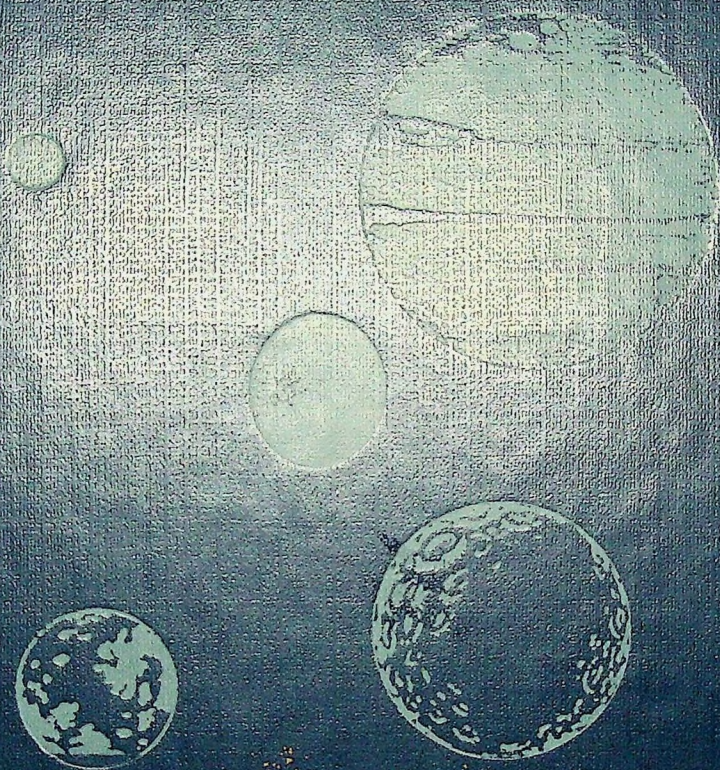


СПУТНИКИ ЮПИТЕРА



Спутники Юпитера

Под редакцией Д. Моррисона

Satellites of Jupiter

Edited by
David Morrison

With the assistance of
Mildred Shapley Matthews

With 47 collaborating authors

The University of Arizona Press
Tucson, Arizona

СПУТНИКИ ЮПИТЕРА

Под редакцией Д. Моррисона

1

Перевод с английского

под редакцией

чл.-корр. АН СССР В.Л. Барсукова
и д-ра физ.-мат. наук, проф. М.Я. Марова



Москва «Мир»
1985

ББК 22.654
С74
УДК 523.4

Моррисон Д., Джуитт Д., Гринберг Р., Кассен П., Пил С., Рейнольдс Р., Крукшенк Д., Дегевий Дж., Целлнер Б., Томас П., Веверка Дж., Силл Г., Кларк Р., Остро С.

Спутники Юпитера: В 3-х ч. Ч. 1. Пер. с англ./Под ред. С74 Д. Моррисона.— М.: Мир, 1985.—264 с., ил.

Коллективная монография ученых США, посвященная результатам научных исследований спутников Юпитера с помощью американских космических аппаратов «Вояджер». В часть I вошли разделы, посвященные общим проблемам физики внешних и внутренних спутников и колец Юпитера, а также особенностей их поверхностей.

Для астрономов, геологов, планетологов—специалистов и студентов старших курсов. Будет полезна всем интересующимся новыми данными о Солнечной системе.

С $\frac{1705050000-476}{041(01)-85}$ 81-85, ч. 1

ББК 22.654
526

Редакция литературы по космическим исследованиям, астрономии и геофизике

Предисловие редакторов перевода

«...В день седьмого января настоящего тысяча шестьсот десятого года в первый час следующей затем ночи, когда я наблюдал небесные светила при помощи зрительной трубы, то моему взору предстал Юпитер. Так как я уже приготовил превосходный инструмент, то я узнал, что Юпитеру сопутствуют три звездочки, хотя и небольшие, но, однако, очень яркие... Хотя я и думал, что они принадлежат к числу неподвижных, я все-таки им удивился, так как они были расположены точно по прямой линии, параллельной эклиптике, и были более блестящими, чем другие такой же величины».

Такую запись сделал Галилео Галилей в ту ночь, когда он впервые наблюдал самые крупные спутники Юпитера, позднее названные его именем. Это выдающееся открытие имело громадное значение не только для астрономии, но и для материалистической философии, наглядно подтвердив справедливость коперниковского учения: оно сняло возражения его противников относительно казавшегося аномальным движения Луны вокруг Земли и Солнца. Оказалось, что у Юпитера даже четыре подобные «луны», обращающиеся вокруг собственной планеты.

От той далекой поры нас отделяют почти четыре столетия. Успехи оптической астрономии и радиоастрономии неизмеримо расширили наши знания о Солнечной системе. Были открыты три новые планеты: орбитой Сатурна, несколько десятков спутников у планет группы Юпитера, достаточно надежно определены параметры их движений. Появление современных средств ракетно-космической техники придало новый мощный импульс изучению небесных тел, в первую очередь планет земной группы и Луны. Сравнительно недавно начались и полеты к планетам-гигантам.

Исследования систем Юпитера и Сатурна космическими аппаратами относятся к крупнейшим достижениям планетной астрономии последнего десятилетия. Наиболее впечатляющими несомненно являются результаты исследований ближайших окрестностей Юпитера, осуществленных при пролете двух американских космических аппаратов «Вояджер» в марте и июле 1979 г., в первую очередь галилеевых спутников и колец этой гигантской планеты.

За период, прошедший со времени получения высококачественных фототелевизионных изображений этих спутников и других данных, в периодических изданиях опубликовано большое число работ, содержащих анализ различных материалов измерений. Одновременно были дополнены переосмыслены данные имеющихся и вновь проведенных наземных астрономических наблюдений, надежность истолкования которых существенно повысилась. Все это обусловило значительный прогресс в наших знаниях о системе Юпитера, нашедший достаточно полное отражение в выпущенной в 1982 г. издательством Аризонского университета под редакцией Дэвида Моррисона коллективной монографии «Спутники Юпитера».

Предлагаемая вниманию читателя книга, пополнившая публикуемую этим издательством библиотеку серии «Космические науки», представляет собой сборник из 24 статей 47 авторов, который охватывает практически все основные проблемы, связанные с природой спутников и областей пространства около Юпитера. Основу его составляют обзорные доклады, которые были сделаны на одноименном коллоквиуме № 57 Международного астрономического союза, состоявшемся в мае 1980 г. в Калуа-Кона на Гавайских островах, и дополнены и исправлены с учетом состояния вопроса примерно на конец 1981 г. Важно отметить — и это обстоятельство специально подчеркивается в предисловии к американскому изданию, — что, поскольку полеты к спутникам Юпитера и Сатурна не планируются по меньшей мере до конца 1980-х годов, данные о спутниках Юпитера, излагаемые в этой книге, сохраняют свою актуальность в течение достаточно длительного срока.

В русском переводе книга с любезного разрешения издательства Аризонского университета разделена на три части: часть 1 выйдет в свет в 1985 г., части 2 и 3 — в 1986 г. Ввиду этого в предисловии к первой части уместно сделать краткий обзор общего содержания книги.

16 известных на сегодня спутников Юпитера можно условно разделить на четыре группы: самые крупные галилеевы спутники с размерами от близких к Луне (Ио и Европа) до близких к Меркурию (Ганимед и Каллисто); группа небольших, внутренних по отношению к галилеевым, спутников, орбиты которых лежат внутри орбиты Ио, самого близкого к Юпитеру из числа галилеевых; и две группы небольших внешних спутников, расположенных за орбитой самого далекого среди галилеевых спутников Ганимеда, из которых у одной группы прямое, а у другой обратное движение. Основные геометрические, механические и физические характеристики всех этих групп спутников и история их открытия, включая три вновь открытых при пролете «Вояджеров», приводятся во вводной главе, написанной Д. Моррисоном. Ее логически продолжает глава Д. К. Джуитта, в которой рассмотрены свойства еще одной, самой мелкой и многочисленной группы спутников, состоящей из преобладающей фракции мелкодисперсных пылевых частиц и (вероятно) отдельных более крупных фрагментов, которые вместе образуют кольцо Юпитера.

К этому же вводному разделу примыкают работы, посвященные проблемам орбитальной и тепловой эволюции галилеевых спутников и составу их поверхностей, а также обзору свойств внешних спутников Юпитера и Амальтеи. Среди авторов такие известные специалисты, как Р. Гринберг, С. Д. Пил, Д. Крукшенк, Д. Веверка и др. Особое внимание уделяется вопросам приливного взаимодействия в гравитационном поле Юпитера и формирования физических свойств Ио и Европы вследствие диссипации приливной энергии. С учетом этих эффектов рассматриваются наиболее вероятные современные модели внутреннего строения этих спутников, а также Ганимеда и Каллисто и делается попытка проследить пути их тепловой эволюции с образованием ледяной коры

и водно-ледяной мантии различной мощности. Состав поверхностей рассматривается под углом зрения конденсации летучих на стадии аккреции и последующих путей образования химических соединений преимущественно в виде гидратов. Эти вопросы представляют большой интерес с космогонической точки зрения, позволяя лучше понять характер химической эволюции вещества в Солнечной системе. В этом же ракурсе исследуется природа других спутников. Имеются определенные свидетельства того, что две группы внешних астероидоподобных тел существенно различаются по своему составу и примерно соответствуют двум известным классам астероидов группы Троянцев. В то же время поверхность Амальтеи, по-видимому, претерпела заметные изменения, возможно, вследствие осаждения на ней серы, выбрасываемой с Ио в процессе ее вулканической деятельности.

Перечисленные главы составляют содержание части I русского перевода. В часть 2 вошли работы преимущественно геологического направления. Е. М. Шумейкер, Р. Г. Стром, Л. А. Содерблом и другие известные исследователи обсуждают специфические особенности геологии галилеевых спутников, на поверхности которых присутствуют четко выраженные следы ударной бомбардировки, тектонических деформаций и интенсивного извержения материала из недр, а на Ио — проявления интенсивной вулканической деятельности. Анализ плотности кратерирования (максимальной на Каллисто), морфологии кратеров и котловин и степени их стирания позволяет примерно датировать активные геологические процессы, приводившие к метаморфизации древней коры. На основе сопоставления закономерностей популяции кратеров на Ганимеде, Каллисто и планетах земной группы делается имеющий важные следствия вывод о различных резервуарах метеоритных тел, обусловивших кратерообразование на поверхностях планет и их спутников во внутренней и внешней областях Солнечной системы.

В эту же часть книги вошли главы, посвященные активному современному вулканизму на Ио и его следствиям, касающимся формирования поверхности этого уникального спутника и его взаимодействия с магнитосферой Юпитера. Открытие девяти действующих вулканов на Ио, восемь из которых продолжали действовать и четыре месяца спустя, при пролете второго космического аппарата, явилось сенсационным и потребовало всестороннего изучения.

В части 3 подробно анализируются динамические и термодинамические свойства вулканических выбросов, морфология и природа горячих точек на поверхности Ио, обнаруженных по измерениям при помощи инфракрасного спектрометра, а также химический и фазовый состав поверхности и его влияние на образование атмосферы. Делается обоснованный вывод, что поверхность образована преимущественно смесью аллотропных модификаций серы и замерзшим серным ангидридом; последний преимущественно определяет сложную метеорологию разреженной атмосферы Ио — единственного обладателя атмосферы из всех галилеевых спутников. Ее свойствам посвящена статья С. Кумара

и Д. М. Хантена, а в работах С. Б. Пилчера и др. рассматриваются чрезвычайно интересные физические механизмы эмиссии ионов и нейтральных частиц в магнитосфере Юпитера и образования плазменного тора вдоль орбиты Ио.

Книгу завершает обстоятельный обзор Д. Б. Поллака и Ф. Фанейла, посвященный проблеме происхождения и эволюции спутниковой системы Юпитера. В приложении приводятся результаты картирования поверхностей галилеевых спутников и принятой номенклатуры морфологических деталей с комментариями М. Дэвиса.

Книга «Спутники Юпитера» по своему содержанию является наиболее полной и единственной на сегодняшний день обстоятельной монографией по крайне актуальному разделу планетной астрофизики. Она представит несомненный интерес для специалистов и будет хорошим пособием для студентов астрономических специальностей и всех интересующихся проблемами астрономии.

Перевод предисловия и гл. 1, 2, 4, 7, 9 осуществлен канд. физ.-мат. наук С. В. Маевой; гл. 3, 5, 6, 8, 10, 24 — д-ром физ.-мат. наук Е. Л. Рускол; гл. 11, 22 — канд. физ.-мат. наук Б. А. Ивановым; гл. 12–14 — канд. геогр. наук Р. О. Кузьминым; гл. 15–19 — А. А. Прониным; гл. 20, 21, 23 — канд. физ.-мат. наук Т. М. Мулярчик. Гл. 4, 7, 11–16 отредактированы В. Л. Барсуковым, а предисловие и гл. 1–3, 5, 6, 8–10, 17–24 — М. Я. Маровым.

*М. Я. Маров
В. Л. Барсуков*

Предисловие

1970-е годы были годами огромного прогресса во многих научных направлениях, но, вероятно, ни одна отрасль науки не претерпела столь же фундаментальных изменений, как физика планет. Стимулируемые потоком данных, которые были переданы на Землю с космических аппаратов, запущенных СССР и США в дальний космос, астрономы, геологи, геофизики, геохимики и специалисты в области физики плазмы создали новый раздел, находящийся на стыке наук. Одновременно произошло осознание того, что, хотя планетные тела и отличаются друг от друга, они являются членами одного семейства, которые развивались самостоятельно, но в ходе общих эволюционных процессов под действием незначительных различий в начальных условиях или в характеристиках окружающей среды. Поэтому наилучшим образом их можно понять путем сравнения. Исследования спутников Юпитера и Сатурна, проведенные на КА «Вояджер», привели к открытию более десяти дополнительных членов этого семейства, находящихся в пределах досягаемости при использовании современных технических средств. Было показано также, что четыре больших галилеевых спутника Юпитера по богатству, разнообразию и значимости для науки сравнимы с более хорошо знакомыми нам телами земной группы.

Эта книга — итог одного из уникальных этапов в исследовании планет. До открытий, сделанных при помощи космических аппаратов «Вояджер» в марте и июле 1979 г., такая книга едва ли могла появиться. Почти все ее главы основаны на данных, переданных на Землю при пролете этих двух космических аппаратов через систему Юпитера. Хотя полученные данные постоянно обогащаются результатами наземных наблюдений и новыми теоретическими и лабораторными исследованиями, они сохраняют свое значение до следующей встречи космического аппарата с системой Юпитера. К сожалению, этого не произойдет до конца 1980-х гг., когда, как мы надеемся, космический аппарат «Галилей» осуществит в течение двух лет изучение Юпитера и его спутников. До тех пор, несмотря на то, что многие данные, полученные при помощи КА «Вояджер», не вполне осознаны и существует неограниченный простор для новых идей и обобщений, период первоначальных открытий следует считать завершенным.

Подобно другим книгам из серии «Космические науки», издаваемым Аризонским университетом, эта монография может послужить кратким руководством для начинающих исследователей, окончивших высшее учебное заведение, а также справочным пособием для научных работников. В настоящее время это единственная книга, в которой спутники Юпитера рассматриваются и как индивидуальные миры, и как система тел, и это является следствием поистине фанатичного участия многих ведущих ученых, занимающихся спутниками. Поскольку публикация затянулась примерно на год, некоторые авторы использовали дополнительное время для более полной разработки своих тем и смогли вос-

ПРЕДИСЛОВИЕ

пользоваться свежими результатами других авторов. Другие авторы, главы которых остались в первоначальном виде, не смогли учесть самые последние работы, о чем мы сожалеем. Вместе с тем ожидать, чтобы книга в окончательном виде могла появиться в том же году, когда произошли сближения с системой Юпитера, едва ли было реально, и в целом можно говорить о выигрыше благодаря задержке.

Коллоквиум № 57 Международного астрономического союза (МАС) «Спутники Юпитера», результатом которого явилась эта книга, состоялся в Келуа-Кона на Гавайских островах 13–16 мая 1980 г. Он был организован Астрономическим институтом Гавайского университета и поддержан МАС, Международным комитетом по исследованию космического пространства (КОСПАР), Отделением планетных исследований Американского астрономического общества, Национальным научным фондом, Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства (НАСА) и руководством проекта «Вояджер». В четырехдневной конференции приняли участие около 250 ученых. 199 авторов представили 132 доклада. В Организационный комитет вошли Д. Моррисон (председатель), К. Акнес, И. Аксфорд, А. Брахик, Дж. Бернс, Д. Крукшенк, А. Дольфус, Ф. Фанейл, Д. Гест, Т. Джонсон, Г. Мазурский, В. Мороз, Г. Ойа, К. Пилчер, Г. Сиско, Э. Стоун и Дж. Веверка. В местный организационный комитет вошли Моррисон, Крукшенк и Пилчер, им помогали Д. Вейнер, несколько сотрудников и выпускников Гавайского университета. Основой большинства глав книги служат представленные на коллоквиум заказные обзорные доклады, хотя все они были прорецензированы и значительно доработаны после окончания конференции. Большинство оригинальных докладов было опубликовано в специальном выпуске журнала *Icarus* (за ноябрь 1980 г.), отредактированном Дж. Бернсом.

Я лишен здесь возможности поблагодарить огромное число лиц, которые приняли участие в организации коллоквиума и в этом издании.

Обширный перечень благодарностей приведен в конце книги. Упомяну здесь только мою помощницу Милдред Меттьюз, без энергии и искусства которой эта книга не могла бы выйти, а также Д. Вейнера и М. Мисбека, которые внесли наибольший вклад в организационную работу на ее начальной стадии. Я считаю также, что без усилий научной группы проекта «Вояджер», руководимой Э. Стоуном из Калифорнийского технологического института, мы знали бы о спутниках Юпитера значительно меньше. Мне приятно отметить финансовый вклад Т. Герелса и поблагодарить за существенную финансовую поддержку НАСА, Лабораторию реактивного движения, Национальный научный фонд и Гавайский университет. Следует, наконец, поблагодарить издательство Аризонского университета за выпуск этой книги в свет.

Дэвид Моррисон

Введение в „Спутники Юпитера“

ДЭВИД MORRISON

Гавайский университет

Шестнадцать известных спутников Юпитера — это система разнообразных и удивительно интересных планетных тел, подразделяемая на четыре группы, в каждую из которых входит по четыре тела: 1) галилеевы спутники с размерами от немногим менее Луны до превышающего Меркурий; 2) очень небольшие внутренние спутники, три из которых были недавно открыты КА «Вояджер»; 3) малые внешние спутники с прямым движением и 4) малые внешние спутники с обратным движением. В этой главе в общих чертах описывается история изучения спутников, включая результаты, полученные при осуществлении проектов «Пионер» и «Вояджер» в конце 1970-х годов. Дается краткий обзор тем, рассматриваемых в отдельных главах книги, подчеркиваются основные идеи и делается попытка логически увязать содержание всех глав.

В семье Солнца спутники Юпитера представляют собой наилучший аналог всей планетной системы: это целые миры, обращающиеся вокруг гораздо большего по размерам основного тела и, вероятно, образовавшиеся в результате конденсации протопланетного облака ~4,6 млрд. лет назад. Эта миниатюрная солнечная система привлекала внимание астрономов со времени открытия Галилеем в 1610 г. четырех самых больших спутников Юпитера. Но лишь недавно эти луны Юпитера стали тщательно исследовать как единственные в своем роде планетные тела, которые формировались и развивались под действием тех же физических и химических процессов, которые привели к образованию других планет и больших спутников в нашей Солнечной системе. В этой книге рассказывается о спутниках Юпитера как о все еще новых и таинственных мирах, впервые отчетливо наблюдавшихся в 1979 г. при помощи космических аппаратов «Вояджер».

В данной главе, как и во всей книге, изложение ведется от общего к частному и от малых спутников к большим. Глава начинается с беглого исторического обзора, дающего общее представление о наших знаниях об этих объектах в середине 1970-х годов в соответствии с книгой «Спутники планет» [13]. Затем в общих чертах описываются полеты КА «Пионер» и «Вояджер», когда четыре автоматических космических аппарата разведывали и изучали систему Юпитера в 1973–1979 гг. Полученные в результате этих запусков данные служат по существу основой книги. Они позволили последовательно изучить отдельные элементы системы спутников: вначале кольца, которые образуют ее внутреннюю границу, затем Амальтею и три вновь открытых внутренних

спутника, а потом и систему малых внешних спутников, простирающуюся на расстояние более 10^6 км от Юпитера. Наконец, открылись возможности изучить общие динамические процессы, которые связывают воедино всю систему и одновременно накладывают критические граничные условия на ее эволюцию.

Наблюдения с Земли по-прежнему обеспечивают нас большей частью информации о минералогическом составе поверхностей спутников. Свой вклад в исследование реголита спутников продолжают вносить наземные радиолокационные наблюдения.

При рассмотрении с близкого расстояния обнаруживается «индивидуальность» каждого из галилеевых спутников. Универсальным «летописцем» геологической истории служит последовательность ударного кратерообразования, и в трех главах книги рассматривается это связующее звено хронологии всех планет, обладающих твердой поверхностью. Затем мы исследуем сами эти тела, начиная с Каллисто и Ганимеда, переходя к Европе и, наконец, к Ио, что создает продвижение от старого к молодому, от геологически мертвого к исключительно динамичному. Ио — центральная тема второй половины книги, развиваемая в главах, посвященных ее недрам, поверхности, вулканической деятельности, неустойчивой атмосфере, создаваемой извержениями вулканов, ускользанию нейтральных частиц и ионов в магнитосферу Юпитера и морю частиц высоких энергий, в которое погружены все галилеевы спутники. Наконец, в последней главе мы возвращаемся к вопросу происхождения и эволюции этой миниатюрной солнечной системы.

I. Спутники: 1610–1974 гг.

Открытие Галилео Галилеем четырех спутников, которые теперь носят его имя, было одним из самых эффектных результатов первых телескопических наблюдений. Оно показало, что обращение возможно не только вокруг Земли, но и вокруг другого центрального тела. Вопрос о первооткрывателе не был бесспорным, так как современник Галилея Симон Мариус заявил приоритет на это открытие. Но Галилей «опубликовал» свои результаты первым, а относительно более ранних наблюдений Мариуса не имелось никаких доказательств. Поэтому честь открытия обычно приписывается Галилею. Мариус предложил употребляемые в настоящее время названия: Ио, Европа, Ганимед и Каллисто — все это имена любимцев Зевса/Юпитера в греко-римской мифологии.

В течение столетий после Галилея наблюдения положений галилеевых спутников и хронометрирование их затмений использовались в решении таких важных проблем, как определение скорости света и установление долгот на Земле. Физические наблюдения вплоть до XIX столетия не были сколько-нибудь значительными. Лаплас и его последователи развили теорию движения спутников и использовали резо-

нансные свойства их орбит для оценки масс. А. Барнард использовал новые рефракторы Йеркской и Ликской обсерваторий для измерения размеров спутников. Хотя неопределенность этих измерений масс и диаметров была порядка 20%, они позволили оценить среднюю плотность. Оказалось, что внутренние спутники, по-видимому, состоят из более плотного вещества, чем внешние. В 1920-х годах Стеббинс и Джекобсон [136] сделали первые фотоэлектрические измерения, определили амплитуды кривых блеска и показали, что все четыре спутника находятся в синхронном вращении с Юпитером. Кроме того, в начале XX столетия использование фотографической аппаратуры привело к открытию групп малых внешних спутников с прямым и обратным движением.

Примерно с 1950 г. наблюдатели начали изучать спутники Юпитера при помощи больших телескопов и современной фотометрической, поляриметрической и спектрофотометрической аппаратуры. Были измерены показатели цвета, отмечены различия в альбедо и в цвете, проведено спектроскопическое исследование атмосфер и уточнены значения, полученные для диаметров и плотностей спутников. Фотометрия в ближней инфракрасной области предоставила нам первую информацию о составе поверхности. В очень важном резюме Койпер [69] на основе весьма небольшого количества данных, которые никогда не были опубликованы, предположил, что у Европы и Ганимеда поверхности образованы водяным льдом; позднее на основе таких же широкополосных наблюдений в ИК-области к такому же выводу пришел Мороз [88]. Уже в то время можно было заметить аномальную природу Ио с ее высоким альбедо, красным цветом и отсутствием льда. Быстроусовершенствование ИК-приемников позволило вскоре измерить тепловое излучение галилеевых спутников, а Мюррею и др. [99] удалось обнаружить остывание Ганимеда при его вхождении в тень Юпитера. Оказалось, что теплопроводность его поверхностных слоев так же низка, как и у Луны.

К началу 1970-х годов все более важную роль стало приобретать изучение больших спутников во внешних областях Солнечной системы. В результате удачно проведенных наблюдений покрытия звезды Ио [143] был впервые определен с высокой точностью диаметр этого спутника Юпитера и наложен надежный верхний предел на существование атмосферы. Годом позже подобные наблюдения покрытия были сделаны для Ганимеда [17]. Пилчер и др. [110] и Финк и др. [45] наглядно показали спектроскопически, что преобладающим веществом на поверхностях Европы и Ганимеда является водяной лед, а на Ио он, по-видимому, отсутствует (может содержаться в количестве не более 1%). Первые кривые нагрева и остывания, полученные из наблюдения затмений, сделали возможным анализ теплофизических свойств поверхностей галилеевых спутников [54, 92, 93]. Для понимания внутреннего строения ледяных спутников большое значение имела ранняя теоретическая работа Льюнса [74]. Самым замечательным достижением явилось неожиданное открытие в 1972 г. Брауном [11] натриевой эмиссии с Ио. Вско-

ре существование обширного облака нейтрального натрия вблизи этого спутника было подтверждено целой серией наблюдений. Чтобы объяснить происхождение облака, Мэтсон и др. [80] предположили, что поверхностное вещество разбрызгивается высокоэнергичными частицами. Эти и другие результаты послужили основой для планирования первых наблюдений системы Юпитера при помощи КА «Пионер-10» в 1973 г.

На той стадии изучения системы Юпитера в г. Итака (шт. Нью-Йорк) 18–21 августа 1974 г. состоялась международная конференция, посвященная 33 известным спутникам планет (включая спутник Земли Луну). По материалам ее была создана книга «Спутники планет» под ред. Дж. Бернса [13], дающая исчерпывающий обзор сведений о спутниках, имевшихся до начала исследований этих тел при помощи космических аппаратов. Особенно тщательно разработана в гл. 3–8 проблема динамики орбит, не приведенная в настоящей книге. В ряде других глав рассматриваются в основном спутники Юпитера, включая главы по фотометрии и поляриметрии, написанные Веверкой [147] и Моррисоном и Моррисоном [94], по радиометрии – Моррисоном [89], по спектрофотометрии – Джонсоном и Пилчером [63], по Ио – Фанейлом и др. [41], а также Консолманьо и Льюнсом [31].

Упомянутые обзоры по фотометрии и поляриметрии остаются лучшими источниками информации об усредненных по диску свойствах поверхностей спутников Юпитера. Другие главы также все еще вполне современны. Спектрофотометрия получила значительное развитие благодаря новым наблюдениям, проведенным в основном на Мауна-Кеа (шт. Гавайи) Т. Мак-Кордом и его сотрудниками. Полученные ими данные рассматривают Силл и Кларк в гл. 7. Радиометрические исследования Ио были коренным образом пересмотрены в результате открытия на ней активного вулканизма, что описывают Пирл и Синтон в гл. 19. Фанейл и др. [41] написали прекрасный краткий обзор имеющихся тогда данных о поверхности и атмосфере Ио и предложили остроумную гипотезу о ранней тепловой истории Ио. Но эта гипотеза оказалась отвергнутой, когда был установлен крупномасштабный приливной нагрев и, как следствие, высокий уровень вулканизма на Ио. Модели недр Консолманьо и Льюиса [31], по-видимому, также нуждаются в изменениях, требуемых для объяснения как приливной эволюции, так и твердотельной конвекции в качестве механизма переноса тепла в ледяных мантиях спутников.

Многие проблемы, касающиеся природы галилеевых спутников и поставленные в 1974 г., остаются нерешенными. Так, очень странным явлением было увеличение яркости Ио после выхода из затмения, впервые отмеченное Биндером и Крукшенком [7]. При наблюдениях с КА «Вояджер» этот эффект, однако, не был обнаружен [148] и еще не ясно, какая причина (если такой эффект вообще существует) могла бы вызвать спорадические кратковременные изменения в альбедо. Происхождение облаков нейтрального натрия вокруг Ио широко обсуждалось в 1974 г. и так и осталось загадкой до настоящего времени, хотя модель

разбрызгивания Мэтсона и др. [80], конечно, сохраняется. Систематические долготные вариации цвета и альbedo спутника, усредненные по диску, не нашли объяснения в рамках предложенных и эндогенной, и экзогенной гипотез. Результаты «Вояджеров» не прояснили этот вопрос. Наблюдаемую поляриметрически асимметрию между ведущим и ведомым полушариями Каллисто в какой-то мере можно объяснить эффектом кратерообразования, рассмотренным в гл. 10 Шумейкером и Вольф, но исчерпывающего объяснения этому явлению также не найдено. Многим проблемам, которые в 1974 г. казались ключевыми, в этой книге не придается особого значения. В эпоху исследований при помощи космических аппаратов, когда поток данных заглушил старые споры и породил новые, центр нашего внимания резко сместился.

II. «Пионер» и «Вояджер»

Начало непосредственному исследованию внешних областей Солнечной системы положил проект «Пионер-Юпитер», который стал осуществляться в США в 1969 г. Два гиросtabilизированных космических аппарата, каждый из которых имел массу 258 кг и нес 25 кг научной аппаратуры, были созданы фирмой TRW под руководством Эймского исследовательского центра НАСА. Космические аппараты серии «Пионер» были запущены при помощи ракеты «Атлас-Центавр» соответственно в 1972 и 1973 гг. Менеджером проекта был Холл, а главным научным руководителем — физик-плазменщик Дж. Вольф. Цели научных исследований перечислены в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Научные исследования на КА «Пионер»
Научный руководитель проекта Дж. Вольф, Эймский исследовательский центр НАСА

Исследования	Научный руководитель	Основные задачи
Магнитные поля	Дж. Смит, ЛРД	Измерение магнитного поля Юпитера и определение структуры магнитосферы
Магнитные поля (только КА «Пионер-11»)	Н. Несс, Годдard, НАСА	То же
Плазменный анализатор	Дж. Вольф, Эймс, НАСА	Измерение низкоэнергичных электронов и ионов, определение структуры магнитосферы
Состав заряженных частиц	Дж. Симпсон, Чикаг. унив.	Определение концентрации, энергии и состава энергичных заряженных частиц в магнитосфере Юпитера

Исследования	Научный руководитель	Основные задачи
Энергетический спектр космических лучей	Ф. Мак-Дональд, Годдард, НАСА	Измерение концентрации и энергии высокоэнергичных заряженных частиц в космическом пространстве
Заряженные частицы Юпитера	Дж. Ван Аллен, Унив. шт. Айова	Определение концентрации и энергетического распределения энергичных заряженных частиц и исследование структуры магнитосферы
Захваченное излучение Юпитера	Р. Уолкер Филлиус, Унив. центр Сан-Диего	То же
Астероиды и метеорные частицы	Р. Соберман, General Electric	Наблюдения метеорных частиц (пыли и частиц больших размеров) в окрестности космического аппарата
Обнаружение метеорных частиц	У. Кинард, Лэнгли, НАСА	Обнаружение очень мелких метеорных частиц, соударяющихся с космическим аппаратом
Небесная механика	Дж. Андерсон, ЛРД	Определение масс Юпитера и галилеевых спутников с высокой точностью
УФ-фотометрия	Д. Джадж, Унив. Юж. Калиф.	Наблюдение УФ-излучения из атмосферы Юпитера и околоспутниковых газовых облаков
Получение фотополариметрических изображений	Т. Герелс, Ариз. унив.	Изучение оптических свойств Юпитера и зодиакального света; получение первых изображений планет и спутников
Тепловая структура Юпитера в ИК-области спектра	Г. Мюнч, Калиф. технол. инст.	Измерение температуры и теплового баланса Юпитера; определение отношения гелия к водороду
Эксперимент по радиозахвату в диапазоне S (частота 2300 МГц)	А. Клиоре, ЛРД	Исследование структуры атмосферы и ионосферы Юпитера

Основная задача проекта «Пионер» состояла не столько в том, чтобы исследовать систему Юпитера, сколько в том, чтобы показать, что космический аппарат можно с успехом заслать во внешние области Солнечной системы. Особенно тревожной была потенциальная опас-

ность от встречи с мелкими обломками в поясе астероидов и от радиации в магнитосфере Юпитера. Полученное доказательство доступности внешних частей Солнечной системы непосредственным исследованиям явилось не менее существенным, чем сами результаты научных измерений. Описание проекта «Пионер» и его результаты имеются в изданиях [42, 43].

Особое место среди исследований, проведенных при помощи КА «Пионер», имели прямые (*in situ*) измерения параметров частиц и характеристик физических полей вдоль трассы движения аппарата, особенно в магнитосфере Юпитера. Из-за ограничений, связанных с его вращением, малой полезной массы и небольшой энергии, которую можно было потратить на работу научной аппаратуры, было проведено очень немногих наблюдений самих спутников. Тем не менее из анализа траекторий движения космических аппаратов удалось более надежно определить массы всех четырех галилеевых спутников [2], а также уточнить диаметры Каллисто и Европы [127]. Кроме того, на КА «Пионер-10» был проведен эксперимент по радиозаходу за спутник Ио, в результате чего у Ио была обнаружена ионосфера с максимальной концентрацией электронов $6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ на высоте 100 км на дневной стороне [67, 68]. Вблизи орбиты Ио было также отмечено наличие свечения в ультрафиолете, по-видимому, вызванное излучением линии водорода Ly [65]. Это дополнительно подкрепило идею о протяженной атмосфере на Ио.

Обзор данных о галилеевых спутниках по результатам их изучения при помощи КА «Пионер» содержится в четырех главах книги «Юпитер» [47]. В них особое внимание уделяется Ио, ее атмосфере и протяженным облакам натрия и водорода, включая их взаимодействие с магнитосферой Юпитера.

Оба КА «Пионер» послужили прообразами при подготовке более обширного проекта НАСА «Вояджер». В основу КА «Вояджер», разработка которых началась в 1972 г., был положен принцип стабилизации по трем осям, использовавшийся ранее на КА «Маринер», созданных в Лаборатории реактивного движения (ЛРД). Каждый из двух космических аппаратов весом 815 кг был оснащен аппаратурой, состоящей из пяти приборов для дистанционных измерений, которые были смонтированы на сканирующей гироплатформе, обеспечивающей необходимую ориентацию при проведении 11 научных экспериментов (перечисленных в табл. 1.2). Научным руководителем проекта был Э. Стоун из Калифорнийского технологического института. На КА «Вояджер» были выполнены обширные исследования системы Юпитера. На стадии подготовки проекта спутники рассматривались как второстепенная цель. Но интерес к ним сильно возрос, когда великолепные снимки спутников, полученные при полете к Юпитеру, постепенно превратились в захватывающее зрелище. С проектом «Вояджер» можно ознакомиться в изданиях [90, 96].

Таблица 1.2. Научные исследования на КА «Вояджер»
 Научный руководитель проекта Э. Стоун, Калифорнийский технологический институт

Исследования	Научный руководитель или ведущая группа	Основные задачи
Телевизионные изображения	Б. Смит, Ариз. унив.	Получение изображений с высоким разрешением при больших фазовых углах; исследование динамики атмосферы; определение геологического строения спутников; поиски колец и новых спутников
ИК-излучение (IRIS)	Р. Хэнел, Годдард, НАСА	Исследование химического состава, тепловой структуры и динамики атмосферы; изучение состава и термических свойств поверхностей спутников
'Ф-спектроскопия	А. Бродфут, Обс. Китт-Пик	Определение химического состава и структуры верхней атмосферы, изучение авроральных процессов, распределений ионов и нейтральных атомов в системе Юпитера
Фотополяриметрия	Ч. Лилли/ Ч. Хорд, Унив. шт. Колорадо	Измерение атмосферных аэрозолей, изучение структуры поверхности спутников и натриевого облака
Планетная радиоастрономия	Дж. Уорвик, Унив. шт. Колорадо	Изучение поляризации и спектров излучения в диапазоне радиочастот, исследование процесса модуляции радиоизлучения спутником Ио; определение плотности плазмы
Магнитные поля	Н. Несс, Годдард, НАСА	Измерение магнитного поля Юпитера, определение структуры магнитосферы, исследование ее взаимодействия со спутниками, особенно с Ио
Частицы плазмы	Х. Бридж, Массачус. технол. инст.	Выяснение распределений ионов и электронов в магнитосфере, исследование взаимодействия солнечного ветра с Юпитером; изучение эжекции ионов со спутников
Плазменные волны	Ф. Скарф, TRW	Измерение электронной концентрации плазмы, изучение взаимодействий волна – частица, исследование низкочастотного излучения

Исследования	Научный руководитель или ведущая группа	Основные задачи
Низкоэнергичные заряженные частицы	С. Кримигис, Унив. Дж. Гопкинса	Изучение распределения, состава и потока энергичных ионов и электронов и взаимодействий энергичных частиц со спутниками
Частицы космических лучей	Р. Фогт, Калиф. технол. инст.	Изучение распределения, состава и потока высокоэнергичных захваченных ядер и энергетического спектра электронов
Исследования в диапазоне радиоволн	В. Эшлеман, Станфордский унив.	Изучение структуры, состава и динамики атмосферы и ионосферы, определение масс спутников

Оба КА «Вояджер» были запущены при помощи ракет «Титан-Центавр» в 1977 г. и достигли Юпитера в марте и июле 1979 г. Предусматривалось, чтобы их траектории через систему спутников в значительной степени дополняли друг друга. Целью КА «Вояджер-1» были близкий пролет около Ио и пересечение трубки магнитного потока, связывающей спутник с Юпитером. Предполагались также довольно близкие пролеты около Каллисто, Ганимеда и Амальтеи и обзор Европы лишь с далекого расстояния. КА «Вояджер-2» осуществил тесное сближение с Ганимедом, существенно улучшив данные наблюдений первого «Вояджера» и, кроме того, прошел много ближе к Европе. Что касается Ио, то ее расположение не было благоприятным для наблюде-

Таблица 1.3. Сближения КА «Вояджер» со спутниками

Спутник	«Вояджер-1»		«Вояджер-2»	
	Наибольшее приближение, км	Наилучшее разрешение, км на ширину строки	Наибольшее приближение, км	Наилучшее разрешение, км на ширину строки
Амальтея	420 000	8	558 000	11
Ио	20 600	1	1 129 900	20
Европа	733 800	33	205 700	4
Ганимед	114 700	2	62 100	1
Каллисто	126 400	2	214 900	4

ний с «Вояджера-2», хотя после открытия действующих вулканов при помощи «Вояджера-1» второй запуск был перепрограммирован так, чтобы осуществить «10-часовое наблюдение» Ио с расстояния $\sim 10^6$ км. При помощи «Вояджера-2» был также осуществлен лучший охват колец Юпитера, включающий наблюдения в широком интервале фазовых углов. «Вояджер-1» прошел внутри орбиты Ио, что позволило провести прямые измерения связанного с этим спутником плазменного тора, которые не были сделаны на «Вояджере-2». Расстояния до спутников и наилучшее разрешение на снимках для каждого космического аппарата приведены в табл. 1.3.

Большая часть данных, содержащихся в этой книге, получена на основе измерений «Вояджеров». Впервые оказалось возможным увидеть, что собой представляют спутники Юпитера. По мере приближения космического аппарата день за днем перед ним открывались новые миры. Так, 28 февраля – при разрешении не лучше 200 км заметны лишь явные особенности альbedo, главным образом на Ганимеде, но никаких топографических форм выделить невозможно; 1 марта в плазменном торе Ио отождествлена сера (SII); 2 марта – на Каллисто и Ио впервые отмечены большие кольцевые образования, причем на Ио это, по-видимому, не ударные кратеры, что означает геологически молодую поверхность; 3 марта – при разрешении 16 км сфотографирован «след копыта», позднее отождествленный как обширные пирокластические отложения из вулкана Пеле; 4 марта открыто кольцо Юпитера; 5 марта открыты ударные кратеры и бороздчатая местность на Ганимеде; 6 марта – на Каллисто обнаружена громадная котловина Вальхалла; 8 марта – открыты вулканические извержения на Ио; 11 марта – на Ио установлено наличие дополнительных извержений и локализованных горячих точек.

Мы надеемся, что хотя бы частично наши изумление и волнение, возникавшие при очередных открытиях, сохранились в главах этой книги, несмотря на усилия авторов и редактора подчинить описание обычному сухому научному языку.

Наиболее значительным открытием «Вояджера-1» при пролете вблизи Юпитера было обнаружение вулканической деятельности на Ио. Как раз перед сближением с Ио Пил и др. [103], анализируя приливный нагрев, предсказали, что недра спутника могут быть расплавлены и возможны проявления активности на поверхности. То, что в ходе сближения не было обнаружено ударных кратеров, как будто подтверждало это предсказание. Но прямое наблюдение восьми действующих вулканических извержений – «султанов», поднимающихся до высоты 300 км, обнаружение горячих точек и возможное кратковременное образование атмосферы из SO_2 несомненно сделали Ио объектом особой категории. Открытие вулканов обеспечило взаимосвязь накопившихся разрозненных данных об Ио – таких, как обнаруженные наземными наблюдениями повышения интенсивности излучения в ИК-области спектра, аномальная дегидратация поверхности и неожиданная концентрация на ней

серы и сернистых соединений, а кроме того, несомненно связанный с Ио источник ионов серы и кислорода для плазменного тора Юпитера. Более половины этой книги прямо или косвенно посвящено вулканизму Ио.

Столь же плодотворны были наблюдения с «Вояджеров» других галилеевых спутников. Европа кажется загадочной с ее сравнительно молодой ледяной поверхностью и удивительной геологией, определяемой в основном тектоническими явлениями. Оказалось, что и у Ганимеда и у Каллисто кора достаточно прочная, чтобы сохранить кратерную «летопись», что противоречит предсказаниям, сделанным до запусков КА «Вояджер» [91]. Геология Ганимеда несет на себе следы тектонической деятельности, значительной переработки поверхностных структур и эволюционных изменений прочности коры. Удивительно, что в противоположность этому на Каллисто, которая является почти близнецом Ганимеда, мы не находим свидетельств геологической активности недр. «Вояджеры» представили нам галилеевы спутники обладающими каждый своими индивидуальными особенностями и различающимися значительно больше, чем ожидалось, а значит и более интересными примерами эволюции планетных тел. В остальной части данной главы мы кратко рассмотрим эти различия в соответствии с тем, как они отражены в главах книги.

III. Кольца и малые спутники

Кольца Юпитера, открытые в 1979 г. «Вояджером-1» [123], вскоре были подтверждены наземными астрономическими наблюдениями [5] и затем вновь подробнее наблюдались на «Вояджере-2». «Пионер-11» также обнаружил кольца косвенным образом по ослаблению потоков энергичных заряженных частиц вблизи планеты [1], хотя природа поглотителя частиц не была установлена. Кольца Юпитера стали третьей обнаруженной системой колец у планет вслед за кольцами Сатурна (наблюдались в 1610 г., отождествлены как кольца в 1655 г.) и кольцами Урана (открыты в 1977 г.). Из этих трех систем колец система Юпитера наименее протяженная. Она почти наверняка представляет собой неустойчивое явление, восстанавливается и динамически контролируется ближайшими малыми спутниками, два из которых были открыты «Вояджерами».

Как показано в гл. 2 Джуиттом, главное кольцо Юпитера, ширина которого составляет ~ 6000 км, простирается до расстояния $1.80R_J$ (где R_J — экваториальный радиус Юпитера, или 71 400 км), и его максимальная толщина равна 30 км. Насколько можно определить по снимкам «Вояджеров», кольцо не обладает заметной эллиптичностью и расположено в экваториальной плоскости. Судя по поверхностной яркости, его оптическая толща по нормали составляет всего $3 \cdot 10^{-5}$. Сильное рассеяние вперед указывает на то, что типичные частицы кольца маленькие

Таблица 1.4. Открытия спутников

Год	Спутник	Кто открыл	Страна	V_0
1610	J1Ио	Галилей	Италия	5,0
1610	J2 Европа	Галилей	Италия	5,3
1610	J3 Ганимед	Галилей	Италия	4,6
1610	J4 Каллисто	Галилей	Италия	5,6
1892	J5 Амальтея	Барнард	США	14,1
1904/5	J6 Гималия	Перрине	США	14,8
1904/5	J7 Элара	Перрине	США	16,7
1908	J8 Пасифе	Мелотт	Англия	17,7
1914	J9 Синопе	Николсон	США	18,3
1938	J10 Лиситея	Николсон	США	18,4
1938	J11 Карме	Николсон	США	18,0
1951	J12 Ананке	Николсон	США	18,9
1974	J13 Леда	Коваль	США	20,2
1979	J14 Адрастея	Джунт и др.	США	~ 17
1979/80	J15 Фива	Синнотт	США	~ 16
1979/80	J16 Метис	Синнотт	США	~ 17

(~ 5 мкм) и темные, т. е. это по существу пылевые частички. Оптическая толща слишком мала, чтобы ее можно было определить в эксперименте по радиозаходу КА «Вояджер» [145], что также указывает на малые размеры частиц.

На лучших из имеющихся снимков хорошо видна структура главного кольца и, кроме того, видна более слабая полоса, простирающаяся внутрь в направлении верхней границы облаков планеты. Джунт приводит доводы в пользу существования расположенной вне основной плоскости составляющей кольца, или гало частиц, простирающихся на $\sim 10^4$ км выше и ниже экваториальной плоскости. Все эти частицы обращаются вокруг Юпитера среди высокоэнергичных частиц в поясах магнитосферы и взаимодействуют с захваченными электронами, протонами и ионами (см., напр., [14, 51]). В результате частицы кольца приобретают заряд. Кроме того, вследствие соударений более крупные глыбы могут постепенно подвергаться эрозии и образовывать наблюдаемые мелкие частицы. Возникает картина динамического баланса, при котором новые частицы появляются путем разрушения невидимых родительских тел, в то время как старые частицы выметаются из системы электромагнитными и гравитационными силами.

Самые внутренние из известных спутников Юпитера J14 Адрастея (1979 J1) и J16 Метис (1979 J3) тесно связаны с кольцами и, возможно, являются источниками многих частиц кольца. Оба этих почти коорбитальных объекта, обращающихся вокруг планеты у внешнего края колец (на расстоянии $1,80R_J$) с периодом 7 ч 5 мин, были открыты Джунт-

том и др. [60] и Синноттом [142]. Орбита Метиса известна лучше, хотя ни один из них не был с уверенностью отождествлен при наземных наблюдениях [61]. Оба спутника представляют собой, вероятно, темные тела с диаметрами в несколько десятков километров. Синнотт [142] оценивает диаметр Метиса в 40 км. Взаимодействие их орбит неизвестно, но оно может быть похоже на взаимодействие двух коорбитальных спутников Сатурна (см., напр., [55, 125]). Внутри колец могут существовать и другие спутники, так же как в системе Сатурна, но они неизвестны, и обнаружить их с Земли невозможно.

Следующий спутник, расположенный с внешней стороны от Адрастеи и Метиса, — Амальтея открыт Барнардом в 1892 г. Он является предметом рассмотрения в гл. 6 Томасом и Веверкой. Период обращения Амальтеи, расположенной на расстоянии $2,55R_J$ от планеты, равен ~ 12 ч, что чуть больше суток на Юпитере. Она успешно наблюдалась телевизионными камерами «Вояджеров» и выглядит как темнокрасное тело неправильной формы с большим диаметром 270 км, покрытое множеством кратеров. Хотя этот спутник невелик по масштабам системы Юпитера, размеры его значительны. По величине он сравним с большим астероидом, а по объему в тысячу раз больше Фобоса, с которым имеет определенное сходство. По размерам же и форме Амальтея, по-видимому, похожа на астероид Гектор из группы Троянцев.

Амальтея покрыта множеством кратеров, и предполагается, что ее неправильные очертания ($270 \times 165 \times 150$ км) являются результатом ударной фрагментации [149]. Ее альbedo мало (0,05–0,06) и цвет более красный, чем у большинства других тел Солнечной системы. Грзди и др. [50] предположили, что видимые слои загрязнены серой с Ио и что поверхность ее была видоизменена микрометеоритным веществом, а также в результате взаимодействия с магнитосферой Юпитера. Предполагается, что преобладающим веществом на поверхности является сероуглеродная смесь.

Более яркие зеленоватые пятна, связанные со склонами на возвышенностях Ликтос и Ида, возможно, представляют собой коренные подстилающие породы Амальтеи, обнажившиеся при опускании по склону загрязненной поверхности. Но более вероятно, что это просто более древние слои аккумулятивной серы и другого вещества. Томас и Веверка в гл. 6 приходят к выводу, что имеющиеся спектральные измерения дают все-таки очень ограниченную информацию об общем химическом составе Амальтеи. Поскольку ее масса, а следовательно, и плотность также неизвестны, мы можем только предполагать, что этот спутник, как и другие внутренние тела, состоит из тугоплавкого вещества, которое смогло сохраниться после нагрева теплом, излучавшимся Юпитером на ранних стадиях его эволюции, когда еще происходили его аккреция и гравитационный коллапс.

Между Амальтеей и галилеевыми спутниками расположен недавно обнаруженный спутник J15 Фива (1979 J2). Он был открыт Синноттом [141] по снимкам, переданным «Вояджером», и сфотографирован с Зе-

мли Джунттом и др. [61], но в этой книге он не рассматривается. Радиус орбиты Фивы равен $3,11R_J$, период обращения 16 ч 11 мин, диаметр ~ 75 км. Джунт и др. [61] оценивают ее геометрическое альbedo в $\sim 0,1$. Об этом теле еще ничего неизвестно, но мы можем предположить, что на нем происходят те же процессы, что и на Амальтее.

Гл. 5, написанная Крукшенком и др., минуя галилеевы спутники, переходит к внешним спутникам Юпитера, которые по характеру их орбит и, вероятно, в соответствии с происхождением делятся на две группы. Во внутреннюю группу (на расстояниях $156\text{--}165R_J$) входят четыре тела, обладающие прямым движением: Гималия (J6), Элара (J7), Лиситея (J10) и Леда (J13). Внешняя группа тел с обратным движением включает Пасифе (J8), Синопе (J9), Карме (J11) и Ананке (J12). Ни у одного из них яркость не превышает $14,7^m$; о них не получено никаких данных с космических аппаратов. То, что известно об их физических свойствах, является результатом кропотливой работы с большими телескопами, ведущейся в основном с конца 1970-х годов.

Большинство наблюдений (подробно описанных в работах [33, 35, 36]) ограничено двумя наиболее яркими спутниками Гималией и Эларой, входящими во внутреннюю группу тел с прямым движением. Диаметр Гималии равен ~ 185 км, Элара ~ 75 км. Это удивительно темные объекты (геометрическое альbedo $0,02\text{--}0,03$) нейтрального цвета, не отличимые от обычных астероидов C-типа, химический состав ко-

Таблица 1.5. Орбиты спутников

Спутник	Радиус орбиты,		Период, сут	Эксцентриситет	Наклонение, град
	10^3 км	R_J			
J14 Адрастея	128	1,80	0,295	$\sim 0,0$	$\sim 0,0$
J16 Метис	128	1,80	0,295	$\sim 0,0$	$\sim 0,0$
J5 Амальтея	181	2,55	0,489	0,003	0,4
J15 Фива	221	3,11	0,675	$\sim 0,0$	$\sim 0,0$
J1 Ио	422	5,95	1,769	0,004*)	0,0
J2 Европа	671	9,47	3,551	0,000*)	0,5
J3 Ганимед	1070	15,1	7,155	0,001*)	0,2
J4 Каллисто	1880	26,6	16,69	0,010	0,2
J13 Леда	11110	156	240	0,146	26,7
J6 Гималия	11470	161	251	0,158	27,6
J10 Лиситея	11710	164	260	0,130	29,0
J7 Элара	11740	165	260	0,207	24,8
J12 Ананке	20700	291	617	0,17	147
J11 Карме	22350	314	692	0,21	164
J8 Пасифе	23300	327	735	0,38	145
J9 Синопе	23700	333	758	0,28	153

*) Изменяется.

торых считается первичным. Кроме того, кривые блеска обоих тел характеризуются значительной амплитудой, что указывает на их неправильную форму. Период вращения Гималии равен ~ 12 ч. Некоторые еще не подтвержденные наблюдения указывают на то, что члены группы тел с обратным движением по своим физическим свойствам, возможно, отличаются от спутников, обладающих прямым движением. Скудные физические данные, нерегулярные орбиты и разделение на две динамические группы, по-видимому, указывают на захват внешних спутников, предполагающий столкновение и фрагментацию. Эти идеи пока остаются только гипотезами. Но в любом случае связь между нерегулярными внешними спутниками и регулярными внутренними слабая.

IV. Эволюция орбит и приливный нагрев

Хорошо известный резонанс Лапласа, который связывает периоды обращения Ио, Европы и Ганимеда, давно привлекает внимание специалистов, занимающихся вопросами динамики. Но только недавно стало очевидно, что орбитальное движение может также во многом определять физические свойства спутников. Дело в том, что при резонансе возникают силы, которые изменяют орбиты. Как впервые показали Пил и др. [103] незадолго до полета «Вояджера» к Юпитеру, следствием этого для Ио является приливный нагрев, происходящий из-за движения спутника не по круговой орбите ($e \approx 0,004$) в сильном гравитационном поле Юпитера. Поступающая энергия зависит от резонансного взаимодействия и по мере развития резонанса с течением времени изменяется также и нагрев. Эволюцию орбит рассматривает Гринберг в гл. 3.

По современным наблюдениям энергия приливного нагрева оценивается в 10^{14} Вт, что на порядок превышает обычные теоретические значения. Как заметил Йодер [150], возможность приливной диссипации такой величины не только расширяет наши представления о недрах Юпитера (из-за связи между диссипацией на Ио и обратными приливами, вызываемыми ею на Юпитере, в рассмотрение включается диссипативная функция Q), но и может свидетельствовать об очень быстрой орбитальной эволюции Ио. Йодер и Пил [151] недавно высказали предположение, что подобный нагрев может быть эпизодическим.

Гринберг рассматривает два сценария развития резонанса. В первом из них система вначале является нерезонансной и развивается в сторону резонанса сначала с Европой, а затем с Ганимедом, по мере того как размеры орбиты Ио возрастают. Во втором система вначале находится даже в более глубоком резонансе, чем в настоящее время. Эти сценарии приводят к различным предсказаниям истории спутников. В первом интенсивность нагрева растет со временем и, следовательно, предполагается, что расплавление и дегазация Ио, а также, возможно, растрески-

вание Европы произошли сравнительно недавно. Во втором плавлении Ганимеда, Европы и Ио произошло в раннюю эпоху и интенсивность нагрева уменьшается со временем.

Остается решить несколько важных вопросов относительно обоснованности этих эволюционных моделей. Важным параметром, определяющим степень равновесия системы в настоящее время, является амплитуда либрации орбитального долготного члена ϕ , измеренная недавно Лиске [75], но не подтвержденная независимыми данными. Было бы также желательно измерить удлинение орбитального периода Ио, вызываемое приливными эффектами; это также пока не сделано. Скорости приливной диссипации и для Юпитера и для спутников зависят от их внутреннего строения, незнание которого вносит количественные неопределенности в расчеты. При изучении физики и геологии спутников сейчас больше чем когда бы то ни было необходимо участие специалистов, занимающихся вопросами динамики, с тем чтобы представления об эволюции этих тел получили дальнейшее развитие.

В гл. 4 Кассен и др., используя теорию приливной диссипации и привлекая свои более ранние расчеты приливного нагрева Ио [103] и Европы [20, 21], вычисляют внутренние источники тепла галилеевых спутников и рассчитывают модели строения их недр. Они анализируют реакцию твердого и жидкого тела на приливные напряжения, обращая при этом внимание на то, что скорость разогрева Ио в данное время зависит только от одной неизвестной величины — эффективного коэффициента диссипации Q . Теоретическое значение Q дает выделение тепла от $2 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13}$ Вт. Для сравнения можно привести нижнюю оценку тепловыделения, необходимого для того, чтобы обеспечить наблюдаемую скорость вулканической переработки поверхности Ио (рассматриваемой также в гл. 17), которая составляет $\sim 10^{12}$ Вт. ИК-наблюдения горячих точек (см. гл. 19) указывают на нижний предел, заключенный между 10^{13} и 10^{14} Вт. Столь хорошее согласие между теорией и наблюдениями бывает далеко не всегда. Расчеты Кассена и др. свидетельствуют о том, что у Ио расплавленные недра и довольно тонкая твердая кора, хотя можно представить себе и множество других вариантов внутреннего строения, в том числе из твердого ядра и тонкой жидкой мантии. Недавно Консолманьо [28, 29] рассчитал эволюционную историю Ио, предположив существование ядра, обогащенного FeS.

Европа, так же как и Ио, обладает довольно высокой плотностью. Интенсивность приливного нагрева — порядка 10^{11} – 10^{12} Вт в зависимости от структуры недр. Это существенно меньше, чем на Ио, но все же составляет значительную величину по сравнению с нагревом в результате радиоактивного распада. Кассен и др. приходят к выводу, что лед на Европе частично растаял на ранней стадии ее истории и поэтому могло сохраниться некоторое количество жидкой воды, но более вероятно, что Европа в настоящее время полностью находится в твердом замерзшем состоянии.

У Ганимеда и Каллисто плотности значительно ниже и в общий со-

став каждого из этих тел входит $\sim 50\%$ H_2O . В продолжение более ранней работы Консолмано и Льюиса [30] Кассен и др. рассчитали модели внутреннего строения этих спутников. Они пришли к выводу, что мантии обоих тел состоят из твердого льда, а тепло, выделяющееся при распаде радиоактивных элементов, выносится главным образом путем твердотельной конвекции. В рамках их модели различие поверхностей этих спутников-«близнецов», вероятно, обусловлено тем, что на Ганимеде было больше радиоактивных источников, которые обеспечили энергию для более длительного поддержания геологической активности на его поверхности по сравнению с Каллисто. Похожие варианты моделей недр спутников опубликованы Шубертом и др. [120]. Эти авторы предполагают, что на Каллисто произошла незначительная дифференциация лед-порода, а Ганимед, вероятно, — полностью дифференцированное тело в результате погружения коры на ранних этапах его истории. Все эти модели могут быть в какой-то мере проверены результатами геологической интерпретации снимков поверхности, которые содержатся в последних главах.

V. Состав и физические свойства поверхностей

В изучении галилеевых спутников наземная спектрофотометрия и радиолокация с высоким разрешением по-прежнему продолжают играть доминирующую роль. Оба этих метода основаны на анализе отражения электромагнитной энергии в масштабе полусферы, поэтому пространственное разрешение ограничено. Однако на космических аппаратах не были установлены соответствующие приборы, которые позволили бы изучить спутники с близкого расстояния, и потому астрономические данные господствуют безраздельно.

Большая часть того, что мы знаем о составе поверхностей спутников, получена по результатам спектрофотометрии в видимой и ИК-областях спектра, преимущественно в интервале длин волн от 0,3 до 5 мкм, а в самое последнее время также в области более коротких длин волн. Типичная спектральная разрешающая способность равна ~ 400 ; этого достаточно, чтобы можно было различить довольно широкие детали, которые присутствуют в спектрах отражения твердых веществ. В гл. 7 Силл и Кларк приводят обзор современных наблюдений (более подробно описанных в работах [24, 25, 84]) и интерпретируют их с помощью современных лабораторных данных. Их глава разделена на две части. Первая посвящена обезвоженной Ио, вторая — остальным галилеевым спутникам, в спектрах которых обнаружены признаки водяного льда.

В спектре Ио преобладают сера и ее соединения, в частности сконденсировавшийся SO_2 , лишь недавно отождествленный Фанейлем и др. [40] и Смайзом и др. [128] из анализа особенности в ИК-спектре на 4,08 мкм, найденной Крукшенком и др. [34] и Поллаком и др. [114].

Таблица 1.6. Физические параметры спутников

Спутник	Радиус, км	Масса, 10^{23} г	Плотность, г/см ³	Звездная величина, $V(1,0)$	Альbedo, P_V
J3 Ганимед	2631 ± 10	1490	1,93	-2,1	0,4
J4 Каллисто	2400 ± 10	1075	1,83	-1,1	0,2
J1 Ио	1815 ± 5	892	3,55	-1,7	0,6
J2 Европа	1569 ± 10	487	3,04	-1,4	0,6
J5 Амальтея	$135 \times 85 \times 75(\pm 5)$	-	-	+7,4	0,05
J6 Гималия	90 ± 10	-	-	+8,1	0,03
J7 Элара	40 ± 5	-	-	+10,0	0,03
J15 Фива	40 ± 5	-	-	$\sim +9$	<0,1
J16 Метис	20 ± 5	-	-	$\sim +10$	<0,1
J14 Адрастея	20 ± 5	-	-	$\sim +10$	<0,1
J8 Пасифе	~ 20	-	-	+11,0	-
J9 Синопе	~ 15	-	-	+11,6	-
J11 Карме	~ 15	-	-	+11,3	-
'10 Лиситея	~ 10	-	-	+11,7	-
'2 Ананке	~ 10	-	-	+12,2	-
3 Леда	~ 5	-	-	+13,5	-

В гл. 7 подробно рассмотрена химия серы, причем особое внимание уделяется сложному поведению многих аллотропных модификаций серы, которые могут возникать при нагреве и остывании. Все цветовое разнообразие (от белого через желтый к оранжевому, коричневому или черному), наблюдаемое на поверхности Ио [22, 129], как это впервые показал Саган [117], можно качественно описать при помощи аллотропных модификаций серы. SO_2 — это белый иней. Его присутствие может объяснить не только особенность в спектре на 4,08 мкм, но и довольно крутой спад УФ-спектра отражения Ио, который не согласуется со свойствами чистой серы. Могут присутствовать и другие окрашенные соединения серы, такие как полимеризованный моноксид дисеры. Вулканы Ио, по-видимому, являются подходящим источником таких соединений серы.

На Ио могут также присутствовать и другие вещества. Натриевое и калиевое облака, окружающие Ио, указывают на то, что на поверхности должен существовать источник этих элементов. Им может быть разбрызгивание щелочных сульфидов. Однако никаких спектроскопических доказательств наличия таких соединений нет. Мы еще многого не понимаем в химическом составе поверхности Ио. Несколько аллотропных модификаций, по-видимому, подходящих Ио по цвету, оказываются неустойчивыми при температурах, существующих на Ио, и в лаборатории их можно получить только с определенным трудом. Как они

образуются и сохраняются на Ио? Можно ли при помощи наблюдаемых изменений цвета оценить температуру на ее поверхности? Идея о том, что сера и ее соединения объясняют цвета на Ио — это недоказанная гипотеза, очень привлекательная, но все же в какой-то мере случайная, так как мы делаем отождествления, основываясь на цветовых характеристиках в широком диапазоне, а не на дискретных спектральных деталях.

Спектры отражения всех трех внешних галилеевых спутников в визуальной области слабые, а наиболее характерными в ИК-области являются признаки поглощения водяного льда. Используя лабораторную калибровку, разработанную Кларком [23], Силл и Кларк оценили количество присутствующего льда и пришли к выводу, что на Европе $\geq 90\%$ по массе, на Ганиমেде $\sim 90\%$ и на Каллисто 30–90%. Эти процентные содержания значительно больше, чем приводившиеся ранее, например, Поллаком и др. [114], и свидетельствуют о том, что, возможно, даже на Каллисто поверхность с оптической точки зрения представляет собой почти чистый лед, а другие минералы присутствуют только как примеси. Анализ, проведенный в гл. 7, показывает, что с физической точки зрения поверхности представляют собой мелкозернистый иней осевший на больших ледяных глыбах или кристаллах. Изменения в альбедо между Каллисто, Ганимедом и Европой, по-видимому, обусловлены различными концентрациями темной примеси. Силл и Кларк считают, что по своим спектральным свойствам эта примесь похожа на вещество углистых хондритов или на другие минералы, содержащие Fe^{3+} . Если эти минералы экзогенны, т.е. если это, по-существу, метеоритная пыль, то альбедо, вероятно, указывает на средние геологические возрасты поверхностей.

Во многих отношениях Ио — самый удивительный из галилеевых спутников, но по свойствам, определяемым из радиолокационных наблюдений, он ничем особым не выделяется и отражает микроволновое излучение практически так же, как Луна. В противоположность этому свойства трех остальных спутников, определяемые из радиолокационных наблюдений на длине волны 12,6 см, как показано Остро в гл. 8, весьма необычны. (Данные наблюдений подробно описаны Остро и др. в [100].) По сравнению с Луной и планетами земной группы коэффициенты отражения радиоволн у Европы, Ганимеда и Каллисто огромны. Еще более примечательно то, что эхо-сигнал с круговой поляризацией имеет направление поляризации, не согласующееся с результатами предварительно проведенных экспериментов на естественных мишенях. Судя по радиолокационным наблюдениям, у этих трех спутников совершенно иной тип поверхности.

Как следует из анализа визуального альбедо или спектральных данных, приведенных в гл. 7 Силлом и Кларком, аномальные свойства спутников, проявляющиеся в радиолокационных данных, растут в зависимости от степени влияния поверхностного льда. Это указывает на то, что присутствие (или чистота) льда сильно изменяют характер отра-

женных радиоволн. Анализ радиозха позволяет установить приблизительное местоположение областей с наиболее аномальным рассеянием. Они, как правило, коррелируют с участками, отличающимися повышенным альбедо на снимках, переданных «Вояджерами», что опять указывает на связь со льдом. Но какие свойства льда действительно вызывают такое странное поведение радиоотражений?

Остро рассматривает две физические модели поверхностей спутников. В одной требуется, чтобы поверхность была покрыта глубокими полукруглыми кратерами и чтобы показатель преломления слагающего ее вещества был значительно больше, чем у льда. В другой модели, предложенной Голдстейном и Грином [49] и также приведенной Остро, рассматривается подповерхностное рассеяние от случайно ориентированных границ раздела между двумя слоями реголита. Единственным геологическим истолкованием такой модели служит поверхность, испещренная жилками смеси льда разной плотности.

Радиолокационные наблюдения позволяют получить сведения о структуре вещества (в диапазоне размеров 10^{-2} – 10^2 м). Получение подобных сведений невозможно никакими другими методами. Поэтому, несмотря на низкое пространственное разрешение, результаты радиолокационных наблюдений вносят уникальный вклад в изучение поверхностей спутников. Однако попытки извлечь полезную геологическую информацию из этих наблюдений только начались.

Фотометрия в видимой и ИК-областях спектра дает дополнительные сведения о мелкомасштабной природе реголита спутников. Эти вопросы подробно в данной книге не рассматриваются. Фотометрические наблюдения в периоды затмений дают сведения о тепловых свойствах самого верхнего слоя поверхности, обычно толщиной не более нескольких сантиметров. Результаты наземных наблюдений Каллисто и Ганимеда десятилетней давности [54, 92] все еще остаются лучшими основополагающими данными; к ним добавились новые результаты «Вояджеров» о суточном остывании Каллисто [53], которые полностью подтвердили сделанный ранее вывод об очень низкой теплопроводности реголита спутников. Шумейкер и др. в гл. 13 используют этот результат для моделирования тепловой истории коры Ганимеда.

Фотометрия телевизионных и фотополяриметрических изображений, полученных с «Вояджеров», позволила также значительно дополнить имеющиеся результаты астрономических исследований благодаря охвату наблюдениями значительно более широкого интервала фазовых углов и более высокому пространственному разрешению. Содерблом и др. [129] опубликовали предварительные результаты фотометрии Ио. Результаты исследований, проведенных с высоким пространственным разрешением, недавно опубликовали также Кленси и Даниэльсон [22]. Джонсон и др. [64] использовали аналогичные методы для получения многоспектрального мозаичного изображения всех четырех галилеевых спутников. Сквайрс и Веверка [135] исследовали фотометрические характеристики отдельных областей на Каллисто и Ганимеде в интервале

фазовых углов от 10° до 124° и нашли, что типичная отражательная способность для Каллисто равна 0,18; на Ганимеде для областей, покрытых кратерами, она составляет 0,35, а для бороздчатой местности 0,44 (см. также гл. 13). Максимальные коэффициенты отражения на обоих объектах равны 0,7 и относятся к наиболее ярким кольцевым валам кратеров и отложениям выбросов. Пенг и др. [101] использовали поляриметрические данные по Ио и Ганимеду с целью определения геометрического альbedo и фазовых кривых и моделирования природы поверхностных частиц. Они нашли, что у Ио очень крутая фазовая кривая – совсем не такая, как у ледяных спутников, и рассмотрели большое число моделей поверхности, которые могли бы объяснить такие оптические эффекты.

Наконец, существует вопрос о миграции льда по поверхности спутников в результате испарения (или распыления вещества поверхности) с последующим переотложением. Первес и Пилчер [115] опубликовали свои исследования по этой проблеме для всех трех ледяных спутников, а Сквайрс [130] рассмотрел ее применительно к Каллисто и Ганимеду. Существует общее мнение, что за геологическое время значительное количество водяного льда могло быть потеряно путем испарения из экваториальных областей галилеевых спутников, но не из областей умеренных или полярных широт. Эффекты распыления более проблематичны. Шумейкер и др. в гл. 13 анализируют также возможные механизмы образования слабосветящейся полярной «шапки» из веществ с более высоким альbedo, которая видна на снимках Ганимеда, полученных с «Вояджеров».

VI. Ударное кратерообразование

Образование кратеров ударами метеоритов является основным процессом формирования поверхностей планет и спутников. Сам процесс аккреции сопровождается бесчисленным количеством ударов, но обусловливаемый ими нагрев протопланеты полностью стирает «запись» этого раннего периода. Позднее, когда кора затвердевает, запись кратерообразования сохраняется, хотя эрозия и вулканические извержения могут разрушать кратеры и тем самым отводить назад геологические часы. Только на самых геологически активных мирах, таких как Земля и Ио, ударные кратеры – явление необычное, а в более стабильных условиях они становятся наиболее характерной формой ландшафта. По кратерам можно узнать очень многое: относительный возраст поверхностных образований, природу популяции падающих тел, скорость эрозии в прошлом, прочность вещества коры и ее изменение со временем. Кратеры помогают также выявить стратиграфию поверхностных слоев, обнажая более глубокие горизонты. Три главы этой книги посвящены процессу образования кратеров на спутниках Юпитера.

Чтобы использовать число кратеров для оценки возраста, надо определить поток и популяцию налетающих тел. До полетов «Вояджеров»

не было известно, есть ли во внешних областях Солнечной системы какие-нибудь поверхности, покрытые кратерами, и каково происхождение падающего вещества. Воронов и др. в гл. 9 и Шумейкер и Вольф в гл. 10 с двух различных точек зрения описывают первые результаты анализа потоков тел, образующих кратеры, на расстоянии орбиты Юпитера.

Воронов и др. исходят из того, что поверхности как планет земной группы, так и галилеевых спутников не насыщены кратерами, т.е. что они не достигли равновесного состояния, когда старые кратеры разрушаются с той же скоростью, с какой возникают новые. В таком случае распределение по размерам и плотность кратеров на поверхности отражают характер популяции налетающих тел. Шумейкер и Вольф, наоборот, считают, что области Каллисто и Ганимеда с наибольшей плотностью кратеров находятся в равновесном состоянии. Этот вопрос не является, однако, решающим для выводов данной главы, в которой они рассматривают вероятные источники ударяющих тел и вычисляют ожидаемое распределение ударов на поверхностях спутников. Воронов и др. переходят от данных о спутнике к свойствам ударяющих тел, а Шумейкер и Вольф действуют в обратном направлении.

Воронов и др. в гл. 9 описывают данные КА «Вояджер» о покрытых кратерами поверхностях Каллисто и Ганимеда, и отмечают, что у них популяция больших кратеров заметно отличается от в основном сходных между собой популяций кратеров на внутренних планетах. Допуская, что такое различие может быть частично обусловлено ледяными поверхностями Ганимеда и Каллисто (как предполагают, например, Парментье и Хед [102]), они приходят к выводу, что оно прежде всего указывает на разные популяции тел, образующих ударные кратеры. Поскольку поверхности спутников, по-видимому, не насыщены кратерами, авторы делают вывод, что различие в популяциях относится к ранней истории системы Юпитера, когда кора спутников впервые стала достаточно прочной, чтобы сохранялся перепад высот рельефа.

В следующей главе Шумейкер и Вольф вычисляют предполагаемую частоту ударов тел, образующих большие кратеры, и предпринимают попытку установить абсолютную шкалу времени для системы галилеевых спутников. Поскольку они исходят из существующей популяции объектов и экстраполируют назад по времени, их результаты лучше всего применимы к более молодым поверхностям, где кратеров меньше. Если какие-нибудь области Каллисто или Ганимеда с многочисленными кратерами датировать назад к эпохе аккреции, то по ним, конечно, можно выявить эффекты другой популяции обломков.

Шумейкер и Вольф считают, что главным источником ударов во внешних областях Солнечной системы являются кометы, и производят тщательный подсчет известных объектов, внося поправки, учитывающие неполноту открытий. За счет множества долгопериодических комет объясняется $\sim 20\%$ ударов, а на долю короткопериодических комет из-за их частого прохождения вблизи Юпитера приходится несколько

большой процент. Половину ударов можно отнести за счет астероидов, движущихся во внешних областях Солнечной системы, хотя в настоящее время известно только два таких тела: Гидальго и Хирон. По мнению Шумейкера и Вольфа, несмотря на неопределенности наблюдений вычисленные ими потоки должны быть верны по порядку величины.

Притяжение Юпитера приводит к высокой концентрации вблизи планеты потока бомбардирующих ее тел, так что близкие плотности кратеров на различных спутниках объясняются весьма разными возрастными их поверхностями. Кроме того, Шумейкер и Вольф находят, что при движении спутников по орбитам удары концентрируются на передних по ходу движения (ведущих) полушариях спутников. Частота образования кратеров телами, летящими из апекса, в общем в 10–20 раз выше, чем телами, летящими из антиапекса. Довольно странно, что со стороны наблюдений имеется лишь незначительное указание на существование подобного градиента плотности кратеров по долготе. Шумейкер и Вольф приписывают этот эффект более медленному остыванию коры на ведущем полушарии, подвергавшемся более частым ударам. Кора могла затвердевать в различных местах при одной и той же эффективной частоте ударов, так как заднее по ходу движения (ведомое) полушарие, подвергавшееся менее частым ударам, остывало быстрее.

