln\left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)}{2\varepsilon^3} - \frac{1}{\varepsilon^2}, \quad C(\varepsilon) = \frac{1}{2\varepsilon^2(1-\varepsilon^2)} - \frac{\ln\left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)}{4\varepsilon^3}. \quad (4)$$

В линейном приближении, когда ε много меньше 1, данные коэффициенты принимают вид

$$A_s(\varepsilon) = 1 + \frac{\varepsilon^2}{3}, \quad B_s(\varepsilon) = \frac{1}{3} + \frac{\varepsilon^2}{5}, \quad C_s(\varepsilon) = \frac{1}{3} + \frac{2\varepsilon^2}{5} \quad (5)$$

Напряженность гравитационного поля (**F**) определяется градиентом гравитационного потенциала

$$\mathbf{F} = \rho_0 \text{grad} V(\varepsilon, r, \theta). \quad (6)$$

В сферической системе координат (рис. 3.1) вектор смещения (**u**) представим в виде разложения

$$\mathbf{u} = \mathbf{e}_r u_r + \mathbf{e}_\theta u_\theta, \quad (7)$$

где u_r – радиальная компонента смещения, u_θ – меридиональная компонента смещения, а u_φ (азимутальная компонента смещения) равна 0. Тогда уравнение равновесия изотропного тела в поле силы тяжести принимает вид,

$$\text{grad div } \mathbf{u} - 1/2 \text{rot rot } \mathbf{u} = -\mathbf{F}G, \quad (8)$$

где упругая постоянная $G = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{E(1-\nu)}$, ν – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга вещества малого тела.

Тензор деформации в этом случае выглядит следующим образом

$$\left. \begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_r \right) \\ e_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{r} (u_\theta \operatorname{ctg} \theta + u_r) \\ e_{rr} &= \frac{\partial u_r}{\partial r} \\ e_{\theta r} &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial \theta} - u_\theta \right) + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Для описания деформации двухосного вытянутого эллипсоида (Новожилов, 1958) удобно использовать следующие комбинации компонент тензора деформации:

$$e_n = e_{rr} + e_{\theta\theta} + e_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \left[\frac{\partial(r^2 \sin(\theta) u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r \sin(\theta) u_\theta)}{\partial \theta} \right]; \quad (10)$$

$$w_3 = \frac{1}{2r} \left[\frac{\partial(r u_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial(u_r)}{\partial \theta} \right],$$

где e_n – объемное сжатие, а $w_3 = 1/2 \operatorname{rot}(\mathbf{u})_\varphi$ – угол поворота вокруг \mathbf{e}_φ . Тогда уравнения равновесия принимают наиболее удобный для анализа вид

$$\left. \begin{aligned} x \frac{\partial e_n}{\partial r} - \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial(r \sin(\theta) w_3)}{\partial \theta} &= -\frac{1}{2G} F_r \\ x \frac{1}{r} \frac{\partial e_n}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial(r \sin(\theta) w_3)}{\partial r} &= -\frac{1}{2G} F_\theta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где $x = \frac{1-\nu}{1-2\nu}$, а e_n и w_3 связаны с компонентами вектора смещения следующими

дифференциальными соотношениями:

$$e_n = \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin(\theta) u_1) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r \sin(\theta) u_2) \right],$$

$$w_3 = \frac{1}{2r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (ru_2) - \frac{\partial}{\partial \theta} u_1 \right],$$

и обладают структурой, определяемой симметрией задачи,

$$e_n = \left(\frac{r}{b} \right)^2 \left[(5C_0 + 2C_3 + D_0) + \cos(2\theta)(5C_1 - C_3 + 3D_0) \right] + (3A_0 - B_0),$$

$$w_3 = \left(\frac{r}{b} \right)^2 \sin(2\theta)(C_1 + 2D_0),$$

где на полюсе и на экваторе $w_3=0$ (рис. 3.1).

Используя метод разделения переменных для системы уравнений в частных производных, общее решение (11) можно представить с помощью безразмерных величин

$$r \rightarrow \frac{r}{b}, \quad u_r \rightarrow \frac{u_r}{b}, \quad u_\theta \rightarrow \frac{u_\theta}{b},$$

$$\left. \begin{aligned} u_r(x, \varepsilon, r, \theta) &= r \left[A_0(x, \varepsilon) + B_0(x, \varepsilon) \cos(2\theta) + r^2 (C_0(x, \varepsilon) + C_1(x, \varepsilon) \cos(2\theta) + \right. \\ &\quad \left. + C_3(x, \varepsilon) \cos(2\theta)^2) \right] \\ u_\theta(x, \varepsilon, r, \theta) &= r \sin(2\theta) \left[r^2 (D_0(x, \varepsilon) - C_3(x, \varepsilon) \cos(2\theta)) - B_0(x, \varepsilon) \right] \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

где A_0, B_0, D_0 и C_0, C_1, C_2 как функции ε и ν определяются граничными условиями на поверхности тела, а именно отсутствием нагрузки. В качестве таких условий будем использовать равенство нулю нормальной и касательной нагрузки для любой точки поверхности тела.

С помощью явного разложения для вектора смещения (12) и системы уравнений (11), могут быть получены точные выражения для коэффициентов

$$A_0(x, \varepsilon) = \frac{1}{3x-2} [B_0(x, \varepsilon)x - C_1(x, \varepsilon) + 2C_0(x, \varepsilon) - C(\varepsilon)p], \quad (13)$$

$$B_0(x, \varepsilon) = -\frac{1}{1-\varepsilon^2} \left[\left(1 - \frac{1}{2} \varepsilon^2 \right) (C_1(x, \varepsilon) - D_0(x, \varepsilon)) + \frac{1}{2} \varepsilon^2 (2C_0(x, \varepsilon) + C_3(x, \varepsilon)) \right],$$

$$\begin{aligned} D_0(x, \varepsilon) &= C_1(x, \varepsilon) \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{6} \varepsilon^2 \right) + C_3(x, \varepsilon) \left(2 - \frac{29}{15} \varepsilon^2 \right) + \\ &+ \left[\frac{1}{2} (C(\varepsilon) - B(\varepsilon)) + \varepsilon^2 \left(-\frac{1}{2} C(\varepsilon) + \frac{4C(\varepsilon)}{15x} + \frac{2B(\varepsilon)}{15x} \right) \right] p, \end{aligned}$$

$$C_0(x, \varepsilon) = \frac{1}{3}C_1(x, \varepsilon) - \frac{7}{15}C_3(x, \varepsilon) + \frac{2C(\varepsilon) + B(\varepsilon)}{15x}p,$$

$$C_1(x, \varepsilon) = \frac{(p_1(x, \varepsilon)f_2(x, \varepsilon) - p_2(x, \varepsilon)f_3(x, \varepsilon))}{f_0(x, \varepsilon)}p,$$

$$C_3(x, \varepsilon) = \frac{(p_2(x, \varepsilon)f_1(x, \varepsilon) - p_1(x, \varepsilon)f_4(x, \varepsilon))}{f_0(x, \varepsilon)}p,$$

где

$$p = \frac{B_0\rho_0}{2G},$$

$$f_1(x, \varepsilon) = -\frac{19}{2}x + 6 - \frac{1}{2}\varepsilon^2(x-1),$$

$$f_2(x, \varepsilon) = -9(x-1) + \frac{1}{2}\varepsilon^2(10x-9),$$

$$f_3(x, \varepsilon) = -5x + 6 + \frac{29}{5}\varepsilon^2(x-1),$$

$$f_4(x, \varepsilon) = \frac{1}{2}\varepsilon^2\left(\frac{9}{2} - 8x\right),$$

$$f_0(x, \varepsilon) = f_1(x, \varepsilon)f_2(x, \varepsilon) - f_3(x, \varepsilon)f_4(x, \varepsilon),$$

$$p_1(x, \varepsilon) = \frac{1}{2}(C(\varepsilon) - B(\varepsilon))(3x-2) + 3\varepsilon^2(x-1)\left(-\frac{1}{2}C(\varepsilon) + \frac{4C(\varepsilon)}{15x} + \frac{2B(\varepsilon)}{15x}\right),$$

$$p_2(x, \varepsilon) = \frac{1}{4}\varepsilon^2(C(\varepsilon) - B(\varepsilon)).$$

3.2. Тензор гравитационных напряжений

Проведенный анализ деформаций показывает, что тензор гравитационных напряжений состоит из двух компонент – нормальной и девиаторной. Нормальная компонента (гидростатическое давление) вызывает равномерное объемное сжатие пород и не приводит к пластическому течению вещества или пластической деформации тела.

Как следует из теории пластичности (Кондауров, Никитин, 1990), при превышении максимальной девиаторной частью тензора напряжений (τ_{max}) предела текучести (σ_p) данного материала возникает необратимая деформация – пластическое течение вещества под нагрузкой. Экспериментальные наблюдения показали, что наиболее удачной характеристикой τ_{max} является критерий пластичности Губера-Мизеса (McClintock, Argon, 1966)

$$\tau_{max} > \sigma_p,$$

где τ_{max} определяется с помощью интенсивности девиаторных напряжений $\bar{\tau}$ (см. Приложение 1) (Новожилов, 1958)

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{(\sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) - \sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + (\sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) - \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + (\sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) - \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + 6\sigma_{r\theta}(x, \varepsilon, r, \theta)^2}. \quad (14)$$

Компоненты тензора напряжений в уравнении (14) связаны с компонентами тензора деформации через закон Гука:

$$\frac{1}{2\mu} \sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) = e_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) + (x-1)e_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$\frac{1}{2\mu} \sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) = e_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) + (x-1)e_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$\frac{1}{2\mu} \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta) = e_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta) + (x-1)e_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$\frac{1}{\mu} \sigma_{r\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) = e_{r\theta}(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$\sigma_n(x, \varepsilon, r, \theta) = \sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) + \sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) + \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta),$$

где модуль сдвига $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$, $\frac{1}{3}\sigma_n$ - среднее нормальное напряжение.

Инварианты тензора напряжений определяются выражениями (Новожилов, 1958)

$$s_1(x, \varepsilon, r, \theta) = \sigma_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$s_2(x, \varepsilon, r, \theta) = \sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta) + \sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta) + \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta) - \sigma_{r\theta}(x, \varepsilon, r, \theta)^2,$$

$$s_3(x, \varepsilon, r, \theta) = \sigma_{rr}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{\theta\theta}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta) - \sigma_{\varphi\varphi}(x, \varepsilon, r, \theta)\sigma_{r\theta}(x, \varepsilon, r, \theta)^2,$$

$$s_4(x, \varepsilon, r, \theta) = s_1(x, \varepsilon, r, \theta)s_2(x, \varepsilon, r, \theta) - \frac{2}{9}s_1(x, \varepsilon, r, \theta)^3 - 3s_3(x, \varepsilon, r, \theta).$$

Согласно общей теореме тензорного анализа (Зоммерфельд, 1958), тензор гравитационных напряжений, как тензор второго порядка, можно представить тремя главными напряжениями

$$\sigma_1(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{2}{\sqrt{3}}\bar{\tau} \sin\left(\psi(x, \varepsilon, r, \theta) + \frac{2\pi}{3}\right) + \frac{1}{3}\sigma_n(x, \varepsilon, r, \theta), \quad (15)$$

$$\sigma_2(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{2}{\sqrt{3}}\bar{\tau} \sin(\psi(x, \varepsilon, r, \theta)) + \frac{1}{3}\sigma_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

$$\sigma_3(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{2}{\sqrt{3}}\bar{\tau} \sin\left(\psi(x, \varepsilon, r, \theta) + \frac{4\pi}{3}\right) + \frac{1}{3}\sigma_n(x, \varepsilon, r, \theta),$$

где ψ – угол вида напряженного состояния

$$\psi(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{1}{3} \arcsin\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{s_4(x, \varepsilon, r, \theta)}{\bar{\tau}^3}\right). \quad (16)$$

Для анализа гравитационной деформации малого тела наибольший интерес представляет максимальное девиаторное напряжение (τ_{max}), которое определяется разностью наибольшего (σ_1) и наименьшего (σ_3) главных напряжений

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}, \quad (17)$$

или в явном виде

$$\tau_{max} = \bar{\tau} \cos(\psi(x, \varepsilon, r, \theta)). \quad (18)$$

Полученная универсальная функция позволяет исследовать зависимость гравитационной деформации малого тела от химического и минерального состава и параметров фигуры. Функция записывается в удобном для вычислений виде (Slyuta, Voropaev, 2014)

$$\tau_{max} = \sigma_0 F(\varepsilon, \nu), \quad (19)$$

где размерный коэффициент $\sigma_0 = \frac{9}{8\pi} \frac{GM^2}{a^2bc}$, где G – гравитационная постоянная, M – масса тела ($M = \frac{4}{3}\pi\rho_0 R_m^3$, где R_m – средний радиус равнообъемного тела), a , b и c – главные полуоси фигуры тела, а $F(\varepsilon, \nu)$ – безразмерная функция. Эксцентриситет фигуры (ε_{cp}) для исследуемого малого тела рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{cp} = \sqrt{1 - \frac{bc}{a^2}}. \quad (20)$$

Анализ точного выражения для девиаторного напряжения (18) показывает зависимость от состава пород (коэффициент Пуассона), от фигуры малого тела (эксцентриситета) и от координат точки (глубины и широты). В пределах малого тела величина девиаторного напряжения возрастает от центра тела к поверхности (рис. 3.2) и от полюса к экватору (рис. 3.3).

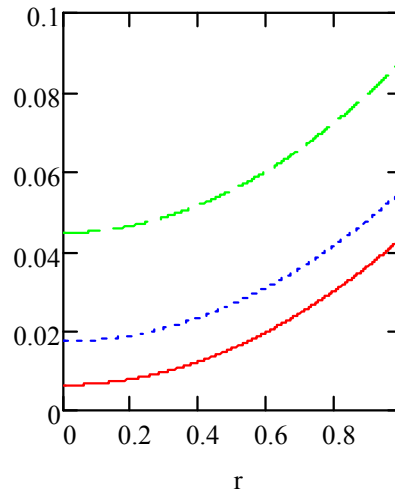


Рис. 3.2. Распределение девиаторных напряжений (τ_{max}) (ось ординат) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиаторных напряжений для малого тела с эксцентриситетом фигуры $\varepsilon=0.4$; синей линией – для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией – для $\varepsilon=0.8$.

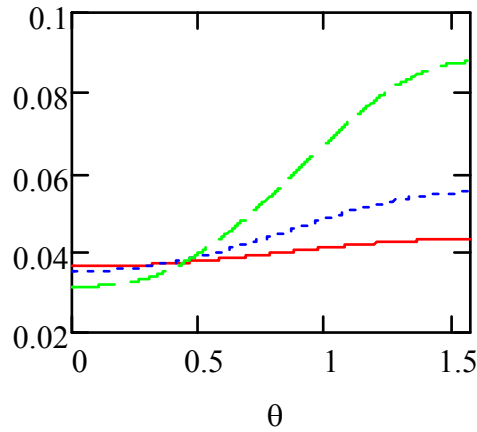


Рис. 3.3. Распределение девиаторных напряжений (τ_{max}) (ось ординат) по поверхности от полюса к экватору (θ) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиаторных напряжений для малого тела с эксцентриситетом фигуры $\varepsilon=0.4$, синей линией – для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

Распределение девиаторных напряжений в малых изотропных телах также зависит от упругих свойств вещества (т.е. от состава малых тел), которые определяются коэффициентом Пуассона (рис. 3.4, 3.5).

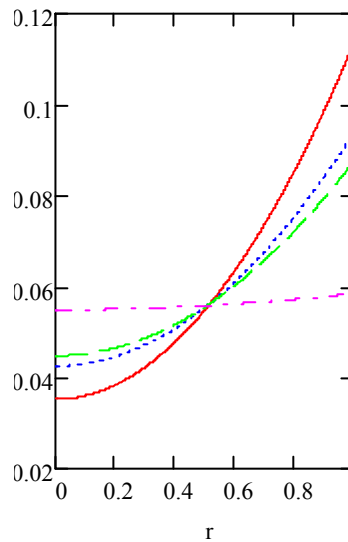


Рис. 3.4. Распределение девиаторных напряжений (τ_{max}) (ось ординат) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение девиаторных напряжений для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

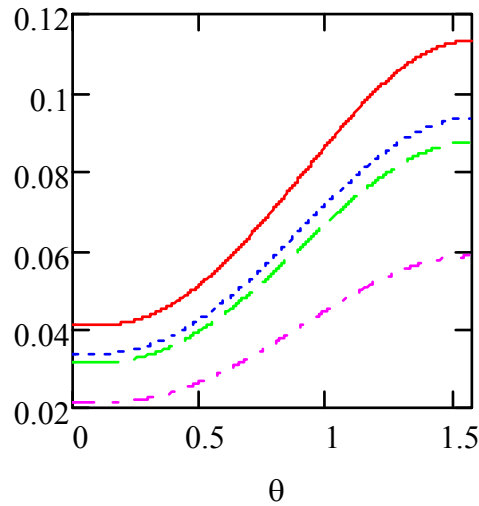


Рис. 3.5. Распределение девиаторных напряжений (τ_{max}) (ось ординат) по поверхности от полюса к экватору (θ) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение девиаторных напряжений для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Для оценки сдвигового напряжения, осредненного по углам ($\langle \tau \rangle$) в пределах максимального и минимального значения, можно использовать выражение

$$0.731 \geq \frac{\langle \tau \rangle}{\tau_{max}} \geq 0.633.$$

В линейном приближении для $\bar{\tau}$ вплоть до значения эксцентриситета $\varepsilon=0.4$ с погрешностью менее 10% справедливо выражение

$$\frac{\bar{\tau}}{\sigma_0} \cong (1 - \varepsilon^2) \left[\frac{2}{15\sqrt{3}} \frac{r^2}{x} - \varepsilon^2 (1 + 3 \cos(2\theta)) \frac{32x^2 - 41x + 12}{60x\sqrt{3}(19x - 12)} + \frac{\varepsilon^2}{60x\sqrt{3}(19x - 12)} r^2 \left[(36x^2 + 59x - 52) + 3 \cos(2\theta)(36x^2 - 93x + 44) \right] \right], \quad (21)$$

где $\sigma_0 = 2\pi\rho_0^2 G_0 b^2$, $r \rightarrow \frac{r}{b}$.

Распределения девиаторных напряжений, описываемые приближенным решением (уравнение (21)) при малых эксцентриситетах эллипсоида малого тела близко к точному решению (уравнение (19)) и может быть использовано при инженерной оценке примерных параметров гравитационной деформации малых тел (рис. 3.6). Например, для вещества с

коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$ и с эксцентриситетом эллипсоида менее $\varepsilon=0.4$, расхождение точного и приближенного решений не превышает 10%.

При относительно больших эксцентриситетах эллипсоида малого тела ($\varepsilon>0.4$), характерных для доминирующего большинства малых тел Солнечной системы, разница между приближенным и точным решением становится значительной, и достигает величины одного порядка и более по сравнению с точным решением (рис. 3.7). В этом случае линейное приближение для оценки параметров гравитационной деформации является неприменимым, поскольку приведет к большой ошибке и неверному результату.

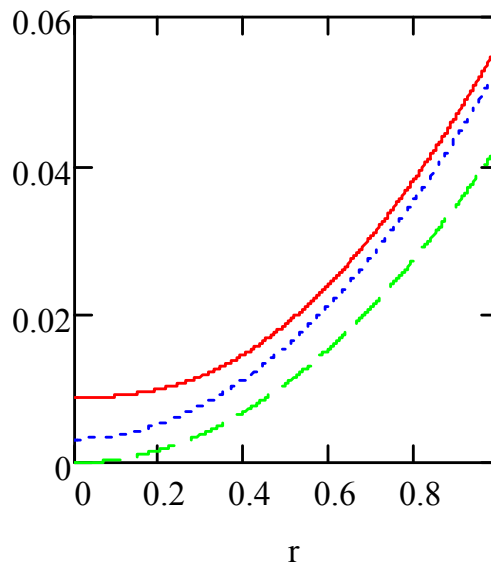


Рис. 3.6. Распределение второго инварианта тензора деформации (ось ординат) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора для точного выражения (уравнение (19)); синей линией - для приближенного значения (уравнение (21)); зеленой линией - для шара (уравнение (A11), Приложение 1).

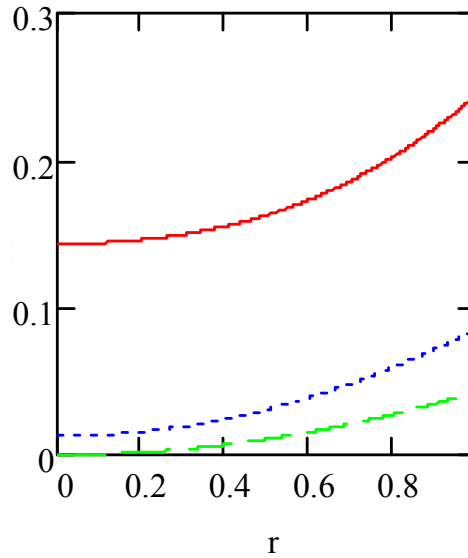


Рис. 3.7. Распределение второго инварианта тензора деформации (ось ординат) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора для точного выражения (уравнение (19)); синей линией - для приближенного значения (уравнение (21)); зеленой линией - для шара (уравнение (A11), Приложение 1).

Характер изменения радиального градиента девиаторных напряжений можно представить в виде функции $R(x, \varepsilon, \theta)$, которая определяется отношением максимальных девиаторных напряжений на поверхности (τ_{\max}^s) и в центре (τ_{\max}^c) эллипсоида малого тела

$$R(x, \varepsilon, \theta) = \left(\frac{\tau_{\max}^s}{\tau_{\max}^c} \right), \quad (22)$$

и зависит от параметров фигуры (эксцентриситета) (рис. 3.8, 3.9). Вдоль длинной оси вытянутого эллипсоида малого тела отношение R уменьшается до 1 и при определенном критическом значении эксцентриситета девиаторное напряжение в центре (τ_{\max}^c) становится больше, чем на поверхности (τ_{\max}^s) (рис. 3.8). При этом для малых тел разного состава критическое значение эксцентриситета, при котором происходит инверсия, будет разным (рис. 3.8). Вдоль короткой оси в плоскости экватора вытянутого эллипсоида малого тела при увеличении эксцентриситета радиальный градиент стремится к 1, т.е. девиаторное напряжение (τ_{\max}^s) на поверхности на экваторе вытянутого эллипсоида при любом эксцентриситете всегда больше, чем в центре (τ_{\max}^c) (рис. 3.9).

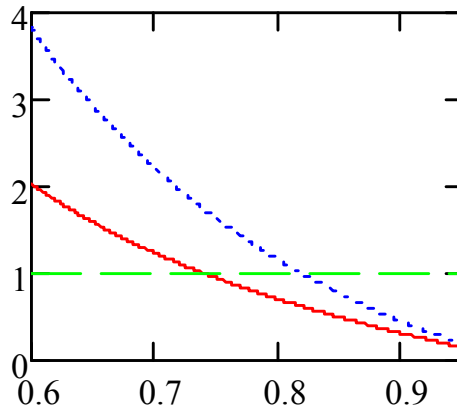


Рис. 3.8. Изменение отношения девиаторных напряжений R (ось ординат) вдоль длинной оси вытянутого эллипсоида малого тела в зависимости от эксцентриситета фигуры тела ε (ось абсцисс). Красной линией показано изменение отношения для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$, синей линией – для $\nu=0.17$. Зеленой линией показано отношение девиаторных напряжений R , равное 1.

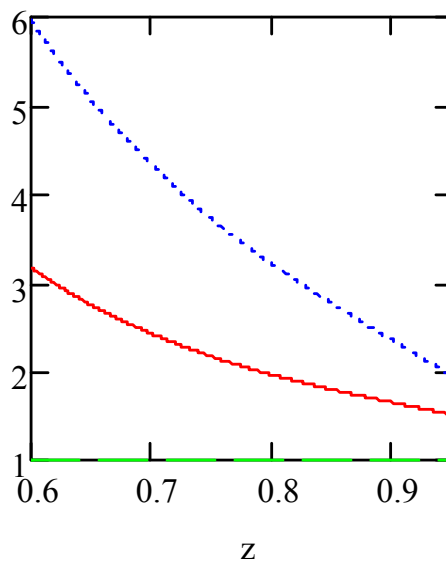


Рис. 3.9. Изменение отношения девиаторных напряжений R (ось ординат) вдоль короткой оси в плоскости экватора вытянутого эллипсоида малого тела в зависимости от эксцентриситета фигуры тела ε (ось абсцисс). Красной линией показано изменение отношения для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$, синей линией – для $\nu=0.17$. Зеленой линией показано отношение девиаторных напряжений R , равное 1.

Скорость гравитационной деформации малого тела зависит от величины дифференциального напряжения, температуры и доминирующего механизма деформации. Тело будет деформироваться при любой низкой температуре, если при данной

температуре девиаторное напряжение превышает предел текучести ($\tau_{max} > \sigma_p$). При постоянном значении всестороннего давления рост температуры или уменьшение скорости деформации понижает предел текучести (Донат, 1990). При низких температурах в качестве механизма деформации обычно преобладает внутрикristаллическое скольжение, связанное с механическим двойникованием и трансляционным скольжением (смещением) в пределах отдельных зерен, сопровождаемое подчиненными межзерновыми перемещениями (Хэндин, 1990). Например, пластическая деформация метеоритного железа при низких температурах осуществляется именно посредством такого механизма (Гарбер и др., 1963). Критическое допустимое напряжение сдвига на плоскостях скольжения в кристаллах обычно уменьшается с повышением температуры, и для пород, деформирующихся по этому механизму предел текучести будет уменьшаться. Таким образом, повышение температуры тела будет равносильно увеличению разности напряжений и, соответственно, относительному уменьшению значения необходимой критической массы тела данного состава и наоборот. Для некоторых типов пород при низких температурах деформация может осуществляться и посредством катакlastического течения. Катаклаз характеризуется механической грануляцией, включающей разрушение и вращение кристаллических зерен наряду с межзерновым скольжением.

Обычно скорости деформаций в лабораторных условиях составляют от 10^{-3} до 10^{-8} с^{-1} . Естественная скорость деформации, полученная по данным наблюдений тектонических деформаций на Земле, составляет 10^{-14} с^{-1} (Хэндин, 1990). Скорость деформации фигуры тела при низких температурах может быть еще меньшей. Но в отличие от температуры предел текучести при низких температурах слабо зависит от скорости деформации (Донат, 1990). При катакlastическом течении скорость деформации на предел текучести вообще не оказывает существенной роли (Donath, Fruth, 1971).

Следует отметить, что значение предела текучести определяется реологией конкретного материала и практически не поддается теоретическому исследованию. Поэтому, для каждого рассматриваемого материала, как правило, используются физико-механические и реологические свойства, известные по данным экспериментальных и наблюдательных исследований.

3.3. Заключение

Была корректно поставлена и аналитически решена трехмерная пространственная задача теории упругости для самогравитирующих твердых упругих тел. Показана применимость линейной теории упругости для малых тел Солнечной системы. В

результате решения пространственной задачи теории упругости самогравитирующего твердого упругого тела, была получена универсальная функция величины и распределения девиаторных напряжений в исследуемом малом теле.

Анализ точного выражения показывает зависимость величины и распределения девиаторного напряжения от упругих свойств вещества (коэффициент Пуассона), т.е. от состава пород, от фигуры малого тела (эксцентриситета) и от координат точки (глубины и широты). В пределах малого тела величина девиаторного напряжения возрастает от центра тела к поверхности и от полюса к экватору.

При определенных критических значениях эксцентриситета фигуры малого тела наблюдается инверсия радиального градиента девиаторных напряжений (отношение максимальных напряжений на поверхности (τ_{\max}^s) и в центре (τ_{\max}^c)) вдоль длинной оси малого тела, когда максимальное девиаторное напряжение в центре становится больше, чем на поверхности.

При малых эксцентриситетах фигуры малого тела величина и распределение девиаторных напряжений на основе приближенного решения (21), близко к точному решению (19) и может быть использовано при инженерной оценке примерных параметров гравитационной деформации малых тел. Например, для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$ и с небольшим эксцентриситетом эллипсоида фигуры ($\epsilon=0.4$), расхождение точного и приближенного решений не превышает 10%. При относительно больших эксцентриситетах эллипсоида малого тела ($\epsilon>0.4$), характерных для доминирующего большинства малых тел Солнечной системы, разница между приближенным и точным решением становится значительной, и достигает величины одного порядка и более по сравнению с точным решением. В этом случае линейное приближение для оценки параметров гравитационной деформации является неприменимым, поскольку приведет к большой ошибке и неверному результату.

3.4. Основной вывод: Поставлена и корректно решена пространственная задача теории упругости для самогравитирующих твердых упругих тел и показана применимость линейной теории упругости для оценки величины и распределения напряжений в реальных малых телах различного состава, обладающих пределом прочности и пределом текучести. Величина и распределение девиаторных напряжений зависят от химического и минерального состава малых тел и определяются такими основными параметрами, как масса тела, плотность, размеры и форма тела, предел текучести и коэффициент Пуассона.

ГЛАВА 4. ГРАВИТАЦИОННАЯ ДЕФОРМАЦИЯ МАЛЫХ ТЕЛ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА

4.1. Гравитационная деформация малых ледяных тел

Для характерных диапазонов температур (30-100 К) в рассматриваемой области Солнечной системы и предполагаемых давлений в недрах малых ледяных тел (10 МПа) можно ограничиться только полиморфической разновидностью льда I (Poigier, 1982; Durham, Stern, 2001). Рассчитанная для него величина идеального предела текучести составляет 0.1Е или примерно ~290 МПа вблизи 0 К (Goodman и др., 1981), с ростом температуры эта величина уменьшается. При температуре выше 100 К становится существенным крип, имеющий при различных значениях напряжения и температуры четыре основных механизма и описываемый следующим общим законом

$$\dot{\gamma} = A \sigma^n e^{-\frac{Q}{kT}},$$

где $\dot{\gamma}$ - скорость деформации, σ – напряжение, Q – энергия активации молекул, A и n – константы, определяемые экспериментально для каждого механизма (Goodman и др., 1981). Имеющиеся экспериментальные данные по пределу текучести для чистого льда при низких температурах находятся в диапазоне $0.1 \text{ МПа} < \sigma_p < 2 \text{ МПа}$. Верхнее значение получено при $T=203 \text{ К}$ и увеличивается при понижении температуры (Goodman и др., 1981).

Плотность малых ледяных тел колеблется от 340 до 857 кг м⁻³ (табл. 2.8, Глава 2), т.е. гораздо меньше плотности льда, что также объясняется высокой пористостью малых ледяных тел. Следует отметить, что высокая пористость малых ледяных тел указывает на отсутствие какого-либо гравитационного сжатия и гравитационной деформации, которая эту пористость бы уничтожила. Самой небольшой плотностью (340-460 кг м⁻³) характеризуются малые ледяные спутники Сатурна Дафнис, Атлас и Прометей со средним радиусом 3.8, 14.1 и 15.1 км соответственно (табл. 2.8, Глава 2). Пониженная плотность этих спутников объясняется наличием в экваториальной области рыхлого вала, образовавшегося в результате аккреции ледяных частиц из внешних колец Сатурна (рис. 4.1.1). Валы выглядят свежими и практически еще не подверглись уплотняющему воздействию метеоритной бомбардировки. Высота вала на Атласе меняется от 3 до 5 км и составляет около 27% объема спутника (Рогсо и др., 2007). Высота вала на Пане колеблется от 1.5 до 4 км и составляет около 10% объема спутника (Рогсо и др., 2007).

Плотность малых ледяных тел радиусом больше 40 км изменяется в пределах от 480 до 857 кг м⁻³ (табл. 4.1.1).

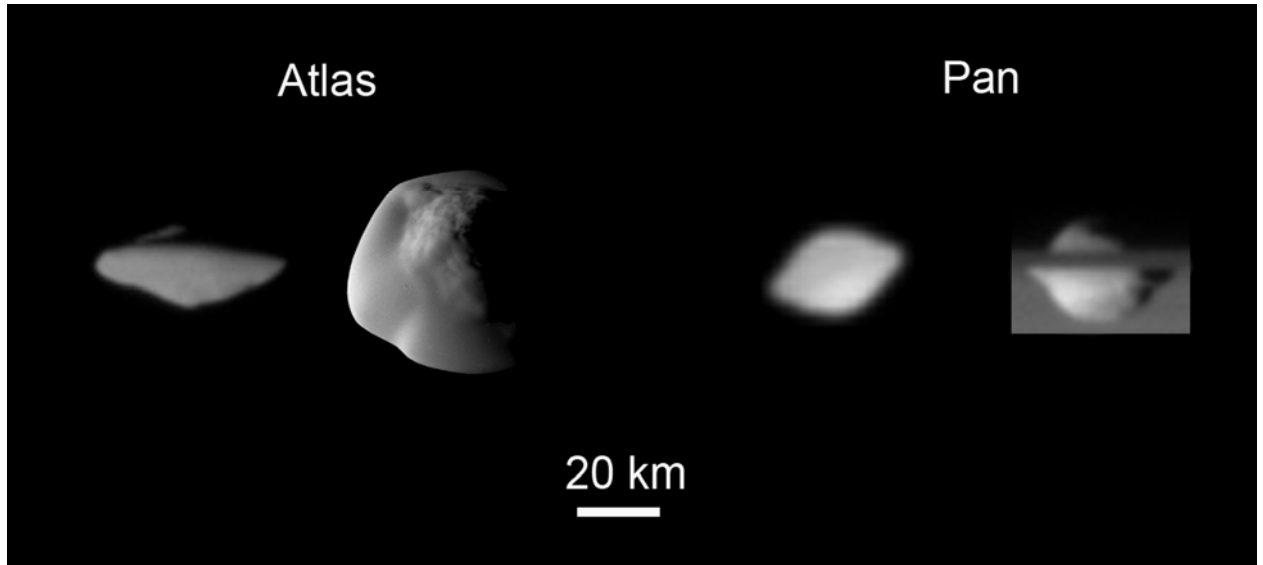


Рис. 4.1.1. Ледяные спутники Сатурна Атлас и Пан. Фото АМС «Кассини», NASA.

Таблица 4.1.1. Девиаторные напряжения (τ_{max}) в малых ледяных телах*

№	Малое тело	Диаметр, км	$R_{ср}$, км	Плотность, кг м ⁻³	τ_{max} для шара, МПа	τ_{max} для $\epsilon_{ср}$, МПа	$\epsilon_{ср}$
1	Пандора	104.0×81.0×64.0	40.7	490±60	0.013	0.019	0.722
2	Прометей	135.6×79.4×59.4	43.1	480±90	0.0062	0.012	0.863
3	Эпиметей	129.8×114.0×106.2	58.1	640±62	0.022	0.026	0.534
4	Амальтея	250×146×128	83.5	857±99	0.080	0.130	0.837
5	Янус	203.0×185.0×152.6	89.5	630±30	0.050	0.062	0.564
6	Гиперион	360.2×266.0×205.4	135.0	544±50	0.085	0.135	0.761
7	Мимас	415.6×393.4×381.2	198.2	1149±7	0.802	0.868	0.361

*Все ссылки указаны в табл. 2.8, Глава 2.

Наибольшей плотностью (857 кг м⁻³) характеризуется ледяной спутник Юпитера Амальтея (Anderson и др., 2005). Это самый крупный спутник среди малых тел в системе Юпитера (Thomas и др., 1998). Низкое альbedo спутника (<0.1) объясняется наличием на поверхности слоя пыли, которая поступает не только с микрометеоритами, но и из вулканических выбросов спутника Ио (Pascu и др., 1992). Повышенная плотность Амальтеи по сравнению с ледяными спутниками Сатурна также, по-видимому, объясняется повышенным содержанием силикатной пыли. Малые ледяные спутники

Сатурна в отличие от спутника Юпитера, характеризуются высоким альбедо (от 0.4 до 1.0), и состоят преимущественно из чистого водяного льда (Buratti и др., 2010). Спутник Сатурна Гиперион, диаметром $360.2 \times 266.0 \times 205.4$ км, является наибольшим среди малых ледяных тел Солнечной системы, характеризующихся неправильной фигурой (рис. 2.4, табл. 2.8). Среди малых ледяных тел Гиперион имеет плотность, близкую к среднему значению (табл. 4.1), равную 544 кг м^{-3} . Коэффициент Пуассона для льда примем равным 0.31 (Hobbs, 1974). Эксцентриситет фигуры (ε_{cp}) (табл. 4.1) рассчитывался по формуле

$$\varepsilon_{cp} = \sqrt{1 - \frac{bc}{a^2}}.$$

Точные значения девиаторных напряжений, полученные с учетом не только массы, но и неравновесной фигуры тела на основе уравнения ((19) Глава 3)), значительно (например, для Прометея в два раза) отличаются от приближенных значений, рассчитанных для среднего радиуса малых тел, т.е. для шара (табл. 4.1.1), что еще раз показывает ограниченность применения приближенной оценки. Обладая наибольшей массой и размерами среди ледяных малых тел, а также значительным эксцентриситетом фигуры, Гиперион характеризуется и наибольшими девиаторными напряжениями (табл. 4.1.1).

Следующим по размерам ледяным телом является также спутник Сатурна Мимас со средним радиусом 198.2 км (Thomas, 2010). Но Мимас, в отличие от выше перечисленных малых ледяных тел, характеризуется уже отчетливо выраженной шарообразной равновесной фигурой, т.е. принадлежит к классу планетных тел (рис. 4.1.2). Таким образом, на примере Гипериона и Мимаса мы наблюдаем переход между малыми и планетными телами ледяного состава. Плотность Мимаса, равная 1149 кг м^{-3} (Thomas, 2010), также почти вдвое превышает плотность пористых малых ледяных тел, не подвергавшихся гравитационной деформации. Наблюдаемая небольшая трехосность фигуры Мимаса (радиус $207.8 \times 196.7 \times 190.6$ км) определяется уже наличием приливного выступа и полярного сжатия равновесной фигуры (Dermott, Thomas, 1988; Thomas, 2010), характерного для всех планетных тел. Таким образом, Мимас является самым маленьким ледяным планетным телом в Солнечной системе (Слюта, Воропаев, 1992; Slyuta, Voropaev, 1997). Все следующие за Мимасом по размерам ледяные тела Солнечной системы (спутник Нептуна Миранда со средним радиусом 235.8 км, спутник Сатурна Энцелад со средним радиусом 252.1 км и др.) также являются планетными телами и характеризуются равновесной шарообразной фигурой в виде эллипсоида вращения.

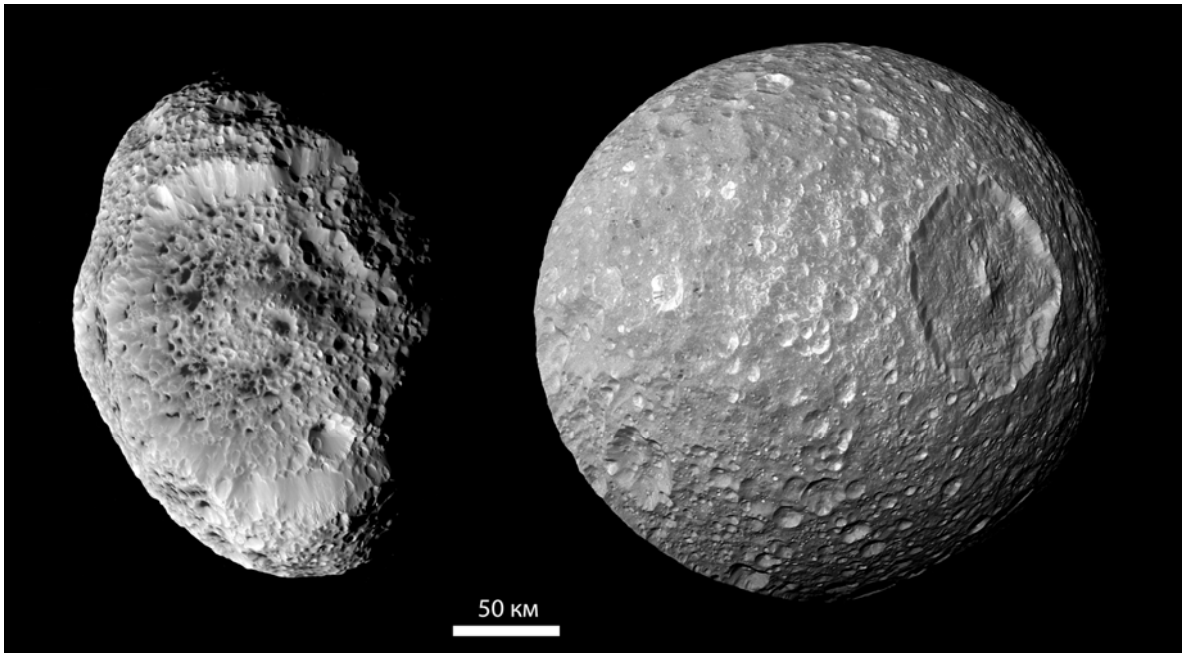


Рис. 4.1.2. Ледяные спутники Сатурна Гиперион (слева) и Мимас (справа). Фото АМС «Кассини», NASA.

Оценив с помощью уравнения ((19) Глава 3) абсолютную величину девиаторного напряжения для Мимаса, обусловленную его массой, мы получим верхнее граничное значение предела текучести для наблюдаемого перехода между малыми и планетными ледяными телами, равное 0.87 МПа. Нижнее граничное значение соответствует максимальному девиаторному напряжению крупнейшего ледяного малого тела, т.е. Гипериона, и равно 0.14 МПа (табл. 4.1.1). Полученный диапазон значений предела текучести $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа для ледяных тел (рис. 4.1.2) позволяет оценить зависимость критического радиуса (критической массы) малого тела от предела текучести для ледяных тел Солнечной системы, которая характеризует переход между малыми и планетными телами для тел ледяного состава. Следует отметить, что найденная зависимость очень хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными по пределу текучести для чистого льда при низких температурах ($0.1 \text{ МПа} < \sigma_p < 2 \text{ МПа}$).

Хорошее соответствие полученного диапазона значений предела текучести для ледяных тел с имеющимися экспериментальными данными для льда позволяет предполагать, что наблюдаемый переход между малыми и планетными ледяными телами обусловлен физико-механическими свойствами льда и гравитационной деформацией, а не разогревом и плавлением льда в результате, например, короткоживущих радиоактивных нуклидов, или диссипации энергии приливной деформации, и др.

Используя в уравнении ((19) Глава 3) параметры Гипериона (плотность и эксцентриситет фигуры) (табл. 4.1.1) и ориентируясь на максимальное девиаторное

напряжение Мимаса (0.87 МПа), оценим максимальные размеры, которые имело пористое малое ледяное тело до того, как оно подверглось гравитационной деформации. Радиус его оценивается как $R=465 \times 302$ км, а средний равнообъемный радиус равен $R_{cp}=349$ км. Примерно так (рис. 4.1.3), по-видимому, выглядел Мимас в младенчестве, пока он в результате гравитационной деформации не превратился в ледяное планетное тело с плотностью, вдвое превышающей первичную плотность, например, характерную для Гипериона. Средний радиус Протомимаса составлял 349 км, что почти в два раза больше настоящего размера.