Частота образования кратеров, вычисленная в гл. 10, показывает, что образование большинства кратеров на Каллисто и Ганимеди относится к раннему периоду истории Солнечной системы, когда потоки ударяющихся тел были много большими. На Европе же, напротив, сохранились кратеры, образовавшиеся лишь в течение последних нескольких десятков миллионов лет.

В гл. 11 Грили и др. обращаются к процессу кратерообразования на ледяных спутниках. До сих пор весь наш опыт основывался на ударах о такие каменистые планеты, как Земля и Луна, хотя в последнее время ведутся и экспериментальные и теоретические исследования кратерообразования в почвах, насыщенных водой и льдом, т. е. таких, какие могут существовать на Марсе.

Грили и др. описывают серию экспериментов по кратерообразованию, выполненных в интервале высоких баллистических скоростей в Эймсовском исследовательском центре и включавших удары о лед, смеси льда и почвы и различные аналоги веществ, слагающих поверхности Ганимеда и Каллисто. Оказалось, что некоторые характерные образования, наблюдаемые на галилеевых спутниках (такие, как кратеры с лунками), можно в точности воспроизвести в нескольких таких экспериментах. Вместе с тем они предостерегают от переоценки их результатов. Установление масштабов для ударных характеристик реальных поверхностей планет по данным, полученным в лаборатории, ненадежно, и различия в размерах огромны. Наименьшие кратеры, морфологию которых можно изучать по снимкам «Вояджеров», имеют в поперечнике десятки километров, тогда как линейные размеры наибольших экспериментальных кратеров, изучавшихся в Эймсе, в $\sim 10^6$ раз меньше,

а энергия их образования, возможно, в 10^{17} раз ниже. Тем не менее в этой серии экспериментов исследуются новые условия кратерообразования, которые в конечном счете могут оказаться важными для понимания процессов, определяющих геологию ледяных спутников Юпитера.

VII. Каллисто и Ганимед

Два внешних галилеевых спутника имеют наибольшие размеры (диаметры ~ 5000 км) и наименьшие плотности ($\sim 1,9$ см³). Это первые тщательно изученные планетные тела, в которых по массе содержится $\sim 50\%$ H₂O. Как первоначально показал Льюис [74], в недрах таких тел очень низкая температура плавления, и они должны быть полностью дифференцированы. Они должны состоять из ядра, образованного каменистым веществом и грязевой смесью, мантии и коры из водяного льда. При помощи КА «Вояджер» было также обнаружено, что кора обоих спутников относительно древняя, сохраняющая летопись геологических процессов, которые восходят к раннему периоду Солнечной системы, хотя и не ясно, насколько раннему. Геология этих двух ледово-каменных миров является предметом рассмотрения в гл. 12 и 13.

Пассей и Шумейкер в гл. 12 рассматривают кратеры и бассейны: целью получения ответа на вопрос, что эти ударные характеристики могут рассказать нам об эволюции коры Каллисто и Ганимеда. На обоих телах преобладающими поверхностными структурами являются кратеры и их остатки. На Каллисто кроме них мало что есть изучать геологу, в то время как на Ганимеде, как показано в гл. 13, значительно более разнообразная геология.

На этих спутниках наблюдаются весьма разнообразные крупные кратеры: чашеобразные, плоскодонные, с центральными горками (обычно морфологически все они похожи на знакомые нам лунные кратеры), а также более своеобразные кратеры с центральными лунками, бассейны и гигантские многокольцевые системы хребтов и борозд (например, Вальхалла — «бычий глаз» на Каллисто). Большинство кратеров во всем диапазоне их размеров вплоть до предела ~ 1 км, наблюдавшегося камерами «Вояджеров», чрезвычайно уплощены по сравнению с кратерами, наблюдаемыми в силикатных телах, по-видимому, вследствие релаксации рельефа, вызванной течениями в ледяной коре. Диаметры кратеров с лунками обычно ≥ 20 км, и это делает их самой очевидной характерной особенностью изрытых кратерами галилеевых спутников.

Пассей и Шумейкер вводят новую геологическую номенклатуру для необычных структур Каллисто и Ганимеда. Они рассматривают эти структуры как остатки древних бассейнов, топография которых была стерта течениями вещества коры. В этих местах сохраняются круговые формы, характеризующиеся более высоким альбедо при обычно меньшей плотности наложенных кратеров, чем в окружающих областях. Они называют их кратерными палимпсестами. В типичный палимпсест, по-видимому, входят сам кратер и отложения выбросов из него. Пассей

и Шумейкер отождествили на Ганимеде 22, а на Каллисто 15 палимпсестов, включающих центральные области кольцевых структур Вальхалла и Асгард. Существуют еще промежуточные формы бассейнов с некоторым остаточным рельефом, которые они назвали пенепалимпсестом. Эти формы встречаются на более молодой бороздчатой местности Ганимеда.

Самыми замечательными образованиями на Каллисто являются многокольцевые структуры. Вальхалла — это, по-видимому, результат удара, образовавшего главный кратер диаметром 350 км и концентрические хребты, простирающиеся на ~ 2000 км от центра. Размер структуры Асгард составляет примерно треть от структуры Вальхалла. Отдельные хребты в многокольцевых системах имеют неправильную форму, ширина их ~ 15 км. Они расположены на расстояниях от десятков до сотни километров друг от друга и образуют отдельные дуги длиной в сотни километров. Высота хребтов определена неточно, но, по-видимому, составляет ~ 1 км. На Ганимеде несколько похожую систему колец можно видеть по всей области Галилея на древней территории, покрытой кратерами. Сохранилась только часть этой системы, по размерам сравнимая с системой Вальхалла. Главный кратер мог быть разрушен при последующей эволюции коры. Несмотря на это Пассей и Шумейкер предлагают рассматривать эту систему как кандидата на роль палимпсеста диаметром ~ 500 км. Кольцевые структуры на Ганимеде — это скорее борозды (глубиной в несколько сотен метров, с валами высотой ~ 100 м), а не хребты, как на Каллисто. На Ганимеде найдены и другие виды кратеров, особенно много кратеров со светлыми лучевыми системами (по-видимому, состоящими из довольно светлого льда) и бассейн Гильгамеш с расположенными по его периферии горами и валами. На Каллисто такие структуры не обнаружены. Как показывают недавно опубликованные статьи [32, 44, 85, 102, 105], изучение особенностей геологии образования и эволюции кратеров и бассейнов на ледяном спутнике становится активной областью исследования.

В гл. 13 Шумейкер и др. подробно рассматривают геологию Ганимеда, на котором в отличие от Каллисто (по-видимому, в результате обширной тектонической деятельности) происходило разрушение и частичная переработка древней, покрытой многочисленными кратерами коры. Древняя поверхность, подобная поверхности Каллисто, представлена огромными многоугольными площадями с низкими альbedo — это области Галилея и Николсона. Шумейкер и др. описывают последовательность геологических событий на Ганимеде, по своему характеру очень похожую на геологическую историю Луны и планет земной группы: на отдельных участках его поверхности плотность кратеров заключена в широком диапазоне величин, что указывает на длительный период эволюции. Разнообразие геологических форм на Ганимеде и, по-видимому, длительная шкала процессов, связанных с их образованием, делают Ганимед самым интересным из галилеевых спутников для специалистов в области планетной геологии.

Древняя поверхность Ганимеда темная, хотя и не такая темная, как у Каллисто [135]. Более молодые участки с более высоким альбедо объединяются в одну группу бороздчатой местности, которая является уникальной и обнаружена только на Ганимеде. Оба этих типа местности различаются литологически, а не структурно. Различия в их составе, согласно Шумейкеру и др., простираются до глубины ≥ 10 км. По-видимому, бороздчатая местность, занимающая $\sim 60\%$ поверхности, вытеснила более древнюю территорию, покрытую кратерами.

Подтипы бороздчатой местности на Ганимеде характеризуются почти параллельными долинами с расположенными между ними хребтами длиной обычно > 100 км, удаленными друг от друга на расстояние $\sim 3\text{--}10$ км. Перепад высот рельефа обычно $300\text{--}400$ м, максимум достигает ~ 700 м. Склоны пологие, уклоны в среднем $\sim 5^\circ$. Выбросы из кратеров, образовавшихся на бороздчатой местности, имеют столь же высокое альбедо, как окружающая поверхность; это указывает на то, что различие в альбедо относится не к поверхностному веществу. Ровные участки, вкрапленные в бороздчатую местность, были образованы, как считают Шумейкер и др., потоками текучего вещества, — вероятно, водой в жидком состоянии. Из подсчета кратеров следует, что на бороздчатой местности в отличие от более старых областей большие кратеры не исчезли под действием литосферного течения. Это указывает на то, что ко времени образования бороздчатой местности кора стала толще.

Шумейкер и др. развивают модель истории Ганимеда, согласно которой бороздчатая местность образовалась в результате последовательных сбросов и опусканий в сочетании с затоплением поступившими из глубины потоками воды. Края многих борозд имеют вид сбросов, и эти сбросы отмечают границы между бороздчатой и древней кратерированной местностями [56, 77]. Шумейкер и др. считают, что сбросообразование на больших площадях происходило во время некоторого расширения ядра в период, который они связывают с тепловой эволюцией недр. Этот вопрос рассмотрен также в работах [19, 58, 86, 131–134]. Изучение деградации кратеров показывает, что толщина литосферы в начале образования борозд была ~ 35 км.

В гл. 13 также всесторонне рассмотрены кратеры на Ганимеде с характерными светлыми и темными лучами, а также образование и эволюция реголита. Авторы показывают, что для возникновения подповерхностных градиентов температуры, достаточных для того, чтобы произвести наблюдаемую деградацию кратеров литосферным течением, нужен тонкий поверхностный слой с очень низкой теплопроводностью. Они оценивают толщину реголита в десятки метров.

В гл. 12 Пассей и Шумейкер предлагают общую модель эволюции коры, применимую и к Ганимеду, и к Каллисто. Они делают вывод, что во время ранней интенсивной бомбардировки литосфера была слишком тонкой, чтобы выдерживать кратеры. Вначале кора должна была застывать вблизи точки, обращенной к антиапексу, где нагрев от ударов был наименьшим. Пассей и Шумейкер считают, что самые старые из обна-

руженных на обоих спутниках кратеров находятся именно там. Постепенно кора застывала все дальше от этой точки. В любом месте небольшие кратеры сохранялись лучше, чем большие, и в каждый данный момент времени кратеры любого размера сохранялись лучше там, где кора была наиболее мощной. У Каллисто кора всегда была, по-видимому, толще, чем у Ганимеда, из-за ее меньших размеров (а значит, меньше был радиогенный нагрев, приходящийся на единицу площади поверхности) и из-за менее интенсивного выпадения тел, обусловленного фокусирующим эффектом поля тяготения Юпитера.

На Ганимеде самым молодым бассейном, видимо, является Гильгамеш, возраст которого, вычисленный Шумейкером и Вольф в гл. 10 по частоте образования кратеров, равен 3,5 млрд. лет. Толщина литосферы, необходимая для поддержания высоты рельефа Гильгамеша, ≥ 300 км. Это означает, что по крайней мере на данной широте (60° с.ш.) мощная кора образовалась к той же самой эпохе, которая считается конечной стадией морского вулканизма на Луне. Образование бороздчатой местности произошло, вероятно, между 3,7 и 3,1 млрд. лет назад вследствие небольшого расширения недр. Вначале она, по-видимому, возникла в полярных районах, где заняла большую часть поверхности, затем — на восточном полушарии и, наконец, на ведущем полушарии. Образование бороздчатой местности должно было прекратиться либо когда исчез конвективный слой, либо когда конвекция оказалась больше не способной сдвигать утолщающуюся ледяную кору. С этого времени эволюция поверхностей и Каллисто и Ганимеда происходила, как описано в гл. 10 Шумейкером и Вольф, главным образом под действием ударов комет и метеоритов. В гл. 10, 12 и 13, вместе взятых, достаточно подробно представлена геология ледяных спутников в соответствии с тем, как она была разработана Шумейкером и его коллегами в течение 1980–1981 гг. Эти главы в будущем, вероятно, послужат основой для оценки новых научных работ.

VIII. Загадочная Европа

Из галилеевых спутников у Европы самое высокое альbedo, а ее спектр характеризуется наиболее четко выраженными признаками водяного льда, несмотря на ее довольно высокую плотность $3,0 \text{ г/см}^3$, которая указывает в основном на каменистый состав. «Вояджер-1» не получил высококачественных снимков этого спутника, и даже после более близкого пролета второго «Вояджера» Европа остается хуже всего наблюдавшимся галилеевым спутником с наилучшим разрешением деталей поверхности ~ 4 км. Однако имеющихся наблюдательных данных достаточно, чтобы прийти к заключению, что геологическая история Европы не похожа на историю ни одного из соседних с ней миров. Ее довольно гладкая молодая ледяная поверхность перекрыта глобальной сетью светлых и темных узких полос большой протяженности, которые

указывают на разрыв поверхности крупномасштабными тектоническими силами.

Геология Европы рассматривается в гл. 14 Луккитта и Содербломом. Они подразделяют поверхность на два основных типа, называемых равнинами и пятнистыми местностями. Ни на тех, ни на других нет заметных перепадов высот или особенностей топографии; пятнистые территории, покрытые множеством темных пятен и крапин, скорее отличаются по альбедо. При небольших возвышениях Солнца над горизонтом пятнистая местность к тому же выглядит бугристой, но перепады высот рельефа, по-видимому, ≤ 100 м.

Самыми впечатляющими особенностями поверхности Европы являются темные и светлые полосы, пересекающие оба типа местности и иногда простирающиеся на тысячи километров. Темные полосы, по-видимому, представляют собой следы глобальной системы трещин. Луккитта и Содерблом предполагают, что они образовались при заполнении зияющих трещин по разломам в коре. Согласно Пири [106] и Финнерти и др. [46], система линеаментов представляет собой разломы поверхности, возникшие в ходе тепловой эволюции, которая привела к расширению недр, а Хельферштейн и Парментье [57] рассматривают образование линеаментов с учетом роли приливных деформаций. Кроме темных полос есть еще многочисленные узкие, нередко искривленные светлые гряды, которые могли образоваться в результате сжатия или дайкоподобного заполнения трещин водой, расширившейся при замерзании. В некоторых случаях светлые гряды образуют центральную часть темных полос.

На Европе почти нет кратеров. Луккитта и Содерблом отождествили только пять кратеров с диаметрами от 10 до 30 км. В соответствии с оценкой интенсивности потока метеорных тел, приведенной в гл. 10, это означает, что возраст поверхности $\sim 10^8$ лет. В одном случае гряды радиально расходятся от кратера; обычно же растрескивание поверхности может быть частично обусловлено ударом, образовавшим кратер. Самой поразительной чертой геологии Европы является видимое отсутствие горизонтально-стратифицированной коры. В отличие от обычно наблюдаемого последовательного отложения слоев поверхность, по-видимому, сформировалась в результате разрыва довольно мощной ледяной коры и последующего внедрения подстилающего вещества вдоль почти вертикальных трещин. Существуют также определенные свидетельства небольших поворотов коровых плит. Луккитта и Содерблом приводят аргументы в пользу предположения, что более темное вещество было перенесено на поверхность из расположенной ниже литосферы, находящейся, вероятно, не глубже нескольких десятков километров. Таким образом, мы можем представить себе этот странный объект как луноподобное ядро, покрытое довольно подвижной ледяной корой, неоднократно раскалывавшейся под действием внутренних напряжений. Остается, однако, неясным, обусловлен ли недостаток больших кратеров релаксацией рельефа в ледяной коре или же он объясняется перера-

боткой коры, при которой кратеры вновь заполнялись свежей водой. Роль приливного нагрева недр Европы также неопределенна. Сценарии, описанные в гл. 3, допускают возможность как раннего, так и сравнительно недавнего максимального разогрева.

IX. Геология Ио

Ио была бы примечательным объектом, даже если бы с ее вулканизмом не было связано образование столь эффектных вулканических султанов, которые наблюдались на «Вояджерах». За десятилетия наземных наблюдений было найдено, что этот спутник имеет красноватый цвет, как Марс, и что он поразительно отличается от других галилеевых спутников. Анализируя в гл. 7 снимки, полученные «Вояджерами», Силл и Кларк показывают, что поверхность Ио имеет удивительное множество оттенков. При наблюдении с близкого расстояния было установлено, что морфология поверхности также весьма специфична: на Ио нет ударных кратеров, очень много темных кальдер и поверхностных потоков вещества, необычайно большие горы и крутые уступы. В гл. 15 Шабер описывает геологию Ио и представляет геологическую карту лучше всего отснятых 35% ее поверхности, дополнив результаты предварительного геологического анализа Мазурского и др. [78], Карра и др. [18], Мак-Коли и др. [83] и Шабера [119].

Шабер подразделяет преобладающую вулканическую поверхность (~95% занимают слоистые равнины и излившиеся потоки) на различные структурные подтипы, включающие горы, равнины, потоки, конусы и жерла вулканов. Самые высокие из измеренных гор возвышаются на 9 км над окружающей местностью, что делает Ио обладательницей самых крупных топографических неоднородностей среди всех галилеевых спутников, несмотря на ее, видимо, расплавленные недра. Обособленность и сильная эрозия, которой подверглись эти горы, свидетельствуют о их довольно большом возрасте. Как указывали ранее Клоу и Керр [26], крутые уступы (высотой почти до 2 км), так же как и высокие горы, превышают предел прочности серы и поэтому Шабер пришел к выводу, что эти образования преимущественно силикатные. Последнее означает, что кора из серы может быть довольно тонкой, по крайней мере в некоторых областях Ио. Морфология серных потоков указывает на широкий интервал значений вязкости, и Шабер считает, что подобное разнообразие можно объяснить различной степенью примеси силикатов, а также разной температурой источников. Сами вулканические жерла принимают вид трещин, кратеров с лунками и щитовых кратеров (преимущественно концентрирующихся к экватору). Всего на карту, охватывающую 35% поверхности спутника, нанесено 170 кратеров. Вместе с 151 линеamentом и грабенами они указывают на тектонические процессы. Как эрозия, так и отложения вулканического материала очевидны, эрозия наиболее отчетливо проявляется в высоких южных широтах.

Область Ио, детально сфотографированная с «Вояджеров» и нанесенная на карту Шабером, расположена между долготами 250 и 323°. В нее входят активные вулканы Пеле и Локи и связанные с ними отложения на поверхности. Вообще это одна из наиболее красных частей Ио, где меньше всего признаков существования иная SO_2 . К сожалению, распространить столь же подробные исследования на другие районы спутника трудно из-за более низкого разрешения снимков.

Девять больших вулканических извержений, наблюдавшихся на Ио, описаны в гл. 16 и 18, а в гл. 17 Джонсон и Содерблом анализируют особенности этих извержений с точки зрения геологии Ио. Наряду с множеством поверхностных потоков, закартированных Шабером, имеются гигантские пирокластические султаны (плюмажи), которые приводят к отложениям серы и ее соединений на обширных участках поверхности. В окрестности Пеле внешний вид участка поверхности площадью $\sim 10^4 \text{ км}^2$ явно изменился за четыре месяца, прошедшие между пролетами обоих КА «Вояджер» [124], что свидетельствует о значительности пирокластических отложений на поверхности.

В гл. 17 Джонсон и Содерблом развивают идеи своей ранней работы [62], пытаясь количественно оценить роль вулканических султанов в изменении поверхности Ио. Для активных султанов при осреднении по сей поверхности спутника их расчеты дают скорость отложений от 10^{-1} до 10^{-2} см/год. Они используют расчеты Коллинза [27], показывающие, что размеры частиц твердого вещества в султанах Локи очень малы, 10^{-1} – 10^{-2} мкм. Нижний предел средней скорости отложений можно также вывести из предполагаемой частоты образования кратеров, вычисленной в гл. 10 Шумейкером и Вольф, принимая во внимание отсутствие ударных кратеров на Ио. Полученная скорость оказывается $\geq 10^{-1}$ см/год. Третье значение можно получить из оценки тепловой энергии приливов, равной $\sim 10^{14}$ Вт (см. гл. 4 и 19). Эта энергия отвечает требованию переработки поверхности горячим веществом со средней скоростью в несколько сантиметров в год.

Если типичная скорость отложений за счет поверхностных потоков и султанов составляет $\sim 10^{-1}$ см/год, то новая поверхность будет образовываться со скоростью ~ 1 км за 10^6 лет. За время существования Солнечной системы вся масса Ио могла быть переработана вулканическими процессами. В среднем поверхность, которую мы видим, должна быть очень молодой: ее возраст всего несколько лет для оптически активных областей и от тысяч до миллионов лет даже для самых обширных ландшафтов. Интересно, что, как заметили Моррисон и др. [95], за время порядка 50 лет на площади размером в полушарие существуют устойчивые вариации цвета и альбедо поверхности Ио с долготой. Такое сохранение крупномасштабной структуры указывает на то, что асимметрия источников вулканов имеет глубокие корни и сохраняется после отдельных извержений. Однако на Ио наблюдаются небольшие фотометрические вариации, которые, как недавно было доказа-

но Локвудом и др. [76], по-видимому, являются результатом изменений поверхности вследствие вулканизма в масштабах времени от нескольких месяцев до нескольких лет.

Х. Вулканы Ио

Существование вулканических султанов на Ио было открыто Мирабито и др. [87] и сразу сделалось предметом крайнего интереса группы исследователей, ответственных за получение изображений на «Вояджерах» (напр., [123, 124, 139]). В то же самое время путем непосредственных измерений на «Вояджерах» [53] и наземных наблюдений [81, 121] вулканы были отождествлены как источник аномальной тепловой эмиссии из горячих точек. Гл. 16, 18 и 19 посвящены рассмотрению этих активных извержений и связанных с ними горячих точек.

В гл. 16 Стром и Шнейдер представляют обзор наблюдений «Вояджерами» вулканических султанов, частично опираясь на работы Строма и др. [138, 139]. КА «Вояджер-1» наблюдал восемь султанов как у лимба (на темном фоне), так и наложенных на диск, где они казались темнее окружающего фона. Четыре месяца спустя активность Султана 1 (Пеле), самого большого из наблюдавшихся «Вояджером-1», прекратилась, а Султан 2 (Локи) увеличил высоту выброса и явно разделился на два, изливающихся из почти противоположных концов видимой трещины длиной ~ 200 км и шириной в десятки километров. Все остальные султаны, которые могли повторно наблюдаться «Вояджером-2», изменились мало, и новых извержений обнаружено не было. Однако сопоставление снимков, полученных с интервалом в четыре месяца вблизи долготы 335° , показало, что вокруг темной кальдерообразной структуры Сурт на поверхности появилась новая крупная кольцеобразная форма. Это означает, что в период между двумя прохождениями космических аппаратов там возник большой султан.

Высоты султанов, наблюдавшихся «Вояджером», заключены в пределах от 60 до > 300 км, а соответствующие скорости излияния из жерла — в пределах 0,5–1,0 км/с. Наблюдались два типа морфологически различных султанов: регулярные зонтовидные фонтаны, типичным примером которых является Султан 3 (Прометей), и нерегулярные султаны, такие как Султан 2 и Султан 9 (Локи). Султан 1 (Пеле) отличается от других регулярных султанов тем, что только у него яркость возрастает от основания к вершине. У всех остальных яркость монотонно падает с высотой.

Стром и Шнейдер обсуждают баллистические модели султанов, в которых рассматриваются также различные поверхностные отложения, связанные с активными жерлами. Обширные данные о Султанах 3 (Прометее) хорошо согласуются с довольно простой моделью, в которой предполагаются постоянная скорость выброса 0,5 км/с и изотропное распределение направлений выбросов в телесном угле, соответствующем углу полураствора конуса 55° . Нерегулярные султаны моделиро-

вать труднее. Возможно, они состоят из перекрывающихся выбросов из нескольких близко расположенных жерл. Стром и Шнейдер считают, что специфическое изменение яркости Султана 1 (Пеле) может указывать на существование ударного фронта, возникающего, по-видимому, в результате большого объема извергающегося вещества в этом месте.

В гл. 18 Киффер приводит обстоятельное оригинальное исследование динамики и термодинамики вулканизма на Земле и на Ио. Она связывает некоторые замечательные свойства султанов на Ио с земными вулканическими явлениями, такими как взрывные извержения вулкана Сент-Хеленс и геотермические проявления, представленные гейзерами (например, Киффер подсчитала, что если бы гейзер «Старый служака» из Йеллоустонского национального парка перенести на Ио, то он извергал бы струю пара высотой ≥ 38 км). Первоначально Смит и др. [126] предполагали, что основным движущим флюидом вулканизма на Ио является SO_2 . Но недавно Рейнольдс и др. [116] смоделировали вулканизм, определяемый главным образом высокотемпературными парами серы, нагреваемыми при контакте с силикатной магмой под поверхностью. В этой главе Киффер сравнивает земные движущие флюиды H_2O и CO_2 с предполагаемыми флюидами SO_2 и S на Ио. Она обращает внимание на многие другие факторы, не относящиеся к химии пара, которые определяют динамику султанов (например, количество увлекаемых обломков, выносимых паром, и характерную форму вулканической системы).

Киффер строит обобщенную динамическую модель вулканического извержения, которая включает геометрию системы, а также термо- и гидродинамику рабочего флюида. На основе общих соображений она делит систему на пять областей: область зарождения, резервуар, подводящий канал, кратер на поверхности и султан выбросов — и анализирует зависимость динамики султанов от условий в каждой подповерхностной области. Магматический флюид нагревается на глубине в области зарождения и движется к поверхности из резервуара через подводящий канал и кратер, переходя в султан. Из-за больших различий давления в резервуаре и в атмосфере Ио большинство флюидов подвергается серии фазовых переходов, зависящих от состава, начальных температур и давлений и от хода термодинамических процессов. Киффер делает вывод, что сера при температуре < 700 К не может образовать султан, но множество резервуаров SO_2 при температурах > 400 К и резервуары серы при температурах > 700 К могут образовать на Ио султаны, поднимающиеся до наблюдаемых высот.

Детальная структура султана зависит от относительных давлений атмосферы Ио и флюида, когда он выходит на поверхность. Если поток выходит через узкий подводящий канал, то скорость течения будет ограничена звуковой скоростью (обычно несколько сотен метров в секунду), а звуковое давление (десятки бар) превысит силу сцепления, принятую для реголита Ио. Кратер с крутыми стенками может быть разрушен, а свойства султана будут зависеть от глубины и формы кра-

тера. Если кратер глубокий (~ 1 км), давление потока падает примерно до окружающего атмосферного давления, и поток в султанах будет спокойным. Траектории выбросов должны быть приблизительно баллистическими, что приводит к образованию зонтообразных султанов типа Султана 3 (Прометея), динамика которых определяется моделью, приведенной в гл. 16 Стромом и Шнейдером. Если кратер неглубокий или если извержение происходит через трещину, то свойства потока в султанах должны быть более сложными из-за того, что давление флюида, когда он выходит на поверхность, больше, чем давление окружающей атмосферы. В результате образуется султан нерегулярной формы со сложными ударными волнами и волнами расширения. Примером может служить Султан 2 (Локи).

В гл. 18 Киффер делает вывод, что в настоящее время из наблюдений нельзя различить, что именно является движущим флюидом — S или SO_2 , так как оба флюида могут создавать большое разнообразие видов извержений, начинающихся от глубоких источников серы при температуре около 700 К. В любом случае в состав султанов будет входить и твердое и жидкое вещество, поэтому кажется правдоподобным, что на Ио существуют оба типа вулканов и каждый вносит свой вклад в отложение на поверхности.

За вулканические извержения косвенным образом ответственны внутренние источники энергии Ио, по-видимому, связанные с приливным нагревом. Но вынос тепла из недр можно также измерить непосредственно. Средний тепловой поток $1\text{--}2$ Вт/м² нельзя было бы обнаружить, если бы он излучался с поверхности равномерно, но большое количество энергии проводится по каналам в вулканические жерла и выносится магматическими потоками. Места выноса тепла имеют достаточно высокую температуру и могут быть обнаружены на фоне общего теплового потока. Эти горячие точки были отождествлены как отдельные пятна при помощи установленного на КА «Вояджер» ИК-интерферометра-спектрометра (IRIS), а их суммарный эффект, как показано в гл. 19 Пирлом и Синтоном, был измерен с Земли. При помощи ИК-наблюдений, произведенных на «Вояджере-1» с разрешением от 700 до 70 км, на 30% поверхности Ио было четко обнаружено восемь областей повышенной эмиссии с цветовой температурой ~ 300 К. У этих областей заметна тенденция к связи с вулканическими образованиями, хотя и не обязательно с извержениями султанов. Одним из самых сильных источников, наблюдавшихся во время пролета «Вояджера-1», было так называемое лавовое озеро вблизи Локи. «Вояджер» также измерил температуру ~ 650 К в области, очевидно, расположенной на расстоянии всего нескольких километров от жерла Султана 1 (Пеле). Наземными наблюдениями был обнаружен еще один тип явлений: быстро меняющиеся «вспышки», по-видимому, соответствующие источники с температурой ~ 600 К и радиусом в десятки километров.

На основании наземных ИК-наблюдений, описанных в гл. 19 Пирлом и Синтоном, вообще нельзя разделить тепловые источники, но эти

наблюдения дают возможность измерить общий тепловой поток, идущий из горячих точек, и таким образом установить современный нижний предел внутренних источников энергии. Как впервые показали Мэтсон и др. [82], даже по довольно старым затменным наблюдениям теперь можно понять, что они включали эмиссию горячих точек. Для периода 1969–1972 гг. они оценили величину потока в 2 ± 1 Вт/м², Синтон [122] по наблюдения 1974–1979 гг. пришел к значению $1,8 \pm \pm 0,6$ Вт/м², а совсем недавно, в 1980 г., Моррисон и Телеско [97] получили $1,5 \pm 0,3$ Вт/м². Эти значения согласуются между собой и с оценкой ~ 2 Вт/м², полученной по данным «Вояджера» и соответствующей суммарному эффекту горячих точек, наблюдавшихся во время пролета в марсе. Эти наблюдения накладывают серьезное ограничение на модели приливной эволюции, рассматриваемые в гл. 3 и 4, но, к сожалению, сами по себе они не приводят к глубокому пониманию процессов, посредством которых высвобождается тепло из недр.

XI. Атмосфера Ио

Самое раннее указание на возможное существование у Ио атмосферы было получено на основе модели конденсации на ее поверхности оставляющих атмосферы, построенной для объяснения видимого увеличения яркости по выходе спутника из тени Юпитера [7]. Но только 1973 г. в эксперименте по радиопросвечиванию на «Пионере-10» [67] было надежно установлено существование на Ио ионосферы, а Браунм [11] одновременно было открыто протяженное натриевое облако, которое, по-видимому, образуется на этом спутнике. При пролете «Вояджеров» была обнаружена нейтральная атмосфера (возможно, нестабильная), состоящая из SO₂, а также вулканическая активность, которая, по-видимому, является подходящим источником SO₂ и, возможно, других летучих. Таким образом, стало очевидным, что на Ио есть атмосфера. Задача заключается в том, чтобы понять степень ее стабильности, а также ее связь с вулканическими источниками и с плазменным тором Ио, существование которого, видимо, поддерживается в основном серой и кислородом, ускользающими с Ио.

Пирл и др. [104] впервые предположили, что количество SO₂, содержащееся в атмосфере Ио, могут обеспечить локальные холодные ловушки. Кумар [70, 71] оценил среднюю поверхностную плотность SO₂ в 10^{11} – 10^{12} см⁻², отметив, что это количество SO₂ может находиться в равновесии с давлением паров льда SO₂ при температуре ~ 115 К, а также с ионосферой, измеренной на сумеречной стороне «Пионеров-11». (Вблизи полудня, когда температура должна быть ~ 130 К, плотность равновесной атмосферы должна равняться $\sim 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ или $\sim 0,2$ см-амага, что соответствует давлению $\sim 10^{-7}$ бар.) Основная трудность наблюдений такой равновесной атмосферы заключается в низком обилии SO₂ ($\sim 0,008$ см-амага в среднем на освещенной стороне диска), на которое указывают наблюдения с искусственного спут-

ника Земли IUE (международный УФ-спутник серии «Эксплорер») вблизи длины волны 290 нм [15]. Но Берто и Белтон [6] подвергают сомнению эту интерпретацию, считая, что наблюдения на IUE согласуются с атмосферой, которая более близка к равновесному состоянию при температуре, существующей на поверхности Ио. Кроме того, вопрос о балансе между атмосферным и поверхностным SO_2 осложняется из-за отсутствия ярких полярных шапок на Ио, наличия которых можно было бы ожидать, если бы более холодные полярные области действовали как большие ловушки газообразного SO_2 .

Вопросы происхождения, эволюции и ускользания атмосферы Ио подробно рассматриваются в гл. 20 и 21. В гл. 20 Фанейл и др., в частности, касаются взаимодействия атмосферного и поверхностного SO_2 , а Кумар и Хантен в гл. 21 затрагивают также фотохимические процессы в атмосфере и взаимодействие атмосферы с плазменным тором Ио. В обеих главах приведены модели, в рамках которых делается попытка согласовать имеющиеся данные наблюдений. Фанейл и др. оказывают предпочтение атмосфере, в которой преобладает SO_2 , конденсирующийся на поверхности в отдельных холодных областях, а Кумар и Хантен считают, что существенную роль может играть также O_2 .

Фанейл и др. отмечают, что если на поверхности Ио присутствует значительное количество инея SO_2 , то на ее дневной стороне должна образовываться заметная SO_2 -атмосфера. Преобладание в плазменном торе ионов серы и кислорода также указывает на важную роль этого газа. Ио похожа на Марс тем, что основная составляющая атмосферы находится в равновесии с ее обширными отложениями на поверхности в твердой фазе. Однако Фанейл и др. указывают на ограниченность их моделей, поскольку в настоящее время невозможно разделить различные формы сконденсировавшегося SO_2 . Адсорбированный SO_2 может преобладать в спектре Ио, в то время как чистого инея на самом деле, возможно, немного. Почему на Ио нет ярких полярных шапок из SO_2 , подобных полярным шапкам из CO_2 на Марсе? Фанейл и др. считают, что потеря SO_2 в магнитосферу и потемнение инея SO_2 под действием радиации происходят за тот же период времени, который необходим для переноса SO_2 к полюсам, причем важную роль в уменьшении скорости миграции к полюсу играет его конденсация в ярких областях средних широт. Поток SO_2 к полюсу, согласно их подсчетам, составляет $\leq 10^{28}$ молекул/с или $\leq 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$. Среднее давление SO_2 на дневной стороне поверхности в этой модели составляет 10^{-9} – 10^{-10} бар. Мэтсоном и Нэшем [81] недавно была разработана модификация идеи о локальной конденсации, согласно которой эвакуация газа из атмосферы за счет подповерхностного реголита регулирует давление на поверхности. По расчетам Мэтсона и Нэша равновесное давление SO_2 у поверхности может быть равно всего лишь $\sim 10^{-12}$ бар. Ли и Томас [73] и Ингерсол и Саммерс [59], кроме того, разработали теорию динамики тонкой атмосферы на Ио.

Данные измерений при помощи IRIS на «Вояджерах», свидетельствующие о большом содержании SO_2 , можно согласовать с данными, полученными на ИСЗ IUE и показавшими значительно меньшее содержание, если предположить, что плотность атмосферы испытывает сильные вариации в зависимости от интенсивности вулканической деятельности. Возможно, что то количество SO_2 , которое наблюдалось IRIS, было просто выброшено из близко расположенного султана Локи и не отвечает равновесному значению. К сожалению, мы не имеем возможности определить с достаточной точностью скорость дегазации Локи, что помогло бы независимо проверить эту гипотезу.

Кумар и Хантен в гл. 21 также приходят к выводу, что SO_2 может быть главным компонентом атмосферы Ио. Но они отмечают, что фотохимические процессы с участием SO_2 могли приводить к образованию O_2 до тех пор, пока O_2 не стал главным газом на ночной стороне и вблизи полюсов. Кислород тогда мог играть большую роль в задержке потока SO_2 из теплых экваториальных областей. В их модели ионосфера на дневной стороне, согласующаяся с наблюдениями на «Пионере-10», создается в результате ионизации SO_2 УФ-излучением Солнца и энергичными электронами. Кумар и Хантен подсчитали, что максимальная скорость потери SO_2 за счет фотодиссоциации равна $10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Большая часть этого вещества теряется Ио со скоростью, соответствующей пополнению атмосферы и ионосферы каждые несколько недель.

Нейтральное натриевое облако, окружающее Ио, также образует своего рода атмосферу. Его происхождение рассматривается в гл. 20 и 21. Самым вероятным механизмом высвобождения натрия по-прежнему считается впервые предложенное Мэтсоном и др. [80] распыление при взаимодействии с энергичными частицами. Обнаружение обилия серы и кислорода в плазменном торе увеличивает значимость такого процесса, в котором эти ионы являются весьма эффективными. Однако поверхностное распыление действует только в том случае, если атмосфера разреженная ($< 10^{15} \text{ см}^{-2}$), а для рассматриваемых здесь моделей это справедливо только на ночной стороне Ио. К сожалению, при наблюдениях натриевого облака явной асимметрии дневной и ночной сторон не обнаружено (напр., [79]). Возможно, что распыление происходит либо в атмосфере, либо непосредственно в вулканических султанах, как это рассмотрено Хаффом и др. [52]. Остается тем не менее неясным, как необходимое количество натрия может существовать высоко над поверхностью.

Кумар и Хантен кратко рассматривают также атмосферы на других галилеевых спутниках. Возможны и даже вероятны очень разреженные кислородные атмосферы ($\sim 10^{-12}$ бар) [152], образующиеся вследствие фотодиссоциации H_2O , но их плотность много ниже современных порогов обнаружения. В рамках другой модели допускается существование более плотной атмосферы из O_2 , которая могла бы образоваться на Европе и Каллисто, но не на Ганимеди.

ХII. Плазменный тор Ио

Между спутниками Юпитера и его магнитосферой существует тесная связь. Это впервые обнаружилось, когда было установлено, что Ио регулирует интенсивность всплесков декаметрового излучения. Поглощение заряженных частиц галилсевыми спутниками стало очевидным после пролетов «Пионера», а в экспериментах на «Вояджерах» было показано, что спутники служат как источником, так и стоком для частиц плазмы, захваченных магнитосферой Юпитера. В настоящее время считают, в частности, что ионы, образующиеся на Ио, преобладают в магнитосфере до расстояний $\sim 20R_J$ и что этот обильный источник плазмы является одной из главных причин поразительных различий между магнитосферами Юпитера и Сатурна. В данной книге внутренняя магнитосфера нас интересует в той мере, в какой она может рассказать нам о спутниках, и описание ее предназначается в первую очередь астрономам и геологам, а не физикам-плазменщикам. Дистанционные наблюдения рассматриваются в гл. 22, а прямые (*in situ*) измерения — в гл. 23. Эти темы гораздо подробнее освещены во многих статьях, опубликованных в специальном номере журнала *Journal of Geophysical Research* (сентябрь 1981 г.), посвященном КА «Вояджер», и в книге [38].

Дистанционные наблюдения тора Ио в визуальной и УФ-областях проводились с Земли [72, 107–109, 144], с орбиты спутника Земли (напр., [137]) и при помощи КА «Пионер» и «Вояджер» (напр., [8, 9, 65, 118]). Результаты описаны в гл. 22 Пилчером и Стробелом. В 1980 г. была измерена эмиссия трех нейтральных молекул (натрия, калия, кислорода) и ионов серы и кислорода. Нейтральные молекулы физически связаны с Ио, а ионы захватываются коротитирующим полем Юпитера и сами быстро заполняют тор.

Из нейтральных молекул лучше всего наблюдается натрий, и определение геометрии натриевого облака было сделано рядом наблюдателей (напр., [48, 79, 98, 111]). Потоки атомов натрия с Ио имеют значительные скорости (2–3 км/с) и, по-видимому, эжектируются главным образом с внутреннего квадранта на ведущем полушарии Ио. Вообще считается, что такая локализация источника связана с процессом распыления, а не с концентрацией натрия на этих долготах на поверхности Ио. Оцененная мощность источника $\sim 10^{26}$ атом/с. Время жизни натрия до того, как он ионизируется и будет выметен магнитным полем Юпитера, по данным «Вояджеров» не превышает нескольких часов. Эжекция не обязательно происходит плавно; Пилчер сфотографировал характерные особенности выброса, зависящие от направления, которые могли быть связаны с меняющимся во времени выметанием при столкновениях. Несомненно, что в природе натриевого облака, впервые обнаруженного около десяти лет назад, пока еще остается много таинственного.

Эмиссии кислорода и серы возбуждаются столкновениями с электронами и, следовательно, содержат информацию о возбуждающих элек-

тронах, которые образуют основную часть плазмы. Пилчер и Стробел подробно анализируют УФ-наблюдения на «Вояджерах» и наземные визуальные наблюдения, которые обнаруживают динамический режим с резко выраженной радиальной структурой. Эмиссии происходят в основном из областей тора вблизи магнитного экватора Юпитера и экватора самой планеты. Азимутальные вариации внутри тора, по-видимому, связаны скорее с магнитными долготами Юпитера или с местным юпитерианским временем, а не с положением Ио. Типичные электронные концентрации равны $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, а температуры плазмы заключены в интервале от $\sim 10^4$ до $\sim 10^6 \text{ К}$. Все эти параметры изменяются как во времени, так и в пространстве, что, вероятно, отражает изменения в источнике ионов на Ио.

Дистанционные наблюдения плазмы вблизи Ио легче интерпретировать вместе с прямыми измерениями состава, плотности и температуры ионов, осуществленными на «Вояджере-1», по мере того как он пересекает тор Ио и затем приблизился к Юпитеру на расстояние до $4,9R_J$. Эти результаты и их интерпретация описаны в гл. 23 Салливаном и Сиско (см. также, напр., [3, 4, 10, 37, 39, 140]). В пределах того, что принято называть плазменным тором Ио, датчики на космическом аппарате явно указали на несколько пространственно разделенных областей. Во внутренней части тора, расположенной внутри орбиты Ио, преобладают коротящие ионы S^+ с тепловой энергией, соответствующей $\sim 10^4 \text{ К}$. При такой довольно низкой температуре плазма коллапсирует к экватору планеты, где достигается максимальная электронная концентрация $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Далее, очень близко к орбите Ио, на расстоянии $5,95R_J$ (т.е., по-видимому, вблизи источника плазмы), расположена область тепловых (с температурой в несколько десятков тысяч градусов) ионов серы и кислорода с электронной концентрацией $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. В этой области присутствует также небольшое количество ионов, обладающих значительно большими энергиями: видимо, это совсем недавно ионизованные атомы и, следовательно, еще не полностью увлеченные коротящей плазмой. Очевидно, плазма диффундирует наружу из этой области источника. На расстоянии $\sim 8R_J$ начинается отклонение от твердотельной коротации, и плотность плазмы существенно падает. На расстоянии $\sim 9R_J$ вследствие поглощения частиц Европой устанавливается соответствующая внешняя граница тора Ио.

Нейтральный атом серы или кислорода, ускользающий с Ио, поступает в плазменный тор при потере одного или более электронов. В течение приблизительно одного гиропериода (10 ч) ион находится в состоянии твердотельной коротации с планетой. Затем возможен один из двух путей. Большая часть ионов диффундирует наружу в простирающийся в радиальном направлении плазменный диск, покидая, в конце концов, магнитосферу и соединяясь с солнечным ветром. Меньшее число ионов, в основном S^+ , коллапсирует к экватору и образует плотное холодное плазменное кольцо внутри орбиты Ио. Отсюда ион может

в конечном итоге выпасть в атмосферу Юпитера и вызвать там полярное сияние. Мощность, излучаемая во время этих процессов, превышает 10^{14} Вт. Общее количество ионов в торе в любое время составляет $\sim 5 \cdot 10^{34}$, а характерное время существования отдельного иона — около месяца.

Поскольку Ио — основной источник большей части плазмы в магнитосфере Юпитера, то анализ состава плазмы позволяет косвенно оценить состав поверхности (или, возможно, состав султанов) спутника. Кроме того, ионы, образовавшиеся на Ио, после ускорения в магнитном поле Юпитера приобретают большую энергию, и, ударяясь о поверхность, производят распыление более тяжелых атомов, например натрия. Таким образом, взаимодействие между Ио и магнитосферой важно для выяснения химической эволюции поверхности и атмосферы спутника.

ХIII. Эволюция спутниковой системы

В заключительной главе книги Поллак и Фанейл подытоживают основные выводы авторов предыдущих глав и с использованием имеющихся в настоящее время обширных данных о спутниках рассматривают ограничения, которые необходимо учитывать в теориях происхождения и эволюции всей спутниковой системы. Очевидно, новые данные не ставят под сомнение основополагающие представления, согласно которым регулярные спутники сконденсировались из туманности значительной массы, существовавшей около Юпитера, а на ранних этапах своего развития прото-Юпитер был много больше и обладал большей светимостью, чем в настоящее время. Поллак и Фанейл рассматривают также проблему происхождения нерегулярных спутников, но я остановлюсь здесь только на регулярных внутренних телах.

В гл. 24 Поллак и Фанейл предполагают, что галилеевы спутники сформировались путем аккреции из газопылевого диска, который образовался около Юпитера в конце периода его быстрого гидродинамического коллапса. Как первоначально предположили Поллак и Рейнольдс [112], а позднее эту идею развили Камерон и Поллак [16], высокая светимость Юпитера, по-видимому, мешала конденсации H_2O в областях, находящихся ближе чем $\sim 10^6$ км, что привело к резкому изменению химического состава с расстоянием. В отличие от Ио и Европы на Ганиমেде и Каллисто главным компонентом стала вода. Теперь мы хорошо понимаем, что приливный нагрев и дегазация также могли способствовать потере H_2O обоими внутренними спутниками. Но изменение состава с расстоянием в системе в раннюю эпоху все же представляется наиболее вероятной причиной, обусловившей существование двух групп галилеевых спутников, различающихся по составу. Согласно этой теории, образование спутников должно было происходить быстро и завершиться через 10^5 – 10^6 лет после окончания гидродинамического коллапса Юпитера. В рамках этой же теории Фива, Амальтея, Метис, Адрастея

и, конечно, кольца должны состоять из тугоплавкого вещества, если только некоторые из этих тел не являются захваченными.

Как указывают Кассен и др. в гл. 4, все четыре галилеевых спутника определенно являются дифференцированными телами. В нескольких других главах рассматривается последующая эволюция внешних спутников. Хотя Ганимед явно оставался активным дольше Каллисто, точная временная шкала неизвестна. Вероятно, на обоих телах геологическая активность прекратилась 4 млрд. лет назад.

Поллак и Фанейл описывают Ио как открытую систему, в которой летучие вначале мигрировали к поверхности под действием приливного нагрева, а затем происходило обеднение летучими вследствие их ускользания из атмосферы и в результате поверхностного распыления (см. также [113]). Поллак и Фанейл рассчитали, что даже большие первоначальные содержания H_2O , N_2 и CO_2 могли быть потеряны к настоящему времени, а S и SO_2 , как самые активные и космически обильные летучие, еще присутствуют в некотором количестве. Возможно, когда-то на Ио были вулканы, извергавшиеся под действием H_2O или CO_2 , но в настоящее время на поверхности этого спутника явно преобладают сера и ее соединения.

Я благодарю всех авторов этой книги за их прекрасные статьи, на обзоре которых основано данное введение, и за многие плодотворные дискуссии в течение полутора лет, пока книга находилась на стадии подготовки. Эта работа была частично поддержана субсидиями НАСА и проекта «Вояджер».

Литература

1. Acuña M. H., Ness N. F. The main magnetic field of Jupiter. *J. Geophys. Res.*, **81**, 2917–2922, 1976.
2. Anderson J. D., Null G. W., Wong S. K. Gravity results from Pioneer 10 Doppler data. *J. Geophys. Res.*, **79**, 3661–3664, 1974.
3. Bagenal F., Sullivan J. D. Direct plasma measurements in the Io torus and inner magnetosphere of Jupiter. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8447–8466, 1981.
4. Bagenal F., Sullivan J. M., Siscoe G. L. Spatial distribution of plasma in the Io torus. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 41–44, 1980.
5. Becklin E. E., Wynn-Williams C. G. Detection of Jupiter's ring at 2.2 μm . *Nature*, **279**, 400–401, 1979.
6. Bertaux J. L., Belton M. J. S. Evidence of SO_2 on Io from UV observations. *Nature*, **282**, 813–815, 1979.
7. Binder A. B., Cruikshank D. P. Evidence for an atmosphere on Io. *Icarus*, **3**, 299–305, 1964.
8. Broadfoot A. L. and the Voyager Ultraviolet Spectrometer Team. Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Jupiter. *Science*, **204**, 979–982, 1979.
9. Broadfoot A. L. and the Voyager Ultraviolet Spectrometer Team. Overview of the Voyager Ultraviolet spectrometry results through Jupiter encounter. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8259–8284, 1981.
10. Bridge H. S. and the Voyager Plasma Science Team. Plasma observations near Jupiter: Initial results from Voyager 1. *Science*, **204**, 987–991, 1979.

11. Brown R. A. Optical line emission from Io. In Exploration of the planetary system (A. Woszczyk and C. Iwariszewska, Eds.), pp. 527–531. D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1974.
12. Brown R. A., Yung Y. L. Atmosphere and emissions of Io. In Jupiter, (T. Gehrels, Ed), pp. 1102–1145. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I.–М.: Мир, 1978, с. 381–432.]
13. Burns J. A., Ed. Planetary satellites, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод: Спутники планет. Под ред. Дж. Бернса.–М.: Мир, 1980.]
14. Burns J. A., Showalter M. R., Cuzzi J. N., Pollack J. B. Physical processes in Jupiter's ring: Clues to its origin by Jove! *Icarus*, **44**, 339–360, 1980.
15. Butterworth P. S., Caldwell J., Moore V., Owen T., Rivolo A. R., Lane A. L. An upper limit to the global SO₂ abundance on Io. *Nature*, **285**, 308–309, 1980.
16. Cameron A. G. W., Pollack J. B. On the origin of the solar system and of Jupiter and its satellites. In Jupiter, (T. Gehrels, Ed.), pp. 61–84. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер. Под ред. Т. Герелса. Т. I.–М.: Мир, 1978, с. 90–120.]
17. Carlsen R. W., Bhattacharyya J. C., Smith B. A., Johnson T. V., Hidavat B., Smith S. A., Taylor G. E., O'Leary B. T., Brinkman R. T. An atmosphere on Ganymede from its occultation of SAO-186800 on 7 June 1972. *Science*, **182**, 53–55, 1973.
18. Carr M. H., Masursky H., Strom R. G., Terrile R. J. Volcanic features of Io. *Nature*, **280**, 729–733, 1979.
19. Cassen P., Peale S. J., Reynolds R. T. On the comparative evolution of Ganymede and Callisto. *Icarus*, **41**, 232–239, 1980.
20. Cassen P., Reynolds R. T., Peale S. J. Is there liquid water on Europa? *Geophys. Res. Letters*, **6**, 731–734, 1979.
21. Cassen P., Reynolds R. T., Peale S. J. Tidal dissipation—A correction. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 987–988, 1980.
22. Clancy R. T., Danielson G. E. High resolution albedo measurements on Io from Voyager 1. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8627–8634, 1981.
23. Clark R. N. Ganymed, Europa, Callisto and Saturn's rings: Compositional analysis from reflectance spectroscopy. *Icarus*, **44**, 388–409, 1980.
24. Clark R. N. Water frost and ice: The near-infrared reflectance 0.65–2.5 μ m. *J. Geophys. Res.*, **86**, 3087–3096, 1981.
25. Clark R. N., McCord T. B. The Galilean satellites: New near-infrared reflectance measurements (0.65–2.5 μ m) and a 0.325–5 μ m summary. *Icarus*, **41**, 323–339, 1980.
26. Clow G. D., Carr M. N. Stability of sulfur slopes on Io. *Icarus*, **44**, 268–279, 1980.
27. Collins S. A. Spatial color variations in the volcanic plume at Loki, on Io. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8621–8626, 1981.
28. Consolmagno G. J. An Io thermal model with intermittent volcanism. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 175–177 (abstract), 1981.
29. Consolmagno G. J. Io: Thermal models and chemical evolution. *Icarus*, **47**, 36–45, 1981.
30. Consolmagno G. J., Lewis J. S. Structural and thermal models of icy Galilean satellites. In Jupiter, (T. Gehrels, Ed), pp. 1035–1051. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I.–М.: Мир, 1978, с. 301–321.]
31. Consolmagno G. J., Lewis J. S. Preliminary thermal history models of icy satellites. In Planetary satellites, (J. Burns, Ed.), pp. 492–500. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.–М.: Мир, 1980, с. 538–548.]
32. Croft S. K. On the origin of pit craters. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 196–198 (abstract), 1981.
33. Cruikshank D. P. Radii and albedos of four Trojan asteroids and Jovian satellites 6 and 7. *Icarus*, **30**, 224–230, 1977.
34. Cruikshank D. P., Jones T. J., Pilcher C. B. Absorption bands in the spectrum of Io. *Astrophys. J.*, **225**, L89–L92, 1978.

35. Degewij J., Andersson L.E., Zellner B. Photometric properties of outer planetary satellites. *Icarus*, **44**, 520-540, 1980.
36. Degewij J., Cruikshank D.P., Hartmann W.K. Near-infrared colorimetry of J6 Himalia and S9 Phoebe: A summary of 0.3 to 2.2 μm reflectances. *Icarus*, **44**, 541-547, 1980.
37. Dessler A.J. Mass-injection rate from Io into the Io plasma torus. *Icarus*, **44**, 291-295, 1980.
38. Dessler A.J., Ed. Physics of the Jovian Magnetosphere. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U.K., 1982.
39. Dessler A.J., Vasyliunas V.M. The magnetic anomaly model of the Jovian magnetosphere predictions for Voyager. *Geophys. Res. Letters*, **6**, 37-40, 1979.
40. Fanale F.P., Brown R.H., Cruikshank D.P., Clark R.N. Significance of absorption features in Io's IR reflectance spectrum. *Nature*, **280**, 761-763, 1979.
41. Fanale F., Johnson T., Matson D. Io's surface and the histories of the Galilean satellites. In *Planetary satellites*, (J. Burns, Ed.), pp. 379-405. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.- М.: Мир, 1980, с. 418-447.]
42. Fimmel R.O., Swindell W., Burgess E. Pioneer Odyssey, Encounter with a Giant. NASA SP-349, Washington, D.C., 1974.
43. Fimmel R.O., Van Allen J., Burgess E. Pioneer, first to Jupiter, Saturn and beyond. NASA SP-446, Washington, D.C., 1980.
44. Fink J.H., Fletcher R.C. Variations in thickness of Ganymede's lithosphere determined by spacings of lineations. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 277-278 (abstract), 1981.
45. Fink U., Dekkers N.H., Larson H.P. Infrared spectra of the Galilean satellites of Jupiter. *Astrophys. J.*, **179**, L155-L159, 1973.
46. Finnerty A.A., Ransford G.A., Pieri D.C., Collerson K.D. Is Europa's surface cracking due to thermal evolution? *Nature*, **289**, 24-27, 1980.
47. Gehrels T., Ed. *Jupiter*. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод: Юпитер, т. I-III.- М.: Мир, 1978-1979.]
48. Goldberg B.A., Makler Y., Carlson R.W., Johnson T.V., Matson D.L. Io's sodium emission cloud and the Voyager 1 encounter. *Icarus*, **44**, 305-317, 1980.
49. Goldstein R.M., Green R.R. Ganymede: Radar surface characteristics. *Science*, **207**, 179-180, 1980.
50. Gradie J., Thomas P., Veverka J. The surface composition of Amalthea. *Icarus*, **44**, 373-387, 1980.
51. Grün E., Morfill G., Schwehm G., Johnson T.V. A model of the origin of the Jovian ring. *Icarus*, **44**, 326-338, 1980.
52. Haff P.K., Watson C.C., Yung Y.L. Sputter ejection of matter from Io. *J. Geophys. Res.*, **86**, 6933-6938, 1981.
53. Hanel R. and the Voyager IRIS Team. Infrared observations of the Jovian system from Voyager 1. *Science*, **204**, 972-976, 1979.
54. Hansen O.L. Ten-micron eclipse observations of Io, Europa and Ganymede. *Icarus*, **18**, 237-246, 1973.
55. Harrington R.S., Seidelmann P.K. The dynamics of the Saturnian satellites 1980S1 and 1980S3. *Icarus*, **47**, 97-99, 1981.
56. Head J.W., Allison M.L., Parmentier E.M., Squyres S. High-albedo terrain on Ganymede. Origin as flooded graben. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 418-420 (abstract), 1981.
57. Helfferstein P., Parmentier E.M. Fractures on Europa: Possible response of an ice crust to tidal deformation. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, **11**, 1987-1988, 1980.
58. Hsui A.T., Toksoz M.N. Thermal evolution of Ganymede and Callisto: Effects of solid-state convection and constraints from Voyager imagery. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, **11**, 1957-1978, 1980.
59. Ingersoll A., Summers M.F. A dynamically controlled atmosphere on Io. *Icarus*. In press, 1981.

60. Jewitt D. C., Danielson G. E., Symott S. P. Discovery of a new Jupiter satellite. *Science*, **206**, 951, 1979.
61. Jewitt D. C., Danielson G. E., Terriile R. J. Ground-based observations of the Jovian ring and inner satellites. *Icarus*, **48**, 536-539, 1982.
62. Johnson T. V., Cook A. F., Sagan C., Soderblom L. A. Volcanic resurfacing rates and implications for volatiles on Io. *Nature*, **280**, 746-750, 1979.
63. Johnson T. V., Pilcher C. B. Satellite spectrophotometry and surface compositions. In *Planetary satellites*, (J. Burns, Ed.), pp. 232-268. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет.*—М.: Мир, 1980, с. 267-305.]
64. Johnson T. V., Soderblom L. A., Mosher J. A., Danielson G. E., Kupferman P. Multispectral mosaics of the Galilean satellites. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 509-510 (abstract), 1981.
65. Judge D., Carlson R. W. Pioneer 10 observations of the ultraviolet glow in the vicinity of Jupiter. *Science*, **183**, 317-318, 1974.
66. Judge D. L., Carlson R. W., Wu F. M., Hartmann U. G. Pioneer 10 and 11 ultraviolet photometer observations of the Jovian satellites. In *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 1068-1101. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: *Юпитер*, т. 1.—М.: Мир, 1978, с. 340-380.]
67. Kliore A., Cain D. L., Fjeldbo G., Seidel B. L., Rasool S. I. Preliminary results of the atmospheres of Io and Jupiter from Pioneer 10 S-band occultation experiment. *Science*, **183**, 323-324, 1974.
68. Kliore A. J., Fjeldbo G., Seidel B. L., Sweenham D. N., Sesplankin T. T., Woiceshyn P. M., Rasool S. I. Atmosphere of Io from Pioneer 10 radio occultation measurements. *Icarus*, **24**, 407-410, 1975.
69. Kuiper G. P. Infrared observations of planets and satellites. *Astron. J.*, **62**, 245 (abstract), 1957.
70. Kumar S. The stability of an SO₂ atmosphere on Io. *Nature*, **280**, 758-761, 1979.
71. Kumar S. A model of the SO₂ atmosphere and ionosphere of Io. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 9-13, 1980.
72. Kupo I., Mekler Y., Eviatar A. Detection of ionized sulfur in the Jovian magnetosphere. *Astrophys. J.*, **205**, L51-L53, 1976.
73. Lee S. W., Thomas P. C. Near-surface flow of volcanic gases on Io. *Icarus*, **44**, 280-290, 1980.
74. Lewis J. S. Satellites of the outer planets. Their physical and chemical nature. *Icarus*, **15**, 174-185, 1971.
75. Lieske J. H. Improved ephemerides of the Galilean satellites. *Astron. Astrophys.*, **82**, 340-348, 1980.
76. Lockwood G. W., Lumme K., Thompson D. T. The recent photometric variability of Io. *Icarus*, **44**, 240-248, 1980.
77. Lucchitta B. K. Grooved terrain on Ganymede. *Icarus*, **44**, 481-501, 1980.
78. Masursky H., Schaber G. G., Soderblom L. A., Strom R. G. Preliminary geologic mapping of Io. *Nature*, **280**, 725-729, 1979.
79. Matson D. L., Goldberg B. A., Johnson T. V., Carlson R. W. Images of Io's sodium cloud. *Science*, **199**, 531-533, 1978.
80. Matson D. L., Johnson T. V., Fanale F. P. Sodium D-line emission from Io: Sputtering and resonant scattering hypothesis. *Astrophys. J.*, **192**, L43-L46, 1974.
81. Matson D. L., Nash D. B. Io's atmosphere: Pressure control by subsurface regolith coldtrapping. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 664-666 (abstract) 1981; also *J. Geophys. Res.* In press, 1981.
82. Matson D. L., Ransford G. A., Johnson T. V. Heat flow from Io (J1). *J. Geophys. Res.*, **86**, 1664-1672, 1981.
83. McCauley, J. F., Smith B. A., Soderblom L. A. Erosional scarps on Io. *Nature*, **280**, 736-738, 1979.
84. McFadden L. A., Bell J. B., McCord T. B. Visible spectral reflectance measurements (0.33-1.1 μ m) of the Galilean satellites at many orbital phase angles. *Icarus*, **44**, 410-430, 1980.

85. McKinnon W.B., Melosh H.J. Evolution of planetary lithospheres: Evidence from multiringed structures on Ganymede and Callisto. *Icarus*, **44**, 454-471, 1980.
86. McKinnon W.B., Spencer J. Tectonic deformation of Galileo Regio and limits to the planetary expansion of Ganymede. *Lunar Planet. Sci.*, **XII**, 694-696 (abstract), 1981.
87. Morabito J., Symnott S.D., Kupferman P.N., Collins S.A. Discovery of currently active extraterrestrial volcanism. *Science*, **204**, 972, 1979.
88. Мороз В.И. О инфракрасных спектрах Юпитера и Сатурна (0.9-2.5 мкм). *Астр. журн.*, **38**, 1080-1081, 1961.
89. Morrison D. Radiometry of satellites and the rings of Saturn. In *Planetary satellites*. (J. Burns, Ed), pp. 269-330. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*. - М.: Мир, 1980, с. 306-340.]
90. Morrison D. Voyage to Saturn. NASA SP-451, Washington, D.C., 1982.
91. Morrison D. and Burns J.A. The Jovian satellites. In *Jupiter*, (T. Gehrels, ed.), pp. 991-1034. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: *Юпитер*, т. I. - М.: Мир, 1978, с. 247-300.]
92. Morrison D., Cruikshank D.P. Thermal properties of the Galilean satellites. *Icarus*, **18**, 224-236, 1973.
93. Morrison D., Cruikshank D.P., Murphy R.E., Martin T.F., Beery J.G., Shipley J.P. Thermal inertia of Ganymede from 20-micron eclipse radiometry. *Astrophys. J.*, **167**, L107-L111, 1971.
94. Morrison D., Morrison N.D. Photometry of the Galilean satellites. In *Planetary satellites* (J. Burns, Ed.), pp. 363-378. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*. - М.: Мир, 1980, с. 402-417.]
95. Morrison D., Pieri D., Veverka J., Johnson T.V. Photometric evidence on long-term stability of albedo and color markings on Io. *Nature*, **280**, 753-755, 1979.
96. Morrison D., Samz J. Voyage to Jupiter. NASA SP-439, Washington, D.C., 1980.
97. Morrison D., Tesco C.M. Io: Observational constraints on internal energy and thermophysics of the surface. *Icarus*, **44**, 226-253, 1980.
98. Murcray F.J., Goody R. Astronomical monochromatic imaging as applied to the Io sodium cloud. *Applied Optics*, **17**, 3117-3124, 1978.
99. Murray B.C., Westphal J.A., Wilder R.L. The eclipse cooling of Ganymede. *Astrophys. J.*, **141**, 1590-1592, 1964.
100. Ostro S.J., Campbell D.B., Pettengill G.H., Shapiro I.I. Radar observations of the icy Galilean satellites. *Icarus*, **44**, 431-440, 1980.
101. Pang K.D., Lumme K., Bowell E. Interpretation of phase curves of Io and Ganymede: Nature of surface particles. *Lunar. Planet. Sci.*, **XII**, 799-801 (abstract), 1981.
102. Parmentier E.M., Head J.W. Viscous relaxation of impact craters on icy planetary surfaces: Determination of viscosity variation with depth. *Icarus*, **47**, 100-111, 1981.
103. Peale S.J., Cassen P., Reynolds R.T. Melting of Io by tidal dissipation. *Science*, **203**, 892-894, 1979.
104. Pearl J., Hanel R., Kunde V., Maguire W., Kox K., Gupta S., Ponnamperna C., Raulin F. Identification of gaseous SO₂ and new upper limits for other gases on Io. *Nature*, **280**, 755-758, 1979.
105. Phillips R.J., Malin M.C. Ganymede: A relationship between thermal history and crater statistics. *Science*, **210**, 185-187, 1980.
106. Pieri D.C. Lineament and polygon patterns on Europa. *Nature*, **207**, 181-183, 1980.
107. Pilcher C.B. Images of Jupiter's sulfur ring. *Science*, **207**, 181-183, 1980.
108. Pilcher C.B., Morgan J.S. Detection of singly ionized oxygen around Jupiter. *Science*, **205**, 297-298, 1979.
109. Pilcher C.B., Morgan J.S. The distribution of SII emission around Jupiter. *Astrophys. J.*, **238**, 375-380, 1980.
110. Pilcher C.B., Ridgway S.R., McCord T.B. Galilean satellites: Identification of water frost. *Science*, **178**, 1087-1089, 1972.

111. *Pilcher C.B., Schemp W.W.* Jovian sodium emission from region C₂. *Icarus*, **38**, 1–11, 1979.
112. *Pollack J.B., Reynolds R.T.* Implications of Jupiter's early contraction history for the composition of the Galilean satellites. *Icarus*, **21**, 248–253, 1974.
113. *Pollack J.B., Witteborn F.C.* Evolution of Io's volatile inventory. *Icarus*, **44**, 249–267, 1980.
114. *Pollack J.B., Witteborn F.C., Erickson E.F., Strecker D.W., Baldwin B.J., Burch T.E.* Near-infrared spectra of the Galilean satellites: Observations and compositional implications. *Icarus*, **36**, 271–303, 1978.
115. *Purves N., Pilcher C.B.* Thermal migration of water on the Galilean satellites. *Icarus*, **43**, 51–55, 1980.
116. *Reynolds R.T., Reale S.J., Cassen P.* Io: Energy constraints and plume volcanism. *Icarus*, **44**, 234–239, 1980.
117. *Sagan C.* Sulfur flows on Io. *Nature*, **280**, 750–753, 1979.
118. *Sandel B.R. and the Voyager Ultraviolet Spectrometer Team.* Extreme ultraviolet observations from Voyager 2 encounter with Jupiter. *Science*, **206**, 962–966, 1979.
119. *Schaber G.G.* The surface of Io: Geologic units, morphology and tectonics. *Icarus*, **43**, 302–333, 1980.
120. *Schubert G., Stevenson D.J., Ellsworth K.* Internal structures of the Galilean satellites. *Icarus*, **47**, 46–59, 1981.
121. *Sinton W.M.* Io's 5 μ m variability. *Astrophys. J.*, **235**, L49–L51, 1980.
122. *Sinton W.M.* The thermal emission spectrum of Io and a determination of the heat flux from its hot spots. *J. Geophys. Res.*, **86**, 3122–3128, 1981.
123. *Smith B.A. and the Voyager Imaging Team.* The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, **204**, 951–972, 1979.
124. *Smith B.A. and the Voyager Imaging Team.* The Galilean satellites and Jupiter Voyager 2 imaging science results. *Science*, **206**, 927–950, 1979.
125. *Smith B.A. and the Voyager Imaging Team.* Encounter with Saturn: Voyager imaging science results. *Science*, **212**, 163–191, 1981.
126. *Smith B.A., Shoemaker E.M., Kieffer S.W., Cook A.F.* The role of SO₂ in volcanism on Io. *Nature*, **280**, 738–743, 1979.
127. *Smith P.H.* Diameters of the Galilean satellites from Pioneer data. *Icarus*, **35**, 167–176, 1978.
128. *Smythe W.D., Nelson R.M., Nash D.B.* Spectral evidence for SO₂ frost or absorbate on Io's surface. *Nature*, **280**, 766–767, 1979.
129. *Soderblom L., Johnson T., Morrison D., Danielson E., Smith B., Veverka J., Cook A., Sagan C., Kupferman P., Pieri D., Mosher J., Avis C., Gradie J., Clarey T.* Spectrophotometry of Io: Preliminary Voyager 1 results. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 963–966, 1980.
130. *Squyres S.W.* Surface temperatures and retention of H₂O frost on Ganymede and Callisto. *Icarus*, **44**, 502–510, 1980.
131. *Squyres S.W.* Topographic domes on Ganymede: Ice volcanism ω , isostatic upwarping. *Icarus*, **44**, 472–480, 1980.
132. *Squyres S.W.* Volume changes in Ganymede and Callisto and the origin of grooved terrain. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 593–596, 1980.
133. *Squyres S.W.* The topography of Ganymede's grooved terrain. *Icarus*, **46**, 156–168, 1981.
134. *Squyres S.W., Parmentier E.M., Head J.W.* Origin of grooves on Ganymede. *Lunar. Planet. Sci.*, **XII**, 1031–1033 (abstract), 1981.
135. *Squyres S.W., Veverka J.* Voyager photometry of surface features on Ganymede and Callisto. *Icarus*, **46**, 137–155, 1981.
136. *Stebbins J., Jacobsen T.S.* Further photometric measures of Jupiter's satellites and Uranus, with tests for the solar constant. *Lick Obs. Bull.*, **13**, 180–195, 1928.
137. *Strobel D.F., Davis J.* Properties of the Io plasma torus inferred from Voyager EUV data. *Astrophys. J.*, **238**, L49–L52, 1980.
138. *Strom R.G., Schneider N.M., Terrile R.J., Cook A.F., Hansen C.* Volcanic eruptions on Io. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8593–8620, 1981.

139. Strom R.G., Terrile R.J., Masursky H., Hansen C. Volcanic eruption plumes on Io. *Nature*, **280**, 733-736, 1979.
140. Sullivan J.D., Bagenal F. In situ identification of various ionic species in Jupiter's magnetosphere. *Nature*, **280**, 798-799, 1979.
141. Symott S.P. 1979 J2: Discovery of a previously unknown Jovian satellite. *Science*, **210**, 786-788, 1980.
142. Symott S.P. 1979 J3: Discovery of a previously unknown satellite of Jupiter. *Science*, **212**, 1392, 1981.
143. Taylor G.E. The determination of the diameter of Io from its occultation of β Scorpii B on May 14, 1971. *Icarus*, **17**, 202-208, 1972.
144. Trafton L. Detection of a potassium cloud near Io. *Nature*, **258**, 690-692, 1975.
145. Tyler G.L., Marouf E.A., Wood G.E. Radio occultation of Jupiter's ring: Bounds on optical depth and particles size and a comparison with infrared and optical results. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8699-8703, 1981.
146. Veverka J. Photometry of satellite surfaces. In *Planetary satellites*, (J. Burns, Ed.), pp. 171-209. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.-М.: Мир, 1980, с. 203-243.]
147. Veverka J. Polarimetry of satellite surfaces. In *Planetary satellites*, (J. Burns, Ed.), pp. 210-231. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.-М.: Мир, 1980, с. 244-266.]
148. Veverka J., Simonelli D., Thomas P., Morrison D., Johnson T.V. Voyager search for post-eclipse brightening on Io. *Icarus*, **47**, 60-74, 1981.
149. Veverka J., Thomas P., Davies M., Morrison D. Amalthea: Voyager imaging results. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8675-8682, 1981.
150. Yoder C.F. How tidal heating on Io drives the Galilean orbital resonance locks. *Nature*, **279**, 767-770, 1979.
51. Yoder C.F., Peale S.J. The tides of Io. *Icarus*, **47**, 1-35, 1981.
52. Yung Y.L., McElroy M.B. Stability of an oxygen atmosphere on Ganymede. *Icarus*, **30**, 97-103, 1977.

Кольца Юпитера

ДЭВИД ДЖУИТТ

Калифорнийский технологический институт

Дается обзор свойств системы колец Юпитера. В системе три морфологически различных компонента. Яркое кольцо, плоское и круглое. На внутренней границе оно сливается с бледной пеленой. Широкое гало частиц охватывает яркое кольцо и бледную пелену, простираясь приблизительно на 10^4 км выше и ниже плоскости яркого кольца и, по-видимому, в своей нижней части достигая атмосферы планеты. С внешней стороны система ограничивается орбитой малого спутника Адрастея (1979 J1). Слагающие кольца частицы микронных размеров, наблюдаемые при больших фазовых углах, могут возникать при эрозии родительских тел в ярком кольце. Размеры родительских тел, вероятно, заключены в пределах от 1 м до 1 км. Мелкие частицы могут переходить в бледную пелену под действием эффекта Пойнтинга-Робертсона и других сил торможения. Частицы колец могут сохранять суммарный электрический потенциал относительно окружающей плазмы благодаря нескольким процессам, происходящим в магнитосфере Юпитера и приводящим к образованию заряда. Частицы с диаметрами менее 0,4 мкм могут переходить в гало под действием магнитного поля Юпитера.

Система колец Юпитера была открыта при фототелевизионной съемке с «Вояджера-1» в марте 1979 г. как результат заранее спланированных исследований [17]. Более раннее открытие кольца, косвенным путем сделанное в 1974 г. «Пионером-11», не получило признания. Траектория «Пионера-11» была такова, что он проходил через область тени заряженных частиц, образуемой кольцом и внутренними спутниками [5]. Существование тени частиц, вызванной поглощением высокоэнергичных протонов и электронов кольцом, не было сразу же правильно истолковано, хотя Акуна и Несс [1] предполагали, что поглощение, возможно, создавалось кольцом.