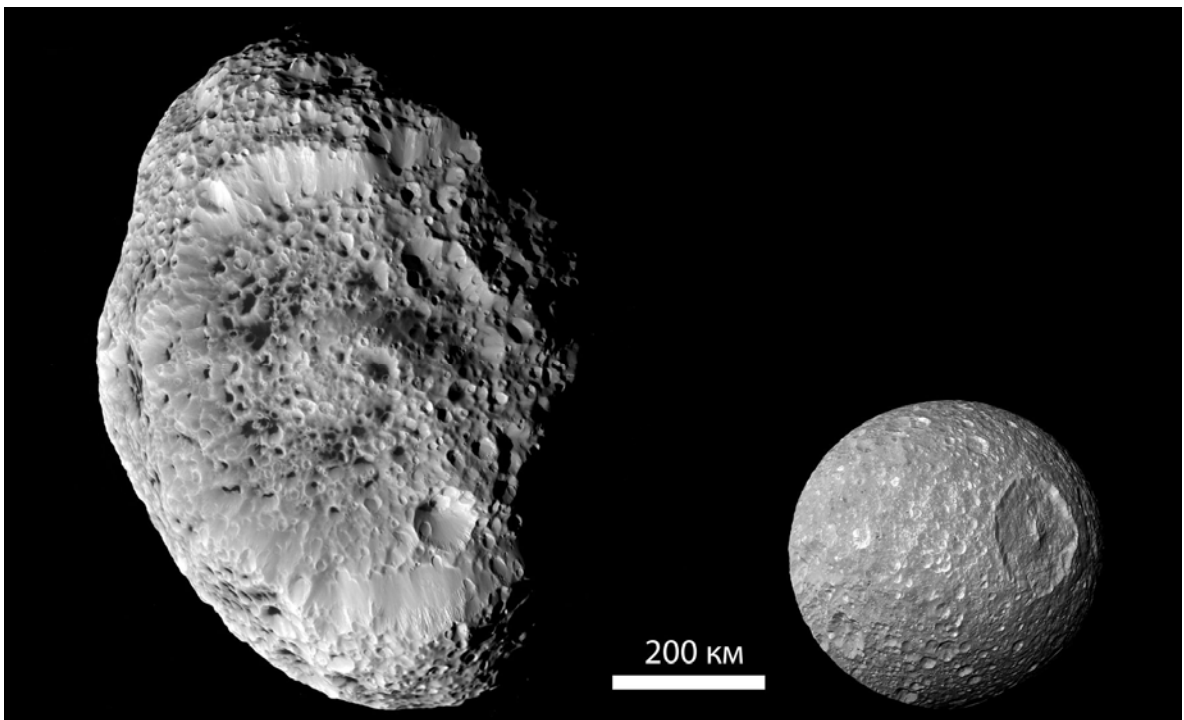


Рис. 4.1.3. Протомимас, представленный в соответствующем масштабе изображением Гипериона, и спутник Сатурна Мимас, показанные в одном масштабе.

Реальные ледяные тела, в частности спутники Сатурна, как правило, не являются чисто ледяными и могут содержать до 40% силикатной фракции (Morrison и др., 1986). Это соответствует средней плотности 1.3 г см^{-3} , для небольших ледяных планетных тел, если остальная доля имеет хондритовый состав (Lupo, Lewis, 1979). Поскольку лед не образует химических соединений с силикатной пылью, то и в этом случае предел текучести будет также определяться ледяной матрицей. В то же время эффективная вязкость смеси, содержащей, например, до 40% силикатной фракции в ледяной матрице, увеличивается в 5-7 раз (Friedson, Stevenson, 1983). Соответственно, в зависимости от содержания силикатной фракции, должна увеличиться и скорость гравитационной деформации.

4.1.1. Заключение

Самым крупным малым ледяным телом в Солнечной системе, состоящим преимущественно из водного льда, является спутник Сатурна Гиперион со средним радиусом 135 км и плотностью 544 кг м^{-3} . А самым малым ледяным планетным телом в Солнечной системе, также состоящим преимущественно из водного льда, является спутник Сатурна Мимас с радиусом 198.2 км и плотностью 1149 кг м^{-3} . На примере Гипериона и Мимаса мы наблюдаем переход между малыми и планетными телами ледяного состава. Полученный предел текучести для реального состава этих тел и при температурах, характерных для системы Сатурна (70-100 К), находится в интервале $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа, где нижнее значение соответствует современной величине девиаторных напряжений в Гиперионе, а верхнее – в Мимасе. Оцененный диапазон значений предела текучести хорошо согласуется с известными экспериментальными данными для водного льда ($0.1 \text{ МПа} < \sigma_p < 2 \text{ МПа}$). Таким образом, наблюдаемый переход между малыми и планетными ледяными телами обусловлен критической массой тела, физико-механическими свойствами льда и гравитационной деформацией, а не разогревом и плавлением льда в результате, например, короткоживущих радиоактивных нуклидов, или диссипации энергии приливной деформации, и др.

Максимальный критический радиус, который имело пористое малое ледяное тело с плотностью Гипериона (544 кг м^{-3}) до того, как оно подверглось гравитационной деформации (ПротоМимас), оценивается как $R=465 \times 302$ км, а средний равнообъемный радиус равен $R_{cp}=349$ км, что примерно в 2.5 раза больше среднего радиуса Гипериона.

4.1.2. Основной вывод: Предел текучести для реального состава ледяных тел при низких температурах оценивается в интервале $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа, где нижнее значение соответствует величине девиаторных напряжений в Гиперионе (самое крупное малое ледяное тело), а верхнее – в Мимасе (самое малое ледяное планетное тело) (рис. 12). Наблюдаемый переход обусловлен критической массой тела и величиной предела текучести твердого льда, а не термальным эффектом, т.е. его плавлением.

4.2. Состав, физико-механические свойства и гравитационная деформация кометных ядер и койперовских объектов

Разрушение комет под воздействием приливных сил явление достаточно обычное. Наиболее ярким примером приливного разрушения служит комета Шумейкера-Леви, распавшаяся на многочисленные фрагменты в гравитационном поле Юпитера и сгоревшая в его атмосфере. Сам факт приливного разрушения и дробления ядра на отдельные фрагменты говорит о том, что ядро кометы состоит из достаточно хрупкого и слабого материала и по своим физико-механическим свойствам значительно отличается от обычного твердого тела. Характер постепенного дробления кометных метеороидов и их разрушение под воздействием аэродинамического давления в верхних слоях атмосферы Земли также указывает на хрупкость и пористость кометного вещества (Sekanina, 1985). С точки зрения физико-механических свойств, все известные модели строения кометного ядра можно подразделить на два основных класса, которые принципиально отличаются друг от друга. Это обычная или фрактальная модель и модель “рыхлого тела” (rubble pile). Фрактальная модель обладает определенной прочностью, которая зависит от химического и минерального состава и структурного строения кометного ядра. Модель “рыхлого тела” состоит из частиц или отдельных фрагментов, которые не связаны между собой и удерживаются вместе только силой притяжения. Согласно модели “рыхлого тела” тела с относительно небольшой массой практически не имеют прочности. Следует ожидать, что в результате столкновительной и приливной эволюции морфология, популяция и время жизни кометных ядер с принципиально отличающимися физико-механическими свойствами должны быть разными, точно так же, как, например, в зависимости от состава и физико-механических свойств различаются и параметры перехода между малыми и планетными телами Солнечной системы. Само существование столь принципиально отличных моделей указывает на то, что вопрос об основных физико-механических свойствах кометных ядер и о их влиянии на морфологию и популяцию малых тел по-прежнему остается открытым и актуальным.

4.2.1. Модели кометного ядра

Все обычные или фрактальные модели по своему строению очень похожи между собой (Davidsson, Gutierrez, 2004). Согласно фрактальной модели первичные строительные блоки - кометозимали, из которых состоит кометное ядро, формировались во внешних областях Солнечной системы в результате агломерации кластеров субмикронных частиц межзвездной пыли, обогащенных льдом (Weidenschilling, 1997).

Сами частицы межзвездной пыли имеют достаточно сложное строение (Greenberg, Hage, 1990; Greenberg и др., 1995) и состоят из силикатного ядра, покрытого слоем (мантией) из сложных тугоплавких органических соединений с преобладанием углерода, и внешней ледяной оболочки с вкраплением больших молекул или мельчайших частиц углеродных соединений. Благодаря когезионным силам сцепления (силы Ван дер Ваальса) частицы связаны между собой в кластеры или цепочки (Greenberg и др., 1995; Sirono, Greenberg, 2000).

При столкновении кометозимали несколько уплотняются во внешнем слое в районе контакта, но в целом остаются пористыми и сохраняют низкую плотность (Donn, 1990; Sirono, Greenberg, 2000; Davidsson, Gutierrez, 2004). Ограниченное испарение, разогрев и частичное разрушение первичной пылевой матрицы в процессе столкновения кометозималей приводит к намерзанию льда и образованию «обломочной зоны» (смесь обломков льда и пылевой матрицы), которая связывает строительные блоки (кометозимали) кометного ядра (Möhlmann, 1995). Предполагается, что размеры кометозималей сравнимы с размерами кометного ядра и могут достигать сотен и более метров в диаметре. Считается, что на поверхности кометного ядра в результате сублимации льда образуется стабильная и связанная пылевая матрица или пылевая корка (Каймаков, Шарков, 1967; Ибадинов, 1982; Ibadinov и др., 1991; Grun и др., 1993; Kührt, Keller, 1994), которая может быть покрыта слоем рыхлого реголита (Möhlmann, 1995), образовавшегося в результате микрометеоритной и метеоритной бомбардировки.

Таким образом, согласно фрактальной модели на всех уровнях строения кометного ядра, от масштаба отдельной частицы до пылевой матрицы на поверхности, везде материал является связанным, везде присутствуют большие или меньшие когезионные силы сцепления и, соответственно, на любом уровне строения материал кометного ядра должен обладать определенной прочностью, которая зависит от химического и минерального состава и структурного строения кометного ядра.

Вторая группа объединяет модели “рыхлого тела” (rubble pile). Это совокупность частиц или отдельных фрагментов, которые удерживаются вместе только силой притяжения. Известно несколько таких моделей, которые с точки зрения реологических свойств очень похожи. В одном случае это фактически совокупность частиц межзвездной пыли (Asphaug, Benz 1994, Solem, 1994, Richardson и др., 1995). Подобная модель с экстремально низкой плотностью представляет собой сильно разряженный рой частиц (Rettig и др., 1994). Либо это может быть совокупность фрагментов (например, кометозималей) самого разного размера, из которых состоит кометное ядро (Weissman, 1986, Scotti, Melosh, 1993, Weidenschilling, 1994) и которые также удерживаются вместе

только силой притяжения. В отличие от фрактальной модели, модель “рыхлого тела” предполагает полное отсутствие каких-либо когезионных сил сцепления между строительными элементами кометного ядра. Прочность этих тел определяется только силой притяжения. Для малых тел с относительно небольшой массой это означает полное отсутствие прочности (Asphaug, Benz, 1996). Например, по оценке (Sirono, Greenberg, 2000) усилие, необходимое для разделения двух небольших совокупностей частиц (кометозималей), удерживаемых вместе под действием собственного притяжения, не превышает 8.4×10^{-5} кПа.

4.2.2. Физико-механические свойства кометного ядра

Аккреция и образование кометозималей, по-видимому, происходила в условиях невысоких скоростей при температурах, не превышающих 20 К, что позволило сохранить пористую структуру кометозималей, низкую плотность и высокое содержание летучей компоненты (Donn, 1990). Согласно модели (Greenberg и др., 1995), соединения Si, Mg, Fe (силикаты) составляют около 26% массы кометного ядра, сложные органические соединения около 23%, вкрапления мельчайших частиц или больших молекул - около 9%. Около 42% приходится на льды разного состава, среди которых доминирует водный лед (около 30%) и примерно по 2-3% приходится на CO, CO₂, CH₃OH, CH₄, H₂CO и другие экзотические льды. Данные (Küppers и др., 2005) по отношению массы пыль/лед для кометы Темпеля 1 также показывают, что модель “грязь со льдом” (icy dirtballs) более предпочтительна, чем модель “грязный снежок” (dirty snowball). Максимальная средняя плотность плотно упакованного вещества кометного ядра (т.е. сжатого до отсутствия пор) составляет около 1650 кг м⁻³ (Greenberg, 1998). Масса и плотность кометных ядер разными исследователями оценивалась с помощью различных методов, но в целом все оценки дают достаточно низкие значения плотности, которые находятся в пределах от 180 до 800 кг м⁻³ (табл. 4.2.1).

Одно из значений массы и размеров кометы Шумейкера-Леви было получено при численном моделировании процесса разрушения кометы под действием приливных сил со стороны Юпитера на основе адаптированной модели гидродинамического кода, применяемой для моделирования ударных процессов (Asphaug, Benz, 1996). Это классическая модель “рыхлого тела”, в которой прочность отсутствует до уровня масштаба отдельной частицы. Расчетная плотность с применением данной модели составила 600 кг м⁻³. По данным (Sekanina и др., 1994) на основе наблюдений зонального распределения яркости комы и приливной траектории орбиты кометы и ее обломков, полученное значение плотности кометы Шумейкера-Леви оказалось значительно меньше

и составило около 200 кг м^{-3} . Davidsson (2001), рассматривая прочность как функцию плотности и принимая прочность равной нулю, для нескольких быстровращающихся комет нашел, что минимальное значение плотности, при котором тело остается целым и не подвергается разрушению со стороны центробежных сил, находится в пределах $200\text{-}530 \text{ кг м}^{-3}$.

Таблица 4.2.1. Плотность кометных ядер.

Комета	Плотность, кг м^{-3}	Метод оценки	Литература
Чурюмова-Герасименко	100–370	Негравитационные силы	Davidsson, Gutierrez, 2005
Борелли	180 - 300	Негравитационные силы	Davidsson, Gutierrez, 2004
Шумейкера-Леви	200	Приливное разрушение	Sekanina и др., 1994
Шумейкера-Леви	600	Приливное разрушение	Asphaug, Benz, 1996
7 комет	200 - 530	Анализ вращения	Davidsson, 2001
Галлея	260-600	Плотность пылевых частиц комы	Greenberg, Hage 1990
Галлея	280	Негравитационные силы	Rickman, 1989
Галлея	600	Негравитационные силы	Sagdeev и др., 1988
	+900/-400		
Вильда 2	$\leq 600\text{-}800$	Негравитационные силы	Davidsson, Gutierrez, 2004
Вильда 2	400 ± 200	Негравитационные силы	Szutowicz и др., 2008
Темпеля 1	620	Гравитационный контроль	A'Hearn и др., 2005
	+470/-330	кратерного выброса	

Масса ядра кометы также может быть оценена на основе расчета вектора негравитационной силы, являющегося функцией положения кометы на орбите и возникающего в результате активной сублимации и дегазации с истечением относительно направленных потоков. В разное время такие оценки массы и плотности были сделаны для нескольких комет. Найденная по данным такого анализа плотность кометы Борелли находится в пределах $180\text{-}300 \text{ кг м}^{-3}$ (Davidsson, Gutierrez, 2004). Плотность кометы Чурюмова-Герасименко по данным (Davidsson, Gutierrez, 2005) попадает в более широкий интервал значений от 100 до 370 кг м^{-3} с возможным увеличением верхнего значения до 600 кг м^{-3} . Для ядра кометы Вильда 2 был найден верхний предел возможных значений плотности, который в зависимости от неопределенности оценки размеров ядра ограничивается диапазоном $\leq 600\text{-}800 \text{ кг м}^{-3}$ (Davidsson, Gutierrez, 2006). Szutowicz и др. (2008) на основе аналогичной методики оценили плотность ядра кометы Вильда 2 равной $400\pm 200 \text{ кг м}^{-3}$. По данным (Sagdeev и др., 1988) на основе этого же метода плотность кометы Галлея была оценена в $600 +900\text{-}400 \text{ кг м}^{-3}$, по данным (Rickman, 1989) плотность составила 280 кг/м^3 . Greenberg и Hage (1990), которые оценивали плотность ядра кометы Галлея на основе оценки пористости и плотности пылевых частиц из комы, получили

интервал возможных значений от 260 до 600 кг м⁻³ и пришли к выводу, что значение в 280 кг м⁻³ (Rickman, 1989), является наиболее вероятным и, соответственно, наиболее предпочтительным. Плотность кометы Темпеля 1, рассчитанная по влиянию гравитационного поля кометы на параметры выброса вещества при образовании ударного кратера в результате эксперимента, составила 620 +470/-330 кг м⁻³ (A'Hearn и др., 2005). Среднее умеренное и консервативное (удовлетворяющее почти всем оценкам и наиболее обоснованное аналитически) значение плотности материала кометных ядер принимается равным примерно 300 кг м⁻³ (Sirono, Greenberg, 2000).

В таблице 4.2.2. представлены, пожалуй, все имеющиеся на сегодня аналитические, наблюдаемые и экспериментальные данные по прочностным свойствам кометного вещества и его аналогов. По данным моделирования межмолекулярного взаимодействия частиц (силы Ван дер Ваальса) (Möhlmann, 1995) предел прочности на растяжение связанной пылевой матрицы, слагающей по мнению автора основные “строительные” блоки кометного ядра, оценивается в диапазоне 10-100 кПа, пористых пылевых покровов и отложений около 1 кПа, а смеси изо льда, пыли и обломков в «обломочной зоне» между строительными блоками также около 1 кПа.

Для аналитической оценки предела прочности на растяжение ядра кометы Шумейкера-Леви, Greenberg и др. (1995) также использовали модель молекулярного взаимодействия на контакте между субмикронными частицами межзвездной пыли, состоящей из силикатного ядра, покрытого слоем из труднолетучего органического вещества и слоем из водного льда. Полученное значение предела прочности на растяжение, равное 0.27 кПа, было рассчитано для материала с пористостью 0.8 и плотностью 0.28 г см⁻³. Эти значения пористости и плотности были взяты из данных, полученных для кометы Галлея (Greenberg, Hage, 1990, Rickman, 1989). Оценка величины сдвиговых напряжений, возникающих в центре однородного ядра кометы под воздействием приливных сил со стороны Юпитера, дает тот же порядок значения предела прочности на растяжение (Greenberg и др., 1995).

Таблица 4.2.2. Прочностные свойства материала кометных ядер

Предел прочности на растяжение, кПа	Предел прочности на сжатие, кПа	Название объекта	Метод оценки	Литература
Прочность отсутствует 0.1-10		Комета Шумейкера-Леви	Модель приливного разрушения	Asphaug, Benz, 1996
<0.1		Кометы, приближающиеся к Солнцу	Модель приливного разрушения	Sekanina, 1982a
>1		Модель	Модель приливного разрушения	Davidsson, 2001
<10		Комета Джакобини-Циннера	Анализ вращения	Sekanina, 1985
2.5		Кометы, приближающиеся к Солнцу	Давление паров	Sekanina, 1982b
0.74		Метеорный поток Драконида	Аэродинамическое давление	McCrosky, 1955
1.35		Метеорный поток Драконида	Аэродинамическое давление	Opik, 1955
1.4-19		Метеорный поток Леониды	Аэродинамическое давление	Opik, 1955
2		Метеорный объект PN39043 Драконида	Аэродинамическое давление	Sekanina, 1985
0.27		Кометные метеорные потоки	Аэродинамическое давление	McKinley, 1961
0.081-3.6		Комета Шумейкера-Леви	Модель молекулярного взаимодействия частиц	Greenberg и др., 1995
		Модель кометезимали	Модель молекулярного взаимодействия частиц	Sirono, Greenberg, 2000
10-100		Связанная пылевая матрица	Модель молекулярного взаимодействия частиц	Möhlmann, 1995
~1		Пористые пылевые отложения и покровы	Модель молекулярного взаимодействия частиц	Möhlmann, 1995
~1		“Обломочная зона” из смеси льда и обломков пылевой матрицы	Модель молекулярного взаимодействия частиц	Möhlmann, 1995
	39-245	Пылевая матрица из частиц SiO ₂	Экспериментальные данные	Ибадинов 1982
	14-20	Пылевая матрица из графитовых частиц	Экспериментальные данные	Ibadinov 1991
	2	Пылевая матрица из частиц DL-аланина	Экспериментальные данные	Ibadinov 1991
	5	Пылевая матрица из частиц DL-треонина	Экспериментальные данные	Ibadinov 1991
	2	Пылевая матрица из частиц L-валина	Экспериментальные данные	Ibadinov 1991
	100-10000	Пылевая матрица из частиц Fe ₂ O ₃	Экспериментальные данные	Oudemans, 1965

Подобные и, пожалуй, наиболее обоснованные аналитические оценки прочности на сжатие и растяжение материала кометозималей в результате их столкновения представлены в работе (Sirono, Greenberg, 2000). Рассмотренная авторами модель кометного ядра состоит из множества субмикронных сферических частичек-зерен (межзвездная пыль), которые слипаются под действием когезионных сил (силы Ван дер Ваальса) и образуют каркасные цепочки. Необратимая деформация цепочки и деформация всего тела начинается при достижении критического значения угла качения и латерального смещения между зернами. Если пористость материала достаточно велика, то доминирует механизм качения, и напротив, если пористость небольшая, то преобладающим механизмом деформации является скольжение. Полученное значение силы, необходимой для разрушения кометозималей при их столкновении, находится в пределах 0.081-3.6 кПа (Sirono, Greenberg, 2000).

В работе (Davidsson, 2001) была сделана попытка получить значение прочности на растяжение в результате исследования влияния фигуры тела на критический период вращения и на расстояние от Земли, при котором было бы возможным приливное разрушение модели кометного ядра. Прочность и период вращения рассматривались как независимые и отличные от нуля параметры, при этом вращение было неизменным и не зависело от расстояния (т.е. не было синхронным). Полученное значение прочности на растяжение составило ≤ 0.1 кПа.

По данным (Sekanina, 1985) напряжения, возникающие в результате быстрого вращения кометы Джакобини-Циннера не превышают 1 кПа. Соответственно, предел прочности на растяжение материала кометы должен превышать это значение. Следует отметить достаточно быстрый период вращения кометы, равный 1.66 час. и экстремальное значение соотношения полуосей $c/a=0.12$ (!) кометного ядра, используемое автором при расчетах. Оценка приливных напряжений, при которых происходит разрушение приблизившихся к Солнцу комет, охватывает достаточно обширный диапазон значений - 0.1-10 кПа (Sekanina, 1982a). Причиной полного разрушения комет, приблизившихся к Солнцу на расстояние меньше 2 солнечных радиусов, также может быть высокое давление паров воды при дегазации ядра кометы. По оценке (Sekanina, 1982b) это давление может достигать 10 кПа и значительно превышать прочность пылевой матрицы на поверхности и прочность кометного ядра в целом. Интенсивное дробление ядер комет в солнечной хромосфере может происходить и в результате аэродинамического давления, которое при высокой скорости движения кометного ядра в перигелии (около 600 км/с) в протяженной солнечной атмосфере может значительно превышать приливную нагрузку и прочность ядра (Григорян и др., 1997). Режим сублимации кометных ядер на этом участке орбиты

будет иметь метеороподобный характер и качественно отличаться от обычного режима (Григорян и др., 2000).

Прочность кометного вещества также оценивалась по величине аэродинамического давления, при котором происходило разрушение метеороидов кометного происхождения в атмосфере Земли. В разные годы такие оценки были получены для метеорного потока Драконида, источником (родительским телом) которого является комета Джакобини-Циннера. По данным (McCrosky, 1955), разрушение кометных метеороидов происходило при давлении около 2.5 кПа. В одном из наблюдений для метеорного потока Драконида Орік (1955) получил величину 0.74 кПа, а для метеорного потока Леониды, источником которого является комета Темпеля-Тутля, - 1.35 кПа. По оценке (Sekanina, 1985) наблюдаемое многократное разрушение кометного болида из потока Драконидов, зарегистрированного под № PN39043, происходило при нагрузках от 1.4 до 19 кПа.

Экспериментальные данные по получению пылевой матрицы в виде корки и исследованию ее на прочность впервые были получены Ибадиновым (1982). Такая пылевая матрица в виде корки небольшой мощности может образовываться на поверхности ядра кометы при сублимации (Каймаков, Шарков; 1967, Ibadinov и др., 1991; Grun и др., 1993; Kührt, Keller, 1994) и разрушаться при столкновениях, образуя потенциально активные сублимационные зоны из смеси льда и обломков (Möhlmann, 1995).

Пылевая матрица заданной геометрии и пористости была получена при сублимации водяного льда в высоком вакууме и при низких температурах (140-160 К) из образца, состоявшего из однородной смеси водного льда и частиц пыли (Ибадинов, 1982). Образец изготавливался из дистиллированной воды и частиц SiO₂ размерами 5, 20, 40, 80, 200-300 мкм. Объем силикатной пыли в образце соответствовал 40 и 60% от объема льда. После сублимации льда получалась пылевая матрица с пористостью соответственно 60 и 40% и размером 20 мм в диаметре, и толщиной 5-6 мм. Полученная пылевая матрица исследовалась на прочность при комнатной температуре методом шарового штампа (Цытович, 1973). Полученные экспериментальные значения предела прочности на сжатие пылевой матрицы составили 39 кПа для пористости 60% и 245 кПа для пористости 40%.

Для выяснения закономерностей зарастания кометного ядра тугоплавкой коркой также были выполнены эксперименты по сублимации конгломерата водяного льда с различными тугоплавкими веществами из частиц размером в несколько микрон (Ibadinov и др., 1991). Предел прочности на сжатие полученной корки из графитовых частиц с плотностью 470 кг/м³ оценивается в диапазоне 14-20 кПа. Предел прочности на сжатие пылевой матрицы с плотностью 22 кг/м³ из частиц органического вещества DL-аланина

равен 2 кПа, из DL-треонина с плотностью матрицы $31 \text{ кг/м}^3 - 5 \text{ кПа}$ и из L-валина с плотностью пылевой матрицы $30 \text{ кг/м}^3 - 2 \text{ кПа}$ (Ibadinov и др., 1991; Ибадинов, 1999).

Экспериментальные данные по прочности на сжатие для субстрата, состоящего из частиц пыли Fe_2O_3 размером 0.3 мкм, были получены (Oudemans, 1965). По этим данным значения предела прочности на сжатие пылевой матрицы в зависимости от пористости располагаются в диапазоне 10^2-10^4 кПа. Экспериментальные данные по пределу прочности на растяжение вещества-аналога материала кометных ядер неизвестны.

Геоморфологический анализ изображений кометных ядер, полученных с борта космических аппаратов, показывает наличие на поверхности разнообразных форм рельефа, имеющих различный возраст образования (Basilevsky, Keller, 2006; Базилевский, Келлер, 2007). На изображениях поверхности ядра кометы Галлея дешифрируются как небольшие формы рельефа, так и протяженные возвышенности и низменности, сравнимые с размерами самого ядра (Keller и др., 1988). Наиболее мелкие (на пределе разрешения снимков) формы рельефа представлены цепочкой из 4-х холмов размером около 500 м. Наиболее крупные возвышенности представлены горой Маунтин высотой от 0.5 до 1 км и длиной до 1.5 км, и хребтом Ридж протяженностью около 2 км, окаймляющими Центральную депрессию диаметром также около 2 км. Еще одна округлая депрессия аналогичного размера носит название Кратер.

Основные формы рельефа на поверхности ядра кометы Борелли представлены пестрыми и гладкими обширными равнинами, плато с крутыми склонами, возвышающимися над равнинами до 100 м, и грядами протяженностью до 2 км и высотой в несколько сот метров (Britt и др., 2004). Отсутствие ударных кратеров на поверхности ядра, нижний предел обнаружения которых зависит от разрешения снимков и составляет 200 м, предполагает достаточно активное обновление поверхности в результате сублимации и дегазации вещества при прохождении кометы через перигелий.

Наибольшее разнообразие рельефа наблюдается на поверхности кометы Вильда 2 (Brownlee и др., 2004). Прежде всего, это достаточно высокая плотность ударных кратеров размером от 250 м до 2.4 км, что указывает на гораздо более древний возраст поверхности по сравнению с ядрами комет Борели и Темпеля 1. Самый крупный из кратеров Бассейн Шумейкера размером 2.4 км сравним с размерами ядра кометы (полуоси $2.75 \times 2.00 \times 1.65 \pm 0.05 \text{ км}$) (Duxbury и др., 2004). Многие кратеры, как например кратер Райт Фут диаметром около 1 км, характеризуются достаточно крутыми склонами, иногда в виде серии террас высотой в десятки метров каждая. Террасы, вероятно, отражают вскрытую при образовании ударного кратера (Brownlee и др., 2004), или в результате планации (Basilevsky, Keller, 2006), слоистость.

Таким образом, наблюдаемое разнообразие форм рельефа и геологических образований размерами от десятков и сотен метров до размеров, сравнимых с размерами самого ядра, их различный геологический возраст (от древнейших крупных ударных кратеров до новейших образований в результате последних циклов дегазации и сублимации) также предполагает наличие определенных прочностных свойств материала на поверхности ядра кометы и самого ядра в целом.

Рассмотренные данные (табл. 4.2.2) показывают, что предел прочности на растяжение кометного вещества и в целом кометных ядер величина вполне реальная и достаточно различимая. Теоретически наиболее обоснованная величина предела прочности на растяжение соответствует диапазону 0.081-3.6 кПа (Sirono, Greenberg, 2000). Следует отметить, что крайние значения этого диапазона отвечают крайним же и, соответственно, маловероятным значениям пористости и плотности. Наблюдаемые данные, характеризующиеся наименьшей неопределенностью и наименьшим разбросом, получены преимущественно при разрушениях кометного вещества аэродинамическим давлением в верхних слоях земной атмосферы. Сводный анализ, проведенный по данным наблюдений за многие годы (McKinley, 1961), показал, что практически во всех наблюдаемых метеорных потоках, источником которых являются кометы, кометные метеороиды разрушались при аэродинамическом давлении около 2 кПа. Следует отметить, что эта величина примерно соответствует среднему умеренному значению предела прочности на растяжение, удовлетворяющему почти всем рассмотренным данным (табл. 4.2.2), полученных разными методами и с разной степенью неопределенности.

4.2.3. Гравитационная деформация кометных ядер и койперовских объектов

Для таких койперовских комет, как Борелли (Britt и др., 2004), Вильда-2 (Davidsson, Gutierrez, 2006) и аналогичных по составу комет семейства Юпитера Темпеля-1 (A'Hearn и др., 2005), Чурюмова-Герасименко (Davidsson, Gutierrez, 2005) и кометы семейства Нептуна Галлея (Rickman, 1989), для которых известны все необходимые данные, мы можем оценить величину девиаторного напряжения, обусловленного параметрами фигуры и массой этих ядер. Полученные значения девиаторного напряжения для всех этих тел малы и на два порядка ниже предела прочности на растяжение (табл. 4.2.3).

Используя уравнение порогового значения девиаторного напряжения ((19) Глава 3) и принимая плотность кометного вещества равной значению 300 кг м^{-3} (Sirono, Greenberg, 2000), коэффициент Пуассона равным 0.31 (Hobbs, 1974), среднее характерное отношение полуосей $a/c=0.60$ (табл. 4.2.3), получим размер ядра кометы, при котором величина девиаторного напряжения будет равна пределу прочности на растяжение кометного

материала (2 кПа). Найденный размер полуосей малого тела с учетом эксцентриситета фигуры, при котором величина девиаторных напряжений равна 2 кПа, составляет 41×24.6 км. Соответственно диаметр этого ядра равен 81×49.2 км или средний равнообъемный диаметр – 58 км. В зависимости от степени неопределенности оценок плотности и предела прочности на растяжение оценочный диапазон критического размера ядра может рассматриваться более широким – 50-70 км, но суть задачи в целом от этого не меняется. Полученное значение соответствует размеру ядра кометы Хейла-Боппа в пределах неопределенности оценки его размера (Fernández, 2002). Всего известно около 700 комет. Все они имеют диаметр ядра менее 60 км (размер кометы Хейла-Боппа) за исключением 2060 Хирона, который имеет диаметр около 200 км (Donn, 1990). В интервале размеров от 60 до 200 км комет пока не обнаружено. Найденный пороговый размер в ~ 60 км означает, что вплоть до размеров самой крупной кометы Хейла-Боппа (т.е. практически все известные кометы) предел прочности на растяжение определяется составом ядра и равен примерно постоянной величине (около 2 кПа) независимо от размеров ядра.

Таблица 4.2.3. Девиаторные напряжения (τ_{max}) в кометных ядрах

Комета	Полуоси ($a \times c$), км	Средний радиус, км	Плотность, кг /м ⁻³	Эксцентриситет фигуры, ϵ_{cp}	τ_{max} , Па
Борелли	4×1.6	2.17	300	0.917	14.49
Чурюмова-Геарсименко	2.43×1.85	2.03	500	0.648	21.32
Вильда-2	2.75×2×1.65	1.96	600	0.800	35.79
Темпеля-1	3.8×2.45	2.84	600	0.764	70.70
Галлея	8×4×4	5.04	280	0.866	59.54

При достижении предела прочности на растяжение в результате приливного разрушения, столкновения, или давления газов при дегазации и сублимации, тела размером менее 60 км будут независимо от их массы достаточно легко разрушаться, увеличивая наблюдаемую популяцию этих тел. Эффективный предел прочности на растяжение кометных ядер размером больше 60 км определяется уже массой тела и параметрами фигуры, и увеличивается по квадратичному закону в зависимости от размеров и массы тела (рис. 4.2.1). Такое резкое повышение прочности вполне может объяснить наблюдаемое отсутствие (или дефицит) кометных ядер размером более ~ 60 км, поскольку будет оказывать значительное влияние на параметры разрушения родительских тел и, соответственно, на численность вторичной популяции.

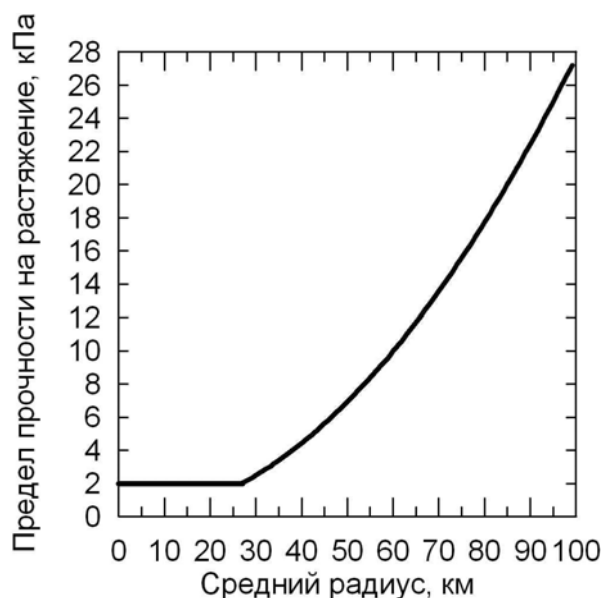


Рис. 4.2.1. Зависимость предела прочности на растяжение от размеров кометного ядра (при постоянной плотности).

Кардинально изменится и механизм разрушения тела. В малых телах, где предел прочности на растяжение определяется его составом, т.е. в ядрах комет размером меньше 50-70 км, трещина будет зарождаться в центре тела и распространяться из центра во все стороны до поверхности, и как следствие, приводит к немедленному разрушению тела (Dobrovolski, 1990, Asphaug, Benz, 1996). В малых телах, где сила тяжести доминирует над пределом прочности на растяжение, т.е. в ядрах комет размером больше 60 км, трещины будут зарождаться на поверхности тела и распространяться по поверхности и на глубину, и в зависимости от величины напряжения будут иметь локальное или региональное распространение (Asphaug, Benz, 1996). И только в случае глобального распространения тело будет разрушено. Поскольку величина и распределение девиаторных напряжений зависит не только от массы, но и от параметров фигуры, то последний фактор также должен оказывать влияние на характер разрушения.

Радиальный градиент девиаторных напряжений также зависит и от эксцентриситета фигуры (рис. 3.10, Глава 3). При параметрах фигуры тела $a/c < 1.75$ величина девиаторных напряжений на поверхности тела больше чем в центре (рис. 4.2.2). Следовательно, любая упругая или пластическая деформация будет развиваться от поверхности к центру тела. При $a/c > 1.75$ величина девиаторных напряжений в центре становится выше, чем на поверхности тела, и механизм разрушения тела будет таким же, как и для тел, размером меньше 60 км. В результате столкновительной эволюции или приливного разрушения многочисленных объектов из пояса Койпера размером >60 км, такая зависимость механизма разрушения тел от параметров фигуры может привести к

более быстрому разрушению и деградации популяции тел с параметрами фигуры $a/c > 1.75$ и, как следствие, к их дефициту по отношению к телам с параметрами фигуры $a/c < 1.75$. Для койперовских объектов размером < 60 км, к которым принадлежат и кометы, такой естественный отбор в зависимости от параметров фигуры происходить не будет, так как предел прочности на растяжение этих тел определяется только составом и не зависит от массы тела.

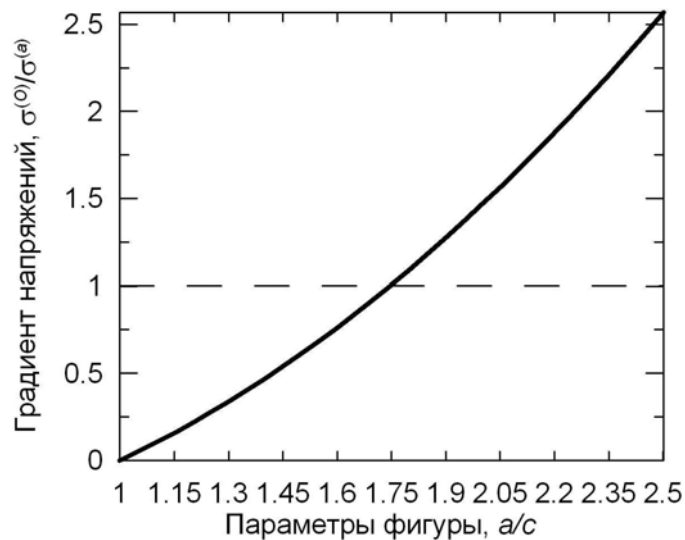


Рис. 4.2.2. Зависимость радиального градиента девиаторных напряжений от параметров фигуры тела. $\sigma^{(0)}$ – девиаторное напряжение в центре тела; $\sigma^{(a)}$ – девиаторное напряжение на поверхности тела.

В отличие от кометных ядер, которые имеют небольшие размеры и неправильную фигуру, характерную для малых тел (рис. 4.2.3), спутник Сатурна Феба является достаточно крупным телом с фигурой тела близкой к шарообразной. Средний радиус спутника равен 106.5 км (Thomas, 2010) (Рис. 4.2.4). Поскольку спутник характеризуется очень малым альбедо (0.06), то считалось, что Феба является силикатным телом. Но среди малых силикатных и ледяных тел Феба отличалась аномальными параметрами фигуры (Slyuta, Voropaev, 1997). Объяснение, которое следовало из модели критической массы, заключалось в том, что Феба по составу и физико-механическим свойствам материала должна отличаться не только от силикатных тел, но и от обычных ледяных тел. Оказалось, что состав Фебы действительно существенно отличается от обычных ледяных тел и в целом отвечает составу комет и койперовских объектов (Johnson, Lunine, 2005). Это объясняется тем, что Феба имеет аномальное обратное обращение по орбите и является захваченным гравитационным полем Сатурна объектом (Johnson, Lunine, 2005; Turrini и др., 2009).

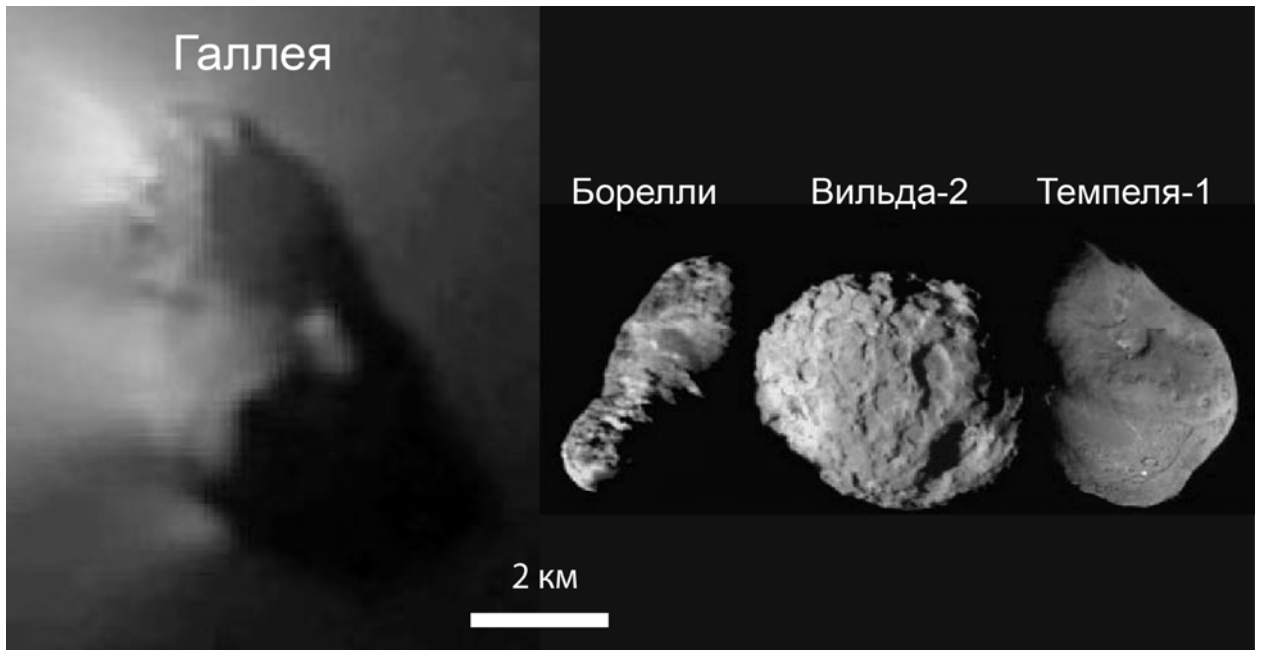


Рис. 4.2.3. Кометные ядра, показанные в одном масштабе. Фото АМС «Giotto» (ESA), «Deep Space» и «Sardust» (NASA).

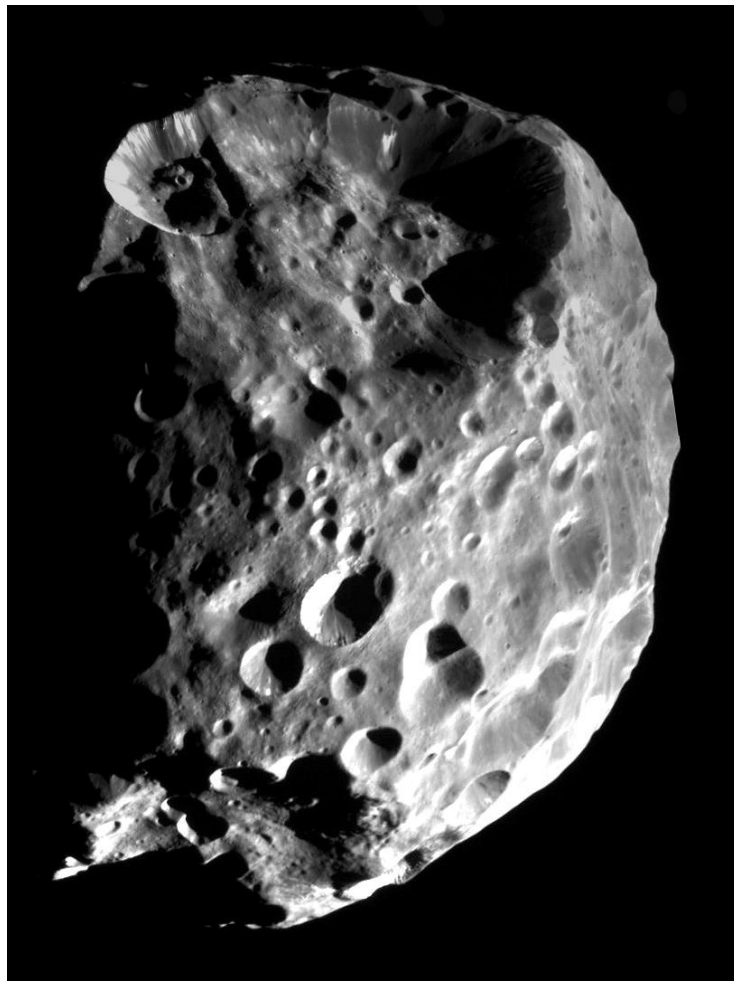


Рис. 4.2.4. Спутник Сатурна Феба. Фото АМС «Кассини», NASA.