По единственному снимку кольца, полученному с «Вояджера-1», оказалось возможным предварительно определить максимальный радиус системы колец, а также оценить оптическую толщину яркого кольца и верхний предел толщины колец. Используя информацию, полученную первым космическим аппаратом, «Вояджер-2» запрограммировали таким образом, чтобы получить о кольцах более полные сведения. В результате было получено 25 хороших изображений как с участка траектории сближения КА (т.е. при малых фазовых углах), так и с участка траектории удаления (при больших фазовых углах).

I. Изображения, полученные «Вояджерами»

Поскольку почти все наблюдения и выводы, описанные в этой главе, были сделаны путем анализа изображений, полученных «Вояджерами», полезно кратко описать имевшиеся данные. Каждое изображение, или «кадр», состоял из 800×800 элементов изображения*). Каждому элементу соответствует число (DN), которое может принимать любое целое значение от 0 до 255. В большинстве случаев DN пропорционально поверхностной яркости объекта, который изображается на соответствующем элементе. Масштаб изображений приблизительно определяется формулой $6,9 \cdot 10^{-5} d$ км/элемент для широкоугольной камеры (WA) и $9,3 \cdot 10^{-6} d$ км/элемент для длиннофокусной камеры (NA), где d — расстояние до объекта съемки, выраженное в километрах. Однако этот масштаб изображений не соответствует реальному разрешению на большинстве кадров, которое обычно много хуже. Из-за слабой поверхностной яркости кольца необходимые экспозиции зачастую были очень большими (максимальная экспозиция кадра FDS 16368.19, полученного КА «Вояджер-1», достигла 11 мин). Длительность большинства экспозиций составляла 15 или 96 с. При столь длинных экспозициях изображения обычно размазываются в результате дрейфа направления съемки. Характер дрейфа различается от кадра к кадру, но обычно размазывается несколько десятков элементов изображения. Меньшим, хотя все же заметным, эффектом оказывается параллактическое смещение кольца по отношению к космическому аппарату, которое обычно приводит к размазыванию одного или двух элементов изображения, полученного длиннофокусной камерой (NA) на малых расстояниях.

Снимки кольца были получены в течение двух кратких периодов времени, как раз перед сближением с Юпитером и сразу же после пролета. Изображения до наибольшего приближения получены при небольших фазовых углах (обычно около 10°), после пролета — при фазовых углах приблизительно 180° . Последние были получены, когда космический аппарат находился в тени, для того чтобы свести к минимуму внутреннее рассеяние прямого солнечного света оптической системой камер [18].

II. Яркое кольцо

Наиболее яркий и заметный компонент системы колец Юпитера мы здесь будем называть просто «ярким кольцом». Его расположение показано на рис. 2.1. Это единственный компонент кольца, который наблюдался на снимках, полученных как во время полета, так и во время удаления аппарата. Первое изображение (рис. 2.2) видно на кадре, по которому было сделано открытие кольца. В действительности из-за пе-

*) Для обозначения этих элементов в русской литературе иногда сохраняют название *pixel* (picture element). — Прим. ред.

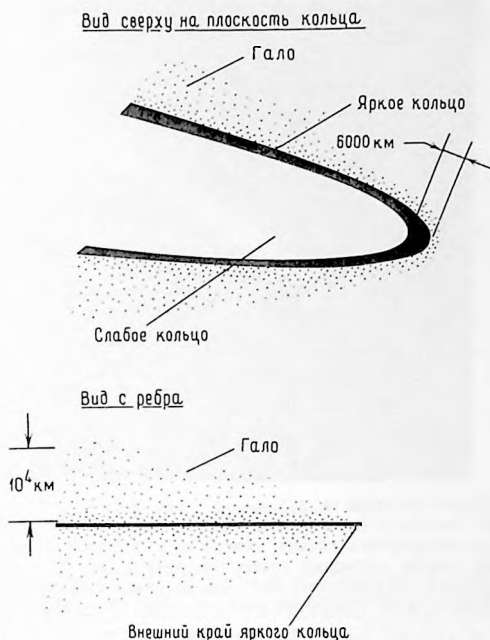


Рис. 2.1. Основные компоненты системы колец Юпитера (из [13]). Внешний край яркого кольца совпадает с орбитой спутника 1979 J1, расположенной на расстоянии $1,81 \pm 0,01 R_J$.

риодических вибраций и суммарного дрейфа направления съемки на этом кадре имеется шесть различных изображений кольца. Поскольку камера в продолжение экспозиции находилась приблизительно в экваториальной плоскости планеты, кольцо было видно с ребра. В результате непосредственного измерения изображений по этому кадру оценен верхний предел толщины кольца, а именно 30 км. По счастливой случайности на кадре также виден внешний край кольца на расстоянии $1,80 R_J$ с вероятной ошибкой $\pm 0,01 R_J$, где $R_J = 71\,400$ км.

Для изучения внутренней структуры кольца была измерена яркость вдоль изображений по этому кадру FDS 16368.19. На графиках, приведенных на рис. 2.3, нижняя кривая показывает фоновые значения DN, а шесть верхних кривых дают значения DN вдоль каждого из шести изображений кольца. Разрывы в кривых соответствуют опорной сетке и звездному полю внутри кадра. Расстояние по горизонтальной оси соответствует 256 элементам изображения, или приблизительно 2900 км

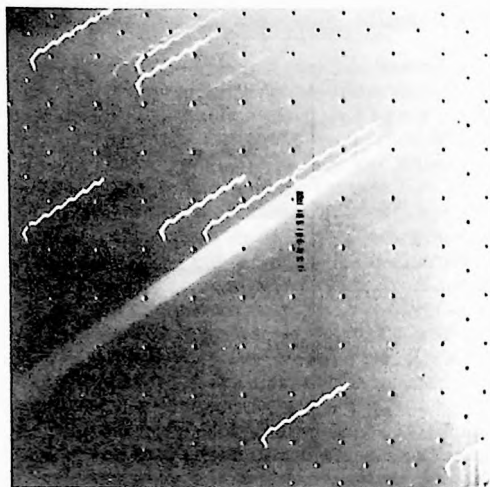


Рис. 2.2. Кадр FDS 16368.19, полученный длиннофокусной камерой «Вояджера-1». С его помощью было открыто кольцо Юпитера. Шесть примыкающих друг к другу изображений кольца, каждое из которых получено с эффективной экспозицией, равной примерно 1 мин, простираются от нижнего левого угла в верхний правый. Об изменении направления съемки в течение экспозиции длительностью 672с свидетельствуют «шпилькообразные» следы звезд.

вдоль кольца. Из рисунка видно, что значения DN для изображений кольца только на 10–15 единиц превышают значения DN для фонового уровня в любой точке. Тем не менее явно заметна пологая «выпуклость» в поверхностной яркости в правой стороне рисунка с центром на расстоянии $\sim 1,79R_J$ и шириной примерно $0,01R_J$. На данном снимке, полученном при рассеянии света в заднюю полусферу, контраст яркости этой выпуклости составляет 50%.

Последующие изображения кольца были получены вторым «Вояджером» в июле 1979 г. [18]. Оказалось, что мозаика кадров, сделанных длиннофокусной камерой, слишком размазана, и поэтому по ней невозможно непосредственно получить нужные сведения о кольце (хотя на одном из этих кадров хорошо виден новый спутник Адрастея, 1979 J1). На кадрах, сделанных широкоугольной камерой (WA) при приближении аппарата, влияние размазывания меньше, но у них неприемлемо низкие уровни отношения сигнала к шуму, что не позволяет провести фотометрирование изображений. На рис. 2.4 приведен кадр FDS 20630.53, полученный с помощью широкоугольной камеры. Значительный градиент яркости, обусловленный соседством с полностью освещенным ди-

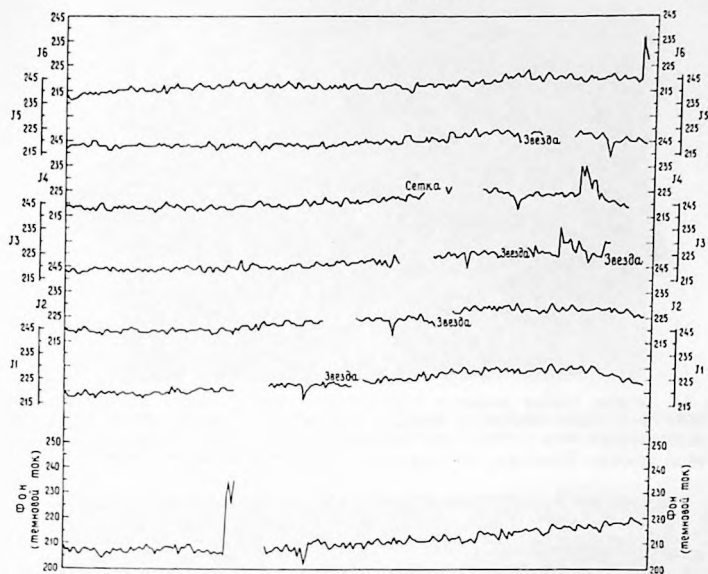


Рис. 2.3. Графики яркости вдоль каждого из шести изображений кольца Юпитера, полученных на кадре FDS 16368.19 (рис. 2.2). По горизонтальной шкале отложено линейное расстояние вдоль каждого изображения кольца. Вертикальные шкалы соответствуют шести графикам (разделенным для ясности). На них отложены числовые значения DN в каждом элементе изображения вдоль кольца. График зависимости фоновых значений DN от расстояния, отсчитываемого в направлении, параллельном кольцу, приведен внизу рисунка. На графиках для колец в правой стороне рисунка проявляется широкая выпуклость, соответствующая яркой детали, находящейся на расстоянии $\sim 1,79R_J$. Отмечены местоположения звезд и опорная сетка. (Графики по Дж. Даниэльсону и В. Холлу.)

ском Юпитера, был ослаблен благодаря специальной обработке. На кадре — общий вид кольца в рассеянном назад свете. Кольцо очень слабое, узкое и, откровенно говоря, невыразительное! На рис. 2.5 также показано кольцо, наблюдаемое в рассеянном назад свете из точки, отстоящей на $2,5^\circ$ от плоскости кольца.

Изображения кольца, полученные «Вояджером-2» в то время, когда он проходил через тень планеты, имеют более эффектный вид. На рис. 2.6 приведена мозаика кадров, полученных в это время широкоугольной камерой, а на рис. 2.7 — мозаика кадров, полученных длиннофокусной камерой. Из этих кадров видно, что ширина яркого кольца составляет приблизительно 6400 км. Из независимых измерений нескольких кадров, полученных «Вояджером» [13], определено, что кольцо простирается от $1,72R_J$ до $1,81R_J$ (ошибка в обоих значениях

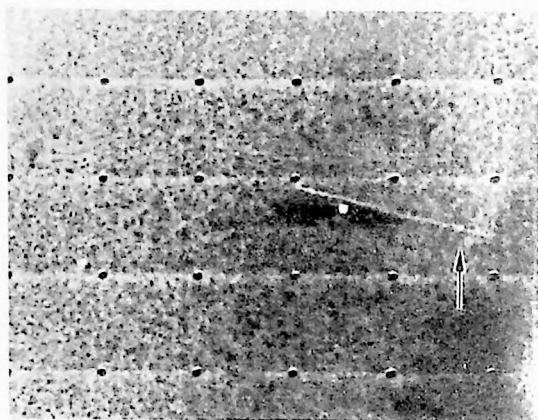


Рис. 2.4. Тонкая слабая линия в правой части изображения на кадре FDS 20630.53—это кольцо Юпитера. Яркая звезда под кольцом— ρ Льва. Стрелкой показан спутник 1979 J1. Высокий градиент яркости, обусловленный блеском дневной стороны Юпитера, был устранен путем обработки на ЭВМ.



Рис. 2.5. Предельное усиление кадра FDS 20612.27, полученного «Вояджером-2», на котором видны очень слабые ближняя и дальняя ветви кольца. Снимок был получен перед сближением, когда КА находился приблизительно в $2,5^\circ$ от плоскости кольца. Пятна образовались при усилении.

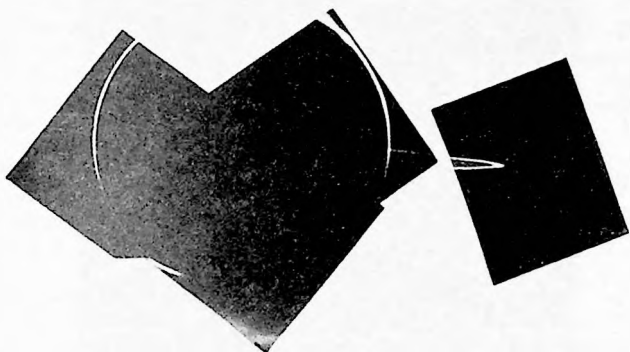


Рис. 2.6. Мозаика кадров, полученных широкоугольной камерой «Вояджера-2» во время солнечного затмения. Лимб Юпитера очерчен светом, сильно рассеянным вперед его атмосферой.

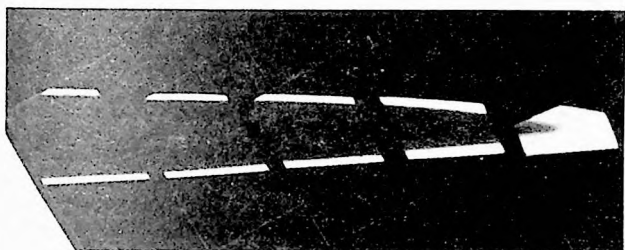


Рис. 2.7. Мозаика кадров, полученных длиннофокусной камерой. Видны резкая внешняя граница кольца и менее отчетливый внутренний край. Последний кадр нерезкий из-за чрезмерного размазывания при смещении аппарата.

$\pm 0,01R_J$). У кольца, по-видимому, только одна определенная особенность поверхности — яркий кольцеобразный слой, хотя есть еще общее плавное изменение яркости вдоль поверхности. Это изменение яркости и кольцеобразный слой хорошо видны на рис. 2.8. Положение кольцеобразного слоя соответствует яркой выпуклости, показанной на рис. 2.3, и можно предположить, что это одна и та же деталь. Только на кадрах, полученных при удалении аппарата, контраст яркости кольцеобразного слоя составляет приблизительно 10%. Это значительно меньше контраста 50%, который наблюдается на изображении кольца, полученном во время приближения аппарата. В одном из последующих разделов делается вывод, что это, возможно, является указанием на существование в ярком кольцеобразном слое больших тел.

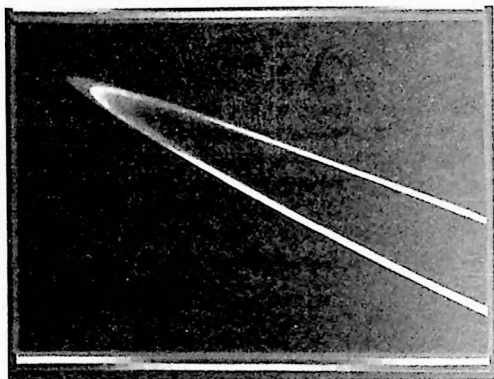


Рис. 2.8. Яркий кольцеобразный слой внутри яркого кольца на расстоянии $1,79R_J$. Контраст при таком воспроизведении кадра FDS 20693.02 существенно усилен. Изгиб оказывается слабее, чем ветви яркого кольца, из-за изменения фазового угла вдоль кольца и сильного рассеяния вперед частицами кольца.

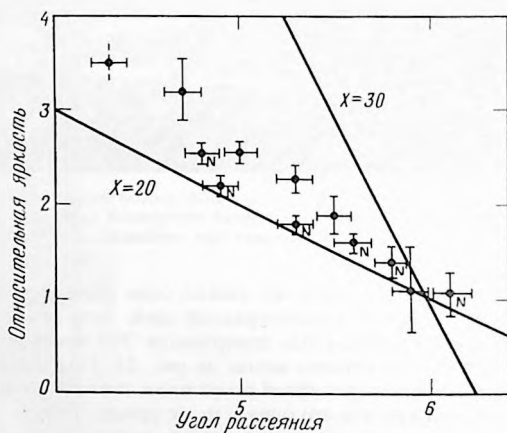


Рис. 2.9. Диаграмма рассеяния для яркого кольца [13]. По оси абсцисс отложен угол рассеяния, определяемый как 180° минус фазовый угол. Яркость при угле рассеяния, равном 6° , принята за единицу. Точки, подписанные буквой N , относятся к ближней ветви кольца. Прямые линии проведены по таблицам Гумпрехта и др. [9]. Буквой χ обозначен параметр рассеяния, равный длине окружности частицы, деленной на излучаемую длину волны (0,5 мкм).

Отличительная особенность яркого кольца — его очень резко очерченная внешняя граница. Она исчезает на расстоянии, меньшем $0,01R_J$ (возможно, много меньшем; верхний предел устанавливается размазыванием изображения). Внутренняя граница яркого кольца сливается с бледной пеленой. Переход происходит на радиальном расстоянии $\sim 0,02R_J$.

Поскольку радиус яркого кольца, наблюдаемого при нескольких различных азимутах, получается одним и тем же, то, по-видимому, естественно заключить, что радиус кольца действительно в пределах ошибки измерений ($0,01R_J$) не зависит от азимута. Это устанавливает верхний предел для эксцентриситета внешнего края кольца равным 0,003.

При наблюдении из одной и той же точки пространства фазовый угол меняется от точки к точке вдоль кольца. Изменение поверхностной яркости вдоль кольца можно использовать для определения фазовой кривой, по которой в свою очередь оцениваются размеры частиц. Результаты таких измерений представлены на рис. 2.9 [13]. Измерения сделаны по кадрам, полученным «Вояджером-2» и охватывающим интервал фазовых углов от 174 до 176° . Каждая точка на диаграмме изображает среднюю яркость в пределах некоторой области, выбранной так, чтобы происходило осреднение по радиальным яркостным структурам кольца.

Чтобы из рис. 2.9 определить свойства частиц кольца, необходимо сделать несколько допущений. Предполагается, что оптические свойства частиц можно описать в рамках теории Ми. Считается, что частицы сферические с одинаковым показателем преломления. К счастью, известно, что характеристики рассеяния вперед частицами Ми очень слабо зависят от формы частиц и показателя преломления, так что эти предположения вполне приемлемы. Еще одно предположение нужно сделать относительно распределения частиц по размерам. Самое простое предположение состоит в том, что распределение монодисперсное, т.е. что все частицы имеют одинаковый радиус. На рис. 2.9 нанесены две прямые для сферических рассеивающих частиц Ми с параметрами рассеяния, равными 20 и 30 (параметр рассеяния определяется как отношение длины окружности частицы к излучаемой длине волны). Данные о рассеянии взяты из [9]. Из рисунка очевидно, что наблюдаемым данным по рассеянию вперед соответствуют частицы с диаметрами от 3 до 5 мкм. В нашем дальнейшем анализе принят диаметр 5 мкм. Важным результатом является то, что обнаружение яркого кольца при больших фазовых углах согласуется с выводом о существовании в кольце частиц диаметром порядка десяти (оптических) длин волн.

Измерения поверхностной яркости кольца были использованы для оценки оптической толщи по нормали из соотношения

$$I = Fk\tau/\mu, \quad (1)$$

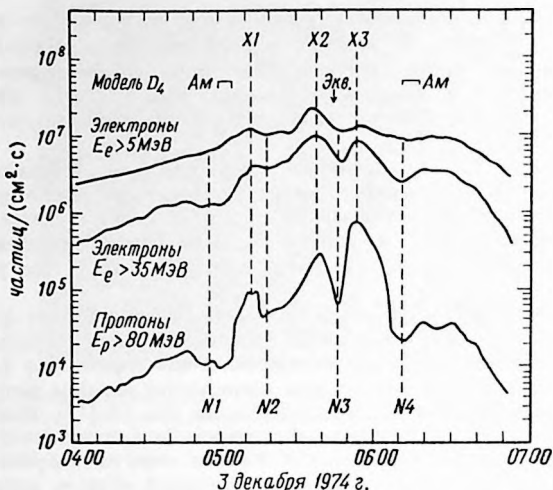


Рис. 2.10. Потоки электронов и протонов, измеренные «Пионером-11» вблизи перигея [5]. Минимумы, соответствующие точкам N1 и N4, объясняются поглощением Амальтеи, минимумы при N2 и N3 обусловлены кольцом. Поглощение за счет спутника 1979 J1 незаметно, так как его поперечное сечение составляет лишь несколько процентов от сечения Амальтеи или кольца.

где I — яркость отражающей поверхности, F — интенсивность падающего солнечного света, k — геометрическое альbedo отдельных частиц кольца, τ — оптическая толщина кольца по нормали для наблюдаемых длин волн, а μ — синус угла возвышения КА над плоскостью кольца во время наблюдения. Для оценки τ были использованы изображения только при малых фазовых углах [13]. Было принято, что частицы кольца можно точно охарактеризовать величиной $k = 0,04$. Это равносильно предположению, что рассеивающие назад частицы кольца состоят из темной породы и размеры их много больше длины волны, на которой ведутся наблюдения (около 0,5 мкм), так что эффекты фазовой функции не очень существенны. При таких предположениях характерные значения I приводят к $\tau \sim 3 \cdot 10^{-5}$ для яркого кольца. Эта величина примерно соответствует среднему значению вдоль всего радиуса яркого кольца.

Независимая оценка оптической толщины яркого кольца получена по измерению потоков высокоэнергичных заряженных частиц на «Пионере-11» [1]. Данные о потоках приведены на рис. 2.10. Резко выраженные провалы на кривых потоков частиц соответствуют их поглощениям Амальтеи и кольцом Юпитера (хотя это и было еще не ясно во время наблюдений). Предполагая, что скорость дрейфа протонов

в кольцо такая же, как вблизи Амальтеи, Джуитт и Даниэльсон [13], используя измерения потоков, получили, что поперечное сечение кольца, содержащего частицы в твердой фазе, равно $1,1 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$. Согласно усовершенствованным расчетам Филлиуса [6], это поперечное сечение равно $2 \cdot 10^{10} \text{ м}^2$, что, вероятно, является нижним пределом (Филлиус, частное сообщение). Если разброс равномерен по яркому кольцу между 1,72 и $1,81 R_J$, этим поперечным сечениям должны отвечать оптические толщи от $2 \cdot 10^{-5}$ до $4 \cdot 10^{-6}$. Данные значения довольно близки к оптической толщине $3 \cdot 10^{-5}$, и, учитывая множество сделанных допущений, согласие можно считать хорошим. Найденные значения оптической толщи согласуются с верхними пределами, установленными в результате наблюдений с помощью ИК-интерферометра-спектрометра (IRIS) «Вояджер» на длине волны $\sim 25 \text{ мкм}$ [11]. Поскольку зарегистрированные «Пионером» высокоэнергичные заряженные частицы имеют характерную длину пробега, на которой происходит поглощение в скальных породах, порядка нескольких сантиметров [12], то поперечное сечение твердой фазы, оцененное по данным «Пионера-11» о поглощении заряженных частиц, вероятно, относится к гораздо более крупным частицам кольца, чем частицы микронных размеров, которые в основном определяют рассеяние вперед.

После открытия «Вояджером» кольца сразу же было сделано несколько его успешных наземных наблюдений. Через несколько дней кольцо было обнаружено на волне $2,2 \text{ мкм}$ Беклином и Уинн-Уильямсом [2] с помощью $2,2\text{-м}$ телескопа Гавайского университета на Мауна-Кеа. При дальнейших исследованиях [15] был получен спектр кольца в ближней инфракрасной области спектра, на основании которого исключается его ледяной состав. При помощи $1,5\text{-м}$ телескопа Аризонского университета, снабженного приемниками с ПЗС-детекторами, были получены снимки кольца в длинах волн оптического диапазона [16]. Продолжение такой работы (в частности, распространение ее на поляризационные исследования) может в ближайшем будущем увеличить наши знания о кольце.

III. Бледная пелена и гало

Бледная пелена выглядит как слабое светящееся вещество, сплошь покрывающее пространство между внутренним краем яркого кольца на расстоянии $1,72 \pm 0,01 R_J$ и видимой поверхностью планеты. Из-за малой поверхностной яркости (рис. 0.11) оно было обнаружено только на снимках, полученных при больших фазовых углах. В интервале фазовых углов примерно от 174 до 176° его поверхностная яркость составляет $\sim 1/4$ от яркости яркого кольца, хотя и с некоторыми вариациями в радиальном направлении от Юпитера. Из-за осложнений, вносимых существованием гало, еще не было сделано попыток произвести фотометрический анализ этого слабого кольца.

Гало как компонент кольца Юпитера не было отождествлено в тече-

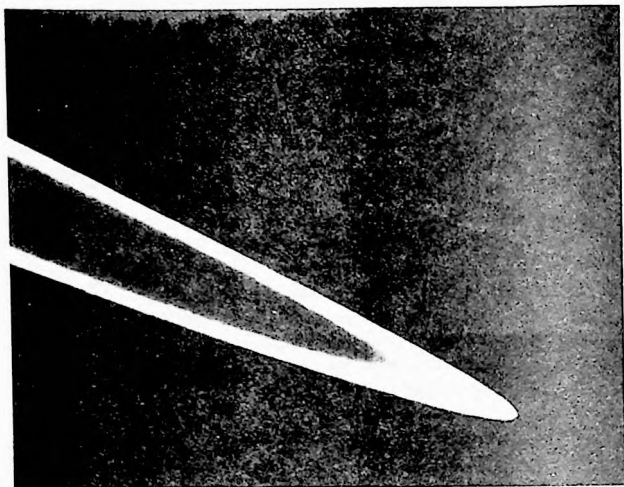


Рис. 2.11. Кадр FDS 20693.02, полученный широкоугольной камерой «Вояджера-2» при бесцветном фильтре. Снимок был обработан так, чтобы выделить слабое кольцо. Появление зернистости является результатом обработки.

ние нескольких месяцев после получения снимков с «Вояджера-2». Существуют по крайней мере три независимых довода в пользу гало.

1. Тень планеты не очерчивает на кольце прямой линии. Если бы вещество кольца целиком находилось в плоскости экватора Юпитера, можно было бы ожидать, что приблизительно цилиндрическая тень планеты, пересекаясь с кольцом, образует прямую линию, направленную по касательной к терминатору Юпитера. Этого не наблюдается. Вместо этого оказывается, что край тени искривлен. Это может означать, что вещество, находящееся над плоскостью яркого кольца, не пропускает солнечный свет у края тени.

2. Слабосветящееся вещество явно заметно в проекции за внешним краем яркого кольца. Изофоты этого вещества не образуют эллипсов, концентричных с изофотами яркого кольца. Скорее, они выдаются острым углом в направлении яркого кольца. Такого поведения изофот нельзя ожидать, если вещество за ярким кольцом распределено в плоскости кольца.

3. Изменение фазового угла вдоль яркого кольца таково, что для некоторых точек ближней и дальней ветвей фазовый угол один и тот же. Фотометрические исследования яркого кольца показывают, что если сравнивать участки, наблюдаемые при одном и том же фазовом угле, то дальняя ветвь неизменно оказывается ярче, чем ближняя (см.

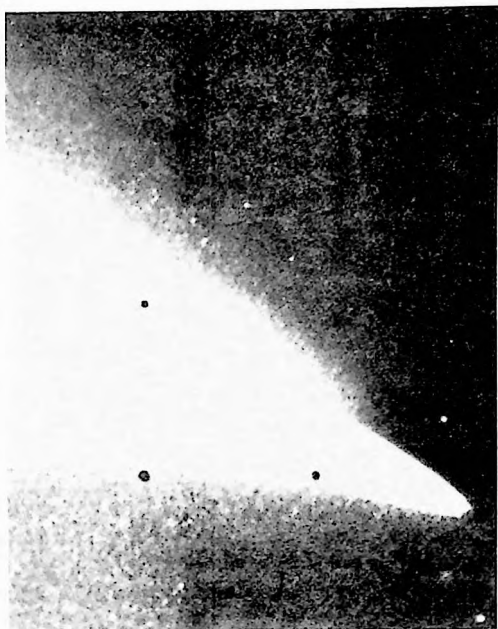


Рис. 2.12. Гало кольца Юпитера, имеющее на снимке вид обширной линзообразной области, которая окружает большую часть яркого кольца. Изофоты гало можно проследить как раз за видимым концом яркого кольца. Черные точки — опорная сетка. Это предельное увеличение кадра FDS 20693.02, приведенного на рис. 2.11.

рис. 2.9). Этот эффект сохраняется, если учесть асимметрию, связанную с различиями в геометрии наблюдений. Подобный же эффект наблюдается и в слабом кольце. Наблюдаемую аномалию проще всего можно объяснить, если предположить существование вещества вдоль луча зрения на дальнюю ветвь. Это вещество, если оно оптически тонкое, может привести к увеличению видимой яркости дальней ветви.

Без особых сомнений можно сделать вывод, что взятые вместе эти три довода указывают на существование вещества вне плоскости кольца.

По кадру FDS 20693.02 в результате непосредственных измерений найдено, что размер гало в направлении, перпендикулярном к плоскости яркого кольца, составляет около 10^4 км. Толщина гало растет в направлении к планете. По имеющимся изображениям создается представление о широком двояковыпуклом линзоподобном гало (рис. 2.12).

Его внешнюю границу очертить очень трудно, но уверенно ее можно проследить за внешним краем яркого кольца. Существует слабая асимметрия гало в направлении север-юг по отношению к яркому кольцу. Из измерений на кадре FDS 20693.02 получено, что асимметрия составляет приблизительно 300 км, причем гало смещено к югу от плоскости яркого кольца. Свойства гало и двух других компонент кольца приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Основные данные измерений колец Юпитера

	Яркое кольцо	Слабое кольцо	Гало
Внешний радиус	$1,81R_J^*)$	$1,72R_J$	$\sim 1,8R_J$
Внутренний радиус	$1,72R_J$	$1,0R_J$	$\sim 1,0R_J$
Толщина	< 30 км	?	$\geq 10^4$ км
Оптическая толща по нормали	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	$\sim 7 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6} **)$
Эксцентриситет	$< 0,003$	—	

*) $1R_J = 71400$ км.
**) Для геометрии полета КА «Вояджер-2».

IV. Спутник Адрастея (1979 J1)

Спутник 1979 J1, предварительно названный по имени нимфы, вскормившей младенца Зевса, был открыт на кадре FDS 20630.53 (см. рис. 2.4) [14]. Он был обнаружен как звезда 5^m в плоскости кольца Юпитера. На рис. 2.13 видно, что спутник прочертил след в другом направлении и большего размера, чем звезды, имеющиеся на кадре. По первым двум кадрам, на которых был виден этот спутник, в предположении, что эксцентриситет и наклонение его орбиты равны нулю, был вычислен радиус орбиты, оказавшийся равным $1,80 \pm 0,01R_J$. Позже спутник был обнаружен на кадрах, полученных «Вояджером-1», в виде силуэта на ярком диске планеты. Радиус орбиты по данным «Вояджера-1» оказывается равным $1,793 \pm 0,005R_J$ (оцененная ошибка), хотя орбита также вычислялась в предположении, что эксцентриситет и наклонение равны нулю (Синнотт, частное сообщение, 1980). Возможно, что скоро будут согласованы наблюдения 1979 J1, сделанные при помощи обоих «Вояджеров». Уточнение траектории КА позволит тогда сделать менее жесткие предположения об эксцентриситете и наклонении и в результате лучше определить параметры орбиты.

Имеющаяся информация о физических свойствах 1979 J1 ограниченна. На четком изображении, полученном длиннофокусной камерой,



Рис. 2.13. На кадре FDS 20630.49, полученном длиннофокусной камерой, виден изображение следа 1979 J1, спроектированного на кольцо. Звезда, находившаяся в наблюдаемой области как раз над кольцом, прочертила след под другим углом и меньшего размера, чем спутник. Еще несколько звезд различимо в наблюдаемой области на оригинале.

ширина следа составляет $2,5$ элемента изображения, а значит, диаметр спутника равен $\sim 25 \pm 5$ км. На основе этого значения и непосредственно измеренной яркости найдено альbedo $\sim 0,05$, что близко к альbedo Амальтеи. Такое низкое альbedo сразу же исключает лед как основную составляющую поверхности 1979 J1.

V. Анализ данных

Целью этого анализа кольца Юпитера является попытка объяснить следующее:

- 1) узкость яркого кольца и его резкие внешний и внутренний края (более резкий внешний край);
- 2) узкий яркий кольцеобразный слой на расстоянии $1,79$ внутри яркого кольца;
- 3) бледную пелену;
- 4) обширное гало, включая его асимметрию в направлении север–юг по отношению к яркому кольцу;
- 5) все фотометрические свойства кольца, включая очень малые значения оптической толщи и, согласно оценкам, малые размеры частиц;

6) тесную пространственную связь между кольцом и спутником 1979 J1.

Важным масштабом времени для кольца Юпитера является время выпадения частицы на центральное тело под действием эффекта Пойнтинга-Робертсона, определяемое формулой

$$t_p \sim \frac{\xi a c^2}{F_{\odot}} \ln \frac{r_i}{r_f}, \quad (2)$$

где ξ — плотность частицы, a — ее радиус, c — скорость света, F_{\odot} — поток солнечной радиации, падающий на частицу, а r_i и r_f — начальный и конечный радиусы орбиты частицы. Каменистой частице с $\xi = 3000 \text{ кг/м}^3$, $a = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ при $F_{\odot} = 50 \text{ Вт/м}^2$ для сокращения орбиты с $r_i = 1,8 R_J$ до $r_f = 1,0 R_J$ требуется время $t_p \sim 2,5 \cdot 10^5$ лет.

Частицы кольца Юпитера должны также подвергаться распылению вследствие соударения с частицами магнитосферы. Время распыления приблизительно определяется формулой

$$t_s \sim a/R, \quad (3)$$

где R — скорость распыления поверхности (м/год). Оценки R для окрестностей Юпитера сильно меняются, но значения порядка 10^{-7} м/год представляются вероятными [10]. При $a = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ получаем $t_s \sim 100$ лет. Обе временные шкалы много короче возраста Солнечной системы. Мы должны сделать вывод, что либо кольцо — совсем молодое образование Солнечной системы, либо существует непрерывный источник пополнения частиц кольца. По нашему мнению, более вероятно последнее.

Интересно оценить скорость потери массы из кольца. Предполагая, что все частицы одного радиуса, мы можем записать массу кольца как

$$m \sim \xi a C, \quad (4)$$

где ξ — плотность и a — радиус частицы, а C — полное поперечное сечение твердой фазы кольца, полученное из измерений оптической толщи. Разделив уравнение (4) на время жизни, оцененное по эффекту Пойнтинга-Робертсона, получим скорость потери массы

$$\frac{m}{t_p} \sim \frac{C F_{\odot}}{c^2} \frac{1}{\ln(r_i/r_f)}, \quad (5)$$

которая не зависит от размеров частиц и их плотности. Подставив $C = 10^{11} \text{ м}^2$, $F_{\odot} = 50 \text{ Вт/м}^2$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, $r_i = 1,8 R_J$ и $r_f = 1,0 R_J$, получим $m/t_p \sim 10^{-4} \text{ кг/с}$. Если вместо времени выпадения частиц вследствие эффекта Пойнтинга-Робертсона использовать время распыления, то скорость потери массы окажется равной $\sim 10^{-1} \text{ кг/с}$.

Вероятным источником частиц кольца микронных размеров и в то же время источником, для которого существует некоторое доказательство, является популяция больших родительских тел в ярком кольце. При соударениях таких тел и вследствие поверхностной эрозии, вызываемой локальным потоком микрометеорных тел, могли бы образоваться мелкие частицы. Время соударения частиц кольца $t_c \sim 1/\Omega\tau$, где Ω — угловая скорость обращения по кеплеровской орбите на расстоянии яркого кольца, а τ — оптическая толщина по нормали. Взяв $\Omega = 2,5 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$, находим $t_c \sim 5$ лет. При каждом соударении от больших тел может откалываться вещество и пополнять популяцию мелких частиц. Общую скорость генерации таким процессом оценить трудно, хотя 10^{-4} кг/с — это, по-видимому, небольшое количество, и его нетрудно восполнить. Измерения, сделанные на «Пионерах-10 и -11», показывают, что, помимо соударений между частицами кольца, важную роль должен играть приток микрометеоритов, темп которого может превысить скорость потери мелких частиц более чем на четыре порядка величины.

Прямые доказательства существования популяции родительских тел ограничены. К ним следует отнести следующие:

1. Вид кольца при малых фазовых углах нельзя согласовать с оптическими свойствами частиц диаметром 5 мкм. Кольцо ярче в рассеянном назад свете, чем следовало ожидать, если бы оно состояло из набора частиц размером только 5 мкм. Это может означать присутствие вещества, более эффективно рассеивающего назад, возможно, частиц с диаметрами, значительно превышающими 5 мкм.

2. Спектр отражения кольца в ближней инфракрасной области, полученный по наземным наблюдениям, не отвечает предположению о наличии в кольце сферических частиц Ми размером 5 мкм [15]. Он очень похож на спектр Амальтен; это означает, что вид кольца при малых фазовых углах определяется крупными глыбами в кольце.

3. Контраст яркого кольцеобразного слоя, находящегося в ярком кольце на расстоянии $1,79R_J$, над окружающим веществом кольца в рассеянном назад свете составляет приблизительно 50%, а в свете, рассеянном вперед, — только $\sim 10\%$. Другими словами, у частиц в кольцеобразном слое и в окружающем ярком кольце различные фазовые функции. Это означает, что в кольцеобразном слое иное распределение частиц по размерам. Повышенная эффективность рассеяния света в заднюю полусферу может быть результатом того, что в кольцевом слое присутствуют большие тела.

4. Полное поперечное сечение вещества кольца в твердой фазе, по данным измерений на КА «Пионер» потока заряженных частиц, сравнимо с поперечным сечением, определенным по изменениям в оптическом диапазоне длин волн. Отсюда явно следует, что существуют тела более чем сантиметровых размеров. Для родительских тел эмпирически можно установить верхний предел диаметра, равный ~ 1 км. Тела много больших размеров должны были бы различаться на снимках «Воядже-

ров». За время жизни Солнечной системы все тела с размерами меньше ~ 1 м должны были быть удалены от яркого кольца под действием эффекта Пойнтинга–Робертсона. Эти простые доводы можно использовать для ограничения размеров родительских тел интервалом от 1 м до 1 км, предполагая при этом, что возраст кольца равен $4,5 \cdot 10^9$ лет.

Орбиты мелких частиц, образовавшихся из родительских тел, могут сокращаться под действием сил торможения вследствие эффекта Пойнтинга–Робертсона. Такие частицы могли бы перейти из яркого кольца в слабое за время порядка t_p . Поскольку выше было найдено, что $t_s \ll t_p$, то можно ожидать, что из-за разрушения отдельных гранул путем распыления внутренний край, обращенный к слабому кольцу, будет обрезанным. Тот факт, что такой край не наблюдается, может означать, что распыленные частички могут вновь прилипать к поверхности гранул, что приводит в конце концов к некоторому равновесному размеру частиц кольца. Может быть, однако, что предполагаемая скорость распыления $R = 10^{-7}$ м/год не соответствует действительности.

Очень мелкие частицы, образовавшиеся из родительских тел в ярком кольце, могут формировать гало. Частица будет подвергаться приблизительно $t_p/t_c \sim 10^5$ столкновениям, пока не выпадет на планету под действием эффекта Пойнтинга–Робертсона. Любое первоначальное движение частиц вне плоскости кольца должно очень быстро затухать под действием соударений, если нет постоянной силы вне плоскости, действующей на частицы. Поскольку наблюдается, что гало простирается в своей нижней части до атмосферы Юпитера, а не локализуется вокруг яркого кольца, то, по-видимому, такая сила определенно действует. Опишем в общих чертах один из возможных механизмов.

Частицы колец Юпитера обращаются вокруг планеты глубоко внутри магнитосферы. Вообще каждая частица будет обладать некоторым суммарным потенциалом относительно окружающей плазмы. Она приобретает заряд под действием фотоэлектрического эффекта, в результате прилипания электронов и протонов, а также благодаря высокоэнергичным электронам и протонам, вызывающим вторичную эмиссию электронов, и под действием других эффектов [21].

Для точного расчета потенциала необходимо знать энергетический спектр электронов и протонов в области расположения кольца. Надо также детально знать свойства частиц кольца, в частности их состав и форму. Но в первом приближении можно принять, что образование заряда при ударах электронов и протонов более эффективно, чем в результате фотоэлектрического эффекта и вторичной эмиссии электронов. Столкновения между электронами и протонами в плазме Юпитера приводят к равному распределению энергии между частицами этих двух типов. Из-за своей малой массы электроны приобретают гораздо большие средние скорости, чем протоны. Следовательно, поток электронов на поверхность частицы оказывается больше потока протонов. Избыточный заряд, приносимый электронами, приводит к образованию отрицательного суммарного потенциала на частицах кольца. Отрица-

тельный потенциал постепенно увеличивается и, наконец, достигает такой величины, когда электрическое поле вокруг частицы кольца становится настолько большим, что не позволяет новым электронам достичь частицы. То же самое поле способствует также увеличению поперечного сечения захвата протонов [20]. В плазме Юпитера на расстоянии $1,8R_J$ потенциал гранул с точностью до порядка, вероятно, равен -10 В [3].

Заряженные частицы кольца будут взаимодействовать с магнитным полем Юпитера посредством силы Лоренца. Поскольку ось магнитного диполя, наилучшим образом соответствующего магнитному полю Юпитера, наклонена к оси вращения планеты примерно на 10° [19], то сила Лоренца имеет составляющую, ортогональную к экваториальной плоскости. Как видно из характера движения частиц кольца, эта сила осциллирует относительно плоскости кольца с частотой $\Omega - \omega$, где Ω — локальная орбитальная частота, а ω — коротационная скорость (вращения) магнитосферы. На расстоянии яркого кольца период осцилляции силы Лоренца равен 23 ч. Мелкие частицы должны подниматься из плоскости кольца в гало. Большие частицы должны удерживаться вблизи экваториальной плоскости составляющей силы тяжести Юпитера, перпендикулярной к этой плоскости. Промежуточный размер частиц между размерами частиц гало и частиц, остающихся в плоскости кольца, можно найти, сравнивая частоту вращения ω_g с орбитальной частотой. Если $\omega_g \ll \Omega$, то движение определяется преимущественно гравитационными силами. При $\omega_g \gg \Omega$ частица может совершать много обращений по одной и той же орбите, и движение в основном определяется силой Лоренца. Переход между двумя режимами происходит, если $\omega_g \sim \Omega$. Отсюда получаем

$$\frac{\omega_g}{\Omega} = \frac{3B\varepsilon V}{\xi\Omega a^2}, \quad (6)$$

где B — плотность локального магнитного потока (Вб/м^2), ε — диэлектрическая проницаемость (Ф/м), V — потенциал частиц радиуса a и плотности ξ . Положив $B \sim 10^{-4}$ Вб/м^2 , $\varepsilon = 8,8 \cdot 10^{-12}$ Ф/м , $\xi = 3000$ кг/м^3 и $V = 10$ В, получим $\omega_g/\Omega = 3,5 \cdot 10^{-14}/a^2$. Левая часть этого соотношения равна единице при радиусе частицы $a \sim 2 \cdot 10^{-7}$ м. Этот переходный размер согласуется с размером наблюдаемых частиц $a \sim 2,5 \cdot 10^{-6}$ м в ярком кольце.

Приравнивая составляющую силы Лоренца, расположенную вне плоскости орбиты Юпитера, к нормальной составляющей силы тяжести Юпитера, получим следующее выражение для высоты Z , до которой заряженная частица может подняться над плоскостью кольца:

$$Z = \frac{B_x \cdot V \varepsilon}{\xi a^2} \cdot \frac{(\Omega - \omega) r}{\omega (2\Omega - \omega)}, \quad (7)$$

где B_x — составляющая плотности магнитного потока в плоскости кольца ($B_x \sim 10^{-5}$ Вб/м²). В этом уравнении предполагается, что $Z/r \ll 1$ и что частицы кольца движутся независимо. Получаем $Z \sim 2,7 \times 10^{-8} V/a^2$. При потенциале $V = 10$ В частицы с диаметром $\sim 10^{-7}$ м могут подниматься до высоты $Z \sim 10^7$ м (наблюдаемая полутолщина гало) на расстоянии $1,8R_J$ от Юпитера.

Наблюдения свидетельствуют о том, что плоскость симметрии гало слегка сдвинута относительно плоскости яркого кольца. Это можно объяснить смещением магнитного диполя к полюсу относительно центра Юпитера. Направление такого смещения надежно не определено из радиоастрономических (или других) измерений. Смит и Галкис [19] приводят широту диполя, равную $10^\circ \pm 23^\circ$, которая согласуется с его смещением в любое полушарие, а также с нулевым смещением полюса. Если образование заряженных частиц в гало объяснено верно, то направление сдвига гало показывает, что диполь должен быть смещен к югу от экваториальной плоскости Юпитера. Наблюдаемое смещение гало (~ 300 км), вероятно, представляет собой видимое среднее смещение взвеси частиц, распределенных в зависимости от размеров и (зависящих от размеров) интенсивностей рассеяния света в переднюю полусферу.

Наконец, рассмотрим кратко возможную природу связи между кольцом и 1979 J1, хотя существующие неточности в измерениях положений обоих объектов могут сделать это рассмотрение преждевременным. Как следует из снимков, полученных при малых фазовых углах, внешний край яркого кольца расположен на расстоянии $1,81 \pm 0,01R_J$. Радиус орбиты спутника (в предположении круговой орбиты с нулевым наклоном) равен $1,793 \pm 0,005R_J$. Дермотт и др. [4] предположили, что яркое кольцо Юпитера удерживается спутником, заключенным внутри самого кольца. Спутник мог бы удерживать частицы кольца на устойчивых подковообразных орбитах около лагранжевых точек равновесия. Однако Дермотт и др. не утверждают, что 1979 J1 — это тот самый спутник, который вызывает предлагаемый ими процесс. Действительно, этот механизм «удерживания» на подковообразных орбитах требует и предсказывает существование спутника в середине кольца, на расстоянии около $1,76R_J$, хотя подобного объекта не наблюдалось.

Исследование, проведенное Голдрайхом и Тремейном [7], указывает на образование края под действием гравитационных возмущений, оказываемых спутником на диск частиц. Край образуется из-за того, что частица кольца, которая медленно движется к спутнику, входит в резонанс со спутником. В результате повторных радиальных блужданий частица то входит внутрь кольца, то выходит наружу до тех пор, пока не столкнется с другой частицей в недрах кольца. При столкновении скорость частицы меняет направление и частица еще раз «поглощается» кольцом. Спутник и кольцо эффективно «отталкивают» друг друга. Необходимость столкновений устанавливает нижний предел оптической толщи кольца, в котором может происходить этот процесс.

Оптическая толща кольца Юпитера превышает этот предел [8]. Если бы процесс был очень эффективным, то расстояние между кольцом и спутником было бы сведено на нет [7].

Аналогично этому довольно резкий внутренний край яркого кольца означает, что оно не расширяется внутрь. Данное обстоятельство, возможно, указывает на существование удерживающего спутника на расстоянии $\sim 1,72R_J$. Но это можно истолковать и просто таким образом, что время расширения яркого кольца много больше его возраста. Во всяком случае поиски спутника на внутреннем краю кольца оказались безуспешными.

Мне приятно поблагодарить Даниэльсона и Голдрайха за постоянную помощь в этой работе. Данное исследование выполнялось по контракту с Лабораторией реактивного движения (ЛРД) Калифорнийского технологического института и при поддержке субсидией НАСА.

Литература

1. *Acuna M. H., Ness N. F.* The main magnetic field of Jupiter. *J. Geophys. Res.*, **81**, 2917-2922, 1976.
2. *Becklin E. E., Wynn-Williams C. G.* Detection on Jupiter's ring at 2.2 μm . *Nature*, **279**, 400-401, 1979.
3. *Consolmagno G. J.* Electromagnetic scattering lifetimes for dust in Jupiter's ring. *Nature*, **285**, 557-558, 1980.
4. *Dermott S. F., Murray C. D., Sinclair A. T.* The narrow rings of Jupiter, Saturn and Uranus. *Nature*, **284**, 309-313, 1980.
5. *Fillius W.* The trapped radiation belts of Jupiter. In *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 896-927. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. III.-М.: Мир, 1979. с. 321-355.]
6. *Fillius W.* Trapped particle absorption by the rings of Jupiter and Saturn. *IAU Colloquium 57. The Satellites of Jupiter* (abstract 1-7), 1980.
7. *Goldreich P., Tremaine S.* Towards a theory for the Uranian rings. *Nature*, **277**, 97-99, 1979.
8. *Goldreich P., Tremaine S.* Disk-satellite interactions. *Astrophys. J.*, **241**, 425, 101-E7, 1980.
9. *Gumprecht R. O., Sung N. L., Chin J. H., Sliepcevich C. M.* Angular distribution of intensity of light scattered by large droplets of water. *J. Opt. Soc. of Amer.*, **42**, 226-231, 1952.
10. *Haff P. K., Watson C. C., Tombrello T. A.* Ion erosion on the Galilean satellites of Jupiter. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, **10**, 1685-1699, 1979.
11. *Hanel R. and the Voyager IRIS Team.* Infrared observations of the Jovian system from Voyager 2. *Science*, **206**, 952-956, 1979.
12. *Ip W. H.* New progress in the physical studies of the planetary rings. *Space Sci. Rev.*, **26**, 97-109, 1980.
13. *Jewitt D. C., Danielson G. E.* The Jovian ring. *J. Geophys. Res.* In press, 1981.
14. *Jewitt D. C., Danielson G. E., Synott S. P.* Discovery of a new Jupiter satellite. *Science*, **206**, 951, 1979.
15. *Neugebauer G., Becklin E., Jewitt D. C., Terrile R. J., Danielson G. E.* Spectra of the Jovian ring and Amalthea. Submitted to *Astron. J.*, 1980.
16. *Smith B. A., Reitsem H. J.* CCD observations on Jupiter's ring and Amalthea. *IAU Coll. 57. The Satellites of Jupiter* (abstract 2-4), 1980.

17. *Smith B. A. and the Voyager Imaging Team.* The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, **204**, 951-972, 1979.
18. *Smith B. A. and the Voyager Imaging Team.* The Galilean satellites and Jupiter: Voyager 2 imaging science results. *Science*, **206**, 927-950, 1979.
19. *Smith E. J., Gulkis S.* The magnetic field of Jupiter: A comparison of radio astronomy and spacecraft observations. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **7**, 385-415, 1979.
20. *Wickramasinghe M. C.* *Interstellar Grains.* pp. 93-96. Chapman and Hall Ltd., London, 1967.
21. *Wyatt S. P.* The electrostatic charge of interplanetary grains. *Planet. Space Sci.*, **17**, 155-171, 1969.

Эволюция орбит галилеевых спутников

РИЧАРД ГРИНБЕРГ

Институт планетных исследований

Орбитальные движения галилеевых спутников оказывают огромное влияние на их физические свойства (что особенно заметно на свойствах Ио) за счет механизма приливного нагрева. В свою очередь диссипация приливной энергии в спутниках, так же как в Юпитере, являлась определяющим фактором для эволюции орбит, и в частности резонанса Лапласа. Если система вначале не была в резонансе и эволюционировала в резонансную, то вынужденные эксцентриситеты увеличивались со временем. Следовательно, расплавление Ио приливами и растрескивание поверхности Европы могли произойти сравнительно недавно. Эта теория требует, чтобы фактор добротности Юпитера Q_J не превышал $2 \cdot 10^6$, т.е. довольно низкое значение (соответствующее большой величине приливной диссипации). В другом варианте система вначале могла находиться даже в еще более глубоком резонансе, чем сейчас, что согласуется с большими значениями Q_J . Из этой модели, в которой начальные вынужденные эксцентриситеты велики, следует, что: 1) расплавление Ио было ранним и быстрым, ее недра и поныне остаются расплавленными и прикрытыми лишь тонкой твердой корой и 2) водные мантии как Европы, так и Ганимеда оставались в основном жидкими значительно дольше, чем у Каллисто, а затем замерзли, когда их эксцентриситеты и приливный нагрев уменьшились.

Орбитальное движение галилеевых спутников оказывает воздействие на их термическую эволюцию, а следовательно, и физические свойства через механизм приливного нагрева. Это отчетливо демонстрирует вулканизм на Ио. Он, по-видимому, является результатом необратимого приливного разогрева Ио [25], вызванного близостью этого спутника к Юпитеру и заметным эксцентриситетом его орбиты. В эксцентриситете Ио преобладает вынужденный компонент, обусловленный возмущениями со стороны Европы и являющийся одним из проявлений тройного орбитального резонанса, включающего Ио, Европу и Ганимед и называемого соотношением Лапласа.

Причинная связь между параметрами орбитального движения и физическим состоянием, осуществляемая приливным механизмом, действует и в обратном направлении (рис. 3.1); приливный нагрев в Ио мог быть очень сильным, поскольку приводил к плавлению, а значит, к большей деформации под действием приливного потенциала и в результате к более быстрому выделению тепла. Обратный эффект распространяется дальше — приливы влияют на орбитальную эволюцию.

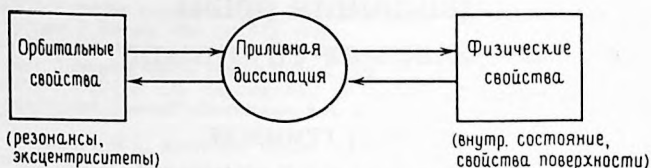


Рис. 3.1. Причинные связи в приливной эволюции. Орбитальные свойства определяют приливный нагрев, который в свою очередь изменяет физические свойства. Обратный эффект от изменившихся физических свойств на приливный нагрев приводит к перегреву и плавлению Ио [25]. Наконец, приливный нагрев влияет на вековую эволюцию орбит. Понимание этих соотношений может пролить свет на прошлое физическое состояние системы и состояние орбит спутников.

В этой главе мы рассмотрим сценарии эволюции орбит галилеевых спутников, и в частности эволюции резонанса. В некоторых сценариях за основу берется начальное состояние системы вне резонанса, так что начальные вынужденные эксцентриситеты малы. Будет описана также иная эволюционная модель, в которой вынужденные эксцентриситеты в прошлом были даже больше, чем современные. Я буду выделять ключевые вопросы, которые следует разрешить, чтобы выбрать один из сценариев. Как только мы найдем ограничения для истории резонанса, то сможем описать приливное трение, существовавшее в прошлом, и эволюцию физических свойств каждого спутника. Поэтому настоящая глава поможет лучше понять некоторые наблюдаемые физические свойства, которые описываются и интерпретируются в других главах этой книги.

Поскольку не все читатели интересуются тонкостями небесной механики, данная глава построена так, что математические выкладки не строго обязательны для понимания логики изложения; я не рассматриваю движения других спутников и динамику вращения, поскольку эти вопросы изложены в других книгах данной серии (Space Science Series) [12, 23].

1. Резонанс Лапласа

Орбитальные периоды Ио, Европы и Ганимеда близки к отношению $1:2:4$. В Солнечной системе есть еще много примеров спутниковых пар, близких к соизмеримости $1:2$. В каждом из таких случаев [т.е. в каждом резонансе $j:(j+1)$, где j — целое число] долгота соединения спутников меняется медленно. Поэтому их взаимные максимальные возмущения повторяются много раз возле одной и той же долготы, создавая значительно большие эффекты, чем если бы соединения случа-

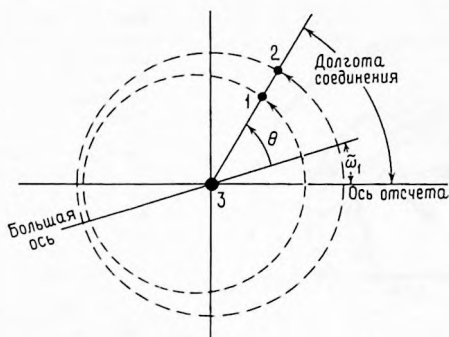


Рис. 3.2. Система вблизи соизмеримости 2:1. Долгота соединения спутников 1 и 2 дается как $2\lambda_2 - \lambda_1$; она медленно смещается со скоростью $2n_2 - n_1$, где λ — долгота спутника, а n — среднее движение. Этот эффект усиливает возмущения, которые стремятся поддерживать соединение устойчивым около одной из апсид — перицентра орбиты внутреннего спутника ($\tilde{\omega}_1$); 3 — центральное тело.

лись стохастически при разных долготах, когда эффекты в значительной степени погашают друг друга.

Если соединение происходит на долготе θ , отсчитываемой от перицентра внутреннего спутника (рис. 3.2), эксцентриситет e возрастает со скоростью

$$\dot{e} \sim \sin \theta. \quad (1)$$

Это утверждение строго справедливо для самых низких порядков e и выводится также интуитивно; дополнительное ускорение наружу, действующее на спутник, который движется от перицентра к апоцентру, может только увеличить e . Подобным же образом долгота перицентра $\tilde{\omega}$ изменяется как

$$\dot{\tilde{\omega}} \sim -\left(\frac{1}{e}\right) \cos \theta, \quad (2)$$

где обратная пропорциональность e указывает на относительную легкость вращения эллипса, приближающегося к окружности. Изменение e , согласно (1), ускоряет изменение $\tilde{\omega}$, так что ближайшая точка линии апсид смещается в направлении точки соединения. Таким образом, конфигурация, при которой одна из апсид совпадает с соединением, может быть устойчивой. Чтобы поддерживалась эта устойчивая конфигурация, e должно иметь точно такое значение, при котором $\dot{\tilde{\omega}}$ будет соответствовать скорости движения долготы соединения. Чем ближе отношение орбитальных периодов к точному резонансу, тем медленнее движет-

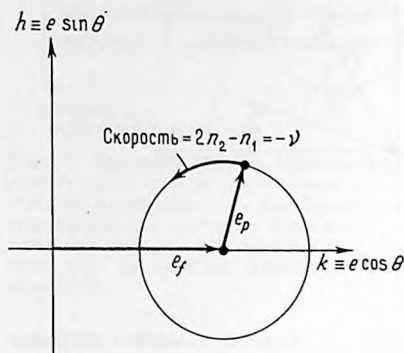


Рис. 3.3. Изменение эксцентриситета и величины θ (долгота соединения минус долгота перицентра) в ходе колебаний около устойчивого состояния для типичного случая резонанса. В этой плоскости (h, k) истинный e представляет собой векторную сумму вынужденного эксцентриситета e_f и свободного, или собственного, эксцентриситета e_p . Чем ближе система к точной соизмеримости, тем больше e_f , так как $e_f \sim 1/\nu$. Если $e_f > e_p$, то θ колеблется около фиксированного значения, как показано на рисунке; при $e_p > e_f$ θ поворачивается на 360° .

ся соединение и тем больше должно быть e согласно выражению (2). Это значение e называется *вынужденным эксцентриситетом* (e_f). Если система колеблется относительно равновесия, то изменение θ называется *либрацией*, а изменение e — *свободным* или *собственным* эксцентриситетом (e_p ^{*)}. Соотношение между этими величинами иллюстрирует рис. 3.3.

Соединение с приблизительно фиксированной величиной θ меняет также среднее движение внутреннего спутника n согласно зависимости

$$\dot{n} \sim e \sin \theta. \quad (3)$$

Медленная скорость миграции соединения составляет $2n_2 - n_1$ (индексы относятся к спутникам, нумеруемым изнутри наружу). Таким образом, как следует из (3), соединение стремится к перицентру внутреннего спутника, к устойчивой конфигурации. В этих примерах я рассматриваю воздействие резонанса на внутренний спутник из пары. Внешний спутник подвергается подобному же воздействию (с изменениями знака).

В случае Ио (индекс 1) и Европы (индекс 2) долгота соединения (выражаемая как $2\lambda_2 - \lambda_1$, где λ — средняя долгота на орбите каждого спут-

^{*)} Выбор слова «собственный» (proper), по-видимому, отражает суждение об этой величине среди специалистов по небесной механике. Свободный эксцентриситет представляет собой константу интегрирования (как e у невозмущенного спутника), тогда как вынужденный эксцентриситет не является такой константой. В этом смысле свободный эксцентриситет является более «собственным». По традиции только собственный эксцентриситет фигурировал в таблицах орбитальных элементов галилеевых спутников (например, [12]). Эта практика долго скрывала от многих исследователей истинные эксцентриситеты Ио и Европы, в которых доминируют вынужденные e , и привела к большому запаздыванию в оценке истинной величины приливного разогрева. Я предпочитаю термин «свободный» (free), но использую индекс p , чтобы отличать его от вынужденного (forced — индекс f).

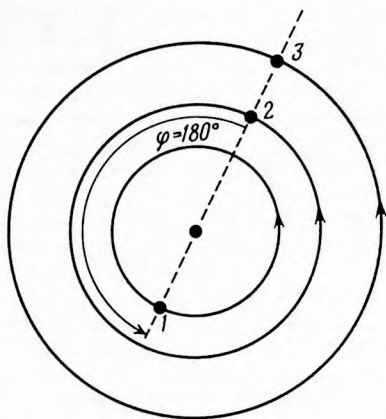


Рис. 3.4. Соотношение Лапласа с $\varphi = \lambda_1 - 3\lambda_2 - 2\lambda_3 \approx 180^\circ$. Когда Европа и Ганимед находятся в соединении ($\lambda_2 = \lambda_3$), как показано, Ио удалена от них на 180° .

ника) закреплена за периовием Ио и апоовием Европы:

$$\theta_{11} \equiv 2\lambda_2 - \lambda_1 - \tilde{\omega}_1 \text{ испытывает либрацию около } 0^\circ, \quad (4)$$

$$\theta_{12} \equiv 2\lambda_2 - \lambda_1 - \tilde{\omega}_2 \text{ испытывает либрацию около } 180^\circ. \quad (5)$$

Здесь первый индекс у θ означает пару спутников, соединение которых мы рассматриваем (1 для Ио–Европы, 2–для Европы–Ганимеда), а второй индекс означает, что периовий какого спутника появляется при введении данного θ . Для Европы (2) и Ганимеда (3) соединение закреплено за периовием Европы, но ни за одной из апсид Ганимеда:

$$\theta_{22} \equiv 2\lambda_3 - \lambda_2 - \tilde{\omega}_2 \text{ испытывает либрацию около } 0^\circ, \quad (6)$$

$$\theta_{22} \equiv 2\lambda_3 - \lambda_2 - \tilde{\omega}_3 \text{ поворачивается на } 360^\circ. \quad (7)$$

Комбинация формул (5) и (6) дает

$$\varphi \equiv \theta_{22} - \theta_{12} = \lambda_1 - 3\lambda_2 - 2\lambda_3 \text{ испытывает либрацию около } 180^\circ. \quad (8)$$

В действительности амплитуда либрации крайне мала: $0,066 \pm 0,013^\circ$ при периоде ~ 6 лет согласно решению Лиске [18]. Йодер [30] считает, что она может быть даже еще меньше. Кинематически уравнение (8) означает, что всякий раз, когда Европа и Ганимед находятся в соединении, Ио должна находиться от них почти точно на удалении 180° (рис. 3.4). Дифференцирование уравнения (8) дает при осреднении по либрации

$$n_1 - 2n_2 = n_2 - 2n_3. \quad (9)$$

Таблица 3.1. Динамические параметры галилеевых спутников

	Ио (1)	Европа (2)	Ганимед (3)	Каллисто (4)
Большая полуось a , 10^5 км	4,22	6,71	10,7	18,8
Среднее движение n , град/сут	203,4890	101,3747	50,3176	21,5711
Вынужденный эксцентриситет e_f	0,0041	0,0101	0,0006	—
Свободный эксцентриситет e_p	$(1 \pm 2) \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	0,0015	0,01
Масса, $10^{-5} m_J$	$4,684 \pm 0,022$	$2,523 \pm 0,025$	$7,803 \pm 0,030$	$5,661 \pm 0,019$

Обе части равенства составляют сейчас 0,7395 град/сут. Это много меньше, чем средние движения (в табл. 3.1 орбитальные периоды порядка суток), так что каждая пара очень близка к точной соизмеримости 2 : 1. В прошлом данная величина, которую я обозначая v , могла быть иной; была ли она большей или меньшей (что соответствует меньшим или большим вынужденным эксцентриситетам), зависит от выбора теоретического сценария вековой эволюции. [Позднее в этой главе мне понадобится слегка видоизменить определение v и ввести индексы, чтобы различать левую и правую части уравнения (9); тем не менее все v сохраняют их качественную интерпретацию как меру отличия системы от точной соизмеримости.]

В приложении А в конце этой главы приводятся более подробные уравнения резонансных взаимодействий, которые, по существу, представляют собой более полные варианты выражений (1), (2) и (3). Будут продемонстрированы математически некоторые из свойств резонанса, которые рассматривались ранее, в частности поведение эксцентриситетов, показанное на рис. 3.3, и обратная зависимость вынужденного эксцентриситета от v . Поведение ϕ будет описано уравнением маятника (44), объясняющим наблюдаемую устойчивость ϕ при 180° , которая видна на рис. 3.4 и в уравнении (8), так же как и наблюдаемое соотношение средних движений в уравнении (9). Вывод уравнения маятника требует, чтобы v было больше современного значения или равно ему; это обстоятельство следует иметь в виду, когда мы будем рассматривать эволюционные модели с первоначально малыми v .

II. Диссипативные воздействия на орбиты

Каждый спутник вызывает на планете прилив. Если планета вращается быстрее, чем спутник, как это имеет место у Юпитера по отношению к галилеевым спутникам, диссипация в планете выносит ее приливный выступ слегка вперед по отношению к направлению на спутник. Таким образом, спутник приобретает орбитальную энергию за счет энергии вращения планеты. Соответственно этому среднее движение спутника уменьшается со скоростью [15]

$$\frac{\dot{n}}{n} = -\frac{9}{2} k_J \left(\frac{R_J}{a} \right)^5 \frac{\mu n}{Q_J} \equiv -c, \quad (10)$$

где a — большая полуось орбиты спутника, R_J — радиус планеты, Q_J — ее приливный диссипативный параметр (обратно пропорциональный скорости диссипации), k_J — «число Лява второго порядка», которое означает увеличение приливного потенциала вследствие деформации планеты, а μ — отношение массы спутника к массе планеты. Для жидкого Юпитера $k_J = 0,5$ [30]. Если приливы вызваны Ио, то $c \approx 6 \cdot 10^{-13} Q_J^{-1} \text{ с}^{-1}$. Для приливов, вызываемых другими галилеевыми спутниками, c на несколько порядков меньше. Поэтому далее в этой главе будет приниматься,

что приливы, вызываемые Европой и Ганимедом, или приливы на них самих оказывают пренебрежимо малый эффект на их орбитальную эволюцию. Хотя это предположение вполне правдоподобно, его все же следует проверить.

Ограничения для диссипации в недрах Юпитера были получены несколькими методами. Голдрайх и Сотер [10] отметили, что $Q_J \geq 10^5$, так как в противном случае за время жизни Солнечной системы галилеевы спутники, как следует из (10), отодвинулись бы от Юпитера гораздо дальше, чем они находятся сейчас. (Другие внутренние спутники налагают значительно более слабые ограничения из-за их малой массы.) Этот вывод опирается на предположение, что другие эффекты, такие как приливы, вызываемые на спутниках (см. ниже), не особенно противодействуют увеличению большой полуоси (т.е. убыванию среднего движения), которое определяется уравнением (10). Как отмечают далее Голдрайх и Сотер, гипотеза о том, что система эволюционировала от состояния, далекого от соизмеримости, в состояние резонанса, требует, чтобы $Q_J \leq 10^6$; иначе в ней недостаточно изменяются отношения средних движений. Рассмотрение Йодером [30] этой гипотезы требует такого же верхнего предела (см. разд. III).

Оценки Q_J по моделям диссипации приливной энергии в Юпитере дают значительно более высокие значения. Из оценки длины перемещения для конвекции, поддерживаемой внутренними источниками тепла в Юпитере, Голдрайх и Николсон [9] нашли $Q_J \approx 5 \cdot 10^{13}$. Распространение вверх атмосферных волн, вызываемых приливами, согласно анализу Хубена и Гираша (личное сообщение), дает $Q_J \approx 5 \cdot 10^7$. Вероятно, дополнительная приливная диссипация должна происходить в силикатном ядре. Дермотт [5] считает, что нагревание в ядре эквивалентно $Q_J \approx 10^6$. Однако по причинам, ясно изложенным Дермоттом, эта оценка является в чем-то экстремальной. Значение Q , принятое им для силикатного ядра ($Q = 34$), ниже, чем можно было бы предположить из сравнения с соответствующими величинами для твердых компонент Земли ($Q \geq 100$). Даже значение $Q \approx 100$ требует серьезного ограничения; вещество должно было быть твердым, причем как раз на грани затвердевания, иначе силикаты имели бы гораздо более высокое Q . Далее, из космогонических соображений У. Хаббард (личное сообщение) полагает, что ядро Юпитера содержит значительную долю воды, поэтому масса силикатов должна быть меньше, чем принимал Дермотт. Хаббард считает, что диссипация в ядре Юпитера не может соответствовать $Q_J < 10^7$.

Таким образом, эти оценки Q_J , основанные на физических моделях Юпитера, дают в общем несколько большие величины, чем требуется для гипотез захвата в резонанс. В связи с этим в данной главе (разд. IV и V) предлагаются другие сценарии орбитальной эволюции, которые согласуются с большими значениями Q_J . В наиболее разработанном из этих альтернативных сценариев (разд. V) принимается, что вначале система была даже ближе к точной соизмеримости (меньшие v), чем она

находится сейчас. Если лучшие современные оценки Q_J окажутся корректными, то следует принять сценарий второго типа. С другой стороны, продолжается физическое моделирование Юпитера, побуждаемое отчасти этими динамическими проблемами, и в конечном итоге может быть найден механизм для объяснения и меньших значений Q_J .

Другой характер момента, действующего на орбиту Ио, вызывается электрическим током, генерируемым электрическим полем $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ при движении спутника сквозь магнитосферу Юпитера. Для данной величины I (в амперах) тока в силовой трубке этот момент дает n_1 , эквивалентное приливному, при $Q_J = 3 \cdot 10^{13}/I$ [24] (ток сквозь Ио составляет около $2I$ благодаря наличию двух магнитосферных токовых петель). Наибольшее значение I , по данным КА «Вояджер», $5 \cdot 10^6$ А [22] эквивалентно $Q_J = 6 \cdot 10^6$. Кивелсон и др. [16] оценивают I на порядок ниже, а оценка Несса и др. [22] после пересмотра уменьшилась до $3 \cdot 10^6$ А (см. гл. 4 Кассена и др. в этой книге). Таким образом, в настоящее время всякий крутящий момент, вызываемый I , должен быть эквивалентен $Q > 10^7$. В нашем анализе в следующих разделах рассматриваются только приливные эффекты, но влияние магнитного момента можно учесть просто введением эквивалентного Q_J .

Приливы, вызываемые Юпитером на спутниках, должны были привести к их синхронному вращению за времена, короткие по сравнению с возрастом Солнечной системы (например, $\sim 10^4$ лет для Ио, $\sim 10^6$ лет для Ганимеда). Однако диссипация приливной энергии продолжается в каждом спутнике ввиду эксцентриситеты его орбиты. В его веществе совершается работа, так как в течение каждого орбитального периода, во-первых, колеблется расстояние до Юпитера, а следовательно, и амплитуда прилива, и, во-вторых, меняется орбитальная скорость, а значит, колеблется и направление прилива по отношению к телу спутника. Эти приливы приводят к следующим изменениям [15]:

$$\frac{\dot{n}}{n} = 7Dce^2, \quad (11)$$

$$\dot{e} = -\frac{7}{3}Dce, \quad (12)$$

где $D = (k/k_J)(R/R_J)^5 \mu^{-2} (Q_J/Q)$, а R , k и Q — соответственно радиус спутника, число Лява и параметр приливной диссипации. Как и прежде, μ — отношение масс спутника и планеты.

Число Лява k сильно зависит от жесткости тела*). Для луноподобной Ио с жесткостью $6,5 \cdot 10^{10}$ Па k составляет 0,007. Если вещество Ио

*) Используемое здесь k является «числом Лява второго порядка» и часто пишется с индексом 2. Поскольку это единственное число Лява, используемое в данной главе, индекс для него не требуется. Повсюду, если не оговорено иное, числовые индексы обозначают порядковые номера спутников.

в значительной мере расплавлено, то приливная деформация сильнее и $k \sim 1$. Увеличение диссипации ввиду большего k в расплавленном теле по крайней мере частично компенсируется тем, что диссипация упругой энергии, согласно модели, предложенной Пилом и др. [25], происходит только в малой части общего объема, а именно в коре. Увеличение диссипации относительно ее интенсивности в твердом теле можно охарактеризовать множителем η (в гл. 4 этой книги он обозначен буквой f), величина которого зависит от доли расплавленного объема. Вообще k/Q в наших уравнениях можно заменить на $\eta k/Q$, где k и Q — величины для твердого тела. Для равновесной модели всего корового слоя на Ио η может быть ~ 13 [25].

Читая следующие разделы, имейте в виду, что члены, пропорциональные s , вызваны приливами, возбужденными в Юпитере спутником, а члены с Ds — приливами, возникшими на спутнике. D равно отношению между ними. Если не использованы индексы, то обсуждаемый спутник — Ио.

III. Захват в резонанс

Согласно гипотезе, предложенной Голдрайхом [8] и развитой затем Синклером [27], система галилеевых спутников вначале была нерезонансной, а затем эволюционировала к резонансу. В этом разделе будет кратко описан подробный анализ Йодера [30] (с использованием моих собственных обозначений для согласования с остальной частью главы), а затем мы рассмотрим приложения его результатов. Некоторые из основных результатов Йодера были также получены независимо Лином и Папалоизу [19]. В схеме эволюции, предложенной Йодером, вследствие приливного трения Ио движется от Юпитера наружу до тех пор, пока не достигается соизмеримость 2:1 с Европой и оба спутника не войдут в резонанс. Затем оба спутника отодвигаются вместе наружу, пока не образуется соизмеримость 2:1 между Европой и Ганимедом и система не окажется связанной современным резонансом.