По своим параметрам фигуры Феба принадлежит к планетным телам (Slyuta, Voropaev. 1997; Porco и др., 2005; Slyuta, 2006; Castillo-Rogez и др., 2012) (Рис. 4.2.5). Это означает, что минимальное пороговое значение девиаторных напряжений в случае с Фебой превышает предел текучести материала, и Феба прошла стадию гравитационной деформации. При объемном гравитационном сжатии гравитационная деформация сопровождается значительным уплотнением и упрочнением вещества во всем теле. Как было показано выше, кометные ядра характеризуются высокой пористостью и низкой плотностью (табл. 4.2.1). Если плотно упаковать вещество кометного ядра до отсутствия пористости, то максимальная средняя плотность вещества кометного ядра составит около 1650 кг м^{-3} (Greenberg, 1998). Плотность Фебы составляет 1638 кг м^{-3} (Porco и др., 2005; Castillo-Rogez и др., 2012), и хорошо соответствует значению для плотно упакованного вещества кометного ядра после гравитационной деформации.

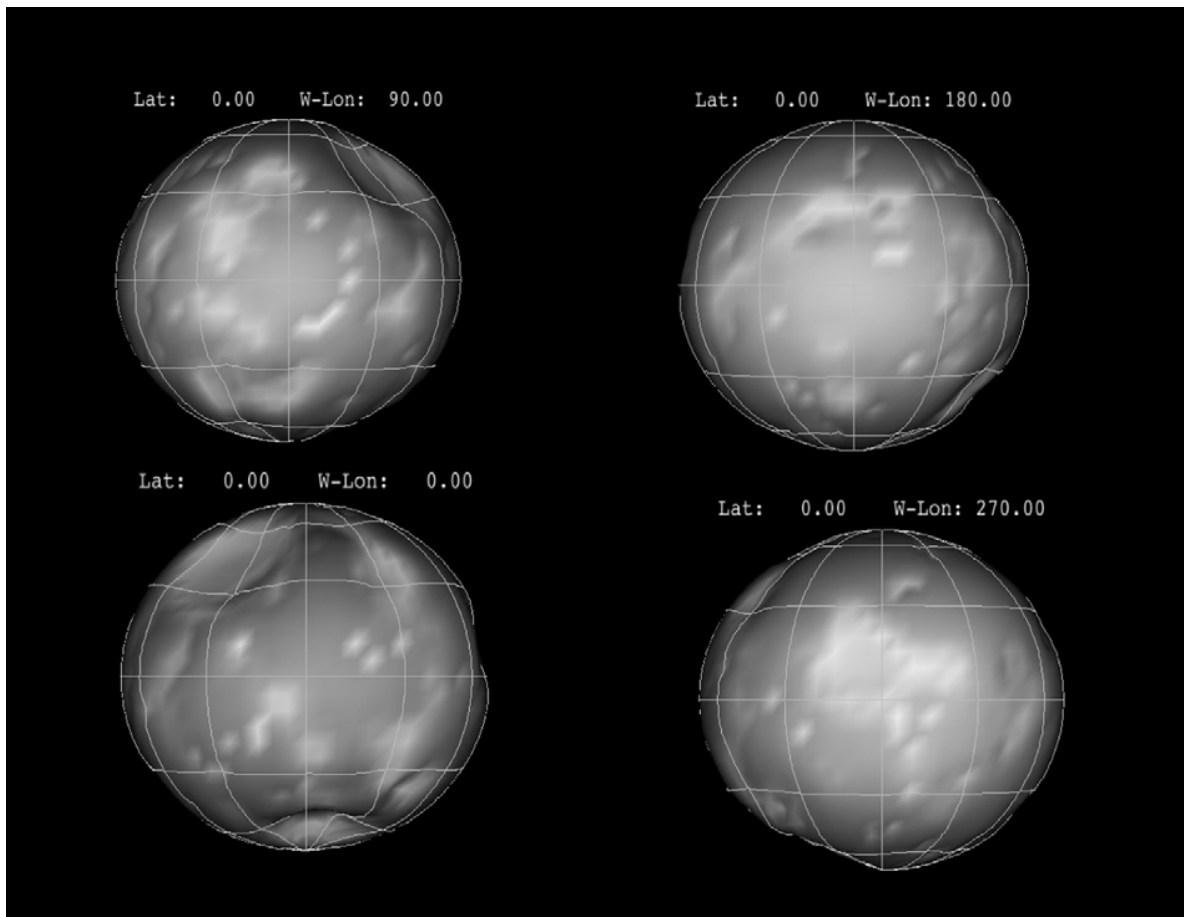


Рис. 4.2.5. Форма спутника Сатурна Фебы (Castillo-Rogez и др., 2012). Высоты в виде серой полутоновой отмывки показаны относительно эквипотенциальной поверхности (Porco и др., 2005).

Принимая во внимание параметры фигуры спутника полуоси $a=109.3\pm 1.4$ км, $b=108.5\pm 0.6$ км, $c=101.8\pm 0.3$ км, плотность - 1638 кг м⁻³ (Thomas, 2010) и коэффициент Пуассона - 0.31 (Hobbs, 1974), и используя уравнение ((19) Глава 3), получим значение девиаторного напряжения, равное 0.49 МПа. Следовательно, предел текучести материала койперовских объектов находится в диапазоне $0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа, где нижнее значение соответствует величине предела прочности на растяжение материала кометного ядра (2 кПа). Полученное значение диапазона предела текучести для койперовских объектов существенно отличается от значений для ледяных тел - $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа (Рис. 4.2.6).

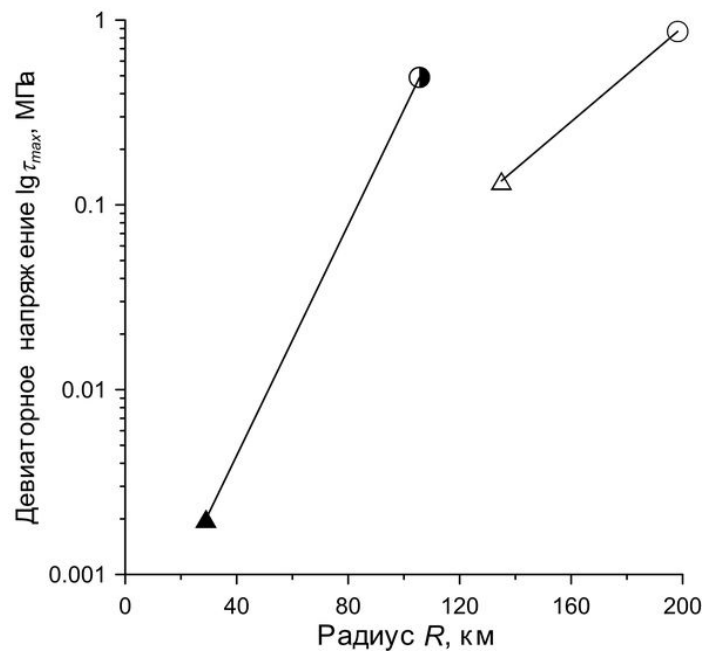


Рис. 4.2.6. Зависимость критической массы от предела текучести для наблюдаемого перехода между малыми и планетными телами Солнечной системы: \blacktriangle - \bullet - койперовские объекты, где \blacktriangle - где кометное ядро с величиной девиаторных напряжений 0.002 МПа, равных пределу прочности на растяжение; \bullet - планетное тело спутник Сатурна Феба. \triangle - \circ - ледяные тела, где \triangle - ледяное малое тело спутник Сатурна Гиперион; \circ - ледяное планетное тело спутник Сатурна Мимас.

Если предел текучести принять равным 0.49 МПа, то радиус малого тела, не подвергшегося гравитационной деформации и уплотнению (т.е. с плотностью кометного ядра, равной 300 кг м⁻³) с высоким эксцентриситетом $\epsilon=0.8$, характерным для койперовских объектов (табл. 4.2.3), достигал бы 643×386 км. Таким образом, среди койперовских объектов могут присутствовать малые тела с размерами, значительно превышающими размеры Фебы, но отличающиеся низкой плотностью и, соответственно, меньшей массой. Например, койперовский объект 1994 VK₈ диаметром $280 \times 190 \times 190$ км,

или самый крупный койперовский объект 1998 SM₁₆₅, который обладает фигурой сильно вытянутого эллипсоида диаметром 600×360×360 км (Romanishin и др., 2001). Оба этих тела являются малыми телами с явно неравновесными фигурами, далекими от шарообразной формы планетных тел, т.е. не подвергшихся гравитационной деформации (рис. 4.2.7). Если в качестве верхнего граничного значения взять предел текучести 0.49 МПа, эксцентриситет $\varepsilon=0.8$ и коэффициент Пуассона $\nu=0.31$, то на основе уравнения ((19) Глава 3) мы можем оценить верхнее граничное значение для плотности объекта 1998 SM₁₆₅, когда это невозможно сделать никакими другими методами. Отсюда верхний предел значений плотности койперовского объекта 1998 SM₁₆₅, оценивается как $\rho_0 < 647 \text{ кг м}^{-3}$. Полученное значение хорошо согласуется со средним оптимальным значением плотности кометного ядра (300 кг м^{-3}) (Sirono, Greenberg, 2000), а также с известной плотностью некоторых транснептуновых объектов, которая колеблется в пределах от 110 до 670 кг м^{-3} (Dotto и др., 2008).

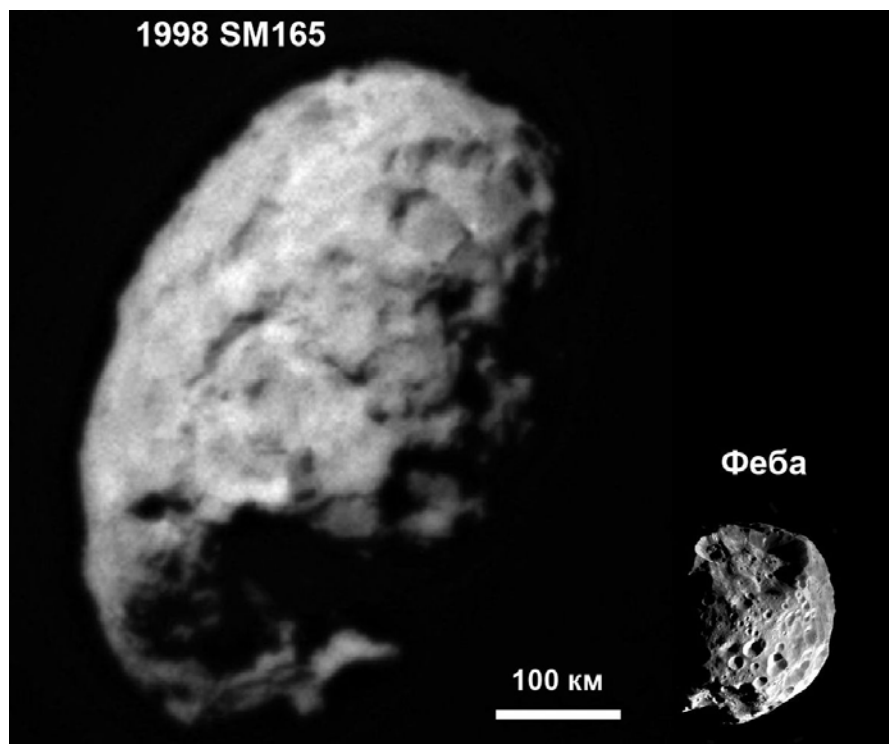


Рис. 4.2.7. Спутник Сатурна Феба и объект из пояса Койпера 1998 SM₁₆₅, показанные в одном масштабе. Для визуализации объекта 1998 SM₁₆₅ использовано изображение кометы Вильда-2.

Как и в случае ледяных тел, полученный диапазон значений предела текучести $0.002 < \sigma_p < 0.49 \text{ МПа}$ позволяет оценить зависимость критической массы малого тела от предела текучести для койперовских объектов Солнечной системы (рис.4.2.6).

Необходимо отметить, что койперовские объекты характеризуются самым низким значением предела текучести среди материалов других тел (Slyuta, 2009). Это следует из состава этих тел. По сравнению с водным льдом (около 30%) доля экзотических льдов (CO, CO₂, CH₃OH и другие) в кометных ядрах достаточно значительная и составляет около 12-15% (Greenberg, 1998). Полученные данные по реологическим свойствам койперовских объектов показывают, что даже подчиненное количество этих льдов, физико-механические свойства которых радикально отличаются от свойств водного льда, может привести к значительному изменению реологических и физико-механических свойств материала.

4.2.4. Заключение

Предел текучести материала койперовских объектов находится в диапазоне $0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа, где нижнее значение соответствует величине предела прочности на растяжение материала кометного ядра (2 кПа), а верхнее значение - величине девиаторных напряжений в спутнике Сатурна Феба. Феба является самым маленьким планетным телом в Солнечной системе, состав которой аналогичен составу койперовских объектов. Радиус Фебы (106.5 км) примерно в два раза меньше радиуса самого малого ледяного планетного тела – Мимаса (198.2 км). Таким образом, койперовские объекты характеризуются самым низким пределом текучести (< 0.49 МПа), и самым низким пределом прочности на растяжение (около 2 кПа) по сравнению с ледяными и силикатными телами Солнечной системы. Слабые механические свойства койперовских объектов объясняются, прежде всего, составом, высокой пористостью и низкой плотностью, и хорошо согласуются с наблюдаемыми приливными разрушениями и дроблениями кометных ядер на отдельные фрагменты и характером дробления кометных метеороидов под воздействием аэродинамического давления в верхних слоях земной атмосферы.

Оцененный радиус койперовского объекта, не подвергшегося гравитационной деформации, с плотностью, равной 300 кг м^{-3} и с эксцентриситетом фигуры $\varepsilon=0.8$, характерным для койперовских объектов (табл. 4.2.3), может достигать 643×386 км. Верхнее граничное значение для плотности койперовского объекта 1998 SM₁₆₅ диаметром $600 \times 360 \times 360$ км и с учетом верхнего граничного значения предела текучести, равного 0.49 МПа, оценивается на основе уравнения ((19) Глава 3) как $\rho_0 < 647 \text{ кг м}^{-3}$, что хорошо согласуется с данными для других транснептуновых объектов и кометных ядер. Следует отметить, что метод гравитационной деформации позволил оценить граничное значение плотности для удаленного объекта в случае, когда это невозможно пока сделать никакими другими методами.

Тела размером до 60 км, а это практически все известные кометы, характеризуются постоянным значением предела прочности на растяжение, которое зависит только от состава и структуры и не зависит от массы и размеров этих тел. Эффективный предел прочности на растяжение тел размером более 50-60 км определяется массой тел и увеличивается по квадратичному закону в зависимости от массы и размеров этих тел. Резкое увеличение эффективной прочности койперовских объектов и кометных ядер в зависимости от массы тел в диапазоне от 60 км диаметром и более может объяснить наблюдаемое отсутствие (или дефицит) кометных ядер в этом диапазоне размеров. По крайней мере, резкое увеличение эффективной прочности должно было оказывать значительное влияние на численность вторичной популяции, которая формировалась в результате столкновительной эволюции и разрушения родительских тел.

4.2.5. Основной вывод: Эффективный предел прочности на растяжение койперовских объектов и кометных ядер размером более 50-60 км определяется массой тел и увеличивается по квадратичному закону в зависимости от массы и размеров этих тел. Резкое увеличение эффективной прочности в зависимости от массы тел в диапазоне от 60 км диаметром и более может объяснить наблюдаемое отсутствие (или дефицит) кометных ядер в этом диапазоне размеров (Слюта, 2009). По крайней мере, резкое увеличение эффективной прочности должно было оказывать значительное влияние на численность вторичной популяции, которая формировалась в результате столкновительной эволюции и разрушения родительских тел.

Предел текучести материала койперовских объектов находится в диапазоне $0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа, где нижнее значение соответствует величине предела прочности на растяжение материала кометного ядра (2 кПа), а верхнее значение - величине девиаторных напряжений в спутнике Сатурна Феба. Феба является самым маленьким планетным телом в Солнечной системе (Slyuta, 2006; Slyuta, 2007).

4.3. Химический и минеральный состав, физико-механические и реологические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов

До детального исследования химического состава и содержания рассеянных элементов гипотеза о том, что железные метеориты являются продуктами фракционной кристаллизации единого расплавленного ядра дифференцированного большого родительского тела (Lovering, 1957), не вызывала сомнения. Но открытие все большего разнообразия химических групп железных метеоритов, которое указывало на несовместимое в одном или даже в нескольких родительских телах соответствующее разнообразие условий их образования, заставило отнести к этой гипотезе критически. Впервые предположение о том, что различные химические системы являются результатом эволюции не одного дифференцированного планетарного тела, а множества малых тел астероидного размера, было высказано (Fish и др., 1960). Также вскоре выяснилось, что оцененные различные скорости охлаждения железных метеоритов больше согласуются с их образованием в скоплениях металла разных размеров и массы, чем в одном массивном и однородном ядре (Scott, Wasson, 1975).

Постепенно противоречия нарастали. Поскольку железные метеориты всегда ассоциировались с популяцией металлических астероидов, которые служили их родительскими телами, считалось, что металлические астероиды также являются фрагментами или ядрами разрушенных дифференцированных тел (Burbine и др., 2002). Диаметр родительских тел железных метеоритов по данным скорости их охлаждения оценивается в пределах от 65 до 90 км (Naack и др., 1990). Диаметр родительских тел наиболее распространенной группы железных метеоритов ШАВ, также оцененный по скоростям охлаждения, не превышал 40-50 км, а с учетом изолирующих свойств слоя рыхлого реголита, - 30 км (Naack и др., 1990). Более поздние данные по скоростям охлаждения железных метеоритов показывают, что максимальный диаметр большинства родительских тел железных метеоритов, по-видимому, не превышал 20 км, а максимальный диаметр дифференцированных родительских тел – 200 км (Mittlefehldt и др., 1998; Chabot, Naack, 2006).

Как показывают оценки, образование металлического ядра в небольшом астероидном теле является событием трудноосуществимым, поскольку кроме металлической компоненты требует плавления и ассоциированных силикатов (Taylor, 1992), т.е. образования фракционированных магматических силикатных пород. Такие породы должны быть распространены среди астероидов и каменных метеоритов не

меньше, чем железные метеориты и металлические астероиды. Анализ размерного, количественного и вещественного состава семейства крупнейшего металлического астероида 16 Психея показал, что этот астероид никогда не принадлежал к гипотетическому семейству разрушенного родительского дифференцированного тела, а с большой степенью вероятности является сохранившейся первичной планетозималью (Davis и др., 1999).

Кроме того, физические процессы кристаллизации в ядре небольшого (от 3 до 200 км диаметром) астероидного тела должны сильно отличаться от подобных процессов в земном ядре. Кристаллизация должна была развиваться от подошвы мантии к центру ядра в виде дендритовой пространственной формы с постепенной ассимиляцией нового материала и захватом плохо смешанного и расслоенного расплава (Chabot, Haack, 2006). Пока нам известен лишь один дифференцированный астероид, на поверхности которого обнаружены дифференцированные магматические породы – базальтовая кора и вынесенные на поверхность в результате крупного ударного события мантийные пироксенит- и оливин-содержащие породы (Binzel и др., 1997; Gaffey, 1997). Это астероид 4 Веста.

В связи с этими противоречиями было высказано предположение, что родительские тела железных метеоритов являются остатками планетозималей, образовавшихся в зоне земных планетных тел, и в результате последующей столкновительной эволюции и пертурбации орбит частично были рассеяны в область главного пояса, где они, по сути, являются чужаками (Bottke и др., 2006). Предполагается, что таким чужаком в главном поясе может быть и дифференцированный астероид 4 Веста, который располагаясь всего лишь на расстоянии ~ 0.4 а.е. от астероида 1 Церера, т.е. практически в одной зоне аккреции, тем не менее по своему составу и плотности кардинально от него отличается. По данным изотопных хронометров долго- и короткоживущих радионуклидов родительские тела железных метеоритов, т.е. металлические астероиды, образовались на 1-2 млн. лет раньше, чем родительские тела обычных хондритов (Kleine и др., 2005; Baker и др., 2005; Bizzarro и др., 2005), что также указывает на обособленное образование силикатных и металлических тел.

Физико-механические свойства метеоритов по сравнению с их химическим и минеральным составом исследовались мало. Обычно такие исследования проводились с целью оценки параметров разрушения родительских тел (метеороидов) в атмосфере Земли. Вместе с тем, механика столкновительной эволюции малых тел Солнечной системы, морфология этих тел, время их существования с момента образования и их дезинтеграция в значительной степени определяются физико-механическими свойствами

этих тел (Слюта, 2009; 2010). Физико-механические свойства также оказывают определяющую роль на процесс гравитационной деформации малых тел и, соответственно, на параметры перехода между малыми и планетными телами в зависимости от состава этих тел (Slyuta, Voropaev, 1997). По сравнению с другими малыми телами Солнечной системы металлические астероиды характеризуются самой высокой плотностью и самой высокой прочностью (Slyuta, 2009). Вклад известных физико-механических свойств железных метеоритов на возможные ограничения предлагаемых гипотез и моделей о происхождении их родительских тел - металлических астероидов - до настоящего времени практически никем не исследовался.

4.3.1. Химический и минеральный состав железных метеоритов

Железные метеориты состоят более чем на 95% из никелистого железа, которое представлено двумя основными структурными модификациями-минералами – камаситом и тэнитом. Камасит представляет собой структурную модификацию никелистого железа с объемно-центрированной кубической решеткой (α -Ni, Fe). Содержание Ni в камасите находится в пределах 5-7 мас.%. Модификация никелистого железа с гранецентрированной кубической решеткой (γ -Ni, Fe) называется тэнитом. Тэнит отличается от камасита более высоким содержанием Ni (27-65 мас.%) (Dodd, 1981). Следует отметить, что и камасит, и тэнит также входят в состав и являются обычными минералами железокосмических и космических метеоритов. В качестве обычных акцессорных минералов в железных метеоритах присутствуют троилит (FeS) и шрейберзит ((Fe, Ni)₃P).

По структуре железные метеориты подразделяются на три основных типа - гексаэдриты, октаэдриты и атакситы, которые различаются также и по содержанию Ni. Гексаэдриты состоят главным образом из крупных (>50 мм) монокристаллов камасита с содержанием Ni менее 6 мас.%. Октаэдриты относятся к структурному типу железных метеоритов, которые состоят из так называемых балок камасита, ориентированных параллельно плоскостям октаэдра и отороченных каемками тэнита. Такая структура называется видманштеттеновой. В зависимости от ширины балок камасита октаэдриты подразделяются на шесть структурных подтипов - от грубоструктурных с широкими (>3.3 мм) балками до плесситовых с шириной балок менее 0.2 мм. Содержание Ni в этой последовательности структурных подтипов в зависимости от содержания тэнита изменяется от 6 до 16 мас.%. К атакситам относятся железные метеориты, которые состоят преимущественно из мелких неориентированных зерен камасита в тэните и по сравнению с вышерассмотренными структурными типами характеризуются повышенным содержанием Ni - более 16 мас. % (Dodd, 1981).

По содержанию Ni, Ga, Ge и Ir железные метеориты подразделяются на 16 химических групп, имеющих буквенно-цифровое обозначение (IA - IVB) (Scott, Wasson, 1975). Было обнаружено, что содержание рассеянных элементов Ga, Ge и Ir характеризуется не только взаимной корреляцией, но и систематической зависимостью от валового содержания Ni и, соответственно, от структуры железного метеорита, например от толщины пластинок камасита. Выделенные химические группы железных метеоритов представляют собой не элементы непрерывного ряда, а отдельные, не связанные между собой (дискретные), химические и петрологические системы (Scott, Wasson, 1975). Было установлено, что химический состав имеет тесную “генетическую” связь со структурными типами и подтипами и отражает различную химическую и петрологическую историю и условия образования железных метеоритов. Каждая из химических групп характеризуется своей собственной скоростью охлаждения (Goldstein, Short, 1967). Существование значительного количества аномальных по химическому составу метеоритов за пределами химической классификации, как предполагается, указывает на существование и других химических групп, число которых может достигать более 50 и которые просто недостаточно представлены на Земле (Scott, 1978).

До детального исследования химического состава и содержания рассеянных элементов предполагалось, что железные метеориты являются продуктами фракционной кристаллизации единого расплавленного ядра дифференцированного большого родительского тела (Lovering, 1957). Но наблюдаемое разнообразие химических групп железных метеоритов указывает на несовместимое в одном или даже в нескольких родительских телах соответствующее разнообразие условий их образования (Scott, Wasson, 1975). Этому противоречит и большое разнообразие микроструктурных деталей, а также различное содержание Ni, C, P и других элементов, включая редкие (Wasson, 1967; 1969a; 1969b; 1970a; 1970b; 1974; Wasson, Kimberlin, 1967; Wasson, Schaudy, 1971), что невозможно объяснить расплавленным железным ядром одного или даже нескольких родительских тел.

Вариации содержания рассеянных элементов в метеоритах второй по численности (18.7%) и самой примитивной химической группы IAB, указывают лишь на частичное, а не полное плавление металлической фазы этих метеоритов в родительском теле (Kelly, Larimer, 1977). Химическая группа отличается широкими вариациями содержаний никеля (от 6.4 до 25%) и структур (от грубоструктурных октаэдритов до атакситов), характеризуется небольшими вариациями скоростей охлаждения (Kelly, Larimer, 1977) и представляет собой брекчии хондритов и металла (Bild, 1977). Наблюдаемые соотношения между металлом и силикатами в этой химической группе железных метеоритов, как и в

группе III CD, не могли образоваться в расплаве (Scott, Wasson, 1975). Кроме того, по данным анализа изотопов вольфрама, железные метеориты химических групп IAB и III CD характеризуются разной тепловой историей (Markowski и др., 2005), т.е. либо они образовались на разных родительских телах, либо на одном родительском теле, но на разных его участках, отличающихся разной тепловой историей.

Предполагается, что родительские тела этих метеоритов могут быть агрегатами железных и силикатных частиц, которые образовались в результате конденсации и фракционирования металл–силикат еще на стадии протопланетного облака (Gordon, 1970) или даже протосолнечной небулы (Wasson, 1970a). Во время консолидации такой совокупности частиц горячие и пластичные металлические частицы (но не в виде расплава, а в твердом состоянии) концентрировались в межзерновом пространстве менее пластичной и более твердой силикатной матрицы. Под воздействием высокой температуры проходила перекристаллизация металлических частиц в твердом состоянии с образованием и постепенным ростом кристаллов и их γ - α структур при медленном охлаждении. Например, образцы небольших скоплений металла, которые, по-видимому, образовались в процессе сегрегации частиц металла в силикатной матрице, а не в железном ядре, представляют и метеориты группы III E (Wasserburg и др., 1968).

Железные метеориты группы IIAB (10.8%) представлены лишь гексаэдрами и грубоструктурными октаэдрами, а наблюдаемые тренды содержаний рассеянных элементов в этих метеоритах, в отличие от группы IAB, свидетельствуют о фракционной кристаллизации в расплаве. В то же время значительное и скачкообразное изменение скоростей охлаждения метеоритов из этой группы указывает или на их рассеянное образование в одном объекте, или на образование в двух разных родительских телах, а не в однородном ядре одного родительского тела (Scott, Wasson, 1975).

Широкие и систематические вариации рассеянных элементов в самой распространенной группе железных метеоритов IIIAB (32.3%) также, по-видимому, свидетельствуют о фракционной кристаллизации в ядре. Но высокие и изменчивые скорости охлаждения этих метеоритов больше согласуются с образованием в нескольких расплавленных скоплениях металла на различных глубинах, чем в одном ядре (Scott, Wasson, 1975). Эта химическая группа метеоритов по содержанию рассеянных элементов находится в тесной ассоциации с палласитами. Палласиты, представленные кристаллами оливина в железной матрице, характеризуются самой медленной скоростью охлаждения среди железных метеоритов (0.5-2°C/млн. лет) (Buseck, Goldstein, 1969). Но расположение их в центре железного ядра родительского тела из-за низкой плотности оливина относительно железоникелевого расплава представляется практически невозможным

(Wahl, 1965). Предполагаемое некоторыми исследователями расположение палласитов на границе железного ядра в родительском теле, также, в свою очередь, противоречит их крайне низкой скорости охлаждения по сравнению с железными метеоритами. В качестве одного из альтернативных объяснений было предложено, что палласиты образовались в небольших телах радиусом до 10 км, но остывали они до 500°C уже в более крупных телах, в которые они объединились после своего образования (Wood, 1978a; 1978b). Представление о происхождении кристаллов оливина и расплавленного железа, которое должно объяснить совмещение крайне тугоплавкого силиката и твердой фазы низкотемпературного остаточного металлического расплава, еще более неопределенное и включает самые различные объяснения и предположения. И хотя у каждого объяснения есть свои сильные и слабые стороны, все они пока выглядят маловероятными.

Образование химической группы железных метеоритов IVAB в ядре, о чем вроде бы свидетельствуют содержания рассеянных элементов, также серьезно оспаривается сильно различающимися скоростями охлаждения, скорее указывающими на образование этих метеоритов в скоплениях металла, рассеянных в родительском теле (Moren, Goldstein, 1978; 1979). Анализ космических возрастов (возрастов облучения), например, химических групп IVA и IA, также подтверждают, что железные метеориты каждой из этих групп находились как минимум в разных родительских телах (Dodd, 1981).

Таким образом, обширное разнообразие химического состава железных метеоритов указывает, прежде всего, на такое же разнообразие условий их образования, которые, по-видимому, в силу своей локальности и замкнутости не были тесно связаны между собой в пространстве и во времени в протопланетном облаке. Поэтому, впервые высказанное (Fish и др., 1960) предположение о том, что различные химические системы являются результатом эволюции не одного дифференцированного планетарного тела, а множества малых тел астероидного размера, часть из которых подвергалась плавлению, а другая часть плавления не испытала, кажется более правдоподобной.

4.3.2. Физико-механические и реологические свойства железных метеоритов

Железные метеориты характеризуются высокой прочностью и высокой плотностью, в два раза превышающей плотность каменных метеоритов. Средняя плотность метеорита Сихотэ-Алинь составляет 7.78 г см^{-3} (Дьяконова, 1963). Средние значения скорости продольных и поперечных волн у железных метеоритов возрастают при переходе от грубоструктурных (крупнокристаллических) к тонкоструктурным (тонкозернистым) октаэдритам (Горшков, 1973). Предел текучести, измеренный при комнатной температуре (300 К) при величине пластической деформации 0.2%, в разных

метеоритах меняется от 134 МПа (Гарбер и др., 1963) до 442 МПа (Nininger, 1932) (табл. 4.3.1). Кроме предела текучести для метеорита Сихотэ-Алинь также был измерен предел прочности на сжатие и разрушение, который в два раза превышает предел текучести (табл. 4.3.1) и составляет 392 МПа (Явнель, Фонтон, 1958). Разрушение образцов происходило в основном по границам камаситовых балок. Предел прочности на сжатие и разрушение отдельного монокристалла камасита метеорита Сихотэ-Алинь оказался значительно выше - 530 МПа (Явнель, 1955).

Таблица 4.3.1. Предел текучести железных метеоритов и железоникелевого сплава с аналогичным содержанием Ni при 300 К

№ п/п	Метеорит	Структурный класс (Неу, 1966)	Химическая группа	Содержание Ni, %	Предел текучести, МПа	Ссылки	Предел текучести железоникелевого сплава (Petrovic, 2001), МПа
1	Сихотэ-Алинь	Og	IIAB*	6.00	134	Гарбер и др., 1963	320
2	Gibeon	Of	IVA**	7.68	320	Gordon, 1970	360
3	Одесса (Odessa)	Og	I***	7.80	322	Кнох, 1970	360
4	Gibeon	Of	IVA**	7.68	328	Gordon, 1970	360
5	Металлическая фаза палласита Brenham	P	Аномальная****	11.10	433	Кнох, 1970	480
6	Canyon Diablo	Og	I**	6.98	434	Кнох, 1970	340
7	Canyon Diablo	Og	I**	6.98	407-442	Nininger, 1956	340

*Wasson, 1969; **Wasson, 1970a; ***Wasson, 1967; ****Wasson, Kimberlin, 1967.

Различные физико-механические свойства железных метеоритов объясняются различием в химическом составе и структуре. Метеориты Canyon Diablo и Odessa являются крупнозернистыми октаэдритами и имеют очень близкий химический состав. Тем не менее, предел текучести у этих метеоритов сильно различается (табл. 4.3.1). Метеорит Odessa состоит из крупных зерен камасита с малым количеством неймановых линий (ударных двойников) с включениями крупных идиоморфных кристаллов рабдита (фосфида железа) (Кнох, 1970). Метеорит Canyon Diablo, напротив, состоит из тонкозернистого поликристаллического камасита, с мелкими включениями рабдита. Предполагается, что с уменьшением размеров кристаллов камасита предел текучести увеличивается (Кнох, 1970). Известно также, что при уменьшении включений зерен

рабдита от крупных идиоморфных кристаллов до мелкодисперсных зерен предел текучести может повышаться более чем в два раза (Гарбер и др., 1963).

Значительное влияние оказывает и содержание Ni. Предел текучести железоникелевого сплава при увеличении содержания Ni от 0 до 17% увеличивается в 4 раза, затем резко уменьшается и при содержании в сплаве около 30% снова соответствует своему первоначальному значению (Petrovic, 2001). Следует также отметить, что твердость камасита увеличивается в среднем на 5% при увеличении содержания Ni на 1% в интервале от 5 до 7% (Speich, Swann, 1965; Goldstein, Short, 1967). Среднее содержание Ni в железных метеоритах составляет 9.1% (Petrovic, 2001). Чем больше Ni в метеоритах, тем больше тэнита, микротвердость которого выше, чем у камасита (Кнох, 1970). С увеличением количества тэнита предел текучести повышается, что и наблюдается у метеорита Brenham (Ni – 11.1%, Wasson, 1969) по сравнению с метеоритом Odessa (Ni - 7.8%) (табл. 4.3.1). Метеориты Odessa и Gibeon характеризуются одинаковым значением предела текучести и содержанием Ni (в Gibeon Ni - 7.68%) (Schaudy и др., 1972). Правда, в отличие от крупнозернистых октаэдритов метеорита Odessa метеорит Gibeon, как и металлическая фаза в палласите Brenham, характеризуется преимущественно тонкозернистой структурой октаэдритов, что должно увеличивать предел текучести.

В таблице 4.3.1 для сравнения также приведены значения предела текучести для железоникелевого технического сплава для содержаний Ni, характерных для рассматриваемых метеоритов. Наблюдается достаточно хорошее соответствие предела текучести метеоритов и железоникелевого сплава в зависимости от содержания Ni. Но есть и исключения. Например, метеорит Сихотэ-Алинь характеризуется минимальным пределом текучести (134 МПа) и минимальным содержанием Ni (6%) (Гарбер и др., 1963) и вполне соответствует наблюдаемой зависимости, если бы не разница в 2.5 раза между пределом текучести метеорита и железоникелевого сплава. Метеорит Canyon Diablo вообще не вписывается в эту зависимость - имея невысокое содержание Ni (6.98%) (Wasson, 1970a), он, напротив, отличается максимальной величиной предела текучести. Очевидно, что кроме содержания Ni существуют и другие не менее важные факторы, которые оказывают влияние на прочностные свойства метеоритов. Например, содержание углерода, который также влияет на величину предела текучести. При увеличении содержания C от 0 до 0.5% (среднее содержание C в железных метеоритах - 0.12%) предел текучести железоникелевого сплава повышается почти в 2 раза (Petrovic, 2001).

Кратковременная сильная ударная нагрузка при столкновении родительских тел приводит к определенному разупорядочиванию первичной структуры кристаллов камасита и увеличивает его твердость (Maringer, Manning, 1962; Jain и др., 1972), и

соответственно, предел текучести. Но, как и в случае зависимости предела текучести от содержания Ni, здесь также наблюдается свой максимум. При кратковременной ударной нагрузке до 25 ГПа твердость камасита монотонно возрастает в 2 с лишним раза, при более высоких нагрузках вплоть до 100 ГПа твердость понижается (Jain и др., 1972). Понижение твердости при высоких нагрузках объясняется воздействием более высокой температуры. При прохождении ударной волны происходит разогрев вещества. Чем выше давление, тем выше температура, которая начинает уничтожать образовавшееся ранее на стадии умеренных давлений и низких температур структурное разупорядочивание в кристаллах камасита. Из 119 железных метеоритов, исследованных с помощью комбинированного металлографического и рентгеноструктурного метода (Jain и др., 1972), около 50% метеоритов до встречи с Землей еще в родительском теле испытали кратковременную ударную нагрузку равную или превышающую 13 ГПа. Следует учитывать, что речь идет только об исследованных фрагментах метеоритов, поскольку в разных фрагментах одного метеорита может наблюдаться градиент испытанных кратковременных давлений от низких до высоких значений, что указывает на локальность ударных нагрузок при столкновении. Такой градиент наблюдается и в метеорите Canyon Diablo (Heumann и др., 1966; Lipschutz, 1967). Некоторые исследованные фрагменты метеорита Canyon Diablo при ударе о поверхность Земли подверглись ударной нагрузке до 75 ГПа (Lipschutz, Anders, 1961; Heumann и др., 1966). Таким образом, воздействие ударной нагрузки хотя бы частично вполне может объяснить высокое значение предела текучести исследованного фрагмента метеорита Canyon Diablo при небольшом содержании Ni по сравнению с метеоритом Odessa (табл. 4.3.1). Тонкозернистая структура метеорита Canyon Diablo и наличие мелкодисперсных зерен рабдита также работает на повышение предела текучести.

С уменьшением температуры от 300 до 100 К предел текучести метеорита Gibeon возрастает монотонно без перегибов (табл. 4.3.2). Линейная зависимость предела текучести σ_m от температуры T для метеорита Gibeon описывается уравнением (Slyuta, 2013b; Слюта, 2013) (рис. 4.3.1)

$$\sigma_m = -0.87T + 584.65. \quad (4.3.1)$$

Монотонное возрастание предела текучести наблюдается и при температурах от 300 до 4.2 К для метеорита Сихотэ-Алинь (табл. 4.3.2, рис. 4.3.1), которое описывается уравнением (Slyuta, 2013b; Слюта, 2013)

$$\sigma_m = -0.54T + 289.32. \quad (4.3.2)$$

Таблица 4.3.2. Предел текучести метеоритов Сихотэ-Алинь и Gibeon в зависимости от температуры*

№	Температура, К	Предел текучести, МПа
1	300	134
2	77	227
3	4.2	303
4	300	320
5	300	328
6	140	480
7	133	460
8	103	490

*№№1-3 Сихотэ-Алинь (Гарбер и др., 1963), №№4-8 Gibeon (Gordon, 1970).

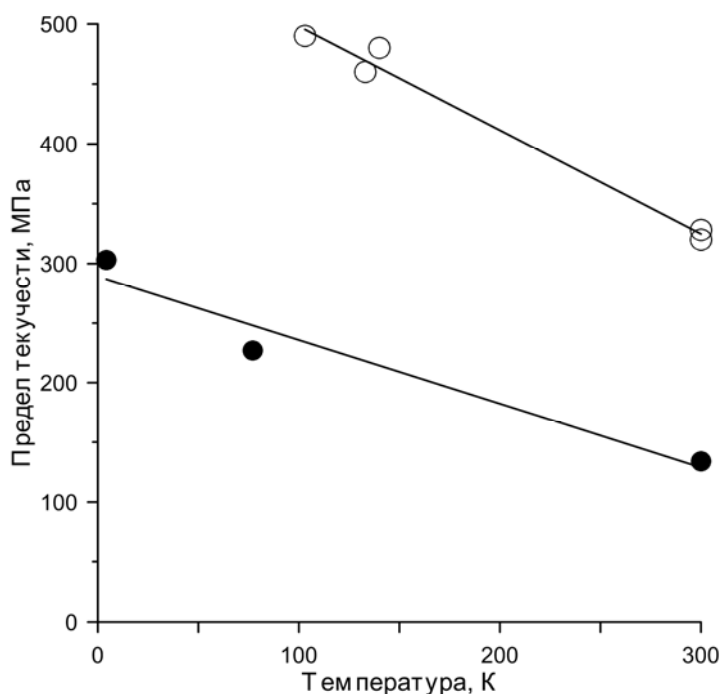


Рис. 4.3.1. Зависимость предела текучести железных метеоритов от температуры: ● - метеорит Сихотэ-Алинь; ○ - метеорит Gibeon.

Следовательно, температура изменения их устойчивого состояния (Медведев, 1974) находится за пределами рассмотренного интервала температур (4.2-300 К). Т.е. в исследуемом интервале температур T -переход от пластичного к хрупкому состоянию у железных метеоритов не наблюдается, что обычно не характерно для технических сплавов и сталей, у которых при уменьшении температуры пластичность может снижаться до 0. Например, для железоникелевого сплава с содержанием Ni около 5% T -изгиб кривой наблюдается уже около 200 К (Petrovic, 2001). При низких температурах в железных метеоритах меняется лишь механизм пластической деформации. Деформация при 300 К

происходит путем скольжения, а при 4.2 и 77 К сопровождается образованием и развитием статических двойников, т.е. при низких температурах в качестве основного механизма деформации в железных метеоритах доминирует механическое двойникование (Гарбер и др., 1963).

Величина предела текучести также может зависеть от распределения ориентировки кристаллов камасита и тэнита в метеорите. В случае упорядоченного распределения кристаллов должна наблюдаться физико-механическая анизотропия, т.е. увеличенные значения предела текучести по одному из направлений и, напротив, пониженные значения по другим направлениям. Подобная сильная анизотропия физико-механических свойств была выявлена, например, у обыкновенных хондритов (Slyuta и др., 2009).

Предел прочности на растяжение железных метеоритов почти не исследовался. Единственное исследование было сделано для метеорита Сихотэ-Алинь, для которого предел прочности на растяжение и разрушение равен 39.3 МПа, а предел прочности на изгиб - 1.3 МПа (Явнель, Фонтон, 1958). Разрушение образца происходило в основном по границам между балками, и лишь в одном месте произошел разрыв одной из балок по плоскости скольжения. Также был измерен предел прочности на растяжение и разрушение отдельного монокристалла камасита метеорита Сихотэ-Алинь, который оказался на порядок выше предела прочности на растяжение метеорита в целом - 441 МПа (Явнель, 1955). Известны также данные по пределу прочности на растяжение (389 МПа) и сжатие (370 МПа) кованой проволоки из метеорита Descubridora (Zerega и др., 1872). Был также измерен предел прочности на растяжение кованого прута из метеорита Gibeon, равный 403 МПа (Zimmer, 1916). Предел прочности на растяжение железоникелевых сплавов, как и отдельных монокристаллов камасита железных метеоритов (см. выше), превышает предел текучести. Обычно предел прочности на растяжение железоникелевых сплавов больше предела текучести (предела прочности на сжатие) в 1.5 раза и более (Petrovic, 2001). Зависимость предела прочности на растяжение от химического состава сплава и температуры аналогична рассмотренной выше зависимости предела текучести от этих же факторов. Интенсивность образования и распространение трещин в метеоритах в зависимости от энергии динамической ударной нагрузки также в значительной степени зависит как от химического и минерального состава и структуры метеоритов, так и от температуры (Grokhovsky и др., 2010).

Ударная и статическая деформация железных метеоритов различается достаточно хорошо. Ударная деформация сопровождается образованием неймановых линий – системой механических двойников ударного происхождения (Гарбер и др., 1963). Ударная деформация приводит к образованию двойников большей длины, чем статическая

деформация. Это обусловлено скоростью деформации - чем выше скорость деформации, тем длиннее двойник. В целом при высоких скоростях деформации прочность увеличивается, а пластичность снижается (Gordon, 1970). Ударные двойники не только длиннее статических двойников, но и намного толще. Границы ударных двойников извилистые и зигзагообразные, у статических двойников границы, как правило, прямые (Гарбер и др., 1963). Статические двойники при пересечении ударных двойников преломляются. Ударные двойники при сжатии и разрушении не меняют своих размеров. Это объясняется тем, что на границах ударных двойников локализованы большие искажения, которые препятствуют развитию и росту ударных двойников при статическом сжатии. Почти все рассмотренные в таблице 1 метеориты, за исключением Canyon Diablo, характеризуется отсутствием или минимальным количеством неймановых линий (ударных двойников), т.е. отсутствием или минимальным ударным воздействием. По данным (Jain и др., 1972) все эти метеориты относятся к группе не испытывавших ударных нагрузок, либо кратковременные нагрузки не превышали 13 ГПа. Таким образом, физико-механические и реологические свойства рассматриваемых метеоритов (за исключением метеорита Canyon Diablo) практически без каких-либо искажений характеризуют физико-механические и реологические свойства своих родительских тел (металлических астероидов).

4.3.3. Металлические астероиды

По данным спектральных наблюдений в видимом диапазоне от 0.34 до 1.04 мкм все предполагаемые металлические астероиды, отличающиеся доминирующим присутствием в поверхностном слое металлов со следами различных силикатов, были объединены в один класс с индексом М (Tholen, 1989). Астероиды с аналогичными спектрами, но без данных по альбедо были сгруппированы в классе Х (Tholen, 1989). В класс М входило 27 астероидов, а вместе с классом Х их насчитывалось около 40 (Tholen, Barucci, 1989). С расширением спектральных исследований число идентифицированных М-астероидов постепенно увеличивалось и к 1996 г. их насчитывалось уже около 60 (Belskaya, Lagerkvist, 1996).

В классификации (Bus, Binzel, 2002) на основе уже более детального анализа спектров (46 точек) в видимом диапазоне длин волн от 0.44 до 0.92 мкм все М и Х-астероиды были объединены в общем классе Х. К классу Х с подклассами Хс, Хе, и Хк из 1447 астероидов принадлежало 247 объектов, или около 17%. В классификации DeMeo и др., (2009) наблюдаемый диапазон спектра был расширен до ближней инфракрасной

области – от 0.45 до 2.45 мкм. Были проанализированы спектры 371 астероида. К группе, объединяющей классы астероидов X, Xc, Xe, и Xk, были отнесены 32 объекта (8.6%).

Среди астероидов диаметром больше 13 км астероиды X-типа составляют 24%, S-типа (обыкновенные хондриты) – 20%, и C-типа (углистые хондриты) – 56% (Mothe-Diniz и др., 2003). При этом, если класс S и класс X по своим спектральным характеристикам отчетливо распределяются в отдельные группы, то классы X и C (углистые хондриты) подобной отчетливой границы между собой не имеют (Bus, Binzel, 2002). Лишь использование альbedo в качестве дополнительной характеристики позволяет в некоторой степени дифференцировать эти типы, - в отличие от астероидов класса X, характеризующихся широким диапазоном альbedo, астероиды класса C, как правило, характеризуются только темным (низким) альbedo.

Относительная близость классов C и X проявляется и в пространственном распределении астероидов в главном поясе. Распределение астероидов C-типа характеризуется отчетливо выраженной тенденцией увеличения их количества к внешней области главного пояса (Mothe-Diniz и др., 2003). Подобное распределение, хотя и с меньшей степенью выраженности, наблюдается и для астероидов класса X. Распределение астероидов S-типа характеризуется противоположной тенденцией – почти равномерное количество объектов во внутренней и центральной областях и резкое сокращение во внешней области главного пояса.

Наблюдаемое спектральное разнообразие M-астероидов указывает, что M-астероиды могут служить источником не только железных метеоритов и палласитов, но и энстатитовых хондритов. Впервые еще (Lupishko, Belskaya, 1989) по данным оптической поляриметрии M-астероидов и лабораторных образцов показали, что большинство M-астероидов содержит в составе значительную силикатную компоненту. Предполагается, что содержание металлической компоненты в астероидах M-типа, в которых присутствие компоненты углистых хондритов и железокремнистых метеоритов по спектральным данным считается нормой, варьирует от 25 до 100% (Shepard и др., 2010). Наблюдаемый по спектральным и альбедным данным состав подавляющего большинства астероидов M-типа достаточно хорошо согласуется с составом железных метеоритов, палласитов и энстатитовых хондритов, в некоторых случаях обогащенных ортопироксеном, оливином и гетитом (Fornasier и др., 2011). Спектры некоторых астероидов M-типа, например, в деталях совпадают со спектром метеорита Landes (Fornasier и др., 2010), который на 81% состоит из железоникелевого сплава и на 16% из силикатных включений (Bunch и др., 1972).

Если спектральные исследования в инфракрасной области спектра дают информацию о размерах зерен реголита, о пористости и о составе реголита на поверхности астероида, то радарные исследования астероидов позволяют идентифицировать металлические астероиды, а также получить информацию о пористости реголита и мощности реголитового слоя (Ockert-Bell и др., 2008). Прямая зависимость величины радарного альbedo от плотности состава астероида позволяет по данным радарных наблюдений выделять металлические астероиды с высоким содержанием металла (Fe, Ni), железокосменные астероиды с умеренным содержанием металла и силикатные астероиды с низким содержанием металла (Shepard и др., 2010). Из 19 исследованных астероидов M и X-типа только 7 объектов (16 Психея (Psyche), 129 Антигона (Antigone), 216 Клеопатра (Cleopatra), 347 Паряна (Pariana), 758 Манкуния (Mancunia), 779 Нина (Nina) и 785 Зветана (Zwetana)) имеют характерное для металлических астероидов высокое радарное альbedo. Высокое среднее значение радарного альbedo металлических астероидов, равное 0.41 ± 0.13 , и обусловленное высокой плотностью и, соответственно, высоким содержанием в поверхностном слое реголита металла, примерно в три раза выше альbedo астероидов S-типа (Shepard и др., 2010). Среднее значение радарного альbedo остальных астероидов в два раза меньше – 0.20 ± 0.6 . Предполагаемыми аналогами этих астероидов являются железокосменные метеориты, энстатитовые хондриты, углистые хондриты (CI, CM) и углистые хондриты с высоким содержанием металла (CH, CB) (Shepard и др., 2010). Радарное альbedo M-астероида 224 Океана (0.25) оказалось примерно в два раза ниже альbedo, характерных для металлических астероидов и больше соответствует энстатит-хондритовому составу (Shepard и др., 2010).

На основе синтеза радарных и спектральных данных в видимом и инфракрасном диапазоне и сравнительного анализа со спектрами метеоритов из библиотеки спектров RELAB (Pieters, 1983) для 22 астероидов M-типа были подобраны 5 основных аналогов метеоритов (Ockert-Bell и др., 2010). Это железные метеориты (IM), железокосменные метеориты (SIM), энстатитовые хондриты с низким и повышенным содержанием металла (EC), углистые хондриты с повышенным содержанием металла (CH и CB) и углистые хондриты с низким содержанием металла (CI и CM). По классификациям (Bus, Binzel, 2002) и (DeMeo и др., 2009) все исследуемые астероиды относятся к классам Xc и Xk. Из 7 астероидов, характеризующихся по радарным данным высоким содержанием металла, 6 астероидов по данным сравнительного спектрального анализа (за исключением астероида 129 Антигона (Antigone)) подтвердили свой металлический состав, соответствующий железным метеоритам (IM) (Ockert-Bell и др., 2010). Это астероиды 16 Психея, 216

Клеопатра, 347 Паридана, 758 Манкуния, 779 Нина и 785 Зветана. Данные по астероидам 22 Каллиопа (Kalliope), 97 Клото (Klotho) и 110 Лидия (Lydia) оказались противоречивыми и двусмысленными. Если по спектральным данным они близки к железным метеоритам, то по радарным данным они характеризуются низким содержанием металлов, т.е. имеют силикатный состав. Данные по плотности М-астероида 22 Каллиопа ($3.35 \pm 0.3 \text{ г см}^{-3}$) показывают, что валовой состав этого астероида скорее силикатный, а не металлический (Descamps и др., 2008). Хорошее совпадение спектра астероида 97 Клото с лабораторным спектром метеорита EL6 Eagle указывает на его энстатит-хондритовый состав (Vernazza и др., 2009). Астероиды 55 Пандора (Pandora) и 872 Хольда (Holda) имеют спектры, близкие к железным метеоритам. К сожалению, радарные данные по этим двум астероидам пока отсутствуют.

Астероид 16 Психея является самым крупным металлическим астероидом и характеризуется трехосной фигурой с осями (a , b и c) $240 \times 185 \times 145$ км. Средний диаметр равен 186 ± 30 км (Shepard и др., 2008). Высокая плотность Психеи ($7.6 \pm 0.3 \text{ г см}^{-3}$) (Shepard и др., 2008), также согласуется с валовым металлическим составом этого тела. Следующим астероидом с высоким радарным альбедо (0.7), размер которого также превышает 100 км, является астероид 216 Клеопатра (Shepard и др., 2010). Металлический астероид 216 Клеопатра по классификации относится к классу Xe (Bus, Binzel, 2002) и характеризуется очень высокой тепловой инерцией реголита на поверхности ($50 \text{ Дж м}^{-2} \text{ К}^{-1} \text{ с}^{-1/2}$), также указывающей на преимущественно металлический состав материала (Mueller и др., 2005). Примерная плотность поверхностного слоя на основе электромагнитных свойств реголита и интенсивности радиолокационного отражения оценивается в 3.5 г см^{-3} , что соответствует достаточно высокой пористости (<60%) поверхностного слоя реголита (Shepard и др., 2010). Плотность астероида, оцененная на основе спектральных данных в комбинации с радарными данными, которые указывают на доминирующее содержание металлической компоненты и повсеместное присутствие ортопироксена в поверхностном слое, оценивается в 6.92 г см^{-3} (Hardersen и др., 2005). Астероид имеет необычную форму в виде гантели. Размер главных осей астероида по радарным данным - $217 \times 94 \times 81$ км (Ostro и др., 2000). Размер главных осей динамически эквивалентного равнообъемного эллипсоида с аналогичным отношением моментов инерции (1:7.03:7.08) и равным объемом ($67 \times 10^4 \text{ км}^3$) составляет $257 \times 72 \times 69$ км (Ostro и др., 2000). Средний радиус астероида по данным адаптивного оптического изображения в ближнем инфракрасном диапазоне – 67.5 ± 2.9 км (средний диаметр 135 км) (Descamps и др., 2011). Недавно у астероида были обнаружены два спутника – внешний S/2008 ((216)) 1 и внутренний S/2008 ((216)) 2 размером 8.9 ± 1.6 км и 6.9 ± 1.6 км и с полуосями орбит 678 ± 13 и 454 ± 6 км

соответственно (Descamps и др., 2011). Плотность астероида, полученная на основе оценки массы всей динамической системы, состоящей из астероида и двух его спутников, оказалась эквивалентной $3.6 \pm 0.4 \text{ г см}^{-3}$ (Descamps и др., 2011). Масса оценивалась с помощью третьего закона Кеплера по орбитальным характеристикам спутников.

Пониженное значение плотности предполагает высокую валовую пористость астероида в пределах 30-50% (Descamps и др., 2011), которая скорее типична или для сильнотрещиноватых, или состоящих из рыхлого материала (rubble pile) астероидов (Britt и др., 2002).

Размеры ещё двух металлических астероидов превышают 100 км. Это астероиды 129 Антигона и 69 Гесперия. Астероид 129 Антигона имеет неправильную 3-х-осную фигуру, характерную для малого тела, с главными осями $152 \times 109 \times 95 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Средний эффективный диаметр астероида, размеры которого были определены по данным радарных наблюдений с точностью около 15%, составляет $113 \text{ км} \pm 15\%$, радарное альbedo - ~ 0.4 . Размер главных осей эквивалентного равнообъемного эллипсоида составляет $150 \times 101 \times 94 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Астероид 69 Гесперия (Hesperia) имеет средний эффективный диаметр 110 км и главные оси - $135 \times 106 \times 98 \text{ км}$ (Hanus и др., 2011). Астероид также относится к классу M, а высокое радарное альbedo астероида (0.45 ± 0.12) указывает на его преимущественно металлический состав (Shepard и др., 2011).

Размер остальных металлических астероидов не превышает 100 км. Средний эффективный диаметр астероидов 758 Манкуния и 779 Нина составляет $85 \pm 7 \text{ км}$ и $77 \pm 2 \text{ км}$ соответственно (Shepard и др., 2010). Размер астероида 785 Зветана и его форма также хорошо известны - $57 \times 46 \times 45 \text{ км}$ (Shepard и др., 2008). Средний эффективный диаметр астероида - $49 \pm 2 \text{ км}$. Для астероида 347 Париана кроме среднего эффективного диаметра ($51 \pm 5 \text{ км}$) (Shepard и др., 2010) известны и параметры фигуры – $b/a=0.74$, $c/a=0.57$ (Тунгалаг и др., 2003). Средний диаметр астероидов 55 Пандора и 872 Хольда составляет 66.7 и 30 км соответственно (Ockert-Bell и др., 2010). Морфометрические параметры астероида 55 Пандора также были измерены – $b/a=0.83$, $c/a=0.69$ (Тогрра и др., 2003).

Итак, в настоящее время металлический состав с достаточно высокой степенью вероятности пока был подтвержден только для 10 астероидов M-типа (табл. 4.3.3). Очевидно, что с расширением радарных исследований количество идентифицированных металлических астероидов будет увеличиваться.

Таблица 4.3.3. Девиаторные напряжения (τ_{max}) в металлических астероидах (Слюта, 2013)

Астероид	Диаметр, км	Средний диаметр, км	b/a	c/a	ϵ_{cp}	Плотность, г см ⁻³	τ_{max} , МПа
16 Психея	240×185×145	186±30	0.77	0.60	0.731	7.6	12.54
55 Пандора	-	66.7	0.83	0.69	-	-	0.94
69 Гесперия	135×106×98	110	0.79	0.70	0.656	-	3.51
129 Антигона	152×109×95	113±17	0.72	0.63	0.743	-	4.23
216 Клеопатра	217×94×81	135±5.8	0.43	0.37	0.916	6.92	5.97
347 Паряна	-	51±5	0.74	0.57	-	-	0.55
758 Манкуния	-	85±7	-	-	-	-	1.52
779 Нина	-	77±2	-	-	-	-	1.25
785 Зветана	57×46×45	49	0.80	0.79	-	-	0.64
872 Хольда	-	30	-	-	-	-	0.19

По данным (Rivkin и др., 2000) из 27 исследованных астероидов М-типа 35% имеют характерную полосу поглощения в спектре в области 3 мкм, которая указывает на наличие в реголите астероидов минералов филлосиликатов, содержащих гидратную (связанную) воду. Такие астероиды были выделены в отдельный W-класс. При этом наблюдается отчетливая зависимость присутствия воды в составе астероида от его размеров. Если среди исследованных крупных астероидов (размером больше 65 км) 75% тел содержат в своем составе гидратную воду, то среди небольших астероидов (диаметром меньше 65 км) только у 10% наблюдается полоса поглощения гидратной воды. Наличие филлосиликатов с гидратной водой указывает на то, что тепловая история W-астероидов ограничивалась температурами в пределах от ~0 до ~300°C (Keil, 2000), поскольку при более высоких температурах нагрева гидратная вода должна была выделиться и испариться. Это означает, что крупные М-астероиды, по крайней мере, их подавляющее большинство, представлены первичным примитивным составом, не подвергавшимся нагреву и, тем более, плавлению и дифференциации. Среди идентифицированных металлических астероидов (табл. 4.3.3) присутствие гидратной воды наблюдается на 129 Антигоне и 55 Пандоре. По астероидам 872 Хольда, 347 Паряна и 779 Нина данные пока отсутствуют.

4.3.4. Гравитационная деформация металлических астероидов

Температура малых тел, которые в отличие от планетных тел не имеют эндогенной активности и внутреннего теплового потока, определяется уровнем инсоляции и зависит от места положения тела в Солнечной системе (Veeder и др, 1989). Изменение температуры тела, например, в случае радиогенного тепла или диссипации энергии приливной деформации, приводит к изменению предела текучести вещества и

учитывается необходимой величиной порогового значения девиаторных напряжений, что, в свою очередь, приводит к изменению всех основных параметров гравитационной деформации. Таким образом, любые случаи термального воздействия всегда будут отличаться аномальными значениями параметров гравитационной деформации по сравнению с характерными для температур в данной области Солнечной системы (Slyuta, Vогорaeв, 1997).

Величины девиаторных напряжений, обусловленные массой тел и параметрами фигуры идентифицированных металлических астероидов, представлены в таблице 4.3.3. При расчетах плотность металлических астероидов с неизвестной массой принималась равной 7 г см^{-3} . Учитывая, что температурная зависимость предела текучести метеоритного железа аналогична зависимости для технического крупнозернистого железа (Гарбер и др., 1963; Petrovic, 2001), коэффициент Пуассона для железных метеоритов также может быть принят равным 0.28 (Фридман, 1974; Тихонов и др., 1986). Величина девиаторных напряжений у крупнейшего металлического астероида 16 Психея достигает 12.54 МПа (табл. 4.3.3). Измеренная температура на поверхности М-астероида 21 Лютеция (Lutetia) изменяется от 170 до 245 К и коррелирует с рельефом поверхности - более высокая температура наблюдается на более плоской и ровной поверхности (Coradini и др., 2011). Визуальное альbedo астероида (0.20) не отличается от альbedo идентифицированных металлических астероидов, которое варьирует от 0.12 у 785 Цветана до 0.23 у 16 Психеи (Shepard и др., 2010). Если бы в своей прошлой геологической и геохимической истории, например, в результате радиогенного разогрева или каких-либо других причин повышения температуры, величина предела текучести материала астероида 16 Психея понизилась бы до величины девиаторных напряжений, т.е. до 12.54 МПа, или опустилась бы ещё ниже, то в результате гравитационной пластической деформации неправильная фигура астероида преобразовалась бы в сферическую форму в виде эллипсоида вращения.

Экспериментальных данных изменения предела текучести железных метеоритов при высоких температурах нет. Если предположить, что зависимость предела текучести от температуры также монотонно убывает выше 300 К (рис. 4.3.1), то согласно выражению (4.3.2) для метеорита Сихотэ-Алинь предел текучести в 12.54 МПа (современные девиаторные напряжения на астероиде 16 Психея) будет достигнут при температуре 240°C, а для метеорита Gibeon (выражение 4.3.1) - при температуре 385°C. Соответственно, с момента образования астероида 16 Психея его максимальная температура не могла превышать 400°C. Более определенная оценка возможна лишь на основе экспериментальных данных по изменению предела текучести железных

метеоритов при высоких температурах. Во всяком случае, с момента своего образования идентифицированные металлические астероиды не подвергались ни частичному, ни тем более полному плавлению. Это согласуется с данными, полученными другими методами. Термальная история металлических астероидов, на которых наблюдается присутствие гидратной воды (Rivkin и др., 2000), ограничивается еще более низкими температурами – около 300°C (Keil, 2000).

С уменьшением температуры предел текучести железных метеоритов возрастает (рис. 4.3.1), соответственно, возрастает и необходимая критическая масса, при которой возможна гравитационная деформация металлических астероидов. Зная физико-механические свойства железных метеоритов, мы можем оценить критическую массу или критические размеры (выражение (4.1.1), Глава 4.1) металлического тела, при которых оно преобразуется в сфероид, т.е. фактически в планетное тело (Slyuta, Voropaev, 1997). Во внутренней области главного пояса (около 2.1 а.е.), где температура на поверхности металлических астероидов, как и на поверхности астероида 21 Лютеция (2.435 а.е.), также может достигать 245 К (Coradini и др., 2011), а благодаря их высокой теплопроводности и высокой тепловой инерции может быть даже и выше, критический радиус металлического тела с составом, близким к железному метеориту Сихотэ-Алинь, оценивается в 255 км, при температуре 77 К где-нибудь за пределами системы Сатурна – в 331 км, а при $T=4.2$ К – в 383 км. Критический радиус металлических тел с составом, близким к железному метеориту Gibeon, при температурах от 300 до 103 К возрастает от 393 км до 487 км (рис. 4.3.2). Найденная эмпирическая зависимость критических размеров малых металлических тел $R_{кр}$ от предела текучести σ_m при температурах ниже 300 К (рис. 4.3.2) описывается зависимостью (Слюта, 2013)

$$R_{кр} \text{ (км)} = 22 \sqrt{\sigma_m \text{ (МПа)}}.$$

Масса и размеры металлических астероидов (табл. 4.3.3) значительно меньше критических размеров при температурах ниже 300 К. Например, масса металлического тела с минимальным критическим радиусом в 255 км (5.4×10^{20} кг) более чем на порядок (в 20 раз) превышает массу крупнейшего металлического астероида 16 Психея (2.562×10^{19} кг). Если учесть, что размеры еще не идентифицированных металлических астероидов по понятным причинам избирательности наблюдений будут значительно уступать уже известным металлическим астероидам (в основной своей массе это будут уже километры и метры), то, очевидно, что даже суммарная масса всех известных и предполагаемых металлических астероидов будет значительно уступать массе металлического планетного

тела. Кроме того, прочность металлического планетного тела будет гораздо выше, поскольку определяться она будет уже не физико-механическими свойствами вещества, а его массой (Слюта, 2009), и разрушить такое тело на обломки будет очень трудно, если не невозможно. Поэтому, существование на ранней стадии эволюции Солнечной системы каких-либо металлических родительских тел с массой, превышающей критическую, т.е. металлических планетных тел, следует признать событием маловероятным. На это же указывает и большое различие формы металлических астероидов и железных метеоритов (рис. 2.2), которое позволяет предполагать, что, по крайней мере, крупнейшие металлические астероиды (табл. 4.3.3) не являются обломками более крупных родительских тел.

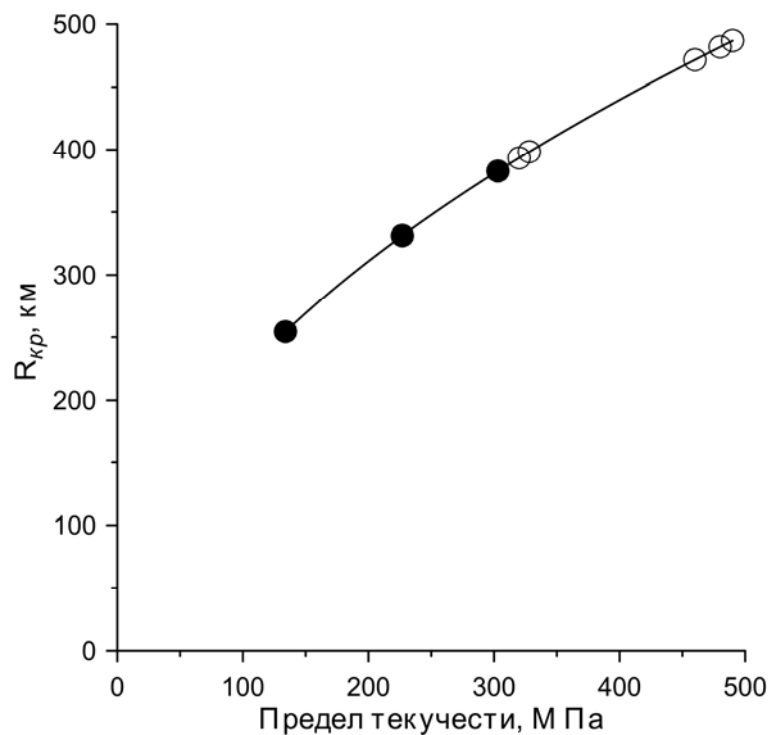


Рис. 4.3.2. Зависимость критических размеров металлических тел от предела текучести при разных температурах (Слюта, 2013): ● - предел текучести железного метеорита Сихотэ-Алинь при температурах 4,2, 77 и 300 К (табл. 4.3.2); ○ - предел текучести железного метеорита Gibeon при температурах от 103 до 300 К.

Формирование металлического ядра в дифференцированном астероидном теле, также как и возможное образование и существование металлического планетного тела в прошлом, возможно только в результате гравитационной пластической деформации. Гравитационная деформация сопровождается объемным сжатием и уплотнением вещества, закрытием пор и трещин, развитием характерных структур и статических двойников в зависимости от преобладающего механизма деформации (Гарбер и др., 1963;

Nicolas, 1987; Slyuta, Voropaev, 1997). Удельный вес даже богатых никелем атакситов ниже удельного веса искусственного железоникелевого сплава (8.18 г см^{-3}) с содержанием никеля ниже 23% (Кринов, 1955). Меньший удельный вес железных метеоритов объясняется их большей пористостью, которая, исходя из разности удельного веса, достигает 5%. Наличие достаточно высокой пористости в железных метеоритах явно противоречит «ядерной» гипотезе их происхождения, поскольку температура расплава и давление в ядре родительского тела должны были пористость уничтожить.

Оценки скоростей охлаждения октаэдритов предполагают их образование при достаточно низких (около 0.1 МПа) или умеренных статических давлениях (Goldstein, Short, 1967; Brett, 1967; Brett, Higgins, 1969). Даже современные девиаторные напряжения, существующие в металлических астероидах, значительно превышают эту величину (табл. 4.3.3). Алмазы, найденные в железных метеоритах, свидетельствуют о высоких ударных, а не статических давлениях (Lipschutz, Anders, 1961). Из 150 исследованных образцов железных метеоритов, только 3 образца оказались со следами пластической деформации, локализованной по границам зерен минералов (Gordon, 1970). Предполагается, что причиной такой деформации мог быть удар о поверхность Земли. Примерно такое же соотношение между деформированными и не деформированными образцами железных метеоритов наблюдается по данным микрографических исследований (Perry, 1944). Деформация и нераскрытые трещины, которые наблюдались в образцах, подвергшихся взрывной нагрузке в лабораторных экспериментах, во всех исследованных метеоритах также отсутствовали (Gordon, 1970). Отсутствие пластических деформаций в железных метеоритах указывает на то, что исследованные железные метеориты с момента образования минеральных фаз никогда не подвергались гравитационной деформации. Это означает, что эти метеориты, по-видимому, никогда не были частью какого-либо металлического планетного тела, либо частью массивного железного ядра, образовавшегося в родительском теле в результате его дифференциации на железное ядро и каменную мантию. Таким образом, физико-механические данные также являются серьезным аргументом против гипотезы происхождения железных метеоритов и металлических астероидов из железного ядра дифференцированного родительского тела (Слюта, 2013).

4.3.5. Заключение

Железные метеориты и металлические астероиды характеризуются самой высокой плотностью и самым высоким пределом текучести в Солнечной системе, который в зависимости от температуры колеблется в пределах 134-490 МПа . Критический радиус

малого металлического тела, которое должно подвергнуться гравитационной деформации, в зависимости от предела текучести и температуры может изменяться в пределах от 255 до 487 км (Слюта, 2013).

Ударная и статическая деформация железных метеоритов различается достаточно хорошо из-за очень разной морфологии ударных и статических двойников. Все рассмотренные метеориты характеризуются отсутствием или минимальным количеством неймановых линий (ударных двойников), и либо не испытали ударных нагрузок, либо кратковременные нагрузки не превышали 13 ГПа. Таким образом, физико-механические и реологические свойства рассматриваемых метеоритов практически без каких-либо искажений характеризуют физико-механические и реологические свойства своих родительских тел (металлических астероидов).

Оценки современных девиаторных напряжений в металлических астероидах на основе зависимости предела текучести железных метеоритов от температуры показывают, что с момента своего образования астероиды не подвергались разогреву более 400°C, и тем более не подвергались частичному или полному плавлению (Slyuta, 2013b; Слюта, 2013).

Формирование металлического ядра в дифференцированном астероидном теле, также как и возможное образование и существование металлического планетного тела в прошлом, возможно только в результате гравитационной пластической деформации. Гравитационная деформация сопровождается уплотнением вещества, закрытием пор, развитием характерных структур и статических двойников в зависимости от преобладающего механизма деформации. Наличие пористости в железных метеоритах, достигающей 5%, а также отсутствие пластических деформаций указывает на то, что исследованные железные метеориты никогда не подвергались гравитационной деформации (Слюта, 2013). Следовательно, они никогда не были частью какого-либо металлического планетного тела, либо частью массивного железного ядра, образовавшегося в родительском теле в результате его дифференциации на железное ядро и каменную мантию.

4.3.6. Основной вывод: С момента своего образования металлические астероиды не подвергались разогреву более 400°C, и тем более не подвергались частичному или полному плавлению (Slyuta, 2013b; Слюта, 2013). Металлические тела характеризуются высоким пределом текучести ($134 \leq \sigma_p \leq 490$ МПа), а критический радиус малого металлического тела, которое должно подвергнуться гравитационной деформации, превышает $R_{кр} \geq 255$ км.

4.4. Экспериментальные исследования физико-механических свойств обыкновенных хондритов и гравитационная деформация малых силикатных тел

По упругим свойствам метеориты занимают промежуточное положение между земными и лунными горными породами (Горшков, 1973). Чем больше у каменных метеоритов диапазон пористости, тем больше интервал (разброс) скоростей упругих волн. Наблюдается линейная зависимость скорости поперечных волн (v_s) от плотности для различных классов метеоритов (Горшков, 1973). Модуль Юнга каменных метеоритов изменяется от 5.2 до 8.7×10^{10} Па, что соответствует упругости (деформационным характеристикам) земных основных горных пород (табл. 1). Модуль Юнга метеорита Царев также характеризуется повышенными значениями $(10.1-19.1) \times 10^{10}$ Па, и приближается к значениям земных перидотитов $((13.0-16.0) \times 10^{10}$ Па) и оливинитов $((11.7-17.5) \times 10^{10}$ Па) (Медведев и др., 1985). Экспериментальные значения модуля Юнга большинства хондритов, по сравнению с вычисленными для среднего минерального состава $(19-20 \times 10^{10}$ Па) полиминерального агрегата с идеальными связями между зернами, примерно в полтора - два раза меньше. Как и в случае с теплофизическими свойствами, подобное существенное различие также указывает на несовершенство, т.е. примитивность структуры метеоритов (Медведев и др., 1985), которая по сравнению с земными горными породами называется слабо уплотненной (*loosely compacted*). Измеренные значения коэффициента Пуассона для хондритов находятся в интервале 0.15-0.29, что соответствует диапазону значений для земных кристаллических горных пород (Медведев и др., 1985).

Как показывает зависимость предельных напряжений от размеров образцов на примере горной породы габбро (Зоткин и др., 1987), прочность образцов размером менее 15 мм и более 40 мм уменьшается. Например, предел прочности на сжатие в одинаковых образцах габбро с увеличением их размеров от 30 до 200 мм уменьшался от 270 до 145 МПа, т.е. больше чем в 1.5 раза (Медведев, 1985). Для небольших образцов, в данном случае размером менее 10-15 мм, это объясняется выходом на поверхность и влиянием отдельных неоднородностей, пор и дефектов на уровне границ отдельных минеральных зерен, сравнимых с размером образца (Nicolas, 1987). Требуемое минимальное соотношение между размером образца и размером минеральных зерен должно быть не менее 20-30 (Турчанинов и др., 1967).

Таблица 4.4.1. Физико-механические и теплофизические характеристики обыкновенных хондритов и некоторых земных пород (Medvedev et al., 1985).

Метеорит, образец, порода	Тип	Плотность, г см ⁻³	Скорость упругих волн, м с ⁻¹		Коэфф. Пуассона	Модуль Юнга, 10 ¹⁰ Па	Прочность, МПа		Тепло- проводность, Вт м ⁻¹ К ⁻¹	Температуро- проводность, 10 ⁻⁶ м ² с ⁻¹	Теплоемкость, кДж кг ⁻¹ К
			v_p	v_s			$\sigma_{сж}$	σ_p			
Крымка, 1705	LL3	3.25	4900	3140	0.15	7.8	160	22	2.32	1.05	0.68
Еленовка, 1831	L5	3.50	4320	2490	0.24	5.6	20	2	-	-	0.76*
Царев, 15380a	L5	3.52	6990	4300	0.19	15.8	222	26	3.68	1.13	0.92
Царев, 15384a	L5	3.55	7000	4350	0.19	16.1	-	-	3.71	1.20	0.87
Царев, 153846	L5	3.43	6970	3770	0.29	19.0	450	54	3.89	1.14	0.99
Царев, 15391	L5	3.24	6240	3430	0.28	10.1	157	16	2.76	1.17	0.73
Кунашак, 1723	L6	3.54	5440	3090	0.26	8.7	265	49	2.89	1.04	0.78
Kyushu, 2157	L6	3.90	3990	2290	0.26	5.2	98	11	2.30	1.04	0.57
Pultusk, 544	H5	3.56	5150	2860	0.27	7.6	213	31	3.05	1.03	0.83
Перидотиты*		2.85-2.90**	6200-6300	3300-3500	0.27-0.30	8.5-9.1	210-230	40-50	2.1	0.77	0.95

*Медведев, 1974b; **Алексеева, 1958.

Изменение величины в зависимости от размеров образца метеорита Царев наблюдается и для таких деформационных характеристик как модуль Юнга и коэффициент Пуассона (Зоткин и др., 1987). Подобная зависимость от размера образцов метеорита Царев наблюдается и для продольных и поперечных волн v_p и v_s .

Для образцов размером более 40 мм падение прочности объясняется увеличением количества и размера крупных дефектов и трещин с увеличением объема образца, т.е. так называемым «масштабным эффектом». Впервые аналитическая зависимость уменьшения прочности с увеличением объема для различных материалов на основе статистической теории была рассмотрена в работе (Weibull, 1939; 1951), а понятие прочности было представлено в виде случайной величины, заданной функцией распределения одного или нескольких параметров. Если перевести это математическое определение прочности на язык механики горных пород, то можно сказать, что нарушение сплошности начинается в наиболее слабом звене и не зависит от прочности других звеньев (Медведев, 1974а).

Влияние масштабного эффекта на предел прочности объекта определяется выражением (Svetsov и др., 1995)

$$\sigma = \sigma_s \left(\frac{m_s}{m} \right)^\alpha, \quad (1)$$

где σ - предел прочности всего объекта, m - масса этого объекта, σ_s - экспериментальное значение предела прочности образца этого объекта, m_s – масса этого образца, α – масштабный коэффициент. Для крупных каменных объектов (метеороидов) коэффициент варьирует в крайне широких пределах - примерно от 0.01 (с учетом таких тел, как метеорит Carancas) до значений, приближающихся к 1 (Ророва и др., 2011). Следует отметить, что крайне широкий разброс и зависимость от множества неопределённых факторов не позволяет использовать коэффициент в качестве универсального значения для каменных тел и получения какой-либо дополнительной неизвестной информации об объекте (прочности, составе, размерах, дефектности и предыдущей столкновительной истории).

Масштабный эффект, связанный с зависимостью физико-механических свойств от размера образца, возможен только при одноосном сжатии или растяжении, т.е. преимущественно в лабораторных экспериментах при одноосном нагружении образцов. В геологических процессах, как правило, доминирует всесторонняя нагрузка (Турчанинов и др., 1967; Жарков, Трубицын, 1980), в том числе и в гравитационной деформации малых тел Солнечной системы (Slyuta, Voropaev, 1997).

Таким образом, оптимальный размер образцов тонко- и среднезернистых пород и каменных метеоритов, при котором механические свойства обусловлены только минеральным составом и структурой вещества и мало зависят от других факторов,

находится в пределах от 10-15 до 40 мм. Структура определяет степень связи между минеральными зёрнами породы. Наибольшее влияние оказывает степень связи и сочетание главного, т.е. доминирующего минерала, и минерала, свойства которого значительно отличаются от главного (Ржевский, Новик, 1973). В силу избирательного характера разрушения твердых тел (нарушение сплошности начинается в наиболее слабом звене и не зависит от прочности других звеньев), наблюдаемые вариации прочностных свойств в образцах земных горных пород считаются допустимыми, если коэффициент вариации не превышает 30% (Породы горные, 1975). Опыт показывает, что существенные отклонения коэффициента вариации от допустимой величины, как правило, связаны либо с несоблюдением методики эксперимента и требований к подготовке образцов, либо с игнорированием таких дополнительных факторов, как например, учёт ориентировки образцов при исследовании анизотропных пород. Учитывая вышерассмотренную специфику исследований физико-механических свойств горных пород, следует отметить, что при получении надёжных данных по физико-механическим свойствам требуется достаточная статистика измерений. И, напротив, сравнение с единичными измерениями может привести к серьёзной ошибке, далекой от надежного результата.

Следует отметить, что при исследовании физико-механических свойств метеоритов были отмечены значительные и часто необъяснимые вариации прочностных свойств для разных фрагментов одного и того же метеорита. Например, для трех образцов метеорита Царев данные по прочности различаются почти в три раза (Медведев, 1974b; Медведев и др., 1985; Зоткин и др., 1987).

4.4.1. Экспериментальные исследования физико-механических свойств обычных хондритов

Для исследования были взяты образцы обычных хондритов - метеорита Губара (Ghubara), метеорита Sayh al Uhaymir 001 (SAUH 001) и два разных фрагмента метеорита Царёв (Slyuta и др., 2008; Slyuta и др., 2009). Обыкновенные хондриты являются наиболее распространенной группой хондритов и метеоритов вообще, что отражено и в названии. Главными минералами являются магнезиальный оливин и бедный кальцием пироксен (гиперстен или бронзит), в подчиненных количествах присутствуют никелистое железо (камасит и тэнит), кислый плагиоклаз (олигоклаз), диопсид и троилит. Акцессорные минералы представлены апатитом, хромитом, ильменитом. Хондриты являются химически наименее дифференцированным веществом Солнечной системы среди исследованных на Земле образцов. Все обыкновенные хондриты подразделяется на три химические подгруппы H, L и LL, различающиеся по содержанию общего железа и сидерофильных элементов (H>L>LL) и отношению окисленного железа к металлическому

(H<L<LL) (Dodd, 1981). Очень близкое соответствие нормативной минералогии, выраженной набором безводных стандартных минералов, и модальной (наблюдаемой) минералогии указывает на то, что вода в эволюции обыкновенных хондритов если и имела какое-то значение, то очень незначительное (Dodd, 1981).

Выраженность в каменных метеоритах хондр варьирует в широких пределах – от отчетливо выраженных, до едва уловимых и прорастающих в матрицу и наоборот. Такая корреляция структурных и минеральных вариаций в хондритах свидетельствует о термальном метаморфизме, который происходил в пределах их родительских тел в постааккреционный период. Подобные изменения получили название вторичных. С увеличением степени метаморфизма контуры хондр становятся менее отчетливыми, матрица становится более грубозернистой, состав основных минералов (оливина и пироксена) становится более гомогенным, содержание углерода уменьшается. По характеру и степени термального метаморфизма хондриты подразделяются на 7 петрологических типов, - от неизменённых или примитивных (1), которые обычно называют неравновесными, до хондритов с наибольшей степенью метаморфического изменения (7), называемых равновесными (Krot и др, 2003). В этом ряду под действием термального метаморфизма увеличивается степень химического равновесия и структурной перекристаллизации. Примитивные петрологические типы 1 и 2 известны только для углистых хондритов. Хондриты типа 7 необычны, редки и представлены сложной смесью интенсивно метаморфизованного и переплавленного материала (Dodd, 1981). Структурных деформаций, характерных для земных горных пород при интенсивном метаморфизме в условиях высокого давления, в обыкновенных хондритах при переходе от 3 к 7 петрологическому типу не наблюдается. Упорядоченная ориентировка хондр и других включений отсутствует, а хондры сохраняют свою преимущественно сферическую форму в неискаженном виде (Dodd, 1965). Это подтверждается и отсутствием минералов, указывающих на высокие давления (за исключением минералов, образованных при ударных событиях). По замещению химических элементов, чувствительных к давлению, было установлено, что максимальные статические давления, которым подвергались хондриты в своей эволюции (за исключением ударных нагрузок), не превышали 100 МПа (Heuse, 1978).

Следы столкновительной истории родительских тел метеоритов в виде деформации и дробления минеральных зерен, брекчирования и образования прожилков, относятся к третичным изменениям. По степени ударного воздействия и ударного метаморфизма выделяется 6 ударных фаций – от S1 до S6. Для обыкновенных хондритов степень ударного метаморфизма определяется по изменению кристаллической структуры оливина и плагиоклаза (Stoffler и др., 1991), в углистых хондритах – по изменению структуры

оливина (Scott и др., 1992). В энстатитовых хондритах, в которых оливин является очень редким минералом, степень ударного воздействия определяется по дефектности кристаллов ортопироксена (Rubin и др., 1997).

Находясь на поверхности Земли, метеориты, как и земные горные породы, подвергаются геохимическому выветриванию под действием воды, атмосферы и биосферы (микроорганизмов). Выделяется 7 степеней геохимического выветривания (W0-W6) (Wlotzka, 1993). Последовательность стадий изменений каменных метеоритов в результате геохимического выветривания определяется в шлифах. Отсутствие видимого окисления металлов и сульфидов соответствует стадии W0. Отсутствием выветривания, как правило, характеризуются метеориты, собранные сразу после падения. Мелкие прожилки и плёнки окисления металла и троилита относятся к стадии W1. Наличие окисленного металла в количестве от 20 до 60% указывает на стадию выветривания W2, а в количестве от 60 до 95% - на стадию W3. Полное окисление металла и сульфидов, но отсутствие каких-либо изменений в силикатах соответствует стадии W4. Степень выветривания W5 характеризуется изменением темных (мафических) силикатов вдоль трещин. Последняя (W6) стадия выветривания определяется массовым замещением силикатов глинистыми минералами и окислами.

Метеорит Губара представляет собой обычный хондрит петрографического типа L5. Метеорит был найден в 1954 в Омане в пустынной местности. Он выглядит очень свежим и слабо затронут земными процессами выветривания, которые наблюдаются в виде очень тонкой корки «загара» на поверхности. Каменный метеоритный дождь Sayh al Uhaymir 001 (SAUH 001) был найден 16 марта 2000 г и является одним из крупнейших метеоритных дождей Омана (Kogochantsev и др., 2003). Было собрано более 2670 образцов общей массой 450465 г. По составу метеорит является обыкновенным хондритом петрографического типа L4/5 (фаялит – 24.7 mol%; ферросилит – 21.4 mol%) с ударной стадией S2. Большое значение для настоящего исследования имеет тот факт, что это достаточно недавнее падение, слабо затронутое земным выветриванием (W1) (Kogochantsev и др., 2003), которое не повлияло на физико-механические свойства фрагментов метеорита.