Для изучения вековой эволюции системы приливные эффекты, рассмотренные в предыдущем разделе, следует ввести в уравнения, равнозначные тем, которые выводятся в приложении А. В математическом анализе, изложенном в приложении В, показано, как изменяется уравнение маятника, которому подчиняется ϕ [уравнение (51)], и в него добавляется дополнительный член, пропорциональный $\dot{\phi}$ [уравнение (56)]. Также выводится уравнение (54)

$$\dot{v}_{11} = 0,32cn_1(1 - 13De_1^2)$$

для эволюционного изменения v_{11} (рис. 3.5). Это скорость, с которой система эволюционирует в сторону точной соизмеримости 2:1 или удаляется от нее после того, как установлен трехтельный резонанс. Согласно уравнению (54), эволюция останавливается, т.е. система находится в равновесии, если $e_1^2 = 1/13D$. Это равновесие устойчиво, так как если

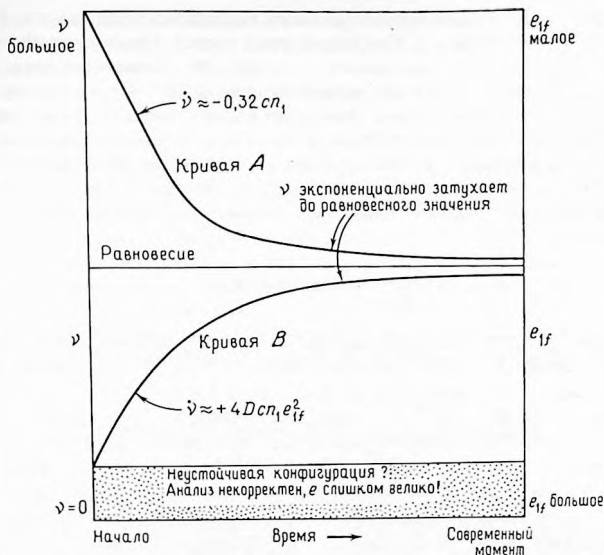


Рис. 3.5. Схема поведения $\nu \equiv n_1 - 2n_2 = n_2 - 2n_3$, подчиняющегося уравнению (54). Кривая А иллюстрирует сценарий Йодера [30], рассмотренный в разд. III. Система начинается как нерезонансная (ν велико и соответственно вынужденное e мало), эволюционирует в сторону точной соизмеримости ($\nu = 0$) в соответствии с зависимостью $\dot{\nu} = -0,32 c n_1$, но замедленно с приближением к равновесному условию $D = 1/13 e_{1f}^2$. D , в которое входит отношение Q_J/Q_1 , должно быть меньше, чем современное значение $1/13 e_{1f}^2 = 4600$. Эволюция из более глубокого резонанса (кривая В) рассматривается в разд. V.

e_{1f} слишком велико, то ν_{11} увеличивается. Поскольку $e_{1f} \propto 1/\nu_{11}$, то e_{1f} убывает, и система возвращается к равновесию (рис. 3.5).

Если задано, что система эволюционирует от нерезонансного состояния (большое ν_{11} , малое e_{1f}) к равновесию, то e_{1f} должно быть меньше, чем его равновесное значение (кривая А, рис. 3.5). Тогда мы имеем

$$D \leq 1/13 e_{1f}^2 = 4600. \quad (13)$$

Напомним из определения D (разд. II), что, не считая постоянных множителей, D представляет собой отношение приливных параметров $Q_J/(Q_1/\eta_1)$. Таким образом, используя соотношение (13), мы можем перейти от ограничений для Q_1/η_1 к ограничениям для Q_J .

Относительно Q_1/η_1 нам кое-что известно, поскольку видно, что Ио подверглась значительному приливному разогреву. Конечно, скорость нагрева должна быть (и притом в течение долгого времени) большей,

чем у Луны — почти такого же по размеру холодного тела (см. гл. 4 Кассени и др. и гл. 19 Пирла и Синтона в этой книге). Современный радиогенный разогрев Луны составляет $\sim 5 \cdot 10^{11}$ Вт. Даже скорость разогрева радиогенным теплом на ранней стадии $2 \cdot 10^{12}$ Вт не могла быть достаточной для расплавления Луны, хотя Луна была к этому, вероятно, близка [25]. По оценке Пила и др. [25], после предполагаемого перегрева и расплавления Ио приливное нагревание продолжается со скоростью $\sim 2 \cdot 10^{13}$ Вт (что эквивалентно $Q_1/\eta_1 \approx 10$). Скорость приливного нагрева, оцененная по скорости потери орбитальной энергии (11), составляет

$$\frac{dE}{dt} = \frac{7}{3} m_1 n_1^2 a_1^2 c D_1^2. \quad (14)$$

Подставив в левую часть равенства $2 \cdot 10^{13}$ Вт, мы находим, что cD (пропорциональное η_1/Q_1) должно быть $\geq 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$. Этот предел в комбинации с ограничением на D (13) дает $c \geq 4 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$. Затем из равенства $c = 6 \cdot 10^{-13} Q_J^{-1} \text{ с}^{-1}$ (разд. II) находим $Q_J \leq 1,5 \cdot 10^5$ (Йодер получил $Q_J \ll 2 \cdot 10^6$). В действительности ограничение не столь суровое. Единственное реальное требование состоит в том, чтобы приливная диссипация превышала радиогенный разогрев, т.е. $dE/dt \geq 2 \cdot 10^{12}$ Вт или же $Q_1/\eta_1 \leq 100$. Таким образом, $Q_J \leq 1,5 \cdot 10^6$. Эти значения несколько ниже, чем принимается в современных моделях диссипации Юпитере ($Q_J > 10^7$ — см. разд. II). Электрические токи также слишком слабы, чтобы дать такой большой крутящий момент, какого требует этот сценарий.

Ситуация еще хуже, если принять, что наблюдаемый современный тепловой поток из Ио $\sim 6 \cdot 10^{13}$ Вт [20, 21, 26, 28] является мерой средней скорости приливного нагрева. Тогда Q_J должно быть меньше, чем $5 \cdot 10^4$, что выходит даже за рамки абсолютного нижнего предела Голдрайха и Сотера ($Q_J > 10^5$) [10]. Этот результат свидетельствует против гипотезы захвата в резонанс. С другой стороны, современный тепловой поток может быть аномальным или не обусловленным приливами разогревом.

Йодер показал, что сценарий эволюции в сторону резонанса подкрепляется оценкой Лиске [18] современной амплитуды либрации $\phi = 0,066^\circ$. Эта величина в сочетании со скоростью затухания либрации, вызванного трением (56) в уравнении маятника, помогает ограничить возраст резонанса. Либрация затухает экспоненциально со временем с декрементом, примерно равным удвоенной обратной величине коэффициента при ϕ . Чтобы перейти от амплитуды 180° (начальный захват в либрацию) к величине $0,066^\circ$, потребовалось бы, согласно Йодеру, $\leq 5 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, резонанс очень молод. Отсюда следует, что плавление и вулканизм Ио и растрескивание поверхности Европы (если они вызваны приливами) — современные явления. В действительности средняя скорость диссипации в Ио может быть значительно мень-

шей, чем предполагал Йодер, и поэтому возраст резонанса увеличится до $2,6 \cdot 10^9$ лет [Пил, личное сообщение], т.е. до значения, которое еще поддерживает гипотезу захвата.

Эти результаты о возрасте резонанса зависят от определения Лиске амплитуды либрации. Йодер отмечает, что заметную роль может играть пренебрежение Лиске некоторыми периодическими эффектами. Даже если амплитуда Лиске корректна, резонанс не обязательно должен быть молодым. Возможно, резонанс древний, а современная либрация есть следствие удара рыхлого тела из Солнечной системы [К. Блезис, личное сообщение]. Десятикилометровое тело, двигавшееся со скоростью 20 км/с и ударившее в спутник $\lesssim 10^8$ лет назад, могло в достаточной степени изменить скорость любого из трех резонансных спутников, чтобы создать либрацию $\sim 0,1^\circ$. (Подобный удар мог бы создать и вращательное движение, которое затухло бы относительно быстро.) Таким образом, орбитальная либрация — спорная мера возраста резонанса.

IV. Современное или эпизодическое плавление Ио

В этом разделе предлагается модификация гипотезы захвата в резонанс, которая может совмещаться с большими значениями Q_J ($\gtrsim 10^7$), на которые указывают физические модели Юпитера. Рассмотрим случаи, в которых резонанс является очень старым, но плавление Ио произошло недавно. Недавнее плавление может быть и первым эпизодом и самым последним в серии циклов плавления — затвердевания. В этих умозрительных моделях весь ход процессов представляется следующим. Поскольку v эволюционирует к равновесному значению, зависящему от величины приливного параметра D (рис. 3.5), то изменяются соответствующие орбитальные эксцентриситеты. В свою очередь изменяются скорости разогрева, и они могут привести к внезапным катастрофическим физическим изменениям (например, плавлению), которые чрезвычайно сильно повлияют на величину D . Понятно, что подобное изменение D , если оно произошло недавно, вывело бы систему из равновесия таким образом, что уже не существовал бы критический предел (13). Величина Q_J больше не должна была быть $\lesssim 2 \cdot 10^6$. Далее приводятся примеры того, как мог бы реализоваться описанный процесс.

Предположим, что Ио была первоначально твердой, причем $k_1 = 0,007$ и $Q_1 = 1000$. Пил и др. принимают для твердой Ио величину $Q_1 = 100$, но сценарии, обсуждаемые в этом разделе, требуют большего значения, и 1000 не является неприемлемым. В этом случае при $Q_J = 10^7$, $D = 5000$. Предположим, захват в резонанс произошел на ранней стадии истории Солнечной системы. Согласно уравнению (54) (напомним, что $e_{1f} \propto 1/v_{1i}$), e_{1f} экспоненциально возрастает до равновесного значения 0,004 за время, незначительно превышающее 10^9 лет, как на кривой А рис. 3.5. Когда e_1 приблизится к этому значению, скорость

приливного нагревания в Ио станет $\sim 2 \cdot 10^{11}$ Вт. Если радиогенный нагрев ($\sim 10^{12}$ Вт) уже находится на пределе плавления Ио, то этого количества приливного тепла должно быть достаточно, чтобы началось плавление из-за перегрева, которое могло бы занять период времени порядка 10^8 лет. Увеличение приливного разогрева Ио (рост η_1 примерно до 10) означает быстрое возрастание D по меньшей мере на порядок. Этому соответствует смещение равновесной величины e_1 (на рис. 3.5 линия равновесия внезапно сдвигается вверх). Если это плавление произошло недавно (в последние несколько сотен миллионов лет), то не будет достаточно времени, чтобы значение e_1 (двигаясь вверх по кривой B на рис. 3.5 с экспоненциальной шкалой времени 10^9 лет) пришло к новому меньшему равновесному значению. В таком случае D может быть много больше, чем $1/13e_{1f}^2$, в противоположность ограничению (13), вытекающему из модели Йодера; уже нет необходимости в ограничении $Q_J \lesssim 2 \cdot 10^6$.

Сценарий эпизодического плавления может начинаться при тех же условиях, которые были только что описаны, но система должна быть вначале в резонансе при e_1 , почти достигающем значения 0,004, так чтобы ускоряющееся плавление возникло немедленно. D возрастает на порядок за $\sim 10^8$ лет, т. е. за время порядка продолжительности плавления. Тогда e_{1f} убывает в сторону нового соответственно более низкого равновесного значения за время порядка 10^9 лет. Когда e_1 становится достаточно малым, я допускаю, что может наступить новое быстро ускоряющееся затвердевание. Как только нагревание замедляется вследствие уменьшения e_1 , то утолщается кора, уменьшается k и нагревание замедляется еще больше. D убывает до своего первоначального значения, и цикл возобновляется. (Всю эту последовательность процессов можно проиллюстрировать на рис. 3.5. Вначале система эволюционирует вдоль кривой A , но линия равновесия внезапно поднимается вверх. Тогда система эволюционирует вверх по кривой типа B в сторону новой линии равновесия, до тех пор пока линия равновесия внезапно вновь не опустится, завершая один цикл.) Если плавление началось недавно, этот сценарий можно согласовать с современным значением e_{1f} , вероятными значениями Q_J и наблюдаемым вулканизмом. Однако сценарий эпизодического плавления будет оставаться умозрительным до тех пор, пока не проанализированы более детальные модели процессов плавления и затвердевания (см. гл. 4 этой книги).

V. Первичный глубокий резонанс

Рассмотренные в разд. III и IV сценарии, в которых система изначально находится дальше от точной соизмеримости, чем сейчас, имеют несколько очевидных недостатков: модель Йодера требует малых Q_J ; модель современного плавления требует специальных условий; модель эпизодического плавления в высшей степени умозрительна. Даже если

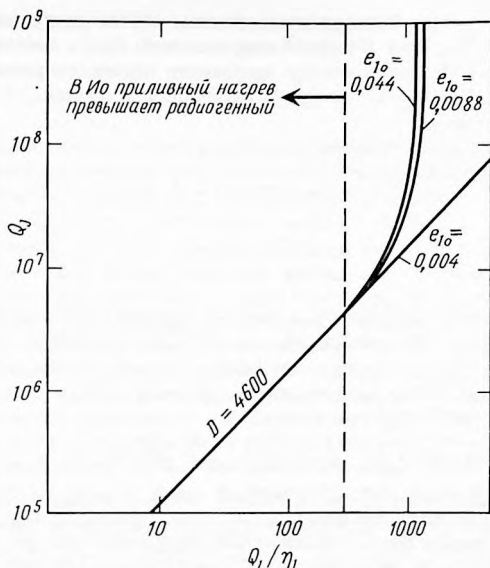


Рис. 3.6. Эволюция, начинающаяся с более глубокого резонанса [24] (кривая В на рис. 3.5). При соответственно больших начальных значениях e_{1f} сплошные кривые указывают значения Q_J и Q_1/η_1 , ведущие к современным e_{1f} . Предел для Q_1/η_1 налагает предел на Q_J .

в конечном итоге данный тип сценария окажется пригодным, мы должны исследовать гипотезу иного типа, в которой система начинала с более глубокого резонанса, чем современный, т.е. когда все v были меньше, а вынужденные e больше, чем сейчас (кривая В на рис. 3.5).

Пил и Гринберг [24] использовали уравнение (54) для исследования эволюции, начинающейся от более глубокого резонанса. Как и прежде, e_{1f} приближается к своему равновесному значению $1/\sqrt{13D}$, но теперь от более высоких начальных значений. Для различных начальных значений v_{11} и соответствующих начальных значений e_{1f} мы интегрировали уравнение (54), чтобы найти величины Q_J и Q_1/η_1 , которые по прошествии $4,6 \cdot 10^9$ лет дают современное e_{1f} .

На рис. 3.6 показаны результаты, полученные для трех репрезентативных начальных значений e_{1f} , обозначенных e_{10} . При e_{10} , равном современному значению e_{1f} (0,004), система должна от исходного состояния оставаться в равновесии. Таким образом, $D = 4600$, что изображено наклонной прямой на рис. 3.6. Для больших e_{10} , если Q_1/η_1 очень мало, система должна была в соответствии с уравнением (54) достичь равно-

веса очень быстро. Следовательно, в этом случае пригодна та же самая наклонная прямая. С другой стороны, если Q_1/η_1 достаточно велико, то в ходе эволюции система пребывает далеко от равновесия, так что эволюция не зависит от Q_J . Отсюда кривые на рис. 3.6 становятся вертикальными.

Теперь вычислим энергию, диссипировавшую в Ио в ходе эволюции. Перед приближением к равновесию, как это следует из уравнения (54), $\dot{v}_{11} = 4Dcn_1e_1^2$. Деля изменение энергии (14) на \dot{v}_{11} , получаем

$$\Delta E = \frac{1}{2} m_1 n_1 a_1^2 \Delta v_{11}. \quad (15)$$

Так что если Δv_{11} изменяется от малого значения почти до современного 0,9 град/сут, мы находим $\Delta E = 4 \cdot 10^{28}$ Дж независимо от значения Q_1/η_1 . После того как система приблизится к равновесию ($e_1 \sim 1/\sqrt{13D}$), уравнение энергии (14) дает следующее дополнительное изменение энергии за несколько миллиардов лет (Δt):

$$\Delta E = 10^{19} \text{ Дж} \cdot (\eta_1/Q_1) e_{1f}^2 \Delta t = 3 \cdot 10^{31} \text{ Дж} (\eta_1/Q_1). \quad (16)$$

Чтобы приливный нагрев превысил полный радиогенный ($\sim 1,3 \times 10^{29}$ Дж, если принять хондритовое содержание радиоактивных элементов), Q_1/η_1 должно быть < 300 . Пил и Гринберг [24] принимали это как необходимое ограничение, чтобы объяснить большую тепловую активность Ио по сравнению с Луной. При таком ограничении Q_1/η_1 мы видим из рис. 3.6, что Q_J должно быть $< 5 \cdot 10^6$ или же электрический ток I должен быть $\geq 6 \cdot 10^7$ А. Поскольку измеренные значения I меньше, чем $6 \cdot 10^7$ А (разд. II), Пил и Гринберг заключают, что в схеме изначально глубокого резонанса требуется $Q_J < 5 \cdot 10^6$.

С другой стороны, критерий, принятый Пилом и Гринбергом и основанный на полном интегральном разогреве, может быть некорректным. Вероятно, точнее было бы потребовать, чтобы современная *интенсивность* приливного нагрева превышала *интенсивность* радиоактивного нагрева, поскольку наблюдаемая в настоящее время активность на Ио отражает выход энергии преимущественно за последние $\lesssim 10^9$ лет, а не за все время существования Солнечной системы. Чтобы избавиться от этого ограничения, потребуем, чтобы $Q_1/\eta_1 < 100$, т.е. налагаем то же условие, которое принималось мною в модели захвата в резонанс. Теперь, обращаясь к рис. 3.6, мы находим $Q_J < 1,5 \cdot 10^6$, т.е. в точности тот же предел, который был найден из модели захвата.

Почему же и модель захвата в резонанс, и модель первичного глубокого резонанса дают один и тот же предел Q_J ? Первая (см. кривую А на рис. 3.5) требует, чтобы отношение $Q_J/(Q_1/\eta_1)$ было меньше некоторого фиксированного значения, определяемого из условий равновесия. Последняя (см. кривую В на рис. 3.5) требует, чтобы отношение $Q_J/(Q_1/\eta_1)$ было больше, чем то же самое фиксированное значение, но

для любого $Q_1/\eta_1 < 300$ эволюция происходит столь быстро, что $Q_J/(Q_1/\eta_1)$ должно быть близко к равновесному значению. Поэтому какой-то заданный верхний предел для Q_1/η_1 (в тех случаях, когда он меньше 300) налагает такой же верхний предел на Q_J в обеих моделях. Заметим, что если бы Q_1/η_1 было больше 300, то пределы для Q_J были бы весьма различными в двух моделях. Например, если $Q_1/\eta_1 = 3000$, то модель захвата в резонанс требует $Q_J < 5 \cdot 10^7$, тогда как модель первичного резонанса не налагает на Q_J никакого предела.

Поскольку $Q_1/\eta_1 \lesssim 100$, из обеих моделей следует $Q_J < 1,5 \cdot 10^6$. Как говорилось выше, если мы примем гипотезу захвата, то тогда, по-видимому, нужно будет найти механизм диссипации энергии в Юпитере с соответствующей скоростью. С другой стороны, даже если окажется, что Q_J действительно больше 10^7 , сценарий первичного резонанса может быть пригоден по следующей причине. Всякий процесс, который мог бы замедлить эволюцию от раннего глубокого резонанса в сторону равновесия (кривая *B* на рис. 3.5), подразумевает, что система сейчас находится дальше от равновесия, чем это было оценено Пилом и Гринбергом на основе уравнения (54). В рамках схемы рис. 3.6 поворот вверх кривых $Q_J(Q_1/\eta_1)$ должен был бы произойти левее. Если этот поворот на рис. 3.6 сместился бы левее на порядок величины, то мы могли бы иметь $Q_1/\eta_1 < 100$ и $Q_J \sim 5 \cdot 10^7$, так что оказалась бы возможной и модель первоначального резонанса. Имеется несколько факторов, которые могли бы привести к замедлению эволюции по сравнению со скоростью, соответствующей уравнению (54):

1) *Коэффициент в уравнении (54)*. Для вывода уравнения (54), т.е. сведения девяти определяющих уравнений к уравнению маятника, потребовалось ввести предположение, что скорость циркуляции v много больше, чем частота колебаний маятника. Это ограничение сейчас выполняется, хотя и на пределе. Оно безусловно удовлетворяется в рамках сценария, исследованного Йодером, при значениях v , больших, чем их современные значения. Однако в рассмотренных здесь сценариях значения v первоначально были меньшими, ограничение явно не выполнялось. Чтобы исследовать сценарий, в котором система вначале находилась в более глубоком резонансе, нужно рассмотреть полный набор определяющих уравнений, включая приливные члены. Я получил такое решение, которое показало, что уравнение (54), описывающее вековую эволюцию вынужденного эксцентриситета Ио и величины v (рис. 3.5), изменяется. Равновесное решение $e_{1f} = (13D)^{-1/2}$ остается неизменным, но коэффициент, который был равен 0,32 в уравнении (54), теперь является функцией $F(v)$. При $v > 0,8$ град/сут $F(v) = 0,32$, но при меньших значениях v , как показано на рис. 3.7, $F(v)$ меньше. Поэтому если эволюция начинается почти от точной соизмеримости, то эта эволюция (кривая *B* на рис. 3.5) идет медленнее, чем указывает уравнение (54).

2) *Переменное Q_1/η_1* . Величина отношения Q_1/η_1 вполне могла быть больше в прошлом, чем сейчас. Скорости нагрева, вероятно, в несколь-

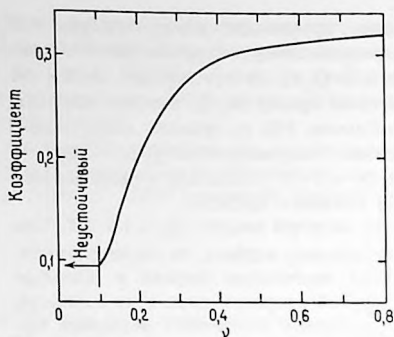


Рис. 3.7. Коэффициент $F(v)$, заменяющий 0,32 в уравнении (54). $F(v) = 0,32$ только при $v > 0,8$ град/сут. Более низкие значения для малых v соответствуют более медленной эволюции, чем дается уравнением (54).

ко раз превышали современные. Радиоактивные элементы были более обильны, а более высокие вынужденные эксцентриситеты вызывали бы большее приливное нагревание. Избыточное тепло уменьшило бы толщину твердой коры по сравнению с ее современной толщиной, как следует из модели равновесия Пила и др. [25], учитывающей только теплопроводность. Следовательно, уменьшится объем, в котором может происходить упругая диссипация, и Q_1/η_1 будет больше. (Увеличение числа Лява k , которое стремится уменьшить Q_1/η_1 , пренебрежимо мало.)

3) *Неопределенность в отношении поведения в глубоком резонансе.* До сих пор еще никто не рассматривал начальных состояний с $v \leq 0,1$ град/сут. Нет оснований отвергать возможность того, что эволюция началась со столь глубокого резонанса (затененная зона на рис. 3.5) или даже по другую сторону точной соизмеримости (отрицательные v). Такие случаи до сих пор игнорировались только из-за аналитических трудностей. Когда v малы, вынужденные эксцентриситеты велики, поэтому теория должна быть разработана до высоких порядков по e . (В действительности, Пил и Гринберг, наверно, излишне переоценили теорию, рассматривая случай $e_{10} = 0,044$ — рис. 3.6.) Если бы начальные условия были в зоне малых v (больших вынужденных e) или отрицательных v , эволюция до современных значений v значительно затянулась бы. Кривая зависимости Q_J от Q_1/η_1 на рис. 3.6 тогда могла бы лежать гораздо левее показанных кривых.

Достаточно ли этих трех факторов, чтобы примирить гипотезу первичного резонанса с $Q_J > 10^7$? Факторы (1) и (2) обеспечивают существенный шаг в этом направлении; из предварительных расчетов я нашел, что правдоподобная оценка вариации отношения Q_1/η_1 в сочетании с поправкой коэффициента в уравнении (54) смещает загиб на рис. 3.6 влево на полпорядка. Представляется возможным, что фактор (3) даст необходимое оставшееся смещение, но для полной уверен-

ности теория резонанса должна быть развита до более высоких порядков эксцентриситета.

Необходимо также дальнейшее изучение модели изменения Q_1/η_1 со временем — описанный выше фактор (2). При оценке фактора (2) я использовал равновесную модель теплопроводности. С другой стороны, имеются сложности, которые могут сильно повлиять на эти расчеты. Если большая часть тепла уходит из встречающихся в отдельных местах горячих точек, на что указывают наблюдения теплового потока (см. гл. 19), кора могла быть значительно толще, чем дается равновесной моделью теплопроводности. Глубокие трещины, о существовании которых может свидетельствовать наличие отдельных горячих точек, служат указанием на возможность приливных деформаций с меньшей диссипацией, чем соответствует оценкам Пила и др. [25] для упругого изгиба. Как эти и другие процессы могли повлиять на вариации Q_1/η_1 со временем, еще следует изучить.

Если значение $Q_1/\eta_1 \sim 3$, вытекающее из недавних измерений теплового потока [20, 21, 26, 28], действительно характеризует среднюю вековую величину, то, согласно рис. 3.6, $Q_J < 5 \cdot 10^4$. Это значение (такое же, как было получено для сценария захвата в резонанс) неприемлемо низко не только потому, что расходится с оценками Q_J , основанными на моделях Юпитера, но и потому, что нарушает абсолютный нижний предел ($Q_J = 10^5$), найденный Голдрайхом и Сотером (разд. II). Мы столкнулись с этой же проблемой, когда рассматривали модель захвата в резонанс (разд. III). Там мы могли только заключить, что современный тепловой поток должен быть аномальным. В модели первичного резонанса проблема также устраняется, если мы таким образом интерпретируем данные о тепловом потоке. Однако, как я уже показал, в этой модели может быть иной путь для примирения малых величин Q_1/η_1 с правдоподобными значениями Q_J . Понятно, что система до сих пор могла и не достичь состояния равновесия, так как мы определенно не знаем ее поведения в глубоком резонансе [фактор (3)]. Это утверждение требует, чтобы система, начинавшая с малых или отрицательных v ($< 0,1$ град/сут), сохраняла такие значения вплоть до совсем недавнего времени ($\lesssim 10^7$ лет назад). Таким образом, измерения теплового потока, по-видимому, требуют, чтобы в настоящее время имела некая особенность: либо чтобы скорость нагрева была аномально высокой, либо чтобы система только недавно вышла из глубокого резонанса.

Последнее объяснение может быть проверено измерением векового ускорения Ио (dn_1/dt). Если система в самом деле сейчас не находится в равновесии, то, согласно уравнению (54), $De_1^2 \gg 1/13$. В этом случае величина dn_1/dt должна в большей степени определяться приливами, возбуждаемыми на Ио [уравнение (11)], чем приливами на Юпитере [уравнение (10)]. В действительности прямое определение орбитального ускорения Ио де Ситтером [6] (см. также [2]) на основе исторических записей наблюдений начиная с середины XVII в. дало $\dot{n}_1/n_1 \approx 10^{-17} \text{ с}^{-1}$, т.е. в точности скорость, соответствующую $Q_1/\eta_1 \approx 3$, — величине, выте-

кающей из тепловых измерений. Сам де Ситтер [7] и Голдстейн [11] потом отвергли это определение де Ситтера, поскольку они полагали, что \dot{M}_1 должно быть отрицательным; они считали, что приливы на Юпитере должны преобладать над приливами на Ио. Сейчас, когда мы рассмотрели в этой главе сценарий первичного резонанса; а также лучше поняли большую роль приливов на Ио, определение де Ситтера уже не кажется столь неправдоподобным. С другой стороны, в оценке де Ситтера не учитывались вариации вращения Земли, которая служила часами для привязки ко времени исторических данных [11].

Гипотеза первичного резонанса приводит к выводу, что скорость приливного нагревания Ио на раннем этапе эволюции была большей вследствие большого вынужденного эксцентриситета. Например, если бы ν было когда-то равно 0,1 град/сут, а Q_1/η_1 было равно 1000, то из уравнения (14) получилось бы $\dot{E}_{10} = 4 \cdot 10^{12}$ Вт, что на порядок величины больше, чем современная скорость радиоактивного нагрева, и вдвое выше, чем начальная скорость нагревания, что безусловно достаточно для плавления по модели Пила и др. [25].

Для Европы, принимая $Q_2/\eta_2 = 100$ и используя современное значение e_2 , Пил и др. [25] находят скорость диссипации $8 \cdot 10^{10}$ Вт. Если бы на раннем этапе ν было равно 0,1 град/сут ($e_2 f = 0,08$), то скорость нагревания равнялась бы $5 \cdot 10^{12}$ Вт. Если бы ν было когда-то еще меньше, что представляется необходимым для примирения сценария первичного резонанса с $Q_J > 10^7$ [упомянутый выше фактор (3)], то скорость приливного нагревания была бы даже больше. Такое нагревание могло бы содействовать задержке в промерзании водной мантии Европы, что является возможным объяснением особенно гладкой топографии и отсутствия кратеров на Европе (см. гл. 14 Луккитта и Содерблома).

С учетом данного фактора Кассен и др. [3] вычисляют приливное нагревание, необходимое для того, чтобы Ганимед и Каллисто оставались в расплавленном состоянии. Оно оказывается равным $\sim 8 \cdot 10^{13}$ Вт. Для приливов на Ганимеде данная величина соответствует $e_3 = 0,037$ (в предположении, что $Q_3/\eta_3 = 100$). (Доводы Кассена и др. о том, что даже при начальном эксцентриситете 0,1 Ганимед не мог бы долго оставаться расплавленным, не имеют отношения к данной ситуации; они игнорировали вынужденный эксцентриситет, поскольку в рассмотренном ими случае он был мал.) Чтобы резонанс привел к такому большому вынужденному эксцентриситету для Ганимеда, ν должно было равняться 0,02 град/сут. Столь глубокий резонанс был бы за пределами применимости теории первого порядка, поскольку $e_2 \sim 0,1$; я еще раз подчеркиваю необходимость развития теории до более высоких порядков эксцентриситета. Однако можно видеть, что приливный нагрев в первичном глубоком резонансе мог бы достаточно надолго отсрочить замерзание, чтобы дать возможность проявиться значительной тектонической активности (движения плит и образование борозд) на Ганимеде по сравнению с Каллисто, которая не имела подобного приливного источника тепла (см. гл. 13 Шумейкера и др.).

VI. Заключение

Выводы, которые следуют из сценариев захвата в резонанс и первичного глубокого резонанса, объединены в табл. 3.2. Если $Q_1/\eta_1 < 100$, о чем свидетельствует наблюдаемый вулканизм, то первый сценарий требует $Q_J < 1,5 \cdot 10^6$. Второй сценарий требует этого же предела, только если описанные в предыдущем разделе факторы, затормаживающие эволюцию, не окажутся значительными. Поскольку современным физическим моделям Юпитера соответствует $Q_J > 10^7$, то, возможно, небольшое преимущество есть у сценария первичного глубокого резонанса.

Таблица 3.2. Ограничения для Q_J соответственно двум сценариям

Q_1/η_1	Захват в резонанс	Изначальный глубокий резонанс
< 100 (из наличия вулканизма)	$Q_J < 1,5 \cdot 10^6$	$Q_J < 1,5 \cdot 10^6$ или, возможно, вообще без ограничений
~ 3 (измерения теплового потока)	$\begin{cases} Q_J > 10^5 \\ Q_J < 5 \cdot 10^4 \end{cases}$	$\begin{cases} Q_J > 10^5 \\ Q_J < 5 \cdot 10^4 \end{cases}$ или недавний выход из глубокого резонанса

Если значение $Q_1/\eta_1 \sim 3$, на что указывают измерения теплового потока, не аномально, то модель захвата в резонанс дает противоречивые ограничения Q_J , что, по-видимому, полностью отвергает этот сценарий. С другой стороны, модель первичного глубокого резонанса допускает приемлемые величины Q_J , если система вышла из глубокого резонанса в последние десять миллионов лет. Вновь приходится признать, что модель изначального резонанса несколько предпочтительнее. Более того, модель изначального резонанса дает раннее нагревание Ио, Европы и Ганимеда, которое помогает объяснить различные их свойства и контраст с поверхностью не находящейся в резонансе Каллисто.

Есть и другая причина для предпочтения модели изначального резонанса. Большое число соизмеримостей в Солнечной системе наводит на мысль, что планеты и спутники имеют тенденцию формироваться в состоянии резонанса. [Вновь открытый пятнадцатый спутник Юпитера 1979J2 [29] почти точно удовлетворяет следующему соотношению с Ио (J1) и Амальтеей (J5): $n_1 + n_{15} - n_5 = 0$. Заслуживает анализа динамический смысл этого соотношения, если таковой имеется.] Большинство резонансов невозможно объяснить приливной эволюцией. Мы еще не понимаем в деталях механизм, который способствует образованию тел вблизи резонансов, но некоторые свойства резонансов, рассмотренные в этой главе, вероятно, играли значительную роль в процессе роста планет и спутников [13, 14].

Выбрать какую-то одну модель образования и эволюции галилеевых спутников сейчас мы еще не можем. Орбитальная эволюция их тесно связана с существовавшими одновременно физическими свойствами. Поэтому описанные мною эволюционные модели представляют собой предварительную попытку объединить в единое целое некоторые элементы головоломки-мозаики. Эти модели являются примерами того, как можно подогнать друг к другу данные элементы. В других главах книги формулируются и «подгоняются» друг к другу другие части головоломки. Я с волнением ожидаю, что рассмотренные здесь части головоломки в конечном счете можно будет связать совсем по-иному. В результате, возможно, удастся получить полную картину образования спутников Юпитера.

Я благодарен К. Блэзиусу, Дж. Бернсу, П. Кассену, К. Чепмену, Д. Дэвису, У. Хаббарду, С. Пилу, Р. Рейнольдсу и Ч. Йодеру, с которыми вместе обсуждали разные идеи и суждения, а А. Хостетлер, проявив большое терпение, помогла в расчетах. Моя работа над этой главой главным образом финансировалась программой по геофизике и геохимии и проектом «Галилей». Институт планетных исследований является одним из отделений фирмы Science Applications, Inc.

Приложение А

Вывод уравнения маятника

Уравнения, описывающие изменения орбитальных элементов, получаются разложением в ряд Фурье гравитационного потенциала для каждого спутника под действием каждого другого спутника [1]. Большинство членов короткопериодические, так что их влияние можно не учитывать. Но я сохраняю члены, содержащие $\cos \theta$, где θ — медленно изменяющиеся величины (вблизи соизмеримости 2:1), определяемые уравнениями (4)–(7) (см. разд. I). Я пренебрегаю членами выше первого порядка по e ; результаты, по-видимому, имеют смысл, если все e меньше 0,1^{*}). Уравнения изменения среднего движения дают

$$\dot{n}_1 = -3\mu_2 n_2^2 \alpha^{-2} (C_1 e_1 \sin \theta_{11} + C_2 e_2 \sin \theta_{12}), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \dot{n}_2 = & 6\mu_1 n_2^2 (C_1 e_1 \sin \theta_{11} + C_2 e_2 \sin \theta_{12}) - \\ & - 3\mu_3 n_3^2 \alpha^{-2} (C_1 e_1 \sin \theta_{22} + C_2 e_3 \sin \theta_{23}), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\dot{n}_3 = 6\mu_2 n_3^2 (C_1 e_2 \sin \theta_{22} + C_2 e_3 \sin \theta_{23}), \quad (19)$$

^{*}) Произведенная недавно Пилом (личное сообщение) оценка членов высших порядков по e показывает, что теория первого порядка пригодна до этого предела, но не сверх его. Нужна дальнейшая работа по этому вопросу, и она продолжается Пилом, Йодером и мною.

где μ_i — масса i -го спутника в единицах массы Юпитера, $\alpha \approx 0,63$ — приблизительно постоянное отношение больших полуосей, а C являются функциями от α , причем $C_1 \approx -1,18$ и $C_2 \approx 0,42$ [30]. Изменения эксцентриситетов и апсид суть

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{e}_1 = -\mu_2 n_1 \alpha C_1 \sin \theta_{11} \end{array} \right. \quad (20)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\omega} = (\mu_2 n_1 \alpha C_1 / e_1) \cos \theta_{11} + \dot{\omega}_{1s}, \end{array} \right. \quad (21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{e}_2 = -\mu_1 n_2 C_2 \sin \theta_{12} - \mu_3 n_2 \alpha C_1 \sin \theta_{22}, \end{array} \right. \quad (22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\omega}_2 = (\mu_1 n_2 C_2 / e_2) \cos \theta_{12} + (\mu_3 n_2 \alpha C_1 / e_2) \cos \theta_{22} + \dot{\omega}_{2s}, \end{array} \right. \quad (23)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{e}_3 = -\mu_2 n_3 C_2 \sin \theta_{23} \end{array} \right. \quad (24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\omega}_3 = (\mu_2 n_3 C_2 / e_3) \cos \theta_{23} + \dot{\omega}_{3s}, \end{array} \right. \quad (25)$$

где индекс s обозначает изменения, вызванные вековыми (непериодическими) членами в возмущающей функции. Вековые члены включают сплюснутость Юпитера, как и вековые компоненты взаимного возмущающего потенциала спутников. Согласно Чао [4], $\dot{\omega}_{1s} = 0,16$ град/сут, $\dot{\omega}_{2s} = 0,04$ град/сут и $\dot{\omega}_{3s} = 0,01$ град/сут (эти величины включают поправку второго порядка, учитывающую резонансные члены). Здесь допускается, что эти вековые скорости постоянны, но в действительности они могли меняться со временем, так как сплюснутость Юпитера менялась и изменялись расстояния спутников от Юпитера; последствия этого еще нужно исследовать.

Эти уравнения можно привести к виду, более близкому к линейному, чтобы избежать неудобства малых величин в знаменателе. Для этого заменим e и $\dot{\omega}$ на h и k , определяемые следующим образом:

$$h_{11} \equiv e_1 \sin \theta_{11}, \quad k_{11} \equiv e_1 \cos \theta_{11}, \quad (26)$$

$$h_{12} \equiv e_2 \sin \theta_{12}, \quad k_{12} \equiv e_2 \cos \theta_{12}, \quad (27)$$

$$h_{22} \equiv e_2 \sin \theta_{22}, \quad k_{22} \equiv e_2 \cos \theta_{22}, \quad (28)$$

$$h_{23} \equiv e_3 \sin \theta_{23}, \quad k_{23} \equiv e_3 \cos \theta_{23}. \quad (29)$$

Уравнения изменений h и k могут заменить уравнения (20–25), определяющие e и $\dot{\omega}$. Мы их получаем, дифференцируя уравнения (26)–(29) и применяя (20)–(25), что дает, например,

$$\dot{h}_{11} = -\mu_2 n_1 \alpha C_1 - v_{11} k_{11}, \quad (30)$$

$$\dot{k}_{11} = v_{11} h_{11}, \quad (31)$$

где $v_{11} \equiv -(2n_2 - n_1 - \dot{\omega}_{1s}) \approx 0,9$ град/сут. [Это определение уточняет величину v , о которой говорилось после уравнения (9) в разд. I. Обозначения индексов v сделаны по примеру θ .] Если $v_{11} \approx \text{const}$, то уравнения линейны и решение имеет вид

$$h_{11} = -A_{11} \sin(v_{11}t + \Delta_{11}), \quad (32)$$

$$k_{11} = A_{11} \cos(v_{11}t + \Delta_{11}) - \mu_2 \alpha C_1 n_1 / v_{11}, \quad (33)$$

где A_{11} и Δ_{11} — постоянные интегрирования.

Сравним это решение со схемой, приведенной на рис. 3.3. Вектор (h_{11}, k_{11}) ведет себя так же, как вектор (h, k) на рис. 3.3. Его модуль равен эксцентриситету орбиты Ио. Из этого сравнения следует, что A_{11} идентично свободному эксцентриситету Ио e_{1p} , а второй член в (33) есть ее вынужденный эксцентриситет e_{1f} . Отметим, что e_{1f} пропорционально μ_2 , но обратно пропорционально v_{11} , т.е. e_{1f} было бы больше, если бы Европа была более массивной или если бы система была ближе к точной соизмеримости. Из наблюдений действительного движения спутников находим $e_{1p} < e_{1f}$ (табл. 3.1), что согласуется с либрацией θ_{11} около нуля [уравнение (4)], как следует из рис. 3.3.

Решение, подобное (32)–(33), получено для h_{23} и k_{23} ; оно описывает поведение эксцентриситета и θ_{23} Ганимеда. Для Ганимеда $e_{3p} > e_{3f}$ (табл. 3.1), что согласуется с изменением θ_{23} на 360° [уравнение (7)].

Для h_{22} и k_{22} уравнения сложнее:

$$\dot{h}_{22} = -K_1 + K_2 \cos \varphi - v_{22} k_{22}, \quad (34)$$

$$\dot{k}_{22} = -K_2 \sin \varphi + v_{22} h_{22}, \quad (35)$$

где $K_1 = \mu_3 n_2 \alpha C_1 < 0$, $K_2 = -\mu_1 n_2 C_2 < 0$, $v_{22} = -(2n_3 - n_2 - \dot{\omega}_{2s}) \approx 0,8$ град/сут. Напомним, что $\varphi \equiv \theta_{22} - \theta_{12} \equiv \lambda_1 - 3\lambda_2 - 2\lambda_3$. Имеется подобный набор уравнений и для h_{12} и k_{12} :

$$\dot{h}_{12} = K_2 - K_1 \cos \varphi - v_{12} k_{12} \quad (36)$$

$$\dot{k}_{12} = -K_1 \sin \varphi + v_{12} h_{12}, \quad (37)$$

где $v_{12} = -(2n_2 - n_1 - \dot{\omega}_{2s})$.

Решение находится сразу, если предположить, что v и φ в правых частях уравнений для \dot{h} и \dot{k} приблизительно постоянны. Это предположение, согласующееся с современным состоянием системы, позволяет определить $v \equiv v_{12} = v_{22}$. Для h_{22} и k_{22} имеем

$$h_{22} = (K_2/v) \sin \varphi - A_{22} \sin(vt + \Delta_{22}), \quad (38)$$

$$k_{22} = (K_2/v) \cos \varphi + A_{22} \cos(vt + \Delta_{22}) - K_1/v, \quad (39)$$

где A_{22} и Δ_{22} — постоянные интегрирования. Это решение описывает поведение вектора (h_{22}, k_{22}) , модуль которого есть эксцентриситет орбиты Европы e_2 . Точно так же, как для ранее описанного поведения другого вектора (h_1, k) , это векторное решение является суммой постоянного вектора, модуль которого равен вынужденному эксцентриситету e_{2f} , и поворачивающегося на 360° вектора с модулем A_{22} , равным свободному эксцентриситету e_{2p} . Мы знаем, что $\varphi \approx 180^\circ$, значит $e_{2f} = -(K_1 + K_2)/v$; точно так же, как и для других спутников, вынужденный эксцентриситет был бы большим вблизи точной соизмеримости (где v мало). Как показано в табл. 3.1, $e_{2f} > e_{2p}$, так что θ_{22} колеблется около нуля [см. уравнение (6)], что согласуется с наблюдениями. Решение для h_{12} и k_{12} имеет вид

$$h_{12} = (K_1/v) \sin \varphi - A_{12} \sin (vt + \Delta_{12}), \quad (40)$$

$$k_{12} = (K_1/v) \cos \varphi + A_{12} \cos (vt + \Delta_{12}) + (K_2/v). \quad (41)$$

Решения, даваемые соотношениями (40)–(41) и (38)–(39), не независимы, так как модули обоих векторов (h_{12}, k_{12}) и (h_{22}, k_{22}) равны e_2 . Чтобы удовлетворить этому ограничению, нужно положить $A_{12} = A_{22}$.

Далее продемонстрируем устойчивость φ при 180° , рассуждая в основном так же, как в свое время Лаплас [17]. Дифференцируя уравнение (8) дважды по времени, получаем

$$\ddot{\varphi} = \dot{n}_1 - 3\dot{n}_2 + 2\dot{n}_3. \quad (42)$$

Подстановка из (17)–(19) дает

$$\ddot{\varphi} = X_1 (C_1 h_{11} + C_2 h_{12}) + X_2 (C_1 h_{22} + C_2 h_{23}), \quad (43)$$

где $X_1 = -3\mu_2 n_2^2 \alpha^{-2} - 18\mu_1 n_2^2$ и $X_2 \equiv 9\mu_3 n_3^2 \alpha^{-2} + 12\mu_2 n_3^2$.

Решения для h , полученные выше, например уравнения (38) и (40), можно подставить в (43). В выражениях для h скорости колебаний (значения v) велики по сравнению с любым значительным изменением φ , поэтому в (43) мы должны использовать только средние значения h , в результате чего будем иметь

$$\ddot{\varphi} - [(X_1 C_2 K_1 + X_2 C_1 K_2)/v] \sin \varphi = [0,036 (\text{град/сут})^3 / v] \sin \varphi. \quad (44)$$

Таким образом, величина φ ведет себя как маятник, устойчивый при 180° , с частотой колебаний $\sim 0,2$ град/сут.

Этот вывод требует, чтобы значения v были значительно больше, чем $0,2$ град/сут. Данное ограничение лишь на пределе удовлетворяется в настоящее время, когда $v \approx 0,9$ град/сут. Между тем это ограничение не удовлетворялось бы, если бы на ранней стадии своей истории система была ближе к точной соизмеримости (меньшие v). Такой сценарий рассмотрен в разд. V.

Приложение Б

Применение и модификация уравнения маятника

С того времени как достигается первая соизмеримость, θ_{11} и θ_{12} становятся медленно меняющимися величинами, так что для описания поведения e_1 применимы уравнения (30) и (31). Добавляя члены, описывающие затухание e_1 вследствие приливов на Ио, имеем

$$\dot{h}_{11} = -\mu_2 n_1 \alpha C_1 - v_{11} k_{11} - \frac{7}{3} D c h_{11}, \quad (45)$$

$$\dot{k}_{11} = +v_{11} h_{11} - \frac{7}{3} D c k_{11}. \quad (46)$$

Решением будет

$$h_{11} = -A_{11} \exp[-(7Dc/3)t] \sin(v_1 t + \Delta_{11}) - \frac{\mu_2 \alpha C_1 n_1 (7Dc/3)}{(7Dc/3)^2 + v_{11}^2}, \quad (47)$$

$$k_{11} = A_{11} \exp[-(7Dc/3)t] \cos(v_1 t + \Delta_{11}) - \frac{\mu_2 \alpha C_1 n_1 v_1}{(7Dc/3)^2 + v_{11}^2}. \quad (48)$$

Сравним этот вектор (h_{11}, k_{11}) с решением (32)–(33) для поведения эксцентриситета при отсутствии приливов и с рис. 3.3. Свободный эксцентриситет e_{1p} вновь можно идентифицировать как коэффициент при косинусе и синусе в данном решении. Мы видим, что теперь он экспоненциально затухает. Вынужденный эксцентриситет e_{1f} представляет собой модуль вектора, даваемого вторыми членами в уравнениях (47) и (48). С точностью до первого порядка относительно Dc значение e_{1f} такое же, как и в случае отсутствия приливов. Важное отличие этого решения от решения при отсутствии приливов состоит в том, что среднее значение h_{11} больше не равно нулю. Оно теперь дается вторым членом в уравнении (47), который до первого порядка по Dc равен $(7/3) D c e_{1f} / v_{11}$. Это ненулевое значение добавляет по члену как в \dot{n}_1 , так и в \dot{n}_2 через их зависимость от h_{11} [ср. уравнения (17) и (18), вспоминая, что $h_{11} \equiv e_1 \sin \theta_{11}$] помимо влияния приливов Юпитера на знак \dot{n}_1 . Таким образом, приливное изменение (обозначаемое индексом t) равно

$$\dot{n}_{1t} = c n_1 (1 - 14 D e_{1f}^2), \quad (49)$$

$$\dot{n}_{2t} = -10,3 c n_1 D e_{1f}^2, \quad (50)$$

где входящие константы оценивались численно.

С приближением к трехтельной соизмеримости становится применимым уравнение маятника. Из уравнения (42) с включением приливов получим

$$\varphi = A \sin \varphi - cn_1 (1 - 45De_{1f}^2), \quad (51)$$

где A — тот же коэффициент, что и в уравнении маятника (44), не учитывающем приливов, но теперь здесь имеется дополнительный приливный член. Уравнение (51) описывает маятник с небольшим постоянным моментом сил, который слегка сдвигает равновесие φ от 180° . Равновесное значение, относительно которого колеблется φ , теперь равно

$$\sin \varphi = cn_1 (1 - 45De_{1f}^2)/A. \quad (52)$$

Процедура, подобная той, которая привела нас к получению уравнения маятника, дает

$$\dot{v}_{11} = \dot{n}_1 - 2\dot{n}_2 = +0,68A \sin \varphi - cn_1 (1 - 34,6De_{1f}^2). \quad (53)$$

Следуя Йодеру [30], мы можем принять (52) в качестве среднего значения $\sin \varphi$ и ввести его в (53); тогда получим

$$\dot{v}_{11} = -0,32cn_1 (1 - 13De_{1f}^2). \quad (54)$$

Уравнение (54) содержит важные выводы относительно приливной эволюции системы, рассмотренные в разд. III.

Приливы приводят к появлению дополнительного важного члена в уравнении маятника. Заметим, что e_{1f} в (51) не обязательно постоянно, поскольку оно меняется как v_{11} , которое, согласно (53), переменное. Изменение e_{1f}^2 есть

$$\delta(e_{1f}^2) = \frac{\partial(e_{1f}^2)}{\partial v_{11}} \delta v_{11} = -\frac{2e_{1f}^2}{v_{11}} \delta v_{11}. \quad (55)$$

Сравнивая (51) и (53) и не учитывая приливные члены, получим $\delta v_{11} \approx 0,68\varphi$. Отсюда изменение в приливной части уравнения (51) с учетом приливных эффектов первого порядка равно

$$-0,61Dce_{1f}^2 n_1 v_{11}^{-1} \varphi. \quad (56)$$

Этот член, добавляемый к правой части (51), имеет смысл трения, гасящего колебания маятника.

Литература

1. Brower D., Clemence G.M. Methods of Celestial Mechanics. Academic Press, N.Y. 1961. [Русский перевод: Методы небесной механики.—М.: Мир, 1964.]
2. Brower D., Clemence G.M. Orbits and masses of planets and satellites. In Planets

- and Satellites (G. P. Kuiper, Ed.), p. 88, Univ. Chicago Press, 1961. [Русский перевод в кн.: Планеты и спутники.—М.: ИЛ, 1963, с. 43–95.]
3. *Cassen P., Peale S. J., Reynolds R. T.* On the comparative evolution of Ganymede and Callisto. *Icarus*, **41**, 232–239, 1980.
 4. *Chao C. C.* A general perturbation method and its application to the motion of the four massive satellites of Jupiter. Ph. D. Dissertation, Univ. California at Los Angeles, 1976.
 5. *Dermott S. F.* Tidal dissipation in the solid cores of the major planets. *Icarus*, **37**, 310–321, 1979.
 6. *de Sitter W.* Orbital elements determining the longitudes of Jupiter's satellites, derived from observations. *Leiden Annals*, **16**, part 2, 1928.
 7. *de Sitter W.* Jupiter's Galilean satellites. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **91**, 706–738, 1931.
 8. *Goldreich P.* An explanation of the frequent occurrence of commensurable mean motions in the solar system. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **130**, 159–181, 1965. [Русский перевод в кн.: Приливы и резонансы в Солнечной системе.—М.: Мир, 1975, с. 217–247.]
 9. *Goldreich P., Nicholson P. D.* Turbulent viscosity and Jupiter's tidal Q . *Icarus*, **30**, 301–304, 1977.
 10. *Goldreich P., Soter S.* Q in the solar system. *Icarus*, **5**, 375–389, 1966. [Русский перевод в кн.: Приливы и резонансы в Солнечной системе.—М.: Мир, 1975, с. 248–272.]
 11. *Goldstein S. J.* On the secular change in the period of Io, 1668–1926. *Astron. J.*, **80**, 532–539, 1975.
 12. *Greenberg R.* The motions of satellites and asteroids: natural probes of Jovian gravity. In *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 122–132, Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер т. I.—М.: Мир, 1978, 164–177.]
 13. *Greenberg R.* Orbital resonance in a dissipative medium. *Icarus*, **33**, 62–73, 1978.
 14. *Greenberg R., Hartmann W. K., Chapman C. R., Wacker J. F.* The accretion of planets from planetesimals. In *Protostars and Planets* (T. Gehrels, Ed.), p. 599–622. Univ. Arizona Press, Tucson, 1978. [Русский перевод в кн.: Протозвезды и планеты. Ч. 2.—М.: Мир, 1982, с. 684–714.]
 15. *Kaula W. M.* Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution. *Rev. Geophys.*, **2**, 661–685, 1964.
 16. *Kivelson M. G., Slavin J. A., Southwood D. J., Walker R. J.* Interaction of Jovian planet with Io. *EOS*, **60**, 920 (abstract), 1979.
 17. *Laplace P. S.* *Mecanique Celeste*, 4. Courcier, Paris. 1805. Translation by N. Bowditch reprinted, Chelsea Publishing Co., 1966.
 18. *Lieske J. H.* Improved ephemerides of the Galilean satellites. *Astron. Astrophys.*, **82**, 340–348, 1980.
 19. *Lin D. N. C., Papaloizou J.* On the structure of circumbinary accretion disks and the tidal evolution of commensurable satellites. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **188**, 191–201, 1979.
 20. *Matson D. K., Ransford G. A., Johnson T. V.* Heat flow from Io. *Lunar Planet. Sci.*, **XI**, 686–687, 1980.
 21. *Morrison D., Telesco C. M.* Io: Observational constraints on internal energy and thermophysics of the surface. *Icarus*, **44**, 226–233, 1980.
 22. *Ness N. F., Acuna M. H., Leppig R. P., Buriaga L. F., Behannon K. W., Neubauer F. M.* Magnetic field studies at Jupiter by Voyager 1: Preliminary results. *Science*, **204**, 982–986, 1979.
 23. *Peale S. J.* Rotation histories of the natural satellites. In: *Planetary Satellites* (J. A. Burns, Ed.), pp. 87–112, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.—М.: Мир, 1980, с. 106–137.]
 24. *Peale S. J., Greenberg R.* On the Q of Jupiter. *Lunar Planet. Sci.*, **XI**, 871–873, 1980.

25. *Peale S.J., Cassen P., Reynolds R.T.* Melting of Io by tidal dissipation. *Science*, **203**, 892-894, 1979.
26. *Pearl J.C.* The thermal state of Io on March 5, 1979. *IAU Coll. 57, The satellites of Jupiter* (abstract 4-1), 1980.
27. *Sinclair A.T.* The orbital resonance amongst the Galilean satellites of Jupiter. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **171**, 59-72, 1975.
28. *Sinton W.M.* The thermal emission spectrum of Io and a determination of the heat flux from its hot spots. *J. Geophys. Res.*, **86**, No. B4, 3122-3128, 1981.
29. *Synnott S.P.* 1979 J 2: Discovery of a previously unknown satellite of Jupiter. *Science*, **210**, 786-788, 1980.
30. *Yoder C.F.* How tidal heating in Io drives the Galilean orbital resonance locks. *Nature*, **279**, 767-770, 1979.

Строение и тепловая эволюция галилеевых спутников

ПАТРИК М. КАССЕН

Эймсский исследовательский центр

СТЕНТОН ДЖ. ПИЛ

Калифорнийский университет, Санта-Барбара

РЕЙ Т. РЕЙНОЛЬДС

Эймсский исследовательский центр

Динамическая природа поверхности Ио, вероятно, обусловлена нагревом вследствие приливной диссипации, но этот вывод все же допускает различные модели недр. Полный поток энергии, проходящий через поверхность, служит важным ограничением для этих моделей. Теоретические пределы энергетического потока можно получить из оценок механических свойств недр, основанных на сравнении с другими планетными телами, из оценки скорости переработки поверхности и из рассмотрения механики орбит. Ганимед и Каллисто похожи по размерам и средним плотностям, но очень сильно различаются по внешнему виду. Без введения специальных допущений это различие наиболее правдоподобно объясняется небольшим различием в содержании радиоактивных элементов и резко уменьшающейся с расстоянием от Юпитера интенсивностью бомбардировки на ранних этапах их истории. Водные мантии обоих спутников, вероятно, не целиком твердые, если только они не сильно загрязнены растворенными солями или аммиаком. Основные неопределенности в тепловых моделях связаны с неопределенностью процесса ползучести льда и степени загрязнения водных мантий. Приливный нагрев несомненно вносит значительный вклад в тепловую историю Европы, но достаточно ли его для сохранения жидкой воды — зависит от вязкости льда, истории резонанса орбит и степени загрязнения льда.

При разработке теоретических моделей внутреннего строения планетных тел и их эволюции вначале учитывают ограничения, накладываемые основными свойствами — массой, размером и видом поверхности, а затем переходят к рассмотрению таких характеристик, как состав поверхности, атмосфера, структура гравитационного поля, топография и магнитное поле. В конечном счете эти характеристики проверяются измерениями *in situ* сейсмических и тепловых свойств, а также при помощи анализов и датирования вещества поверхности. Только для Земли и Луны мы располагаем достаточно точными данными, позволяющими построить детально разработанные модели строения, а также образца-

ми пород, которые дают прямые сведения о химических и тепловых свойствах недр. Даже в этих случаях остается много неопределенностей. Тем не менее обилие информации, полученной из наземных наблюдений, а также при помощи космических аппаратов, дало возможность построить пробные модели внутреннего строения и эволюции всех планет земного типа, хотя и с различной степенью уверенности. В результате многочисленных наблюдений галилеевых спутников, особенно в 1970-х годах, кульминацией которых были прекрасные результаты, полученные при полетах «Вояджеров», эти тела оказались первыми объектами, на которых представилась возможность проверить теории внутреннего строения и эволюции планет.

Поскольку, как уже отмечалось, система галилеевых спутников во многих отношениях является аналогом Солнечной системы, то теоретическое изучение образования и эволюции спутников способствует изучению Солнечной системы в целом (рассмотрение теории конденсации вещества и образования спутников в системе Юпитера по сравнению с этими же процессами в Солнечной системе см., например, в работах [6, 69] и в гл. 24 Поллака и Фанейла). Нет сомнений, что процессы плавления, дифференциации, твердотельной конвекции и вулканизма важны для историй галилеевых спутников, так же как и для значительно лучше изученных планет земной группы. Несомненно, многое можно узнать, изучая следствия этих процессов в новых и иногда весьма различных ситуациях.

Исходя из размеров, галилеевы спутники можно рассматривать как аналоги планет земной группы. Но их расположение во внешней части Солнечной системы и близость к Юпитеру оказали сильное влияние на их состав и историю, которые отличаются от состава и истории внутренних планет. Европа, Ганимед и Каллисто образовались в достаточно холодной среде, в которой смогло сконденсироваться большое количество льда H_2O , вошедшее в их состав. Последующая тепловая эволюция этих тел в значительной степени определялась термодинамикой и механическими свойствами H_2O . Европа и Ио расположены довольно близко к Юпитеру, поэтому для них была важна приливная диссипация, поддерживаемая взаимодействием соизмеримых орбит.

Вначале мы обратимся к Ио, интенсивный внутренний нагрев которой (происходящий, по-видимому, за счет диссипации приливной энергии) определяет все рассмотрение ее недр. Затем мы перейдем к Ганимеду и Каллисто, сходные глобальные свойства которых способствуют их совместному анализу. Европа рассматривается последней, так как на ее эволюцию влияли факторы, связанные и с Ио и с парой внешних спутников. В каждом случае вначале мы описываем модели, основанные на простейших предположениях, а затем определяем самые важные осложнения, которые, вероятно, должны иметь место, и исследуем их последствия.

І. Ио

А. Внутренние источники энергии

По массе и радиусу Ио похожа на Луну. Если исходить из солнечных обилий элементов, оба тела должны состоять в основном из силикатов; большая средняя плотность Ио, по-видимому, обусловлена более высоким общим содержанием железа. Примечательная активность на поверхности, проявляющаяся в султанах выбросов, многочисленных кальдерах ([53, 81] и гл. 15 и 16 этой книги) и быстром стирании ударных кратеров ([32] и гл. 17) тогда означает существование необычного внутреннего источника энергии независимо от характера переноса энергии в недрах спутников. Расчетами тепловой истории Ио, сделанными Фанейлом и др. [20] еще до полетов КА «Вояджер», было показано, что типичных обилий радиоактивных элементов (характерных для Земли, метеоритов и Луны) недостаточно для объяснения свойств Ио. Фанейл и др. получили профили температур, которые вполне могли бы относиться к Луне. Простой постулат о том, что Ио обладает сверхобильными радиоактивными элементами, в настоящее время невозможно опровергнуть, но он совершенно необоснован и существуют более правдоподобные объяснения.

Наиболее вероятно, что Ио нагревается вследствие диссипации энергии приливной деформации. Теория, описывающая этот процесс, восходит к работе Дарвина [17], который интересовался влиянием этого процесса на орбитальную эволюцию. Дальше теорию развили Каула [34, 35], Каула и Йодер [38] и Пил и Кассен [62], которые исследовали ее роль в нагревании Луны, а к Ио ее применили Пил и др. [63].

Поскольку гравитационное поле планеты не является однородным по всему объему спутника, имеющего конечные размеры, то номинально сферический спутник деформируется этим полем в вытянутый сфероид, большая ось которого направлена почти точно к планете. Деформация увеличивается с ростом массы планеты, уменьшается с увеличением расстояния между планетой и спутником, и оказывается большей для более крупного спутника. Внутреннее трение в спутнике, обращаемся вокруг основного тела, приводит к отклонению приливного выступа, в результате которого возникающий крутящий момент тормозит обращение вокруг планеты. Этот эффект привел к синхронизации вращения галилеевых спутников вокруг осей с их обращением вокруг планеты, так же как это наблюдается у нашей Луны (см., напр., [61]).

Если бы спутники находились на круговых орбитах, приливный выступ был бы фиксирован на спутнике и не было бы приливной деформации и, следовательно, приливного нагрева. Но спутники находятся на эксцентрических орбитах, а поскольку орбитальное движение неравномерно, в то время как вращение равномерно, Юпитер как бы движется взад и вперед на «небе» спутника. Угол, в котором он перемещается, тем больше, чем больше эксцентриситет орбиты. Это приводит к тому, что при изменении расстояния между телами приливный выступ

увеличивается и уменьшается в размерах и движется взад и вперед по спутнику вслед за движением планеты по небу спутника. Таким образом, на эксцентрической орбите приливы деформируют спутник и нагревают его недра, даже если вращение синхронно со *средним* орбитальным движением.

Таким образом, в разложении гравитационного поля Юпитера в системе отсчета, связанной со спутником, есть периодические компоненты. Каждый периодический вынуждающий член действует независимо на упругий спутник при условии, что амплитуды деформации малы. Реакция спутника напоминает гармонический осциллятор, вынуждаемый суммой периодических функций, где собственные частоты спутникового осциллятора высоки по сравнению с основными частотами приливных колебаний. Подобно гармоническому осциллятору, спутник деформируется в фазе с низкочастотными приливами, если не считать небольшого запаздывания по фазе, связанного с диссипацией энергии деформации. Если диссипация мала, деформация спутника почти такая же, какой она должна быть при равновесии с действующими в данный момент возмущающими силами, исключая небольшое запаздывание по фазе. Это упрощает теорию приливной диссипации, позволяя рассчитать равновесные приливные напряжения и деформации за исключением запаздывания по фазе каждого ответного периодического члена. Следовательно, обычный метод расчета состоит в вычислении равновесных деформаций и скоростей деформации в виде суммы периодических членов, и в определении запаздывания по фазе каждого аргумента относительно соответствующего вынуждающего члена. Это фазовое запаздывание равно $1/Q$ радиан, где Q — удельная диссипативная функция [55]. Частотная зависимость Q в применении к галилеевым спутникам не важна, так как все основные члены имеют один и тот же период, равный периоду обращения спутника по орбите. Кроме величины Q скорость диссипации энергии зависит от модуля сдвига μ и плотности ρ , как функций местоположения точки внутри спутника. Распределения μ и Q соответствуют конкретной модели.

Было найдено, что, за исключением каких-либо необычных обстоятельств, вклад приливной диссипации в тепловую историю Луны несуществен [35, 62]. Он также почти наверняка несуществен и для других тел Солнечной системы, а его преобладающее влияние на Ио объясняется особыми условиями. Прежде всего Ио располагается близко к массивному Юпитеру, который, как можно ожидать, образует на однородной Ио постоянный приливный выступ примерно в 8 км. Но диссипирует упругая энергия, связанная с меняющимся приливом, а эта меняющаяся часть определяется только малым эксцентриситетом орбиты Ио, так как Ио — синхронно вращающийся спутник. Эксцентриситет 0,0041 почти целиком обусловлен возмущениями Европы, так как свободный эксцентриситет (тот, который могла бы иметь орбита Ио при отсутствии Европы) менее 10^{-5} [47]. В обычных условиях приливная диссипация на Ио должна была бы привести к тому, что эксцентри-

ситет очень быстро уменьшился бы до пренебрежимо малой величины (напр., [7, 63]). Но Ио находится в резонансе с Европой, в результате чего эксцентриситет Ио возрастает до значения 0,0041. Средние орбитальные угловые скорости Ио и Европы относятся приблизительно как 2:1, и соединение обоих тел всегда происходит в перигентре орбиты Ио. Это последнее свойство и удерживает эксцентриситет Ио на данном значении (напр., [63]). Даже при орбитальных резонансах (в которые входит Ганимед, находящийся в резонансе 2:1 с Европой) диссипация на Ио еще могла бы привести к уменьшению эксцентриситета и нарушению резонанса в этом процессе, если бы не было крутящего момента со стороны прилива на Юпитере, возбуждаемого Ио. Под действием крутящего момента орбита Ио стремится к расширению, а система переходит в более глубокий резонанс [94].

Гринберг (см. гл. 3) исследует последствия ситуации, когда диссипативная функция Юпитера Q_J слишком велика, что приводит к образованию значительного приливного крутящего момента со стороны Юпитера. В этом случае делается предположение, что резонанс имеет изначальное происхождение, и мы наблюдаем сейчас, как система распадается, проходя через современную конфигурацию и переходя к меньшим эксцентриситетам от начального состояния значительно более глубокого резонанса. Однако если для наблюдаемой тепловой активности требуется, чтобы приливная диссипация превышала предполагаемый нагрев от распада радиоактивных элементов, то для того, чтобы за $4,6 \cdot 10^9$ лет не успели развиться конфигурации, последующие за современной, у Ио должно быть чрезмерно большое Q ($\sim 10^3$). Кроме того, Йодер (частное сообщение, 1980) считает, что система не может находиться в сколь угодно глубоком резонансе (большие эксцентриситеты), не становясь неустойчивой. Поэтому эксцентриситет, от которого изначальный резонанс мог релаксировать, ограничивается величиной $e \leq 0,01$. Независимо от истории орбитальных резонансов их длительное существование поддерживает эксцентриситет орбиты Ио, а с ним и диссипацию приливной энергии внутри тела.

Пил и Кассен [62] рассмотрели нагревание однородных по плотности ρ тел с однородным и неоднородным распределением модуля сдвига μ . Для полностью однородного тела результирующая скорость диссипации определяется при помощи их уравнения (31), которое для наших целей можно записать в виде

$$\dot{E}_T = \frac{21}{2} k_2 \frac{GM_J^2 R_s^5 n e^2}{a^6 Q}. \quad (1)$$

В этой формуле G — гравитационная постоянная; M_J — масса Юпитера; R_s , n , e и a — радиус Ио, среднее движение, эксцентриситет орбиты и ее большая полуось соответственно; Q — диссипативная функция, а k_2 — число Лява второго порядка для однородной планеты [55], опреде-

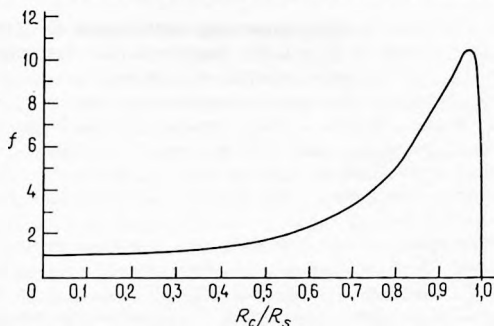


Рис. 4.1. Функция $f(R_c/R_s)$ для Ио. $\mu = 6,5 \cdot 10^{11}$ дин/см², $\rho = 3,5$ г/см³, $g = 180$ см/с², $R_s = 1,82 \cdot 10^8$ см.

ляемое по формуле

$$k_2 = \frac{3/2}{1 + (19\mu/2\rho g R_s)}. \quad (2)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести на поверхности Ио. Уравнение (1) справедливо при следующих условиях: спутник однородный и несжимаемый; он удален от основного тела в том смысле, что $a \gg R_s$, эксцентриситет орбиты спутника невелик ($e \ll 1$) и вклад от членов, учитывающих наклонение, пренебрежимо мал. Отклонения от однородной плотности и несжимаемости, вероятно, привели бы лишь к небольшим поправкам [35], но весьма возможно, что сильно меняется модуль сдвига и это имеет важные последствия. В частности, планета с расплавленным ядром ($\mu = 0$ в ядре) испытывает большую упругую деформацию, и, следовательно, в твердой мантии диссипация на единицу объема больше, чем в подобной в других отношениях планете, на которую действует такая же приливная сила. Этот эффект можно учесть в формуле для суммарной диссипации, умножив правую часть уравнения (1) на множитель f , являющийся функцией R_c/R_s (где R_c — радиус ядра) и $\mu/\rho g R_s$. Для нахождения функции f нужно проинтегрировать истинную диссипацию в упругом слое при различных радиусах ядра, учитывая, что на границе ядра сдвиговое напряжение обращается в нуль [62]. Функция f (которая приводит к увеличению k_2 при уменьшении толщины упругого слоя) представлена на рис. 4.1 для номинальных значений параметров, приведенных под рисунком. Хотя диссипация на единицу объема увеличивается до максимума при $R_c = R_s$, функция $f \rightarrow 0$, так как объем, в котором происходит диссипация, уменьшается до нуля.

Применяя уравнение (1) к Ио, мы с некоторым удовольствием заме-

чаем, что все величины, необходимые для вычисления \dot{E}_T , хорошо определены за исключением μ , Q и f . Но значения этих последних ограничены, хотя и в разной степени. Из рис. 4.1 видно, что $f \lesssim 11$. Если Ио действительно состоит в основном из силикатных пород, то μ , вероятно, заключено в пределах $2 \cdot 10^{11} - 7 \cdot 10^{11}$ дин/см². Нижний предел соответствует породам, типичным для земной коры и глубоких недр Луны, а верхний предел — значениям модуля сдвига Земли на глубинах, где давление достигает 60 кбар, и значениям, характерным для внешних слоев Луны [2, 12, 56].

Истинное значение Q известно весьма неопределенно. Данные, собранные Каулой [36], показывают, что для горных пород Q изменяется между 10^2 и 10^3 в широком диапазоне сейсмических частот, но для приливных частот данных очень мало [4]. Приливная диссипация в Земле происходит главным образом в океанах, поэтому для твердой Земли Q трудно оценить. Ламбек [41] предполагает, что $Q \sim 100$. Определение смещения оси вращения Луны от ее среднего положения, найденного Кассини, показало, что Q в Луне для колебаний с очень длинными периодами может быть равно всего лишь 10–20 [21, 33, 95]. Однако этот удивительный результат может объясняться тем, что диссипация происходит на границе жидкое ядро — твердая мантия, а не в твердом веществе [95]. Вероятно, наиболее надежные значения получаются из величин, выведенных для Марса из векового ускорения Фобоса. Для него указывается $50 < Q < 150$ [68, 83]. В нашем рассмотрении мы будем принимать $Q = 100$.

Приняв следующие значения: $\mu = 6,5 \cdot 10^{11}$ дин/см² (соответственно внешней части Луны) и $Q = 100$, получим $E_T = 1,7 \cdot 10^{12}$ Вт для упругой однородной Ио или $1,9 \cdot 10^{13}$ Вт для «тонкой оболочки» Ио при большом расплавленном ядре. Эти значения можно сопоставить с энергией $6 \cdot 10^{11}$ Вт, которая выделяется радиоактивными элементами, например, при лунном обилии. В случае однородного тела приливная энергия могла выделяться неравномерно, так что максимальная величина в центре превышала среднюю величину в ~ 3 раза. Основываясь на сравнении с современным тепловым состоянием Луны и принимая во внимание источники энергии, выведенные из данных, полученных программой «Аполлон», а также из моделей тепловой истории, Пил и др. [63] показали, что плавление в центре Ио было возможно и что это могло вызвать катастрофическое плавление большей части спутника. Таким образом, к Ио можно применить модель тонкой оболочки. Ниже рассматриваются варианты этой возможности.

Хотя приливный нагрев теоретически обоснован и позволяет объяснить существование источника большой внутренней энергии Ио, было высказано предположение, что важную роль также может играть нагрев электротоками [19, 57, 93]. Действительно, тот факт, что спутник находится в сильном электромагнитном поле, отражается во многих явлениях, связанных с Ио. В частности, магнитометр на «Вояджере-1» отметил магнитное возмущение, приписываемое электротоку силой пример-

но в $2,8 \cdot 10^6$ А в каждом из двух кольцевых токов, индуцированных движением Ио через магнитосферу Юпитера [1]. Такие токи были предсказаны Пиддингтоном и Дрейком [66] и теорией Голдрайха и Линден-Белла [26] о модулировании спутником Ио декаметрового излучения.