Метеорит Царев также характеризуется мелкозернистой однородной текстурой, лишенной выраженных расслоений и отдельностей. Метеорит характеризуется бимодальным распределением интегральной плотности фрагментов, которая по-видимому, объясняется неоднородным строением (распределением плотности) родительского тела. Около 30% массы метеорита имеет плотность 3.32 г см^{-3} , и около 70% - 3.48 г см^{-3} (Зоткин, Цветков, 1984). Зависимости плотности от массы отдельных фрагментов не наблюдается. Каменный метеоритный дождь Царев был обнаружен в 1968

году в Волгоградской области в России. Всего было собрано 69 образцов общей массой 1325.203 кг (Слюта, 2014). Наибольший фрагмент весил 283.8 кг. По составу метеорит относится к обыкновенным хондритам петрографического типа L5 с содержанием железа до 20.54 % (Барсукова и др., 1982). Также как Губара и SAUH 001, метеорит Царев отличается хорошей сохранностью, и почти не затронут выветриванием.

Физико-механические свойства метеоритов исследовались методом комплексного определения пределов прочности при многократном раскалывании и сжатии в соответствии с установленным стандартом (ГОСТ 21153.4-75, Породы горные, 1975). Выбранная методика исследований позволяет получить достаточно большую статистику измерений и, соответственно, достаточно надежные данные на относительно небольшом объеме материала, т.е. фактически на одном образце общим размером от 10 до 20 см. Это очень важно из-за особой ценности и ограниченности метеоритного материала. Этот метод также оказался наиболее удобным для исследования пространственного трехмерного распределения физико-механических свойств в отдельном образце. Определение предела прочности на сжатие и растяжение проводилось на воздушно-сухих образцах на испытательных машинах серии CD-10 и CD-100 (производства VEB Werkstoffpruffmaschinen, Leipzig, Germany) позволяющих осуществлять пропорциональное нагружение в диапазоне максимальных нагрузок до 10 и 100 тонн соответственно (рис. 4.4.1). Исследования проводились в Институте проблем комплексного освоения недр (ИПКОН РАН).



Рис. 4.4.1. Определение предела прочности на сжатие и растяжение образцов метеоритов на испытательных прессах серии CD-10 и CD-100.

Из-за отсутствия достаточного количества материала из фрагмента метеорита Губара были вырезаны только две пластины размером 22×37×62 мм и один кубик размером 20×20×20 мм (рис. 4.4.2) (Slyuta и др., 2008). Для исследования физико-

механических свойств по трем направлениям, фрагмент метеорита Sayh al Uhaymir 001 размером $9 \times 10 \times 12$ см был разрезан на три перпендикулярных друг другу пластины, каждая толщиной 20 мм (рис. 4.4.3), и один кубик со сторонами, параллельными всем трем пластинам и размером $40 \times 40 \times 40$ мм. Два разных фрагмента метеорита Царёв (№№ 15384.1 и 15390.9) каждый были разрезаны также на три перпендикулярных друг другу пластины толщиной по 20 мм, и несколько кубиков со сторонами, параллельными всем трем пластинам и размером $40 \times 40 \times 40$ мм (рис. 4.4.4, 4.4.5). Фрагмент №15384 в своей первичной форме представлял собой конусообразный многогранник размером $28 \times 28 \times 23$ см и весом 24.8 кг (Слюта, 2014). Первичный фрагмент №15390 имел полиэдрическую вытянутую форму размером $50 \times 38 \times 31$ см и весил 104.2 кг (Слюта, 2014).



Рис. 4.4.2. Мтеорита Губара, пластина и кубик.



Рис. 4.4.3. Фрагмент метеорита SAUH 001 (a) и схема разреза фрагмента (b).

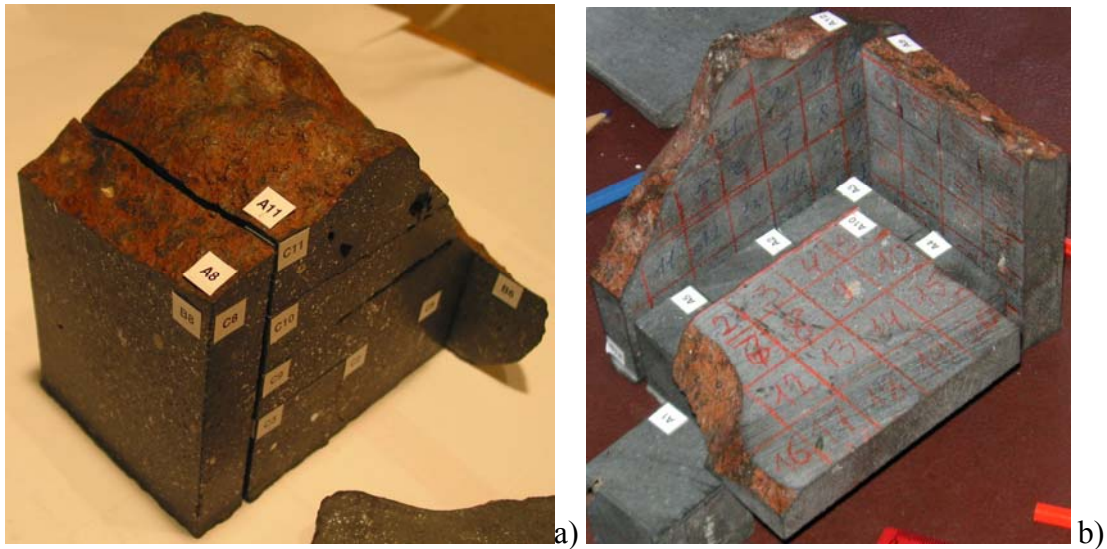


Рис. 4.4.4. Схема разреза фрагмента №15384.1 метеорита Царев (а) и разметка пластин для эксперимента (b).

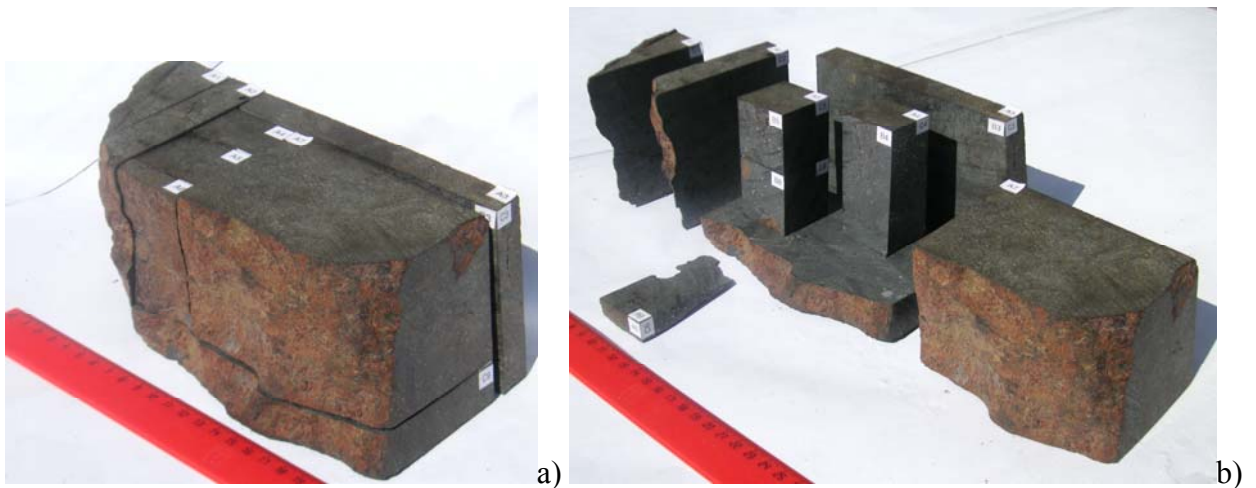


Рис. 4.4.5. Схема разреза фрагмента №15384.1 метеорита Царев (а, b).

Для определения предела прочности на растяжение применялся метод раскалывания пластин образцов клиньями с углом заточки 90° с измерением приложенной нагрузки и разрушающего усилия. Длина раскола определялась с погрешностью не более $+0.5$ мм при длине не менее 20 мм. Каждая пластина в зависимости от ее размера раскалывалась на кубики полуправильной формы размерами $20 \times (20-30) \times (20-30)$ мм (рис. 4.4.6). Направление растяжения располагается перпендикулярно линии раскалывания. Каждая из трех пластин раскалывалась на кубики по двум перпендикулярным друг другу направлениям. Соответственно, предел прочности на растяжение также учитывался по двум разным направлениям, параллельным общим осям координат в образце (например, x и y , x и z , или y и z). Определение предела прочности на сжатие выполнялось раздавливанием кубических образцов полуправильной формы, полученных в процессе

раскалывания пластин после определения прочности на растяжение (рис. 4.4.7), и кубика размером $40 \times 40 \times 40$ мм при измерении деформационных характеристик. Ось сжатия направлена перпендикулярно плоскости пластины. При напряжениях, превышающих предел прочности на сжатие, происходило взрывоподобное дробление исследуемого образца (рис. 4.4.7b). Такое явление называют реологическим взрывом (Гораздовский, 1976).

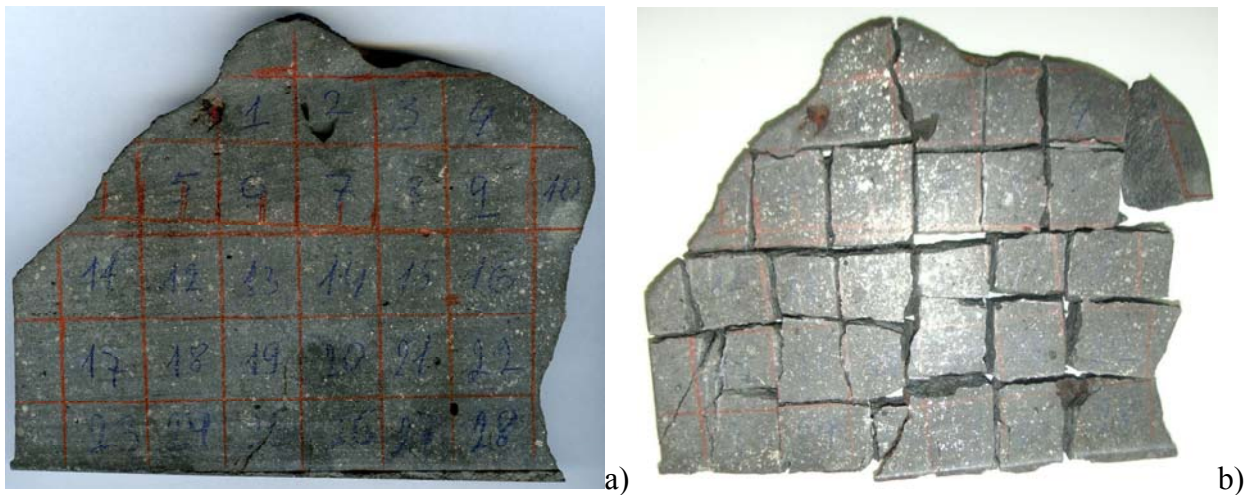


Рис. 4.4.6. Определение прочности на растяжение методом ориентированного раскалывания пластины фрагмента метеорита Царев №15384.1 на кубики полуправильной формы размерами $20 \times (20-30) \times (20-30)$ мм: а) разметка пластины; б) пластина, расколота на кубики.

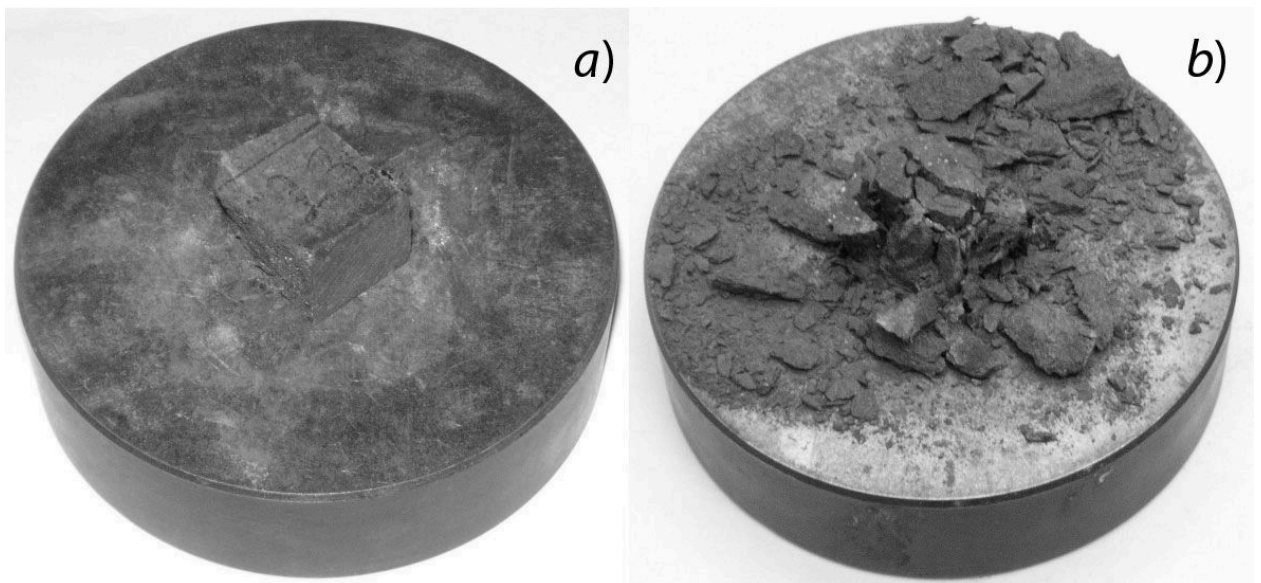


Рис. 4.4.7. Определение предела прочности на сжатие раздавливанием кубических образцов полуправильной формы, полученных в процессе раскалывания пластин

Полученные данные по физико-механическим свойствам метеорита Губара показаны в таблице 4.4.2. Пространственное трехмерное распределение физико-механических свойств в образцах метеоритов SAUH 001 и Царев показано в таблице 4.4.3. Величина предела прочности на сжатие по одному из трех направлений сильно отличается от остальных двух, которые почти равны. Во всех трех исследованных образцах символами a_c , b_c и c_c были отмечены направления осей координат от меньшего к большему значению предела прочности на сжатие (рис. 4.4.8).

Таблица 4.4.2. Физико-механические свойства метеорита Губара

Название	Среднее значение, МПа	Количество измерений	Коэффициент вариации, %
Предел прочности на сжатие, МПа	72.22	5	30.7
Предел прочности на растяжение, МПа	23.55	5	30.5

Таблица 4.4.3. Трехмерное распределение физико-механических свойств в обыкновенных хондритах.

Название	Оси эллипсоида анизотропии			Среднее для образца
	a	b	c	
Метеорит SAUH 001 ($a_c=1.6$)				
Предел прочности на сжатие, МПа	143	94	91	105
Количество измерений	6	7	10	23
Коэффициент вариации, %	20	29	23	31
Предел прочности на растяжение, МПа	18	17	18	18
Количество измерений	13	13	14	40
Коэффициент вариации, %	28	26	27	27
Метеорит Царев, обр. №15390,9 ($a_c=1.6$)				
Предел прочности на сжатие, МПа	262	168	160	203
Количество измерений	25	27	13	65
Коэффициент вариации, %	19	37	29	35
Предел прочности на растяжение, МПа	28	34	27	29
Количество измерений	23	20	33	76
Коэффициент вариации, %	32	35	31	34
Метеорит Царев, обр. №15384,1 ($a_c=1.3$)				
Предел прочности на сжатие, МПа	223	182	174	194
Количество измерений	22	17	20	59
Коэффициент вариации, %	29	25	29	30
Предел прочности на растяжение, МПа	31	34	29	31
Количество измерений	12	24	25	61
Коэффициент вариации, %	33	30	42	35

Таким образом, пространственное трехмерное распределение предела прочности на сжатие во всех трех образцах может быть представлено вытянутым эллипсоидом анизотропии с полуосями $a_c > b_c \geq c_c$, когда по одному из направлений (a_c) предел прочности на сжатие значительно выше значений по двум другим направлениям ($b_c \geq c_c$). В отличие от

предела прочности на сжатие, распределение значений предела прочности на растяжение почти изотропное и примерно может быть аппроксимировано фигурой, близкой к сфере (табл. 4.4.3). Соответственно, сильные необъяснимые вариации прочностных свойств далеко за пределами допустимых коэффициентов вариации, обнаруженные в образцах одного метеорита (Медведев и др., 1985; Зоткин и др., 1987), согласно экспериментальным данным обусловлены сильной пространственной анизотропией этих свойств. По осям эллипсоида анизотропии данные находятся уже в пределах нормальных, т.е. допустимых коэффициентов вариации (табл. 4.4.3).

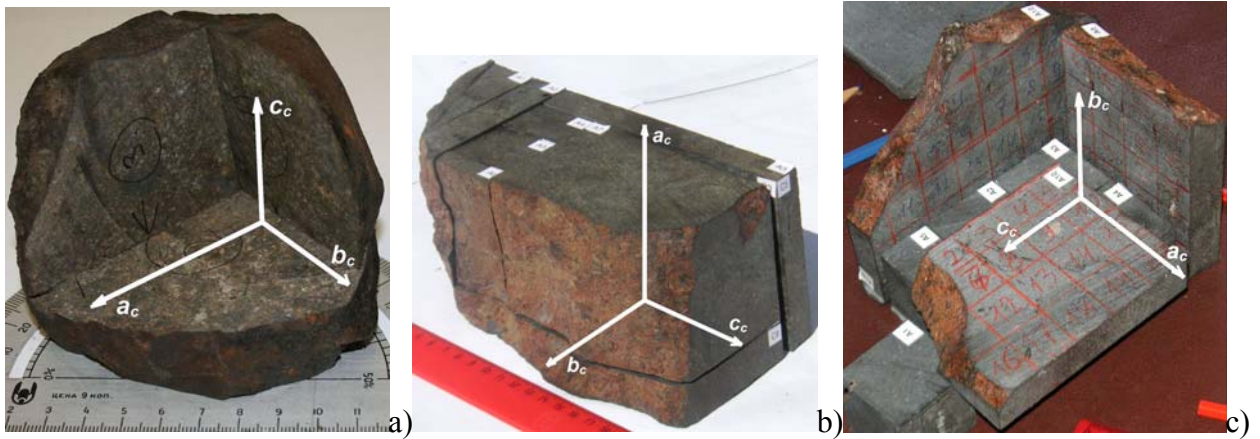


Рис. 4.4.8. Ориентация эллипсоида анизотропии физико-механических свойств с полуосями $a_c > b_c \geq c_c$ во фрагментах метеоритов: а) метеорит SAUH 001; б) метеорит Царев, фрагмент №15390.9; в) метеорит Царев, фрагмент №15384.1.

Фрагмент метеорита SAUH 001 имел округлую и вытянутую форму размером $9 \times 10 \times 12$ см. Количество измерений соответствует количеству кубиков полуправильной формы, полученных из пластины и подвергнутых сжатию и разрушению (табл. 4.4.3). Самая маленькая пластина с наименьшим количеством измерений предела прочности на сжатие была ориентирована перпендикулярно наиболее длинной оси фигуры образца метеорита (рис. 4.4.8а). Таким образом, в данном фрагменте метеорита длинная ось a фигуры обломка совпадает с направлением a_c эллипсоида анизотропии, т.е. с длинной полуосью его эллипсоида.

Длинная ось a фигуры фрагмента метеорита Царев №15390, равная 50 см, также отчетливо совпадает с максимальным направлением a_c эллипсоида анизотропии (табл. 4.4.3). Фрагмент метеорита Царев №15384 имел форму многогранника с осями $a=b < c$ ($28 \times 28 \times 23$ см), что не позволило, как в предыдущих фрагментах, точно сориентировать схему разреза относительно главных полуосей фигуры фрагмента. Образец был разрезан под углом к первичной (с коркой «загара») поверхности обломка, т.е. относительно плоскости предыдущего распила, являющегося основанием пирамиды. Существенное

различие между собой наименьших значений (b_c и c_c) предела прочности на сжатие в этом образце, и их повышенное значение по отношению к b_c и c_c в образце №15390,9 указывает, вероятно, на то, что истинная ориентация эллипсоида анизотропии в этом образце отличается от полученного эллипсоида анизотропии. На это же, по-видимому, указывает и меньшее значение величины анизотропии ($a_c/c_c = 1.3$) по сравнению с величиной анизотропии в образце №15390,9 ($a_c/c_c = 1.6$). С другой стороны, можно предположить, что более изометричная форма фрагмента и является следствием меньшей анизотропии в данном образце. Следует отметить, что метеорит SAUH 001 и метеорит Царев имеют одинаковую величину анизотропии, хотя предел прочности этих образцов отличается в два раза (табл. 4.4.3). По крайней мере, это справедливо по отношению к образцу метеорита Царев №15390,9, где ориентация эллипсоида анизотропии также точно совпадает с ориентацией главных осей первичной формы фрагмента. Следует отметить, что на отчетливо выраженную анизотропию упругих свойств обыкновенных хондритов указывали также исследования метеорита Царев (образец №15384,3) акустико-поляризационным методом (Медведев и др., 1985).

Таким образом, обыкновенные хондриты характеризуются сильной трехмерной (пространственной) анизотропией физико-механических свойств, когда по одному из направлений предел прочности на сжатие значительно превышает значения по двум другим направлениям. Обнаруженная пространственная анизотропия обыкновенных хондритов в среднем аппроксимируется вытянутым эллипсоидом с соотношением главных полуосей $a:(b=c)=1.5:1$. Измеренный предел прочности на сжатие обыкновенных хондритов с учетом всех крайних средних значений по отдельным направлениям находится в интервале от 91 до 262 (с учетом метеорита Губара – 72262 МПа), а с учетом только средних значений в целом по метеоритам - от 105 до 203 МПа. Предел прочности на растяжение также с учетом крайних значений по отдельным направлениям находится в интервале от 17 до 34 МПа, а с учетом только средних значений по метеоритам – от 18 до 31 МПа (табл. 4.4.3). Данная методика экспериментальных исследований пространственного распределения прочностных свойств позволила получить до 140 измерений в одном относительно небольшом образце метеорита и, соответственно, значительно повысить надёжность данных.

Обнаруженная сильная анизотропия, с одной стороны, объясняет значительные вариации прочностных свойств в образцах одного метеорита, которая особенно сильно должна проявляться при несоблюдении требований к соответствующей ориентировке образцов, с другой стороны, выдвигает совершенно новые требования как к методике проведения экспериментальных исследований физико-механических свойств метеоритов, так и к получаемым данным. Использование единичных измерений для сравнения физико-

механических свойств метеоритов, например, разных петрологических типов, разных ударных фаций и с разной степенью выветривания возможно лишь с соответствующей оговоркой и только на качественном уровне (больше, меньше), поскольку единичное измерение может значительно отличаться от результата, полученного с учётом всех необходимых требований.

4.4.2. Сравнительная оценка физико-механических свойств углистых хондритов типа CI/CM

Углистые хондриты, из которых состоят C-астероиды, характеризуются наиболее высокой степенью окисленности вещества среди всех метеоритов и состоят в значительной степени из гидратированных железо-магнезиальных силикатов (серпентина или хлорита). Углистые хондриты также отличаются высоким содержанием летучих компонентов, в том числе воды (до 20 мас. %), углерода (до 5 мас. %), серы и других, и присутствием органического вещества ($C_{\text{орг}}$ до 5 мас. %) абиогенного происхождения. Хондры состоят из оливина и (или) пироксена (силикатов). По структурным и геохимическим признакам углистые хондриты подразделяются на ряд подгрупп. Следует отметить, что содержание углерода не является отчетливым критерием принадлежности метеоритов к углистым хондритам. Если часть метеоритов этой группы действительно обогащены углеродом (CI, CM и CR-хондриты), то другая часть (например, CO и CV-хондриты) содержит углерод в столь же малых количествах, как и некоторые обыкновенные и энстатитовые хондриты. Матрица C-хондритов состоит преимущественно из тонкозернистого материала (за исключением случаев интенсивного метаморфизма), частично или полностью сложенного водными силикатами, магнетитом, троилитом и другими минералами, устойчивых при низких температурах. Одной из особенностей углистых хондритов является присутствие в них (кроме подгруппы CI) богатых Ca и Al включений (CAI) и амёбовидных оливиновых включений (AOI). Большинство углистых хондритов является брекчиями. В отличие от обыкновенных и энстатитовых хондритов большинство углистых хондритов не подвергались воздействию интенсивного термального метаморфизма, т.е. являются не только химически, но и физически наиболее примитивными объектами (Anders, 1971). При этом первичный минеральный состав всех углистых хондритов, и особенно CI и CM-хондритов, в той или иной степени подвергся сильной гидратации, т.е. изменениям под действием воды. Предполагается, что гидратация с массовым образованием филлосиликатов происходила ещё в родительских телах (астероидах) (Endress и др., 1996). Углистые хондриты обладают устойчивой остаточной намагниченностью, по-видимому, внеземного происхождения.

СI-хондриты, в отличие от других углистых хондритов, не содержат хондр и состоят в основном из низкотемпературных минералов - филлосиликатов (монтмориллонит, септехлорит), тонкозернистого магнетита, пентландита, сульфатов и органического вещества (McSween, 1977). Высокотемпературные минералы в метеоритах этой подгруппы представлены редкими и мелкими (до 0.1 мм) зернами оливина и пироксенов (Endress, Bischoff 1996; Leshin и др., 1997). В некоторых оливиновых зернах наблюдаются треки частиц, указывающих, что эти частицы подверглись облучению солнечным ветром до их вхождения в матрицу хондритов (Macdougall, 1977). Металлическое железо отсутствует. Углерод преимущественно связан со сложными абиогенными органическими соединениями. Часто матрицу СI-хондритов пересекают прожилки различных генераций и составов, при этом менее распространенные и более ранние прожилки сульфата кальция секутся прожилками сульфата магния (Richardson, 1978).

СМ-хондриты являются самыми распространёнными в группе углистых хондритов и содержат хондры правильной сферической формы и другие высокотемпературные включения. Размер хондр и включений обычно не превышает 0.5 мм. Высокотемпературная фракция представлена преимущественно отдельными кристаллами минералов и их обломками (оливин, пироксены, хромит) и агрегатами включений САI и АОI (Fuchs и др., 1973; Grossman, Olsen, 1974). В пределах 1-6 мас.% присутствует магнетит (Jenniskens и др., 2012). По отношению к этим включениям хондры составляют менее 2%. По своей структуре СМ-хондриты относятся к полимиктовым реголитовым брекчиям. Матрица, как и в СI-хондритах, состоит преимущественно из водных силикатов (септехлорит, монтмориллонит, шамозит), также присутствует гипс и другие сульфаты. Углерод в основном сконцентрирован в сложных органических соединениях и реже в виде кальцита и водного оксалата (уэвеллита) (Fuchs и др., 1973). В качестве акцессорного минерала иногда присутствует сульфид кальция олдамит. Степень гидратации варьирует в широких пределах, которая происходила при относительно невысокой температуре (около 25°C) (McSween, 1979; Browning и др., 1996; Clayton, Mayeda, 1999). Наблюдается устойчивая остаточная намагниченность внеземного происхождения (Jenniskens и др., 2012).

Предел прочности на растяжение для углистых метеоритов инструментально не измерялся, но оценивался по кривой нагрузка/смещение для нескольких метеоритов при раздавливании фрагментов метеоритов неправильной формы размером около 100 мкм (Tsuchiyama и др., 2008; Tsuchiyama, 2009). Широкий разброс измеренных значений предела прочности на растяжение от 0.7 до 8.8 МПа (табл. 4.4.4), а также коэффициентов их вариации, выходящих далеко за пределы обычно допустимых значений (около 30%)

объясняется несоответствием методики исследований стандартным требованиям, принятым при изучении физико-механических свойств горных пород (Породы горные, 1975) и описанных выше.

Таблица 4.4.4. Физико-механические свойства углистых хондритов CI/CM (Tsuchiyama и др., 2008; Tsuchiyama, 2009; Jenniskens и др., 2012)

Метеорит	Предел прочности на сжатие, МПа	Предел прочности на растяжение, МПа	Коэффициент вариации*, %
Murchison (CM)	50	2.0±1.5	75
Murray (CM)		8.8±4.8	55
Ivuna (CI)		0.7±0.2	29
Orgueil (CI)		2.8±1.9	68
Tagish Lake (CI/CM)		0.8±0.3	38
Sutter's Mill (CM)	82±6		

*Коэффициент вариации указан только для значений предела прочности на растяжение.

Размер хондр в углистых хондритах петрологического типа CM составляет около 270 мкм (Kallemeyen и др., 1994), а в исследуемых образцах метеорита Murchison - около 200 мкм (Miura и др., 2008). Средний же размер исследованных фрагментов углистых хондритов составлял около 100 мкм, а максимальный не превышал 200 мкм (Tsuchiyama и др., 2008; Tsuchiyama, 2009), т.е. в данном случае можно говорить о прочности отдельных фрагментов хондр, матрицы, минеральных сростков, но не метеорита в целом. Необходимо также учитывать и достаточно высокую пористость углистых хондритов, которая в метеорите Murchison достигает 20% (Miura и др., 2008). Углистые хондриты характеризуются меньшей плотностью и большей пористостью, чем обыкновенные хондриты (табл. 4.4.5).

Таблица 4.4.5. Средние значения плотности, объемного веса и пористости метеоритов* (Britt и др., 2002).

Тип метеорита	Удельный вес, г/см ³	Объемный вес, г/см ³	Средняя пористость, %
Обыкновенные хондриты типа H	3.84	3.40	11.5
Обыкновенные хондриты типа L	3.75	3.34	10.8
Обыкновенные хондриты типа LL	3.56	3.19	10.4
Ахондриты	3.20	2.97	7.0
CI углистые хондриты	2.27	2.12	11.0
CM углистые хондриты	2.71	2.21	12.0
CR углистые хондриты	3.11	2.92	6.0
CV углистые хондриты	3.51	3.10	11.0
CO углистые хондриты	3.69	3.11	16.0

* Свойства отдельных образцов метеоритов различных типов могут значительно отличаться от средних значений.

Предел прочности на сжатие, измеренный на образце метеорита Murchison (СМ), представлявшего собой цилиндр диаметром 5 и высотой 10 мм (Miura и др., 2008), в большей степени относится к веществу метеорита в целом и равен 50 МПа. Предел прочности на сжатие метеорита Sutter's Mill составляет 82 МПа (Jenniskens и др., 2012). К сожалению, в работе отсутствует описание методики измерения. Учитывая характерное соотношение между пределом прочности на сжатие и растяжение для земных горных пород, равное 8-9 (Протоdjяконов и др., 1981; Справочник (Кадастр), 1975), вероятное значение предела прочности на растяжение для углистых хондритов можно принять равным 6 ± 2 МПа.

Как видно из таблицы 4.4.3, интервал средних минимальных и максимальных значений предела прочности на сжатие для изученных образцов обыкновенных хондритов с учетом анизотропии составляет 91-262 МПа, а предел прочности на растяжение – 17-34 МПа. Считая, что относительная величина пространственной анизотропии прочностных свойств углистых хондритов примерно такая же, как у изученных обыкновенных хондритов, вероятный диапазон значений предела прочности на сжатие углистых хондритов можно принять равным 30-100 МПа, а диапазон значений предела прочности на растяжения равным 4-12 МПа. Таким образом, прочность малых тел С-типа, которые являются родительскими телами углистых хондритов, должна быть почти в три раза меньше прочности S-астероидов, состоящих из обыкновенных хондритов.

4.4.3. Гравитационная деформация малых силикатных тел

Итак, зная физико-механические свойства обыкновенных и углистых хондритов, и используя уравнение (19) (Глава 3), мы можем оценить критическую массу и размеры силикатных тел, которые подвергнутся гравитационной деформации. В связи со сложностью измерений, связанных, прежде всего, с равносторонним сжатием и долгосрочностью таких экспериментов, данных по пределу текучести горных пород, по сравнению с пределом прочности на растяжение и сжатие, характеризующих упругое разрушение, не так много (табл. 4.4.6). Для оценки пластичности земных горных пород чаще используются различные относительные коэффициенты пластичности, определяемые более простыми методами, например, при вдавливании штампа в горную породу на специальном приборе (метод Шрейнера) (Протоdjяконов и др., 1981). Предел текучести горных пород обычно либо совпадает, либо несколько меньше предела прочности на сжатие и находится в пределах отношения этих величин как 0.8:1 (Баюк, Лебедев, 1988; Баюк и др., 1988; Slyuta, Voropaev, 1997). Таким образом, пределы прочности на растяжение обыкновенных и углистых хондритов могут рассматриваться в качестве верхних граничных значений по отношению к неизвестным значениям предела

текучести силикатных тел. Соответственно, и оценочные значения критических масс и размеров этих тел также могут рассматриваться в качестве верхних граничных значений.

Таблица 4.4.6. Предел прочности на сжатие и предел текучести основных и ультраосновных земных горных пород (Баюк и др., 1988)

Порода	Предел прочности, МПа	Предел текучести, МПа
Базальт	247	-
Габбро	172	-
Амфиболовое габбро	173	-
Габбро-диабаз	236	-
Габбро-норит	199	-
Долеритовый базальт	150	150
Метаморфизованный габбро-норит	248	225
Долерит	380	327
Перидотит	360	-

В качестве плотности для малых тел, состоящих из обыкновенных хондритов, примем значение, которое является средним для S-астероидов с известной плотностью с учетом их пористости и трещиноватости (табл. 2.2, Глава 2), и которое равно 2.92 г см^{-3} . Коэффициент Пуассона примем равным 0.24, что соответствует среднему значению как для метеорита Царев, так и для обыкновенных хондритов в целом (табл. 4.4.1).

Минимальное и максимальное значение предела прочности на сжатие для обыкновенных хондритов в соответствии с экспериментальными данными примем равным среднему для образцов минимальному и максимальному значениям 105 и 203 МПа (табл. 4.4.3).

Учитывая, что предел текучести горных пород либо равен, либо немного меньше предела прочности на сжатие, минимальные и максимальные значения предела текучести для обыкновенных хондритов также примем равными 105 и 203 МПа. С учетом эксцентриситета фигуры, характерного для малых тел S-типа со средним отношением полуосей $a/c=0.69$ (Глава 2.2) критический размер малого тела, состоящего из обыкновенных хондритов, будет находиться в диапазоне $(862 \times 595) \leq R_{кр} \leq (1198 \times 827)$ км, или в переводе на средний радиус малого тела равного объема - $673 \leq R_{кр} \leq 935$ км. Для сравнения, критический размер тела, рассчитанный для сферы без учета эксцентриситета фигуры малого тела, отличается завышенными значениями по сравнению с предыдущими данными и составляет $803 \leq R_{кр} \leq 1116$ км.

Для малых тел из углистых хондритов плотность примем равной среднему значению 1.79 г см^{-3} , которое характерно для C-астероидов с известной плотностью (табл. 2.5, Глава 2). Коэффициент Пуассона для углистых хондритов неизвестен. Поэтому, как и для обыкновенных хондритов, примем его равным 0.24. Минимальное и максимальное значение предела прочности на сжатие для углистых хондритов примем равным 35 и 70

МПа. Соответственно, минимальное и максимальное значение предела текучести углистых хондритов также примем равным 35 и 70 МПа. С учетом эксцентриситета фигуры, характерного для малых тел С-типа со средним отношением полуосей $a/c=0.80$ (Глава 2.3), критический размер малого тела, состоящего из углистых хондритов, будет находиться в диапазоне $(784 \times 627) \leq R_{кр} \leq (1109 \times 887)$ км, или в переводе на средний радиус малого тела равного объема - $675 \leq R_{кр} \leq 956$ км. Если сравнивать только минимальные критические размеры малых тел из обыкновенных и углистых хондритов, то они практически равны - $R_{кр} \geq 673$ км и $R_{кр} \geq 675$ км соответственно. Обладая практически одинаковыми критическими размерами, тем не менее, обыкновенные и углистые хондриты значительно отличаются друг от друга по критической массе и пороговой величине девиаторных напряжений (рис. 4.4.9).

Самым маленьким силикатным планетным телом в Солнечной системе является астероид 4 Веста. Веста имеет шарообразную форму радиусом $R=286.3 \times 278.6 \times 223.2$ км ($R_{cp}=262.7$ км) и достаточно высокую плотность $\rho_0=3456$ кг м⁻³ (Russel и др., 2012). Минералогия поверхности по спектральным данным характеризуется пироксен-плагиоклазовой ассоциацией, аналогичной составу эвкритов (метеориты из группы базальтоидных ахондритов) (Gaffey, 1983; Gaffey и др., 1989). С геохимической точки зрения спектральная минералогическая характеристика поверхности в целом соответствует почти не поврежденной базальтовой коре дифференцированного тела (De Sanctis и др., 2012). Распространение данной ассоциации отмечается практически почти на всей поверхности астероида за исключением южной полярной области, где расположен крупнейший ударный кратер (бассейн) Реяильвия диаметром 500 км и глубиной 19 км (Schenk и др., 2012). Аналогом минерального состава, наблюдаемого в области ударного бассейна, являются диогениты – метеориты также из группы базальтоидных ахондритов. Диогениты в отличие от эвкритов характеризуются подчиненным количеством основного плагиоклаза и состоят в основном из ортопироксена (Dodd, 1981). Предполагается, что в результате образования ударного бассейна, который пробил эвкритовую (базальтовую) кору дифференцированного астероида, мантийные диогениты были вскрыты и выброшены на поверхность (De Sanctis и др., 2012). Дифференцированность Весты на кору и мантию является результатом достаточно активной и сложной магматической эволюции астероида, что характерно только для планетных тел.

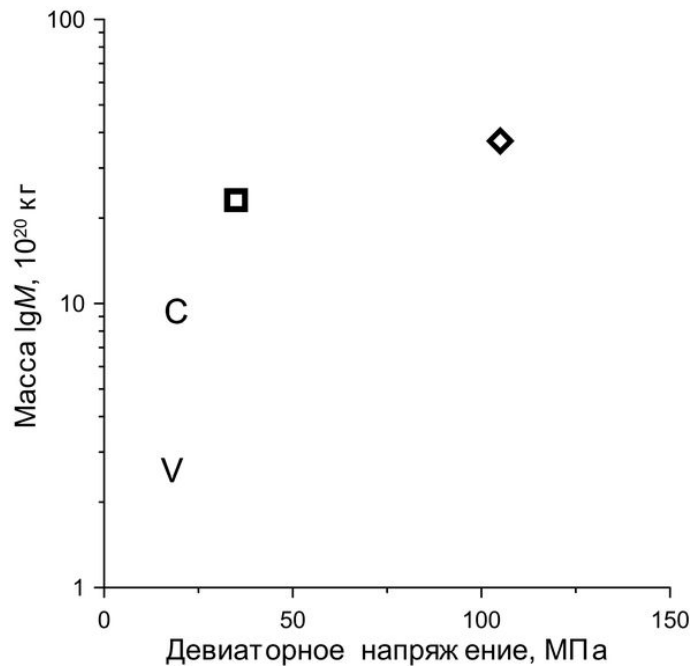


Рис. 4.4.9. Критическая масса силикатных малых тел в зависимости от предела текучести: \blacklozenge - малые тела S-типа (обыкновенные хондриты); \blacksquare - малые тела C-типа (углистые хондриты); V – астероид 4 Веста; C – астероид 1 Церера.

Если в соответствии с уравнением (19) (Глава 3) мы оценим современную величину девиаторных напряжений на Весте, то обнаружим, что по сравнению даже не с самыми прочными углистыми хондритами она очень мала и составляет 18 МПа (рис. 4.4.9). Прочностные свойства базальтоидных ахондритов, по-видимому, соответствуют основным и ультраосновным земным породам (табл. 4.4.6) (Slyuta, Voropaev, 1997), или, по крайней мере, обыкновенным хондритам (табл. 4.4.3). Такая значительная разница в величине девиаторных напряжений и предела прочности силикатов также подтверждает, что Веста действительно на ранней стадии существования подверглась сильному разогреву, а возможно, и полному плавлению. В противном случае Веста никогда бы не приобрела шарообразную равновесную форму и, тем более, не продифференцировала бы на оболочки.

Но на этом эволюция Весты не закончилась. Очень малое значение девиаторных напряжений по сравнению с пределом текучести силикатов означает, что в настоящее время на Весте механизмы изостатической компенсации, которые являются необходимым атрибутом любого планетного тела, не работают. По мере остывания тела и соответствующего повышения величины предела текучести вещества, Веста постепенно из разряда планетных тел перешла в разряд малых тел, и в настоящее время представляет собой хотя и шарообразный и дифференцированный (следы горячего прошлого), но обыкновенный мертвый «булыжник». Чтобы Веста оставалась планетным телом и на ней, как и на других планетных телах, продолжал работать механизм изостазии, т.е. по

существованию гравитационная пластическая деформация, масса Весты должна превышать её современное значение более чем на порядок (рис. 4.4.9) (Slyuta, Voropaev, 1997).

Через несколько млрд. лет столкновительной эволюции в отсутствии изостазии шарообразная фигура Весты примет характерную для малых тел неправильную форму. И процесс этот уже начался, когда 2.1 млрд. лет назад образовался ударный бассейн Венения диаметром 400 км и глубиной 12 км, а 1 млрд. лет назад образовался ударный бассейн Реяильвия диаметром 500 км и глубиной 19 км (Schenk и др., 2012). Возраст остаточной намагниченности в эвкрите (метеорит Allan Hills A81001), равный 3.69 млрд. лет, позволяет предполагать, что к моменту образования этих ударных бассейнов Веста уже была остывшей. Поскольку оба кратера образовались в области южного полюса, то они механически укоротили ось вращения (c) почти на 20 км, увеличив сплюснутость сфероида вращения с 0.15 до наблюдаемой $(a-c)/c=0.21$ (Russel и др., 2012).

Величина региональных девиаторных напряжений, а следовательно, и величина нескомпенсированности депрессии кратера Реяильвия, также может быть оценена на основе рассмотренной теории, но это уже предмет дальнейших исследований. Вполне вероятно, что образование двух систем протяженных впадин (грабен) в экваториальной области Весты, одна из которых ориентирована относительно центра кратера Венения, а другая связана с кратером Реяильвия (Jaumann и др., 2012), является результатом упругой деформации твердой Весты в процессе или после образования крупных ударных бассейнов. Т.е. в твердом теле, в котором отсутствует механизм изостазии. Подобные протяженные впадины различного масштаба наблюдаются и на других малых телах, например, на Фобосе (Weidenschilling, 1978; Thomas и др., 1979), на астероидах 243 Иде (Sullivan и др., 1996), 953 Гаспре (Thomas и др., 1994) и на 21 Лютеции (Sierks и др., 2011). По крайней мере, этот вопрос требует дополнительного исследования.

В поясе астероидов присутствует еще одно планетное тело, это астероид 1 Церера (Slyuta, Voropaev, 1997). Радиус Цереры равен $R=487.3 \times 454.7$ км, или средний радиус $R_{cp}=476.2$ км (Thomas и др., 2005). Минералогия поверхности астероида Церера по спектральным данным соответствует классу углистых хондритов, т.е. классу С. В качестве возможных метеоритных аналогов рассматривается ассоциация метеоритов из группы углистых хондритов CI/CM, и ассоциация, образованная, по-видимому, метаморфизованным материалом этой же ассоциации метеоритов (Gaffey и др., 1989).