Максимальная электрическая мощность, которая может пойти на нагревание Ио, согласно измерениям «Вояджеров» равна примерно 10^{12} Вт [57]. Эта величина достигается только в том случае, если вся энергия, заключенная в круговых токах, диссипирует в недрах Ио. Поскольку вещества, широко распространенные на Земле, при низких температурах, которые существуют на Ио, являются хорошими изоляторами, то обычно предполагается, что токи передаются в Ио через проводящие каналы, возможно связанные с горячими точками (напр., [24]). Колборн [13], тщательно изучивший механизм нагревания электротоками, произвел первый такой анализ, в котором принимается в расчет проводящая ионосфера. Колборн делает вывод, что:

1) максимальный нагрев токами, индуцированными переменным магнитным полем Юпитера (судя по Ио), пренебрежимо мал;

2) проводящая ионосфера в том виде, в каком она наблюдалась «Пионером-10» [39], эффективно отводит токи трансверсальной магнитной моды (униполярный генератор), препятствуя таким образом их прохождению через Ио (ср. [18]);

3) даже если бы токи могли концентрироваться в локальных горячих точках, времена подъема температуры были бы слишком велики по сравнению с временной шкалой активности султанов.

Эти выводы справедливы даже при самых оптимистичных предположениях относительно электропроводности силикатов. Если преобладающим веществом поверхности является сера (напр., [76]), то проводимость будет еще менее благоприятной для нагрева электротоками. Расчеты не исключают возможности значительного нагрева электротоками в прошлом, если магнитное поле Юпитера тогда было много больше, чем в настоящее время.

Напомним также, что Уиттеборн и др. [92] считали непосредственный нагрев поверхности Ио энергичными протонами магнитосферы возможным объяснением кратковременного всплеска в ИК-области спектра, наблюдавшегося ими до полетов «Вояджеров» (они рассмотрели также возможность появления временной вулканической горячей точки, что впоследствии оказалось правильным объяснением). Помимо того факта, что бомбардировка частицами высоких энергий не может объяснить явно эндогенных особенностей поверхности, суммарный поток энергии, хотя и существенный по величине, оказывается незначительным по сравнению с приливным или даже с потоком от радиоактивных источников (напр., [70]).

Наше дальнейшее рассмотрение основывается на гипотезе о том, что приливная диссипация является преобладающим источником энергии в тепловой эволюции Ио. Для построения детальных моделей требуется знать истинную скорость диссипации, которую невозможно точно пред-

сказать из-за неопределенности значений μ и Q . Можно привести три способа оценки внутренней энергии Ио, они основаны на наблюдениях различного типа и связаны со скоростью диссипации в недрах Ио. Не все результаты согласуются между собой.

Первый способ. Отсутствие видимых ударных кратеров на Ио означает, что поверхность планеты перерабатывается с минимальной скоростью $\sim 0,1$ см/год ([32], см. также гл. 17 Джонсона и Содерблома). Без сомнения, реальная скорость значительно выше; в приведенных выше оценках не были учтены статистические вариации ни в интенсивности ударной бомбардировки, ни в процессах стирания кратеров. Многочисленные кальдеры и фронты потоков, обнаруженные на снимках КА «Вояджер», доказывают, что переработка поверхности осуществляется главным образом переносом жидкостей к поверхности. Плотность h потока энергии, проходящей через поверхность Ио [74], тогда будет

$$h > \frac{dl}{dt} \Delta E, \quad (3)$$

где dl/dt – средняя скорость переработки поверхности, а ΔE – энергия, выделяющаяся при затвердевании 1 см^3 расплавленного вещества и последующем его остывании до температуры поверхности Ио. Это значение плотности потока следует рассматривать как нижний предел, так как совершенно игнорируется теплопроводный поток. Если веществом, участвующим в переработке поверхности, является сера, то $h > 0,016 \text{ Вт/м}^2$, что соответствует полному потоку в $6,7 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$. Поскольку плотность одного этого потока превышает плотность потока, образующегося при типичных обилиях радиоактивных элементов, то это указывает на необычный источник энергии на Ио, но это еще слабое граничное условие. Если в переработке поверхности участвуют силикаты, то $h > 0,18 \text{ Вт/м}^2$ [74] и полная мощность должна превышать $7,5 \cdot 10^{12} \text{ Вт}$.

Второй способ. Эта оценка выводится из наблюдений современной конфигурации орбиты Ио и из теории происхождения орбитальных резонансов. К наиболее часто упоминаемым резонансам относится связь между тремя орбитальными угловыми скоростями $n_1 - 3n_2 + 2n_3 = 0$, известная под названием соотношения Лапласа (индексы 1, 2 и 3 относятся соответственно к Ио, Европе и Ганимеду). В противоположность оценке нижней границы скорости потока по скорости переработки поверхности, теория происхождения и эволюции орбитальных резонансов Йодера [94] устанавливает верхний предел скорости диссипации (ср. гл. 3 Гринберга). Согласно теории Йодера, резонансы образовались из первоначально нерезонансной конфигурации вследствие различного расширения орбит, обусловленного приливами, которые вызываются спутниками на Юпитере. Орбита Ио должна была расширяться быстрее, чем орбиты более далеких спутников, и в результате образовалась кон-

фигурация, где $n_1 : n_2 \approx 2 : 1$. Два спутника оказываются захваченными в этот устойчивый резонанс, а в течение последующего приливного расширения орбиты Ио соизмеримость средних орбитальных движений становится более точной, так как Ио передает Европе часть момента количества движения, переданного ей от Юпитера.

Однако Ио и Европа не могут подойти сколь угодно близко к соизмеримости $2 : 1$. Условие резонанса состоит в том, что соединение спутников происходит, когда Ио находится вблизи своего перицентра, а Европа — вблизи своего апоцентра. Это означает, что аргумент $\lambda_1 - 2\lambda_2 + \tilde{\omega}_1$, где λ_i — средние долготы, а $\tilde{\omega}_1$ — долгота перицентра орбиты Ио, должен колебаться вблизи 0° , а аргумент $\lambda_1 - 2\lambda_2 + \tilde{\omega}_2$ — вблизи 180° . Но наблюдается, что $n_1 - 2n_2 > 0$ ($d\lambda_i/dt = n_i$), и для сохранения условия резонанса требуется, чтобы $\dot{\tilde{\omega}}_1 = \dot{\tilde{\omega}}_2 = -(n_1 - 2n_2) < 0$ (точка указывает на производную по времени). Обратные движения долгот перицентров вызываются резонансным взаимодействием и обратно пропорциональны эксцентриситету соответствующей орбиты с точностью до первого порядка по e . Следовательно, значения e_1 и e_2 определяются величиной $\dot{\tilde{\omega}}_1$, которая в свою очередь определяется тем, как близко к соизмеримости продвинулась система в результате расширения орбиты Ио.

Когда система приближается к соизмеримости, т.е. когда $n_1 - 2n_2$ становится меньше, соответствующее уменьшение величины $\dot{\tilde{\omega}}_1$ означает, что e_1 и e_2 вынуждены принимать большие значения. Но когда e_1 возрастает, приливная диссипация в Ио увеличивается и препятствует росту e_1 (и e_2). Таким образом, приливы, вызываемые Ио на Юпитере, приводят к расширению орбиты Ио, в результате чего система еще глубже входит в резонанс и e_1 и e_2 возрастают, а приливы, вызываемые на Ио Юпитером, приводят к уменьшению e_1 и e_2 . Когда e_1 растет, диссипация в Ио (и в меньшей степени в Европе) увеличивается до тех пор, пока эффекты диссипации на Юпитере и на Ио не сравняются. В этот момент e_1 и e_2 достигли равновесных значений, и система не может приблизиться к соизмеримости $2 : 1$, но продолжает отталкиваться от Юпитера. Достижение равновесной конфигурации происходит за короткое время по сравнению с временем значительного расширения орбит.

Когда орбиты расширяются, между средними движениями Европы и Ганимеда достигается соизмеримость $2 : 1$. Захват Ганимеда в резонанс $2 : 1$ с Европой и одновременный захват резонансной переменной $\phi = \lambda_1 - 3\lambda_2 + 2\lambda_3$ в либрацию около 180° совершаются наверняка. Таким образом, соотношение Лапласа устанавливается соединениями Европы и Ганимеда, которые должны происходить вблизи перицентра Европы и могут быть в любом месте орбиты Ганимеда. Это дополнительное резонансное взаимодействие вынуждает e_2 и, следовательно, e_1 принимать большие значения, и интенсивная диссипация, особенно в Ио, приводит к тому, что амплитуда либрации угла ϕ довольно быстро затухает. В соответствии с этим затуханием значения e_1 и e_2 изме-

няются на новые равновесные. Современная амплитуда либрации лапласовского угла ϕ равна $0,066^\circ$ [47]. Она незначительно отличается от нуля и в действительности может быть обусловлена возмущением, период которого близок к периоду лапласовской либрации.

Таким образом, современное значение e_1 , вероятно, очень близко к равновесному. Это важно потому, что при равновесии можно определить отношение диссипации в недрах Юпитера к диссипации в Ио [94]. Однако существует абсолютный верхний предел усредненной по времени величины диссипации в Юпитере. Он определяется близостью Ио к Юпитеру после приливной эволюции в течение $4,6 \cdot 10^9$ лет: при этом предполагается, что соотношение Лапласа существует издавна [25]. Поскольку отношение диссипаций устанавливается равновесным значением e_1 , то по верхнему пределу диссипации в Юпитере определяется предел диссипации в Ио. Этот верхний предел равен $\sim 3,3 \cdot 10^{13}$ Вт. Он соответствует средней плотности поверхностного потока $0,79$ Вт/м² и оказывается лишь чуть больше номинального теплового потока в модели с тонкой оболочкой при $Q_1 = 100$.

Следует подчеркнуть, что если задан уверенный верхний предел для диссипации в Юпитере, то эта оценка потока зависит только от того, имеет ли e_1 свое равновесное значение (независимо от его предшествующей эволюции), и от предположения, что только приливные крутящие моменты оказывают существенное воздействие на орбиту Ио. Если эволюция орбит такова, как описано Йодером [94], то первое условие почти определенно выполняется, так как: 1) наблюдаемая амплитуда либрации очень мала и в действительности может быть вынужденной и 2) теоретическое время затухания либрации мало.

Если величина современного эксцентриситета неравновесная из-за того, что резонансы имеют изначальное происхождение и разрушаются, то диссипация обязательно будет меньшей, чем при равновесной конфигурации [64]. Иначе система за $4,6 \cdot 10^9$ лет должна была бы релаксировать к меньшим эксцентриситетам, чем наблюдаемые. Таким образом, предел диссипации в Ио, упомянутый выше, по-видимому, является наибольшей верхней границей, допускаемой теориями орбитальной эволюции, которая вызывается приливным воздействием (в этих теориях не требуется особых условий для истории диссипативных параметров). Однако если механические свойства Ио меняются из-за изменений ее внутреннего строения, происходящих в меньших масштабах времени по сравнению с временем релаксации орбиты, то не исключена большая диссипация (см. ниже и гл. 3 Гринберга).

Возможность того, что на Ио действует магнитный момент, исследовали Голдрайх и Линден-Белл [26]. Однако для величин электроточков, полученных по измерениям КА «Вояджер-1», его эффект должен быть пренебрежимо мал [57].

Третий способ. Третий способ получения теплового потока Ио, как впервые указали Мэтсон и др. [50], это непосредственные наблюдения

потока в ИК-области спектра. Основная задача состоит в том, чтобы с помощью имеющейся аппаратуры отделить отраженное излучение, а также поглощенное и переизлученное, от энергии, поступающей из недр. Вообще это могло бы оказаться почти неосуществимой задачей из-за ограниченной точности наземных измерений, так как поток из недр, видимо, составляет малую долю от поглощаемого падающего потока солнечной энергии. Это противоположно соотношению потоков на Юпитере, где поток из внутренних областей [30] примерно равен поглощаемому солнечному излучению. Однако на поверхности Ио обнаружены горячие точки; возможно, что поток энергии из ее недр выносятся динамически в основном через горячие точки; большую часть вклада солнечного излучения можно исключить, используя наблюдения затмений Ио, а эффективные температуры горячих точек оцениваются по узкополосному спектру в ближней ИК-области. Все это дает нам возможность оценить поток из недр Ио и, быть может, проследить за его изменениями по наземным наблюдениям. Оценка потока внутренней энергии основана на выражении ([80]; гл. 19 Пирла и Синтона)

$$E(\lambda) = \sum_{i=1}^n A_i B_\lambda(T_i) + B_\lambda(T_b) \left(1 - \sum_{i=1}^n A_i\right), \quad (4)$$

где $E(\lambda)$ — измеренная излучательная способность Ио на одну длину волны при длине волны λ ; A_i — доля площади поверхности, занимаемая горячими точками с температурой T_i ; $B_\lambda(T_i)$ — функция Планка; T_b — температура однородного фона, находящегося в равновесии с падающим солнечным светом или с остыванием во время затмения. Определив $E(\lambda)$ для нескольких длин волн, можно получить ряд уравнений и разрешить их для $2n + 1$ неизвестных: n областей A_i при температурах T_i и температуре T_b . Плотность потока из горячих точек равна $\sum_{i=1}^n A_i \sigma T_i^4$. Этот поток должен исходить из недр, если все T_i значительно больше T_b .

Мэтсон и др. [50] используют несколько отличающийся способ вычислений с ограниченным количеством ИК-данных для трех длин волн: 8,4; 10,6 и 21 мкм. Они не учитывают возможного притока извне в измеренные потоки при температуре T_b во время затмения и находят, что для $n = 1$ температура горячих точек близка к 200 К при $A_1 \approx 1\%$, а полный поток от горячих точек равен 2 ± 1 Вт/м².

Синтон по наблюдениям освещенной Солнцем Ио на длинах волн 2,2; 3,8; 4,8; 11,1 и 20 мкм смог получить сходящиеся решения A_1 , A_2 , T_1 , T_2 и T_b , которые нуждались в небольшой корректировке для увязки с наблюдательным значением $E(\lambda)$ на одной или двух длинах волн. Без корректировки решения расходились. Поправки находились в пределах ошибок наблюдений. Решение лучшей модели Синтона дает

$T_1 \approx 600$ К, $T_2 \approx 300$ К, $T_b \approx 126$ К, $A_1 \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$, $A_2 \approx 3,9 \cdot 10^{-3}$ и усредненную по поверхности плотность потока $1,8 \pm 0,6$ Вт/м², которая удивительно хорошо согласуется с потоком, полученным Мэтсоном и др.

Данные, использованные Мэтсоном и др. и Синтоном, были получены не одновременно и не обязательно в одном и том же полушарии. При наблюдаемой сильно изменчивой тепловой активности Ио [81, 82] отсюда следует, что распределение температуры по поверхности, возможно (и даже вероятно), было своим собственным для каждого наблюдения. Используя спектральные наблюдения в ИК-области, полученные с «Вояджера-1», Пирл [65] получил предварительную оценку исходящего из недр Ио потока энергии в ~ 2 Вт/м², которая близка к значениям, найденным Мэтсоном и др. [50] и Синтоном [80].

Еще более прямое измерение эмиссии горячих точек на Ио было произведено Моррисоном и Телеско [54]. Они наблюдали эмиссию во время затмения в достаточно широком спектральном интервале (от 3 до 30 мкм), что позволило им определить избыток эмиссии независимо от используемой модели горячих точек. Они получили поверхностный поток $1,5 \pm 0,3$ Вт/м², который соответствует полному источнику энергии мощностью в $(6 \pm 1) \cdot 10^{13}$ Вт.

Эти четыре определенные по отдельности плотности потока из горячих точек (рассматриваемые также в гл. 19 Пирлом и Синтоном) соответствуют полному потоку энергии, равному $\sim 6 \cdot 10^{13}$ Вт. При существующих неопределенностях в μ и Q можно считать, что приливная диссипация в Ио, вероятно, могла бы обеспечить этот поток, хотя он приблизительно в четыре раза превышает поток в номинальной модели с тонкой оболочкой. Однако верхний предел величины диссипации в Ио, устанавливаемый нижним пределом Q_J ($Q_J = 10^5$), также оказывается завышенным вдвое. Это серьезное расхождение, для разрешения которого необходимы дальнейшие исследования.

Возможным объяснением полученных по ИК-наблюдениям более высоких потоков может служить то, что потеря тепла Ио различна в самых разных масштабах времени и что в настоящее время мы наблюдаем аномально «горячий» период. Хотя эта гипотеза непривлекательна тем, что ее трудно проверить, можно представить себе причины таких изменений потока. Если недра Ио находятся при температуре плавления или вблизи нее, то сравнительно небольшие изменения в тепловом состоянии могут повлечь за собой большие изменения механических свойств (таких, как жесткость и вязкость). Поскольку скорости и нагрева и остывания зависят от этих свойств, существуют механизмы обратной связи. Гринберг (см. гл. 3) высказывает некоторые соображения относительно последствий периодических смен расплавленного и твердого состояний недр Ио, возможно вызываемых такими механизмами обратной связи.

Теоретические оценки источников внутренней энергии Ио и оценки, полученные из наблюдений и рассмотренные в этом разделе, сведены

Таблица 4.1. Теоретические оценки источников внутренней энергии Ио и оценки, полученные из наблюдений

Источники энергии	Полная мощность		Эквивалентная плотность поверхностного потока	
	эрг/с	Вт	эрг·см ⁻² ·с ⁻¹	Вт/м ²
Радиоактивные элементы (в настоящий момент)				
Хондритовое обилие	$4,5 \cdot 10^{18}$	$4,5 \cdot 10^{11}$	11	0,011
Лунное обилие	$6,1 \cdot 10^{18}$	$6,1 \cdot 10^{11}$	15	0,015
Приливная диссипация				
$\dot{Q} = 100$ $\mu = 6,5 \cdot 10^{11}$ дин/см ² (тонкая оболочка) $\dot{Q} = 50$	$1,9 \cdot 10^{20}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	460	0,46
$\mu = 3 \cdot 10^{11}$ дин/см ² (тонкая оболочка)	$6,6 \cdot 10^{20}$	$6,6 \cdot 10^{13}$	1600	1,6
Теоретический верхний предел из конфигурации орбит	$< 3,3 \cdot 10^{20}$	$< 3,3 \cdot 10^{13}$	790	0,79
Наблюдения в ИК-области				
Мэтсон и др. [50]	$(8,3 \pm 4,2) \cdot 10^{20}$	$(8,3 \pm 4,2) \cdot 10^{13}$	2000 ± 1000	2 ± 1
Синтон [80]	$(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{20}$	$(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{13}$	1800 ± 600	$1,8 \pm 0,6$
Пирл [65]	$\sim 9 \cdot 10^{20}$	$\sim 9 \cdot 10^{13}$	~ 2000	~ 2
Моррисон и Телеско [54]	$(6 \pm 1) \cdot 10^{20}$	$(6 \pm 1) \cdot 10^{13}$	1500 ± 300	$1,5 \pm 0,3$

в табл. 4.1. В ней приведены полная мощность и средняя плотность потока через поверхность, ожидаемые в результате распада радиоактивных элементов и согласно модели приливной диссипации; теоретический предел внутренней энергии, полученный из истории орбит, и оценки, основанные на спектральных наблюдениях в ИК-области.

В. Модели недр Ио

Вывод о том, что Ио нагревается в значительной мере вследствие приливной диссипации, все же допускает разнообразные модели недр. Пил и др. [63] показали, что вследствие быстро растущего расплавления на спутнике могла остаться очень тонкая упругая оболочка, окружающая расплавленные недра. Но из анализа модели с оболочкой [62] становится ясно, что очень важной особенностью «плавления» в этом случае является сильное уменьшение жесткости. Для этого может потребоваться только небольшое частичное плавление. Возможно даже, что плавления не происходит, если эффективная вязкость при ползучести в недрах Ио достаточно быстро уменьшается с температурой; тогда тепло, генерируемое приливами, будет целиком переноситься твердотельной конвекцией [78]. Однако недра Ио определенно должны быть горячее, чем лунные недра. Неизвестно, расплавлена ли Луна в центре [56]. Мы знаем, что поперечные сейсмические волны сильно затухают на глубинах более 900 км. Модели тепловой истории Луны с учетом сейсмических и петрологических данных и сведений о тепловом потоке показывают, что температура ее недр может быть на 400K ниже точки плавления сухих силикатов. Но при помощи этих моделей также нельзя исключить температуры плавления [9]. Данные о существовании большого количества серы на поверхности Ио свидетельствуют о значительной переработке вещества, а это в свою очередь указывает либо на крупномасштабное плавление внутренних областей, либо по крайней мере на циркуляцию большого количества вещества через расплавленные зоны вблизи поверхности.

Консолманы и Льюис [16] разработали термохимическую эволюционную модель Ио, с помощью которой объясняется обогащение серой поверхностных областей. Они постулируют обширный разогрев Ио, первоначальный состав которой был подобен составу хондритов типа C2. Согласно этой модели, в ранний период истории произошла потеря CO_2 , а затем из близповерхностных областей, где происходило обширное окисление, были потеряны водород и вода. Взаимодействие с более глубоким веществом мантии затем могло привести к образованию серной коры. Продолжавшийся разогрев с течением времени привел бы тогда к образованию, а затем к потере газа SO_2 и сохранению поверхностного слоя из серы.

Следует заметить, что для того, чтобы можно было применять модель тонкой оболочки с повышенной диссипацией, недра Ио не обязательно должны быть полностью расплавлены. Все, что требуется,— это

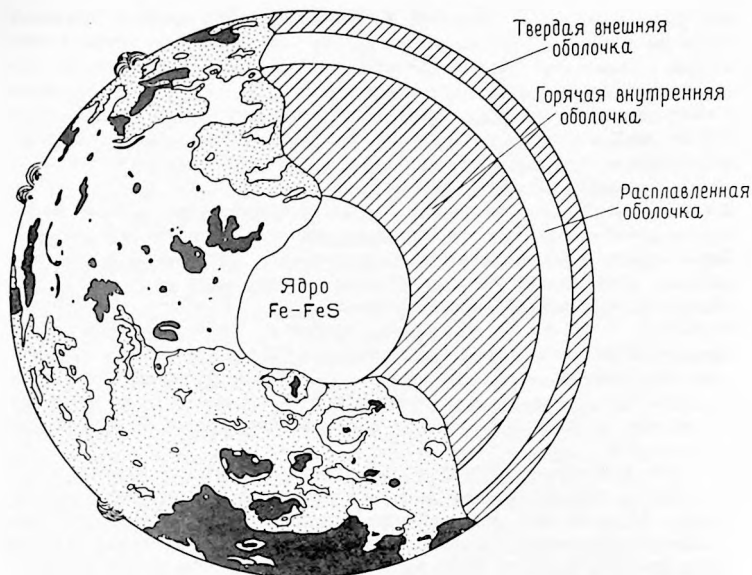


Рис. 4.2. Схематический пример модели тепловой структуры Ио. Заштрихованные области – твердое вещество, незаштрихованные – полностью или частично расплавленное. Приливная диссипация происходит в основном в тонкой внешней твердой оболочке, которая должна подвергаться большей приливной деформации, чем внутренняя твердая оболочка. Возможны и другие модели (см. текст).

жидкая или частично расплавленная зона достаточно больших размеров, чтобы отделить внешний упругий слой [62]. Такая возможность приводит к некоторым интересным моделям внутреннего строения Ио. Как чистую иллюстрацию рассмотрим тепловую структуру недр, представленную на рис. 4.2. Температура резко возрастает от среднего подповерхностного значения 100 К до температуры солидуса силикатов, которая, возможно, достигается на глубине 35 км. Основной приливный нагрев происходит в этой упругой оболочке вследствие диссипации $\sim 1,5 \cdot 10^{13}$ Вт (если предположить, что $\mu = 6,5 \cdot 10^{11}$ дин/см² и $Q = 100$). Глубже 35 км предполагается расплавленная или частично расплавленная оболочка с малой жесткостью, толщина которой в данном случае произвольно принята равной 45 км. Поскольку температура плавления возрастает с давлением, под жидким слоем, возможно, существует твердое ядро. Этого действительно можно было бы ожидать, если бы в жидком веществе не было радиоактивных источников и в нем не про-

исходила диссипация,—тогда она не могла бы поддерживать тепловой поток на уровне, соответствующем потоку, определяемому кривой плавления и переносом тепла теплопроводностью. (Мы предполагаем, что граница между твердым и жидким веществом на глубине 80 км также не является границей между средами различного состава.) Твердое ядро могло разогреться и сохранившимися радиоактивными элементами, и приливной диссипацией. Грубая оценка приливного нагрева получается из уравнения (1). Взяв вместо R_s радиус твердого ядра, получим $\dot{E}_T \approx 1,3 \cdot 10^{12}$ Вт. Уравнение (1), конечно, не определяет точной диссипации в случае ядра, так как вышележащие слои создают деформацию ядра. Однако средняя плотность Ио, равная $3,5 \text{ г/см}^3$, означает, что возможно существование значительного внутреннего ядра из Fe — FeS. Поскольку при давлениях, предполагаемых в Ио ($\lesssim 60$ кбар), температура плавления эвтектики Fe — FeS равна примерно 1000K [89], что много меньше типичных температур плавления силикатов (~ 1500 K), по крайней мере внешняя часть внутреннего ядра могла расплавиться. Таким образом, внутренняя твердая силикатная зона может быть по существу оболочкой и также испытывать несколько повышенный приливный агрев.

Ясно, что тепловая структура Ио сложным образом зависит от ее остава, как и от источников энергии и механизмов ее переноса. Температура большей части Ио, вероятно, близка к температуре плавления, а скорости как нагрева, так и остывания зависят от механических свойств вещества при состоянии, близком к плавлению. Но эти свойства оказываются либо плохо определяемыми, либо быстро меняющимися функциями, либо и тем и другим одновременно; поэтому трудно построить надежные детальные модели. Трудно предсказать тепловое состояние даже самых внешних слоев, поскольку мы не знаем, какой тепловой поток выделяется при динамических процессах, т.е. при процессах быстрого переноса вещества, а какой переносится теплопроводностью. Очевидно, что градиент температуры не будет соответствовать градиенту, при котором переносится планетарный тепловой поток ниже тех глубин, которые могут быть действительно небольшими, где особенно обильная составляющая (возможно, S или SO_2) становится расплавленной.

Проблема еще больше осложняется тем фактом, что приливная диссипация неоднородна. Если бы, например, область, нагреваемая приливами, была оболочкой одинаковой толщины и однородной по составу и механическим свойствам, то максимальное выделение тепла происходило бы на полюсах [62]. Но отклонения от этих особых условий легко могли повлиять на распределение диссипации. Неизвестно, отражает ли наблюдаемая концентрация активных султанов к низким широтам ([86] и гл. 16) распределение источников тепла, распределение напряжений или это просто статистическая флуктуация активности султанов. Тот факт, что кальдеры распределены однородно (см. гл. 15) по спутнику, по-видимому, подтверждает последнее предположение.

II. Ганимед и Каллисто

А. Строение

С конца прошлого века, когда были впервые произведены успешные измерения радиусов галилеевых спутников, известно, что средние плотности Ганимеда и Каллисто меньше плотностей двух внутренних спутников и, возможно, меньше плотности силикатных пород. (Их массы были довольно хорошо известны из эффектов возмущения орбит.) Это привело к предположению, что главной составляющей этих спутников является вода — космически обильное, легкое и способное конденсироваться вещество (напр., [40, 88]). Последующее открытие полос поглощения H_2O в их спектрах отражения [22, 42, 67] согласуется с представлением о том, что их поверхности в значительной степени покрыты инеем или льдом (ср. гл. 7 Силла и Кларка).

Хуо [29], по-видимому, первым опубликовал детальную модель Каллисто, основанную на предположении, что этот спутник состоит целиком из H_2O . А Льюис [44, 45] первым рассмотрел строение и эволюцию ледяных спутников вообще. Он показал, что нагрев от распада радиоактивных элементов, концентрация которых пропорциональна каменному компоненту, хотя и оказывается гораздо меньшим, чем для внутренних планет Солнечной системы, вполне мог привести к плавлению и дифференциации. Это могло быть обусловлено не только присутствием воды, но и возможным присутствием NH_3 , которое способно очень сильно понизить температуру плавления по сравнению с температурой плавления чистого льда. В результате Льюис пришел к выводу, что такие спутники, как Ганимед и Каллисто, могут содержать каменное ядро, водную мантию и тонкую ледяную кору, хотя он не рассматривал роли твердотельной конвекции, которая могла привести к полному замерзанию мантии [73]. Льюис также отметил, что, даже если самая внешняя часть коры не подвергалась первичной дифференциации, она могла быть неустойчивой и погружалась, что приводило к выносу на поверхность «чистой» H_2O . Таким образом, поверхности должны состоять в основном из льда H_2O , возможно загрязненного тонкодисперсным инородным веществом или метеоритными осколками. Поверхность льда нарушена «светлоокрашенными кратерами и лучами», образованными ударами. Эта картина поверхности в общем подтвердилась снимками, полученными «Вояджерами» [81, 82]. Главные вопросы, которые еще остаются, — это происхождение бороздчатой местности на Ганимеде и общие отличия Ганимеда от Каллисто, а также вопрос о том, действительно ли замерзли мантии из H_2O .

Далее модели ледяных спутников были развиты Консолманьо и Льюисом [14, 15]. Они исследовали эффекты развивающейся дифференциации, фазовые переходы во льду при высоких давлениях и различные предположения, касающиеся гидратации ядра. Эти авторы показали, что если тепло не выносилось твердотельной конвекцией, то

в ранний период могла происходить дифференциация даже при холодном (100 К) начальном состоянии и при отсутствии NH_3 .

Основная неопределенность в моделях внутреннего строения Ганимеда и Каллисто (в противоположность эволюционным моделям) заключается в плотности каменистого компонента (в данном случае в «каменистые» вещества включается и металлическое железо). Плотности составляющих ядра при нормальном давлении могут быть заключены между низкими значениями, соответствующими гидратированным силикатам, и более высокими плотностями сухих пород, обогащенных железом. Возможно, Ио почти полностью лишена H_2O , и, следовательно, ее плотность может представлять собой плотность нелетучей фракции туманности Юпитера, из которой образовались спутники. С другой стороны, если предположить, что на Европе при образовании сохранилась гидратная вода, то ее средняя плотность может быть равна плотности гидратированных ядер внешних спутников. В табл. 4.2 приведены результаты для трех моделей Ганимеда и Каллисто при плотностях ядра 3,0; 3,3 и 3,5 г/см³. Модели были рассчитаны при помощи зависящих от температуры уравнений состояния вещества для различных фаз H_2O (см. [48]) и постоянных значений плотности ядра. Различия в моделях, вызванные разными предположениями относительно распределения температуры, оказались невелики.

таблица 4.2. Двухкомпонентные модели (ледяная мантия и каменистое ядро) Ганимеда и Каллисто для различных плотностей ядра

	Ганимед			Каллисто		
Радиус, км	2640			2420		
Масса, г	$1,48 \cdot 10^{26}$			$1,08 \cdot 10^{26}$		
Средняя плотность, г/см ³	1,92			1,81		
Модели	A	B	C*)	A	B	C*)
Плотность ядра, г/см ³	3,0	3,3	3,5	3,0	3,3	3,5
Радиус ядра, км	1942	1826	1763	1695	1593	1542
Доля массы ядра	0,623	0,574	0,548	0,571	0,526	0,505
Доля массы ледяной мантии	0,377	0,426	0,452	0,429	0,474	0,495

*) В модели C плотности ядер Ганимеда и Каллисто приняты равными средней плотности Ио.

В модели C предполагается, что вся H_2O находится в мантии; поэтому доля массы льда является долей массы H_2O во всем спутнике. Сходство этих отношений для Ганимеда и Каллисто означает, что эти отношения близки к величинам, характерным для внутренней части протоспутниковой туманности Юпитера. Согласно Льюису и Принну

[46], в солнечной туманности при низких температурах СО преобладало над CH_4 , в результате чего количество О, имевшееся для образования H_2O , оказывалось меньше. В таком случае при космических обилиях, приведенных Камероном [5], доля массы H_2O , которая могла сконденсироваться, равна 0,36. Если бы углерод первоначально был связан в CH_4 (как было бы в случае равновесной конденсации), то доля массы H_2O должна была бы равняться 0,64. Эти значения создают вилку для доли массы H_2O в номинальных моделях С, в которых предполагается, что ядро не содержит воды. Возможно, разделение углерода между СО и CH_4 определило содержание H_2O в туманности Юпитера. Небольшое различие в вычисленных долях массы H_2O на Ганимеди и Каллисто может отражать изменения, происходившие в физическом состоянии туманности в радиальном направлении или с течением времени.

Б. Тепловая эволюция

В отличие от Ио Ганимед и Каллисто, вероятно, не подвергались особому нагреву. Можно полагать, что содержание источников тепла в их недрах близко к их содержанию во внутренних планетах Солнечной системы. Однако благодаря обилию воды в этих телах возможен быстрый перенос тепла при значительно более низких температурах, чем те, которые характерны для недр внутренних планет. Это обусловлено и низкой температурой плавления водяного льда, что способствует конвекции в жидком веществе, и малой эффективной вязкостью льда-1, при которой возможна эффективная твердотельная конвекция. Таким образом, для понимания эволюции ледяных спутников необходимо тщательное рассмотрение как источников тепла, так и механизмов остывания.

Консолманьо и Льюис [14, 15] проследили эволюцию спутников по своим моделям от первоначально однородной смеси каменных пород и льда при температуре 100 К, нагреваемой радиоактивными элементами и высвобождающейся в процессе дифференциации гравитационной энергией. (Для Каллисто был рассмотрен один случай гетерогенной аккреции.) Предполагалось, что тепло быстро переносится конвекцией в жидком слое, но в области, где температура ниже температуры плавления, тепло переносится только молекулярной теплопроводностью. Конечным результатом эволюции является состояние, при котором спутники состоят из обширных водных мантий, окружающих силикатные ядра и покрытых довольно тонкой (≤ 250 км) ледяной корой. Фанейл и др. [20] также рассчитали модели тепловой истории этих тел и получили подобные результаты и для других предположений о составе. Поскольку во всех моделях принято холодное начальное состояние тел, то их история — это в основном история нагревания и расширения. Окончательная толщина ледяной коры в этих моделях зависит от поверхностного теплового потока, определяемого главным образом сум-

марным содержанием радиоактивных элементов и размерами спутника. Чем выше содержание этих элементов, тем больше тепловые потоки и, следовательно, тем круче кривая изменения температуры и тоньше кора.

Однако Рейнольдс и Кассен [73] показали, что ледяная кора, вероятно, была неустойчива к возникновению тепловой конвекции. Их расчеты показали, что перенос тепла конвекцией мог привести к затвердеванию мантии за время, короткое по сравнению с возрастом спутников. Парментье и Хед [59, 60] также обратили внимание на то, что кора из льда в плотной фазе, расположенная над водяной оболочкой (как получается в некоторых основанных на теплопроводности моделях тепловой истории), должна быть неустойчивой так же, как и первичная недифференцированная кора, расположенная над чистой водой или льдом (ср. [45]). Эти обстоятельства могли быстро привести к уничтожению такой инверсии плотности и к увеличению выноса тепла наружу. Моделирование переноса тепла твердотельной конвекцией встречается с дополнительными трудностями сверх трудностей теплопроводных моделей в значительной степени из-за того, что реологические свойства твердых тел сложны и чувствительны к состоянию вещества. Поэтому представляется полезным изучить Ганимед и Каллисто путем их взаимного сравнения, стараясь по возможности избегать использования плохо определенных величин.

Для этого прежде всего следует объяснить обнаруженные «Вояджерами» различия во внешнем виде этих двух спутников. Насыщенная кратерами поверхность Каллисто, по-видимому, первична, а все протяженные области Ганимеда кажутся более молодыми, и на нем имеется «бороздчатая местность» эндогенного происхождения (см. гл. 9, 12, 13 этой книги). Правдоподобным объяснением является то, что активность недр Ганимеда продолжалась до периода, наступившего после спада интенсивной бомбардировки ранней стадии истории, когда активность недр Каллисто уже прекратилась. Почему это могло случиться? Чтобы ответить на этот вопрос, мы рассмотрим сначала источники тепла на обоих спутниках, а затем механизмы остывания с целью выявить различия, которые можно определить из известных свойств спутников и из их положения в системе Юпитера.

Мы рассмотрим три источника тепла: аккрецию, долгоживущие радиоактивные изотопы (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K) и приливную диссипацию. (Электромагнитный нагрев этих спутников, по-видимому, не имеющих ионосферы, вероятно, сразу исключить не следует, но кажется сомнительным, чтобы он был существенным. Мы не рассматриваем его здесь, отметим только, что он мог бы способствовать нагреванию Ганимеда.)

Аккреция. Предположим, что аккреция спутников была однородной. Полная гравитационная энергия на 1 г равна $3GM_s/5R_s$, или $2,24 \cdot 10^{10}$ эрг/г для Ганимеда и $1,79 \cdot 10^{10}$ эрг/г для Каллисто. образова-

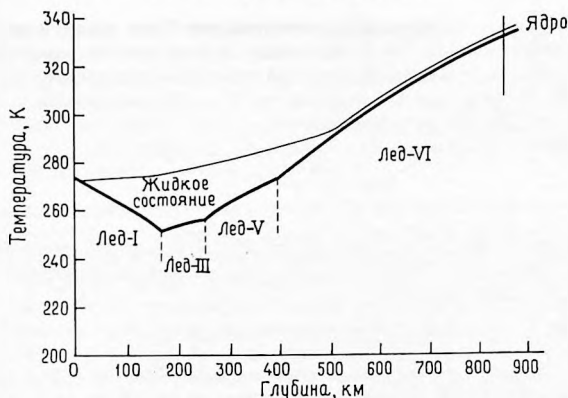


Рис. 4.3. Строение мантии Ганимеда согласно модели, в которой спутник состоит из каменистого ядра с плотностью, как у Ио, и мантии из H_2O . Жирная линия — кривая плавления мантии, тонкая линия — предполагаемый профиль температуры в мантии по окончании аккреции. Распределение температуры следует по адиабате от температуры плавления вблизи поверхности до пересечения адиабаты с кривой плавления в глубине мантии.

ние ядра могло прибавить еще около 10% энергии. В моделях роста Луны Каула [37] нашел, что обычно сохраняется более половины этой энергии. Исходя из этого, мы считаем, что должна была сохраниться энергия порядка 10^{10} эрг/г. Рассчитанная на массу каждого из спутников, она значительно превышает энергию, необходимую для расплавления массы его льда. Следовательно, вероятно, что вслед за аккрецией обоих спутников (которая принята однородной) происходили обширные плавление и дифференциация (ср. [78]). Если это было так, то в обоих спутниках вскоре после их образования должно было существовать одинаковое распределение температуры, вследствие того что тепловое состояние регулировалось жидкой H_2O . Таким образом, под тонкой ледяной корой температура должна была ограничиваться адиабатой, возрастающей от температуры плавления льда-I до точки пересечения с кривой плавления плотных фаз льда, имеющей более крутой наклон, чем адиабата (рис. 4.3). Глубже температура должна идти по кривой плавления или даже ниже ее, если в плотном льде началась конвекция. Температура в ядре в начальный момент, вероятно, не намного превышала максимальную температуру мантии.

Только если аккреция происходила быстро, то запасенная первоначально энергия могла быть больше, чем энергия, соответствующая распределению температуры на рис. 4.3. Для приближенного расчета предположим, что адиабатический градиент температуры в жидкой воде

был приблизительно равен нулю и что мантия была нагрета до некоторой температуры $T_0 > 273$ К. Поскольку в воде мог сохраниться лишь очень небольшой сверхадиабатический градиент, то температура на поверхности, видимо, была почти равна T_0 и мантия остывала со скоростью, определяемой уравнением

$$M_m c_p \frac{dT}{dt} = \sigma T^4 4\pi R_s^2, \quad (5)$$

где M_m — масса жидкой мантии, c_p — теплоемкость воды, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Таким образом, время остывания мантии до $T = 273$ К меньше, чем

$$M_m c_p / 12\pi R_s^2 \sigma T^3 \approx 2,8 \cdot 10^4 \text{ лет.} \quad (6)$$

Только в том случае, если время аккреции было меньше этого значения, водная мантия могла достичь температур, значительно превышающих температуру плавления. Эти соображения относятся к обоим спутникам.

Если произошла неоднородная аккреция, так что сначала образовались силикатные ядра, можно полагать, что ядро Ганимеда значительно горячее, чем ядро Каллисто, так как считается, что оно приблизительно на 50% массивнее. В модели С (табл. 4.2) ядро Ганимеда имеет приблизительно тот же размер и ту же массу, что и Луна. Кроме того, температура на его границе, если ее оценивать по температуре плавления льда, чуть (≈ 60 К) выше, чем у Луны. Следовательно, можно ожидать, что эволюция такого ядра будет похожа на эволюцию Луны. Расчеты эволюции Луны показывают, что если Луна была первоначально расплавлена, то вследствие выноса тепла конвекцией в жидкости, а затем и в твердом веществе она быстро остыла. Поверхностный тепловой поток при этом в течение периода $< 5 \cdot 10^8$ лет мог превышать поток, соответствующий энергии радиоактивных элементов [9, 77]. После этого времени поверхностный тепловой поток оказывается сравнимым с радиогенным (хотя и несколько превышающим его). Следовательно, в том крайнем случае, когда ядро Ганимеда было, а ядро Каллисто не было первоначально расплавлено, на Ганимеде тепловой поток в течение периода $\leq 5 \cdot 10^8$ лет был большим.

Долгоживущие радиоактивные изотопы. Тот факт, что полный нагрев Ганимеда радиоактивными элементами должен быть больше, чем нагрев Каллисто (так как у Ганимеда больше силикатное ядро), был отмечен Консолманью и Льюисом [14] и Фанейлом и др. [20]. Отношение плотностей поверхностных тепловых потоков, находящихся в равновесии с энергией, выделяемой радиоактивными источниками, в любой момент времени определяется формулой

$$(h_G/h_C) = (m_G R_C^2 / m_C R_G^2), \quad (7)$$

где m_G и m_C — массы ядер этих спутников. Для модели С поверхностный тепловой поток, определяемый радиоактивными элементами, на Ганимеде в 1,26 раза превышает поток на Каллисто. Кассен и др. [7] показали, что это могло привести к более позднему по сравнению с Каллисто прекращению активности на поверхности Ганимеда под действием лютого процесса, зависящего от сохранения минимального теплового потока приблизительно в течение $4 \cdot 10^8$ лет.

Приливная диссипация. Могла ли диссипация приливной энергии нагреть эти тела? Если могла, то Ганимед должен был нагреться больше, так как он ближе к Юпитеру. Уравнение (1) дает верхний предел приливного нагрева, если использовать модуль сдвига льда $\mu = 4 \cdot 10^{10}$ дин/см² [72] и среднюю плотность спутника в формуле для k_2 (2). Подстановка этих и других соответствующих величин в уравнение (1) показывает, что приливная диссипация в настоящее время в обоих спутниках пренебрежимо мала [7]. Но величина \dot{E}_T в прошлом могла быть больше из-за большего эксцентриситета. Вынужденный эксцентриситет Ганимеда в настоящее время равен $6 \cdot 10^{-4}$ и он никогда не мог превышать 0,002, если учесть неустойчивость резонанса при больших эксцентриситетах (Йодер, частное сообщение, 1980). Это значит, что любая диссипация на Ганимеде и Каллисто в основном должна быть обусловлена их свободными эксцентриситетами, которые уменьшаются со временем, что приводит к соответствующему уменьшению \dot{E}_T . Поскольку крутящие моменты, создаваемые приливной деформацией Юпитера, на Ганимеде и Каллисто пренебрежимо малы, то $e(t)$ можно вычислить, приравняв скорость диссипации к потере орбитальной энергии этих тел. Кассен и др. [7] выводят

$$e = e_0 \exp[(t - t_0)/\tau], \quad (8)$$

где индекс 0 относится к моменту начала отсчета и

$$\tau = M_s(GM_J/a)/(\dot{E}_T/e^2). \quad (9)$$

Здесь M_s — масса спутника, а множитель (\dot{E}_T/e^2) постоянен, если внутреннее строение спутника и свойства вещества не меняются. Изменения большой полуоси a пропорциональны более высоким порядкам e и пренебрежимо малы, пока $e \ll 1$. Из уравнения (8) можно вычислить эксцентриситет Ганимеда в прошлом при заданном $\dot{E}_T(t_0)$ из условия, что множитель \dot{E}_T/e^2 оставался постоянным, а величина e изменялась до ее современного значения. Тогда величина $\dot{E}_T(t)$ непосредственно определяется. Она приведена на рис. 4.4 для двух выбранных значений скорости диссипации в начальный момент $\dot{E}_T(0)$: равной скорости выделения тепла радиоактивными элементами при их хондритовом обилии в начальный момент и для вдвое большей величины. Скорость нагрева радиоактивными элементами при хондритовом обилии также показана на рисунке. Для достижения таких скоростей диссипации в ранний период

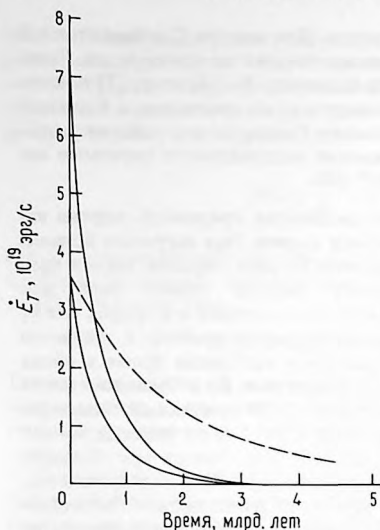


Рис. 4.4. Уменьшение со временем скорости приливной диссипации в Ганимеде для двух начальных значений: равной скорости тепловыделения радиоактивными элементами в начальный момент времени при их хондритовом обилии и для вдвое большей величины. Для достижения таких скоростей диссипации необходимы очень высокие начальные эксцентриситеты орбит: $e = 0,087$ и $0,119$. Граничным условием при расчетах было изменение эксцентриситета до его современного значения. Предполагалось, что в ходе эволюции не происходило никаких изменений в свойствах вещества недр Ганимеда. Эти кривые следует рассматривать как грубые верхние пределы приливной диссипации в Ганимеде. Пунктирной кривой изображена скорость нагрева при хондритовом обилии радиоактивных элементов.

необходимы большие значения эксцентриситета: $e_0 = 0,087$ и $0,119$ соответственно для двух значений $\dot{E}_T(0)$. Ганимед в первые $5 \cdot 10^8$ лет эволюции мог испытывать приливный нагрев, определяемый такими высокими эксцентриситетами. У Каллисто при тех же свойствах вещества и эксцентриситетах орбиты диссипация оказывается меньшей более чем на два порядка величины.

Таким образом, существуют три причины, которые могли способствовать более длительной активности на поверхности Ганимеда по сравнению с Каллисто. Нагрев радиоактивными элементами и неоднородная аккреция могли быть эффективны лишь в течение первых $5 \cdot 10^8$ лет, и только самая оптимистичная история приливного нагрева могла привести к различиям в течение этого промежутка времени. Теперь рассмотрим механизмы остывания.

На рис. 4.3 приведены предполагаемый профиль температуры после окончания аккреции в модели С Ганимеда и кривая плавления водяного льда. Минимальная температура плавления достигается на глубине 165 км. (Соответствующая глубина в модели С Каллисто должна быть приблизительно такой же.) Когда мантия замерзает, увеличивается толщина слоя льда-I и падает температура в жидкой зоне, оставаясь на адиабате, приблизительно параллельной приведенной. Из-за того, что плотные фазы льда тяжелее воды, а лед-I легче воды и, кроме того, глубже фазовой границы между льдом-I и льдом-III, градиент кривой

плавления превышает адиабатический градиент, мантия замерзает и снизу вверх, и от слоя льда-I вниз. Последней должна замерзнуть вода в минимуме кривой плавления.

Рейнольдс и Кассен [73] подсчитали, что твердотельная конвекция, существующая благодаря разности температур, которая поддерживалась в слое льда-I, пока сохранялся жидкий слой, могла привести к поверхностному тепловому потоку, заключенному в интервале между 35 и 115 мВт/м². Интервал значений обусловлен неопределенностью в средней температуре, которая могла достигаться в конвектирующей области, но предпочтительными являются более высокие значения. Результат зависит от принятого конкретного реологического закона. Если поверхностный тепловой поток превышал ~ 55 мВт/м², водяные мантии Ганимеда и Каллисто могли затвердеть за период $\leq 5 \cdot 10^8$ лет.

Ниже будут рассмотрены условия, при которых вывод о быстром замерзании мантии мог бы измениться. Но здесь мы хотели бы сделать следующие основные выводы:

1. Скорость потери спутником энергии — это та скорость, с которой энергия переносится через слой льда-I. Если в этом слое происходит конвекция, то плотность потока энергии определяется разностью в нем температур, а не его толщиной [71]. Таким образом, пока в мантии остается жидкое вещество, а в слое льда-I происходит конвекция, тепловой поток планеты не зависит ни от внутренних источников энергии, ни от таких факторов, как конвекция в плотных фазах льда и подавление (или усиление) конвекции при фазовых переходах.

2. Плотности тепловых потоков через конвектирующие слои льда-I Ганимеда и Каллисто могли быть по существу одинаковыми. Плотность конвективного потока определяется по формуле [75, 87]

$$h_{\text{conv}} = k(\Delta T/L) b Ra \beta, \quad (10)$$

где k — коэффициент теплопроводности, ΔT — разность температур на границах слоя, L — толщина слоя, Ra — число Рэлея, а b ($= 0,1 - 0,2$) и β ($\approx 1/3$) — константы, значения которых зависят от граничных условий. Число Рэлея равно

$$Ra = \alpha g \Delta T L^3 / \chi v, \quad (11)$$

где α — объемный коэффициент теплового расширения, χ — температуропроводность, v — эффективная кинематическая вязкость. Заметим, что h_{conv} почти не зависит от L , так как $\beta \approx 1/3$. После начальной дифференциации свойства слоев льда-I у Ганимеда и Каллисто могли быть одинаковыми. До того как одна из мантий замерзла, у обоих спутников ΔT также было почти одинаковым. Таким образом, единственное различие между полными тепловыми потоками спутников заключено в множителе $Ra^2 g \beta$, благодаря которому тепловой поток Ганимеда оказывается в 1,25 раза больше. Следует заметить, что в модели С водная мантия Ганимеда в 1,23 раза массивнее мантии Каллисто и, значит, в ней заключено гораздо больше скрытой теплоты.

Поскольку первоначальная скорость остывания спутников была приблизительно одинаковой, то различия в темпах их эволюции в раннюю эпоху должны были вызываться исключительно различиями в рассмотренных выше источниках энергии. Все эти различия приводят к большей энергии Ганимеда, хотя только одно из них, а именно большее тепловыделение при распаде радиоактивных элементов, является достаточно определенным. Ни один из этих дополнительных источников энергии на Ганимеде не должен был привести к тому, чтобы эволюция его недр задержалась более чем на $5 \cdot 10^8$ лет по сравнению с эволюцией недр Каллисто. Таким образом, если поверхностные структуры Ганимеда представляют собой сохранившиеся проявления ранней эволюции, которая была одинаковой у обоих спутников, то мы предполагаем, что эти структуры избежали стирания только благодаря быстрому уменьшению потока падающих тел, которое произошло, по-видимому, в первые $5 \cdot 10^8$ лет истории Солнечной системы [84].

По плотностям ударных кратеров был сделан вывод, что, хотя поверхность Ганимеда моложе поверхности Каллисто, возраст обеих исчисляется первыми миллиардами лет их существования (ср. гл. 9, 10 и 12). Быстрая эволюция, вызываемая эффективной твердотельной конвекцией, как показали расчеты Рейнольдса и Кассена [73], согласуется с этим наблюдением. С другой стороны, изменение поверхности могло просто прекратиться, когда образовалась достаточно мощная кора, так как расположенной глубже воде стало трудно достигать поверхности [59]. Можно ли быть уверенными, что в обоих спутниках больше не существует воды в жидком виде? Нет, нельзя. Есть по крайней мере два соображения, которые могли бы изменить вывод о замерзании в раннюю эпоху. Первое — это возможность того, что реологические свойства льда в рассматриваемых условиях существенно отличаются от тех, которые предполагались Рейнольдсом и Кассеном [73]. Поскольку лед ведет себя как неньютоновская жидкость, вязкость является функцией как температуры, так и напряжения в данной точке. Хотя существует множество экспериментальных данных (ср. [28, 91]), трудно предсказать средний уровень напряжений, который будет существовать в конвектирующей системе и, следовательно, трудно предсказать эффективную вязкость. Рейнольдс и Кассен [73] неявно принимали уровень негидростатических напряжений, равный нескольким барам, который характерен для конвекции в каменных мантиях планет, но может не соответствовать рассматриваемым случаям. Более низкие уровни напряжений могли бы привести к более высоким эффективным вязкостям, которые в свою очередь привели бы к уменьшению конвективного теплового потока. Чтобы обеспечить самосогласованность, можно воспользоваться такими численными расчетами, как расчеты Парментье [58].

Вторым соображением, которое могло бы опровергнуть вывод о твердых ледяных мантиях Ганимеда и Каллисто, является возможное включение NH_3 , солей или других растворимых веществ, способное понизить температуру плавления. Все модели после моделей Льюиса [44,

45] ограничивались двумя компонентами: каменной породой и чистой водой. Как подчеркивал Льюис [44, 45], температура плавления эвтектики $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$ равна только 173К. Быть может, на планетах-гигантах нет NH_3 из-за того, что температура его конденсации слишком низка и он никогда не образовывался в первую очередь. Льюис и Принн [46] пришли к выводу, что в протосолнечной туманности NH_3 не мог бы образоваться. Но даже небольшое его количество, возникшее в протоспутниковой туманности Юпитера, могло сыграть важную роль. Предположим, что в водной мантии содержится 1% NH_3 . Замерзание всей мантии за исключением 1/35 ее части могло бы привести к образованию раствора $\text{NH}_3-\text{H}_2\text{O}$ эвтектического состава [43], если бы весь NH_3 остался в растворе. В модели С Ганимеда этот раствор образовал бы слой толщиной 25 км, если бы остался внизу слоя льда-I. Но следует заметить, что плотность концентрированного раствора аммиака меньше, чем воды, и может приближаться к плотности льда-I. Тогда он мог бы прорваться на поверхность или достичь более высоких (более холодных) уровней и замерзнуть. Более тяжелые растворы солей могли бы опуститься через слои плотного льда, в частности, если они содержали большие концентрации радиоактивных элементов.

До сих пор мы избегали какого-либо упоминания конкретных механизмов, посредством которых на Ганимеде могла образоваться бороздчатая местность. Но можно надеяться, что решению этого вопроса будет способствовать рассмотрение тепловой эволюции. Бороздчатая местность может быть отражением конвекции, имевшей место в раннюю эпоху (теперь уже не существующей или сильно ослабленной) либо в жидком [31], либо в твердом веществе [73]. По причинам, о которых уже говорилось, можно полагать, что на образование видимых эффектов конвекции на Ганимеде ушло более длительное время, чем на Каллисто. Эта местность могла сформироваться под действием тектонических движений глобального масштаба, связанных с расширением или сжатием всего планетного тела ([79] и гл. 12 этой книги), с приливными напряжениями [59], замедлением вращения [3, 52] или с движением полюсов [51]. В дальнейшем мы будем говорить только об изменениях объема, так как они самым непосредственным образом связаны с тепловой эволюцией.

Изменения объема планетного тела обычно вызываются либо дифференциацией вещества, либо изменениями теплового состояния. Первое могло происходить внезапно, второе обычно бывает постепенным. Дифференциация первоначально однородных спутников, состоящих из льда и каменных пород, сопровождается общим расширением, так как менее сжимаемые каменные породы опускаются в область высоких давлений, а лед, поднимаясь вверх, расширяется. Нагревание и охлаждение обычно сопровождаются соответственно расширением и сжатием, за исключением случаев некоторых фазовых переходов и хорошо известного аномального поведения воды вблизи ее точки замерзания при давлении 1 бар. При замерзании воды и образовании льда-I происходит

расширение. Замерзание с образованием других фаз льда (и затвердевание каменных пород) приводит к уменьшению объема. При фазовых переходах в твердом теле поведение вещества различно в зависимости от наклона кривой Клапейрона (для льда см., напр., [28]). Несомненно, что история изменения объема ледяного спутника может быть сложной.

Если тепла, запасенного при однородной аккреции, было достаточно, чтобы растопить водяной лед в спутниках, как предполагалось ранее, то дифференциация по существу должна была в обоих спутниках происходить немедленно. В модели С Ганимеда это должно было сопровождаться общим расширением с увеличением радиуса на 70 км, что соответствует увеличению площади поверхности на $\sim 5\%$ по всему однородному телу спутника.

При замерзании мантии, первоначально состоявшей из жидкой воды (см. рис. 4.3), средний радиус мог уменьшиться на ~ 13 км (уменьшение площади поверхности на 1%). Хотя затвердевание внешних слоев H_2O с образованием льда-I приводит к уменьшению плотности, средняя плотность увеличивается вследствие замерзания более глубоких слоев и образования плотных фаз льда. Продолжавшееся остывание мантии, в общем, могло сопровождаться дальнейшим возрастанием плотности, приводящим к довольно небольшим изменениям радиуса (порядка нескольких километров при изменении средней температуры на 50 К). Величина (а в некоторых частных случаях и знак) этих изменений зависит от профиля температуры, так как границы между различными фазами льда зависят и от давления и от температуры. Если исключить дифференциацию, то эти изменения являются исключительно результатом эволюции мантии. При хондритовом обилии радиоактивных элементов центральная область силикатного ядра вначале могла нагреваться на ~ 125 К за 10^8 лет, а через 1 млрд. лет — на 75 К за 10^8 лет. Если коэффициент теплового расширения пород равен $3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, то при параболическом распределении температуры в ядре его нагревание должно приводить к расширению планеты через 10^9 лет примерно на 3 км. За это время, если исходить из серпентинового состава ядра, потеря сохранившейся в ядре гидратной воды (не учтенной в модели С) может привести к увеличению радиуса планеты на 20 км (относительное изменение площади поверхности составляет $1,5\%$). Очевидно, что изменения объема, вызванные дифференциацией, значительно превышают изменения, обусловленные термическими эффектами (см. [85]).

Возможно ли, что дифференциация на Ганимеде происходила позже, чем на Каллисто, или что на Каллисто дифференциация вообще *никогда* не происходила? В первой гипотезе нужны различные процессы образования этих двух спутников, так как все доводы в пользу большего нагрева Ганимеда указывают на более раннюю дифференциацию этого спутника, даже если дифференциация в нем задержалась до окончания аккреции. На Каллисто дифференциация вообще могла не происходить, если в начальную эпоху спутники были холодными (что потребовало бы потери большей части их энергии аккреции) и если твердотельная

конвекция препятствовала плавлению в Каллисто, но не мешала плавлению в Ганимеде. Хотя обе эти точки зрения нельзя исключить, они совершенно необоснованны.

Мы приходим к выводу, что, каково бы ни было происхождение поверхностных структур Ганимеда, длительность их существования объясняется затянувшейся на Ганимеде, по сравнению с Каллисто, тепловой эволюцией. Последнее, вероятно, было вызвано более высоким содержанием радиоактивных элементов, а также, возможно, дополнительной энергией аккреции (если аккреция была гетерогенная) или приливной диссипацией (если первоначально у орбиты Ганимеда был большой эксцентриситет).

III. Европа

А. Строение

Средняя плотность Европы равна $3,03 \text{ г/см}^3$. Величина плотности не исключает того, что весь спутник сложен каменистым веществом. Но существование льда из H_2O было установлено спектроскопическими наблюдениями в ИК-области [67], а снимки, полученные «Вояджерами», показали, что на спутнике почти отсутствуют очень темные участки и значительные перепады высот ([82] и гл. 14 этой книги). Приемлемым объяснением этих наблюдений является то, что спутник покрыт слоем льда H_2O толщиной по крайней мере в несколько километров, скрывающим любые нижележащие горы или другие формы рельефа, образуемые силикатами. В моделях состава [10, 14, 20] предполагается, что в Европе содержится 5–10% H_2O по массе. (Если допустить, что ядра Европы, Ганимеда и Каллисто имеют один и тот же состав, то плотность Европы $3,03 \text{ г/см}^3$ является нижним пределом плотности ядер остальных спутников.) В дифференцированной модели, в которой плотность ядра Европы равна средней плотности Ио, ядро радиусом 1443 км окружено слоем H_2O толщиной 122 км. Давление на границе ядро–мантия должно быть $< 1,5 \text{ кбар}$, так что лед-II может там существовать, только если температура очень низка ($\lesssim 150 \text{ K}$).

Б. Тепловая эволюция

Приведенные ранее соображения относительно спутника, остывающего вследствие выноса тепла конвекцией во внешнем ледяном слое, касаются также и Европы. Скорость выноса тепла через единичную площадку поверхности регулируется главным образом реологическими свойствами льда и падением температуры на границах конвектирующего слоя. При правдоподобных значениях эффективной вязкости и при условии, что внутренние источники тепла не превышают характерных современных обилий радиоактивных элементов, мантия Европы могла бы быстро замерзнуть. Но вследствие того что значительную долю

Европы составляет силикатное вещество и из-за ее малых размеров плотность поверхностного теплового потока у Европы оказывается большей, чем у Ганимеда, несмотря на то что общее содержание радиоактивных элементов в ней, вероятно, меньше, чем в Каллисто. Кроме того, для Европы очень важную роль могла играть приливная диссипация.

Полная энергия аккреции Европы эквивалентна подъему температуры приблизительно на 1000 К/г. Следовательно, дифференциация на каменистое вещество и лед в раннюю эпоху была вероятна, даже если сохранилась только половина этой энергии. Хондритовое обилие радиоактивных элементов, предполагаемое в силикатной части, в период образования спутника должно было давать поток энергии $\sim 2,0 \cdot 10^{12}$ Вт, который к настоящему моменту уменьшился до $2,3 \cdot 10^{11}$ Вт. Плотность поверхностного теплового потока, определяемая радиоактивными элементами, в любое время должна была в 1,5 раза превышать плотность потока на Ганимеде, если спутники по отношению к своим радиоактивным источникам находятся приблизительно в равновесном состоянии.

В отличие от Ганимеда и Каллисто эксцентриситет орбиты Европы достиг своего равновесного значения, как только установился резонанс трех тел. Следовательно, приливная диссипация — не самоограничивающийся процесс и в значительной степени может играть свою роль в тепловой эволюции Европы. Полагая $\mu = 6,5 \cdot 10^{11}$ дин/см² и принимая значения других параметров, соответствующие Европе, из уравнения (1) для однородной (каменистой) Европы находим $\dot{E}_T = 7,0 \cdot 10^{12} Q^{-1}$ Вт. При $Q = 100$ эта скорость нагрева в начальную эпоху могла быть мала по сравнению со скоростью нагрева радиоактивными элементами при их хондритовом обилии, но могла бы составлять около 30% от современной скорости. Предположим, что водная мантия спутника была в основном жидкая, покрытая тонкой ледяной корой. Скорость нагрева единицы объема в ледяной коре могла быть больше, чем в остальной части спутника, из-за того что она механически отделена от ядра нижележащим слоем воды и, следовательно, подвергается большей деформации. Можно предположить, что ядро приблизительно сферическое и его влияние будет сводиться к увеличению g по сравнению с величиной, соответствующей водному ядру. Таким образом, в уравнении (1) значения g и ρ можно взять для всего спутника, а μ — для льда. Если результат умножить на поправочный коэффициент f , то получим \dot{E}_T для оболочки. Здесь важно ясно представлять себе, что f является функцией как R_c/R_s , так и $\mu/\rho g R_s$, что было не замечено Кассеном и др. [10]. Кривая функции $f(R_c/R_s)$ для $\mu = 4 \cdot 10^{10}$ дин/см² и для других параметров, соответствующих Европе ($\rho = 3,0$ г/см³, $g = 131$ см/с² и $R_s = 1,56 \cdot 10^8$ см), показана на рис. 4.5. Видно, что максимум этой функции много меньше максимума функции f , приведенной на рис. 4.1 для силикатного тела приблизительно того же размера. Поскольку Кассен и др. [10] исполь-

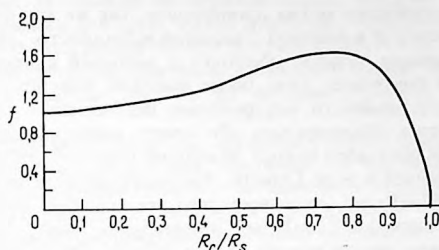


Рис. 4.5. Функция $f(R_c/R_s)$ для модели с отделенной ледяной оболочкой в планетном теле с массой Европы и средней плотностью $\rho = 3,0 \text{ г/см}^3$ при $g = 131 \text{ см/с}^2$, $R_s = 1,56 \cdot 10^8 \text{ см}$, $\mu = 4 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2$.

зовали эту последнюю функцию, то они переоценили скорость нагрева оболочки Европы (см. [8]).

Для современного эксцентриситета орбиты Европы находим

$$\dot{E}_T = 9,8 \cdot 10^{13} \text{ ф/Вт.} \quad (12)$$

Поскольку толщина H_2O мантии Европы, вероятно, не превышает $\sim 125 \text{ км}$, то $R_c/R_s > 0,92$ (R_c теперь следует рассматривать как радиус основания ледяного слоя). Следовательно, из рис. 4.5 имеем $f \leq 1,1$. Для номинального значения $Q = 100$ получим $\dot{E}_T \leq 1,1 \cdot 10^{12} \text{ Вт}$. Эта максимальная величина в четыре-пять раз больше предполагаемой современной скорости нагрева радиоактивными элементами. Но заметим, что f (а значит, и \dot{E}_T) круто падает, когда R_c/R_s приближается к единице. Толщина ледяной оболочки, в которой максимальная приливная диссипация (для упрощения оценки предполагаемая равномерно распределенной в оболочке) находится в равновесии с выносом тепла путем теплопроводности, должна быть

$$L = (2k\Delta T 4\pi R_s^2 / \dot{E}_T) \geq 35 \text{ км.} \quad (13)$$

Здесь ΔT — по-прежнему разность между средней подповерхностной температурой и температурой плавления льда, принятой равной 173 К . Было взято среднее значение $k = 3,7 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Чтобы в такой оболочке не происходила тепловая конвекция, число Рэлея [уравнение (11)] не должно превышать его критического значения. Последнее зависит от граничных условий, но обычно имеет порядок 10^3 [11]. При усредненных значениях $\alpha = 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ и $\kappa = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ эффективная кинематическая вязкость для предотвращения конвекции должна быть больше, чем $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^2/\text{с}$. При температуре, близкой к температуре плавления, кинематическая вязкость льда заключена в интервале $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^2/\text{с}$ для уровней напряжения $1 - 10 \text{ бар}$ [91]. Таким образом, вероятно, что в рассматриваемой здесь ледяной обо-

лочке Европы конвекция могла происходить, так же как она по предположению происходит в мантиях Ганимеда и Каллисто. Это могло привести к замерзанию ледяной оболочки с меньшей скоростью, чем на обоих внешних спутниках, из-за более высокой плотности поверхностного потока, создаваемого внутренними источниками тепла Европы. Приливный нагрев оболочки мог обеспечить максимальную плотность поверхностного теплового потока 36 мВт/м^2 (для $Q = 100$), слегка увеличенную диссипацией в ядре Европы. Радиоактивные источники вначале могли давать 65 мВт/м^2 , но со временем эта величина уменьшилась до современного значения $7,5 \text{ мВт/м}^2$. Упомянутая выше [73] оцененная плотность конвективного потока $35\text{--}115 \text{ мВт/м}^2$ относится как к Ганимеду и Каллисто, так и к Европе.

Таким образом, вероятно, что замерзание ледяной мантии Европы могло значительно задержаться по сравнению с замерзанием Ганимеда и Каллисто. Возможно даже, что в недрах Европы все еще существует вода в жидком виде. Однако мы обращаем внимание на то, что эта последняя возможность теперь представляется значительно более слабой, чем она представлялась на основании вывода, полученного Кассеном и др. [10] при использовании ошибочной функции f . Чтобы сделать уверенный вывод о том, существует ли на Европе жидкая вода, необходимо иметь значительно лучшие, чем имеются сейчас, оценки реологических свойств и диссипативной функции Q , а также значение действительной скорости конвективного переноса тепла. Конечно, на Европе так же, как на Ганимеду и Каллисто, важен вопрос о роли загрязнений. Наконец, игнорировался также эффект диссипации в тонком жидком слое между силикатным ядром и внешним слоем льда.

Напомним читателю, что в описанных выше расчетах приливной диссипации использовалось современное значение эксцентриситета орбиты Европы. Следовательно, подразумевалось, что резонанс трех тел установился не недавно, так как эксцентриситет поддерживается возмущениями, связанными с резонансом. Если мантия когда-то замерзла, то под действием приливной диссипации она не могла бы растаять [10].

Теоретические соображения, касающиеся термической эволюции Европы, можно обобщить следующим образом. Энергия аккреции на Европе была достаточной, чтобы вызвать дифференциацию в раннюю эпоху. Радиоактивные источники тепла, по-видимому, могли обеспечить более высокую плотность поверхностного потока, чем и на Ганимеду и на Каллисто. Приливная диссипация в отделенной ледяной оболочке могла превышать современную скорость выделения тепла радиоактивными элементами, если мантия Европы была частично жидкой, когда эксцентриситет орбиты достиг своего равновесного значения, и если плотность конвективного потока во льду была близка к нижнему пределу значений по оценкам Рейнольдса и Кассена [73]. Нагрев приливной диссипацией мог быть значительным, но он не превышал нагрев радиоактивными элементами, если мантия полностью замерзла. Это могло быть в случае, если 1) орбитальный резонанс установился сравни-

тельно недавно; 2) никогда не образовывалась область жидкой воды, достаточно большая для того, чтобы отделить внешнюю ледяную кору (возможно, из-за медленной потери летучих спутником), или 3) конвекция во внешнем ледяном слое была достаточно эффективна, чтобы, несмотря на диссипацию энергии во внешней ледяной коре, мантия замерзла.

Поверхность Европы покрыта линейными образованиями планетарного масштаба (и меньше), очень похожими на трещины (гл. 14 Луккитта и Содерблома). Они сильно отличаются от деталей бороздчатой местности на Ганимеди, но наверняка тоже связаны с каким-то глобальным процессом. Циклические приливные напряжения в расположенной над слоем воды ледяной оболочке такого типа, как на Европе, в среднем не могли превышать 8 бар. При температурах, несколько меньших температуры плавления, предел прочности льда на разрыв имеет порядок 10–20 бар [23, 90] и возрастает с уменьшением температуры. Поэтому не очевидно, что под действием приливных напряжений на поверхности Европы могли образоваться тектонические формы планетарного масштаба. Однако Хельфенштейн и Парментье [27] исследовали ориентацию линейных структур на Европе и пришли к выводу, что представление об их образовании при растрескивании согласуется с деформацией спутника, когда его главная ось направлена к Юпитеру. Это преимущественное направление оси указывает на то, что возникновение данных структур регулировалось приливами. Наблюдаемые линейные структуры могли образоваться на плавающем ледяном слое при распространении трещин, вызываемых ударами метеоритов. Действительно, некоторые из линейментов, как видно, расходятся из центра явно ударных кратеров (гл. 14 этой книги). Однако даже в таком случае они могли быть расширены каким-то другим процессом, возможно, повторными приливными напряжениями, действовавшими в течение длительных периодов времени.

Еще одним объяснением данных структур может быть их возникновение при расширении или сжатии планеты. Смит и др. [82], основываясь на измерениях их длины и ширины по снимкам «Вояджера-2», оценили, что для того, чтобы эти образования являлись трещинами растяжения, поверхность должна была увеличиться на 5–15%. Они утверждают, что увеличение поверхности на 5–10% могло произойти в результате постепенной дегазации водной мантии толщиной 50 км. Но это завышенная оценка. Правильная величина ближе к 1–2%, так как выделение такого большого количества воды из гидратированных силикатов увеличило бы плотность исходной породы. Расширение планеты, вызванное полным замерзанием мантии с образованием слоя льда-I толщиной 100 км, могло привести к увеличению площади поверхности приблизительно на 1%, а нагревание ядра могло дать дополнительное увеличение менее чем на 1%. Мелин [49] приводит доказательства существования растяжения и сжатия. Наконец, отсутствие бороздчатой местности типа той, которая обнаружена на Ганимеди, само по себе

знаменательно. Возможно, она когда-то образовалась, но затем была уничтожена энергичными частицами [82] или покрыта испарившейся и вновь сконденсировавшейся водой из более глубокого слоя [10].

Небольшие перепады высотных отметок, немногочисленность выявленных ударных структур и изобилие водяного инея на поверхности Европы могут быть по предположению Кассена и др. [10] естественным следствием существования тонкой ледяной коры, покрывающей жидкую воду. Однако нам не до конца ясны свойства вещества, определяющие и приливную диссипацию и конвекцию во льду, что пока еще не позволяет нам уверенно объяснить морфологию поверхности Европы, исходя из рассмотрения нескольких аспектов тепловой истории спутника.

Мы благодарим многих коллег, исследования и идеи которых способствовали написанию этого обзора. В частности, Шуберт и Стивенсон обратили наше внимание на важность рассмотрения различных вариантов внутреннего строения Ио. Дискуссии с Йодером позволили установить, что наши первые расчеты скорости диссипации в ледяной оболочке Европы были ошибочными. Карр, Т. В. Джонсон, Содерблом и Стром предоставили нам возможность использовать их проницательность в интерпретации данных «Вояджеров». Мы признательны Александру и Саммерсу за их вклад в расчеты моделей ледяных спутников. Тил приносит благодарность за поддержку НАСА и Эймсскому исследовательскому центру НАСА. При написании этой статьи он временно работал в лаборатории астрофизики Объединенного института Колорадского университета и Национального бюро стандартов (Боулдер, шт. Колорадо).