Диаметр Цереры примерно вдвое больше Весты, но благодаря невысокой плотности ($\rho_0=2077$ кг м⁻³) масса Цереры лишь примерно в 7 раз превышает массу Весты. Величина современных девиаторных напряжений также невелика и равна 19.2 МПа, т.е. чуть больше, чем у Весты. Предполагалось, что валовой состав Цереры может быть действительно представлен углистыми хондритами, характеризующихся невысокой

прочностью (Slyuta, Voropaev, 1997). Но наблюдаемая величина девиаторных напряжений фактически в два раза ниже минимального предела прочности углистых хондритов (рис. 4.4.12). По-видимому, в составе Цереры в значительном количестве присутствует еще менее прочный материал, например, водный лед. Невысокая плотность Цереры также указывает на значительное присутствие льда в составе Цереры (Russel и др., 2007).

4.4.4. Заключение

Как показали экспериментальные исследования, вариации прочностных свойств в обыкновенных хондритах и, вероятно, в других типах метеоритов, включая углистые хондриты, обусловлены, прежде всего, сильной трехмерной пространственной анизотропией этих свойств, которая аппроксимируется вытянутым эллипсоидом анизотропии. По осям эллипсоида анизотропии данные находятся уже в пределах нормальных, т.е. допустимых коэффициентов вариации. При этом длинная ось фрагмента метеорита совпадает с направлением длинной оси эллипсоида анизотропии физико-механических свойств.

Если распределение кристаллической минеральной фазы хаотичное, то в целом такие агрегаты изотропны, и напротив, если в распределении доминирует определенное направление, такие минеральные агрегаты будут характеризоваться выраженной анизотропией физико-механических свойств (Ржевский, Новик, 1973; Nicolas, 1987). Уничтожить сильную первичную анизотропию, возможно, указывающую на анизотропные условия конденсации и образования первичного метеоритного вещества в протопланетном облаке могло почти полное, последующее плавление материала, которому исследуемые образцы не подвергались. Как показывают экспериментальные данные, ранее существовавшая анизотропия начинает стираться при пластической деформации материала только при укорочении не менее 50% (Nicolas, 1987). Но подобные статические деформации в каменных и в железных метеоритах также не обнаружены (Слюта, 2013).

Экспериментальные данные физико-механических свойств и аналитический анализ основных параметров гравитационной деформации показал, что силикатные малые тела, состоящие из углистых хондритов, характеризуются пределом текучести в интервале $35 \leq \sigma_p \leq 70$ МПа и критическим переходным радиусом тела от малого тела к планетному, превышающим $R_{кр} \geq 675$ км. Силикатные малые тела, состоящие из обыкновенных хондритов, характеризуются пределом текучести в интервале $105 \leq \sigma_p \leq 203$ МПа и переходным критическим радиусом - $R_{кр} \geq 673$ км. Обладая практически одинаковыми критическими размерами, тем не менее, обыкновенные и углистые хондриты значительно отличаются друг от друга по критической массе и пороговой величине максимальных девиаторных напряжений (рис. 4.4.12).

Полученная значительная разница в величине современных девиаторных напряжений на астероиде 4 Веста и предела текучести силикатов подтверждает, что Веста на ранней стадии существования подверглась сильному разогреву, а возможно, и полному плавлению. В противном случае Веста никогда бы не приобрела шарообразную равновесную форму и, тем более, не продифференцировала бы на оболочки. Но на этом эволюция Весты не закончилась. Очень малое значение девиаторных напряжений по сравнению с пределом текучести силикатов также означает, что в настоящее время на Весте механизмы изостатической компенсации, которые являются необходимым атрибутом любого планетного тела, не работают. По мере остывания тела и соответствующего повышения величины предела текучести вещества, Веста постепенно из разряда планетных тел перешла в разряд малых тел, и в настоящее время представляет собой хотя и шарообразный и дифференцированный (следы горящего прошлого) но обыкновенный мертвый «булыжник». Чтобы Веста оставалась планетным телом и на ней, как и на других планетных телах, продолжал работать механизм изостазии, масса Весты должна превышать её современное значение как минимум более чем на порядок.

Оцененная величина девиаторных напряжений на астероиде 1 Церере также в два раза ниже минимального предела прочности углистых хондритов (рис. 4.4.12). По-видимому, в составе Цереры в значительном количестве присутствует еще менее прочный материал, например, водный лед. На значительное присутствие льда в составе Цереры указывает и невысокая плотность Цереры (Russel и др., 2007).

4.4.5. Основной вывод: Измерены пределы прочности на сжатие и растяжение обыкновенных хондритов и дан сравнительный анализ прочностных свойств углистых хондритов. Обыкновенные хондриты характеризуются сильной трехмерной анизотропией физико-механических свойств, когда по одному из направлений предел прочности на сжатие значительно превышает значения по двум другим направлениям. Обнаруженная пространственная анизотропия аппроксимируется вытянутым эллипсоидом с соотношением главных полуосей $a:(b=c)=1.6:1$ (Slyuta и др., 2009).

Силикатные малые тела, состоящие из углистых хондритов, характеризуются пределом текучести в интервале $35 \leq \sigma_p \leq 70$ МПа и критическим переходным радиусом тела от малого тела к планетному - $R_{кр} \geq 675$ км. Силикатные малые тела, состоящие из обыкновенных хондритов, характеризуются пределом текучести в интервале $105 \leq \sigma_p \leq 203$ МПа и переходным критическим радиусом - $R_{кр} \geq 673$ км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ формы фрагментов метеоритов и малых тела различного состава – обыкновенных хондритов, железных метеоритов, S-астероидов, C-астероидов и металлических астероидов показал, что все малые тела Солнечной системы в зависимости от состава характеризуются своей собственной формой. Такое различие обусловлено, прежде всего, различием физико-механических свойств, которые зависят от химического и минерального состава и структуры этих тел. При этом наблюдается явная корреляция формы силикатных тел в зависимости от их прочности. Так, предел прочности на сжатие базальтов находится в интервале 150-350 МПа, обыкновенных хондритов и, соответственно, S-астероидов в интервале 105-203 МПа, а углистых хондритов – 35-70 МПа, т.е. чем меньше прочность – тем меньше вытянутость фигуры по длинной оси (Слюта, 2014).

Крип в малых телах Солнечной системы отсутствует. Все малые тела независимо от состава являются твердыми упругими телами, которые обладают пределом прочности (пределом прочности на растяжение, пределом прочности на сжатие) и пределом текучести (Slyuta, 2013a; Слюта, 2014). Соответственно, малое тело не подвергнется гравитационной пластической деформации, пока величина девиаторных напряжений, обусловленных массой тела и его неравновесной трехосной фигурой, не преодолеет барьер предела текучести твердого упругого тела и не преобразует его неправильную фигуру в равновесную.

Была корректно поставлена и аналитически решена пространственная задача теории упругости для самогравитирующих твердых упругих тел. Показана применимость линейной теории упругости для малых тел Солнечной системы (Слюта, Воропаев, 1992; 1993; Slyuta, Voropaev, 1997). Величина и распределение девиаторных напряжений в малом теле определяется такими основными параметрами гравитационной деформации, как масса тела, плотность, размеры и форма, и упругие свойства вещества (коэффициент Пуассона), т.е. зависит и от химического и минерального состава. Полная и точная карта величины и распределения девиаторных напряжений в малом теле может быть использована как для оценки основных параметров естественного или принудительного разрушения твердого малого тела, так и для оценки физико-механических и реологических свойств вещества и других неизвестных основных параметров гравитационной деформации малых и планетных тел.

Наблюдаемый переход между самым крупным ледяными малым телом Гиперионом (средний радиус 135 км) и самым маленьким ледяным планетным телом Мимасом (средний радиус 198.2 км) (рис. 4.4.10) обусловлен критической массой тела и физико-механическими и реологическими свойствами льда, а не термальным эффектом,

т.е. плавлением, и зависит от предела текучести льда (Slyuta, Voropaev, 1997). Предел текучести для реального состава ледяных тел при низких температурах в системе Сатурна (70-100 К) оценивается в интервале $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа.

Максимальный радиус, который имело пористое малое ледяное тело с плотностью Гипериона (544 кг м^{-3}) до того, как оно подверглось гравитационной деформации (ПротоМимас), оценивается как $R=465 \times 302$ км, а средний равнообъемный радиус равен $R_{cp}=349$ км, что примерно в 2.5 раза больше среднего радиуса Гипериона.

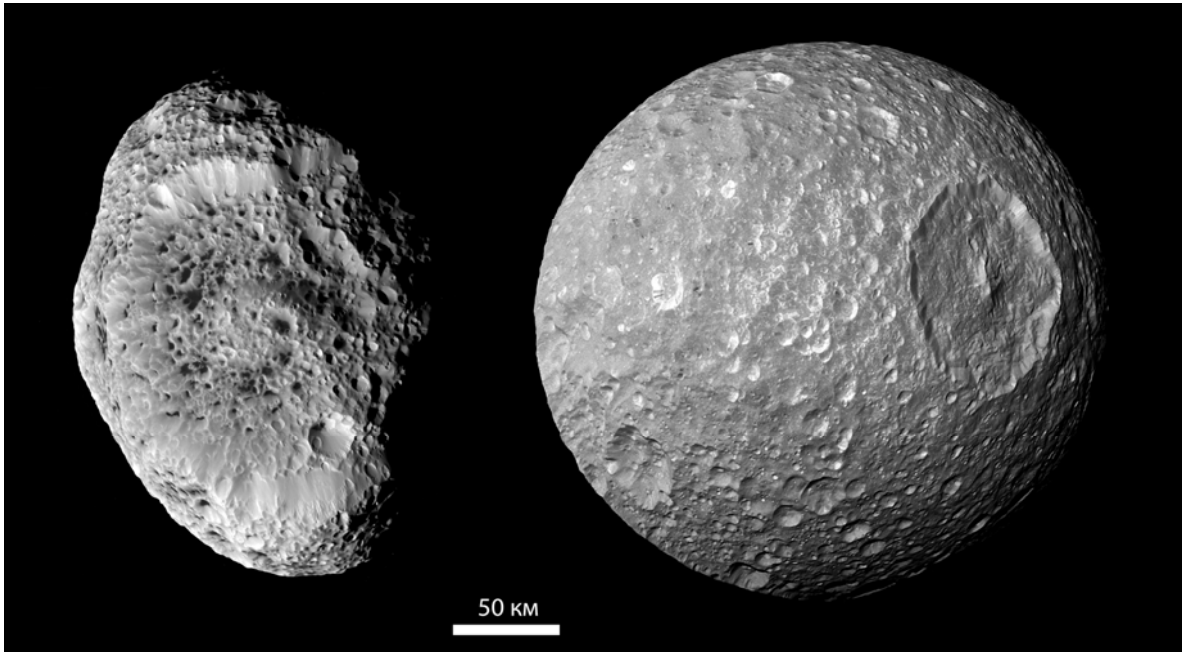


Рис. 4.4.10. Наблюдаемый переход между самым крупным ледяным малым телом Гиперионом (слева) и самым маленьким ледяным планетным телом Мимасом (справа). Фото АМС «Кассини», NASA.

Кометные ядра и койперовские объекты размером до 60 км характеризуются постоянным значением предела прочности на растяжение, которое составляет около 2 кПа и зависит только от состава и структуры и не зависит от массы и размеров этих тел (Слюта, 2009). Эффективный предел прочности на растяжение тел размером более 50-60 км определяется массой тел и увеличивается по квадратичному закону в зависимости от массы и размеров этих тел. Резкое увеличение эффективной прочности койперовских объектов и кометных ядер в зависимости от массы тел диаметром от 60 км и более может объяснить наблюдаемое отсутствие (или дефицит) кометных ядер в этом диапазоне размеров. По крайней мере, резкое увеличение эффективной прочности должно было оказывать значительное влияние на численность вторичной популяции, которая формировалась в результате столкновительной эволюции и разрушения родительских тел.

Предел текучести материала койперовских объектов находится в диапазоне $0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа, где нижнее значение соответствует величине предела прочности на растяжение материала кометного ядра (2 кПа), а верхнее значение - величине девиаторных напряжений в спутнике Сатурна Феба. Феба является самым маленьким планетным телом в Солнечной системе, состав которой аналогичен составу койперовских объектов. Радиус Фебы (106.5 км) примерно в два раза меньше радиуса самого малого ледяного планетного тела – Мимаса (198.2 км). Таким образом, койперовские объекты характеризуются самым низким пределом текучести (< 0.49 МПа), и самым низким пределом прочности на растяжение (около 2 кПа) по сравнению с ледяными и силикатными телами Солнечной системы. Слабые механические свойства кометных ядер объясняются не только высокой пористостью и низкой плотностью, но и, прежде всего, присутствием в составе значительного количества (около 12-15%) экзотических льдов (СО, СО₂, СН₃ОН и другие).

С момента своего образования металлические астероиды не подвергались разогреву более 400°C, и тем более не подвергались частичному или полному плавлению (Slyuta, 2013b; Слюта, 2013). Критический радиус малого металлического тела, которое должно подвергнуться гравитационной деформации, в зависимости от предела текучести и температуры может изменяться в пределах от 255 до 487 км (Слюта, 2013).

Наличие пористости в железных метеоритах, достигающей 5%, а также отсутствие пластических деформаций указывает на то, что исследованные железные метеориты никогда не подвергались гравитационной деформации. Следовательно, они никогда не были частью какого-либо металлического планетного тела, либо частью массивного железного ядра, образовавшегося в родительском теле в результате его дифференциации на железное ядро и каменную мантию (Слюта, 2013).

Экспериментальные исследования показали, что вариации предела прочности на сжатие в обыкновенных хондритах и, вероятно, в других типах метеоритов, включая углистые хондриты, обусловлены сильной пространственной трехмерной анизотропией этих свойств (Slyuta и др., 2009), когда по одному из направлений (a_c) предел прочности на сжатие значительно выше значений по двум другим направлениям ($b_c \geq c_c$).

Пространственное трехмерное распределение предела прочности на сжатие аппроксимируется вытянутым эллипсоидом с соотношением главных полуосей $a:(b=c)=1.6:1$ (Slyuta, 2010). Сильно выраженная анизотропия, возможно, указывает на анизотропные условия конденсации и образования первичного метеоритного вещества в протопланетном облаке.

Малые силикатные тела, состоящие из углистых и обыкновенных хондритов, и существенно различающиеся такими основными параметрами гравитационной

деформации, как их масса, форма, плотность и предел текучести, тем не менее, характеризуются одинаковым минимальным критическим радиусом (673-675 км) перехода к гравитационной деформации, т.е. перехода к классу планетных тел.

Значительная разница в величине современных девиаторных напряжений на астероиде 4 Веста и предела текучести силикатов подтверждает, что Веста на ранней стадии существования подверглась сильному разогреву, а возможно, и полному плавлению. После того, как Веста остыла, она превратилась в мертвое малое тело с фигурой, характерной для планетного тела. Чтобы Веста оставалась планетным телом и на ней, как и на других планетных телах, продолжал работать механизм изостазии, масса Весты должна превышать её современное значение как минимум более чем на порядок.

Наблюдаемая величина девиаторных напряжений на астероиде 1 Церере также в два раза ниже минимального предела прочности углистых хондритов. По-видимому, в составе Цереры в значительном количестве присутствует еще менее прочный материал, например, водный лед. На значительное присутствие льда в составе Цереры указывает и невысокая плотность Цереры.

Проведенное исследование позволяет на основе полученных новых знаний о физико-механических свойствах малых тел получить новые данные о геохимической природе малых тел, что имеет важное значение для современных проблем космохимии и разработки перспективных программ космических исследований малых и планетных тел Солнечной системы.

ОСНОВНЫЕ ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. На основе проведенного детального анализа формы, массы и размеров многочисленных малых тел силикатного состава, состоящих из обыкновенных и углистых хондритов, металлических астероидов, малых ледяных тел, состоящих преимущественно из водного льда, и малых койперовских объектов, показано отсутствие крипа в малых телах Солнечной системы. Все малые тела независимо от своего химического и минерального состава (от ледяных до металлических) представляют собой твердые упругие тела, которые в условиях объемного гравитационного сжатия обладают пределом прочности и пределом текучести.
2. Получено аналитическое решение для гравитационной деформации неравновесной фигуры твердых малых тел Солнечной системы и впервые показана применимость линейной теории упругости для оценки величины и распределения напряжений в реальных малых телах различного состава, обладающих пределом прочности и пределом текучести. В результате проведенного анализа обнаружено, что величина и распределение напряжений зависят от химического и минерального состава малых тел и определяются такими основными параметрами, как масса тела, плотность, размеры и форма тела, предел текучести и коэффициент Пуассона.
3. Оценены пределы текучести для малых ледяных тел ($0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа) и койперовских объектов ($0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа). На основе этого анализа сделан вывод, что в Солнечной системе спутник Сатурна Гиперион представляет собой самое крупное малое ледяное тело ($R_{cp}=135$ км), а спутник Сатурна Мимас - самое маленькое ледяное планетное тело ($R_{cp}=198.2$ км). Спутник Сатурна Феба, состав которого аналогичен составу койперовских объектов, обладает самым низким пределом текучести и является самым маленьким планетным телом ($R_{cp}=106.5$ км). Впервые показано, что предел прочности койперовских объектов размером более 60 км увеличивается по квадратичному закону в зависимости от массы и размеров этих тел, что приводит к наблюдаемому дефициту кометных ядер диаметром более 60 км.
4. На основе существующих стандартов разработана методика экспериментальных трехмерных исследований физико-механических свойств в одном образце метеорита. В результате проведения нескольких сотен экспериментальных измерений предела прочности на образцах разных метеоритов впервые обнаружено, что все исследованные обыкновенные хондриты характеризуются сильной трехмерной анизотропией физико-механических свойств, когда по одному из направлений предел прочности на сжатие значительно превышает значения по двум другим направлениям. Экспериментально установленная анизотропия аппроксимируется вытянутым эллипсоидом с соотношением главных полуосей $a:(b=c)=1.6:1$.

ОБЩИЙ ВЫВОД

В зависимости от химического и минерального состава, физико-механических и реологических свойств вещества малых тел в результате проведенных исследований впервые выделены пять основных групп тел Солнечной системы, которые характеризуются индивидуальными параметрами гравитационной деформации малого тела и перехода к планетному телу (рис. 4.5.1): I – койперовские объекты, которые характеризуются самым низким пределом текучести ($0.002 < \sigma_p < 0.49$ МПа) и, соответственно, самым малым размером планетного тела ($R=106.5$ км, спутник Сатурна Феба); II – ледяные тела, предел текучести которых находится в интервале $0.14 < \sigma_p < 0.87$ МПа, а минимальный наблюдаемый радиус планетного тела равен 198.2 км (спутник Сатурна Мимас); III – силикатные тела, состоящие из углистых хондритов с пределом текучести в интервале $35 \leq \sigma_p \leq 70$ МПа и с критическим переходным радиусом тела $R_{кр} \geq 675$ км; IV – силикатные тела, состоящие из обыкновенных хондритов, с пределом текучести в интервале $105 \leq \sigma_p \leq 203$ МПа и с переходным критическим радиусом $R_{кр} \geq 673$ км; V – группа металлических тел (класс железных метеоритов), характеризующихся высоким пределом текучести $134 \leq \sigma_p \leq 490$ МПа и критическим переходным радиусом между малым и планетным телом $R_{кр} \geq 255$ км.

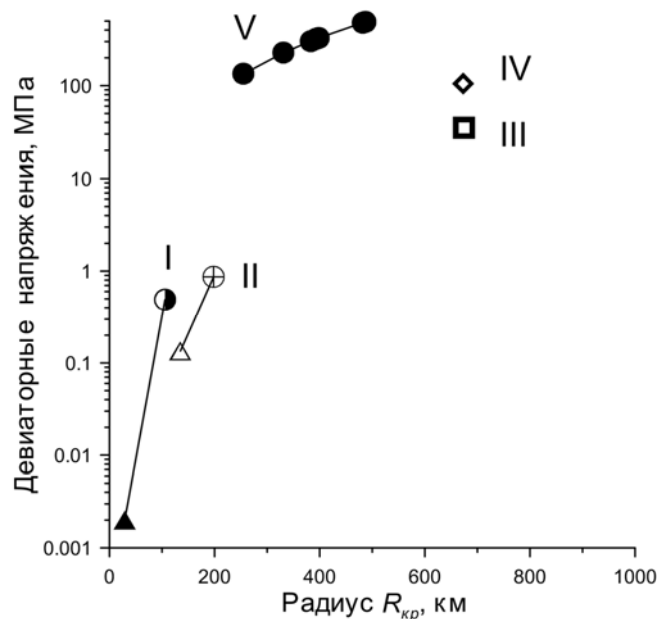


Рис. 4.5.1. Распределение твердых тел Солнечной системы различного состава в зависимости от основных параметров гравитационной деформации – величины девиаторных напряжений (предела текучести) и критических размеров (критического среднего радиуса): I – койперовские объекты; II – ледяные тела; III – силикатные тела, состоящие из углистых хондритов; IV – силикатные тела, состоящие из обыкновенных хондритов; V – группа металлических тел (класс железных метеоритов).

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеева К.Н.* Физические свойства каменных метеоритов и интерпретация их в свете гипотез о происхождении метеоритов. Метеоритика // 1958. Вып. 6. С. 67-77.
- Базилевский А.Т., Келлер Х.У.* Кратеры, участки гладкой поверхности, потоки и слоистость на ядрах комет // *Астрономический Вестник*. 2007. Т. 41. №2. С. 120-129.
- Барон Л.И.* Кусковатость и методы ее исследования // М.: АН СССР, 1960. 124 с.
- Барсукова Л.Д., Харитонова В.Я., Банных Л.Н.* Химический состав метеорита Царев // Метеоритика. 1982. Вып. 41. С. 41-43.
- Баяк Е.И., Лебедев Т.С.* Упругие свойства минералов и горных пород // Физические свойства минералов и горных пород при высоких термодинамических параметрах / Ред. Воларович М.П. / М., Недра. 1988. С. 5-69.
- Баяк Е.И., Томашевская И.С., Кузьменкова Г.Е.* Деформационные и прочностные свойства горных пород // Физические свойства минералов и горных пород при высоких термодинамических параметрах / Ред. Воларович М.П. / М., Недра. 1988. С. 70-117.
- Вегенер А.* Происхождение материков и океанов. Л., Госиздат. 1925.
- Гарбер Р.И., Гиндин И.А., Чиркина Л.А.* Двойникование и отжиг неравновесного железоникелевого сплава (Сихотэ-Алинского метеоритного железа) // Метеоритика. 1963. Вып. 23. С. 45-55.
- Гершель Дж.* Очерки астрономии. М., 1861. Т. 1.
- Гершель Дж.* Очерки астрономии. М., 1862. Т. 2.
- Горбачевич Ф.Ф.* Акустополаризационный метод оценки упругой анизотропии горных пород // Геофизические и геодинамические исследования на Северо-востоке Балтийского щита / Ред. Панасенко Г.Д., Бунэ В.И., Певнев А.К., Ассиновская Б.А. / Апатиты. Кольский физинв. АН СССР, 1982. С. 112-124
- Горшков Э.С.* Упругие свойства метеоритов // Метеоритика. 1973. Вып. 32. С. 126-135.
- Григорян С.С., Ибадов С., Ибодов Ф.С.* Об эволюции комет вблизи Солнца: Кометы сейства Крейца // ДАН. 1997. Т. 354. №2. С. 187-189.
- Григорян С.С., Ибадов С., Ибодов Ф.С.* Возможный механизм солнечных вспышек. // ДАН. 2000. Т. 374. №1. С. 40-43.
- Дарвин Дж.* Приливы и родственные им явления в солнечной системе. Пгр., 1922 (1-е англ. изд., 1898; 3-е англ. изд., 1911).
- Донат Ф.А.* Экспериментальные методы определения деформаций // Структурная геология и тектоника плит / Ред. А.Ф. Грачев / Т. 3. М.: Мир. 1991. С. 299-311.
- Дьяконова М.И.* Химический состав Сихотэ-Алинского Метеорита // Сихотэ-Алинский метеоритный дождь. Т. 2. / М.: Изд. АН СССР. 1963. С. 345-350.
- Жарков В.Н., Трубицын В.П.* Физика планетных недр // М., Наука. 1980. 448 с.
- Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли // М.: Наука. 1983. 416 с.
- Зоммерфельд А.* Механика деформируемых сред // М.: ИЛ. 1954. 491 с.
- Зоткин И.Т.* Каменный метеоритный дождь Царев // Метеоритика. 1982. Вып. 41. С. 3-12.
- Зоткин И.Т., Цветков В.И.* О форме железных метеороидов // Астрон. вестн. 1983. Т17. №1. С. 60-62.
- Зоткин И.Т., Цветков В.И.* Рассеяние каменного метеоритного дождя Царев // Метеоритика. 1984. Вып. 43. С. 3-8.

- Зоткин И.Т., Медведев Р.В., Горбачев Ф.Ф.* Прочностные характеристики метеорита Царев. Метеоритика. 1987. Вып. 46. С. 86-93.
- Ибадинов Х.И.* Прочность пылевых матриц, образующихся при сублимации запыленных льдов // Кометы и метеоры. 1982. №34. С. 19-23.
- Ибадинов Х.И.* Заращение кометного ядра тугоплавкой коркой и его эволюция в астероидоподное тело // Астрономический Вестник. 1999. Т. 33. №4. С. 363-368.
- Каймаков Е.А., Шарков В.И.* Сублимация водяного льда с пылевыми включениями // Кометы и метеоры. 1967. № 15. С. 21-25.
- Клеро А.* Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики (1743). М.-Л., Изд. АН СССР. 1947.
- Кондауров В.И., Никитин Л.В.* Теоретические основы реологии геоматериалов. М.: Наука. 1978. 682 с.
- Красовский Ф.Н.* Избранные сочинения. М.-Л., Изд. АН СССР. 1953. Т. I.
- Кринов Е.Л.* Планеты-карлики (астероиды) // М.-Л., Изд. АН СССР. 1951. 235 с.
- Кринов Е.Л.* Основы метеоритики // М.: Гос. издат. технико-теоретической лит., 1955. 392 с.
- Лангсет М.С., Кейм С.Дж.* Непосредственные измерения теплового потока на Луне // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 201–209.
- Леонович А.К., Громов В.В., Дмитриев А.Д. и др.* Основные особенности процессов деформации и разрушения лунного грунта // Космохимия Луны и планет / Ред. Виноградов А.П. / М., Наука. 1975. С. 563-570.
- Лейбензон Л.С.* Деформация упругой сферы в связи с вопросом о строении Земли (1910). Собрание трудов. М.-Л., Изд. АН СССР. 1955. Т. 4.
- Личков Б.Л.* Природные воды Земли и литосфера // М.-Л., Изд. АН СССР. 1960. 164 с.
- Личков Б.Л.* К основам современной теории Земли // Л., Изд. Ленинградского Унив. 1965. 120 с.
- Лукашевич И.Д.* Неорганическая жизнь Земли. 1908. Чч. 1, 2.
- Лукашевич И.Д.* Неорганическая жизнь Земли. 1911. Ч. 3.
- Лурье А.И.* Теория упругости // М.: Наука. 1970. 940 с.
- Ляйель Ч.* Руководство к геологии. М. 1866а.
- Ляйель Ч.* Основные начала геологии или новейшие изменения Земли и ее обитателей. М. 1866b. Тт. 1, 2.
- Ляпунов А.М.* Исследования в теории фигуры небесных тел (1903). Избр. труды. М.-Л., Изд. АН СССР. 1948а.
- Ляпунов А.М.* О форме небесных тел (1932). Избр. труды. М.-Л., Изд. АН СССР. 1948б.
- Магницкий В. А.* О возможном характере деформаций в глубоких слоях земной коры и подкоровом слое. Бюлл. Московского общества испытателей природы. 1948. Т. 23. № 2. С. 3-22.
- Магницкий В.А.* Основы физики Земли. М., Геодиздат. 1953.
- Медведев Р.В.* Статистическая интерпретация результатов прочностных испытаний горных пород. Физ.-техн. пробл. разраб. полезных ископаемых. 1974а. №4. С. 29-34.
- Медведев Р.В.* Определение механических и тепловых свойств метеоритов Кунашак и Еленовка // Метеоритика. 1974b. Вып. 33. С. 100-104.

- Медведев Р.В., Горбачев Ф.Ф., Зоткин И.Т.* Определение физических свойств каменных метеоритов применительно к изучению процессов их разрушения // *Метеоритика*. 1985. Вып. 44. С. 105-110.
- Мухелишвили Н.И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости // М.: Наука. 1966. 709 с.
- Новожилов В.В.* Теория упругости // Л.: Судпромгиз. 1958. С. 371.
- Породы горные. Методы физических испытаний // М.: Изд. Стандартов. 1975. 36 с.
- Протодьяконов М.М., Тедер Р.И., Ильницкая Е.И. и др.* Распределение и корреляция показателей физических свойств горных пород: Справочное пособие // М., Недра. 1981. 192 с.
- Ржевский В.В., Новик Г.Я.* Основы физики горных пород // Изд. 2-е. М., Недра. 1973. 286 с.
- Савицкий Е.М., Бурханов Г.С.* Металловедение сплавов тугоплавких и редких металлов // 2-е изд. М.: Наука. 1971. 378 с.
- Симоненко А.Н.* Метеориты – осколки астероидов // М., Наука. 1979. 224 с.
- Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // *ДАН*. 1992. Т. 325. №4. С. 692-696.
- Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // *Астрономический вестник*. 1993. Т. 27. №1. С. 71-82.
- Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* Наблюдаемый переход между малыми и планетными телами Солнечной системы: Эффект критической массы // *ДАН*. 1998. Т. 358. №4. С. 480-483.
- Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства кометных ядер // *Астрономический вестник* 2009. Т. 43. №5. С. 459-469.
- Слюта Е.Н.* Анизотропия физико-механических свойств и механика разрушений метеоритов // *Материалы 11-й межд. конф. Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле*. Москва. 2010. С. 273-276.
- Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. №2. С. 122-140.
- Слюта Е.Н.* Форма малых тел Солнечной системы // *Астрономический вестник*. 2014. Т. 48, №3. С. 1-24.
- Справочник (Кадастр) физических свойств горных пород. Ред. Н.В. Мельников, В.В. Ржевский, М.М. Протодьяконов. М.: Недра. 1975. 280 с.
- Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики // М.: Наука, 5-е изд., 1977. 735 с.
- Тихонов Л.В., Кононенко В.А., Прокопенко Г.И., Рафловский В.А.* Справочник по механическим свойствам металлов и сплавов // Киев: Наукова Думка, 1986. 254 с.
- Тунгалаг Н., Шевченко В.Г., Лушико Д.Ф.* Параметры вращения и форма 19 астероидов. Качественный анализ и интерпретация данных // *Кинематика и физика небесных тел*. 2003. Т. 19. №5. С. 397-406.
- Турчанинов И.Л., Медведев Р.В., Панин В.И.* Современные методы комплексного определения физических свойств горных пород // Л.: Недра, 1967. 200 с.
- Усов М.А.* Циклы, фазы и этапы эндогенных геологических процессов. Вопросы геологии Сибири. М., Изд. АН СССР. 1945.
- Физические Величины. Справочник. Ред. Григорьев И.С., Мейлихова Е.З. // М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

- Фридман Я.Б.* Механические свойства металлов // В 2-х частях. 3-е изд. М.: Машиностроение, 1974. 276 с.
- Хаин В.Е.* Некоторые основные вопросы современной геотектоники // Изв. АН СССР, Серия геол. 1957. № 12.
- Хотинок Р.Л.* Новые метеориты СССР: Царев, Кутаис, Бахардок // Метеоритика. 1982. Вып. 40. С. 6-9.
- Хэндин Дж.* Реология горных пород // Структурная геология и тектоника плит / Ред. А.Ф. Грачев / Т. 2. М.: Мир. 1991. С. 249-262.
- Цытович Н.А.* Механика грунтов. М.: Высшая школа, 1973. 260 с.
- Явнель А.А.* О величине конечной скорости падения Сихотэ-Алинского метеорита // Метеоритика. 1955. Вып. 13. С. 115-122.
- Явнель А.А., Фонтон С.С.* О механической прочности Сихотэ-Алинского метеорита // Метеоритика. 1958. Вып. 16. С. 175-178.
- Abe S., Mukai T., Hirata N. et al.* Mass and Local Topography Measurements of Itokawa by Hayabusa // Science. 2006. V. 312. P. 1344-1347.
- Abraham P., Juhasz A., Dullemond C.P. et al.* Episodic formation of cometary material in the outburst of a young Sun-like star // Nature. 2009. V. 459. P. 224-226.
- A'Hearn M.F., Belton M.G.S., Delamere W.A., et al.* Deep impact: Excavating comet Tempel 1 // Science. 2005. V. 310. P. 258-264.
- Anders E.* How well do we know "Cosmic" abundances? // Geochim. Cosmochim. Acta. 1971. V. 35. P. 516-522.
- Anderson J.D., Johnson T.V., Schubert G. et al.* Amalthea's density is less than that of water // Science. 2005. V. 308. P. 1291-1293.
- Asphaug E., Benz W.* Density of Comet Shoemaker-Levy 9 deduced by modeling breakup of the parent "rubble pile" // Nature. 1994. V. 370. P. 120-124.
- Asphaug E., Benz W.* Size, density, and structure of Comet Shoemaker-Levy 9 inferred from the physics of tidal breakup // Icarus. 1996. V. 121. P. 225-248.
- Baker J., Bizzarro M., Wittig N. et al.* Early planetesimal melting from an age of 4.5662 Gyr for differentiated meteorites // Nature. 2005. V. 436. P. 1127-1131.
- Basilevsky A.T., Keller H.U.* Comet nuclei: Morphology and implied processes of surface modification // Planet. and Space Sci. 2006. V. 54. P. 808-829.
- Behrend R., Bernasconi L., Roy R. et al.* Four new binary minor planets: (854) Frostia, (1089) Tama, (1313) Berna, (4492) Debussy // Astron. & Astrophys. 2006. V. 446. P. 1177-1184.
- Benner L.A.M., Nolan M.C., Ostro S.J. et al.* Near-Earth asteroid 2005 CR37: Radar images and photometry of a candidate contact binary // Icarus. 2006. V. 182. P. 474-481.
- Belskaya I.N., Lagerkvist C.I.* Physical properties of M class asteroids // Planet. Space Sci. 1996. V. 44. P. 783-794.
- Belton M.J.S., Chapman C.R., Veverka J. et al.* First Images of Asteroid 243 Ida // Science. 1994. V. 265. P. 1543-1547.
- Belton M.J.S., Chapman C.R., Klaasen K.P. et al.* Galileo's Encounter with 243 Ida: An Overview of the Imaging Experiment // Icarus. 1996. V. 120. P. 1-19.
- Bild R.W.* Silicate inclusions in group IAB irons and a relation to the anomalous stones Winona and Mt. Morris (Wis) // Geochim. Cosmochim. Acta. 1977. V. 41. P. 1439-1456.

- Binzel R.P., Gaffey M.J., Thomas P.C. u òp.* Geologic mapping of Vesta from 1994 Hubble Space Telescope images // *Icarus*. 1997. V. 128. P. 95-103.
- Bizzarro M., Baker J. A., Haack H., Lundgaard, K.L.* Rapid timescales for accretion and melting of differentiated planetesimals inferred from 26Al-26Mg chronometry // *Astrophys. J.* 2005. V. 632. P. L41-L44.
- Bottke W.F., Nesvorný D., Grimm R.E. u òp.* Iron meteorites as remnants of planetesimals formed in the terrestrial planet region // *Nature*. 2006. V. 439. P. 821-824.
- Brett R.* Cohenite: its occurrence and a proposed origin // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. P. 143-159.
- Brett R., Higgins G. T.* Cliftonite: a proposed origin, and its bearing on the origin of diamonds in meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1969. V. 33. P. 1473-1484.
- Britt D.T., Consolmagno G.J.* The Porosity of Dark Meteorites and the Structure of Low-Albedo Asteroids // *Icarus*. 2000. V. 146. P. 213-219.
- Britt D.T., Yeomans D., Consolmagno G.J.* The porosity of 433 Eros // 32th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2001, Abstract #1212.
- Britt D. T., Yeomans D., Housen K., Consolmagno G.* Asteroid density, porosity and structure. // *Asteroids III* / Eds. Bottke V.F., Celino A., Paolicchi P.P., Binzel R.P./ Tucson: University Ariz. Press, 2002. P. 485-500.
- Britt D.T., Boice D.C., Buratti B.J.* The morphology and surface processes of comet 19/P Borrelly // *Icarus*. 2004. V. 167. P. 45-53.
- Browning L. B., McSween H. Y. Jr., Zolensky M. E.* Correlated alteration effects in CM carbonaceous chondrites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1996. V. 60. P. 2621-2633.
- Brownlee D.E., Horz F., Newburn R.L. et al.* Surface of young Jupiter family comet 81 P/Wild 2: view from the Stardust Spacecraft // *Science*. 2004. 304. P. 1764-1769.
- Brož M., Vokrouhlický D., Bottke W.F., Nesvorný D., Morbidelli A., Capek D.* Non-gravitational forces acting on small bodies // In *Asteroids, Comets, Meteors* / Eds. Lazzaro D. и др. / Proc. 229th IAU Symposium, 2005. Cambridge Univ. Press. 2006. P. 351-365.
- Bunch T.E., Keil K., Huss G.I.* The Landes meteorite // *Meteoritics*. 1972. V. 7. P. 31-38.
- Buratti B.J., Bauer J.M., Hicks M.D. et al.* Cassini spectra and photometry 0.25-5.1 μm of the small inner satellites of Saturn // *Icarus*. 2010. V. 206. P. 524-536.
- Burbine T.H.* Forging Asteroid-Meteorite Relationships through Reflectance Spectroscopy // PhD Dissertation / Massachusetts Institute of Technology, 2000.
- Burbine T.H., Binzel R.P.* Small main-belt asteroid spectroscopic survey in the near-infrared // *Icarus*. 2002. V. 159. P. 468-499.
- Burbine T.H., McCoy T.J., Meibom A. et al.* Meteoritic parent bodies: Their number and identification // *Asteroids III* / Eds. Bottke W.F. Cellino A., Paolicchi P., Binzel R. / Tucson, Univ. Arizona Press. 2002. P. 653-667.
- Burchell M.J., Leliwa-Kopystynski J.* The large crater on the small asteroid (2867) Steins // *Icarus*. 2010. V. 210. P. 707-712.
- Bus S.J., Binzel R.P.* Phase II of the small main-belt asteroid spectroscopic survey: A feature-based taxonomy // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 146-177.
- Buseck P.R., Goldstein J.I.* Olivine compositions and cooling rates of pallasitic meteorites // *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1969. V. 80. P. 2141-2158.
- Carr M.H., Kirk R.L., McEwen A. et al.* The Geology of Gaspra // *Icarus*. 1994. V. 167. P. 61-71.

- Carrier W. D. III, Mitchell J. K., Mahmood A.* The relative density of lunar soil // Proc. 4th Lunar Sci. Conf., 1973. P. 2403–2411.
- Carrier W.D. III, Olhoeft G.R., Mendell W.* Physical properties of the lunar surface // Lunar sourcebook / Eds. Heiken G., Vaniman D., French B.M. / Cambridge Univ. Press. 1991. P. 475-594.
- Carry B.* Density of asteroids // Planetary Space Science. 2012. (in press)
<http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2012.03.009>.
- Castillo-Rogez J.C., Johnson T.V., Thomas P.C., Choukroun M., Matson D.L., Lunine J.I.* Geophysical evolution of Saturn's satellite Phoebe, a large planetesimal in the outer Solar System // *Icarus*. 2012. V. 219. P. 86-109.
- Chabot N.L., Haack H.* Evolution of Asteroidal Cores // Meteorites and the Early Solar System II / Eds. Lauretta D.S., McSween H.Y. / Tucson: Univ. Arizona Press, 2006. P. 747-771.
- Chandrasekhar S.* Ellipsoidal Figures of Equilibrium // Yale Univ. Press, New Haven, CT. 1969. 560 p.
- Chapman C.R.* S-type asteroids, ordinary chondrites, and space weathering: The evidence from Galileo's flybys of Gaspra and Ida // *Meteoritics*. 1996. V. 31. P. 699-725.
- Chapman C.R., Veverka J., Belton M.J.S., et al.* Cratering on Gaspra // *Icarus*. 1996. V. 120. P. 231-245.
- Chapman C.R., Merline W.J., Thomas P.* Cratering on Mathilde // *Icarus*. 1999. V. 140. P. 28-33.
- Chapman C.R., Merline W.J., Thomas P.C. et al.* Impact History of Eros: Craters and Boulders // *Icarus*. 2002. V. 155. P. 104-118.
- Chauvineau B., Mignard F., Farinella P.* The lifetime of binary asteroids vs gravitational encounters and collisions // *Icarus*. 1991. V. 94. P. 299-310.
- Clayton R. N., Mayeda T. K.* Oxygen isotope studies of carbonaceous chondrites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1999. V. 63. P. 2089–2104.
- Coradini A., Capaccioni F., Erard S. u òp.* The Surface Composition and Temperature of asteroid 21 Lutetia as observed by Rosetta/VIRTIS // *Science*. 2011. V. 334. P. 492-494.
- Croft S.K.* Proteus: Geology, shape, and catastrophic destruction // *Icarus*. 1992. V. 99. P. 402–419.
- Davidsson B.J.R.* Tidal splitting and rotational breakup of solid biaxial ellipsoids // *Icarus*. 2001. V. 149. P. 375-383.
- Davidsson B.J.R., Gutierrez P.J.* Estimating the nucleus density of comet 19P/Borrelly. *Icarus*. 2004. V. 168. P. 392-408.
- Davidsson B.J.R., Gutierrez P.J.* Nucleus properties of Comet 67P/Churyumov–Gerasimenko estimated from non-gravitational force modeling // *Icarus*. 2005. V. 176. P. 453-477.
- Davidsson B.J.R., Gutierrez P.J.* Non-gravitational force modeling of Comet 81P/Wild 2: I. A nucleus bulk density estimate // *Icarus*. 2006. V. 180. P. 224-242.
- Davis D.R., Farinella P., Marzari F.* The missing Psyche family: Collisionally eroded or never formed? // *Icarus*. 1999. V. 137. P. 140-151.
- De Sanctis M.C., Ammannito E., Capria M.T. et al.* Spectroscopic Characterization of Mineralogy and Its Diversity Across Vesta // *Science*. 2012. V. 336. P. 697-700.
- DeMeo F.E., Binzel R.P., Slivan S.M., Bus S.J.* An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared // *Icarus*. 2009. V. 202. P. 160-180.