Литература

1. *Acuna M. H., Neubauer F. M., Ness N. E.* Standing Alfvén wave current system for Io: Voyager I observations. *J. Geophys. Res.*, In press, 1981.
2. *Bullen K. E.* The Earth's Density, p. 360, Wiley, New York, 1975.
3. *Burns J. A.* Consequences of the tidal slowing of Mercury. *Icarus*, **28**, 453–458, 1976.
4. *Burns J. A.* Orbital evolution. In *Planetary satellites* (J. A. Burns, Ed.) pp. 113–156. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет. – М.: Мир, 1980, с. 138–188.]
5. *Cameron A. G. W.* Abundances of the elements in the solar system. *Space Sci. Rev.*, **15**, 121–146, 1973.
6. *Cameron A. G. W., Pollack J. B.* On the origin of the solar system and of Jupiter and its satellites. In *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.) pp. 61–84. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I. – М.: Мир, 1978, с. 90–120.]
7. *Cassen P., Peale S. J., Reynolds R. T.* On the comparative evolution of Ganymede and Callisto. *Icarus*, **41**, 232–239, 1980.
8. *Cassen P., Peale S. J., Reynolds R. T.* Tidal dissipation in Europa: A correction. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 987–988, 1980.
9. *Cassen P., Reynolds R. T., Graziani F., Summers A. L., McNellis J. and Blalock L.* Convection and lunar thermal history. *Phys. Earth Planet. Int.*, **19**, 183–196, 1979.
10. *Cassen P., Reynolds R. T., Peale S. J.* Is there liquid water on Europa? *Geophys. Res. Letters*, **6**, 731–734, 1979.

11. *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Ch. 2. Clarendon Press, Oxford, 1961.
12. *Cheng C.H., Toksöz N.* Tidal stresses in the Moon. *J. Geophys. Res.*, **83**, 845–853, 1978.
13. *Colburn D.S.* Electromagnetic heating of Io. *Geophys. Res.*, **85**, 7257–7261, 1980.
14. *Consolmagno G.J., Lewis J.S.* Structural and thermal models of icy Galilean satellites. In: *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 1035–1051. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: *Юпитер*, т. I.–М.: Мир, 1978, с. 301–321.]
15. *Consolmagno G.J., Lewis J.S.* Preliminary thermal history models of icy satellites. In: *Planetary satellites* (J. A. Burns, Ed.), pp. 492–500. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*.–М.: Мир, 1980, с. 538–548.]
16. *Consolmagno G.J., Lewis J.S.* The chemical thermal evolution of Io. *IAU Coll.* 57. The Satellites of Jupiter (abstract), 1980.
17. *Darwin G.* Tidal friction and cosmogony, Vol. 2. Scientific Papers, Cambridge University Press, New York, 1908.
18. *Dermott S.F.* Modulation of Jupiter's decametric radio emission by Io. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **149**, 35–44, 1970.
19. *Drobyshevski E.M.* Magnetic field of Jupiter and the volcanism and rotation of the Galilean satellites. *Nature* **282**, 811–815, 1979.
20. *Fanale F., Johnson T., Matson D.* Io's surface and the histories of the Galilean satellites. In: *Planetary satellites* (J. Burns, Ed.), pp. 379–405, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*.–М.: Мир, 1980, с. 418–447.]
21. *Ferrari A.J., Sinclair W., Sjogren W.L., Williams J.G., Yoder C.F.* Geophysical parameters of the Earth-Moon system. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3939–3951, 1980.
22. *Fink U., Dekkers N.H., Larson H.P.* Infrared spectra of the Galilean satellites of Jupiter. *Astrophys. J.*, **179**, L155–L159, 1973.
23. *Glen J. W.* The Mechanics of ice. Cold Regions Science and Engineering Monograph II–C2b, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire, 1975.
24. *Gold T.* Electrical origin of the outburst on Io. *Science*, **206**, 1071–1073, 1979.
25. *Goldreich P., Soter S.* Q in the solar system. *Icarus*, **5**, 375–389, 1966.
26. *Goldreich P., Lynden-Bell D.* Io, a Jovian unipolar inductor. *Astrophys. J.*, **156**, 59–78, 1969.
27. *Helfenstein P., Parmentier E.M.* Fractures on Europa. Possible response of an ice crust to tidal deformation. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, **11**, 1980.
28. *Hobbs P.* Ice physics. Clarendon Press, Oxford, 1974.
29. *Huauux A.* Sur un modèle de satellite en glace. *Bull. Acad. Roy. Sci. Belgique*, **37**, 534–539, 1951.
30. *Ingersoll A.P., Münch G., Neugebauer G., Orton G.S.* Results of the infrared radiometer experiment on Pioneers 10 and 11. In *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 197–205. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: *Юпитер*, т. I.–М.: Мир, 1978, с. 7–16.]
31. *Johnson T.V.* The Galilean satellites of Jupiter: Four worlds. *Ann. Rev. Planet. Sci.*, **6**, 93–125, 1978.
32. *Johnson T.V., Cook II A.F., Sagan C., Soderblom L.A.* Volcanic resurfacing rates and implications for volatiles on Io. *Nature*, **280**, 746–750, 1979.
33. *Kappalo R.J.* The rotation of the Moon. Ph. D. Dissertation, Massachusetts Inst. of Technology, Cambridge, Mass, 1980.
34. *Kaula W.M.* Tidal dissipation in the Moon. *J. Geophys. Res.*, **68**, 4959–4965, 1963.
35. *Kaula W.M.* Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution. *Rev. Geophys.*, **2**, 661–685, 1964.
36. *Kaula W.M.* An introduction to planetary physics, p. 99. Wiley, New York, 1968. [Русский перевод: Введение в физику планет земной группы.–М.: Мир, 1971.]
37. *Kaula W.M.* Thermal evolution of Earth and Moon growing by planetesimal impacts. *J. Geophys. Res.*, **84**, 999–1008, 1979.

38. Kaula W.M., Yoder C.F. Lunar orbit evolution and tidal heating of the Moon. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, 7, 440-442, 1976.
39. Kliore A., Cain D.L., Fjeldbo G., Seidel B.L., Rasool S.I. Preliminary results of the atmospheres of Io and Jupiter from Pioneer 10 S-band occultation experiment. *Science*, 183, 323-324, 1974.
40. Kuiper G. The Atmospheres of the Earth and Planets, pp. 306-405. Univ. Chicago Press, Chicago, 1952. [Имеется перевод издания 1947 г.: Атмосферы Земли и планет.—М.: ИЛ, 341-386, 1952.].
41. Lambeck K. Effect of tidal dissipation in the oceans on the Moon's orbit and the Earth's rotation. *J. Geophys. Res.*, 80, 2917-2925 1975.
42. Lebofsky L.A. Callisto: Evidence for water frost. *Nature*, 269, 785-787, 1977.
43. Lewis J.S. The clouds of Jupiter and the NH_3 - H_2O and NH_3 - H_2S systems. *Icarus*, 10, 365-378, 1969.
44. Lewis J.S. Satellites of the outer planets. Thermal models. *Science*, 172, 1127-1128, 1971.
45. Lewis J.S. Satellites of the outer planets: Their physical and chemical nature. *Icarus*, 15, 174-185, 1971.
46. Lewis J.S., Prinn R.G. Kinetic inhibition of CO and N_2 reduction in the solar nebula. *Astrophys. J.*, 238, 357-364, 1980.
47. Lieske J. Improved ephemerides of the Galilean satellites of Jupiter. *Astron. Astrophys.*, 82, 340-348, 1980.
48. Lupo M.J., Lewis J.S. Mass-radius relationships in icy satellites. *Icarus*, 40, 157-171, 1980.
49. Malin M.C. Tectonics on Europa and Ganymede. *EOS*, 61, 286 (abstract), 1980.
50. Matson D.L., Ransford G.A., Johnson T.V. Heat flow from Io (J1). *J. Geophys. Res.*, 86, № 3, 1664, 1981.
51. McAdoo D.C., Burns J.A. The Coprates trough assemblage: More evidence for Martian polar wander. *Earth Planet. Sci. Letters*, 25, 347-354, 1975.
52. Melosh H.J., Dzurisin D. Mercurian global tectonics: A consequence of tidal despinning? *Icarus*, 35, 227-236, 1978.
53. Morabito J., Synnot S.P., Kupferman P.N., Collins S.A. Discovery of currently active extraterrestrial volcanism. *Science*, 204, 972, 1979.
54. Morrison D., Telesco C.M. Io: Observational constraints on internal energy and thermophysics of the surface. *Icarus*, 44, 226-233, 1980.
55. Munk W.H., MacDonald G.J.F. The Rotation of the Earth. Ch. 5. Cambridge University Press, London, 1960. [Русский перевод: У. Манк, Г. Макдональд. Вращение Земли.—М.: Мир, 1964].
56. Nakamura Y., Latham G.V., Dorman H.J. Seismic structure of the Moon. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, 7, 602-603, 1976.
57. Ness N.F., Acuña M.H., Lepping R.P., Burlaga L.F., Behannon K.W., Neubauer F.M. Magnetic field studies at Jupiter by Voyager 1: Preliminary results. *Science*, 208, 982-986, 1979.
58. Parmentier E.M. A study of thermal convection in non-Newtonian fluids. *J. Fluid Mech.*, 84, 1-11, 1978.
59. Parmentier E.M., Head J.W. Internal processes affecting surfaces of low-density satellites: Ganymede and Callisto. *J. Geophys. Res.*, 84, 6263-6276, 1979.
60. Parmentier E.M., Head J.W. Some possible effects of solid state deformation on the thermal evolution of ice-silicate planetary bodies. *Lunar Planet. Sci.*, 10, 2403-2420 (abstract), 1980.
61. Peale S.J. Rotation histories of the natural satellites. In *Planetary satellites* (J. Burns, Ed.) pp. 87-112. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.—М.: Мир, 1980, с. 106-137.]
62. Peale S.J., Cassen P. Contribution of tidal dissipation to lunar thermal history. *Icarus*, 36, 245-269, 1978.
63. Peale S.J., Cassen P., Reynolds R.T. Melting of Io by tidal dissipation. *Science*, 203, 892-894, 1979.

64. Peale S. J., Greenberg R. J. On the Q of Jupiter. *Lunar Planet. Sci.*, 11, 871-873, (abstract). 1980.
65. Pearl J. C. The thermal state of Io on March 5, 1979. *IAU Coll. 57. The satellites of Jupiter* (abstract 4-1), 1980.
66. Piddington J. H., Drake J. F. Electrodynamic effects of Jupiter's satellite Io. *Nature*, 217, 935-937, 1968.
67. Pilcher C. B., Ridgway S. T., McCord T. B. Galilean satellites: Identification of water frost. *Science*, 178, 1087-1089, 1972.
68. Pollack J. B. Phobos and Deimos. In: *Planetary satellites* (J. A. Burns, Ed.), pp. 319-345. Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*. - М.: Мир, 1980, с. 356-384.]
69. Pollack J. B., Reynolds R. T. Implications of Jupiter's early contraction history for the composition of the Galilean satellites. *Icarus*, 21, 248-253, 1974.
70. Pollack J. B., Witteborn F. C. Evolution of Io's volatile inventory. *Icarus*, 44, 249-267, 1980.
71. Priestley C. H. B. Convection from a large horizontal surface. *Aust. J. Phys.*, 7, 176-201, 1954.
72. Proctor Jr. T. M. Low-temperature speed of sound in single crystal ice. I. *Acoust. Soc. Amer.*, 39, 972-977, 1966.
73. Reynolds R. T., Cassen P. On the internal structure of the major satellites of the outer planets. *Geophys. Res. Letters*, 6, 121-124, 1979.
74. Reynolds R. T., Peale S. J., Cassen P. Io: Energy constraints and plume volcanism. *Icarus*, 44, 234-239, 1980.
75. Rossby H. T. A study of Benard convection with and without rotation. *J. Fluid Mech.*, 36, 309-335, 1969.
76. Sagan C. Sulfur flows on Io. *Nature* 280, 750-753, 1979.
77. Schubert G., Stevenson D., Cassen P. Whole planet cooling and the radiogenic heat source contents of the Earth and Moon. *J. Geophys. Res.*, 85, 2531-2538, 1980.
78. Schubert G., Stevenson D. J., Ellsworth K. Internal structures of the Galilean satellites. Submitted to *Icarus*, 47, № 1, 46-59, 1980.
79. Shoemaker E. M., Passey Q. R. Tectonic history of Ganymede. *EOS*, 60, 869 (abstract), 1979.
80. Sinton W. M. The thermal emission spectrum of Io and a determination of the heat flux from its hot spots. *J. Geophys. Res.*, 86, 4, 3122, 1980.
81. Smith B. A. and the *Voyager Imaging Team*. The Jupiter system through the eyes of *Voyager 1*. *Science*, 204, 951-972, 1979.
82. Smith B. A. and the *Voyager Imaging Team*. The Galilean satellites and Jupiter: *Voyager 2* imaging science results. *Science*, 206, 927-950, 1979.
83. Smith J. C., Born G. H. Secular acceleration of Phobos and Q of Mars. *Icarus*, 27, 52-54, 1976.
84. Soderblom L. A. Historical variations in the density and distribution of impacting debris in the inner solar system. In *Impact and explosion cratering* (D. J. Roddy, R. O. Pepin and R. B. Merrill, Eds) Pergamon, New York, 1977.
85. Squyres S. W. Volume changes in Ganymede and Callisto and the origin of grooved terrain. *Geophys. Res. Letters*, 7, 593-596, 1980.
86. Strom R. C., Terrile R. J., Masursky H., Hansen C. Volcanic eruption plumes on Io. *Nature*, 280, 733-736, 1979.
87. Turcotte D. L., Oxburgh E. R. Finite amplitude convective cells and continental drift. *J. Fluid Mech.*, 28, 29-42, 1967.
88. Urey H. C. The planets, their origin and development, p. 221. Yale univ. Press. New Haven, 1952.
89. Usselman T. M. Experimental approach to the state of the core: Part 1. The liquids relations of the Fe-rich portion of the Fe-Ni-S system from 30 to 100 kb. *Amer. J. Sci.*, 275, 287-290, 1975.

90. *Weeks W.F., Assur A.* Fracture of lake and sea ice. Research Report 269 of the Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire, 1969.
91. *Weertman J.* Creep of ice. In: Physics and chemistry of ice. (E. Whalley, S.J. Jones and L.W. Gold, Eds.), pp. 320-337. Roy. Soc. Canada, Ottawa, 1973.
92. *Witteborn F.C., Bregman J.D., Pollack J.B.* Io: An intense brightening near 5 micrometers. *Science*, **203**, 643-646, 1979.
93. *Yanigisawa M.* Can electromagnetic induction current heat Io's interior effectively? *Lunar Planet. Sci.*, **11**, 1288-1290 (abstract), 1980.
94. *Yoder C.F.* How tidal heating in Io drives the Galilean orbital resonance locks. *Nature*, **279**, 767-770, 1979.
95. *Yoder C.F., Sinclair W.S., Williams J.G.* The effects of dissipation in the Moon on the lunar physical librations. *Lunar Planet. Sci.*, **9**, 1292-1293 (abstract), 1978.

Внешние спутники Юпитера

Д. П. КРУКШЕНК

Гавайский университет

ДЖ. ДЕГЕВИЙ

Лаборатория реактивных двигателей

Б. Г. ЦЕЛЛНЕР

Аризонский университет

Восемь известных нерегулярных спутников Юпитера можно разделить на две динамически отличающиеся друг от друга группы. Физические свойства самих спутников известны лишь поверхностно, поскольку их блеск очень слаб. Из внутренней группы спутников с прямым движением лучше всего изучен J6 (Гималия), и современные данные показывают, что это тело с диаметром 185 км по размеру, составу поверхности и форме подобно многим обычным темным астероидам С-типа из внешнего астероидного пояса. Спутник J7 (Элара), имеющий размер менее половины размера J6, вероятно, очень похож на J6, тогда как другие два в той же динамической группе — J10 (Лисития) и J13 (Леда) — не исследованы. Из внешней группы спутников с обратным движением J8 (Пасифе) и J9 (Синопе), согласно предварительным данным оптической спектрофотометрии, по составу могут отличаться от J6 и J7, напоминая темные астероиды (в особенности некоторые Троянцы), выделяющиеся красным цветом. Остальные два спутника из этой группы — J11 (Карме) и J12 (Ананке) — не исследованы. Таким образом, имеются некоторые указания на то, что эти две группы соответствуют классам, различным по составу, как и два различающихся по составу класса астероидов Троянцев и других астероидов в главном поясе. Немногие данные, имеющиеся в настоящее время, еще не дают ответа на такие фундаментальные вопросы, как происхождение внешних спутников Юпитера и их минералогический состав.

Семейство спутников Юпитера состоит из трех групп. Восемь известных тел, составляющие внутреннюю группу, имеют почти круговые, компланарные орбиты в экваториальной плоскости планеты; сюда входят Амальтея, 1979 J1 (Адрастея), 1979 J2*, 1979 J3*) и галилеевы спутники. Две внешние группы состоят из четырех известных объектов, двигающихся в прямом направлении по эксцентричным орбитам, наклоненным примерно на 27° к экватору Юпитера на среднем расстоянии $\sim 164 R_J$, и четырех известных объектов, двигающихся в обратном направлении с наклонениями $\sim 150^\circ$ на среднем расстоянии $\sim 322 R_J$. Еще один вероятный внешний спутник, обозначенный 1975 J1, был найден Ковалем [29], но затем потерян и больше не обнаружен; наблюдений было недостаточно, чтобы определить, к какой группе он принадле-

*) См. прим. на с. 152 — Прим. ред.

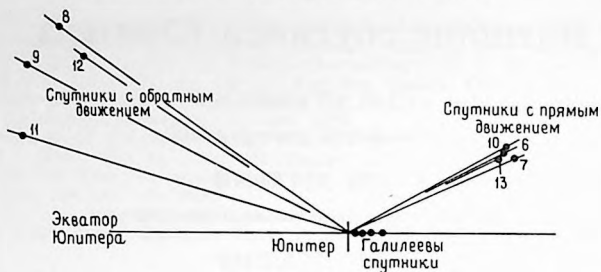


Рис. 5.1. Схема радиусов и наклонений орбит спутников Юпитера [49]. В действительности плоскости орбит не выровнены в трехмерном пространстве, так как возмущения вызывают различные изменения ориентации орбитальных плоскостей у членов данного скопления.

жал — с прямым или обратным движением. Информация о параметрах орбит, названиях и о том, кто и когда открыл восемь внешних спутников, существование которых подтвердилось, дается в табл. 5.1, а на рис. 5.1 схематически показаны относительные размеры больших полуосей и наклонения их орбит (см. также [2, 3]). Краткий обзор характеристик этих объектов дан в книге [40].

У внешних спутников Юпитера очень слабый блеск; из них самым ярким объектом является J6 (Гималия) с его видимой звездной величиной**) 14,7 в средней оппозиции. Поэтому информации о физических свойствах этих тел у нас очень мало. Однако имеется настоятельная необходимость в изучении внешних спутников, особенно если учесть, насколько в настоящее время возрос интерес к возможной взаимосвязи астероидов, комет и спутников планет.

В качестве возможных механизмов образования внешних спутников предложены следующие:

- 1) захват и разрушение в туманности, окружавшей прото-Юпитер [33, 34];
- 2) столкновение внутри гравитационной сферы влияния Юпитера [9];

**) Видимая звездная величина в среднюю оппозицию V_0 вычисляется по формуле $V_0 = V(1,0) + 5 \lg [a_p(a_p - 1)]$, где a_p — большая полуось орбиты планеты, которой принадлежит спутник. Абсолютная величина $V(1,0)$ определяется из соотношения $V(1,0) = B(1,0) - (B - V)$, где $B(1,0) = B - 5 \lg r - 5 \lg \Delta + 0,538 - 0,134 |\alpha|^{0,714} - 7\beta$ для $|\alpha| < 7^\circ$ и $B(1,0) = B - 5 \lg r - 5 \lg \Delta - |\alpha| \beta$ для $|\alpha| \geq 7^\circ$. Здесь r — расстояние между объектом и Солнцем (а.е.), Δ — расстояние между объектом и Землей (а.е.), α — фазовый угол; фазовый коэффициент $\beta = 0,039$ зв. вел./град. Эта формула, подробнее описанная Герелсом и Телеско [24], предполагает, что внешние спутники обнаруживают, как и астероиды, повышение блеска в оппозиции. Данные наблюдений J6 (Гималии) (см. рис. 5.6) показывают, что это действительно имеет место.

Таблица 5.1. Внешние спутники Юпитера – орбитальные данные

Название спутника*	Радиус орбиты		Период, сут	Эксцентриситет	Наклонение, град	Кто открыл	Год	Библиография
	10^3 км	R_J						
J13 Леда	11 110	156	240	0,146	26,7	К. Коваль	1974	[31]
J6 Гималия	11 470	161	251	0,158	27,6	К. Перрен	1904/5	[47]
J10 Лиситея	11 710	164	260	0,130	29,0	С. Николсон	1938	[45]
J7 Элара	11 740	165	260	0,207	24,8	К. Перрен	1904/5	[48]
J12 Ананке	20 700	291	617	0,17	147	С. Николсон	1951	[46]
J11 Карме	22 350	314	692	0,21	164	С. Николсон	1938	[45]
J8 Пасифе	23 300	327	735	0,38	145	П. Мелотт	1908	[37, 38]
J9 Синопе	23 700	333	758	0,28	153	С. Николсон	1914	[44]

* Удаленные спутники с прямыми орбитальными движениями имеют названия, оканчивающиеся на «а» («ю»), а с обратными движениями – на «е» [35].

3) захват через лагранжевы точки Юпитера после диссипации протоюпитеровой туманности [4–6].

Койпер [33, 34] предполагал, что прото-Юпитер терял массу в ходе последних фаз конденсации и малые внешние спутники были потеряны в свободное пространство, поскольку радиус гравитационного действия планеты уменьшился. Койперовский радиус действия аналогичен радиусу гравитационной сферы влияния. Если ввести обозначение

$$\mu \equiv \frac{M_p}{M_\odot + M_p}, \quad (1)$$

где M_\odot и M_p — массы Солнца и планеты, то радиус действия R_A записывается в виде

$$\lg(R_A/a) = 0,318 \lg \mu - 0,327, \quad (2)$$

где a — расстояние планеты от Солнца в астрономических единицах. Практический предел для спутников, находящихся приблизительно на круговых орбитах, равен $0,5 R_A$, но для внешней группы спутников Юпитера имеют место несколько большие расстояния [34]. Некоторые из этих потерянных объектов были позднее захвачены при встрече с газопылевой оболочкой Юпитера, когда при последовательных обращениях вокруг Солнца их орбитальная энергия диссипировала вследствие вязкого взаимодействия с этой оболочкой. Захват мог привести либо к прямому, либо к обратному движению относительно Юпитера в зависимости от геометрии столкновения. Койпер [33] указывал, что вследствие уплощенного характера протоюпитеровой туманности у орбит вновь захваченных спутников следует ожидать небольших наклонений. Поскольку внешние спутники явно разделяются на две различные группы и обе с высокими наклонениями, он предположил, что произошло только два захвата, при которых каждая масса разделилась на несколько (по меньшей мере четыре) частей, аналогично разрушению метеорных тел в земной атмосфере. Подробно фрагментацию вследствие торможения в газе рассмотрели Поллак и др. [49], подтвердившие важность этого механизма и его прямую связь со случаем Юпитера. Оказавшись на орбите вокруг Юпитера, фрагменты многократно проходят через все более плотные внутренние части туманности, что уменьшает эксцентриситет их орбит, пока не достигаются современные устойчивые значения. Самая внешняя группа нерегулярных спутников Юпитера находится сейчас на пределе гравитационной устойчивости для современной массы Юпитера [34] и не могла быть захвачена на таком удалении. Койпер рассматривал этот факт как дополнительное указание на продолжающееся убывание массы планеты (с вытекающим отсюда уменьшением радиуса действия) после захвата тел данной группы.

Возможность происхождения обеих групп спутников путем одного-единственного столкновения внутри гравитационной сферы влияния Юпитера исследовали Коломбо и Франклин [9]. Они проанализирова-

ли орбиты спутников в прошедшие эпохи с учетом изменившейся их прецессии и нашли, что обе группы часто оказываются на расстояниях, в пределах которых происходят их взаимодействия. Эти авторы предположили, что обе группы спутников образовались в результате столкновения астероида со спутником, но также вероятными можно считать столкновения двух астероидов или двух спутников. Поскольку эта гипотеза, как и гипотеза Койпера, основана на фрагментации вследствие сопротивления среды или столкновения, из нее следует, что еще имеется много необнаруженных фрагментов. Самые маленькие обломки, вероятно, по спирали приблизились к Юпитеру, но большие куски с размерами порядка километров могли сохраниться.

Отметим, что гипотеза происхождения внешних спутников Юпитера вследствие дробления позволяет предполагать, что отдельные члены этой группы имеют неправильную форму. И Койпер [33], и Колумбо и Франклин [9] указали, что неправильную форму спутников можно было бы обнаружить при их вращении по относительно большим амплитудам изменения блеска в несколько десятых звездной величины. Как мы покажем ниже, единственный объект, для которого были сделаны такие измерения, J6 (Гималия) имеет амплитуду кривой блеска $\sim 0,13^m$, что, вероятно, вызывается его неправильной формой.

Третий механизм происхождения внешних спутников был предложен Бейли [4–6]. Согласно этому механизму, тела были захвачены вследствие их движения через одну из лагранжевых точек Юпитера независимо от вязкости среды. Вначале эти тела, по-видимому, находились на околосолнечных орбитах и двигались с почти нулевой относительной скоростью через точку L_2 в сферу действия Юпитера, но для того, чтобы захват совершился, данное событие должно было случиться, когда Юпитер находился либо в перигелии, либо в афелии. Изъяны в постановке задачи и в математическом описании гипотезы Бейли были отмечены Дэвисом [17] и Хеппенхеймером [27] (см. также [28]), и, как показал Гринберг в своем обзоре [26], эту гипотезу следует отбросить.

Герелс [23] указал, что распределение внешних спутников по звездной величине (а следовательно, и по размерам) не похоже на распределение астероидов главного пояса или Троянцев: в популяции спутников не хватает очень больших и очень малых тел. Собственные поиски Герелса простирались до фотографической величины 21,2 (что соответствует визуальной величине 20,6) с помощью телескопа Шмидта обсерватории Маунт-Паломар; если геометрическое альbedo гипотетического слабого спутника равно 0,03, то диаметр, соответствующий предельной звездной величине, составляет ~ 13 км. Герелс считает, что отсутствие очень малых и очень больших спутников подкрепляет гипотезу захвата вязкой средой, а не чисто гравитационный захват. Малые фрагменты могли бы по спирали переместиться к Юпитеру, а на большие тела не оказало бы влияния вязкое облако, окружавшее Юпитер.

Внешние спутники Юпитера не исследовались с космических аппаратов и, вероятно, не будут исследоваться в ближайшем будущем. Поэтому

му наземные телескопические наблюдения представляют единственный источник информации об этих объектах. Методы, которые позволили нам получить имеющийся у нас скудный набор данных,—это фотометрия с фильтрами, спектрофотометрия, поляриметрия и инфракрасная радиометрия. Мы рассмотрим результаты, полученные с использованием каждого из этих методов.

Хотя внешние спутники имеют названия, утвержденные Международным астрономическим союзом (см. табл. 5.1), эти названия еще не стали общеупотребительными, возможно, потому, что сами объекты еще широко не изучаются и не упоминаются. Высказывалось пожелание [30] не присваивать названий ни известным внешним спутникам, ни тем, которые еще могут быть открыты, но МАС все же наименовал все спутники, кроме открытых в самое последнее время*). В этом обзоре мы будем для краткости, как правило, использовать номенклатуру J6, J7 и т.д.

I. Фотометрия и спектрофотометрия

Спектральная отражательная способность

Первая физическая информация об объектах Солнечной системы поступает к нам из фотометрических наблюдений, проводимых по возможности в наиболее широком интервале длин волн и с наибольшим геометрическим охватом при проведении наблюдений. Фотометрия внешних спутников Юпитера еще мало развита, но именно она принесла наибольшую часть той, пусть скудной информации о природе этих тел, которой мы сейчас располагаем.

Прежде всего необходимо было получить данные измерений спутников в фотометрической системе UBV , хотя по одним этим данным еще невозможно определить состав поверхности. Но сочетание фотометрии с другими методами оказалось полезным. Это продемонстрировали Боуэлл и др. [7], разработав систему классификации по составу для более чем 500 астероидов по данным об их UBV -фотометрии, поляриметрии, радиометрии и спектрофотометрии. В их схеме семь непосредственно наблюдаемых оптических параметров, полученных с помощью перечисленных выше четырех методов наблюдений, используются для определения C-, S-, M-, U- и R-типов астероидов. (Буквенные обозначения исторически связаны с прежними концепциями соответствия состава наблюдаемым формам спектра.) В общих чертах объекты C-типа имеют низкое геометрическое альbedo ($p_V \leq 0,065$) и плоский спектр отражательной способности без заметной полосы поглощения Fe^{2+} при $0,95 \text{ мкм}$ (пироксен). Объекты S-типа имеют альbedo в интервале $0,065 \leq p_V \leq 0,23$ и спектральную отражательную способность, увеличивающуюся в красную область; к тому же у них часто обнаруживается

*) В настоящее время МАС присвоил названия также вновь открытым спутникам: J14—Адрастея; J15—Фива; J16—Метис.— *Прим. ред.*

полоса поглощения пироксена от слабой до умеренной интенсивности. R-объекты имеют более крутой наклон отражательной кривой (они краснее) и, возможно, более резкие полосы, а RD (reddish + dark) — тип объектов, который ввел Дегевий [18] — красноватые, но с низкими альbedo [22].

Фотометрия с иными, кроме *UBV*, фильтрами, в особенности для красной и ближней инфракрасной областей, проливает дополнительный свет на состав поверхностей малых тел Солнечной системы, если имеются лабораторные данные для сравнения с предполагаемыми минералами. В последнее время были успешными наблюдения спутников и астероидов на длинах волн во всем интервале 0,3–4,2 мкм. Между тем данные в столь полном интервале еще не получены ни для одного из внешних спутников Юпитера из-за малой яркости этих объектов и недостаточной чувствительности применявшихся инструментов, в особенности в ближней инфракрасной области. Длины волн фильтров, использовавшихся для наблюдений спутников Юпитера, приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2. Длины волн и полосы пропускания стандартных фильтров (в микрометрах)

Фильтр	Центральная λ	Полоса пропускания FWHM [*]
<i>U</i>	0,36	0,07
<i>B</i>	0,44	0,10
<i>V</i>	0,55	0,08
<i>R</i>	0,65	0,13
<i>I</i>	0,83	0,09
<i>J</i>	1,25	0,30
<i>H</i>	1,6	0,28
<i>K</i>	2,2	0,42

^{*} Полная ширина на половине максимума кривой пропускания.

Дегевий и др. [20] опубликовали результаты десятилетних фотометрических исследований J6, J7 и J8, главным образом J6 (Гималии), в полосах стандартных фотометрических фильтров. Данные для J6 имеются в полосах *UBVRIJK* [21], для J7 (Элары) — в *UBVRI*, а для J8 (Пасифе) — в *UBV*, причем для J6 они получены по большому интервалу фаз (11°). Кроме того, данные для J6 получены с высоким разрешением по времени при исследовании вращения спутника (см. ниже).

Цветовая диаграмма *UBV* удаленных астероидов (групп Гильды и Троянцев) плюс некоторых слабых спутников внешних планет показана на рис. 5.2. На этом рисунке J6, J7 и J8 попадают в область, занятую астероидами С-типа, или располагаются вблизи нее, но так же ведут себя и некоторые другие спутники планет с иным составом поверхности.

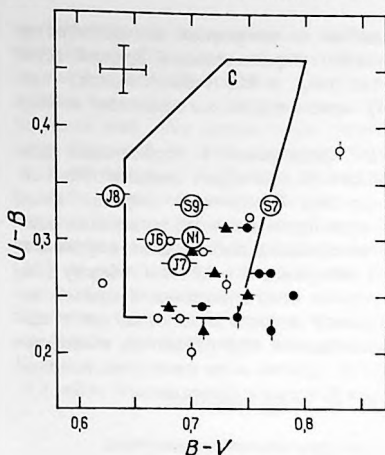


Рис. 5.2. Цвета $U-B$ в зависимости от $B-V$ для удаленных астероидов в группе 153 Гильды (кружки), опережающего облака Троянцев (треугольники) и некоторых слабых спутников. Данные взяты из табл. 1 работы [22]. Для объектов, отмеченных черточкой, известны цвета в красных длинах волн: вертикальные черточки означают крутые красноватые спектры RD-типа ($V-I \geq 0.9$ и $p_V \leq 0.05$; см. рис. 5.3), горизонтальные черточки — плоские спектры C-типа. Цвет Солнца $U-B = 0.20$, $B-V = 0.64$. Область, занимаемая телами типов C, очерчена согласно Боуэллу и др. [7]. Масштаб ошибки соответствует ожидаемой средней ошибке измерений.

Например, N1 (Тритон) выглядит как тело, обладающее каменистой поверхностью [16] и разреженной метановой атмосферой [15], на поверхности S7 (Гипериона) обнаруживаются признаки водяного льда [12], и у него высокое альbedo [11], тогда как S9 (Феба), по-видимому, представляет собой темный объект C-типа [21]. Таким образом, UBV -фотоме-

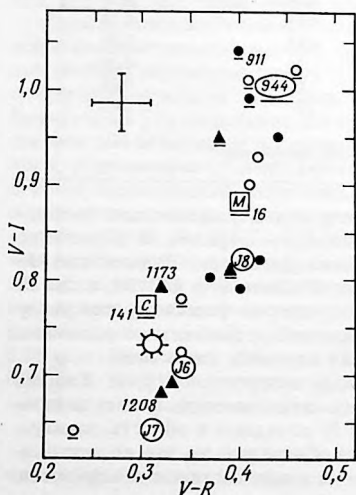


Рис. 5.3. Цвета $V-I$ в зависимости от $V-R$ для удаленных астероидов группы 153 Гильды (кружки), опережающего облака Троянцев (треугольники) и некоторых слабых спутников. Данные взяты из табл. 1 [22]. Подчеркнутыми символами указаны синтетические цвета, полученные из спектров, измеренных Чепменом и Гэффи [8]. Цвет Солнца $V-I = 0.73$, $V-R = 0.31$. Масштаб ошибки соответствует ожидаемой средней ошибке измерений.

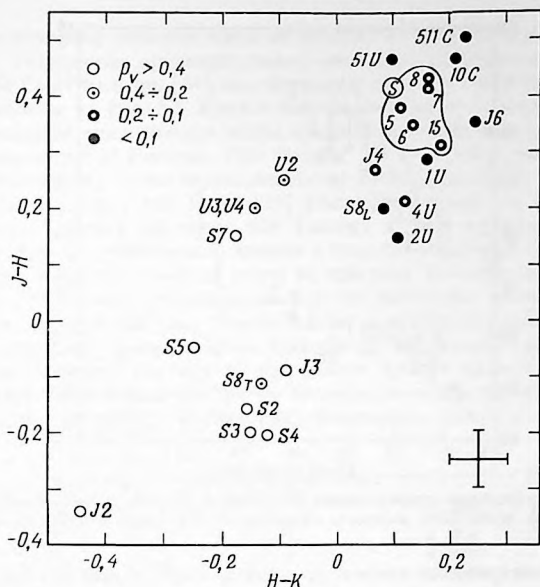


Рис. 5.4. Цветовая диаграмма JHK для различных спутников и астероидов; символы обозначают величину альbedo (см. расшифровку) [21]. Показано поле астероидов S-типа, некоторые астероиды U- и C-типа. Добавление альbedo к этой цветовой диаграмме подчеркивает деление малых тел Солнечной системы на объекты с темными каменистыми и светлыми ледяными поверхностями. От внешней части главного пояса астероидов и вплоть до Сатурна только J4 (Каллисто) и ведомая сторона S8 (Япета) имеют альbedo между 0,1 и 0,4. Символы обозначают: J2-Европа, J3-Ганимед, J4-Каллисто, S3-Тейфия, S4-Диона, S5-Рея, J6-Гималия, S7-Гиперион, S8-ведомая сторона Япета, S8_L-ведущая сторона Япета, U2-Умбриэль, U3-Титания, U4-Оберон. Крестиком в нижнем правом углу показаны пределы ошибок в измерениях J6 и (приблизительно) S7.

трия внешних спутников Юпитера говорит нам только о том, что отражательная способность этих объектов очень незначительно возрастает в красных лучах подобно тому, что наблюдается у многих астероидов и других спутников.

Дополнительную информацию дает цветовая диаграмма VRI (рис. 5.3), на которой представлены несколько астероидов группы Гильды, Троянцы и спутники планет. У тех из них, которые находятся в верхней части диаграммы, наблюдаются после длины волны R самые большие подъемы кривых к красным лучам, и они обозначаются как группа RD. Эта группа по определению имеет показатель цвета $V-I \geq$

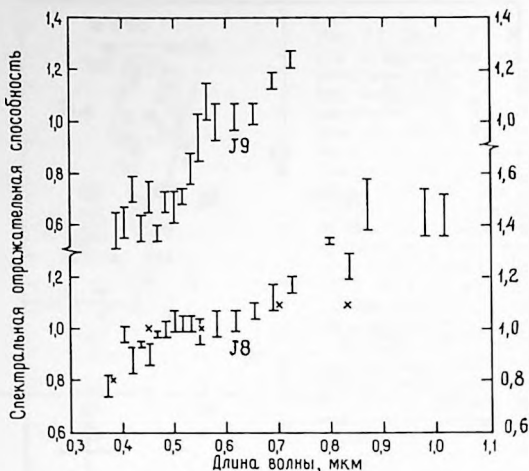


Рис. 5.5 Спектральная отражательная способность J8 и J9 по наблюдениям в течение одной ночи (для каждого объекта) с 5-м телескопом Хейла [54].

$\geq 0,9$ и геометрическое альbedo $p_V \leq 0,05$ в полосе V . До сих пор из всех спутников только S8 (Япет) на его темной стороне [14] и J8 и J9 [54] обнаруживают, согласно наблюдениям, такие крутые подъемы в красной области спектра. Диаграмма VRI лучше всего помогает отделить тела, у которых имеется открытая твердая каменная или пылевая поверхность, от тел, покрытых замерзшими летучими, так как на этой диаграмме как будто различаются типы C, M и RD (хотя лишь по ассоциации, так как типы C и M не определены в полосах R и I).

Наблюдения с JHK -фильтрами в полосах ближней инфракрасной области также полезны для разграничения объектов с каменными или пылевыми поверхностями, и тел, покрытых замерзшей водой или металлом. Однако такие наблюдения самых слабых спутников планет и астероидов проводить трудно из-за ограниченной чувствительности инструментов. На рис. 5.4 приведена цветовая диаграмма JHK для некоторых астероидов типов S, U, C и RD и многих спутников, поверхности которых, по крайней мере частично, покрыты водяным льдом. J6 (Гималия) является единственным спутником Юпитера, точность измерений которого позволяет включить его в эту диаграмму. Гималия явно относится к объектам с низким альbedo и отличается от тех спутников, которые имеют чисто ледяные поверхности. Данные о низком альbedo J6 подтверждаются также радиометрическими измерениями (см. ниже).

Цветовые диаграммы (рис. 5.3 и 5.4) показывают, что J6 и J7 имеют весьма сходные свойства, в то время как J8—единственное из других

тел, для которого имеются такие же данные,—отличается более красным цветом. Результаты предварительных спектрофотометрических наблюдений J8 Смитом и др. [54] подтверждают красный цвет; их наблюдения показаны на рис. 5.5. Крутой наклон спектра J8 в области 0,4–1,0 мкм сравним с аналогичным ходом кривых для самых красных астероидов (например, 624 Гектора, 1284 Латвии, 236 Гонории), темной полусферы Япета [14], Луны (возвышенности) и Меркурия [36].

Когда Дегевий и ван Хутен [22] классифицировали как RD четыре астероида Троянца (включая 624 Гектор) и три астероида группы Гильды, еще не существовало данных о том, что какой-либо из внешних спутников Юпитера является столь же красным. Значение работы Смита и др. [54] в том, что природа сходства некоторых членов системы Юпитера по меньшей мере с несколькими из наиболее удаленных астероидов теперь становится яснее. Смит и др. наблюдали также четыре Троянца и нашли, что три из них имеют крутые наклоны RD-типа, сравнимые с наклонами J8. Другие Троянцы, по-видимому, имеют отражательные способности С-типа [22]. Результаты Смита и др. [54] по

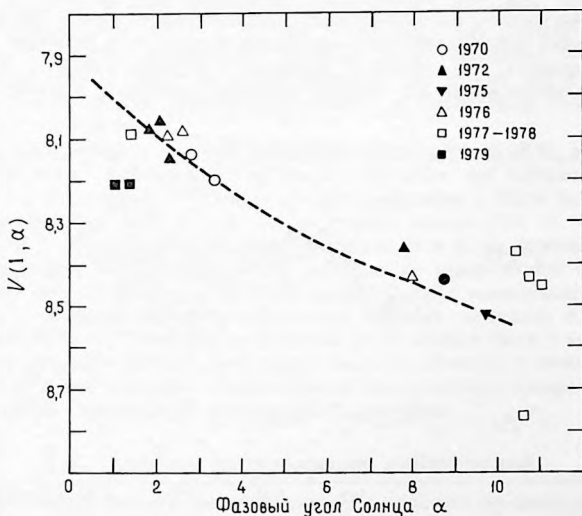


Рис. 5.6. Зависимость звездной величины V от фазы на единичном расстоянии от Солнца и от Земли для спутника Юпитера J6 (Гималия), полученная по наблюдениям в разные годы. Данные были приведены в табл. III работы [20]. Пунктирная кривая дает среднюю зависимость от фазы для астероидов, определенную Герелсом и Тедеско [24], а разброс точек может объясняться вращательной кривой блеска (см. рис. 5.7).

Троянцам частично расходятся с результатами Дегевия и ван Хутена [22], однако остаются еще неопределенности в калибровке.

На рис. 5.5 показана также отражательная способность J9 (Синопе). Эти наблюдения обнаруживают исключительно крутой наклон в ограниченной области длин волн. Данные для J9 и J8, каждый из которых наблюдался лишь однажды, требуют подтверждения, и в настоящее время могут рассматриваться лишь как предварительные. Отражательная способность J9 не похожа на отражательную способность ни одной из наблюдавшихся твердых поверхностей спутников и астероидов, и интерпретации этому явлению пока еще не предложено.

Солнечная фазовая функция

Результаты наблюдений J6 в полосе V в пределах доступного с Земли максимального диапазона длин волн приведены на рис. 5.6 [20]. Пунктирная кривая представляет собой солнечную фазовую функцию для типичного астероида; разброс в данных, относящихся к J6, частично вызван вращением спутника. J6 имеет всплеск яркости в оппозицию, характерный для тел, содержащих тонкозернистый реголит с очень малым внутренним рассеянием света. Таким образом, результаты фотометрических наблюдений дают основания считать, что J6 имеет такую же поверхность, как обычный астероид с низким альбедо. Эквивалентных наблюдений для других внешних спутников Юпитера нет.

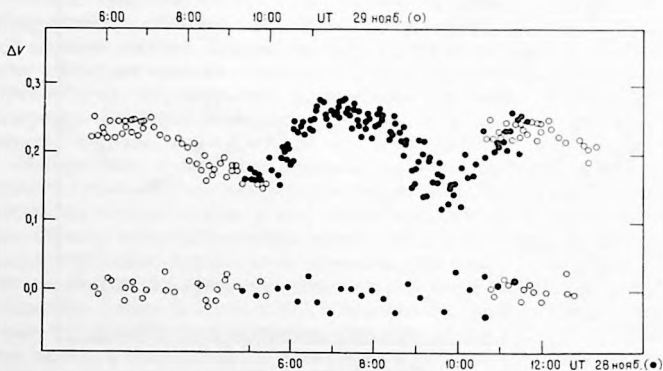


Рис. 5.7. Кривая блеска V для J6 (Гималии), согласно Дегевию, полученная 28 ноября 1976 г. с 1,5-м рефлектором обсерватории Каталлина (черные кружки), и, согласно Целлнеру, полученная 29 ноября 1976 г. с 2,3-м рефлектором Стюарда Обсерватории Аризонского университета (светлые кружки). По горизонтальным осям — всемирное время. Точки в конце повторяют начало, в нижней части рисунка — измерения звезды сравнения. Данные скомбинированы для предполагаемого периода вращения 9,5 ч.

Фотометрические кривые блеска и вращение

Вращение J6 наблюдалось фотометрически [20]. Лучшие данные показаны на рис. 5.7, где кривая блеска имеет два явных максимума и минимума различной формы, что аналогично результатам наблюдений многих астероидов. Данные на рис. 5.7 были получены за две последовательные ночи и объединены исходя из принимавшегося периода вращения 9,5 ч. Ввиду ограниченного набора данных возможны и периоды в интервале 9,2–9,8 ч, но наилучшее согласие дает значение 9,5 ч. Для более определенных выводов необходимы дополнительные наблюдения. Вообще фотометрические данные для спутников, за исключением J6, слишком скудны, чтобы можно было на их основе получить солнечную фазовую кривую или установить период вращения. По предварительным результатам наблюдений J7 Дегевий и др. [20] дают амплитуду его кривой блеска $\sim 0,5^m$, но, конечно, этот вывод требует подтверждения.

II. Поляриметрия и радиометрия

Опубликованы немногие поляриметрические наблюдения J6 (Гималии) в период 1973–1976 гг. [20]; они показывают, что глубина отрицательной ветви поляризационной фазовой кривой составляет $\sim -1,5\%$, что согласуется с более полными данными для других тел с низким альбедо поверхности. Другой информации о поляризации отдельных внешних спутников нет.

Радиометрические методы определения альбедо и радиуса, в основе которых лежат наблюдения теплового излучения тел Солнечной системы без атмосферы [39], были успешно применены к более чем двумстам астероидов [42] и многим спутникам планет [10, 11, 41, 43]. Крукшенк [10] наблюдал тепловое излучение J6 и J7 до 20 мкм и пришел к выводу, что геометрическое альбедо их поверхностей порядка 0,02–0,03, что сближает их с астероидами С-типа, имеющими низкое альбедо. Тепловое излучение остальных внешних спутников Юпитера пока еще не было измерено, хотя поток от J8 должен быть в пределах обнаружения, если этот спутник также является объектом с низким альбедо. Другие же, вероятно, слишком малы для подобных измерений при современном уровне чувствительности детекторов.

III. Анализ результатов наблюдений

Современные данные свидетельствуют о том, что по меньшей мере два внешних спутника Юпитера (J6 и J7) подобны астероидам С-типа, а два других (J8 и J9) ближе к телам RD-типа. Примечательно, что оба спутника, по виду относящиеся к С-типу, присутствуют в скоплении с прямым движением, а оба спутника RD-типа – в скоплении с обратным движением. Значительным пробелом является то, что из

четырёх объектов в каждом из двух скоплений изучено только по два, и в большинстве случаев только предварительным образом. Тем не менее эти ограниченные данные свидетельствуют о том, что две группы спутников могут иметь фундаментальное различие в составе.

Интересную гипотезу, касающуюся химической природы тел RD-типа во внешней части Солнечной системы, выдвинули Грэди и Веверка [25]. Из лабораторных исследований отражательной способности (как альbedo, так и спектров отражения) метеоритов и органических полимеров они делают предположение, что нарастающее отражение в красных лучах и низкое геометрическое альbedo RD-тел может объясняться наличием красных непрозрачных органических соединений, подобных по структуре ароматическому керогену. Они отмечают, что керогеноподобные вещества составляют основную часть органических соединений в некоторых углистых хондритах, и предполагают, что это вещество произошло в небιологических процессах на ранней стадии существования солнечной туманности. При моделировании отражательной способности объектов RD-типа эти авторы составляли керогеновые субстанции с различными размерами зерен и нашли, что в отличие от многих минералов отражательная способность керогенов уменьшается с уменьшением размера зерен. Керогены изготавливались путем удаления всех растворимых компонентов из каменноугольной смолы; остаток весьма напоминал непрозрачное органическое вещество, обнаруживаемое в углистых хондритах.

Предположение Грэди и Веверки во многих отношениях упрощает картину образования объектов во внешней части Солнечной системы. Керогены, по-видимому, образуются при более низких температурах, чем углистые вещества в углистых хондритах, что может объяснить, почему ни одного RD-астероида не найдено во внутренней части пояса астероидов. Грэди и Веверка полагают, что каменистое вещество в кометных ядрах может быть подобно телам RD-типа, а не C-типа.

Гипотеза Грэди-Веверки приводит к важным выводам относительно системы Юпитера и Троянцев, а также относительно систем спутников Сатурна, Урана и Нептуна. В то время как спутники Урана покрыты водяным льдом [12, 13], частицы его колец выглядят темными [51, 52] и могут состоять из RD-вещества. Состав поверхностей Тритона и Нереиды неизвестен, но у первого спектр отражения круто поднимается в красной области. Они могут содержать некоторое количество RD-вещества, хотя среднее по диску геометрическое альbedo оказывается слишком высоким для поверхности, состоящей лишь из грунта и скальных пород с низким альbedo [16].

Впереди нам видится еще по крайней мере десятилетие дополнительной наблюдательной работы по слабым астероидам, кольцам и спутникам планет при одновременном лабораторном изучении различных соединений с целью уяснения химического состава тел внешней области Солнечной системы и их возможных взаимосвязей. Главная цель исследования внешних спутников Юпитера состоит в том, чтобы узнать, не

Таблица 5.3. Физические параметры внешних спутников Юпитера

Спутник	Средняя визуальная звездная величина ^{*)} (в оппозиции)	Диаметр, км	Масса ^{**)} , $10^{-10} M_J$
J6 Гималия	14,8	185	136
J7 Элара	16,8	775	9
J8 Пасифе	17,1	50 ^{***)}	3
J9 Синопе	18,3	35 ^{***)}	1
J10 Лиситея	18,4	35 ^{***)}	1
J11 Карме	18,0	40 ^{***)}	1
J12 Ананке	18,9	30 ^{***)}	0,6
J13 Леда	20,2	15 ^{***)}	0,1

^{*)} Значения для J6, J7 и J8 взяты из работы [20], остальные — из оценок Э. Ремер на фотопластинках (цитируются в [1]).

^{**) Принята средняя плотность $\bar{\rho} = 2,6 \text{ г/см}^3$.}

^{***) Принято геометрическое альbedo $p_V = 0,03$.}

являются ли некоторые из них либо все они захвачёнными астероидами или кометами. Минералогия астероидов главного пояса, включая группу Гильды, весьма разнообразна [8, 22, 57]. Однако изучение физических параметров удаленных астероидов и спутников с диаметрами между ~ 50 и 200 км за группой Гильды обнаруживает удивительную однородность в спектрах оптического отражения и в альbedo; различия между проявлениями RD- и C-типов среди астероидов и спутников невелики, и для наиболее слабых тел неопределенности измерений оптических параметров делают классификацию их по этим двум типам несколько неуверенной. По-видимому, у этих тел имеются различия в уже упоминавшемся ранее смысле, но малое количество исследованных объектов и большие неопределенности в данных вынуждают нас не топиться с выводами о происхождении и развитии малых тел во внешней части Солнечной системы.

Сильное воздействие Юпитера на близко проходящие кометы [32, 50] свидетельствует о том, что по крайней мере некоторые кометы группы Юпитера могут иметь генетическую связь с группой Троянцев. Мало что можно сказать о возможной взаимосвязи спутников Юпитера с кометами с точки зрения их состава, поскольку нет достоверной информации о физических свойствах кометных ядер. Это очень интересная тема, и в ней достигнут некоторый прогресс. Например, предпринимаются попытки наблюдений с двумерными детекторами и специальными фильтрами для картирования газовых и пылевых облаков вокруг кометных ядер на больших расстояниях от Солнца. При определенных условиях может оказаться возможным вычлест вклад комы и получить какие-то сведения о спектре конденсатов в ядре. Столь же

интересно спектроскопическое изучение астероидов с кометоподобными эмиссиями, в особенности астероидов, занимающих в настоящее время орбиты предположительно кометного происхождения. Дегевий [19] выполнил некоторые предварительные наблюдения этого типа, но с негативными результатами.

Мы не раз отмечали слабость наблюдательной базы, использовавшейся для исследований физических свойств внешних спутников Юпитера. Это в большой степени вызвано ограниченным временем наблюдений, отводимым на самых больших телескопах для изучения обсуждаемых здесь проблем, а частично — недостатком чувствительности систем детекторов, требуемых для получения диагностической информации об исключительно слабых астероидах и спутниках. Сейчас намечается прогресс в обоих направлениях: становится доступным для исследований Солнечной системы большее число крупных телескопов и постоянно развивается технология изготовления детекторов, в особенности в ближней инфракрасной области. Отметим также, что много важной информации о внешних спутниках, астероидах и кометах можно получить просто из повторной фотометрии видимых полос спектров этих объектов на больших отрезках времени (годы) в максимальном интервале углов наблюдений. Это даст информацию о форме и вращении этих тел, а также о фотометрических свойствах их поверхностей. Слабая дегазация, например, проявится немедленно. По мере того как исследование малых тел внешней области Солнечной системы развивается и находит все больше приверженцев среди планетологов, рассматриваются перспективы использования специальных телескопов и детекторов (напр., [53, 55, 56]) для решения некоторых специфических проблем, присущих этим интересным объектам. Малые тела заслуживают такого особого внимания, так как они остаются краеугольным камнем для развития наших знаний, касающихся происхождения и эволюции Солнечной системы.

Д. Крукшенк благодарит за поддержку НАСА, Дж. Дегевий признателен Национальному исследовательскому совету за поддержку его работы в Лаборатории реактивного движения. В этой главе частично представлены результаты исследований, выполненных в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с НАСА.

Литература

1. *Andersson L. E.* Photometric study of Pluto and satellites of the outer planets. Ph. D. Dissertation, Indiana University, Bloomington, 1974.
2. Anonymous. Notes on Jupiter's moons. *Sky Tel.*, **50**, 380, 1975.
3. Anonymous. All the outer satellites of Jupiter. *Sky Tel.*, **51**, 242–243 1976.
4. *Bailey J. M.* Jupiter: its captured satellites. *Science*, **173**, 812–813, 1971.
5. *Bailey J. M.* Origin of the outer satellites of Jupiter. *J. Geophys. Res.*, **76**, 7827–7832, 1971.
6. *Bailey J. M.* Studies on planetary satellites. *Astron. J.*, **77**, 177–182, 1972.

7. *Bowell E., Chapman C.R., Gradie J.C., Morrison D., Zellner B.* Taxonomy of asteroids. *Icarus*, **35**, 315–335, 1978.
8. *Chapman C.R., Gaffey M.J.* Reflectance spectra for 277 asteroids. In: *Asteroids* (T. Gehrels, Ed.), pp. 655–678, Univ. Arizona Press, Tucson, 1979.
9. *Colombo G., Franklin F.* On the formation of the outer satellite groups of Jupiter. *Icarus*, **15**, 186–189, 1971.
10. *Cruikshank D.P.* Radii and albedos of four Trojan asteroids and Jovian satellites 6 and 7. *Icarus*, **30**, 224–230, 1977.
11. *Cruikshank D.P.* The radius and albedo of Hyperion. *Icarus*, **37**, 307–309, 1979.
12. *Cruikshank D.P.* Near-infrared studies of the satellites of Saturn and Uranus. *Icarus*, **41**, 246–258, 1980.
13. *Cruikshank D.P., Brown R.H.* Uranian satellites: water ice on Ariel and Umbriel. *Icarus*, **45**, 607–611, 1981.
14. *Cruikshank D.P., Bell J.F., Beerman C., Rognstad M.* The dark side of Iapetus. *Icarus*, **53**, 90–104, 1979.
15. *Cruikshank D.P., Silvaggio P.M.* Triton: a satellite with an atmosphere. *Astrophys. J.*, **233**, 1016–1020, 1979.
16. *Cruikshank D.P., Stockton A.N., Dyck H.M., Becklin E.E., Macy Jr. W.* The diameter and reflectance of Triton. *Icarus*, **40**, 104–114, 1979.
17. *Davis D.R.* Secular changes in Jovian eccentricity: effect on the size of capture orbits. *J. Geophys. Res.*, **79**, 4442–4443, 1974.
18. *Degewij J.* Photometry of faint asteroids and satellites. Ph. D. Dissertation, Leiden University, Holland, 1978.
19. *Degewij J.* Spectroscopy of faint asteroids, satellites, and comets. *Astron. J.*, **85**, 1403–1412, 1980.
20. *Degewij J., Andersson L.E., Zellner B.* Photometric properties of outer planetary satellites. *Icarus*, **44**, 520–540, 1980.
21. *Degewij J., Cruikshank D.P., Hartmann W.K.* Near-infrared colorimetry of J6 Himalia and S9 Phoebe: a summary of 0.3–2.2 μm reflectances. *Icarus*, **44**, 541–547, 1980.
22. *Degewij J., Van Houten C.J.* Distant asteroids and outer Jovian satellites. In: *Asteroids* (T. Gehrels, Ed.), pp. 417–435, Univ. Arizona Press, Tucson, 1979.
23. *Gehrels T.* Some interrelations of asteroids, Trojans and satellites. In: *Comets, asteroids, Meteorites: interrelations, evolution and origins* (A. Delsemme, Ed.) pp. 323–325, Univ. Toledo, Toledo, Ohio, 1977.
24. *Gehrels T., Tedesco E.F.* Minor planets and related objects. XXVII. Asteroid magnitudes and phase relations. *Astron. J.*, **84**, 1079–1087, 1979.
25. *Gradie J., Veverka J.* The composition of the Trojan asteroids. *Nature*, **283**, 840–842, 1980.
26. *Greenberg R.J.* The motions of satellites and asteroids: natural probes of Jovian gravity. In: *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 122–132, Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: *Юпитер*, т. I–M.: Мир, 1978, с. 164–177.]
27. *Heppenheimer T.A.* On the presumed capture origin of Jupiter's outer satellites. *Icarus*, **24**, 172–180, 1975.
28. *Heppenheimer T.A., Porco C.* New contributions to the problem of capture. *Icarus*, **30**, 385–401, 1977.
29. *Kowal C.T.* Probable new satellite of Jupiter. *IAU Circ.* 2845, 1975.
30. *Kowal C.T.* The case against names. *Icarus*, **29**, 513, 1976.
31. *Kowal C.T., Aksnes K., Marsden B.G., Roemer E.* Thirteenth satellite of Jupiter. *Astron. J.*, **80**, 460–464, 1975.
32. *Kresák L.* Dynamics, interrelations and evolution of the systems of asteroids and comets. *Moon Planets*, **22**, 83–98, 1980.
33. *Kuiper G.P.* Satellites, comets, and interplanetary material. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **39**, 1153–1158, 1951.
34. *Kuiper G.P.* On the origin of the satellites and the Trojans. In: *Vistas in Astronomy* (A. Beer, Ed.) vol. 2, pp. 1631–1666, Pergamon Press, New York, 1956.

35. *Marsden B.G.* Satellites of Jupiter. IAU Circ. 2846, 1975.
36. *McCord T.B., Clark R.N.* The Mercury soil: presence of Fe^{2+} . J. Geophys. Res., **84**, 7664–7668, 1979.
37. *Melotte P.J.* Note on the discovery of a moving object near Jupiter (1908 CJ). Mon. Not. Royal Astron. Soc., **68**, 373, 1908.
38. *Melotte P.J.* Report on the discovery of a satellite of Jupiter, meeting of March 25, 1908, Jour. Brit. Astron. Assn., **18**, 231–232, 1908.
39. *Morrison D.* Radiometry of satellites and the rings of Saturn. In: Planetary satellites (J. Burns, Ed.), pp. 269–301, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.—М.: Мир, 1980, с. 306–340.]
40. *Morrison D., Burns J.A.* The Jovian satellites. In: Jupiter (T. Gehrels, Ed.) pp. 991–1034, Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. 1.—М.: Мир, 1978, с. 247–300.]
41. *Morrison D., Jones T.J., Cruikshank D.P., Murphy R.E.* The two faces of Iapetus. Icarus, **24**, 157–171, 1975.
42. *Morrison D., Zellner B.* Polarimetry and radiometry of the asteroids. In: Asteroids (T. Gehrels Ed.), pp. 1090–1097, Univ. Arizona Press, Tucson, 1979.
43. *Murphy R.E., Cruikshank D.P., Morrison D.* Radii, albedos, and 20-micron brightness temperatures of Iapetus and Rhea. Astrophys. J., **177**, L93–L96, 1972.
44. *Nicholson S.B.* Discovery of the ninth satellite of Jupiter. Publ. Astron. Soc. Pacific, **26**, 197, 1914.
45. *Nicholson S.B.* Discovery of the tenth and eleventh satellites of Jupiter and observations of these and other satellites. Astron. J., **48**, 129–132, 1939.
46. *Nicholson S.B.* An unidentified object near Jupiter, probably a new satellite. Publ. Astron. Soc. Pacific, **63**, 297–299, 1951.
47. *Perrine C.D.* Discovery of a sixth satellite to Jupiter. Publ. Astron. Soc. Pacific, **17**, 22–23, 1905.
48. *Perrine C.D.* The seventh satellite of Jupiter. Publ. Astron. Soc. Pacific, **17**, 62–63, 1905.
49. *Pollack J.B., Burns J.A., Tauber M.E.* Gas drag in promordial circumplanetary envelopes: a mechanism for satellite capture. Icarus, **37**, 587–611, 1979.
50. *Rabe E.* Trojans and comets of the Jupiter group. In: Physical Studies of minor planets (T. Gehrels, Ed.), pp. 407–412, NASA SP-267, Washington, D.C., 1971.
51. *Sinton W.M.* Uranus: the rings are black. Science **198**, 503–504, 1977.
52. *Smith Bradford A.* Uranus rings: an optical search. Nature, **268**, 32, 1977.
53. *Smith Bruce A.* Ground-based electro-optical deep space surveillance system passes reviews. Aviation Week Space Tech., Aug. **27**, 48–53, 1979.
54. *Smith D.W., Johnson P.E., Shorthill R.W.* Spectrophotometry of J8, J9 and four Trojan asteroids from 0.32 to 1.05 μm . Icarus, **46**, 108–113, 1981.
55. *Weber R.* The ground-based electro-optical detection of deep-space satellites. SPIE, **143**, 59–69, 1978.
56. *Weber R.* Large-format Ebsicon for low-light-level satellite surveillance. SPIE, **203**, 6–11, 1979.
57. *Zellner B.* Asteroid taxonomy and the distribution of the compositional types. In: Asteroids (T. Gehrels, Ed.), pp. 783–806, Univ. Arizona Press, Tucson, 1979.

Амальтея

П. ТОМАС И ДЖ. ВЕВЕРКА

Корнеллский университет

Снимки «Вояджеров» показали, что Амальтея представляет собой тело неправильной формы с размерами $270 \times 165 \times 150$ км. Ее период вращения, по-видимому, синхронизирован с орбитальным периодом 11,9 ч, причем ее наибольшая ось направлена на Юпитер. Поверхность спутника сильно изрыта ударными кратерами, наибольший из которых имеет диаметр 90 км (сравнимый со средним радиусом спутника). Амальтея — очень темный объект (отражательная способность $\sim 5-6\%$) и очень красный, но на нем встречаются отдельные светлые пятна (отражательная способность достигает 20%). Спектр этих светлых пятен менее красный, и иногда в нем видна полоса поглощения вблизи $0,6$ мкм. Вероятно, поверхность Амальтеи была сильно изменена под воздействием окружающей среды и загрязнения выбросами с Ио (в особенности серой). Поэтому из дистанционных измерений трудно получить определенную информацию о составе собственного вещества Амальтеи.

I. Открытие и орбита

Амальтея была открыта в сентябре 1892 г. Э. Барнардом, использовавшим Ликский рефрактор с диаметром $0,9$ м. По словам ее первооткрывателя, Амальтею «увидеть гораздо труднее, чем спутники Марса» [3]. Неудивительно, что вплоть до пролета «Вояджера» в марте 1979 г. об этом объекте было мало что известно.

По наблюдениям Барнарда и других исследователей, вскоре после открытия было установлено, что орбита спутника приблизительно круговая, с периодом $11,92$ ч (табл. 6.1). Более поздние позиционные наблюдения обсуждаются Садбери [53] и Паску [40]. По традиции наибольший интерес орбита Амальтеи вызывает из-за высокой скорости регрессии узлов (с периодом $0,4$ года), что налагает серьезные ограничения на значения моментов J_2 и J_4 гравитационного потенциала Юпитера [1].

Барнард не смог удовлетворительно определить видимую звездную величину своего нового спутника, но сейчас мы знаем (раздел IV), что средняя звездная величина в оппозиции V близка к $+14$. Таким образом, при наблюдении с Земли Амальтея, которая никогда не удаляется более чем на $1,55R_J$ от лимба планеты, выглядит крайне невзрачным объектом. С другой стороны, если бы она наблюдалась с верхней границы облаков Юпитера, положение было бы совсем иным: Амальтея была бы в 40 раз ярче самой яркой планеты и соперничала бы по видимой величине с самым слабым из галилеевых

Таблица 6.1. Орбиты внутренних спутников Юпитера*)

	Большая полуось, R_J	Период, ч	e	i , град
Кольцо { Внутренний край	1,72	6,60	—	—
{ Внешний край	1,81	7,12	—	—
Адрастея (1979 J1)	1,79	7,12	—	—
Амальтея	2,55	11,92	0,003	0,4
1979 J2	3,11	16,05	—	—

*) Данные о кольце и спутниках из [30, 50, 54]. Спутник 1979 J3 не включен.

спутников (Каллисто). Она двигалась бы медленно с востока на запад по небу Юпитера, совершая один видимый полный оборот каждые шесть юпитерианских суток. В силу своей близости к планете спутник был бы виден лишь в пределах зоны $\sim \pm 60^\circ$ от экватора.

Поскольку Амальтею столь трудно наблюдать с Земли, почти весь материал этой главы основан на наблюдениях, выполненных КА «Вояджер» при двух пролетах вблизи Юпитера [24, 49, 50]. Укажем, что были осуществлены до этого момента только два физических измерения Амальтеи с Земли: определение температуры Рике [46] и фотометрические измерения в диапазонах $B-V$ Миллисом [38]; и те и другие рассматриваются ниже в связи с более поздними наблюдениями «Вояджеров». Единственный доводджеровский обзор наших знаний об Амальтее содержится в общей статье Моррисона и Бернса о спутниках Юпитера [39].

Кроме открытия кольца вокруг планеты «Вояджеры» открыли вблизи Амальтеи три малых спутника ([30, 54]; см. также табл. 6.1). Поскольку мы еще очень мало знаем об этих телах, поговорим о них после изложения существующих сведений об Амальтее, так как происхождение всех четырех объектов, разумеется, должно быть связанным.

II. Размеры и форма

Изображения Амальтеи на снимках «Вояджеров» (рис. 6.1) были использованы для получения силуэтов, показанных на рис. 6.2 [57]. Три проекции соответствуют: a —виду вдоль отрезка орбиты на ведущее полушарие Амальтеи; b —виду при наблюдении в сторону Юпитера вдоль линии, соединяющей центры спутника и планеты, и c —виду сверху со стороны северного полюса. Лучшее всего определен силуэт a ; вид с северного полюса неточный, но по форме он приблизительно напоминает алмаз. Данные «Вояджеров» согласуются с предположением, что скорость вращения Амальтеи синхронна с ее орбитальным

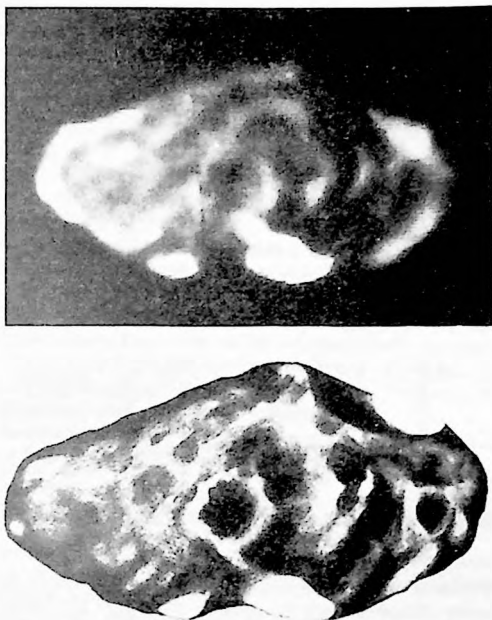


Рис. 6.1. Вверху — снимок ведущей стороны Амальтеи. Юпитер находится справа, север вверху. Снимок «Вояджера» 16377.34, разрешение 13 км на строку. Внизу — рисунок Дж. Колвы ведущей стороны Амальтеи, сделанный на основе последовательности снимков от 16377.32 до 16377.40.

периодом (12 ч). Согласно Пилу [41], время, требуемое для приливного затормаживания несинхронного вращения, всего лишь порядка 10^4 лет; таким образом, синхронное вращение не является неожиданностью.

Неправильную форму Амальтеи нельзя достаточно хорошо аппроксимировать трехосным эллипсоидом. Веверка и др. [57] описывают ее размеры (табл. 6.2) подобно тому, как это делается для неправильных частиц осадочных пород (ср. [34]). Приведенные в табл. 6.2 размеры являются максимальными размерами в направлении трех взаимно ортогональных осей, которые не обязательно пересекаются в одной точке. Самая длинная ось A указывает на Юпитер, промежуточная ось B параллельна вектору орбитальной скорости; самая короткая ось C ортогональна двум другим. Ось B проходит в ~ 100 км от подъюпитеровой точки на Амальтее; ось C — в ~ 120 км

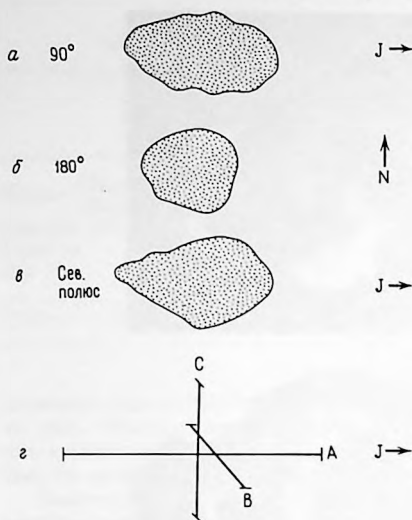


Рис. 6.2. Силуэты Амальтеи и расположение измеренных осей [57]. *a* – вид на ведущую сторону; *б* – вид со стороны, противоположной Юпитеру; *в* – вид с точки над северным полюсом; *г* – размеры и расположение осей [57].

от подъюпитеровой точки. Значительная асимметрия формы по отношению к самой длинной оси означает, что ось вращения спутника смещена в сторону подъюпитеровой точки и не лежит на середине наибольшей оси.

Эти размеры Амальтеи согласуются с оценкой Рике [46], полученной ранее из наземных инфракрасных наблюдений. Рике получил средний радиус 120 ± 30 км. Вблизи элонгации, когда обычно проводятся наземные наблюдения, видна проекция *A–C* Амальтеи – силуэт *a* на рис. 6.2, которому соответствует средний радиус 100 ± 10 км.

Размеры Амальтеи и степень неправильности ее формы сравнимы с этими параметрами у астероида группы Троянцев Гектора. Хартман

Таблица 6.2. Размеры Амальтеи

Длина осей, км	<i>A</i>	270 ± 10
	<i>B</i> *)	165 ± 15
	<i>C</i> **)	150 ± 10
Средний радиус, км		83 ± 10
Объем, км ³		$(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^6$

*) Ось *B* находится в ~ 100 км от подъюпитеровой точки.

**) Ось *C* находится в ~ 120 км от подъюпитеровой точки.

и Крукшенк [27] определили наибольший и наименьший размеры Гектора в ~ 300 и 150 км ($A/C = 2$). Отношение A/C для Амальтеи, равное $1,8$, таким образом несколько меньше, чем у Гектора, но больше, чем у спутников Марса ($\sim 1,5$). Также для сравнения отметим, что один из наиболее удлиненных астероидов Эрос имеет отношение $A/C = 2,8$ [59].

Отношения A/C и A/B определенно попадают в область значений, типичных для продуктов ударной фрагментации [17]. Острые гребни и большие впадины, имеющиеся на спутнике, так же как и его несимметричная форма, действительно говорят в пользу такой гипотезы. Процессы кратерирования и выщербливания вплоть до полного разрушения могут приводить к крайне неправильной форме объекта при условии, что обломки им не удерживаются, так что форма не выравнивается. Очевидно, что такое «округление» не имело места на Амальтее. Хотя на спутнике и есть большие кратеры, даже за счет тех из них, которые имеют диаметры от 20 до 90 км, он мог потерять лишь несколько процентов своего объема.

Связь наблюдаемой формы Амальтеи с вопросом об эффективной прочности ее недр рассматривается в разд. VIII.

III. Основные поверхностные образования

Схематическая карта известных образований на поверхности Амальтеи показана на рис. 6.3. Она [57] построена по изображениям «Вояджеров», лучшие из которых имеют разрешение деталей поверхности 8 км на ширину одной строки. Используемые координаты очень

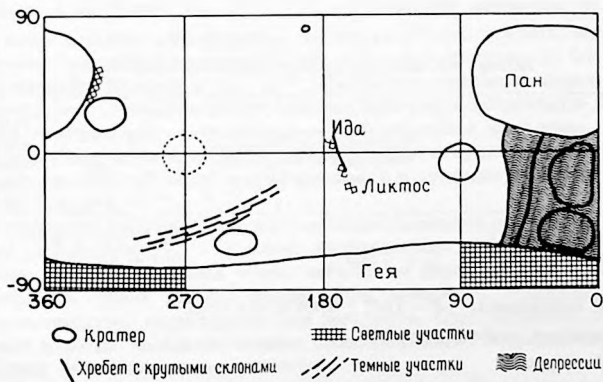


Рис. 6.3. Схематическая карта Амальтеи [57].

приближенные, они являются планетоцентрическими сферическими координатами точек поверхности, измеряемыми от центра наибольшей оси; долгота измеряется к западу от подъяпитеровой точки.

Отчетливо видны по крайней мере две круглые депрессии, — по видимому, ударные кратеры (рис. 6.1, 6.3). Пять других возможных кратеров показаны на карте. Два самых крупных кратера были названы Международным астрономическим союзом (МАС) Пан и Гея (рис. 6.3).

Вблизи широт 0–60° между Паном и Геей находится область с весьма сложной топографией, состоящей из ряда расщелин и гребней или, возможно, больших двойных некруговых депрессий. Эти образования имеют в длину десятки километров, а в ширину — более 20 км. Их глубина неизвестна, но может превышать несколько километров. Антиюпитеровая точка находится вблизи хребта длиной в 40–50 км. Концы хребта отмечены светлыми пятнами, каждое примерно 15 км в поперечнике, которые в номенклатуре МАС обозначаются как Ида и Ликтос (рис. 6.3). Светлые участки имеются также внутри Геи и на восточном краю Пана.