- Descamps P., Marchis F., Pollock J. u òp.* New determination of the size and bulk density of the binary Asteroid 22 Kalliope from observations of mutual eclipses // *Icarus*. 2008. V. 196. P. 578–600.
- Descamps P., Marchis F., Durech J. et al.* New insights on the binary Asteroid 121 Hermione // *Icarus*. 2009a. V. 203. P. 88-101.
- Descamps P., Marchis F., Michalowski T. et al.* A giant crater on 90 Antiope? // *Icarus*. 2009b. V. 203. P. 102-111.
- Descamps P., Marchis F., Berthier J. et al.* Triplicity and physical characteristics of Asteroid (216) Kleopatra // *Icarus*. 2011. V. 2011. P. 1022-1033.
- Dermott S.F., Thomas P.C.* The shape and internal structure of Mimas // *Icarus*. 1988. V. 73. P. 25–65.
- Dobrovolskis A. R.* Tidal disruption of solid bodies // *Icarus*. 1990. V. 88. P. 24-38.
- Dodd R.T.* Meteorites: A petrologic-chemical synthesis // Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1981. 368 p.
- Donath F.A., Fruth L.S.* Dependence of strain-rate effects on deformation mechanism and rock type // *J. Geol.* 1971. V. 79. P. 347–371.
- Donn B.D.* The formation and structure of fluffy cometary nuclei from random accumulation of grains // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 235. P. 441-446.
- Dotto E., Perna D., Barucci M. A., Rossi A., de Bergh C., Doressoundiram A., Fornasier S.* Rotational properties of Centaurs and Trans-Neptunian Object. Lightcurves and densities // *Astronomy & Astrophysics*. 2008. V. 490. P. 829-833.
- Drummonda J., Christou J.* Triaxial ellipsoid dimensions and rotational poles of seven asteroids from Lick Observatory adaptive optics images, and of Ceres // *Icarus*. 2008. V. 197. P. 480-496.
- Durham W.B., Stern L.A.* Rheological properties of water ice - applications to satellites of the outer planets // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 2001. V. 29. P. 295–330
- Duxbury T.C., Newburn R.L., Brownlee D.E.* Comet 81P/Wild 2 size, shape, and orientation // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. E-12S02. P. 1–4.
- Endress M., Bischoff A.* Carbonates in CI chondrites: clues to parent body evolution // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1996. V. 60. P. 489–507.
- Endress M., Zinner E. K., Bischoff A.* Early aqueous activity on primitive meteorite parent bodies // *Nature*. 1996. V. 379. P. 701–703.
- Farinella P., Paolicchi P., Zappala V.* Analysis of the spin rate distribution of asteroids // *Astron. Astrophys.* 1981. V. 104. P. 159–165.
- Farinella P., Paolicchi P., Zappala V.* The asteroids as outcomes of catastrophic collisions // *Icarus*. 1982a. V. 52. P. 409–433.
- Farinella P., Ferrini F., Milani A. et al.* The shape of small Solar system bodies: Gravitational equilibrium vs. solid-state interactions // *The Comparative Study of the Planets / Eds. Coradini A., Fulchignoni M. / Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1982b. P. 71-77.*
- Farinella P., Milani A., Nobili A. M., Paolicchi P., Zappala V.* The shape of the small satellites of Saturn - Gravitational equilibrium VS solid-state strength // *Moon and the Planets*. 1983. V. 28. P. 251-258.
- Farinella P., Milani A., Nobili A.M., Paolicchi P., Zappala V.* The shape and strength of small icy satellites // *The Ices in the Solar system / Eds. Klinger J. и др. / Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1985. P. 699-710.*

- Fernández Y.R.* The Nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1): Size and Activity // *Earth Moon Planets*. 2002. V. **89**. P. 3-25.
- Fish R. A., Goles G. G., Anders E.* The record in the meteorites. III. On the development of meteorites in asteroidal bodies // *Astrophys. J.* 1960. V. 132. P. 243-258.
- Fornasier S., Clark B.E., Dotto E. u òp.* Spectroscopic survey of M-type asteroids // *Icarus*. 2010. V. 210. P. 655-673.
- Fornasier S., Clark B.E., Dotto E. u òp.* Spectroscopic survey of X-type asteroids // *Icarus*. 2011. V. 214. P. 131-146.
- Friedson A. J., Stevenson D.J.* Viscosity of rock-ice mixtures and applications to the evolution of icy satellites // *Icarus*. 1983. V. 56. P. 1-14.
- Fuchs L. H., Olsen E., Jensen K.J.* Mineralogy, mineral-chemistry, and composition of the Murchison (C2) meteorite // *Smithson. Contrib. Earth Sci.* 1973. V. 10. P. 1-39.
- Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A.* Expected shape distribution of asteroids obtained from laboratory impact experiment // *Nature*. 1978. V. 272. P. 602-603.
- Fujiwara A., Kawaguchi J., Yeomans D.K. et al.* The rubble-pile asteroid Itokawa as observed by Hayabusa // *Science*. 2006. V. 312. P. 1330-1334.
- Gaffey, M. J.* The asteroid (4) Vesta: Rotational spectral variations, surface material heterogeneity, and implications for the origin of the origin of the basaltic achondrites // *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 14th*, 1983. P. 231-232.
- Gaffey M. J., Bell J.F., Cruikshank D.P.* Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy // *Asteroids II* / Eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, M. S. Matthews / Univ. of Arizona Press, Tucson. 1989. P. 98-127.
- Gaffey M.J.* Surface lithologic heterogeneity of asteroid 4 Vesta // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 127-130.
- Goldstein J.I., Short J.M.* The iron meteorites, their thermal history and parent bodies // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. P. 1733-1770.
- Goodman D.J., Frost H.J., Ashby M.F.* The plasticity of polycrystalline ice // *Philos. Mag. A*. 1981. V. 43. P. 665-695.
- Gordon R.B.* Mechanical properties of iron meteorites and the structure of their parent planets // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 439-447.
- Greenberg J.M., Hage J.I.* From interstellar dust to comets - A unification of observational constraints // *Astron. J.* 1990. V. 361. P. 260-274.
- Greenberg J.M., Mizutani H., Yamamoto T.* A new derivation of the tensile strength of cometary nuclei Application to comet Shoemaker-Levy 9 // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 295. P. 35-38.
- Greenberg J. M.* Making a comet nucleus // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 330. P. 375-380.
- Grokhovsky, V., Gladkovsky S., Kozlovskikh E.* The failure of meteorites at impact tests // *European Planetary Science Congress, Rome, 2010*. P. 890-891.
- Grossman L., Olsen E.* Origin of the high-temperature fraction of C2 chondrites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1974. V. 38. P. 173-187.
- Grün E., Gebhard J., Bar-Nun A. et al.* Development of a dust mantle on the surface of an insolated ice-dust mixture - Results from the KOSI-9 experiment // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. E8. P. 15.091-15.104.
- Haack H., Rasmussen K.L., Warren P.H.* Effects of regolith/megaregolith insulation on the cooling histories of differentiated asteroids // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 5111-5124.

- Hanuš J., Ďurech J., Brož M. et al.* A study of asteroid pole-latitude distribution based on an extended set of shape models derived by the lightcurve inversion method // *Astronomy & Astrophysics*. 2011. V. 530. P. A134-A138.
- Hardersen P.S., Gaffey M.J., Abell P.A.* Near-IR spectral evidence for the presence of iron-poor orthopyroxenes on the surfaces of six M-type asteroids // *Icarus*. 2005. V. 175. P. 141–158.
- Harris A.W., Pravec P.* Rotational properties of asteroids, comets and TNOs // In *Asteroids, Comets, and Meteors* / Eds. Lazzaro D. et al. / Proc. 229th IAU Symposium, 2005. Cambridge Univ. Press. 2006. P. 439-447.
- Harris A.W., Fahnestock E.G., Pravec P.* On the shapes and spins of “rubble pile” asteroids // *Icarus*. 2009. V. 199. P. 310-318.
- Heim Alb.* Mechanismus der Gebirgsbildung. 1878.
- Heymann D., Lipschutz M. E., Nielsen B. M., Anders E.* Canyon Diablo meteorite: Metallographic and mass spectrometric study of 56 fragments // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. №2. P. 619-641.
- Hobbs P.V.* Ice Physics, England, Oxford: Clarendon Press, 1974. 270 p.
- Holsapple K.A.* Equilibrium Configurations of Solid Cohesionless Bodies // *Icarus*. 2001. V. 154. P. 432–448.
- Holsapple K.A.* Equilibrium figures of spinning bodies with self-gravity // *Icarus*. 2004. V. 172. P. 272–303.
- Holsapple K.A.* Spin limits of Solar System bodies: From the small fast-rotators to 2003 EL61 // *Icarus*. 2007. V. 187. P. 500–509.
- Hutton J.* Theory of the earth. Edinburgh, 1789 (2-de ed., Edinburgh, 1795, V. 1, 2. 1893, V. 3).
- Ibadinov Kh.I., Rahmonov A.A., Bjasso A.Sh.* Laboratory simulation of cometary structures / Eds. Newburn R.L., Neugebauer M., Rahe J. // *Comets in the Post-Halley Era*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991. V. 1. P. 299-311.
- Jacobi C.G.J.* Uber die figur des gleichgewichts // *Poggendorff Ann. Phys. Chem.* 1834. V. 33. P. 229–238.
- Jacobson R.A., Spitale J., Porco C.C. et al.* Revised orbits of Saturn’s small inner satellites // *Astron. J.* 2008. V. 135. P. 261–263.
- Jain A.V., R.B. Gordon, M.E. Lipschutz.* Hardness of kamacite and shock histories of 119 meteorites // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. №35. P. 69400-6954.
- Jaumann R., Williams D.A., Buczowski D.L. et al.* Vesta’s Shape and Morphology // *Science*. 2012. V. 336. P. 687-690.
- Jenniskens P., Fries M. D., Yin Q. Z., Zolensky M., Krot A. N. et al.* Radar-enabled recovery of the Sutter’s Mill meteorite, a carbonaceous chondrite regolith breccia // *Science*. 2012. V. 338. P. 1583-1587.
- Johnson T.V., McGetchin T.R.* Topography on satellite surfaces and the shape of asteroids // *Icarus*. 1973. V. 18. P. 612-620.
- Johnson T.V., Lunine J.I.* Saturn’s moon Phoebe as a captured body from the outer Solar System // *Nature*. 2005. V. 435. P. 69-71.
- Kallemeyen G., Rubin A.E., Wasson J.T.* The compositional classification of chondrites: VI. The CR carbonaceous chondrites group // *Geochim et cosmochim. acta*. 1994. Vol. 58, N 13. P. 2873-2888.

- Kant I.* Allgemeine Naturgeschichte Theorie dem mechanischen Ursprung der ganze Weltbaues nach Newtonischen Principien abgehandelt. 1755. 1902B.
- Keil K.* Thermal alteration of asteroids: evidence from meteorites // *Planet. Space Sci.* 2000. V. 48. P. 887–903.
- Keller H.U., Kramm R., Thomas N.* Surface features on the nucleus of comet Halley // *Nature.* 1988. V. 331. P. 227–231.
- Kelly W.R., Larimer J.W.* Chemical fractionations in meteorites. VIII. Iron meteorites and the cosmochemical history of the metal phase // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1977. V. 41. P. 93–111.
- Kleine T., Mezger K., Palme H., Scherer, E.* Tungsten isotopes provide evidence that core formation in some asteroids predates the accretion of chondrite parent bodies // 36th Lunar and Planetary Science Conference, Houston. 2005. Abstract #1431.
- Korochantsev, A. V., Sadilenko, A., Ivanova, M. A., Lorentz, C. A., Zabalueva, E.V.* A study of the fragment dispersal and trajectory of the Sayh al Ahaymir 001 meteorite shower // 66th An. Meteoritical Society Meeting, 2003. Abstr. #5049.
- Knox, R.J.* The yield strength of meteoritic iron // *Meteoritics.* 1970. V. 5. P. 63–74.
- Kührt E., Keller H.U.* The Formation of Cometary Surface Crusts // *Icarus.* 1994. V. 109. P. 121–132.
- Küppers M., Bertini I., Fornasier S., et al.* A large dust/ice ratio in the nucleus of comet 9P/Tempel 1 // *Nature.* 2005. V. 437. P. 987–990.
- Kryszczyńska A., Colas F., Descamps P. et al.* New binary asteroid 809 Lundia I. Photometry and modeling // *Astron. & Astrophys.* 2009. V. 501. P. 769–776.
- Kwiatkowski T., Kryszczyńska A., Marciniak A. et al.* Photometry of 2004 RZ164: a probable binary asteroid // *Astron. & Astrophys.* 2007. V. 462. P. 341–344.
- Laplace.* Traite de mecanique celeste, V. Paris, 1825. Vol. II, livre.
- Leshin L. A., Rubin A. E., McKeegan K. D.* The oxygen isotopic composition of olivine and pyroxene from CI chondrites. *Geochim // Cosmochim. Acta.* 1997. V. 61. P. 835–845.
- Lewis J.S.* Satellites of the outer planets: their physical and chemical nature // *Icarus.* 1971. V. 15. P. 174.
- Lipschutz M.E.* X-ray diffraction analysis of cohenite from iron meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1967. V. 31. P. 621–632.
- Lipschutz M.E., Anders E.* The record in the meteorites-IV. Origin of diamonds in iron meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1961. V. 24. P. 83–105.
- Lovering J.F.* Differentiation in the iron-nickel core of a parent meteorite body // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1957. V. 12. P. 238–252.
- Lupishko D.F., Belskaya I.N.* On the surface composition of the M-type asteroids // *Icarus.* 1989. V. 78. P. 395–401.
- Lupo M.J., Lewis J.S.* Mass–radius relationships in icy satellites // *Icarus.* 1979. V. 40. P. 125–135.
- Macdougall J. D.* Time of compaction of Orgueil (abs) // *Meteoritics.* 1977. V. 12. P. 301–302.
- Maclaurin C.* 1742: In *Todhunter.* History of the Mathematical Theories of Attraction and the Figure of the Earth. Dover, New York. 1962. V. I.
- Magnuson P., Barucci M.A., Drummond J.D. et al.* Determination of pole orientations and shapes of asteroids // In *Asteroids II* / Eds. Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. / Univ. Arizona Press, Tucson. 1989. P. 66–97.

- Magri C., Nolan M. C., Ostro S. J., Giorgini J. D.* A radar survey of main-belt asteroids: Arecibo observations of 55 objects during 1999–2003 // *Icarus*. 2007. V. 186. P. 126-151.
- Marchis F., Kaasalainen M., Hom E.F.Y. et al.* Shape, size and multiplicity of main-belt asteroids I. Keck Adaptive Optics survey // *Icarus*. 2006. V. 185. P. 39-63.
- Maringer R.E., Manning G.K.* Some observations on deformation and thermal alterations in meteoritic iron // *Researches on Meteorites* / Ed. Moore C.B. New York: John Wiley, 1962. P. 123-147.
- Markowski A., Quitté G., Kleine T., Halliday A.N.* Tungsten isotopic constraints on the formation and evolution of iron meteorite parent bodies // 36th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2005. Abstract #1308.
- McClintock F.A., Argon A.S.* *Mechanical Behaviour of Materials*. Addison–Wesley, Reading, MA. 1966.
- McCrosky R.E.* Fragmentation of faint meteors // *Astron. J.* 1955. V. 60. P. 1228.
- McKinley D.W.* *Meteor Science and Engineering*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1961. 309 p.
- McSween H. Y.* Petrographic variations among carbonaceous chondrites of the Vigarano type // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1977. V. 41. P. 1777-1790.
- McSween H. Y. Jr.* Are carbonaceous chondrites primitive or processed? A review // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1979. V. 17. P. 1059–1078.
- Melosh H.J.* *Impact cratering: A geologic process* // Oxford Univ. Press, Oxford. 1989. 245 p.
- Mitchell J. K., Carrier W. D. III, Houston W. N. et al.* Soil mechanics // In *Apollo 16 Preliminary Science Report*, NASA SP- 315. 1972. P. 8–1 to 8–29.
- Mittlefehldt D.W., McCoy T.J., Goodrich C.A., Kracher A.* Non-Chondritic Meteorites from Asteroidal Bodies // *Planetary Materials* / Ed. Papike J. J. / *Reviews in Mineralogy*. 1998. V. 36. P. 4-001 – 4-195.
- Miura Y.N., Noguchi T., Tsuchiyama A., Yano H., Yoshida S., Nagata K.* Compressive strength measurements of meteorites and terrestrial rocks: Implications for physical properties of asteroidal surfaces // *Japan Geosience Union Meeting*, 2008. Abstr. #P168-P002.
- Möhlmann D.* Cometary activity and nucleus models // *Planet. Space Sci.* 1995. V. 43. P. 327-332.
- Moren A.E., Goldstein J.I.* Cooling rate variations of group IVA iron meteorites // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1978. V. 40. P. 151-161.
- Moren A.E., Goldstein J.I.* Cooling rates of group IVA iron meteorites determined from a ternary Fe-Ni-P model // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1979. V. 43. P. 182-196.
- Morrison D., Owen T., Soderblom L.A.* The satellites of Saturn // *Satellites* / Eds. Burns J.A., Matthews M.S. / Univ. Arizona Press, Tucson. 1986. P. 764–801.
- Mothe-Diniz T., Carvano J.M., Lazzaro D.* Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids // *Icarus*. 2003. V. 162. P. 10-21.
- Mueller M., Harris A.W., Delbo M., and MIRSI Team.* 21 Lutetia and other M-types: Their sizes, albedos, and thermal properties from new IRTF measurements // 37th AAS DPS Meeting. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 2005. V. 37. P. 627.
- Nakamura T., Noguchi T., Tanaka M. et al.* Itokawa dust particles: a direct link between S-type asteroids and ordinary chondrites // *Science*. 2011. V. 333. P. 1113-1116.
- Newton I.* *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. (H. Pemberton, Ed.), 3rd edition. London. 1687.

- Nicolas A.* Principles of Rock Deformation // Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, Holland. 1987. 168 p.
- Nininger H.H.* Arizona's Meteorite Crater // Sedona, Arizona: American Meteorite Museum, 1956. P. 164-165.
- Noguchi T., Nakamura T., Kimura M. et al.* Incipient space weathering observed on the surface of Itokawa dust particles // *Science*. 2011. V. 333. P. 1121-1125.
- Oberbeck V.R., Quaide W.L.* Genetic implication of lunar regolith thickness variations // *Icarus*. 1968. V. 9. No. 3. P. 446-465.
- Ockert-Bell M.E., Clark B.E., Shepard M.K. et al.* Observations of X/M asteroids across multiple wavelengths // *Icarus*. 2008. V. 195. P. 206-219.
- Ockert-Bell M.E., Clark B.E., Shepard M.K. et al.* The composition of M-type asteroids: Synthesis of spectroscopic and radar observations // *Icarus*. 2010. V. 210. P. 674-692.
- Oberbeck V. R., Quaide W. L.* Genetic implications of Lunar regolith thickness variations // *Icarus*. 1968. V. 9. P. 446-465.
- Opik E.J.* Meteors and the Upper Atmosphere // *Irish Astron. J.* 1955. V. 3. P. 165-181.
- Ostro S.J., Hudson R.S., Nolan M.C. et al.* Radar observations of Asteroid (216) Kleopatra // *Science*. 2000. V. 288. P. 836–839.
- Ostro S.J., Magri C., Benner L.A.M. et al.* Radar imaging of Asteroid 7 Iris // *Icarus*. 2010. V. 207. 285-294.
- Oudemans G.J.* Compaction of dry ceramic powders / Ed. Stewart G.H. // *Science of Ceramics*. New York: Academic Press, 1965. P. 133-146.
- Pascu D., Panossian S.P., Schmidt R.E., Seidelmann P.K., Hershey J.L. B.* V photometry of Thebe (JXIV) // *Icarus*. 1992. V. 98. P. 38–42.
- Penck A.* Die Gipfelflur der Alpen // *Sitzungber. d. preus. Akad. Wiss.* 1919.
- Perry S.H.* The Metallography of Meteoric Iron // Washington D. C.: Smithsonian Institution, U.S. National Museum Bulletin 184, 1944. 360 p.
- Petrovic J.J.* Review: Mechanical properties of meteorites and their constituents // *Journal of Materials Science*. 2001. V. 36. P. 1579-1583.
- Pieters C.* Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light: First results from RELAB // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 9534–9544.
- Playfair J.* Illustrations of the Huttonian theory of the Earth (1802). Collected works of John Playfair, 1822. V. I.
- Poincaré H.* Sur l'équilibre d'une masse fluide animée d'un mouvement de rotation // *Acta Math.* 1885. V. 7. P. 259–380.
- Poirier J. P.* The rheology of ices: A key to the tectonics of the ice moons of Jupiter and Saturn. *Nature*. 1982. V. 299. P. 683–688.
- Poirier J.P.* In *Mineral Physics and Crystallography: a Handbook of Physical Constants*, T.J.Ahrens, ed. Washington: American Geophysical Union, 1995. P. 237-247.
- Popova O., Borovicka J., Hartmann W.K., Spurny P., Gnos E., Nemtchinov I., Trigo-Rodriguez J.M.* Very low strengths of interplanetary meteoroids and small asteroids // *Meteoritics and Planet. Science*. 2011. V. 46. P. 1525-1550.
- Porco C.C., West R.A., McEwen A. et al.* Cassini imaging of Jupiter's atmosphere, satellites, and rings // *Science*. 2003. V. 299. P. 1541-47.

- Porco C.C., Baker E., Barbara J. et al.* Cassini Imaging Science: Initial Results on Phoebe and Iapetus // *Science*. 2005. V. 307. P. 1237-1242.
- Porco C.C., Thomas P.C., Weiss J.W., Richardson D.C.* Saturn's small inner satellites: Clues to their origins // *Science*. 2007. V. 318. P. 1602–1607.
- Rettig T., Hahn J.M., Tegler S.C. et al.* Hubble Space Telescope Observations of comet Shoemaker-Levy 9 subnuclei: Solid bodies or swarms? // *Bull. Am. Astron. Soc.* 1994. V. 26 P. 1567.
- Richardson S. M.* Vein formation in the CI carbonaceous chondrites // *Meteoritics*. 1978. V. 13. P. 141-159.
- Richardson D.C., Asphaug E., Benner L.* Comet Shoemaker-Levy 9: A 'Rubble Pile' Model with Dissipative Collisions and Gravitational Perturbations // AAS Division for Planetary Sciences, 27th Annual Meeting. 1995. Abstracts. P. 60.
- Rickman H.* The nucleus of comet Halley: Surface structure, mean density, gas and dust production // *Adv. Space Res.* 1989. V. 9. P. 59-71.
- Rivkin A.S., Howell E.S., Lebofsky L.A. u òp.* The nature of M-class asteroids from 3- μ m observations // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 351–368.
- Roche M. E.* La figure d'une masse fluide // *Acad. Sci. Lettr. Montpellier* 1850. V. 1. P. 243–262, 333–348.
- Romanishin W., Tegler S.C., Rettig T.W., Consolmagno G., Botthof B.* 1998 SM165: A large Kuiper belt object with an irregular shape // *PNAS*. 2001. V. 98. #21. P. 11863-11866.
- Rosenblatt P., Le Maistre S., Marty J. et al.* Improvement of the Mass Determination of Both Martian Moons Using MEX, MGS, ODY and MRO Tracking Data // American Geophysical Union, Fall Meeting 2008. Abstract #P41B-1377.
- Rubincam D.P.* Radiative Spin-up and Spin-down of Small Asteroids // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 2-11.
- Russell C.T., Capaccioni F., Coradini A. et al.* Dawn Mission to Vesta and Ceres: Symbiosis between Terrestrial Observations and Robotic Exploration // *Earth Moon Planet*. 2007. V. 101. P. 65-91.
- Russell C.T., Raymond C.A., Coradini A. et al.* Dawn at Vesta: Testing the Protoplanetary Paradigm // *Science*. 2012. V. 336. P. 684-686.
- Sagdeev R. Z., Elyasberg P. E., Moroz V. I.* Is the nucleus of comet Halley a low density body? // *Nature*. 1988. V. 331. P. 240 – 242.
- Schaudy R., Wasson J.T., Buchwald V.F.* The chemical classification of iron meteorites. VI. A reinvestigation of irons with Ge concentrations lower than 1 ppm // *Icarus*. 1972. V. 17. P. 174-192.
- Scheeres D.J., Hartzell C.M., Sánchez P., Swift M.* Scaling forces to asteroid surfaces: The role of cohesion // *Icarus*. 2010. V. 210. P. 968-984.
- Schenk P., O'Brien D.P., Marchi S. et al.* The Geologically Recent Giant Impact Basins at Vesta's South Pole // *Science*. 2012. V. 336. P. 694-697.
- Scott E.R.D.* Primary fractionation of elements among iron meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1978. V. 42. P. 1447-1458.
- Scott E.R. D., Wasson, J.T.* Classification and properties of iron meteorites // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1975. V. 13. P. 527-546.
- Scotti J. V., Melosh H. J.* Estimate of the size of comet Shoemaker-Levy 9 from a tidal breakup model // *Nature*. 1993. V. 365. P. 733 – 735.

- Shepard M.K., Clark B.E., Nolan M.C. et al.* A radar survey of M- and X-class asteroids // *Icarus*. 2008. V. 195. P. 184–205.
- Shepard M.K., Clark B.E., Ockert-Bell M. et al.* A radar survey of M- and X-class asteroids II. Summary and synthesis // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 221–237.
- Shepard M.K., Harris A.W., Tylor P.A. et al.* Radar observations of asteroids 64Angelina and 69 Hesperia // *Icarus*. 2011. V. 215. P. 547–551.
- Sekanina Z.* The problem of split comets in review / Ed. Wklkening L.L. // *Comets*. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1982a. P. 251-287.
- Sekanina Z.* The path and surviving tail of a comet that fell into the sun // *Astron. J.* 1982b. V. 87. P. 1059-1072.
- Sekanina Z.* Precession model for the nucleus of periodic comet Giacobini-Zinner // *Astron. J.* 1985. V. 90. P. 827-845.
- Sekanina Z., Chodas P.W., Yeomans D.K.* Tidal disruption and the appearance of periodic comet Shoemaker-Levy 9 // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 289. P. 607-636.
- Sierks H. et al.* *Images of Asteroid 21 Lutetia: A Remnant Planetesimal from the Early Solar System* // *Science*. 2011. V. 334. P. 487-490.
- Simonelli D.P., Rossier L., Thomas P.C. et al.* Leading/trailing albedo asymmetries of Thebe, Amalthea, and Metis // *Icarus*. 2000. V. 147. P. 353-365.
- Sin-iti Sirono, Greenberg J.M.* Do Cometesimal Collisions Lead to Bound Rubble Piles or to Aggregates Held Together by Gravity? // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 230-238.
- Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Gravitational deformation in shaping asteroids and small satellites // *Icarus*. 1997. V. 129. P. 401-414.
- Slyuta E. N.* Shapes of small and planetary bodies: Case of Phoebe // 37th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2006. Abstr. #1088.
- Slyuta E. N.* Self-gravity and rheology of Kuiper objects by the example of cometary nuclei and Phoebe // 38th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2007a. Abstr. #1056.
- Slyuta E.N.* Self-gravity and rheology of small Solar system bodies // 46th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2007b. Abstr. #m46_66.
- Slyuta E.N.* Gravitational deformation of small Solar system bodies // 40th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2009. Abstract #1050.
- Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A.* Physical and mechanical properties of Sayh Al Uhaymir 001 and Ghubara meteorites // 39th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2008a. Abstr. #1056.
- Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A., Skripnik A.Ya.* Preliminary data on physical and mechanical properties of Tsarev // 48th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2008b. Abstr. #m48_39.
- Slyuta E.N.* Gravitational deformation of small Solar system bodies // 40th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2009. Abstract #1050.
- Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A., Skripnik A.Ya.* Strong physical and mechanical anisotropy of ordinary chondrites // 40th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2009, Abstract #1051.
- Slyuta E. N.* Physical-mechanical anisotropy of ordinary chondrites and the shape of small rocky bodies // 41th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2010. Abstr. #1103.
- Slyuta E. N.* There’s no creep in small Solar system bodies // 44th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2013a. Abstr. #1117.

- Slyuta E. N.* To thermal history of metallic asteroids // 44th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2013b. Abstr. #1129.
- Slyuta E. N.* Metallic asteroids: Remnants of primordial planetesimals or core fragments of a differentiated planetary body // Workshop on Planetesimal Formation and Differentiation. Washington, 2013c. Abstr. #8016.
- Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Physico-mechanical properties and gravitational deformation of Kuiper Belt Objects and icy small bodies // *Icarus*. 2014 (In press).
- Solem J.* Density and size of comet Shoemaker-Levy 9 deduced from a tidal breakup model // *Nature*. 1994. V. 370. P. 349-351.
- Soter S., Harris A.* The equilibrium figures of Phobos and other small bodies // *Icarus*. 1977. V. 30. P. 192–199.
- Speich G.R., Swann P.R.* Yield strength and transformation substructure of quenched iron-nickel alloys // *J. Iron Steel Inst. London*. 1965. V. 205. P. 480-489.
- Sridhar S., Tremaine S.* Tidal disruption of viscous bodies // *Icarus*. 1992. V. 95. P. 86-99.
- Suess Ed.* Das Antlitz der Erde, 1883-1909. Vv. 1-3.
- Sullivan R., Greeley R., Pappalardo R. et al.* Geology of 243 Ida // *Icarus*. 1996. V. 120. P. 119-139.
- Svetsov V. V., Nemtchinov I. V., Teterev A. V.* Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 131–153.
- Szutowicz S., Królikowska M., Rickman H.* Non-gravitational motion of the Jupiter-family comet 81P/Wild 2: II. The active regions on the surface // *Astron. Astrophys.* 2008. V. 490. P. 393 – 402.
- Taylor G.J.* Core formation in asteroids // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. №E9. P. 14717-14726.
- Taylor P.A., Margot J.* Binary asteroid systems: Tidal end states and estimates of material properties // *Icarus*. 2011. V. 212. P. 661-676.
- Tholen D.J.* Asteroid taxonomic classifications // Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. // *Asteroids II*. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1989. P. 1139–1150.
- Tholen D.J., Barucci M.A.* Asteroids taxonomy // *Asteroids II* / Eds. Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 298-315.
- Thomas P.C.* Surface features of Phobos and Deimos // *Icarus*. 1979. V. 40. P. 223-243.
- Thomas P.C.* Radii, shapes, and topography of the satellites of Uranus from limb coordinates // *Icarus*. 1988. V. 73. P. 427–441.
- Thomas P.C.* The shapes of small satellites // *Icarus*. 1989. V. 77. P. 248–274.
- Thomas P.C.* Gravity, tides and topography on small satellites and asteroids: Application to surface features of the Martian satellites // *Icarus*. 1993. V. 105. P. 326-344.
- Thomas P.C.* The shape of Gaspra // *Icarus*. 1994. V. 107. P. 23-36.
- Thomas P.C., Black G.J., Nicholson P.D.* Hyperion: Shape, and geology from Voyager images // *Icarus*. 1995. V. 117. P. 128-148.
- Thomas P.C., Burns J.A., Rossier L. u òp.* The small inner satellites of Jupiter // *Icarus*. 1998. V. 135. P. 360-371.
- Thomas P.C., Veverka J., Bell III J.F. u òp.* Mathilde: Size, shape, and geology // *Icarus*. 1999. V. 140. P. 17-27.
- Thomas P.C., Joseph J., Carcich B. et al.* Eros: Shape, topography, and slope processes // *Icarus*. 2002. V. 155. P. 18-37.

- Thomas P.C., Parker J.Wm., McFadden L.A. et al.* Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape // *Nature*. 2005. V. 437. P. 224-226.
- Thomas P.C., Armstrong J.W., Asmar S.W. et al.* Hyperion's sponge-like appearance // *Nature*. 2007. V. 448. P. 50–56.
- Thomas P.C.* Sizes, shapes, and derived properties of the saturnian satellites after the Cassini nominal mission // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 395-401.
- Thomson W.* On rigidity of the Earth // *Philosophical Transactions*. 1864. V. 158.
- Torppa J., Kaasalainen M., Michalowsk T. et al.* Shapes and rotational properties of thirty asteroids from photometric data // *Icarus*. 2003. V. 164. P. 346–383.
- Torppa J., Hentunen V.P., Pääkkönen P., Kehusmaa P., Muinonen K.* Asteroid shape and spin statistics from convex models // *Icarus*. 2008. V. 198. P. 91-107.
- Tsuchiyama A., Mashio E., Imai Y., Noguchi T., Miura Y.N., Yano H.* Strength measurements of carbonaceous chondrites and cosmic dust analogs using micro compression testing machine // Japan Geosience Inion Meeting, 2008. Abstr. #P168-P002.
- Tsuchiyama A.* Strength measurement of carbonaceous chondrites and micrometeorites using micro compression testing machine // 72nd Ann. Meteorit. Soc. Meeting. 2009. Abstr. #5189.
- Turrini D., Marzari F., Tosi F.* A new perspective on the irregular satellites of Saturn – II: Dynamical and physical origin // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2009. V. 392. P. 455–474.
- Veeder, G.J., Tedesco E.F., Matson D.L.* Asteroid results from the IRAS survey // *Asteroids II* / Eds. Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1989. P. 282-289
- Vernazza P., Brunetto R., Binzel R.P. u òp.* Plausible parent bodies for enstatite chondrites and mesosiderites: Implications for Lutetia's flyby // *Icarus*. 2009. V. 202. P. 477–486.
- Veverka J., Thomas P.C., Helfenstein P. et al.* Dactyl: Galileo observations of Ida's satellite // *Icarus*. 1996. V. 120. P. 200-211.
- Veverka J., Thomas P., Harch A. et al.* NEAR's Flyby of 253 Mathilde: Images of a C Asteroid // *Science*. 1997. V. 278. P. 2109-2114.
- Vinković D.* Radiation-pressure mixing of large dust grains in protoplanetary disks // *Nature*. 2009. V. 459. P. 227-229.
- Wahl W.* The pallasite problem // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1965. V. 29. P. 177-181.
- Wasserburg G.J., Sanz H.G., Bence A.E.* Potassium-feldspar phenocrysts in the surface of Colomera, an iron meteorite // *Science*. 1968. V. 161. P. 684-687.
- Wasson, J.T.* The chemical classification of iron meteorites. 1. A study of iron meteorites with low concentrations of gallium and germanium // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. P. 161-175.
- Wasson J.T., Kimberlin J.* The chemical classification of iron meteorites. 2. Irons and pallasites with germanium concentrations between 8 and 100 ppm // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. P. 2065-2077.
- Wasson, J.T.* Ni, Ga, Ge, and Ir in the metal of iron meteorites with silicate inclusions // *Meteoritics*. 1969a. V. 4. P. 296-312.
- Wasson, J.T.* The chemical classification of iron meteorites. 3. Hexahedrites and other irons with germanium concentrations between 80 and 200 ppm // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1969b. V. 55. P. 859-874.
- Wasson, J.T.* The chemical classification of iron meteorites. 4. Irons with Ge concentrations greater than 190 ppm and other meteorites associated with group I // *Icarus*. 1970a. V. 12. P. 407-423.

- Wasson, J.T.* Ni, Ga, Ge and Ir in the metal of iron meteorites with silicate inclusions // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1970b. V. 34. P. 957-969.
- Wasson J.T., Schaudy R.* The chemical classification of iron meteorites. 5. Groups IIIc and IIId and other irons with germanium concentrations between 1 and 25 ppm // *Icarus.* 1971. V. 14. P. 59-70.
- Wasson, J.T.* Meteorites: Classification and properties // *Minerals and Rocks V. 10* / New York: Springer-Verlag New York Inc., 1974. 327 p.
- Weibull W. A.* A statistical theory of the strength of materials // *Proc. Roy Swedish Inst. Engineering Res.* 1939. № 151. 45 p.
- Weibull, W. A.* A statistical distribution function of wide applicability // *J. Appl. Mech.* 1951. V. 18. P. 293–297.
- Weidenschilling S. J.* A possible origin for the grooves on Phobos // *Nature.* 1979. V. 282. P. 697–698.
- Weidenschilling S.J.* Origin of cometary nuclei as “rubble piles” // *Nature.* 1994. V. 368. P. 721 – 723.
- Weidenschilling S.J.* The origin of comets in the solar nebula: a unified model // *Icarus.* 1997. V. 127 (2). P. 290–306.
- Weissman P.R.* Are cometary nuclei primordial rubble piles? // *Nature.* 1986. V. 320. P. 242-244.
- Wood J.A.* Nature and evolution of the meteorite parent bodies: evidence from petrology and metallurgy // *Asteroids: An Exploration Assessment, NASA Conference Publication 2053.* 1978a. P. 45-55.
- Wood J.A.* Pallasites and the growth of parent meteorite planets // 9th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 1978b. P. 1273-1275.
- Zerega R., Reyes Z., Epstein E.* Aerolito de Descubridora // *Bol. Soc. Mex. Geographia y Estadística.* 1872. Ser. 2. P. 317-321.
- Zhang X.L., Zhang L.Y. Xu J.* Shapes and pole orientations of asteroids (360) Carlova and (209) Dido // *Earth Moon Planet.* 2007. V. 101. P. 189-194.
- Zimmer G.F.* The use of meteoric iron by primitive man // *J. Iron Steel Inst. London.* 1916. V. 94. P. 306-356.
- Zuber M.T., Smith D.E., Cheng A.F. et al.* The Shape of 433 Eros from the NEAR-Shoemaker Laser Rangefinder // *Science.* 2000. V. 289. P. 2097-2101.

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Монографии

1. *Слюта Е.Н., Иванов А.В., Иванов М.А.* Сравнительная планетология: Основные понятия, термины и определения // М.: Наука. 1990. 92 с.
2. *Слюта Е.Н., Иванов А.В., Иванов М.А.* Сравнительная планетология: Основные понятия, термины и определения // М.: Наука. Изд. 2-е, испр. и доп. 1995. 141 с.
3. *Слюта Е.Н.* Разрушение крупных каменных и железных метеороидов в атмосфере Земли. В сб.: Защита населения и территорий от астероидно-кометной опасности (Основные подходы). Ред. Пучков В.А. Москва: МЧС. 2014.
4. *Слюта Е.Н.* Прочность на разрушение кометных ядер в зависимости от массы тел. В сб.: Защита населения и территорий от астероидно-кометной опасности (Основные подходы). Ред. Пучков В.А. Москва: МЧС. 2014.

Статьи

1. *Слюта Е.Н., Воронаев С.А.* Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // ДАН. 1992. Т. 325. №4. С. 692-696.
2. *Слюта Е.Н., Воронаев С.А.* Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // *Астрономический вестник*. 1993. Т. 27. №1. С. 71-82.
3. *Слюта Е.Н., Воронаев С.А.* Наблюдаемый переход между малыми и планетными телами Солнечной системы: Эффект критической массы // ДАН. 1998. Т. 358. №4. С. 480-483.
4. *Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства кометных ядер // *Астрономический вестник* 2009. Т. 43. №5. С. 459-469.
5. *Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов // *Астрономический вестник*. 2013. Т. 47. №2. С. 122-140.
6. *Слюта Е.Н.* Форма малых тел Солнечной системы // *Астрономический вестник*. 2014. Т. 48. №3. С. 1-24.
7. *Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства каменных метеороидов // *Астрономический вестник*. 2014 (В печати).
8. *Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Gravitational deformation in shaping asteroids and small satellites // *Icarus*. 1997. V. 129. P. 401-414.
9. *Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Physico-mechanical properties and gravitational deformation of Kuiper Belt Objects and icy small bodies // *Icarus*. 2014 (In press).

Тезисы и доклады

1. *Слюта Е.Н.* Анизотропия физико-механических свойств и механика разрушений метеороидов // *Материалы 11-й межд. конф. Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле*. Москва. 2010. С. 273-276.
2. *Slyuta E.N.* Shapes of small and planetary bodies: Case of Phoebe // *37th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2006. Abstr. #1088*.
3. *Slyuta E.N.* Observed, analytical and experimental data on cometary nuclei strength properties: A review // *44th Int. Microsimp. on Comparative Planetology "Vernadsky - Brown"*. Moscow, 2006. Abstr. #m44_77.

4. *Slyuta E. N.* Self-gravity and rheology of Kuiper objects by the example of cometary nuclei and Phoebe // 38th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2007. Abstr. #1056.
5. *Slyuta E.N.* Self-gravity and rheology of small Solar system bodies // 46th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2007. Abstr. #m46_66.
6. *Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A.* Preliminary data on physical and mechanical properties of Sayh Al Uhaymir 001 meteorite // 46th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2007. Abstr. #m46_68.
7. *Slyuta E.N.* Physical and mechanical properties of cometary nuclei // 39th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2008. Abstr. #1015.
8. *Slyuta E.N.* The effective tensile strength of cometary nuclei and the cometary population // 48th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2008. Abstr. #m48_37.
9. *Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A.* Physical and mechanical properties of Sayh Al Uhaymir 001 and Ghubara meteorites // 39th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2008. Abstr. #1056.
10. *Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A., Skripnik A.Ya.* Preliminary data on physical and mechanical properties of Tsarev // 48th Int. Microsimp. on Comparative Planetology “Vernadsky - Brown”. Moscow, 2008. Abstr. #m48_38.
11. *Slyuta E.N.* Gravitational deformation of small Solar system bodies // 40th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2009. Abstract #1050.
12. *Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A., Skripnik A.Ya.* Strong physical and mechanical anisotropy of ordinary chondrites // 40th Lunar and Planetary Science Conference, Houston, 2009, Abstract #1051.
13. *Slyuta E. N.* Physical-mechanical anisotropy of ordinary chondrites and the shape of small rocky bodies // 41th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2010. Abstr. #1103.
14. *Slyuta E. N.* Shape distribution of ordinary chondrites, iron meteorites and metallic asteroids // 43rd Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2012. Abstr. #1088.
15. *Slyuta E. N.* Shape of ordinary chondrites, iron meteorites, metallic, S- and C-asteroids // Japan, Niigata. Asteroids, Comets, Meteors, 2012. Abstr. #6091.
16. *Slyuta E. N.* There’s no creep in small Solar system bodies // 44th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2013. Abstr. #1117.
17. *Slyuta E. N.* To thermal history of metallic asteroids // 44th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2013. Abstr. #1129.
18. *Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Physico-mechanical properties and gravitational deformation of Kuiper Belt Objects // Pluto Sci. Co., Laurel, Maryland, USA, 2013. Abstr. P. 150-151.
19. *Slyuta E. N.* Metallic asteroids: Remnants of primordial planetesimales or core fragments of a differentiated planetary body // Workshop on Planetesimal Formation and Differentiation. Washington, 2013. Abstr. #8016.
20. *Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Gravitational deformation and thermal history of Vesta // Workshop on Vesta in the Light of Dawn. Houston, 2014. Abstr. #2012.
21. *Slyuta E.N., Voropaev S.A.* gravitational deformation of icy small solar system bodies // 45th Lunar Planet. Sci. Conf. Houston, 2014. Abstr. #1055.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Часть 1

Вектор деформации

$$u_r = u_1(\varepsilon, r, \theta),$$

$$u_\theta = u_2(\varepsilon, r, \theta),$$

$$u_3 = u_\varphi = 0,$$

$$\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3).$$

Зависимость от параметров фигуры эллипсоида (эксцентриситет), радиальной и угловой координат определяется выражением (11, Глава 3).