IV. Физические характеристики поверхности

Фотометрические и спектральные свойства

Фотометрические свойства Амальтеи, определенные Веверкой и др. из наблюдений «Вояджеров» [57] и Миллисом из наземных измерений [38], приведены в табл. 6.3. Звездная величина в средней оппозиции, по данным «Вояджеров» +14,07 (широкополосный, или бесцветный, фильтр с эффективной длиной волны $\sim 0,5$ мкм), хорошо согласуется со значением Миллиса $V = 14,1 \pm 0,2$ для Амальтеи в западной

Таблица 6.3. Фотометрические свойства Амальтеи

	Телевизионная съемка КА «Вояджер» с бесцветным фильтром [57]	Наземные наблюдения [38]	Рассчитан- ные по экс- перимен- тальным данным
Звездная величина в оппозиции	$V_0 = +14,07$	$V = +14,1 \pm 0,2$ $B-V = +1,5 \pm 0,3$	
Фазовый коэффициент	$\beta = 0,042 \pm 0,004$ зв. вел./град.		
Геометрическое альбедо	$p = 0,056$		
Фазовый интеграл			$q < 0,3$
Альбедо Бонда			$A < 0,015$

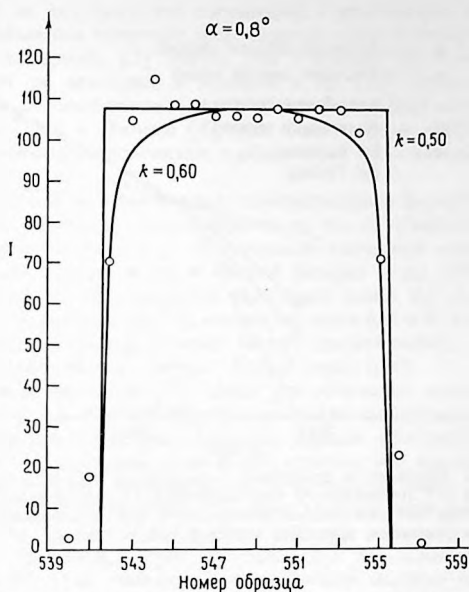


Рис. 6.4. Интенсивность вдоль фотометрического экватора Амальтеи, наблюдавшаяся при фазовом угле $0,8^\circ$. Видно минимальное потемнение к краю диска.

элонгации. Данные «Вояджеров» показывают, что яркость ведущего и ведомого полушарий спутника одинакова с точностью до 0,1 звездной величины. Веверка и др. [57] принимают среднюю нормальную отражательную способность 0,056 как реально соответствующую Амальтее при наблюдении с вояджеровским бесцветным фильтром. Индивидуальные значения суть 0,054 для ведомого полушария и 0,059 для ведущего, но эти значения не различаются в пределах точности определения ($\pm 0,010$).

«Вояджер-1» получил несколько снимков Амальтеи при фазовом угле Солнца всего лишь $0,8^\circ$. На этих изображениях если и имеется потемнение к краю, то лишь очень небольшое (рис. 6.4), как и следует ожидать для такой темной поверхности, имеющей, вероятно, очень сложную текстуру, характерную для реголитов. Следовательно, геометрическое альbedo Амальтеи можно принять равным нормальной отражательной способности поверхности.

Интегральный по диску фазовый коэффициент Амальтеи, полученный из наблюдений между фазовыми углами $0,8^\circ$ и 42° , составляет

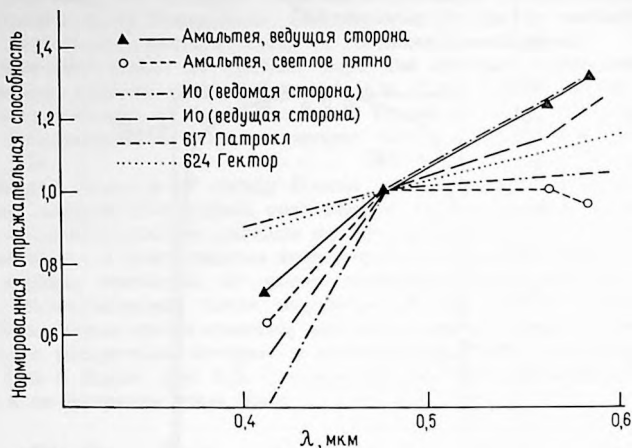


Рис. 6.5. Цвета Амальтеи в сравнении с ведущей и ведомой сторонами Ио и астероидами 617 Патрокл и 624 Гектор. Отражательные способности нормированы при 0,48 мкм (бесцветный фильтр). Треугольниками показана ведущая сторона Амальтеи, кружками—светлое пятно Ликтос.

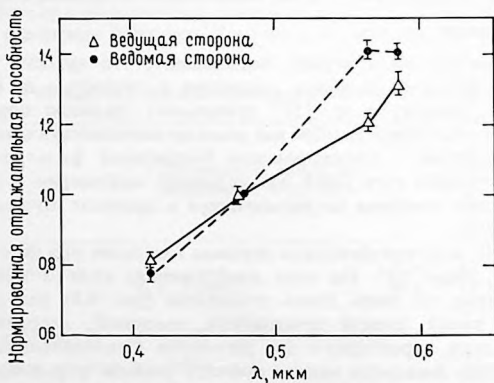


Рис. 6.6. Цвета ведущей и ведомой сторон Амальтеи [57]. Отражательные способности нормированы при 0,48 мкм. Пределы ошибок означают оценки неопределенности, а не формальные ошибки.

$0,042 \pm 0,004$ зв. вел./град, что согласуется с величинами, измеренными для других объектов, имеющих шероховатые, очень темные поверхности. Например, Андерссон [2] нашел для Гималии (J6) между 2 и 8° значение $0,04$ зв. вел./град, а Клаасен и др. [32] приводят значения $0,039$ и $0,036$ соответственно для Фобоса и Деймоса между 0 и 20° . Согласно Боуэлу и Люмме [4], для С-астероидов типично значение $0,036$, а среднее геометрическое альbedo для них оценивается этими авторами в $0,05$.

Интересно, что фазовая кривая, опубликованная Веверкой и др. [57], не показывает оппозиционного эффекта, но это не обязательно является реальным фактом, поскольку на интервале измерений имеются только пять точек. На основе фазовой кривой Веверка и др. [57] оценивают фазовый интеграл для Амальтеи величиной менее $0,3$. Для сравнения отметим, что Клаасен и др. [32] нашли значения $0,27$ и $0,32$ соответственно для Фобоса и Деймоса. Отсюда можно сделать вывод, что Амальтея подобна черному телу с альbedo Бонда менее $0,015$.

Наблюдения Миллиса [38] дали для Амальтеи показатель цвета $B - V = +1,5 \pm 0,3$, что заставило считать ее самым красным из известных объектов Солнечной системы. Данные «Вояджеров» в целом подтвердили это открытие, хотя из них следует, что Амальтея не такая красная, как найдено Миллисом, и, в частности, менее красная, чем некоторые участки на Ио (рис. 6.5). Но Амальтея определенно краснее, чем астероиды Троянцы. Из работы Дегевия и ван Хутена [11] известно, что типичный показатель цвета $B - V$ для Троянцев заключен между $0,7$ и $0,8$, а их типичные геометрические альbedo близки к $0,03$. Амальтея примерно вдвое ярче, чем типичный Троянец, и намного краснее. Данные «Вояджеров» показывают, что ведомая сторона Амальтеи чуть краснее, чем ведущая (рис. 6.6).

Абсолютная нормальная отражательная способность Амальтеи показана в функции длины волны на рис. 6.7. Показаны также данные для двух заметных светлых пятен, упомянутых в разд. III. Светлые пятна в $1,5$ и 3 раза ярче, чем окружающее вещество; они менее красные и у них наблюдается падение отражательной способности вблизи $0,6$ мкм.

Грэди и др. [22] полагают, что необычные спектрофотометрические свойства Амальтеи — очень темный, очень красный вид большей части поверхности и выделяющиеся спектральные свойства светлых пятен, — вероятно, определяются сильным воздействием среды, окружающей спутник (см. разд. X). Они считают, что первичное вещество поверхности Амальтеи сильно изменено воздействием заряженных частиц, высокоскоростными ударами и загрязнением с Ио. Наиболее вероятная причина, вызвавшая покраснение поверхности, представляется комбинацией аллотропных разновидностей серы и ее соединений. Грэди и др. [22] с успехом воспроизвели кривую спектральной отражательной способности Амальтеи, добавляя к аналогу углистого хондрита «бурую серу», хотя они и отмечают, что такое моделирование, конечно, не единствен-

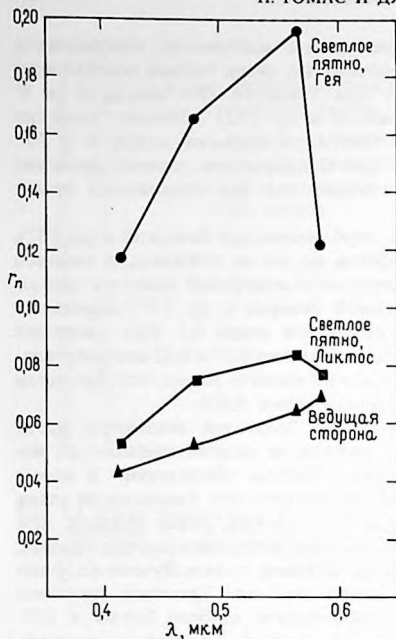


Рис. 6.7. Оценки нормальной отражательной способности для трех участков на Амальтее: вся ведущая сторона; самая светлая часть кратера Гея; светлое пятно Ликтос на участке, противоположном Юпитеру [57].

ный возможный вариант в смысле природы основного вещества поверхности спутника. Фактически они пришли к выводу, что имеющиеся данные о спектральной отражательной способности содержат мало информации о составе спутника в целом, поскольку сера и ее соединения, вероятно, маскируют спектральные свойства собственного вещества поверхности.

Состав зеленоватых светлых пятен остается загадкой. Обычно ожидаемые вещества не имеют глубоких полос поглощения около 0,6 мкм, но они присутствуют у некоторых разновидностей серы и, быть может, как раз они и преобладают на этих участках (см. разд. XI). С другой стороны, как будет подробно говориться ниже, такие пятна могут представлять собой области недавно вскрытого вещества, которое, возможно, содержит меньше обогащенных серой стекол. Грэди и др. [22] отмечают, что ввиду очень высоких скоростей ударов на Амальтее стекла могли бы составлять значительную часть реголита. Образование стекол, содержащих серу, является привлекательным объяснением окрасок, наблюдаемых на спутнике. Силикатные стекла с малыми добавками серы могут быть зелеными или голубыми, тогда как стекла, содержащие больше серы, могут быть темно-бурыми.

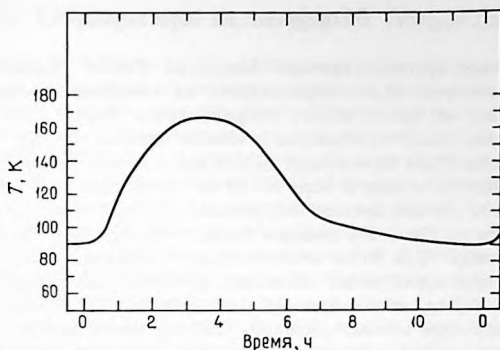


Рис. 6.8. Вычисленная температура поверхности в течение одного оборота Амальтеи для точки на экваторе с противоположной Юпитеру стороны. Принятые параметры: коэффициент теплопроводности $= 80 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; плотность $= 1,0 \text{ г/см}^3$; удельная теплоемкость $= 4 \cdot 10^6 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; излучательная способность $= 1$; альбедо $= 0$. Максимальная температура составляет $\sim 165 \text{ К}$ ($t = 0$ соответствует восходу Солнца). График любезно предоставлен Д. Симонелли.

Температура поверхности

Тепловой инфракрасный спектр Амальтеи был получен приборами IRIS, установленными на «Вояджерах» [24]. Он соответствует черному телу с температурой $180 \pm 5 \text{ К}$ (Дж. Пирл, личное сообщение). Эта неожиданно высокая средняя по диску температура выше, чем измеренная по наземным наблюдениям Рике [46], который нашел цветовую температуру $155 \pm 15 \text{ К}$ на длине волны 10 мкм . Среднюю по диску температуру 180 К трудно согласовать с одним лишь нагреванием от Солнца; простые модельные расчеты солнечного нагрева дают максимальную температуру поверхности Амальтеи около 164 К , даже если принять, что альбедо поверхности равно нулю (рис. 6.8).

Детальное исследование термического режима Амальтеи, конечно, стоит на повестке дня. Поскольку спутник синхронно с вращением обращается вокруг Юпитера за 12 ч и одно полушарие испытывает на каждом витке затмение, то большая его часть излучает как черное тело с температурой 125 К (как у Юпитера). Помимо солнечного излучения могут поставлять энергию заряженные частицы и индуцированный джоулев нагрев. Последний, по-видимому, незначителен из-за малой скорости движения Амальтеи относительно силовых линий магнитного поля Юпитера. Протоны и электроны, несомненно, вносят определенную энергию в поверхностный слой, но неясно, могут ли они компенсировать существующее расхождение порядка 20 К .

V. Морфология кратеров

Два самых крупных кратера Амальтеи—Гея с диаметром 75 км и Пан с диаметром 90 км—образовались на довольно неровной поверхности, гребни их валов имеют неправильную форму. На некоторых снимках видно дно этих кратеров и можно сделать грубые оценки глубины. Глубина Пана по меньшей мере 8 км, а скорее вдвое больше; Гея имеет глубину по меньшей мере 10–20 км. Хотя оценки и неточные, нет сомнения, что эти два кратера значительно глубже, чем кратеры подобного размера на Луне. По данным Пайка [42] кратеры на Луне с диаметрами между 75 и 90 км обычно имеют глубину менее 5 км. Если применить простой пересчет диаметров с учетом ускорения силы тяжести, чтобы найти, при каком из них происходит переход от чашеобразных кратеров к более сложным [25, 43], то окажется, что все кратеры, которые могут образоваться на Амальтее, должны быть чашеобразными.

Критические диаметры, при которых форма кратеров изменяется от чашеобразной к более сложной уплощенной депрессии, приведены на рис. 6.9 в функции ускорения силы тяжести на поверхности; данные для Земли, Марса, Луны и Меркурия взяты из работы Пайка и др. [43]. Аномально низкий переходный диаметр кратеров на Марсе относят за счет наличия там подповерхностных летучих [8]. Положение Амальтеи на рис. 6.9 отнесено к минимальному диаметру, поскольку промежуточное значение, вероятно, не наблюдалось. Чашеобразная форма даже самых крупных кратеров на Амальтее согласуется с пересчитанными за силу тяжести диаметрами перехода. Поскольку наибольший кратер, который может образоваться на небольшом теле с диаметром D , может иметь диаметр лишь $0,5\text{--}0,6D$ [28, 55], то Пан и Гея принадлежат к самым крупным чашеобразным кратерам, которые, по-видимому, существуют в Солнечной системе.

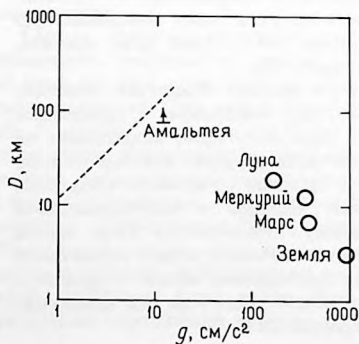


Рис. 6.9. Диаметры перехода от простых кратеров к сложным для Амальтеи и других тел. Данные для Луны, Меркурия, Марса и Земли взяты из [43]. Пунктирной линией обозначены приближенные предельные значения диаметров кратеров для объектов, прочность которых обусловлена силами сцепления при плотности 3,0. Переходный диаметр кратера на Амальтее, по-видимому, превышает 90 км и близок к наибольшему возможному кратеру на этом спутнике.

VI. Образование кратеров на Амальтее

Шумейкер и Вольф (см. гл. 10) оценили скорость образования кратеров в системе галилеевых спутников и показали, что для Каллисто она примерно вдвое меньше, чем для Луны. Однако большое влияние эффекта фокусировки в гравитационном поле Юпитера сильно увеличивает как поток частиц, так и их скорость по мере перехода от орбиты Каллисто ($26,6R_J$) к орбите Амальтеи ($2,6R_J$). Если принять среднюю скорость тел «на бесконечности» относительно Юпитера равной 8 км/с (ср. [50]), то скорость соударения с Амальтеей составит $\sim 38 \text{ км/с}$, тогда как на Каллисто 14 км/с , а поток возрастает примерно в $7,3$ раза. В действительности увеличение скорости образования кратеров будет зависеть как от соотношения между энергией удара и диаметром кратера, так и от распределения ударяющих тел по размерам. Соотношение диаметр–энергия, вероятно, заключено между $D \propto E^{0,33}$ и $D \propto E^{0,29}$ [12, 28] или, если исходить из скорости, между $D \propto V^{0,66}$ и $D \propto V^{0,58}$.

На Каллисто число кратеров, приходящихся на единицу площади поверхности, изменяется приблизительно как D^{-2} или $D^{-2,5}$ [50]. Таким образом, увеличение скорости удара в $2,7$ раза даст увеличение плотности кратеров данного диаметра в $3\text{--}5$ раз. В связи с более плотным потоком скорость образования кратеров на Амальтее увеличивается в целом в $\sim 22\text{--}37$ раз по сравнению с Каллисто.

Однако при определенной энергии удара больший кратер образуется во льду (Каллисто), чем в камне (Амальтея) [9, 10]. Поскольку мы рассматриваем большие кратеры, для которых гравитация может играть важную роль, это увеличение будет значительно меньшим, чем вдвое [9]. Отсюда следует, что скорость образования кратеров на Амальтее была по меньшей мере в 10 раз (а возможно, и в 40) выше, чем на Каллисто. Вероятно, она по меньшей мере в 4 раза (а возможно, в 20 раз) превышала эту скорость для Луны. Но какова бы ни была абсолютная скорость образования кратеров в системе галилеевых спутников, следует иметь в виду, что поверхность Каллисто почти насыщена кратерами с диаметрами более 20 км [50] ($\sim 10^{-4}$ кратеров/ м^2). При скорости кратерообразования, на порядок большей, на Амальтее должно было образоваться около 100 кратеров с диаметрами свыше 20 км и, вероятно, 10 с диаметрами свыше 50 км . Таким образом, наличие по крайней мере двух кратеров крупнее 50 км на имеющихся снимках Амальтеи вполне согласуется с плотностью кратеров на Каллисто.

VII. Образование реголита

Вследствие интенсивной бомбардировки, которой подвергалась Амальтея, следует ожидать, что на ее поверхности много рыхлого вещества для образования реголита; в действительности это скорее сильно раздробленный и трещиноватый мегареголит, подобный тому, который покрывает возвышенности Луны. Разброс эжектируемого вещества при

кратерообразовании на Амальтее должен быть промежуточным между тем, который наблюдается на Луне ($g \sim 162 \text{ см/с}^2$) и на Деймосе ($g \sim 0,2 \text{ см/с}^2$). Кратерообразование на Амальтее происходит при ускорении силы тяжести $g \sim 10 \text{ см/с}^2$ (если предполагать, что $\rho = 3 \text{ г/см}^3$) и скорости убегания на околоюпитерианскую орбиту $\sim 100 \text{ м/с}$. Поэтому продукты выброса на Амальтее должны разлетаться дальше, чем на Луне, хотя, вероятно, только из самых крупных кратеров выбрасывается значительное количество вещества на орбиту вокруг Юпитера (ср. [7, 28, 37]). Модели астероидов Хаузена и др. [28] показывают, что с астероида диаметром 300 км теряется только 10% выброшенного из кратеров вещества. Опираясь на эту модель, мы можем считать, что в какое-то время Амальтея потеряла больше продуктов выброса (ее средний диаметр $\sim 170 \text{ км}$). Поскольку часть этого выброшенного вещества может быть затем вычерпана вновь [14, 52], мы полагаем, что значительная доля выбросов удержана в виде локализованных россыпей обломков; однако низкое разрешение снимков «Вояджеров» не позволяет проверить эту идею.

Полное количество продуктов выброса на Амальтее может быть значительным, если большие кратеры действительно являются чашеобразными, какими они кажутся на снимках. Кратер Гея ($D = 75 \text{ км}$), аппроксимированный сферическим сегментом глубиной 14 км, имеет объем $2,8 \cdot 10^4 \text{ км}^3$. Это эквивалентно объему слоя толщиной 280 м, покрывающего весь спутник; если же данный объем вещества распределить по четверти поверхности спутника, то осажденный слой будет иметь толщину 1 км. Таким образом, несколько очень крупных кратеров, которые мы видим на Амальтее, должны были породить значительное количество реголита. Если модели реголита астероидов, развитые Хаузенем и др. [28], применить к Амальтее, то получится, что глубина реголита может достигать более чем 1 км. Кроме того, исключительно высокая плотность кратеров крупнее 20 км, которую мы допускаем для Амальтеи (т.е. примерно один кратер на 10^3 км^2), предполагает почти полную экскавацию слоя вещества толщиной 1–2 км. Однако трудно допустить, что Амальтея постоянно теряла столь значительную долю вещества. Скорее следует ожидать, что слой кратерных выбросов такой толщины аккумулировался на поверхности спутника. Но было бы неправильно думать, что основная масса этого слоя имеет весьма рыхлую структуру и высокую пористость, как у самого верхнего слоя лунной поверхности. Давление вышележащих слоев на глубине одного километра на Амальтее достигает двух бар, а во время перемещений выброшенных масс, частично состоявших из крупных обломков, динамическое давление было существенно выше. Приближенный пересчет с лунных и земных аналогов [20] показывает, что при возникновении такого большого кратера, как Гея, могли образоваться глыбы размером до 300 м.

VIII. Прочность Амальтеи

Для оценки прочности небольших спутников были предложены два различных косвенных метода: приливная деформация [52] и сохранение целостности после сильных ударов [45]. Сотер и Харрис [52] предполагали, что плотность спутников с пренебрежимо малой прочностью можно определить, если они приняли форму эллипсоидов Роша под действием приливов, вызванных планетой. Такой подход подразумевает, что спутник не может эффективно противостоять касательному напряжению; его результирующая форма определяется средней плотностью и полем приливных сил.

Этот метод, конечно, неприменим к Амальтее, поскольку форма спутника не является эллипсоидальной. Наилучшая оценка действительного объема Амальтеи дает $\sim 2,4 \cdot 10^6 \text{ км}^3$ [57]. Описанный вокруг нее трехосный эллипсоид должен был бы иметь оси по меньшей мере 275, 180 и 165 км и полный объем $4,3 \cdot 10^6 \text{ км}^3$, т.е. почти вдвое больше фактического объема. Если измеренные оси (которые приведены в разд. II) принять за оси трехосного эллипсоида, то объем последнего будет $3,7 \cdot 10^6 \text{ км}^3$ — все еще сильно отличаться от истинного объема. В принципе неправильную форму Амальтеи невозможно аппроксимировать каким-либо трехосным эллипсоидом. Этот факт следует также из рассмотрения значительной асимметрии вдоль оси *A* (см. рис. 6.2, в) и из наличия прямолинейных гряд, видимых на снимках.

Заметим, что существуют по крайней мере три способа образования эллипсоидального спутника под влиянием приливов:

- 1) искажение формы жидкого тела;
- 2) превращение первоначально твердой сферы в эллипсоид;
- 3) постепенное превращение неправильной формы в эллипсоидальную путем медленной эрозии и седиментации.

Первый способ, очевидно, неприменим ни к одному спутнику в Солнечной системе. Второй мог бы привести лишь к малому отклонению от сферичности, так как деформация была бы главным образом упругой (течение при низкой температуре и малых касательных напряжениях применительно к Амальтее незначительно, если спутник состоит не из льда). Третий способ гипотетически мог бы образовать эллипсоид Роша (и быть также применен к аккреционным процессам); но если даже он и встречается в природе, он, очевидно, не сыграл сколько-нибудь заметной роли на Амальтее.

Если касательные напряжения на Амальтее больше нуля, то возникают две возможности: либо она представляет собой цельный прочный объект, либо относительно слабо связанный объект, аккумуляровавший из небольших тел. Последний сценарий в свою очередь также имеет две разновидности: согласно одной, спутник сложен из небольшого ко-

личества крупных фрагментов; согласно другой, он имеет консистенцию сыпучего песка. Модель сыпучего песка могла бы эволюционировать к эллипсоидальной форме путем ударной переработки. Для этого было достаточно времени, о чем свидетельствует наличие крупных кратеров, но в действительности так не случилось.

Может ли Амальтея быть агломератом немногих больших фрагментов, подобно астероиду Гектор, для которого такое строение предполагают Хартман и Крукшенк [27]? Одним из возможных вариантов данной модели является сочетание одного большого фрагмента (поперечником 160 км), на котором находятся кратер Пан и частично кратер Гея, и меньшего, очень угловатого фрагмента, простирающегося до антиюпитеровой точки (см. рис. 6.2). Сглаженная местность между долготами 180 и 270° и также, вероятно, между 90 и 180° должна тогда содержать значительное количество осажденного вещества в области стыка между двумя фрагментами, так как нельзя ожидать, что исходные фрагменты могли быть точно пригнаны друг к другу. Однако ни такое, ни какое-либо другое расположение фрагментов мало вероятно в случае Амальтеи по меньшей мере по трем причинам: а) наличие линейной структуры на вedomой стороне предполагает структурное единство между подюпитеровой и антиюпитеровой точками; б) хребет между Идой и Паном также предполагает структурное продолжение поперек спутника и в) Ликтос и Ида находятся в той части спутника, которая очень похожа на лезвие бритвы (рис. 6.2),—присоединение такого длинного обломка его концом крайне мало вероятно. Если бы Амальтея состояла из нескольких меньших фрагментов, они объединились бы в более симметричный объект. По нашему мнению, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что Амальтея является цельным, твердым объектом, который выдержал долгую историю столкновительной эволюции. Это представление об Амальтее как о едином фрагменте приводит к важным выводам о прочности и истории спутника. Не менее важным вопросом является время жизни объекта с размерами Амальтеи до катастрофического разрушения ударом.

Энергию полного разрушения объектов экспериментально изучали многие исследователи ([16, 21, 26] и др.). Эти эксперименты лабораторного масштаба показывают, что переход от малых ударных кратеров к значительному разбрасыванию вещества и затем к полному разрушению происходит при увеличении ударной энергии всего в десять раз. Например, удары в базальт при энергии 10^6 эрг на 1 см^3 мишени приводят к образованию кратеров, но удары при энергии 10^7 эрг/см³ вызывают полное разрушение. Ударная энергия, требуемая для разрушения, обычно меньше, чем энергия связи, вычисляемая по прочности на растяжение и объему мишени. Малые образцы базальта имеют прочность на растяжение более 10^8 дин/см², откуда вычисленные энергии связи выше 10^8 эрг/см³.

Энергию прочностной связи сферических объектов можно выразить как $E_s = (4\pi/3) R^3 S$, где R — радиус и S — прочность на растяжение. Грави-

тационная энергия связи составляет

$$E_g = \frac{3G}{5} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \rho^2 R^5 = 10,5 G \rho^2 R^5. \quad (1)$$

Обе величины отложены на рис. 6.10 как функции радиуса для объектов с плотностью 3 г/см^3 и прочностью на растяжение $10^7\text{--}10^8 \text{ дин/см}^2$. В объектах столь малых, как Фобос, с радиусом 12 км полностью доминирует прочность (даже если они состоят из очень слабой породы). Объекты с радиусом 500 км связаны гравитационной связью. Амальтея, если она состоит из обычных пород, находится в промежуточной области, как и многие астероиды. Ее неправильная форма свидетельствует о том, что гравитационное выравнивание после ударов не было сколько-нибудь значительным фактором.

Если принять, что в сопротивлении большим ударам основную роль играла прочность вещества, то можно сделать грубую оценку прочности спутника. Какая бы работа по изменению формы Амальтеи против действия гравитационных сил ни совершалась, прочность вещества должна быть выше. Гравитационная энергия, связанная с изменением

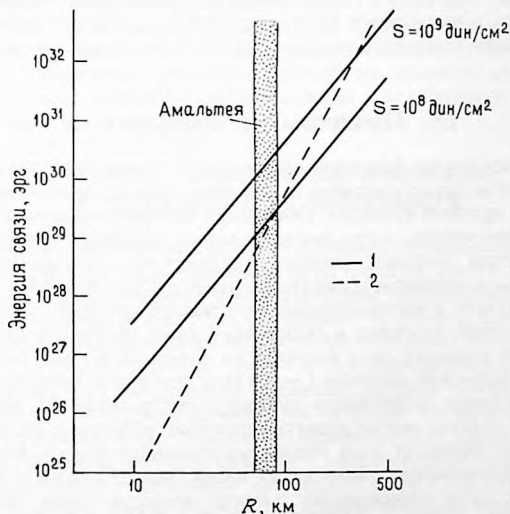


Рис. 6.10. Энергии прочностной (1) и гравитационной (2) связи для сферических объектов как функции радиуса. Гравитационная прочность дана для плотностей $\rho = 3 \text{ г/см}^3$; прочность вещества соответствует прочности на растяжение. Положение Амальтеи на графике отвечает значению ее среднего радиуса $83 \pm 10 \text{ км}$.

формы, должна быть мала по сравнению с ее максимальным значением ($\sim 2 \cdot 10^{29}$ эрг при $\rho = 3$), можно принять, что она меньше $\sim 2 \cdot 10^{28}$ эрг, или $\sim 10^7$ эрг/см³. Эффективная прочность вещества будет тогда превышать 10^7 эрг/см³, что эквивалентно прочности на растяжение $\sim 10^8$ дин/см² — значению для твердой породы.

Оценки образования кратеров на Амальтее (разд. VI) позволяют оценить максимальную энергию удара, которую выдержала Амальтея. При интенсивности кратерообразования, в четыре раза большей, чем для Луны, Амальтея должна была четырежды за $4 \cdot 10^9$ лет подвергаться ударам, эквивалентным тем, которые образовывали 100-км лунные кратеры. В зависимости от способа пересчета при таких ударах выделяется 10^{29} – 10^{30} эрг (ср. [12]), или $5 \cdot 10^7$ – $5 \cdot 10^8$ эрг/см³. Выживание при таких ударах требует существенной, но едва ли невозможной прочности (от $5 \cdot 10^8$ до $5 \cdot 10^9$ дин/см²). На спутнике виден только один возможный кандидат образования при столь мощных ударах (кратер Пан), хотя другие могли оставить свои следы в виде шрамов при отколах, что согласуется с теперешней формой спутника.

Высокая прочность, которая требуется исходя из этих подсчетов, говорит о том, что Амальтея могла и не просуществовать в современной форме весь срок $4,5 \cdot 10^9$ лет. В действительности ее форма скорее свидетельствует о том, что этот спутник является конечным продуктом процесса ударного разрушения более крупного тела и что в этом процессе большая часть продуктов разрушения не была вновь аккумулирована спутником.

IX. Процессы на поверхности

Даже если форма Амальтеи обусловлена прочностью вещества, сила тяжести могла оказать влияние на характер повреждений при образовании самых крупных кратеров. Объекты, в которых преобладает сцепление из-за прочности, могут иметь сильные отколы и трещины в точках — антиподах больших ударов. У объектов, целостность которых обусловлена в основном гравитационными силами, большие удары могут производить в антиподальных участках разрушения больших масс в виде оползней, разрывов и связанных с ними процессов [47]. Вероятное наличие мощного слоя реголита на Амальтее и заметная величина второй космической скорости (~ 100 м/с) говорят о том, что большие кратеры помимо возможного сильного растрескивания вещества на малых расстояниях могли вызвать серьезные эффекты в реголите в антиподальных областях (если весьма неправильная форма Амальтеи допускает фокусирование сейсмических волн). Наряду с этим могли происходить массовые перемещения рыхлого вещества типа оползней на протяженных склонах в отдельных регионах, но при этом оно существенно не сгладило ни гряд, ни депрессий.

Гея и Пан — почти антиподы по отношению друг к другу; Гея, вероятно, является более молодым образованием. Антиподальные эф-

фекты, обусловленные ударом, образовавшим Гею, могли частично сравнить Пан. Сильное сотрясение от других ударов могло вызвать смещение реголита на внутренних склонах Геи. Высота склонов этого кратера, возможно, достигает 20 км вблизи долгот 0 и 180°, а их крутизна ~ 30°; пока что это самые высокие уступы, открытые в Солнечной системе. Их крутизна означает, что существует возможность оползней, а высота говорит о том, что такие оползни могут быть весьма массивными. Обрушение части вала Геи было бы впечатляющим зрелищем; время свободного падения до основания уступа — порядка десяти минут. Исключительно сложная топография местности между Геей и Паном может быть побочным продуктом образования самих этих кратеров. Приведение в движение толщи реголита мощностью в 1–2 км сейсмическими волнами и сильное растрескивание твердого тела Амальтеи могли привести к образованию сильно расчлененного рельефа с перепадами высот от 1 до 2 км (см. выше).

Образования, подобные бороздам на Фобосе, были бы неразличимы на снимках «Вояджеров». Низкое разрешение (8 км на элемент изображения) позволило бы различить длинные линейные образования шириной лишь в несколько километров, а изолированные объекты — шириной не менее 10 км. Согласно модели Томаса и др. [56], ширина фобосоподобных борозд ограничена величиной, лишь в несколько раз превосходящей глубину рыхлого реголита. Если на Амальтее мог образоваться слой реголита толщиной в 1–2 км, то лишь несколько сотен метров его можно считать рыхлым. Поэтому, если бы на Амальтее существовали борозды, то они, вероятно, имели бы менее 1 км в ширину и не были бы различимы на снимках «Вояджеров».

Х. Среда, окружающая Амальтею, и загрязнение ее поверхности

Находясь на расстоянии 2,55 R_J от Юпитера, Амальтея расположена не только глубоко в гравитационном поле планеты, но и в очень насыщенной части магнитосферы. Типичные удары микрометеоритов о поверхность Амальтеи происходят со средней скоростью около 38 км/с. По данным КА «Пионер-10 и 11», Амальтея поглощает протоны и электроны с энергиями порядка кило- и мегаэлектронвольт [36, 48].

Грэд и др. [22] рассмотрели процессы, которые могли бы загрязнять и изменять поверхность Амальтеи. В целом их можно разделить на процессы, которые вызываются бомбардировкой заряженными частицами, и процессы, которые связаны с микрометеоритными ударами. В относительно более спокойной внутренней части Солнечной системы микрометеоритные удары обычно оказывают большее влияние на потемнение и покраснение реголита, чем солнечный ветер [35]. Однако на Амальтее одинаково важную роль играют как микрометеориты, так и заряженные частицы. Протоны обычно имеют энергии порядка миллионов, а не тысяч электронвольт, как в солнечном ветре [13, 5]. Неза-

ряженные микрометеориты, которые приходят в систему Юпитера извне, имеют средние скорости ударов об Амальтею около 38 км/с; заряженные пылинки, которые большей частью образуются на Ио [31], ударяются о поверхность в среднем со скоростями 60 км/с.

Грэдзи и др. [22] отмечают, что протонная бомбардировка, вероятно, вызывает некоторое потемнение и покраснение реголита, а удары более тяжелых ионов и пылинок оказывают намного более сильные воздействия. Состав тяжелых ионов и пыли, диффундирующей со стороны Ио, в основном представлен S, O и Na [33]. Заряженные пылинки, ударяющиеся со скоростью 60 км/с, вероятно, вызывают обильное плавление выбросов, снабжая поверхность большим количеством стекла, в составе которого присутствуют как реголит, так и вещество ударившей частицы. Хотя скорость убегания с Амальтеи невелика (~ 100 м/с), большая часть стекловидных выбросов может быть ею захвачена обратно, даже если перед этим они были выброшены на околоюпитерову орбиту. Таким образом, на спутнике мог образоваться реголит, обогащенный стеклами и загрязнениями с Ио.

Известно, что различные добавки серы в силикатные расплавы дают ярко окрашенные стекла, цвета которых могут охватывать почти весь спектральный диапазон, от синего до красного [58, 18]. Что именно создает определенный цвет — известно плохо, и процесс несомненно является сложным. Фува [18] считал, что содержание и степень окисленности железа — последняя контролируется присутствием серы — имеют решающее значение в создании цвета образующегося стекла. Цвета зависят также от того, как происходило охлаждение стекла (С. Остро, личное сообщение, 1980).

Поскольку мы мало знаем о том, что происходит вблизи поверхности Амальтеи, и ненамного больше — об условиях, в которых образуются серосодержащие стекла различной окраски, мы не можем утверждать, что такие стекла являются важной составной частью реголита Амальтеи. Их следует поэтому рассматривать в качестве возможной составляющей вместе со свободной серой в различных аллотропных формах и, вероятно, даже в составе простых соединений. Однако на основе имеющихся данных не удастся оценить относительные содержания этих возможных компонентов.

XI. Светлые пятна

Вещество светлых пятен должно как-то отличаться от остальной поверхности составом, структурой или фазой. Наличие вероятной депрессии в спектре отражения светлого вещества на волне около 0,6 мкм является сильным доводом в пользу того, что разница не просто в структуре. Уменьшая средний размер частиц вещества, можно увеличить его альбедо, но одновременно уменьшается контраст полос поглощения. При рассмотрении природы и происхождения этих светлых пят-

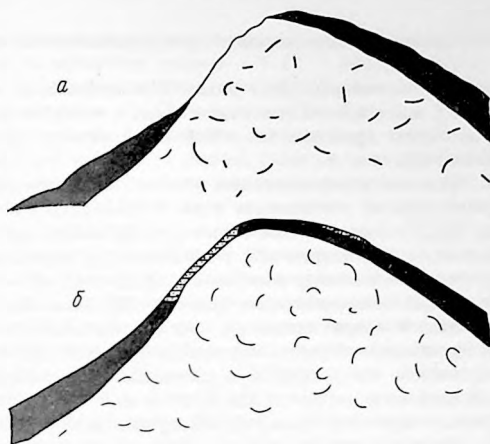


Рис. 6.11. *а*—схематический разрез части Амальтеи с изображением светлых участков как обнажений коренных пород и темно-красных участков, соответствующих реголиту. *б*—схематический разрез, показывающий светлые участки как покрытые реголитом, но быстрее перерабатываемые либо отличающиеся другими свойствами от реголита более пологих склонов.

тен следует иметь в виду три важных факта:

1) пятна располагаются на относительно крутых склонах (возвышенности в рельефе и стенки кратеров);

2) в спектре наблюдается депрессия вблизи 0,6 мкм;

3) поверхность Амальтеи, вероятно, загрязняется веществом с Ио.

Модели, способные объяснить происхождение пятен, можно подразделить на две крупные категории (рис. 6.11). В первой светлые пятна рассматриваются как обнажения относительно более свежего вещества поверхности. Большая часть Амальтеи покрыта темно-красным реголитом, спектрофотометрические свойства которого отражают установившийся характер взаимодействия окружающей Амальтею среды с первичным веществом поверхности. Сползание этого реголита вниз по склонам (которое должно быть особенно эффективно на более крутых склонах) обнажает более свежий, менее изменившийся (менее темный и менее красный) материал. Более свежее вещество могло бы быть «скальным основанием» или просто менее выветрелым реголитом, поскольку он до недавнего времени был погребен на некоторой глубине и защищен от условий, существующих на поверхности. Другая крайняя возможность состоит в том, что спектрофотометрические характеристики как темно-красных областей, так и светлых пятен обусловлены внешним загрязнением. Разница между ними состоит тогда в том, что в светлых пятнах загрязнение менее отчетливо выражено в результате

возможного перемешивания реголита при сползании по склонам (см. ниже).

По причинам, рассмотренным в разд. IV и специально изучавшимся Грэди и др. [22], мы исключаем всякие схемы, в которых внешний темно-красный материал представляет собой не загрязненное, а первичное вещество Амальтен.

Модели, представляющие светлые участки как обнажившиеся коренные породы, трудно согласовать с их показателем цвета (рис. 6.5). Грэди и др. [22] отмечают, что полоса поглощения вблизи 0,6 мкм наиболее подходит к аллотропным модификациям серы. Это является сильным аргументом в пользу внешнего загрязнения, обуславливающего характер кривых спектральной отражательной способности. В обеих категориях моделей подразумевается, что вне светлых пятен скорость загрязнения превышает скорость метеоритной эрозии. Но в ряде моделей предполагается, что в светлых областях этот механизм может играть доминирующую роль.

Если природу красных областей объяснять прогрессирующим загрязнением и перемешиванием на участках с небольшим перемещением вниз по склонам, то соответствующая скорость перемешивания должна просто отвечать скорости образования реголита. На Луне скорость образования реголита составляет 10 м за $3 \cdot 10^9$ лет, или $3 \cdot 10^{-7}$ см/год. Для значительного изменения цвета потребовалось бы привнесение лишь небольшого количества реального загрязнителя; это количество зависит от толщины покрытия и от среднего размера частиц. Вероятно, достаточно одной десятой доли от объема реголита, т.е. требуемая скорость загрязнения составила бы $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ см/год.

Светлые области, подвергающиеся притоку свежего вещества или иных загрязнителей, могли бы сохранять свой первоначальный вид при условии, что скорость ударной переработки поверхности превышает скорость загрязнения. Голт и др. [19] отмечают, что скорость ударной переработки верхнего миллиметра лунного грунта очень высока — ~ 40 перевертываний при перемещении вверх-вниз за 10^6 лет. Эта скорость ($\sim 2,5 \cdot 10^{-5}$ см/год) гораздо выше, чем скорость других более долговременных процессов, и она будет способствовать постоянному обнажению свежего вещества. На Амальтее эффективная скорость могла бы быть еще большей: 10^{-3} см/год являются заведомым верхним пределом, что эквивалентно скорости загрязнения 10^{-4} см/год. Таким образом, минимальное загрязнение составляет $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ см/год при значении метеорного потока, подобного лунному, и $3 \cdot 10^{-6}$ см/год, если скорость образования реголита в 100 раз выше, чем на Луне. Если скорость обнажения поверхности является более важным фактором, чем загрязнение реголита в целом, тогда максимальная скорость могла бы повыситься до 10^{-4} см/год.

Может ли столько вещества приходить с Ио? Чтобы получить нижний предел скорости его притока, мы можем просто перейти от скоро-

стей на Амальтее к скоростям потери вещества на Ио через отношение площадей их поверхности, равное $\sim 3 \cdot 10^{-3}$. Более высокая скорость на Амальтее $3 \cdot 10^{-6}$ см/год эквивалентна 10^{-8} см/год на Ио; более низкая $3 \cdot 10^{-8}$ эквивалентна 10^{-10} см/год на Ио. Джонсон и др. [31] отмечают, что поступление S в тор Ио соответствует потере вещества с поверхности Ио около $2 \cdot 10^{-6}$ см/год. Если скорость ударной переработки на Амальтее минимальна, то возможно даже, что $\sim 10^{-4}$ доли серы, потерянной с Ио в область тора, достаточно для покрытия Амальтеи. Если же скорость переработки более высокая, то $\sim 1\%$ потерянной серы должен захватываться Амальтеей. Наконец, при скорости переработки поверхности, достигающей возможного максимума, должно захватываться 30%. Нам неизвестны расчеты эффективности, с которой ионы переносятся с Ио на Амальтею. На самом деле мы даже не знаем, какой общий эффект они вызывают, — покрытие или эрозию. К тому же следует принять во внимание и нейтральные разновидности серы.

Свежее вещество или ассимилированные загрязнители могут также поставляться на поверхность вследствие перемещения реголита при его медленном сползании по склонам. Движение вниз по склонам на телах, лишенных атмосферы, может провоцироваться различными механизмами:

- 1) метеоритной переработкой реголита [51];
- 2) сейсмическими волнами, создаваемыми метеоритными ударами [29];
- 3) термическими циклами [15].

Менее эффективны механизмы, связанные с электростатическими эффектами и ударами заряженных частиц. Пассивные механизмы зависят либо от импульса (например, возникновение оползней, возбуждаемых другой причиной), либо от течения (медленная деформация частиц). Механизмы, которые включают перенос по баллистическим траекториям, более эффективны при малом ускорении силы тяжести на поверхности (g). Тепловые эффекты могут быть независимыми от g . Для оползней при низких g требуются более длинные склоны, но при этом в процесс могут вовлекаться в среднем большие массы. Явления течений зависят от величины силы тяжести на поверхности, температуры, свойств вещества и толщины слоя. Условия на Амальтее ($g \approx 10$ см/с², а $T \sim 150$ К) не способствуют быстрому течению. Вероятно, на ней более эффективны процессы, связанные с ударами и, возможно, с термическими циклами.

Крутые высокие склоны, которые, по-видимому, имеются в кратере Гея, свидетельствуют о том, что явления оползания могут быть очень эффективными в образовании связанного с кратером светлого пятна. Такие оползни могут возбуждаться ударами или продолжающимся движением выбросов вниз еще длительное время спустя после момента их возникновения или отложения. Крутизна склонов Иды и Ликтоса совершенно неизвестна, но, возможно, она тоже значительна.

XII. Происхождение Амальтеи

Поскольку проблема происхождения даже нашей Луны продолжает оставаться дискуссионной спустя десятилетие после полетов КА «Аполлон», для нас было бы преждевременным пытаться решить проблему происхождения Амальтеи — объекта, о котором мы почти ничего не знаем. Однако благодаря полетам «Вояджеров» мы узнали достаточно, чтобы по меньшей мере поставить некоторые вопросы.

Наши последующие рассуждения основаны на предпосылке, что Амальтея в ее теперешнем виде представляет собой остаток от тела больших размеров. Насколько больших, мы не знаем, но одна из возможных гипотез состоит в том, что вначале Амальтея была объектом, по форме близким к сферическому с поперечником примерно 270 км, и приобрела современную форму под действием непрерывных ударов. В этом сценарии нельзя, однако, ответить на вопрос о том, что случилось с большей частью ее массы. Некоторые из крупных фрагментов могли попасть на неустойчивые орбиты, с которых они выпадали на планету или выбрасывались из Солнечной системы. Более драматичной (но и менее вероятной) является возможность образования Амальтеи и трех малых спутников, недавно открытых в ее окрестности, как фрагментов при одном катастрофическом столкновении. Главная трудность состоит в том, что мы не знаем точно, как тела аккумулируются, хотя

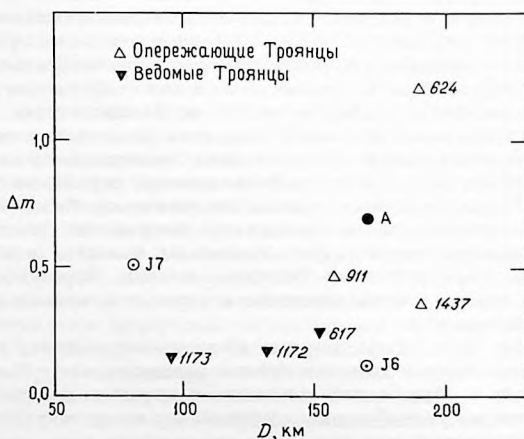


Рис. 6.12. Сравнение амплитуд кривых блеска (форм) Амальтеи, нескольких астероидов группы Троянцев и J6 (Гималии) и J7 (Элары). Точка, соответствующая Амальтее, вычислена; остальные данные взяты из [11]. D — диаметр объекта, Δm — амплитуда кривой блеска в звездных величинах.

предложены схемы, позволяющие понять, как могут образовываться сильно несферические объекты [27]. Как отмечалось выше (рис. 6.12), размер и форма Амальтеи не являются аномальными по сравнению с другими малыми телами на расстоянии Юпитера от Солнца.

Является ли Амальтея захваченным объектом, или она образовалась на ее современном расстоянии от Юпитера? Если она была захвачена, то можно ожидать, что ее состав подобен составу астероидов группы Троянцев (ср. [23]). Такой объект имел бы низкую среднюю плотность, вероятно $< 2 \text{ г/см}^3$. Грэди и др. [22] показали, что при загрязнении аллотропами серы вещества, обогащенного углеродом (вероятно, подобного тому, которое содержится в Троянцах), можно получить примерно такие же спектр и альbedo, как у Амальтеи. В случае такого происхождения размер и форма Амальтеи, очевидно, не изменились. К сожалению, захват Амальтеи на ее современную орбиту представляется весьма мало вероятным событием [44], поскольку время, за которое такой захват мог бы произойти, чрезвычайно коротко даже по сравнению с тем, в течение которого происходит постулируемый захват удаленных, нерегулярных спутников. Взаимодействие с галилеевыми спутниками также могло усложнить такой процесс захвата.

Если же Амальтея аккумулировалась вблизи ее современной орбиты, то на ее состав, без сомнения, повлияла ранняя фаза высокой светимости Юпитера. Камерон и Поллак [6] оценивают температуру в около-юпитеровой туманности на расстоянии Амальтеи между 500 и 1400 К в зависимости от степени поглощения света в туманности. При температуре вблизи верхнего значения данного интервала состав Амальтеи был бы ограничен тугоплавкими окислами, никелистым железом и, возможно, пироксеном. Средняя плотность такого объекта превышала бы 3 г/см^3 . По-видимому, нет надежды узнать основной состав Амальтеи, имея лишь данные о ее цвете. Если степень загрязнения и изменения ее поверхности столь велики, как считают Грэди и др. [22], то действительно невозможно получить определенную информацию о веществе, слагающем Амальтею (ниже ее загрязненной оболочки), из дистанционных спектральных измерений. Единственная надежда — определить среднюю плотность спутника из оценки его массы.

Мы благодарны Дж. Грэди за полезные обсуждения, Дж. Колве за рисунок Амальтеи, использованный на рис. 6.1, и Д. Крукшенку, М. Дэвису и Д. Моррисону за полезные замечания по первому варианту рукописи. Исследование было субсидировано Программой геологии планет НАСА.

Литература

1. Anderson J. O. The gravity field of Jupiter. In: Jupiter (T. Gehrels, Ed.), pp. 113–121. Univ. of Arizona Press, Tucson. 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I, — М.: Мир, 1978, с. 153–163.]

2. *Andersson L. F.* A photometric study of Pluto and satellites of the outer planets. Ph. D. Dissertation, Indiana Univ., Bloomington, Indiana, 1974.
3. *Barnard E. E.* Discovery and observation of a fifth satellite to Jupiter, *Astron. J.*, **12**, 81-85, 1892.
4. *Bowell E., Lumme K.* Colorimetry and magnitudes of asteroids. In: *Asteroids* (T. Gehrels, Ed.), pp. 132-169. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1979.
5. *Bridge H. S. and the Voyager Plasma Science Team.* Plasma observation near Jupiter: Initial results from Voyager Science, **204**, 987-991, 1979.
6. *Cameron A. G. W., Pollack J. B.* On the origin of the solar system and of Jupiter and its satellites. In: *Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 61-84. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I.-М.: Мир, 1978, с. 90-120.]
7. *Cintala M. J., Head J. W., Veverka J.* Characteristics of the cratering process on small satellites and asteroids. *Proc. Lunar Sci. Conf.* 9, 3803-3830, 1978.
8. *Cintala M. J., Mouginis-Mark P. J.* Martian crater depths: More evidence for sub-surface volatiles? *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 329-332, 1980.
9. *Cintala M. J., Parmentier E. M., Head J. W.* Characteristics of cratering process on icy bodies: Implication for outer planet satellites. *NASA TM* 80339, 279-181, 1979.
10. *Croft S. K., Kieffer S. W., Ahrens T. J.* Low velocity impact craters in ice and ice-saturated sand with implications for Martian crater count ages. *J. Geophys. Res.*, **84**, 8023-8032, 1979.
11. *Degewij J., van Houten C. J.* Distant asteroids and outer Jovian satellites. In: *Asteroids* (T. Gehrels, Ed.), pp. 391-416. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1979.
12. *Dence M. R., Grieve R. A. F., Robertson P. B.* Terrestrial impact structures: Principal characteristics and energy considerations. In: *Impact and Explosion Cratering* (D. J. Roddy, R. O. Pepin, R. B. Merrill, Eds.), pp. 247-275. Pergamon Press, New York, 1979.
13. *Divine N.* Distribution of energetic electrons and protons in Jupiter's radiation belts. *JPL IM* 3574-79-51, 1979.
14. *Dobrovolskis A., Burns J.* Life near the Roche limit: Behavior of ejecta from satellites close to planets. *Icarus*, **42**, 422-441, 1980.
15. *Duennebier F.* Thermal movement of the regolith. *Proc. Lunar Science Conf.*, **7**, 1073-1086, 1976.
16. *Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A.* Destruction of basaltic bodies by high velocity impacts. *Icarus*, **31**, 277-288, 1977.
17. *Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A.* Expected shape distribution of asteroids obtained from laboratory impact experiments. *Nature*, **272**, 602-603, 1978.
18. *Fuwa K.* A study of the series of glasses coloured by sulfurous matters, II-III. *J. Soc. Chem. Ind. Japan*, **40**, Suppl. Bd. 64-65, 1937.
19. *Gault D. E., Horz F., Brownlee D. E., Hartung J. B.* Mixing of the lunar regolith. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, **5**, 2365-2386, 1974.
20. *Gault D. E., Shoemaker E. M., Moore H. J.* Spray ejected from the lunar surface by meteoroid impact. *NASA TN* D-1767, 1969.
21. *Gault D. E., Wedekind J. A.* The destruction of tektites by micrometeoroid impact. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6780-6794, 1969.
22. *Grady J., Thomas P., Veverka J.* Surface composition of Amalthea. *Icarus*, **44**, 373-387, 1980.
23. *Grady J., Veverka J.* The composition of the Trojan asteroids. *Nature*, **283**, 840-842, 1980.
24. *Hanel R. and the Voyager IRIS Team.* Infrared observation of the Jovian system from Voyager 1. *Science*, **204**, 972-976, 1979.
25. *Hartmann W. K.* Interplanet variations in scale of crater morphology, Earth, Mars, Moon. *Icarus*, **17**, 707-713, 1971.
26. *Hartmann W. K.* Planet formation: Mechanism of early growth. *Icarus*, **33**, 50-61, 1978.

27. Hartmann W.K., Cruikshank D.P. Hektor: The largest highly elongated asteroid. *Science*, **207**, 976-977, 1980.
28. Housen K.R., Wilkening L.L., Chapman C.R., Greenberg R. Asteroidal regoliths. *Icarus*, **40**, 317-351, 1979.
29. Houston W.N., Moriwaki Y., Chang C.S. Downslope movement of lunar soil and rock caused by meteoroid impact. *Proc. Lunar Sci. Conf.* **4**, 2425-2435, 1973.
30. Jewitt D.C., Danielson G.E., Synnott S.P. Discovery of a new Jupiter satellite. *Science*, **206**, 951, 1979.
31. Johnson T.V., Cook A.F. II, Sagan S., Soderblom L.A. Volcanic resurfacing rates and implications on Io. *Nature*, **280**, 746-750, 1979.
32. Klaasen K.R., Duxbury T.C., Veverka J. Photometry of Phobos and Deimos from Viking Orbiter images. *J. Geophys. Res.*, **84**, 8478-8486, 1979.
33. Krimigis S.M. and *Voyager Plasma Team*. Hot plasma environment of Jupiter: Voyager 2 results. *Science*, **206**, 977-984, 1979.
34. Krumbein W.C. Measurement and geologic significance of shape and roundness of sedimentary particles. *J. Sed. Pet.*, **11**, 64-72, 1941.
35. Matson D.D., Johnson T.V., Veeder G.J. Soil maturity and planetary regoliths: The Moon, Mercury, and the asteroids. *Pro. Lunar Sci. Conf.* **8**, 1001-1011, 1977.
36. McDonald F.B., Trainor J.H. Observation of energetic Jovian electrons and protons. *In: Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 961-986. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер т. III.-М.: Мир, 1978, с. 394-424.]
37. McGetchin T.R., Settle M., Head J.W. Radial thickness variation in impact ejecta: Implications for lunar basin deposits. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **20**, 226-236, 1973.
38. Millis R.L. Photoelectric photometry of J.V. Icarus, **33**, 319-321, 1978.
39. Morrison D., Burns J.A. The Jovian satellites. *In: Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), pp. 991-1034. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер, т. I.-М.: Мир, 1978, с. 247-300.]
40. Pascu D. Astrometric techniques for the observation of planetary satellites. *In: Planetary Satellites* (J. Burns, Ed.), pp. 63-86. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.-М.: Мир, 1980, с. 77-105.]
41. Peale S.J. Rotation histories of the natural satellites. *In: Planetary Satellites* (J. Burns, Ed.), pp. 87-112. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.-М.: Мир, 1980, с. 106-137.]
42. Pike R.J. Size dependence of the shape of fresh impact craters on the Moon. *In: Impact and Explosion Cratering* (D.J. Roddy, R.B. Merrill, Eds.), pp. 489-509. Pergamon Press, New York, 1977.
43. Pike R.J., Roddy D.J., Arthur D.W.G. Gravity and target strength: Controls on the morphologic transition from simple to complex impact craters. *NASA TM* 81776, 108-110, 1980.
44. Pollack J.B., Burns J.A., Tauber M.E. Gas drag in primordial circumplanetary envelopes: A mechanism for satellite capture. *Icarus*, **37**, 587-611, 1979.
45. Pollack J.B., Veverka J., Noland M., Sagan C., Duxbury T.C., Acton C.H., Born G.H., Hartmann W.K., Smith B.A. Mariner 9 television observation of Phobos and Deimos. *J. Geophys. Res.*, **78**, 4313-4326, 1973.
46. Rieke G.H. The temperature of Amalthea. *Icarus*, **25**, 333-334, 1975.
47. Schultz P.H., Gault D.E. Seismic effects from major basin formations on the Moon and Mercury. *Moon*, **12**, 159-177, 1975.
48. Simpson J.A., McKibben R.B. Dynamics of the Jovian magnetosphere and energetic particle radiation. *In: Jupiter* (T. Gehrels, Ed.), 738-766. Univ. Arizona Press, Tucson, 1976. [Русский перевод в кн.: Юпитер т. III.-М.: Мир, 1978, с. 145-177.]
49. Smith B.A. and the *Voyager Imaging Team*. The Jupiter system through the eyes of Voyager 1, *Science*, **204**, 951-972, 1979.
50. Smith B.A. and the *Voyager Imaging Team*. The Galilean satellites and Jupiter: Voyager 2 imaging results. *Science*, **206**, 927-950, 1979.

51. *Soderblom L. A.* A model for small-impact erosion applied to the lunar surface. *J. Geophys. Res.*, **75**, 2655-2661, 1970.
52. *Soter S., Harris A.* The equilibrium figures of Phobos and other small bodies. *Icarus*, **30**, 192-199, 1977.
53. *Sudbury P. V.* The motion of Jupiter's fifth satellite. *Icarus*, **10**, 116-143, 1969.
54. *Synnott S. P.* 1979 J 2: Discovery of a previously unknown satellite of Jupiter. *Science*, **210**, 786-788, 1980.
55. *Thomas P., Veverka J.* Grooves on asteroids: A prediction. *Icarus*, **40**, 394-405, 1979.
56. *Thomas P., Veverka J., Bloom A., Duxbury T.* Grooves on Phobos: Their distribution, morphology and possible origin. *J. Geophys. Res.*, **84**, 8457-8477, 1979.
57. *Veverka J., Thomas P., Morrison D., Davies M. E.* Amalthea. *J. Geophys. Res.*, **A86**, No. 10, 8675-8682, 1981.
58. *Weyl W. A.* Coloured glasses. Dawson's of Pall Mall, London, 1959.
59. *Zellner B.* Physical properties of asteroid 433 Eros. *Icarus*, **28**, 149-153, 1976.

Состав поверхностей галилеевых спутников

ГОДФРИ Т. СИЛЛ

Аризонский университет

и

РОДЖЕР Н. КЛАРК

Гавайский университет

В составе поверхностей галилеевых спутников преобладают конденсированные летучие вместе с другими компонентами переменного состава. На поверхности Ио доминируют сера и ее соединения, в частности конденсированный диоксид серы; точное состояние других серусодержащих компонентов неизвестно. Свободная сера может существовать в виде различно окрашенных аллотропов и проявляется обнаруженными на поверхности Ио оттенками от белого через желтый до оранжевого, бурого и черного. Другие цветные серусодержащие компоненты неизвестны. Возможным источником Na и K в торе Ио являются щелочные сульфиды, выбиваемые с поверхности спутника. Другие три спутника содержат более или менее обильные количества водяного льда. Среди спектроскопически обнаружимых веществ вода составляет по массе $\geq 95\%$ вещества поверхности Европы, $\sim 90\%$ Ганимеда и 30–90% Каллисто в предположении, что остальные добавки имеют плотности около 3 г/см^3 . Спектры отражения этих трех спутников указывают на то, что поверхности напоминают мелкозернистый иней на ледяных блоках больших размеров или ледяных кристаллах. Оценка верхнего предела содержания связанной воды дает $5 \pm 5\%$ по массе вещества всей поверхности. Поскольку такая большая доля поверхностного вещества Европы, Ганимеда и Каллисто состоит из водяного льда, остальное вещество составляет только малую долю всей массы поверхностного материала и поэтому может быть полностью гидратированным. Не состоящее из водяного льда вещество трех внешних спутников, по-видимому, спектроскопически подобно веществу углистых хондритов или другим минералам, содержащим Fe^{3+} .

Почти все имеющиеся у нас сведения о составе Ио, Европы, Ганимеда и Каллисто получены из спектральных и фотометрических измерений свойств этих поверхностей. Сравнивая данные спектральных и фотометрических наблюдений лабораторных образцов с данными для галилеевых спутников, мы можем делать некоторые выводы о химическом составе этих спутников.

Фотометрию галилеевых спутников рассматривали и резюмировали проведенные к тому времени наблюдения Джонсон и Пилчер [24]; не-

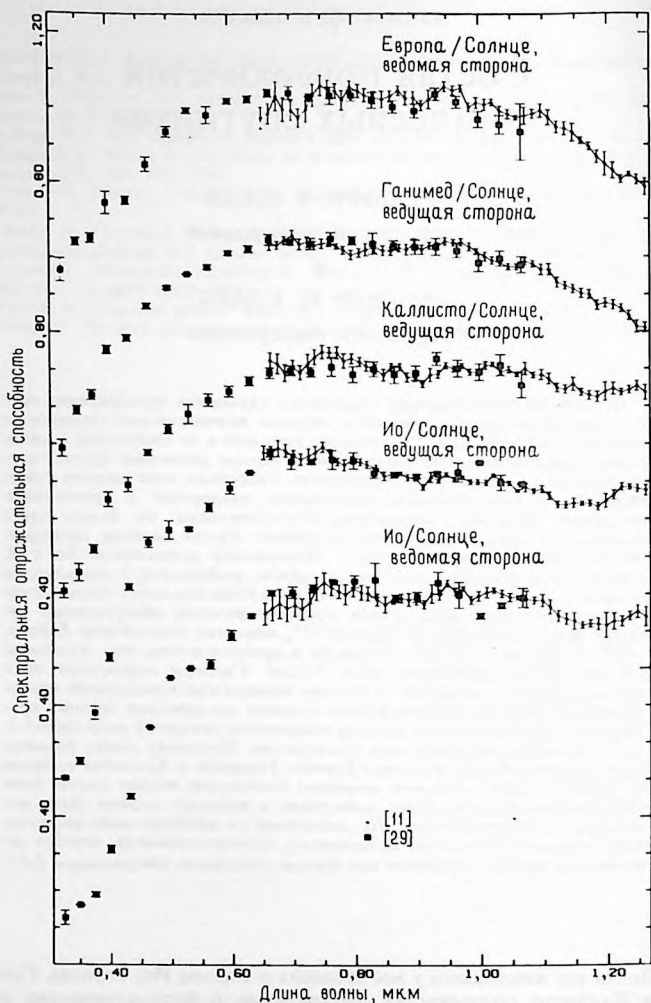


Рис. 7.1. Спектры галилеевых спутников в видимой и очень близкой инфракрасной области [11]. На рис. 7.1–7.6 за единицу принято значение отражательной способности при 1,02 мкм.

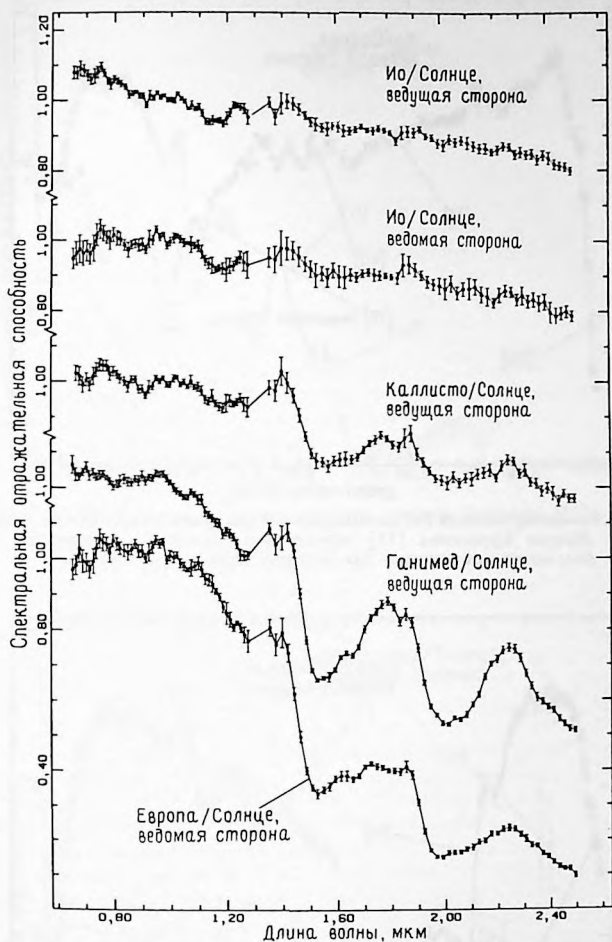


Рис. 7.2. Спектры отражения галилеевых спутников от 0,65 до 2,5 мкм [11]. Геометрические альбедо при 1 мкм равны приблизительно 0,90 (Ио – ведущая сторона), 0,85 (Ио – ведомая сторона), 0,85 (Европа – ведущая), 0,65 (Европа – ведомая), 0,53 (Ганимед – ведущая), 0,45 (Ганимед – ведомая), 0,23 (Каллисто – ведущая) и 0,24 (Каллисто – ведомая). Высокоточные спектры отражения такого качества еще не публиковались для ведомых сторон Каллисто и Ганимеда и ведущей стороны Европы. О спектрах несколько более низкого разрешения и точности для этих тел см. работу [40].

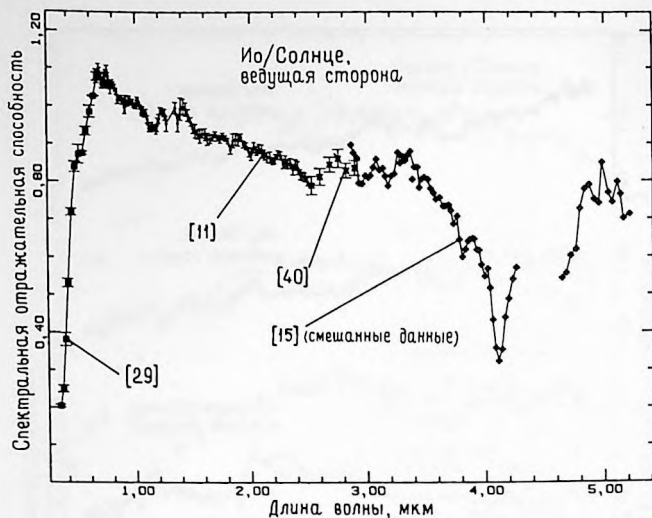


Рис. 7.3. Комбинированный (из данных разных авторов) спектр Ио от 0,325 до 5,3 мкм. Данные Крукшенка [15] осреднены из спектров множества орбитальных фаз; остальные данные — для ведущей стороны. (Из [11].)

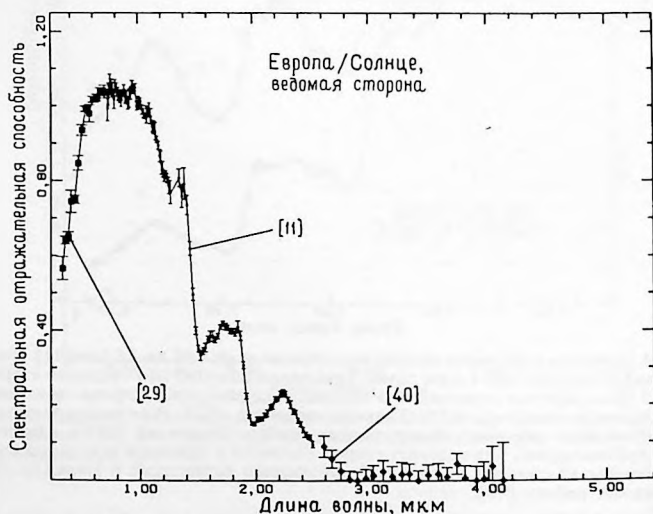


Рис. 7.4. Комбинированный спектр ведомой стороны Европы [11]. В интервале от 4 до 5 мкм Европа кажется практически черной [40].

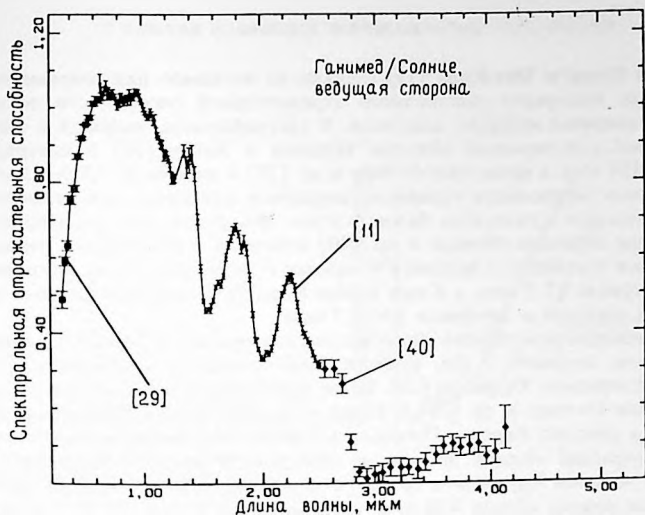


Рис. 7.5. Комбинированный спектр ведущей стороны Ганимеда [11].

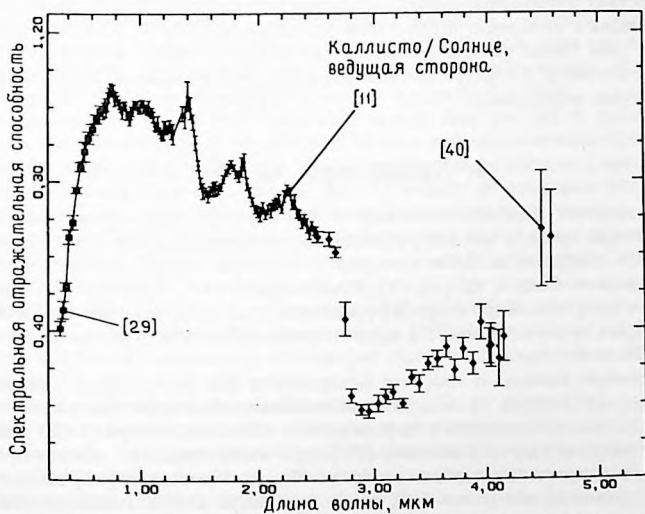


Рис. 7.6. Комбинированный спектр ведущей стороны Каллисто [11].

давно Кларк и Мак-Корд [11] сделали то же самое для современных данных. Измерения спектральной отражательной способности покрывают широкий интервал длин волн. В ультрафиолете, видимой и очень близкой инфракрасной областях Нельсон и Хапке [35] в интервале 0,32–0,86 мкм, а позже Мак-Фадден и др. [29] в интервале 0,325–1,1 мкм измерили меняющиеся отражения галилеевых спутников при различных орбитальных и солнечных фазовых углах, обнаружив при этом поразительные вариации. Поллак и др. [40] измерили спектральные отражательные способности ведущего и ведомого полушария этих спутников в интервале 0,7–5 мкм, а Кларк и Мак-Корд [11] получили данные высокой точности в интервале 0,65–2,5 мкм.

Низкая отражательная способность галилеевых спутников в ультрафиолете, особенно у Ио, впервые была отмечена Стеббинсом [55] и подтверждена Харрисом [23]. Более четкие инфракрасные данные позволили Пилчеру и др. [39] и Финку и др. [20] идентифицировать лед H_2O в спектрах Европы, Ганимеда и Каллисто. Измерения в ближней инфракрасной области вначале не обнаружили никаких особенностей у Ио, но затем Крукшенк и др. [16] и Поллак и др. [40] открыли интенсивные полосы вблизи 4,08 мкм, которые Фанейл и др. [18] и Смайз и др. [53] идентифицировали как иней SO_2 . Современное состояние спектральных наблюдений этих спутников характеризуют рис. 7.1–7.6. Рис. 7.1 и 7.2 иллюстрируют спектральные отражательные свойства в видимой и ближней инфракрасной областях, измеренные с высокой точностью. Комбинированные из данных разных авторов спектральные отражения в интервале 0,325–5 мкм показаны на рис. 7.3–7.6. В первой части этой главы рассматриваются Ио и химия серы, во второй – ледяные спутники и спектральные характеристики водяного льда в смеси с другими веществами.

1. Химия серы на Ио

Измерения отражающих свойств Ио, проведенные до полета КА «Вояджер», привели многих наблюдателей к предположению о том, что в состав поверхности Ио входит сера [19, 26, 33, 35, 62]. После полетов «Вояджеров» Смит и др. [50, 51], Консолманы [14], Саган [43], Содеблом и др. [54] и Карр и др. [4] предложили модели вулканизма на Ио, в которых предусматривается наличие свободной серы (см. также гл. 16, 18 и 20 этой книги).