Профили и зависимости относительного радиального смещения вектора деформации $\frac{u_r}{b}$

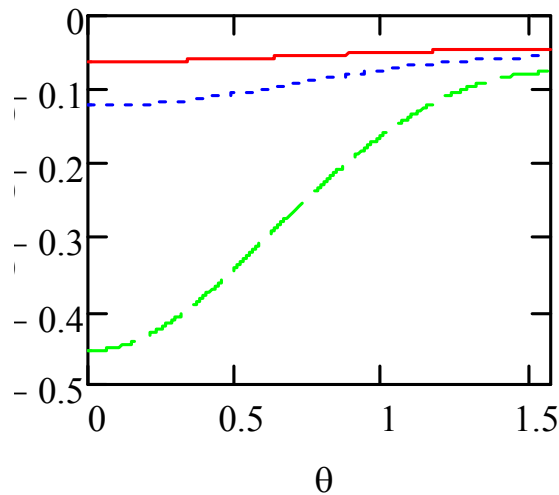


Рис. А1. Распределение относительной радиальной компоненты вектора деформации (u_1) по поверхности от полюса к экватору (θ) вытянутого эллипсоида малого тела (рис. 3.1, Глава 3) для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение радиального смещения (u_1) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

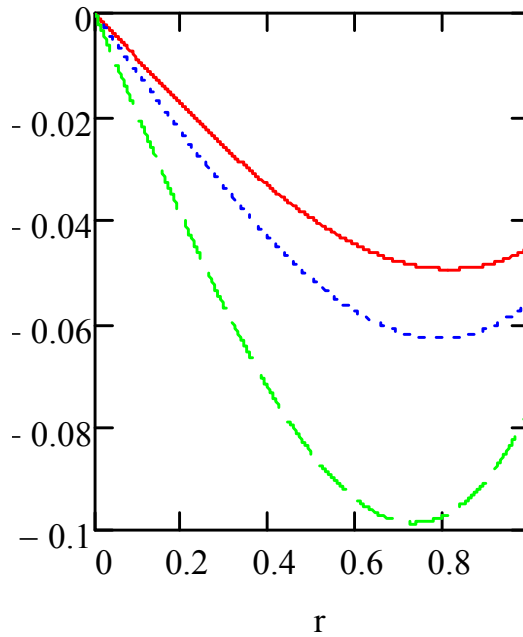


Рис. А2. Распределение относительной радиальной компоненты вектора деформации (u_1) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение радиального смещения (u_1) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

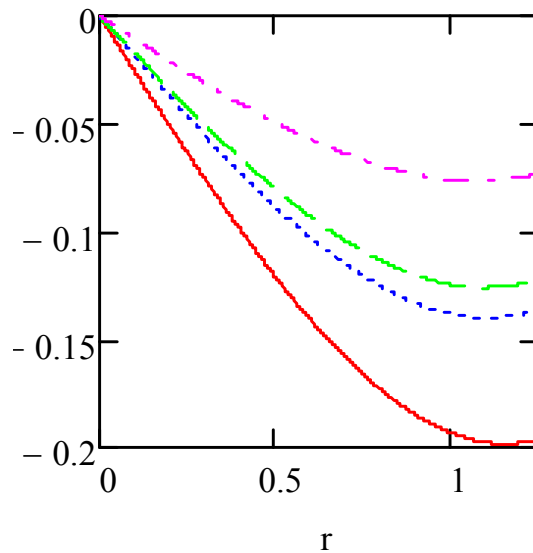


Рис. А3. Распределение относительной радиальной компоненты вектора деформации (u_1) от центра к полюсу ($\theta=0$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение радиального смещения (u_1) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Профили и зависимости относительной меридиональной компоненты вектора

деформации $\frac{u_\theta}{b}$

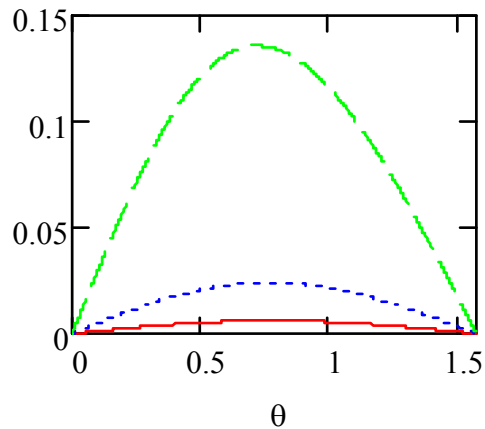


Рис. А4. Распределение относительной меридиональной компоненты вектора деформации (u_2) по поверхности от полюса к экватору (θ) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение относительного меридионального смещения (u_2) для эллипсоида с эксцентриситетом $\epsilon=0.4$; синей линией - для $\epsilon=0.6$; зеленой линией - для $\epsilon=0.8$.

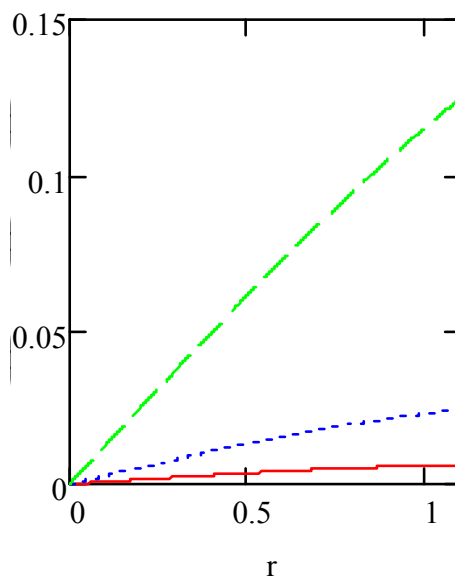


Рис. А5. Распределение относительной меридиональной компоненты вектора деформации (u_2) от центра к поверхности на широте между полюсом и экватором ($\theta=\pi/4$) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение относительного меридионального смещения (u_2) для эллипсоида с эксцентриситетом $\epsilon=0.4$; синей линией - для $\epsilon=0.6$; зеленой линией - для $\epsilon=0.8$.

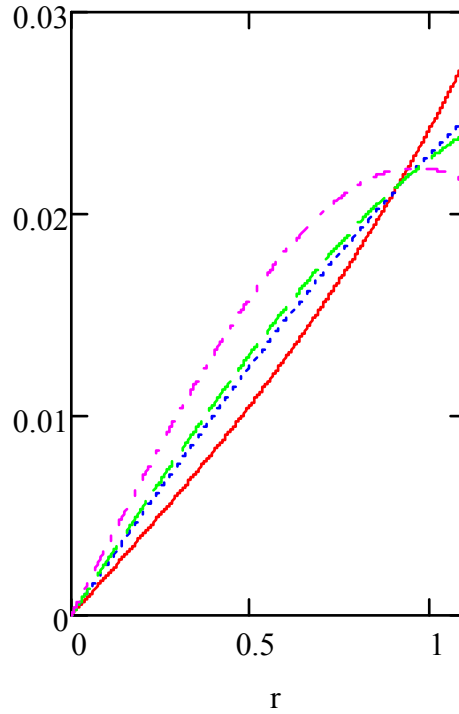


Рис. А6. Распределение относительной меридиональной компоненты вектора деформации (u_2) от центра к поверхности на широте ($\theta=\pi/4$) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$. Красной линией показано распределение относительного меридионального смещения (u_2) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Часть 2

Тензор деформации

$$\frac{1}{p}u_{rr} = D_{11} = \frac{\partial}{\partial r}U_1,$$

$$\frac{1}{p}u_{\theta\theta} = D_{22} = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}U_2\right) + \frac{U_1}{r},$$

$$\frac{1}{p}u_{\phi\phi} = D_{33} = \frac{U_2}{r} \operatorname{ctg}(\theta) + \frac{U_1}{r},$$

$$\frac{1}{p}u_{r\theta} = D_{12} = \frac{\left(\frac{\partial}{\partial r}U_2 - \frac{U_2}{r} + \frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}U_1\right)\right)}{2}$$

Радиальный безразмерный компонент тензора деформации $D_{11}(u_{rr})$

$$D_{11}(x, \varepsilon, r, \theta) = A_0(x, \varepsilon) + B_0(x, \varepsilon) \cos(2\theta) + 3r^2 (C_0(x, \varepsilon) + C_1(x, \varepsilon) \cos(2\theta) + C_3(x, \varepsilon) \cos(2\theta)^2)$$

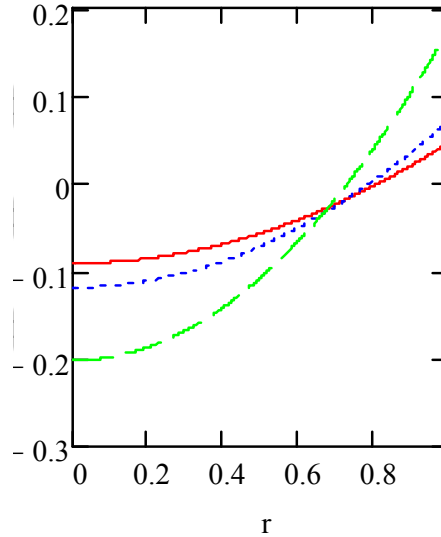


Рис. А7. Распределение относительной радиальной компоненты тензора деформации (D_{11}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{11}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

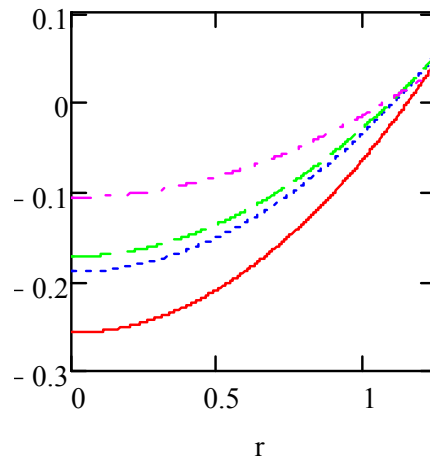


Рис. А8. Распределение относительной радиальной компоненты тензора деформации (D_{11}) от центра к полюсу ($\theta=0$) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение компоненты (D_{11}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Для шара $\varepsilon=0$, $r \rightarrow \frac{r}{R}$

$$d_{11}(x, \varepsilon) = \frac{r^2}{5x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)} \quad (\text{A1})$$

Для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$D_{11s}(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{r^2}{5x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)} - \varepsilon^2 \left[\frac{32x^3 + 191x^2 - 222x + 56}{30x(3x-2)(19x-12)} + \cos(2\theta) \left[\frac{32x^2 - 41x + 12}{30x(19x-12)} \right] + \right. \\ \left. + 3r^2 \left[\frac{2(x^2 + 6x - 4)}{15x(19x-12)} + \left[\frac{2x^2 - 7x + 4}{5x(19x-12)} \right] \cos(2\theta) \right] \right]. \quad (\text{A2})$$

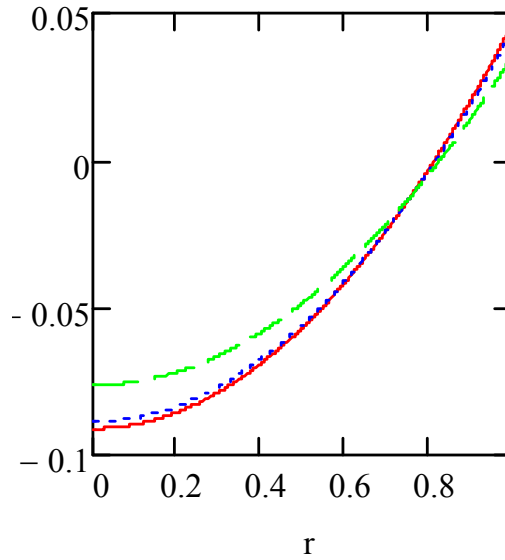


Рис. А9. Распределение относительной радиальной компоненты тензора деформации (D_{11}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{11}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А2); зеленой линией - для шара (уравнение А1).

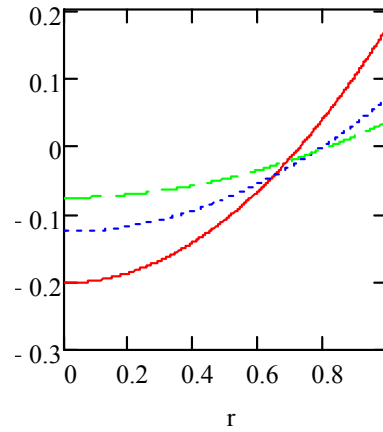


Рис. А10. Распределение относительной радиальной компоненты тензора деформации (D_{11}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{11}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А2); зеленой линией - для шара (уравнение А1).

Компонент тензора деформации $D_{22}(u_{\theta\theta})$

$$D_{22}(x, \varepsilon, r, \theta) = A_0(x, \varepsilon) - B_0(x, \varepsilon) \cos(2\theta) + r^2 \left[C_0(x, \varepsilon) + 2C_3(x, \varepsilon) + \cos(2\theta)(C_1(x, \varepsilon) + 2D_0(x, \varepsilon)) - 3C_3(x, \varepsilon) \cos(2\theta)^2 \right].$$

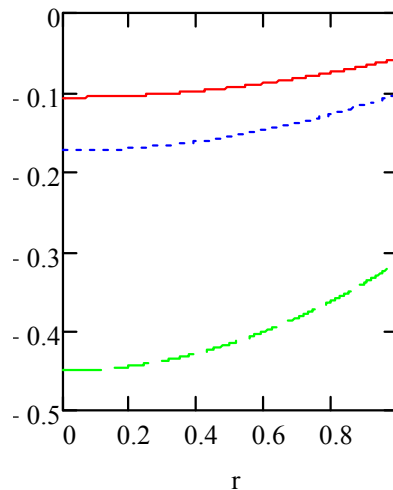


Рис. А11. Распределение относительной меридиональной компоненты тензора деформации (D_{22}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{22}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

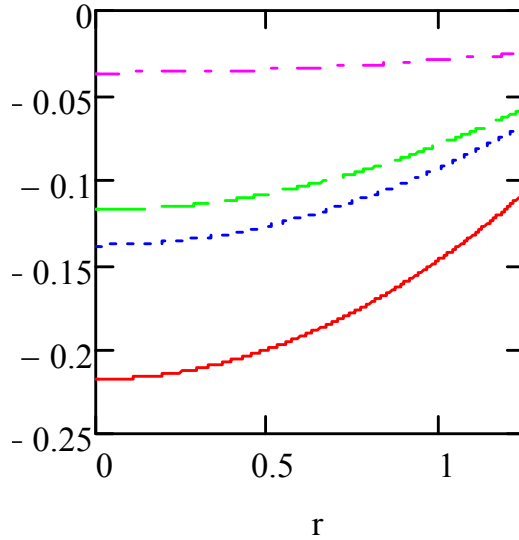


Рис. А12. Распределение относительной меридиональной компоненты тензора деформации (D_{22}) от центра к полюсу ($\theta=0$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение компоненты (D_{22}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Компонент тензора деформации $d_{22}(u_{\theta\theta})$ для шара

$$d_{22}(x, \varepsilon) = \frac{r^2}{15x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)}. \quad (\text{A3})$$

Компонент тензора деформации $D_{22s}(u_{\theta\theta})$ для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$D_{22s}(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{r^2}{15x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)} - \varepsilon^2 \left[\frac{32x^3 + 191x^2 - 222x + 56}{30x(3x-2)(19x-12)} - \cos(2\theta) \left[\frac{32x^2 - 41x + 12}{30x(19x-12)} \right] + \right. \\ \left. + r^2 \left[\frac{2x^2 + 12x - 8}{15x(19x-12)} + \cos(2\theta) \left(\frac{14x-16}{285x-180} \right) \right] \right] \quad (\text{A4})$$

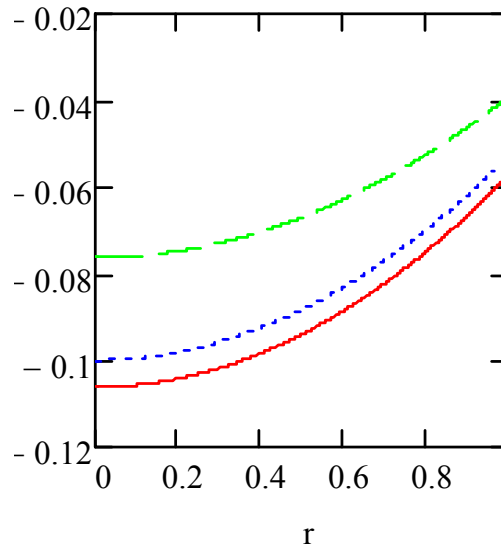


Рис. А13. Распределение относительной меридиональной компоненты тензора деформации (D_{22}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{22}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А4); зеленой линией - для шара (уравнение А3).

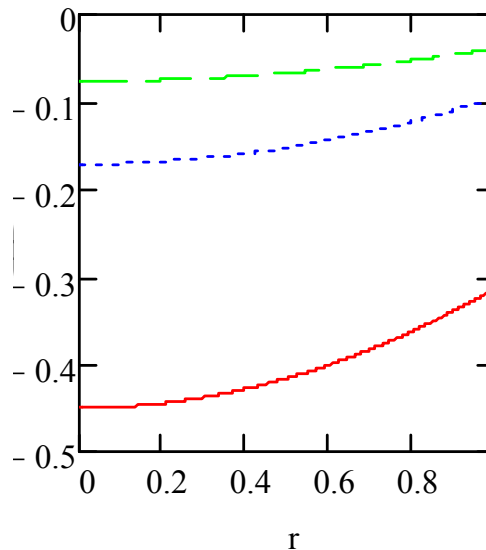


Рис. А14. . Распределение относительной меридиональной компоненты тензора деформации (D_{22}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{22}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А4); зеленой линией - для шара (уравнение А3).

Компонент тензора деформации $D_{33}(u_{\phi\phi})$

$$D_{33}(x, \varepsilon, r, \theta) = A_0(x, \varepsilon) - B_0(x, \varepsilon) + r^2 \left[C_0(x, \varepsilon) + D_0(x, \varepsilon) + \cos(2\theta)(C_1(x, \varepsilon) + D_0(x, \varepsilon) - C_3(x, \varepsilon)) \right].$$

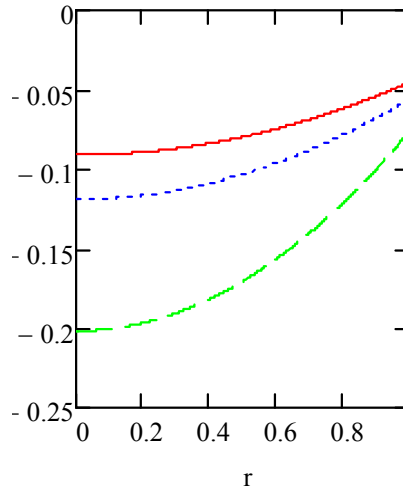


Рис. А15. Распределение относительной широтной компоненты тензора деформации (D_{33}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{33}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

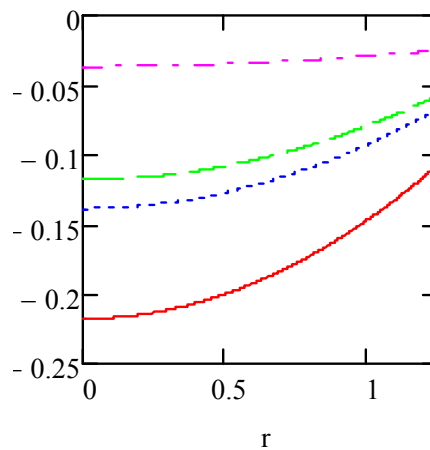


Рис. А16. Распределение относительной широтной компоненты тензора деформации (D_{33}) от центра к полюсу ($\theta=0$) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение компоненты (D_{33}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Компонент тензора деформации $d_{33}(u_{\phi\phi})$ для шара

$$d_{33}(x, \varepsilon) = d_{22}(x, \varepsilon) = \frac{r^2}{15x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)}. \quad (A5)$$

Компонент тензора деформации $D_{33s}(u_{\phi\phi})$ для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$D_{33s}(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{r^2}{15x} - \frac{5x-2}{15x(3x-2)} - \varepsilon^2 \left[\frac{32x^3 + 189x^2 - 170x - 40}{15x(3x-2)(19x-12)} + r^2 \left[\frac{16x^2 - 61x + 28}{30x(19x-12)} + \cos(2\theta) \left[\frac{8x^2 + 5x - 12}{30x(19x-12)} \right] \right] \right]. \quad (A6)$$

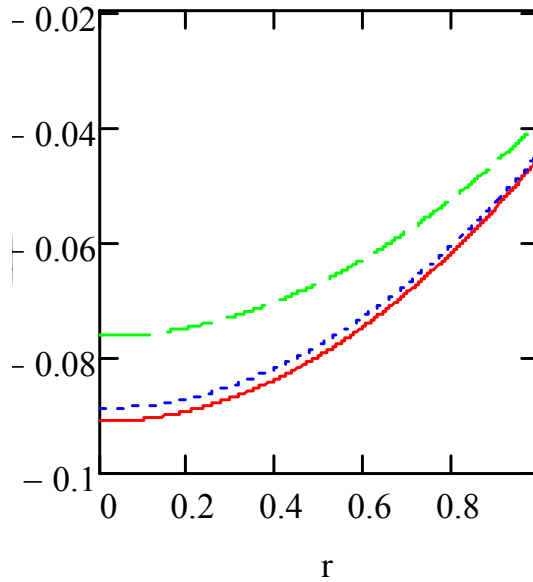


Рис. А17. Распределение относительной широтной компоненты тензора деформации (D_{33}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{33}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А6); зеленой линией - для шара (уравнение А5).

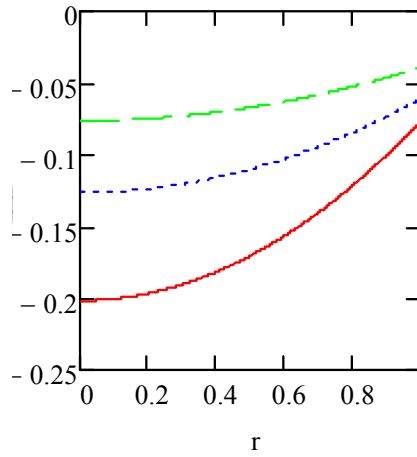


Рис. А18. Распределение относительной широтной компоненты тензора деформации (D_{33}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А6); зеленой линией - для шара (уравнение А5).

Компонент тензора деформации $D_{12}(u_{r\theta})$

$$D_{12}(x, \varepsilon, r, \theta) = -\sin(2\theta) \left[B_0(x, \varepsilon) + r^2 (C_1(x, \varepsilon) - D_0(x, \varepsilon) + 3C_3(x, \varepsilon) \cos(2\theta)) \right].$$

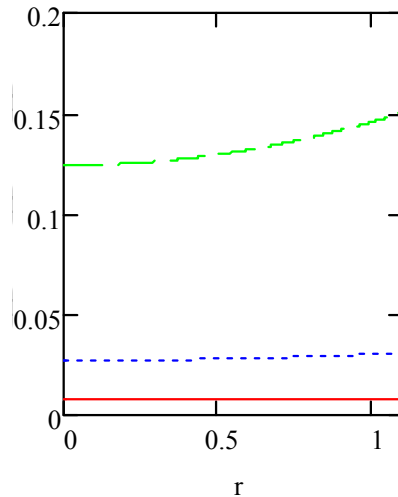


Рис. А19. Распределение относительной недиагональной компоненты тензора деформации (D_{12}) от центра к поверхности (r) на широте ($\theta=\pi/4$) вытянутого эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{12}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

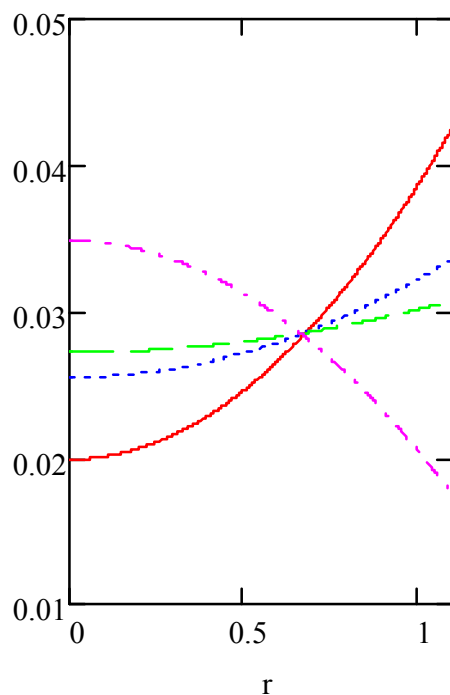


Рис. А20. Распределение относительной недиагональной компоненты тензора деформации (D_{12}) от центра к поверхности (r) на широте ($\theta=\pi/4$) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение компоненты (D_{12}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

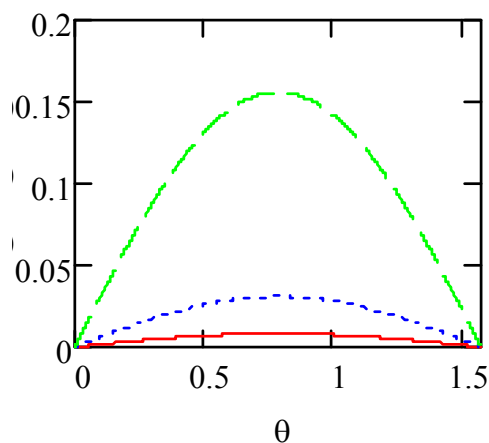


Рис. А21. Распределение относительной недиагональной компоненты тензора деформации (D_{12}) по поверхности от полюса к экватору (θ) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{12}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

Компонент тензора деформации $d_{12}(u_{r\theta})$ для шара

$$d_{12}(x,r)=0 \quad (\text{A7})$$

Компонент тензора деформации $D_{12s}(u_{r\theta})$ для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$D_{12s}(x, \varepsilon, r, \theta) = -\sin(2\theta) \left[\frac{32x^2 - 41x + 12}{30x(19x - 12)} + r^2 \left[\frac{32x^2 - 79x + 36}{30x(19x - 12)} \right] \right]. \quad (\text{A8})$$

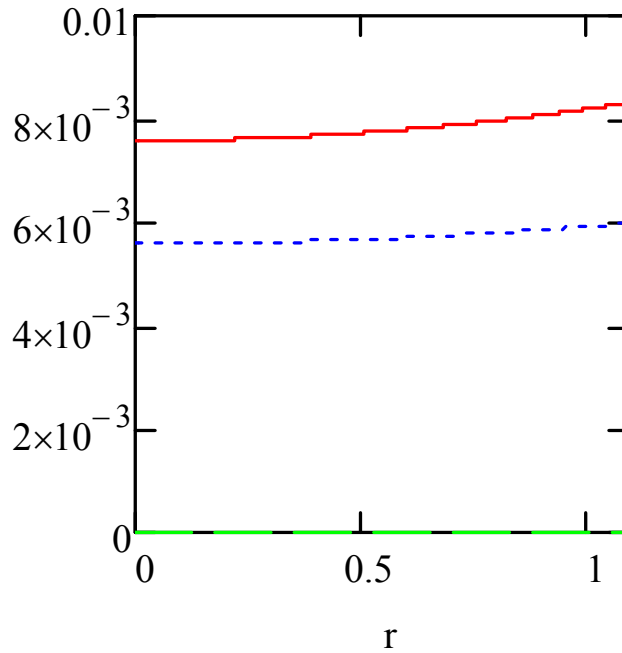


Рис. А22. Распределение относительной недиагональной компоненты тензора деформации (D_{12}) от центра к поверхности (r) на широте ($\theta=\pi/4$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А8); зеленой линией - для шара (уравнение А7).

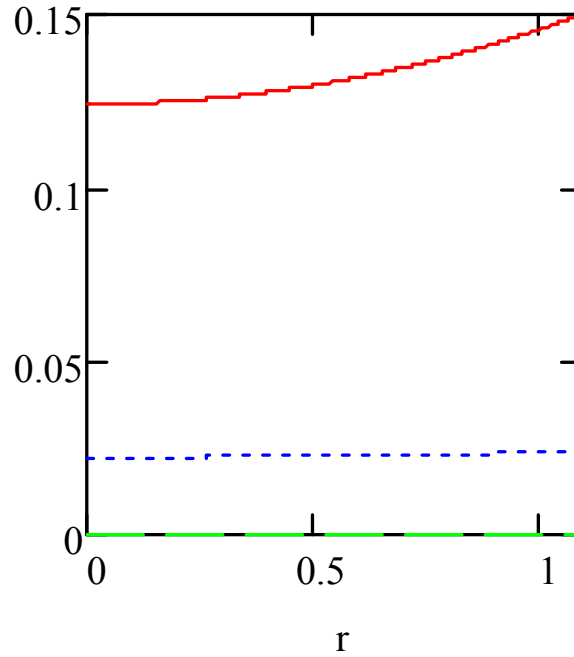


Рис. А23. Распределение относительной недиагональной компоненты тензора деформации (D_{12}) от центра к поверхности (r) на широте ($\theta=\pi/4$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение компоненты (D_{12}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А8); зеленой линией - для шара (уравнение А7).

Первый инвариант тензора деформации (объемное сжатие)

$$u = u_{11} + u_{22} + u_{33}, \quad u = \Delta V / V, \quad D_n = u$$

$$D_n(x, \varepsilon, r, \theta) = 3A_0(x, \varepsilon) - B_0(x, \varepsilon) + r^2 \left[5C_0(x, \varepsilon) + D_0(x, \varepsilon) + \cos(2\theta)(5C_1(x, \varepsilon) + 3D_0(x, \varepsilon) - C_3(x, \varepsilon)) \right].$$

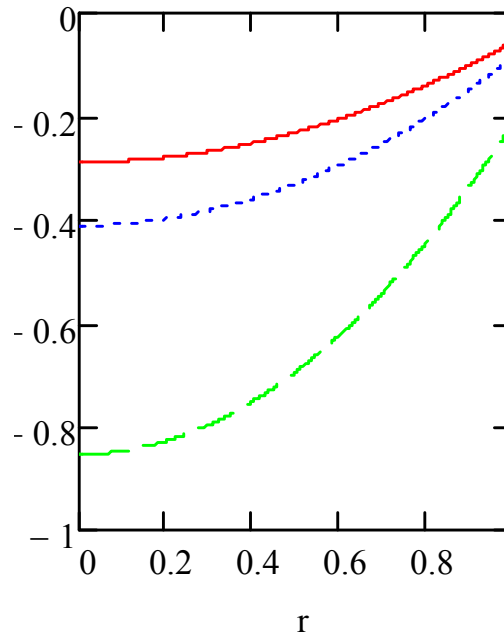


Рис. А24. Распределение первого инварианта тензора деформации (D_n) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение объемного сжатия для эллипсоида с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$; синей линией - для $\varepsilon=0.6$; зеленой линией - для $\varepsilon=0.8$.

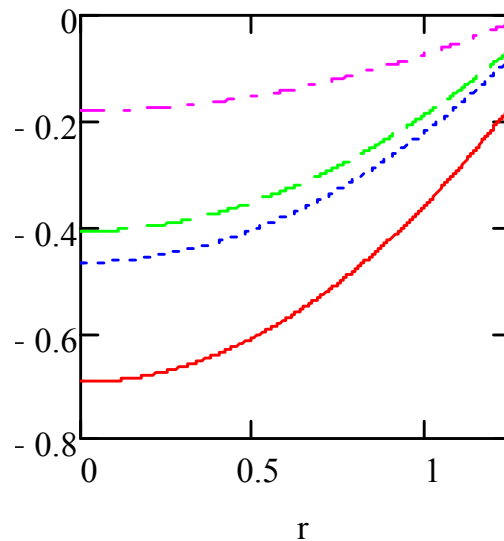


Рис. А25. Распределение первого инварианта тензора деформации (D_n) от центра к полюсу ($\theta=0$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение объемного сжатия для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Первый инвариант тензора деформации (объемное сжатие) для шара

$$d_n = d_{11} + d_{22} + d_{33}$$

$$d_n(x, \varepsilon) = d_{22}(x, \varepsilon) = \frac{r^2}{3x} - \frac{5x-2}{5x(3x-2)}. \quad (\text{A9})$$

Первый инвариант тензора деформации (объемное сжатие) для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$D_{ns}(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{r^2}{3x} - \frac{5x-2}{5x(3x-2)} \left(1 + \frac{4}{3} \varepsilon^2 \right) + \frac{\varepsilon^2 r^2}{30x(19x-12)} [(157x-92) - 3 \cos(2\theta)(33x-28)]. \quad (\text{A10})$$

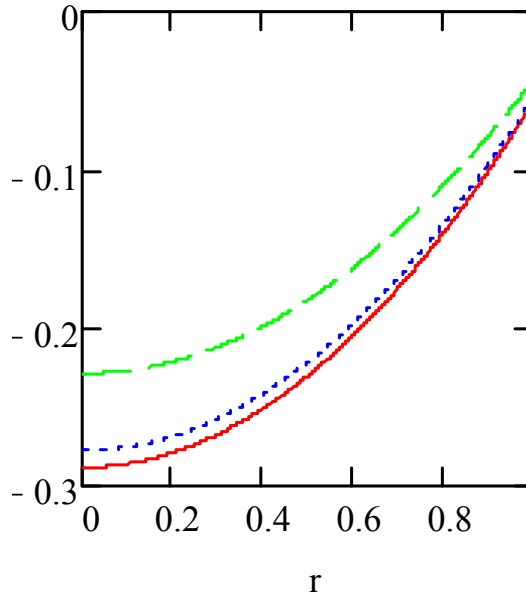


Рис. А26. Распределение первого инварианта тензора деформации (D_n) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon = 0.4$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu = 0.31$. Красной линией показано распределение объемного сжатия для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А10); зеленой линией - для шара (уравнение А9).

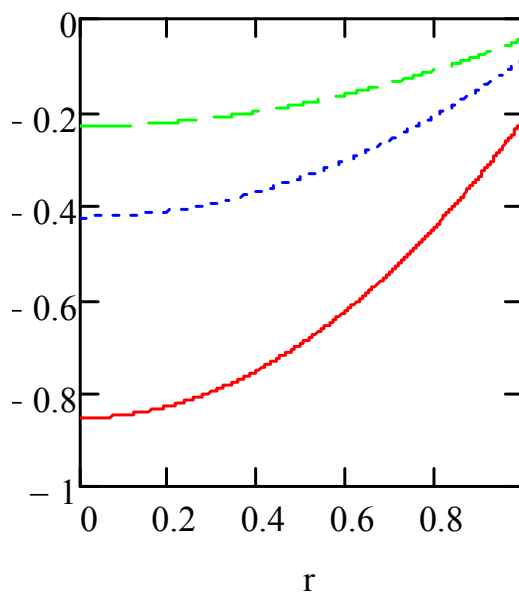


Рис. А27. Распределение первого инварианта тензора деформации (D_n) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) для вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение объемного сжатия для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А10); зеленой линией - для шара (уравнение А9).

Второй инвариант тензора деформации (девиатор) τ_{dv}

$$(\tau_{dv}) = \frac{\left[(D_{11} - D_{22})^2 + (D_{11} - D_{33})^2 + (D_{22} - D_{33})^2 + \frac{3(D_{12})^2}{3} \right]}{6},$$

$$\tau_{dv}(x, \varepsilon, r, \theta) = \frac{\sqrt{(D_{11}(x, \varepsilon, r, \theta) - D_{22}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + (D_{22}(x, \varepsilon, r, \theta) - D_{33}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + (D_{11}(x, \varepsilon, r, \theta) - D_{33}(x, \varepsilon, r, \theta))^2 + \frac{3}{2} D_{12}(x, \varepsilon, r, \theta)^2}}{\sqrt{6}}.$$

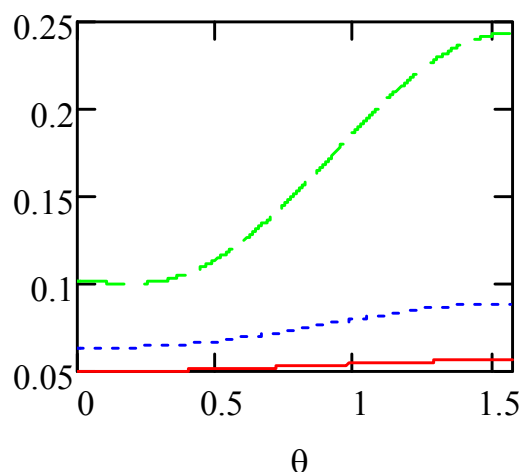


Рис. А28. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) по поверхности от полюса к экватору (θ) эллипсоида малого тела для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для эллипсоида с эксцентриситетом $\epsilon=0.4$; синей линией - для $\epsilon=0.6$; зеленой линией - для $\epsilon=0.8$.

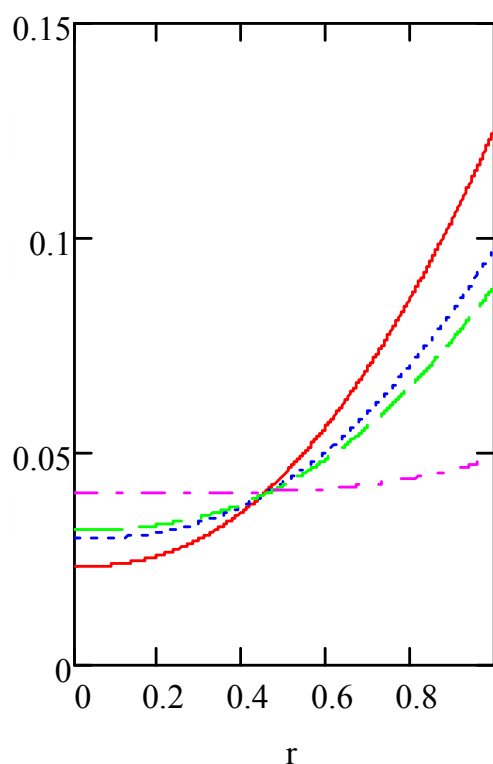


Рис. А29. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\epsilon=0.6$. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

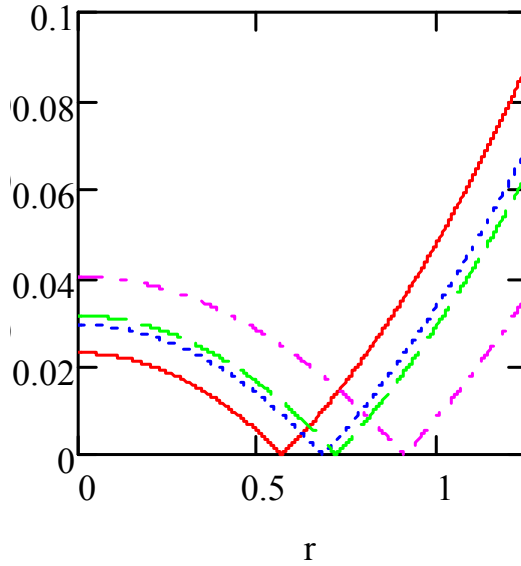


Рис. А30. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) от центра к полюсу ($\theta=0$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.6$ для разных значений коэффициента Пуассона. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для вещества малого тела с коэффициентом Пуассона $\nu=0.17$; синей линией - для $\nu=0.28$; зеленой линией - для $\nu=0.31$; фиолетовой линией - для $\nu=0.42$.

Второй инвариант тензора деформации (девиатор) τ_{dv}^s для шара:

$$(\tau_{dv}^s)^2 = \frac{(d_{11} - d_{22})^2}{3},$$

$$\tau_{dv}^s = \frac{2}{15\sqrt{3}} \frac{r^2}{x}. \quad (\text{A11})$$

Для малых значений эксцентриситета фигуры $\varepsilon \leq 0.4$

$$\tau_{dvs}(x, \varepsilon, r, \theta) = \left| \frac{2}{15\sqrt{3}} \frac{r^2}{x} - \varepsilon^2 (1 + 3 \cos(2\theta)) \frac{32x^2 - 41x + 12}{60\sqrt{3}x(19x - 12)} + \frac{\varepsilon^2}{60\sqrt{3}x(19x - 12)} \times \right. \quad (\text{A12})$$

$$\left. \times r^2 [(36x^2 + 59x - 52) + 3 \cos(2\theta)(36x^2 - 93x + 44)] \right|$$

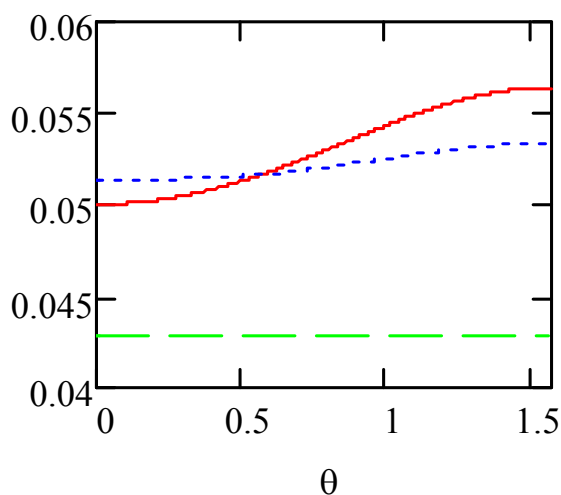


Рис. А31. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) по поверхности от полюса к экватору (θ) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для точного выражения (уравнение (9), Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение (A12)); зеленой линией - для шара (уравнение (A11)).

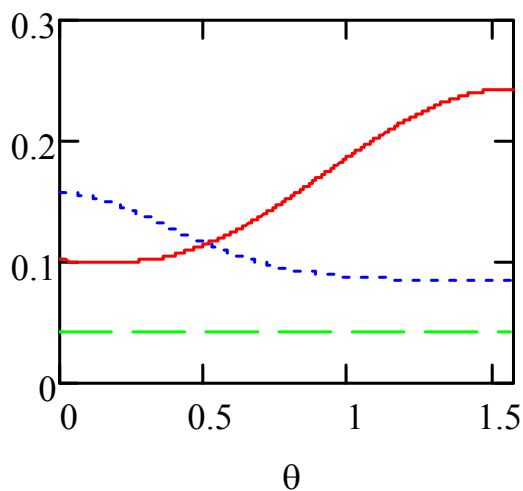


Рис. А32. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) по поверхности от полюса к экватору (θ) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для точного выражения (уравнение (9), Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение (A12)); зеленой линией - для шара (уравнение (A11)).

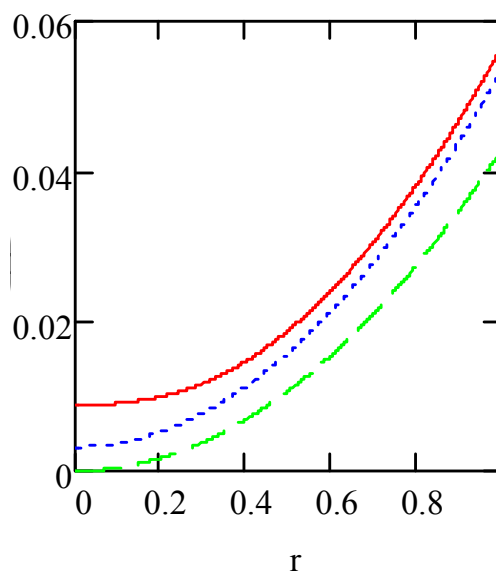


Рис. А33. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.4$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А12); зеленой линией - для шара (уравнение А11).

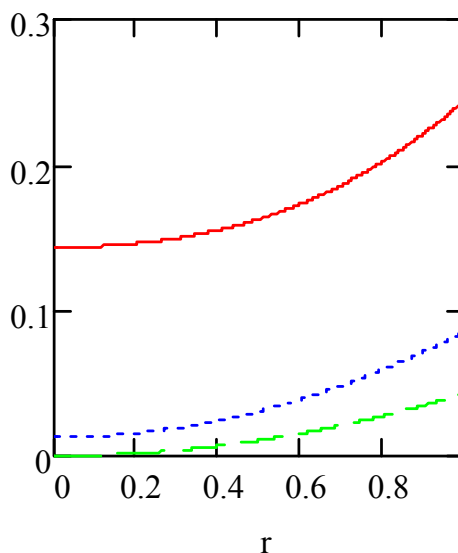


Рис. А34. Распределение второго инварианта тензора деформации (τ_{dv}) от центра к поверхности (r) в экваториальной плоскости ($\theta=\pi/2$) вытянутого эллипсоида малого тела с эксцентриситетом $\varepsilon=0.8$ и для вещества с коэффициентом Пуассона $\nu=0.31$. Красной линией показано распределение девиатора (τ_{dv}) для точного выражения (уравнение 9, Глава 3); синей линией - для приближенного значения (уравнение А12); зеленой линией - для шара (уравнение А11).