Прежние выводы о том, что поверхность Ио может быть покрыта серой, основывались на сильном поглощении в близком ультрафиолете и отсутствии поглощения в инфракрасной области спектра (1–2,5 мкм), и, как впервые указал Уэмстекер [61], сера была одним из немногих веществ, имеющих подходящие свойства. Позже Уэмстекер [62] высказал предположение, что смесь 60% свободной серы с 40% поглощающего в ультрафиолете неотожествленного компонента кольца Сатурна мог-

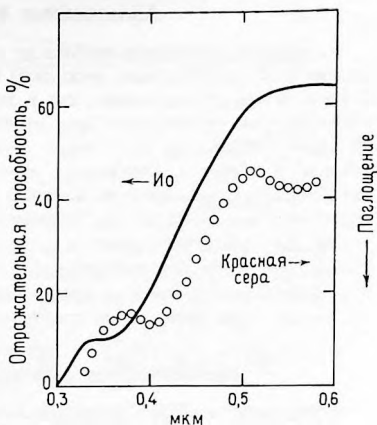


Рис. 7.7. Спектр отражения Ио в сравнении со спектром поглощения красной серы, полученной быстрым охлаждением тонкого слоя кипящей серы в жидком азоте.

ла бы лучше соответствовать Ио. Нэш и Фанейл [33] предположили, что свободная сера смешана с различными сульфатами натрия, магния и железа при незначительной примеси оксида железа. Кроме того, они моделировали излучение окрестностей Юпитера, облучая предполагаемые компоненты протонами с энергией 5 кэВ. При этом они получили некоторое потемнение, обусловленное восстановлением сульфата. При протонной бомбардировке был обнаружен газ H_2S .

Нельсон и Хапке [35] получили новые спектры Ио и наблюдали край области поглощения вблизи 0,33 мкм, которая соответствует спектру поглощения серы, быстро охлажденной жидким азотом. Спектр этой «стекловатой» серы показан на рис. 7.7 вместе со спектром Ио, полученным Нельсоном и Хапке. Эти авторы предположили, что сера на поверхности Ио могла появиться при выделении H_2S и последующей фотолитической диссоциации на водород и свободную серу. Эта идея первоначально была выдвинута Койпером [26] и Фанейлом и др. [19]. Такой процесс обязательно был бы необратимым, так как водород был потерян с поверхности Ио. Фанейл и др. [19] отметили, что свободная сера к тому же могла бы получаться при восстановлении водородом сульфатов.

После изучения данных КА «Вояджер» Смит и др. [50] приписывают различные цвета Ио разным аллотропам серы — вывод, основанный на предшествующих спектроскопических исследованиях Ио, а также на многоцветности свободной серы (см. цветное фото 16 во 2-й части книги). Это представление было детально разработано другими авторами (напр., [4, 43, 51, 54]).

Аллотропные формы серы

Аллотропы элементов состоят из различных форм одного и того же элемента. Слово «форма» несколько неопределенно. Иногда оно относится к твердому состоянию, как у двух аллотропов углерода — графита и алмаза. Они отличаются друг от друга способом связи между собой атомов углерода в этих двух кристаллических фазах. Некоторые твердые аллотропы отличаются друг от друга только геометрической упаковкой составляющих их молекул (например, красный и белый фосфор содержат молекулы P_4). Элементы в газообразном состоянии также могут проявлять аллотропные свойства; так, газ кислород имеет два аллотропа — обыкновенный кислород (O_2) и озон (O_3). Уместно сказать, что из всех элементов сера имеет наибольшее количество аллотропов, причем во всех состояниях: твердом, жидком и газообразном.

Молекулярные состояния свободной серы

Сера имеет молекулы в диапазоне от монокатомной S до многоатомной S_x , где x может равняться многим тысячам. Некоторые молекулы серы небольшой длины являются циклическими, т.е. существуют в виде колец. Широко известные примеры S_8 и S_6 . Восьмиатомное кольцо S_8 называют циклооктасерой. Другие молекулы S существуют в виде простых цепей с не соединенными друг с другом концами. Восьмиатомную цепь S_8 называют катэнаоктасерой. Разновидности катэнасеры находятсся главным образом в жидком и твердом состояниях. Циклические разновидности встречаются во всех трех состояниях.

Газообразные аллотропы

Молекулярные разновидности паров серы в равновесии с жидкой серой исследовали Берковитц с сотрудниками [2, 3]. Используя термодинамические данные и свои собственные измерения состава паров, Берковитц и Маркарт [3] вывели формулы для расчета равновесного состава паров серы при давлениях, отличающихся от давления паров. Общая тенденция заключается в том, что процентное содержание или мольная доля более тяжелых молекул возрастает при более высоких давлениях в соответствии с принципом Ле Шателье, который утверждает, что если равновесную систему подвергать давлению, то равновесие сдвигается таким образом, чтобы уменьшить напряжение. Под действием давления в равновесной смеси газа химическое равновесие смещается в сторону образования малых молекул. Рэн и др. [42] исследовали молекулярный состав паров серы при более высоких температурах и пришли к выводу, отличному от выводов Берковитца. В парообразном состоянии встречаются молекулы S , S_2 , S_3 , S_4 , S_5 , S_6 , S_7 , S_8 , S_9 и S_{10} . Монокатомные разновидности присутствуют только при высоких температурах. При температурах от точки плавления до 900 К преобла-

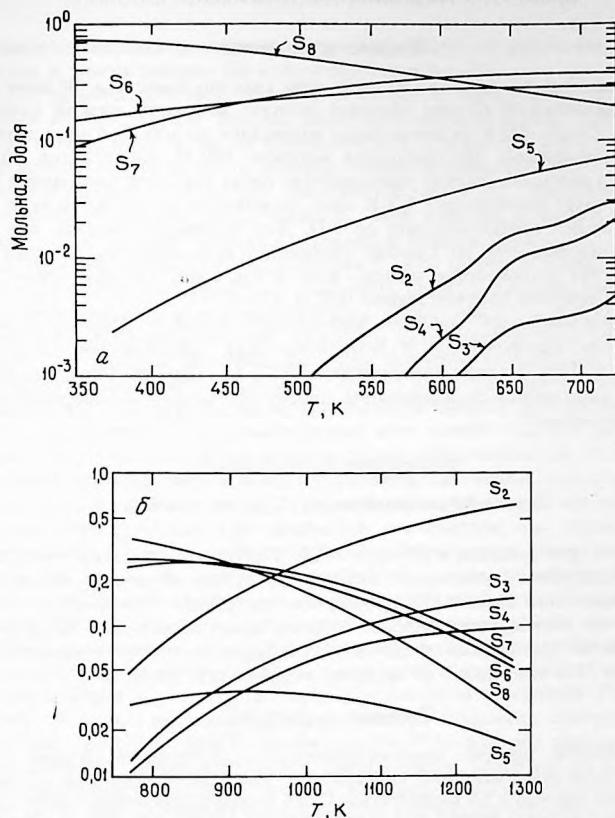


Рис. 7.8. Разновидности серы в парообразном состоянии в равновесии с жидкой серой: а—из работы [3]; б—из работы [42].

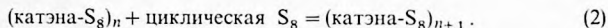
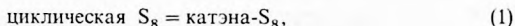
дает S_8 , от 900 до 970 К— S_7 , а от 970 до 1300 К— S_2 , как можно видеть из рис. 7.8, б. Кольцевая структура этих молекул преобладает по крайней мере в разновидностях от S_6 до S_{12} [31].

Берковитц и Чупка [2] пришли к выводу, что разновидности пара, находящиеся в равновесии с твердыми аллотропами, подавляются твердой фазой. S_8 преобладает над орторомбической (α) серой; давление паров ромбоэдрической серы (Атена) в 50 раз больше, чем у орторомбической серы, главной составной частью которой является S_6 . Полимерная сера дает пар, богатый молекулами S_7 .

Жидкие аллотропы

Удивительные свойства жидкой серы хорошо известны. Вблизи точки плавления (388 К) сера образует желтую жидкость низкой вязкости (0,1 П). Около 423 К вязкость резко возрастает до 100 П, а цвет темнеет до красно-бурого. Максимальная вязкость 600 П достигается вблизи 455 К, а затем постепенно уменьшается, тогда как цвет становится темнее. В точке кипения при 718 К цвет становится почти черным, а вязкость падает приблизительно до 1 П. Для сравнения укажем, что вязкость лавовых озер на Гавайях составляет несколько тысяч пуаз [63, с. 190]. На другом конце шкалы — вода и глицерин, которые при 273 К имеют вязкости соответственно 0,02 и 121 П.

При температуре плавления жидкая сера содержит главным образом молекулы циклоокта- S_8 , и есть некоторые указания на молекулы катэна- S_8 [30], а также разновидности S_6 и S_7 . При температуре около 423 К равновесная полимеризация молекул серы идет согласно следующим реакциям:



Число n приближается к 10^5 при 450 К. При более высоких температурах этот процесс с рядом усложнений становится обратным. Масс-спектрометрический анализ [3] и измерения плотности паров [42] показывают, что вблизи точки кипения должны присутствовать существенные количества других разновидностей серы, S_6 и S_7 , а спектроскопические данные [31] указывают на наличие разновидностей S_3 и S_4 .

Твердые аллотропы

Наиболее широко распространенная аллотропная форма серы, устойчивая при комнатной температуре, — это кристаллическая орторомбическая (α) сера с 16 молекулами S_8 на единичную ячейку. Этот аллотроп устойчив до 368 К, когда он превращается в моноклинную (β) серу. Жидкая сера обычно затвердевает как моноклинный аллотроп. Последний образует очень длинные игольчатые кристаллы, часто длиной в несколько сантиметров и шириной в несколько миллиметров. При отсутствии примесей эти большие кристаллы прозрачны и допускают большой оптический пробег в этом кристаллическом веществе. Если моноклинные кристаллы охлаждать до комнатной температуры, то большая часть крупных моноклинных кристаллов за несколько дней переходит в орторомбическую фазу. Поскольку орторомбическая фаза плотнее, чем моноклинная, рост микрокристаллов орторомбической фазы сопровождается растрескиванием серной массы.

Существует еще одна моноклинная фаза, названная γ -серой и имеющая радужный блеск. Она была получена при кристаллизации переохла-

жденного расплава и найдена в природе. γ -сера со временем превращается в моноклинную (β) и орторомбическую (α).

Для ромбоэдрической (ρ) серы, называемой также серой Атина или Энгеля и образующей темные желто-красные кристаллы, характерно, что ее молекулярный состав не циклическая S_8 , а скорее циклическая S_6 . Она получена в результате реакции концентрированной HCl с раствором тиосульфата натрия при температуре около $0^\circ C$. Циклическая S_6 более реактивна, чем циклическая S_8 . При наличии примесей она неустойчива, а чистый кристалл устойчив в течение недель.

Кроме кристаллических аллотропов S_8 и S_6 имеются также кристаллические формы катэнасеры с длинными многотысячными цепями S . При растяжении эта волокнистая сера обнаруживает в рентгеновских лучах структуру, аналогичную структуре растянутой резины [30].

Обычно катэнасера образуется при быстром охлаждении горячей ($> 440 K$) жидкой серы в воздухе, холодной воде или жидком азоте. Получающийся пластичный материал является смесью орторомбической серы и катэнасеры. Орторомбическую серу можно удалить растворением в CS_2 ; пластичный материал остается нерастворенным. Без растягивания и упорядочения длинных полимеров пластичной серы это вещество мало упорядочено и в рентгеновских лучах структура неразличима. Со временем, находясь при комнатной температуре, оно теряет свою эластичность и превращается в орторомбическую серу. Пластичное вещество обычно имеет цвет от темно-бурого до черного, однако, превращаясь в орторомбическую разновидность, меняет цвет до бледно-желтого, если только в первоначальном расплаве серы нет примесей.

Не только теплота разрывает связи $S-S$, приводя к образованию катэнасеры, но и радиация может также разрушить кольцевую структуру циклической S_8 с последующим образованием полимеров. Рэдфорд и Райс [41] при температуре жидкого азота подвергли орторомбическую серу действию $40 MP$ γ -излучения от ^{60}Co . Бледная окраска серы изменялась на густо-красную или красно-бурую. Нагретая до комнатной температуры, красная сера резко возвращалась к нормальному желтому цвету. Она устойчива, если хранится при низкой температуре. Изучение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) красной серы не обнаружило сигнала, что указывает на отсутствие неспаренных электронов. Если молекулу циклической S_8 расколоть в цепь катэна- S_8 , то в каждом конце цепи должен находиться свободный электрон; следовательно, сигнал ЭПР должен был быть обнаружен. Мейер [30] предполагает, что короткие цепи из восьми атомов могут стабилизировать неспаренные электроны путем резонанса и давать очень широкий сигнал ЭПР, который трудно идентифицировать.

Неустойчивые формы серы, получающиеся при конденсации паров серы, вытекающих из горячей печи на охлажденную жидким азотом подложку, исследовали Рэдфорд и Райс [41], а также Чателен и Баттлетт [5]. Устройство экспериментальной аппаратуры требует испарения в вакуум паров серы, проходящих через нагретую втулку и сопло, и немед-

ленного осаждения на охлажденную жидким N_2 подложку в нескольких сантиметрах от сопла. Процесс охлаждения происходит за доли секунды. Задержанные разновидности серы, очевидно, являются свободными радикалами, так как имеется 10^{13} – 10^{16} неспаренных электронов на 1 мг [5]. По сообщению Рэдфорда и Райса [41], сера, конденсированная из печи с температурой 800–1200 К, была пурпурного цвета при постоянном сигнале ЭПР. Ниже 800 К число электронных центров убывало с уменьшением температуры. Когда температура печи была 550–800 К, осаждалась оливково-зеленая S, при 475–550 К – зеленая S, а при 415–475 К – желтая S. Пурпурная сера, видимо, наименее устойчива: нагретая до 195 К (сухой лед), она меняет цвет на оливковый. Оливковый цвет был получен также, когда пары S с температурой 700 К затвердевали при 195 К. Холодное осаждение достигалось также в парах серы, подвергавшихся электрическому разряду; осажденная сера имела красновато-бурый цвет, который был также характерен для серы, облученной γ -лучами. Мак-Найт и Тобольский [28] измерили долю полимерной серы в быстро охлажденной жидкой сере. Капли жидкой серы, быстро охлажденной от температуры > 432 К в ледяной воде или жидком воздухе, дали 40% по массе полимера катэна-S. Быстрое охлаждение серы от 520 до 470 К в ванне с сухим льдом – ацетоном привело к образованию полупрозрачной стекловатой серы, устойчивой ниже 243 К. Нагретая до 263 К, эта сера стала эластичной и позже кристаллизовалась в орторомбическую фазу.

Один из нас (Силл) исследовал поведение 100-граммовой массы расплавленной серы, которая охлаждалась в вакууме, поддерживаемом вращающимся вакуумным насосом. Первый образец был нагрет в воздухе выше точки плавления (120°C) и помещен в вакуумную камеру. Испарение в вакууме привело к осаждению бледно-желтой пленки на стенках вакуумной камеры, а через час желто-бурая жидкость затвердела в большие моноклинные кристаллы такого же цвета. Через 24 ч при комнатной температуре сера стала с отчетливым потрескиванием превращаться в орторомбические желтые кристаллы. В течение двух дней все вещество превратилось в плотную желтую массу; были заметны псевдоморфозы больших моноклинных кристаллов. Второй образец серы был нагрет до 400°C в воздухе и также помещен в вакуумную камеру. В камере появились обильные белые облака конденсирующейся серы, а на стенках аккумулировались бледно-желтые отложения серы, которые нагревали стенки вплоть до появления желтых капель серы. Интенсивный цвет буровато-черной жидкости слегка ослабел, когда она остыла. Никакой твердой коры на ее поверхности не образовалось. Через два часа жидкость стала кристаллизоваться в большие бурые моноклинные игольчатые кристаллы. Сера была перенесена в холодильник (-30°C) и цвет бурых моноклинных кристаллов поблек, однако обратного перехода в орторомбическую фазу не произошло в течение двух недель. Потом образец хранился при комнатной температуре и через день начал переходить в орторомбическую фазу, теряя прозрачность

моноклинных кристаллов и в конце концов превратившись в коричнева-то-желтую массу. Мейер [30] предупреждает о загрязнениях – даже в лаборатории степень чистоты серы составляет 99,99%. Кроме Se, As, Te, H_2S и «пепла», уже присутствующих в сере, при нагревании на воздухе в расплавленной сере могут возникнуть SO_2 , O_2 и H_2O . Следовательно, сера, использованная в описанных выше экспериментах, несомненно, не чистая и дает изменения цвета, которые Мейер считает необратимыми. Молекулы серы, в особенности катэнасеры, могут содержать другие примесные атомы, оканчивающие длинные цепи серы. Примеси не допускают полного превращения в циклическую S_8 . По оценке Мейера и др. [31], для того чтобы полимерные цепи S оканчивались водородными атомами, требуется примесь к сере только 10^{-5} по массе водорода или 10^{-4} углеводорода. Хотя мы *a priori* не знаем, какова чистота серы на Ио, вполне можно полагать, что идущие на ней процессы создают нечистую серу. Диоксид серы является очень вероятной примесью, так же как и соединения щелочных металлов [19, 33, 34].

Спектры свободной серы

Спектры отражения серы при комнатной и более низких температурах были опубликованы в работах [19, 33, 35, 62]. Как отмечено в этих статьях, спектры отражения серы меняются с температурой, а также с размером частиц. Веверка и др. [57–59] показали, что для того, чтобы сопоставить лабораторный спектр отражения серы с геометрическим альбедо Ио, необходимо определить зависимость от длины волны фотометрической функции данного образца. Чтобы сопоставить лабораторный спектр отражения с альбедо Ио, может оказаться необходимым поднять или снизить спектр отражения и варьировать наклон участка поглощения твердого вещества.

То, что справедливо для лабораторных спектров отражения, еще больше относится к спектрам излучения. Тем не менее полезно сравнить спектры поглощения тонкого слоя серы для того, чтобы определить, где происходят характеристические поглощения серы. Спектр поглощения [график $\ln(I/I_0)$, где I – измеренная интенсивность излучения, а I_0 – интенсивность излучения без данного образца] является хорошим приближением к спектру отражения. Сравнение спектра поглощения красной серы с альбедо Ио представлено на рис. 7.7.

Мейер и др. [31] опубликовали ряд спектров поглощения аллотропов серы в чистом виде и в растворе при различных температурах. Спектр орторомбической (α) серы при комнатной температуре показывает, что она практически непрозрачна при 350 нм, но спектр тонкого слоя (рис. 7.9) имеет относительный максимум поглощения с центром при 385 нм, вызванный первым разрешенным электронным переходом циклической S_8 . Край полосы поглощения, расположенный вблизи 350 нм, при повышении температуры от 77 до 300 К сдвигается на 0,23 нм/К. Сдвиг обусловлен термической заселенностью колебательных

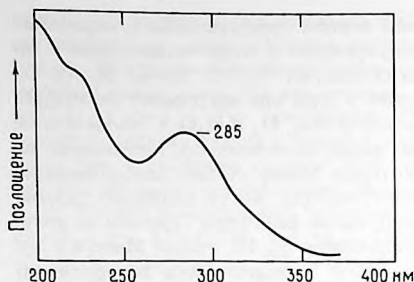


Рис. 7.9. Спектр орторомбической серы при комнатной температуре.

уровней основного электронного состояния циклической S_8 . Температурный сдвиг наблюдается в спектре отражения холодной серы и является причиной того, что при охлаждении жидким азотом цвет серы становится белым.

Такой же температурный сдвиг можно наблюдать в жидкой сере. На рис. 7.10 показано поглощение тонкого слоя горячей серы при двух температурах: 250°C (выше точки максимальной вязкости) и 500°C (выше точки кипения). Мейер и др. [31] считают, что этот спектр горячей серы обусловлен по крайней мере четырьмя видами серы и представляет собой термически расширенный спектр циклической S_8 , термически расширенный спектр поликатэна- S , пик поглощения на 400 нм из-за электронного перехода в S_3 и подобное же поглощение на 550 нм при переходе в S_4 . Согласно их вычислениям, жидкая сера содержит $0,1\text{--}3\%$ S_3 и S_4 . Действие температуры на край полосы поглощения в толстом образце жидкой серы иллюстрирует рис. 7.11. По внешнему виду жидкая сера следует спектру, меняясь от соломенно-желтой вблизи точки плавления (120°C) до фактически непрозрачной буро-черной вблизи точки кипения (444°C).

Характерные особенности, наблюдавшиеся в горячей жидкой сере, сохраняются, если тонкий слой кипящей серы быстро охладить в жид-

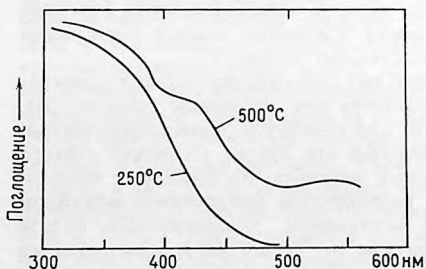


Рис. 7.10. Спектр жидкой серы при двух температурах.

Рис. 7.11. Температурный сдвиг края полосы поглощения жидкой серы.

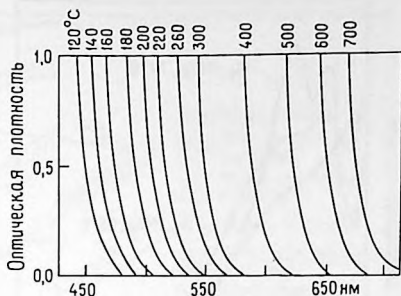


Рис. 7.12. Спектр тонкого слоя кипящей серы, быстро охлажденной в жидком азоте. Цвет — красный.

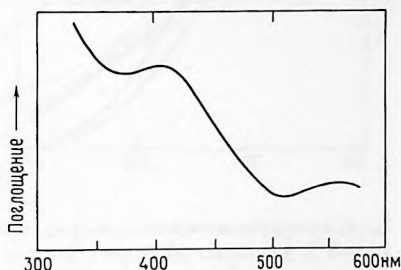
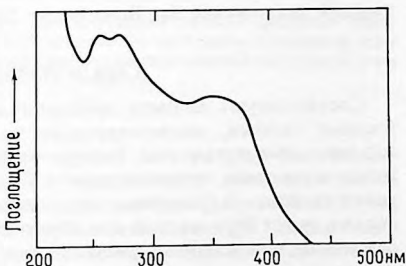


Рис. 7.13. Спектр катнасеры, растворенной в глицерине.



ком азоте. На рис. 7.12 показан спектр этой красной серы. Поглощение при 400 и 550 нм обусловлено аллотропами S_3 и S_4 соответственно. Край поглощения при 350 нм обусловлен полимерной серой.

Другой спектр чистой полимерной серы, экстрагированной глицерином, в котором она растворима, приведен на рис. 7.13. Виден относительный максимум поглощения на 360 нм, которого нет у циклической S_8 или S_6 . Спектры циклических S_8 и S_6 показаны на рис. 7.14; здесь чистые разновидности также были экстрагированы растворителями:

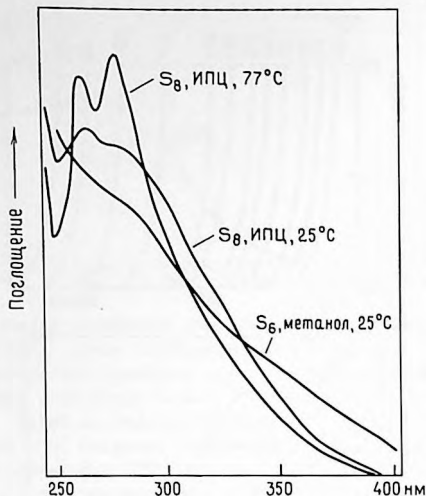


Рис. 7.14. Спектр циклической S_8 , растворенной в изопентан-метилциклогексане (ИПЦ) при двух температурах, и циклической S_6 , растворенной в метаноле.

S_8 — в изопентан-метилциклогексане, а S_6 — в метаноле. Пологий уклон кривой S_6 указывает на более глубокий, более красный цвет S_6 . Спектр S_8 имеет около 285 нм максимум, который наблюдался также в спектре твердой циклической S_8 . Ясно виден температурный эффект.

Сера и спектр Ио

Соответствуют ли цвета свободной серы окраске Ио? Да. Имеются бледные оттенки, соответствующие холодной орторомбической сере, желтые — характерные для быстро охлажденной жидкой серы, оранжевые и красные, получающиеся у быстро охлажденной серы вблизи точки кипения. Загрязненная сера, застывающая в моноклинные кристаллы, имеет буро-желтый или коричневый цвет. Холодные, быстро охлажденные моноклинные кристаллы могут казаться черными, как и скопления жидкой серы при температурах около 500 К. Буро-красная сера может получиться при облучении орторомбической серы. Любой цвет на Ио может соответствовать некоторому стабильному или метастабильному аллотропу серы. На вопрос, действительно ли окрашенное вещество на Ио является серой, не так легко ответить. Чтобы сделать такое заключение, необходимо исследовать спектры отражения серы и Ио или по крайней мере данные многоцветной фотометрии во всем имеющемся диапазоне длин волн.

Спектроскопия всего диска Ио была выполнена различными группами исследователей; на рис. 7.7 мы воспроизвели спектр Ио, полученный

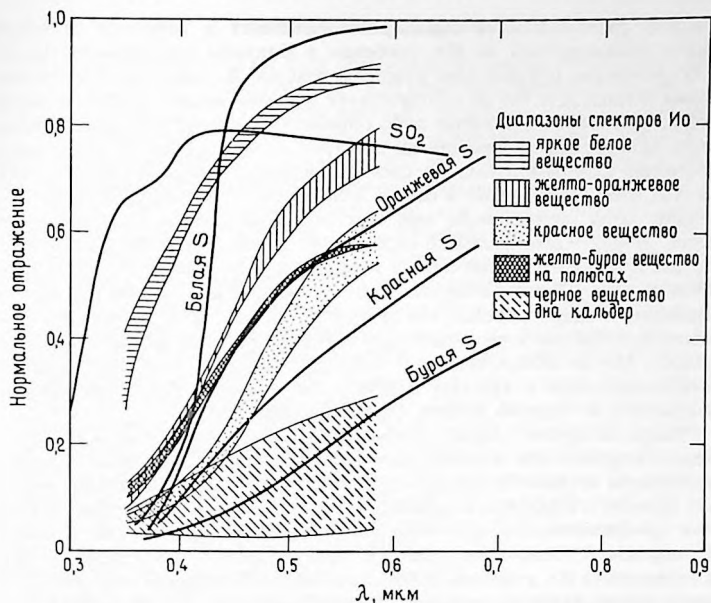


Рис. 7.15. Полученные с помощью КА «Вояджер» оттенки различных участков поверхности Ио в сравнении со спектрами отражения серы [54]. Окрашенные разновидности получены быстрым охлаждением жидкой серы последовательно от все более высоких температур.

Нельсоном и Халке [35], и сравнили его со спектром поглощения быстро охлажденной красной серы. Соответствие между ними хорошее, но не безусловное. Особенности, приписываемые S_3 и S_4 при 400 и 550 нм, очевидны в спектре, опубликованном Нельсоном и др. [36]. Однако следует напомнить, что здесь спектр единственного типа серы сравнивается с многоцветным диском Ио. «Вояджер» получил цветные изображения этого спутника с большим разрешением, и Содерблом и др. [54] смогли получить из наблюдений «Вояджеров» четырехцветные фотометрические данные. На рис. 7.15 показаны графики фотометрических кривых для пяти различно окрашенных площадей на Ио, приведенных к отражению по нормали. Представлены также кривые нормального отражения для лабораторных образцов серы: оранжевой, красной и бурой; образцы были получены нагреванием жидкой серы до различных температур и быстрым охлаждением ее до низких температур. Общий вывод, который можно сделать, состоит в том, что отражательная способность

цветных разновидностей серы не соответствует в точности оттенкам цвета, наблюдаемым на Ио, особенно в близком ультрафиолете, где в большинстве случаев сера слишком темная. К тому же наклон цветных кривых для Ио не соответствует наклону кривых серы. Возможно, что некоторое изменение либо обработки фотометрических данных, либо калибровки лабораторных спектров может привести к лучшему согласию. Если допустить, что спектры являются точными, то получается, что либо вещество Ио в самом деле не соответствует цветовым оттенкам серы, получаемым при быстром охлаждении расплавленной серы, либо способы быстрого охлаждения на Ио и в лаборатории различны. В спектре красной серы и темной жидкой серы (рис. 10 и 12 по Мейеру и др. [31]) поглощение, обусловленное серой S_4 при 550 нм, совершенно очевидно, однако эта деталь не наблюдается в спектре отражения красной или коричневой серы. Среди обширных фотометрических данных Ио не обнаруживается этой особенности, хотя желто-бурые, желто-оранжевые и красные вещества на полюсах Ио, по-видимому, указывают на перегиб кривой отражения при 550 нм.

Имеются другие способы получения красного, коричневатого, коричневато-красного или желто-бурого оттенков серы; они дают и бурые устойчивые оттенки застывшей серы, обусловленные примесями, так же как красные и коричневато-красные оттенки, получающиеся при облучении орторомбической серы при низких температурах. Если протоны с энергией 5 МэВ, измеренные с помощью КА «Вояджер-1» [60] в окрестности Ио, столь же эффективны для образования красной серы, как и γ -лучи, тогда экспозиция в течение полутора лет на поверхности Ио приблизительно эквивалентна γ -облучению 40 МР в лабораторном эксперименте. Кроме того, как отмечает Мейер [30], ультрафиолетовое излучение может разрывать связь S-S, и цветовые эффекты можно видеть в свободной сере, подвергнутой его воздействию.

Хотя Синтон [47, 48] наблюдал горячую точку (600 К) на Ио, которая могла соответствовать темной или черной площади, возможно, скоплению жидкой серы, большинство горячих точек имеет температуры около 300 К [38]; (см. также гл. 19 Пирла и Синтона). Большинство этих точек повышенной температуры связано с темными площадями. Если темные пятна являются чистой свободной серой, они должны были бы изменить цвет на желтый, характерный для орторомбической серы при комнатной температуре. Все метастабильные фазы серы при такой температуре за несколько дней превращаются в орторомбическую серу [31]. Однако при наличии примесей сера подвергается необратимому изменению цвета, становясь обычно буровато-желтой. Темные площади, как правило, связаны с дном кальдер, и интересно, что бурая сера находится внутри зоны, соответствующей материалу дна кальдеры. Однако эта бурая сера темнее, чем желто-бурая, цвет которой придают примеси.

Соединения серы на Ио

Иней из диоксида серы был обнаружен на поверхности Ио по его поглощению в ИК-области при 4,08 мкм (комбинационная полоса 2454 см^{-1}) [18, 22, 52]. Спектры высокого разрешения для Ио, спектры лабораторного инея и тонких слоев SO_2 описаны Финком и др. [21]. Кроме того, сильное поглощение на 2454 см^{-1} (4,075 мкм), а также две очень четкие абсорбционные линии-спутники на 2413 (4,144 мкм) и 2434 см^{-1} (4,108 мкм) были обнаружены и в лабораторных спектрах SO_2 , и в спектре Ио, подтверждая идентификацию инея SO_2 на Ио. Нельсон и др. [36] наблюдали Ио в ультрафиолете при различных фазовых углах с помощью ИСЗ IUE. Они показали, что поглощение SO_2 вблизи 330 нм является типичной особенностью более низкой отражательной способности в ультрафиолете одного из полушарий Ио, где обильны светлые области, тогда как более сильное отражение в ультрафиолете другой полусферы Ио (более характерная черта аллотропов серы) соответствует желтому и красному цветам этого полушария. Интенсивность полосы SO_2 на 4,08 мкм у этих двух полушарий коррелирует с интенсивностью, наблюдаемой в ультрафиолете и видимой части спектра. Нельсон и др. указывают, что светлое вещество на Ио не обязательно является чистым SO_2 , но что иней SO_2 является основной составляющей в этом веществе. Желтый, оранжевый и красноватый цвета указывают на преобладание характерных признаков серы, тогда как признаки SO_2 еще присутствуют, но приглушены.

Фанейл и др. [18] предположили, что кроме присутствия в виде инея SO_2 , возможно, растворен или окклюдирован в других веществах поверхности Ио. Нэш и Нельсон [34] предположили, что SO_2 , а может быть также и H_2S , абсорбированы в поверхностных составляющих — сере и щелочных сульфидах. Их лабораторные спектры Na_2S и NaHS действительно обнаруживают наличие «абсорбированной» H_2O , несмотря на их усилия высушить образцы. Однако еще надо показать, до какой степени SO_2 и H_2S могут быть абсорбированы или адсорбированы серой и другими составляющими. Их спектры щелочных сульфидов указывают на то, что имеются некоторые относительно четкие детали, соответствующие колебаниям H_2S около 3,9 и SO_2 около 4,1 мкм. По мнению как Фанейла и др. [18], так и Нэша и Нельсона [34], щелочные сульфиды — подходящие кандидаты для по крайней мере частичного покрытия поверхности Ио из-за наличия Na и K в торе Ио.

Смит и др. [50, 51] предложили модель вулканизма на Ио с газом SO_2 при давлении ~ 40 бар и температуре ~ 400 К в качестве движущего механизма. Адиабатическое расширение газа дает скорости выброса около 1 км/с, типичные для султанов, образующихся на Ио. Пил и др. [37] предложили иную модель образования султанов выбросов, в которой движущим газом является не SO_2 , а пары серы S_2 . Консолманьо [14] в качестве движущего газа предложил также S_2 . В модели Пила рассматривается S_2 при температуре 1000–1500 К и давлении 8–24 бар.

Эти температуры и давления достаточны для обеспечения подходящих скоростей выброса. Расплавленная силикатная магма, приходя в контакт с серой, дает необходимую температуру. Пил и др. постулируют, что газ SO_2 мог бы увлекаться потоком паров S_2 .

Предложенный Пилом механизм предусматривает образование наряду с SO_2 и другого соединения серы: в контакте с горячей серой пары SO_2 могут создавать новый оксид — монооксиддисульфид S_2O . Хапке [22] предложил S_2O в качестве составной части поверхности Ио, используя механизм электрического разряда. S_2O может возникать и при других условиях [44]. Термодинамические данные из таблиц JANAF [56] позволяют вычислить равновесную концентрацию S_2O в смеси газов S_2 и SO_2 согласно химической реакции



При начальном давлении 20 бар для S_2 и 1 бар для SO_2 и температуре 1000 К, когда установится равновесие, давление S_2O становится равным 0,16 бар, а давление SO_2 падает до 0,92 бар. Следовательно, отношение $\text{S}_2\text{O}/\text{SO}_2$ составляет 0,17. Когда газ S_2O конденсируется на холодной поверхности, происходит необратимая полимеризация, дающая полисерный оксид с общей формулой $(\text{S}_7\text{O}_2)_n$. Если этот оксид чистый, его цвет красный; оранжевые и желтые оттенки, возможно, зависят от количества SO_2 , которое было заморожено вместе с полимером S_2O . Эти цвета указаны в табл. 7.1. Поскольку два этих вещества, составляющие полимеризованный S_2O , существуют на Ио, вполне возможно, что S_2O мог образоваться в начальной горячей газовой смеси султанов Ио.

Таблица 7.1. [44]. Связь между содержанием S_2O в газовой смеси $\text{S}_2\text{O}/\text{SO}_2$ и цветом образующегося конденсата [44]

S_2O , мол. %	Цвет (77 К)
<2	Желтый
5–10	Оранжево-желтый
20–30	Оранжево-красный
40–70	Вишнево-красный
>85	Темно-красный

Показывают ли султаны выбросов, что это может быть именно так? В сердцевидной области отложений султана Пеле оранжевый или красновато-оранжевый цвет наблюдается на участке, окружающем жерло, почти вплоть до района наибольшего удаления продуктов выброса. Это могло бы соответствовать конденсированному $(\text{S}_7\text{O}_2)_n$ с небольшим

процентом SO_2 , сконденсировавшегося вместе с этим полимером. Кроме того, отложения султана имеют желто-белую кайму, которая, возможно, обогащена SO_2 . В зоне, окружающей султан Прометей, бросается в глаза желто-белый внешний султан, а оранжевые отложения имеются на меньшем протяжении. Отложения этого султана, по-видимому, содержат больше SO_2 , чем отложения султана Пеле. Если осажженный на поверхности Ио SO_2 со временем испаряется, тогда более старые внешние желто-белые кольцевые отложения должны темнеть с возрастом, так как SO_2 гораздо более летуч, чем полимер S_2O . По-видимому, имеются более древние реликты желто-белых отложений в области с диаметром, близким к диаметру кольцевых отложений Прометея, которые темнее, чем свежее кольцо Прометея. Более древние кольца могут темнеть из-за потери SO_2 и обогащения в результате этого полимером S_2O .

В реакции S_2 с SO_2 , дающей S_2O , мы взяли в наших расчетах избыток паров S_2 . Если S_2 является преобладающей составной частью, тогда окрашивание может быть вызвано как S_2 , так и полимером S_2O . Нелегко решить, какую форму или цвет будут давать пары S_2 , когда они конденсируются при адиабатическом расширении. Конденсированные пары горячей жидкой серы в вакуумной камере выглядят белыми. Когда облако серы собирается на поверхности сосуда, оно кажется желто-белым. Эта сера напоминает «цветы из серы»; к созданию «цветов из серы» приводит процесс испарения жидкой серы с осаждением паров на холодной подложке. «Цветы из серы» состоят главным образом из орторомбической S_8 и некоторого количества катэнасеры. Чтобы образовались интенсивно окрашенные конденсированные разновидности серы, необходимо поддерживать высокий вакуум с немедленной конденсацией на подложке, охлажденной до низкой температуры. По-видимому, более высокие давления с большими временами реакции приводят к образованию S_8 вместе с полимерной серой. Эти свободные радикалы, характерные для пурпурного, зеленого и желто-зеленого низкотемпературных осадков, разрушаются в длительных реакциях при более высоких температурах и давлениях. Если бы S_2 могла конденсироваться в жидкую серу, а не переходила непосредственно в твердое состояние, тогда, возможно, образовались бы цветные особенности быстро охлажденной жидкой серы. В этом случае можно было бы предположить, что застывшие капли поликатэнасеры осаждались вблизи жерла вулкана, а осадки более светлых веществ, обусловленные наличием SO_2 и, возможно, S_2O , переносились в газовой фазе дальше, к периферии от жерла.

Чтобы решить, какой из различных предложенных механизмов реален, необходимо дальнейшее изучение поверхности Ио. Необходимо продолжать лабораторные исследования спектров отражения свободной серы с добавлением примесей и без них и изучение полимеризованных окислов серы. Спектроскопия Ио высокого разрешения с поверхности Земли и с космических аппаратов поможет решить вопрос о составе поверхности Ио.

II. Ледяные галилеевы спутники

В инфракрасной области (0,7–5 мкм) спектров Европы, Ганимеда и Каллисто находятся вполне определенные участки поглощения, которые содержат информацию о минералогическом составе. Если проанализировать глубину, форму и расположение этих инфракрасных полос поглощения вместе с формой непрерывного спектра (континуума) в видимой и инфракрасной областях, то можно получить информацию о составе поверхностей спутников. Чтобы правильно интерпретировать планетарные спектры отражения, мы должны располагать адекватной информацией о спектральных свойствах минералов и минеральных смесей. Кроме того, по возможности планетарные данные должны быть эквивалентны по качеству лабораторным данным, используемым для интерпретации.

Лишь в последнее время качество планетарных инфракрасных данных для некоторых объектов начало приближаться к качеству лабораторных данных и только недавно стали обращать внимание на спектральные свойства смесей. Поллак и др. [40] получили информацию о галилеевых спутниках с Койперовской летающей обсерватории (КАО), которую они сопоставили со спектрами смесей водяного льда и других веществ, вычисленными с использованием простой теории многократного рассеяния. Они определили, что поглощение в спектре Каллисто при 2,9 мкм обусловлено главным образом связанной водой и что относительное покрытие поверхности водяным льдом на ведомой и ведущей сторонах Ганимеда и ведущей стороне Европы составляет 50 ± 15 , 65 ± 15 и $\geq 85\%$ соответственно. В спектре ведомой стороны Европы обнаружены весьма асимметричные полосы поглощения льда (что Поллак с соавторами приписывают бомбардировке магнитосферными частицами); при этом относительное содержание воды, вероятно, сравнимо с ее количеством на ведущей стороне. При степени разрешения и точности полученной КАО информации использование теории многократного рассеяния, вероятно, было вполне допустимым. А в более детальных исследованиях с более высоким разрешением современные теории рассеяния, адекватно предсказывая расположение полос поглощения, оказываются неадекватными в предсказании формы полосы, уровня и формы континуума (см. [1, 17]). Эта трудность обусловлена крайней сложностью спектров отражения минеральных кристаллов, которые часто имеют неправильную, несферическую форму и оптически анизотропны. На спектральные свойства влияют также ориентация, плотность упаковки, размер зерен и распределение размеров зерен, и поэтому измеренные в лаборатории спектры подвержены этому так же, как и вычисленные.

Хотя лабораторные данные о спектрах отражения более точны, чем результаты теоретического моделирования, последние все же полезны для понимания спектра отражения поверхности планетного тела. Теоретические спектры позволяют проводить систематическое моделирование

различных вариантов, которые может быть трудно осуществить в лаборатории, особенно при работе со льдами. Например, для выращивания инея с нужными размером и толщиной зерен требуются хорошая камера искусственного климата, а также мастерство и практический опыт. Из-за трудности измерения почти бесконечного количества разнообразных образцов при анализе спектра отражения могут возникнуть недоумения. Однако следует иметь в виду, что точного соответствия лабораторного или теоретического спектра и спектра отражения поверхности, состав которой неизвестен, не требуется для понимания состава поверхности. Здесь необходимо знать спектральные свойства веществ, с тем чтобы можно было понять характерные особенности в планетарном спектре отражения.

Кларк [6, 8, 9] измерил спектральные отражательные свойства водяного инея с различными размерами зерен, водяного инея на ледяных глыбах и смесей водяного льда с другими минералами. Его результаты вместе с данными более высокой точности об отражении в ближней инфракрасной области галилеевых спутников (рис. 7.1–7.6), представленными Кларком и Мак-Кордом [11] и Поллаком и др. [40], улучшили наши представления о поверхностях ледяных галилеевых спутников.

В результате лабораторных исследований Кларка [6, 8, 9] и многих других по изучению спектральных свойств смесей (напр., [25, 32, 46]) стало очевидным, что спектр отражения смеси является очень сложной, нелинейной комбинацией спектров индивидуальных компонентов. Поэтому моделирование планетной поверхности с помощью простого сложения спектров отражения чистых веществ может привести к ошибочным выводам о поверхности, если эти вещества перемешаны. Такие аддитивные модели годны только в том случае, если различные вещества оптически изолированы.

Лабораторные исследования водяного инея, льда и их смесей с другими минералами

Спектральное отражение оптически толстого водяного инея в ближней инфракрасной области показано на рис. 7.16 для нескольких различных размеров зерен. Водяной лед имеет обертоновые полосы поглощения в ближней инфракрасной области при 2,00; 1,65; 1,55; 1,25; 1,04; 0,90 и 0,81 мкм (см. [6, 8]). Поскольку коэффициент поглощения увеличивается в полосе поглощения, различные спектральные длины волн проникают до различных глубин в слое инея или льда. Число рассеивающих границ также влияет на глубину проникновения. Например, в крупнозернистом инее на рис. 7.16 фотоны с длиной волны 2,0 мкм (в нижней части полосы сильного поглощения у 2 мкм) проникают, возможно, до 1 мм, тогда как фотоны в районе 0,80 мкм (в полосе слабого поглощения) или в континууме (например, 0,85 мкм) проникают вплоть до ~ 10 мм. Поэтому наблюдаемые глубины полос могут изменяться

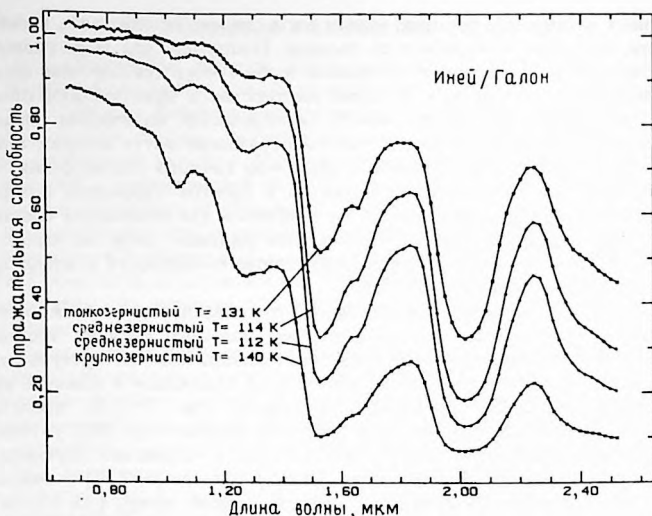


Рис. 7.16. Спектральная отражательная способность водяного инея с различным размером зерен [8]. Галон — это белый стандарт отражения. Эти данные получены при использовании такого же спектрометра с круговым переменным фильтром, какой был использован Кларком и Мак-Кордом при получении данных о галилеевых спутниках. Фазовый угол составляет 10° с нормальным падением для лабораторных данных на этом рисунке и на рис. 7.8–7.11. Размеры зерен инея (сверху вниз) составляют: 50, 100, 200 и 400–2000 мкм.

согласно распределению размеров зерен или микроструктуре блока льда, как иллюстрирует рис. 7.17 (из [6]), относящийся к тонкозернистому инею на блоке льда. Лед по виду напоминал молоко, поскольку вода замерзала в тесном контакте с кристаллами, образуя множество внутренних рассеивающих границ. На полосы интенсивного поглощения при 1,5 и 2,0 мкм в спектре отражения влиял главным образом тонкий слой инея на поверхности, поскольку фотоны, которые могли проникнуть в ледяной блок, оказывались почти полностью поглощенными. Однако на длинах волн вне области сильного поглощения (видимый континуум и более слабые полосы поглощения) ледяной блок сильно влияет на спектр. Слабые полосы поглощения становятся относительно сильными по сравнению со случаем оптически толстого слоя инея. Что касается прозрачного льда с несколькими рассеивающими границами или без них, то излучение видимой и ближней инфракрасной (например, 0,5–0,8 мкм) областей может в нем проникать вглубь на много метров.

Примеси в слое льда или инея могут коренным образом изменить вид спектра отражения [6, 9]. Добавление других минеральных зерен,

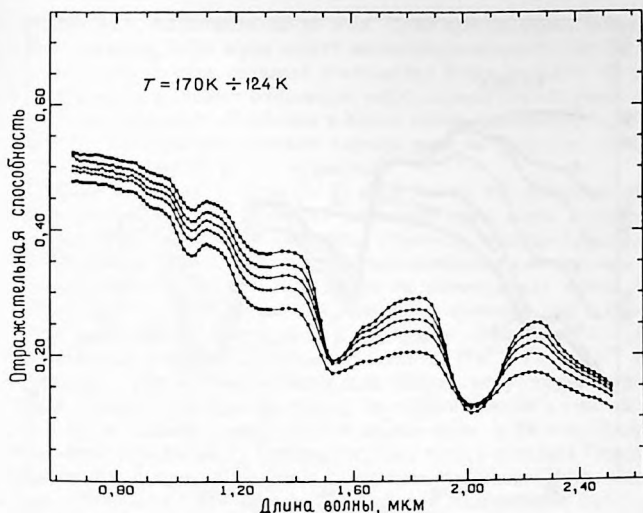


Рис. 7.17. Нарост тонкозернистого инея на ледяном блоке (галон) [8]. Уровень отражения возрастает при большей глубине. Отметим асимметричную форму полосы поглощения на 1,5 мкм и глубину полосы поглощения на 1,04 мкм по сравнению со спектрами инея на рис. 7.16. Толщина слоя инея меняется от $\sim 0,5$ мм (нижняя кривая) до ~ 1 мм (верхняя кривая), а размер зерен инея был меньше нескольких десятых миллиметра. Температура изменялась от 170 до 124 К.

напыленных на поверхность слоя инея, уменьшает поглощение на 1,5 и 2,0 мкм приблизительно пропорционально доле запыленной площади (единственная приблизительно аддитивная тенденция, видная в исследованиях Кларка). Однако, поскольку поверхность инея не является плоской, а имеет сложную структуру «сказочного замка», эти минеральные зерна до некоторой степени перемешаны в самой верхней части поверхности и многократное рассеяние резко уменьшено на длинах волн, где коэффициент отражения минерала не близок к единице. Из-за уменьшения многократного рассеяния альбедо поверхности может уменьшиться не пропорционально доле площади покрытия, как указывается в аддитивной модели, а во много раз сильнее. Поэтому минеральные зерна на слое инея обнаруживаются в очень малых количествах (например, доля площади покрытия $\lesssim 0,005$), если этот минерал имеет подходящие полосы поглощения вне главных областей поглощения водяного льда и если эти данные достаточно высокого качества — точность 0,5% [6, 9].

Влияние на иней красных зерен шлака показано на рис. 7.18. Из-за разной проникающей способности различных длин волн для того,

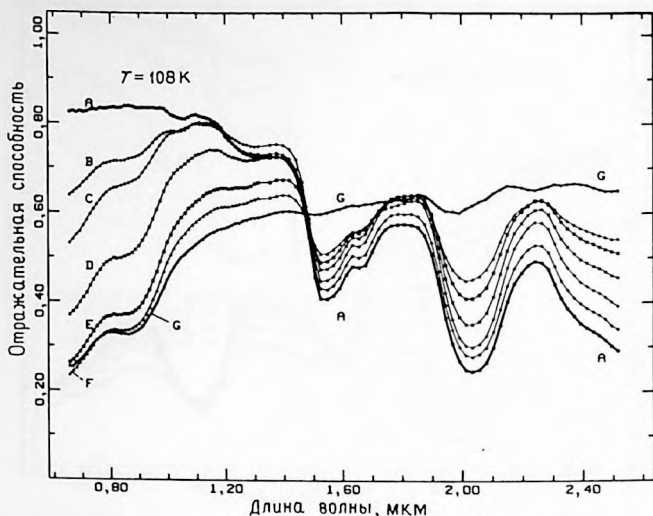


Рис. 7.18. Спектральная отражательная способность зерен красного шлака из вулкана Мауна-Кеа (≤ 125 мкм) на инее (галон) при температуре 108 К с долей площади покрытия: А-0,0; В- $0,05 \pm 0,01$; С- $0,10 \pm 0,03$; D- $0,3 \pm 0,07$; E- $0,5 \pm 0,1$ и F- $0,8 \pm 0,1$ [9]. Спектр G соответствует образцу чистого красного шлака из Мауна-Кеа при температуре 189 К без инея.

чтобы замаскировать другой минерал, на длинах волн $\leq 1,4$ мкм в зависимости от особенностей отражения этого минерала требуется толстый слой инея (≥ 1 мм). В образцах, изученных Кларком [6, 9], имеются различия между спектрами минеральных зерен, напыленных на иней, и спектрами инея, выращенного на минеральном образце (содержащем зерна того же типа и размера, что и напыленные на иней). Однако эти спектры качественно подобны, и, если нам дан какой-то неизвестный спектр в каких-то из этих условий, в настоящее время нет способа определить, какой случай рассеяния получается. Одна из главных трудностей в определении количественных параметров связана с тем, что распределение размеров зерен, вероятно, хоть немного различно для каждого образца. Поэтому очень трудно измерить множество параметров.

Иней на очень темной поверхности (например, отражательная способность 6%) легко виден, однако темное вещество, хорошо перемешанное с водяным льдом, способно полностью замаскировать полосы поглощения воды в области длин волн короче $\sim 2,5$ мкм [6, 9]. Высокие обертоны (0,80–1,25 мкм) легче маскируются, чем низкие (на 1,5 и 2,0 мкм). Фактически эти более слабые полосы поглощения скрывают-

ся минералами, напыленными на иней. Даже сравнительно высокое отражение (скажем, 80%) зерен может значительно подавить многократное рассеяние в слое инея, скрывая поглощения более высоких обертонов. Эти эффекты уменьшают отношения наблюдаемых глубин полос поглощения более высоких обертонов к более низким (например, от 1,25/1,5 до 0,8/1,5). Это противоположно случаю инея на льду, где отношение наблюдаемых глубин полос возрастает.

Важным выводом Кларка [6, 9] является то, что убывание отражательной способности в видимом диапазоне длин волн, наблюдаемое в спектрах многих ледяных планетных объектов, включая Европу, Ганимед и Каллисто, можно объяснить водно-минеральными смесями, минеральными зернами на инее или инеем на минеральных зернах.

В спектрах отражения многих минералов имеются диагностические полосы поглощения электронов в интервале длин волн 0,3–3,0 мкм, обусловленные ионами переходных элементов (Fe^{2+} , Fe^{3+} , Ti^{3+} и т.д.). Поглощения, обусловленные переносом заряда, могут происходить также из-за обмена электронами между соседними ионами в кристалле (Fe, Ti, O и др.) и обычно происходят на длинах волн $< 0,9$ мкм. Например, уменьшение отражения на видимых длинах волн в спектрах Европы, Ганимеда и Каллисто согласуется с поглощениями вследствие переноса заряда, типичными для спектров минералов, содержащих Fe^{3+} .

Изучение спектров минералов, содержащих связанную воду, показывает, что полосы поглощения связанной воды (последняя определяется здесь как молекулы воды, захваченные в кристаллическую структуру в вакансиях и являющиеся частью кристаллической структуры или адсорбированные на кристалл) при 1,4 или 1,9 мкм почти не сдвигаются по длине волны ($\leq 0,01$ мкм) в температурном интервале от 273 до 150 К и неотличимы от более широких полос поглощения водяного льда при 1,5 и 2,0 мкм [6, 9].

В свете этих результатов следует отметить некоторые особенности анализа планетарных спектров отражения. Поскольку другие минеральные зерна в поверхностном слое или на поверхности инея или льда могут сильно изменить уровень отражательной способности и видимый наклон континуума, прямое сравнение лабораторного спектра с планетарным может привести к ошибочным выводам. Расположение, форма и глубина полос поглощения имеют важнейшее значение при анализе спектров. Форма и уровень отражения континуума хотя и второстепенны, но и их нельзя забывать. Следует также представлять себе, что лабораторные спектры обычно получаются при несколько иных условиях, чем планетарные. Например, снятые с Земли спектры галилеевых спутников — это интегральные спектры диска, а лабораторные спектры Кларка [6, 10] были получены при нормальном падении света и эмиссионном угле 10° для отраженного света. Таким образом, даже если бы Каллисто имела одно и то же вещество по всему диску и то же самое вещество было измерено в лаборатории в отмеченных выше условиях, эти два спектра не обязательно точно согласовались бы друг с другом;

вероятно, наблюдались бы некоторые различия в уровне и форме континуума и, может быть, в глубине полос. Подробнее об этих эффектах см. [57, 58].

Интерпретация спектров ледяных галилеевых спутников

Используя описанные прежде лабораторные исследования, Кларк [6, 10] проанализировал имеющиеся высокоточные спектры отражения Европы, Ганимеда и Каллисто, представленные Кларком и Мак-Кордом [11]. Поскольку наиболее важными деталями для анализа являются сами полосы поглощения, Кларк вначале исключил видимый континуум из телескопических и лабораторных спектров путем деления данных об отражательной способности по методу кубического сплайна (определенного в работе [7]). Сплайн вычислялся с использованием фактических точек, определяющих пики между видимыми деталями поглощения в спектре отражения. Результаты этой части анализа показаны на рис. 7.19 и 7.20 для Европы, Ганимеда, Каллисто, колец Сатурна и некоторых лабораторных спектров. Из наблюдаемых глубин полос поглощения воды в твердой фазе Кларк [6, 10] определил, что поглощения в спектре колец Сатурна характерны для среднезернистого инея, а поглощения в спектрах Европы, Ганимеда и Каллисто более типичны для спектра инея на поверхности льда. Глубины полос в спектрах инея, инея на льду, ледяных галилеевых спутников и колец Сатурна приведены для сравнения в табл. 7.2. Данные этой таблицы показывают, что глубины всех полос у колец Сатурна хорошо согласуются с глубинами средне- и мелкозернистого инея, тогда как галилеевы спутники сильнее поглощают на 1,04 и 1,25 мкм, чем указывают глубины полос поглощения в спектре инея при 1,55 и 2,02 мкм.

В качестве следующего шага при анализе этих спектров Кларк [6, 10] сравнил спектры спутников с типичными лабораторными спектрами. Для Ганимеда это иллюстрирует рис. 7.21, где сделано сравнение со спектром инея на льду. Из великолепного согласия между этими двумя спектрами со стороны коротковолнового поглощения очевидно, что на Ганимеде нет связанной воды. Уровень отражения в спектре инея на льду при 0,8 мкм составляет 0,8, однако добавка $\sim 2\%$ по массе темных минеральных зерен (например, зерен углистых хондритов) легко могла бы снизить этот уровень отражения вплоть до его величины, наблюдаемой для Ганимеда, фактически без изменения наблюдаемых глубин полос компонента «иней на льду».

При сравнении отношений отражательных способностей лабораторных образцов и Ганимеда для каждой длины волны (отметим, что спектр инея на льду является плоским в видимом диапазоне длин волн, тогда как отражение в спектре Ганимеда снижается на более коротких волнах) более отчетливо выявляются различия между этими спектрами. Они могут указывать на спектральные свойства других компонентов

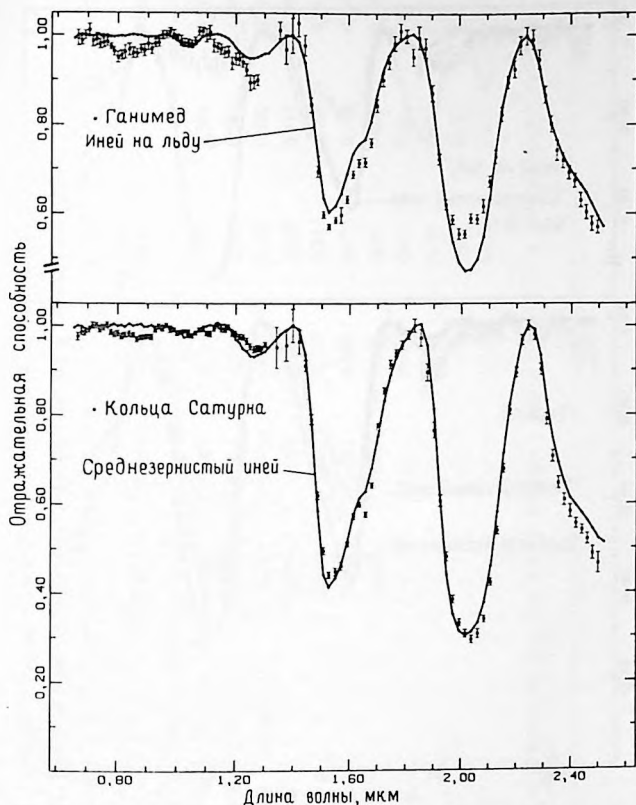


Рис. 7.19. Инфракрасные спектры ведущей стороны Ганимеда и колец Сатурна. Континуумы исключены с использованием кубической сплайн-интерполяции [10]. Спектры сопоставлены с подобным же образом обработанными лабораторными данными для сравнения наблюдаемых глубин поглощения в полосах.

в составе поверхностных слоев спутника. Это показано на рис. 7.22, хотя результат следует интерпретировать с осторожностью. Например, пик на 2,0 мкм обусловлен несколько различающимися глубинами полос поглощения твердой воды при 2,0 мкм. Важными особенностями этого спектра являются уже хорошо известное уменьшение отражения в области видимого диапазона длин волн, поглощение при 0,85 мкм и поглощение при 1,15 мкм. Поглощение при 0,85 мкм и убывание отра-

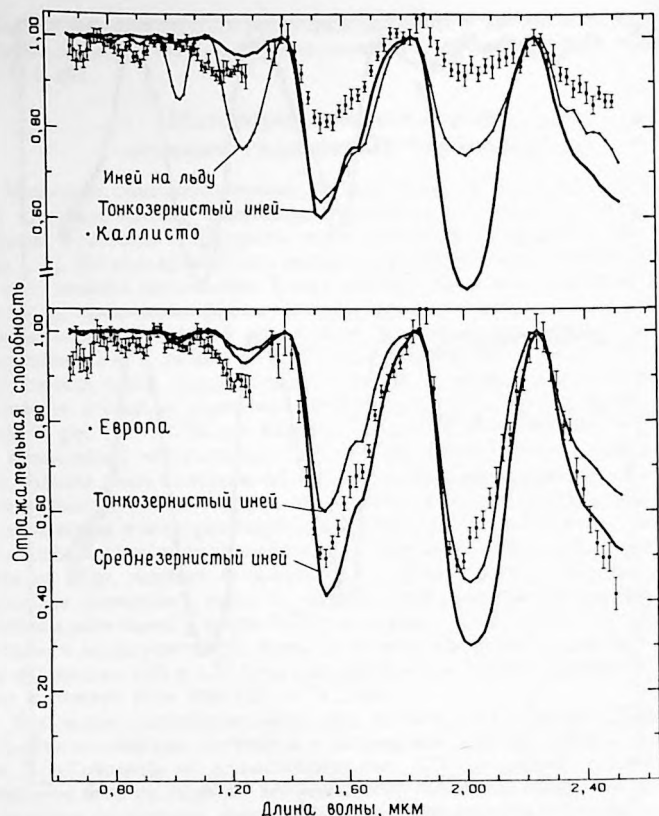


Рис. 7.20. Инфракрасные спектры Европы и Каллисто с континуумом, исключенным методом кубического сплайна [10]. Спектры тонко- и среднезернистого инея — это верхние два спектра рис. 7.16. Они были обработаны подобным же образом.

жения на видимых длинах волн типичны для минералов, содержащих Fe^{3+} . Причина поглощения при 1,15 мкм в настоящее время неизвестна. Кларк [6, 10] определил, что это поглощение есть у Ио, Каллисто и, возможно, Европы, но не у колец Сатурна. Согласно его результатам, из спектроскопически обнаружимых веществ количество водяного льда на Ганимеди составляет $\sim 90\%$ по массе, т.е. значительно больше, чем считали прежде. Верхний предел для связанной воды в среднем по поверхности составляет $5 \pm 5\%$ по массе.

Таблица 7.2. Наблюдаемые глубины полос поглощения воды в твердом состоянии

Н ₂ O в твердом состоянии ^{*)}	0,81 мкм	0,90 мкм	Глубина полосы		1,55 мкм	2,02 мкм
			1,04 мкм	1,25 мкм		
а. Мелкозернистый иней, T = 131 K	<0,001	<0,001	0,013	0,038	0,399	0,557
б. Средне- и мелкозернистый иней, T = 114 K	<0,001	0,002	0,024	0,070	0,587	0,698
в. Средне- и грубозернистый иней, T = 112 K	<0,001	0,002	0,034	0,105	0,670	0,740
г. Грубозернистый иней, T = 140 K	0,012	0,019	0,103	0,210	0,737	0,708
д. Иней на льду, T = 115 K	0,009	0,016	0,137	0,247	0,364	0,261
е. Иней на льду, T = 110 K	0,004	0,012	0,098	0,173	0,149	0,190
ж. Иней на льду, T = 110 K	0,002	0,004	0,026	0,051	0,400	0,528
з. Европа (ведомая сторона)	-	-	0,04	0,12	0,50	0,51
и. Ганимед (ведущая сторона)	-	-	0,03	0,10	0,43	0,44
к. Каллисто (ведущая сторона)	-	-	-	0,07	0,19	0,08
л. Кольца Сатурна	-	-	0,02	0,05	0,56	0,71

^{*)} а-г взяты из спектров инея, приведенных на рис. 7.16; д-е-из спектров в работе [8, рис. 11]; ж-спектр инея на льду из рис. 7.19, который сравнивается со спектром Ганимеда; з-л-из [10].

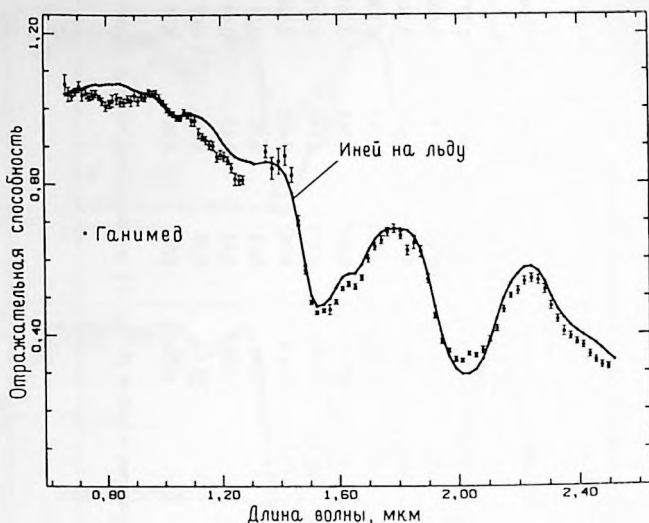


Рис. 7.21. Спектр ведущей стороны Ганимеда в сравнении со спектром инея на льду [10]. Согласие превосходное. Иней на льду имеет размер частиц в интервале от 30 до ~ 200 мкм и толщину ~ 1 мм. Толщина ледяного блока ~ 17 мм. Единица интенсивности отвечает длине волны 1,02 мкм. Иней на льду имеет спектральную отражательную способность около 80% при 0,8 мкм.

Многие подходы к решению проблемы количества воды на галилеевых спутниках отличались от подхода Кларка. Например, Пилчер и др. [39], а также Поллак и др. [40] определили долю покрытия инеем поверхностей, принимая горизонтально-неоднородное распределение, при котором некоторые участки имеют только водяной иней, а остальная площадь является спектрально нерезкой (серой). Такой анализ может дать противоречивые результаты в зависимости от того, какие полосы поглощения и какой размер зерен инея использованы для сравнения. Например, глубины полос поглощения для ведущей стороны Ганимеда можно сравнить с глубинами полос инея, приведенными в табл. 7.2. Поскольку глубина полосы при 1,55 мкм в спектре Ганимеда подобна глубине полосы мелкозернистого инея, можно сделать вывод о 100%-ном покрытии инеем поверхности Ганимеда. Если спектр средне- и крупнозернистого инея сравнить со спектром Ганимеда, то по глубинам полос при 1,55 мкм можно заключить, что 60% его поверхности покрыто инеем, а $\sim 40\%$ — серым веществом, а сравнение глубин полос при 1,04 мкм тех же самых двух спектров показывает, что $\sim 100\%$ его поверхности покрыто инеем.

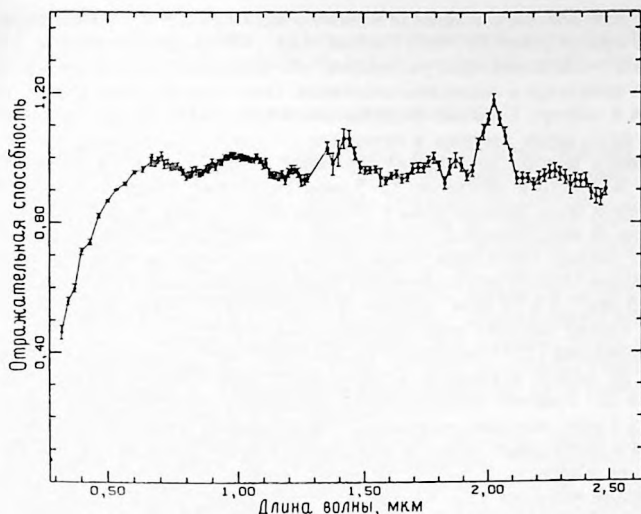


Рис. 7.22. Спектр Ганимеда, отнесенный к спектру инея на льду из рис. 7.20, с включением данных видимой области спектра. Пик на 2,0 мкм обусловлен различием глубин полос водяного льда при 2,0 мкм.

На практике все полосы поглощения следует сравнивать одновременно, имея при этом в виду, что различные длины волн проникают под поверхность до различных глубин. Например, длины волн в 3,0-мкм полосе льда проникают лишь примерно на 1 мкм, поскольку коэффициент поглощения льда в этом случае чрезвычайно высок, тогда как длина волны 1,04 мкм, для которой коэффициент поглощения льда очень низок, может проникать на несколько сантиметров (в слое инея глубина проникновения скорее всего определяется рассеянием, а не поглощением). Использование более высоких обертонов поглощения льда позволяет лучше оценить валовый состав поверхности, поскольку свет проникает до больших глубин и увеличивается возможность обнаружения поглощений других минералов.

Спектр ведомой стороны Европы содержит более асимметричные полосы поглощения водяного льда, чем наблюдаемые в лаборатории [6, 10], однако имеются указания на то, что такую асимметрию могут дать смеси льда с другими минералами [8]. Проведя такое же исследование, как для Ганимеда, Кларк [6, 10] определил, что 95–100% по массе из всех спектроскопически обнаружимых компонентов на поверхности Европы составляет водяной лед.

Спектр Каллисто отличается от спектров Европы и Ганимеда тем,

что у него полосы поглощения водяного льда при 1,5 и 2,0 мкм гораздо более слабые (напр., [11, 40]). Поллак и др. [40] на основе формы 3-мкм полосы поглощения воды указывают, что большая часть воды на Каллисто находится в связанном состоянии. Они сделали этот вывод, подбирая к спектру Каллисто модельные спектры, состоящие из водяного льда плюс серые частицы в интервале 1–5 мкм. Эти авторы также согласовали полосы поглощения связанной воды (но без льда) со спектром Каллисто в интервале 2,2–5 мкм. Поскольку полосы поглощения связанной воды расположены в области около 3 мкм и никакая другая модель не дает хорошего соответствия со спектром Каллисто, они пришли к выводу, что полоса 3 мкм обусловлена главным образом связанной водой. Однако они по большей части пренебрегали наличием поглощений при 1,5 и 2,0 мкм, замечая, что эти детали могут быть обусловлены только малыми количествами водяного льда.

Лебофский [27] утверждает, что полоса 3 мкм указывает на водяной иней, но нельзя исключить и некоторого количества связанной воды. Кларк [6] отметил потенциальные трудности интерпретации области около 3 мкм, которая осложняется насыщением этой полосы небольшими количествами воды, и определил предел содержания связанной воды на Каллисто в $5 \pm 5\%$ по массе, поскольку полосы поглощения связанной воды при 1,4 и 1,9 мкм не обнаружены. Однако из-за низкого альбедо Каллисто полосы льда при 1,5 и 2,0 мкм могут быть подавлены [6, 10]. Используя модель из оптически изолированных двух компонентов (иней + серое вещество) и глубины полос поглощения при 1,5 и 2,0 мкм в ее спектрах, измеренных Кларком и Мак-Кордом [11], Кларк [10] получил, для Каллисто площадь покрытия инеем $\geq 45\%$. Поглощение инея при 1,25 мкм указывает на $\sim 90\%$ -ное покрытие. Однако полоса при 3 мкм сильнее, чем получается по площади покрытия инеем в оптически изолированных пятнах, а более высокие обертоны поглощения водяного льда, по-видимому, сильнее, чем его поглощение на более длинных волнах (например, видимая полоса поглощения при 1,5 мкм интенсивнее, чем при 2,0 мкм). Физически невозможно, чтобы реальные более высокие обертоны были сильнее, чем более низкие. Однако здесь мы имеем случай полос *наблюдаемого* поглощения в спектрах инея на льду [6, 8]. Крылья полос сильных поглощений перекрываются, размывая полосы и оставляя только слабые видимые полосы наблюдаемого поглощения. Континуум будет круто спадать с возрастанием длины волны для спектра чистого инея на льду, поэтому в случае Каллисто (и, вероятно, в меньшей степени у Европы) континуум может быть видоизменен другими минералами, если эти минералы смешаны со льдом [6, 10]. По своим лабораторным данным [8, 9], используя модель, в которой темные частицы хорошо перемешаны со льдом поверхности, Кларк [7] определил верхний предел водяного льда на Каллисто в $\sim 90\%$ по массе. Учитывая признаки присутствия по крайней мере некоторого количества темных частиц в смеси со льдом, принимая, что

ими покрыто 45–90% площади поверхности и что плотность темных частиц около 3 г/см^3 , Кларк [10] нашел, что нижний предел количества водяного льда на поверхности Каллисто составляет $\sim 30\%$ по массе.

III. Анализ результатов

Большинство последних результатов исследований ледяных галилеевых спутников указывает на то, что их поверхности содержат больше воды, чем думали прежде. Другим компонентам состава поверхности соответствуют спектры, которые похожи на спектры минералов, содержащих Fe^{3+} [6, 10]. У многих углистых хондритов спектры подобны указанному неводному компоненту [6, 10]. Однако это сходство не доказывает присутствия вещества углистых хондритов на поверхности спутников, поскольку и другие комбинации веществ имеют похожие спектры. Некоторые аллотропы серы могут иметь необходимую форму спектра в области видимых длин волн. Точный вид спектра этого неледяного компонента в видимом диапазоне неизвестен из-за сложностей спектра водяного инея в этой области.

Имелись некоторые сомнения в вопросе о наличии связанной воды в неледяном компоненте на Каллисто и Ганимеде. Усредненное по поверхности значение $5 \pm 5\%$ по массе для связанной воды, полученное Кларком [10], не противоречит работам других авторов (например, [40]). В случае Ганимеда Кларк определил, что неледяной компонент поверхности содержится в количестве $\sim 10\%$ по массе. При среднем содержании $5 \pm 5\%$ связанной воды на поверхности неледяной компонент содержит $50 \pm 50\%$ (по массе) связанной воды. Для Каллисто Кларк [10] приводит нижний предел содержания водяного льда 30% или 60% для неледяного компонента. Таким образом, этот предел дает $\sim 8 \pm 8\%$ связанной воды в неледяном компоненте. Данный Кларком [10] верхний предел 90% водяного льда на Каллисто означает содержание $50 \pm 50\%$ связанной воды в неледяном компоненте. Поэтому Кларк [10] не мог исключить гидратированные минералы. Тот факт, что Поллак и др. [40] приписывают полосе 3 мкм главным образом связанной воде, может означать, что вблизи поверхности имеется малое количество пыли (только микронный верхний слой) и, возможно, нет расхождения с результатами Кларка [10]. Кларк и др. [13] представили новые данные для ведомой стороны Каллисто, которые содержат поглощение льда при 1,04 мкм с глубиной полосы 2,3%, указывающее на то, что верхние пределы, определенные Кларком [10] (например, $\sim 90\%$ по массе) для водяного льда на Каллисто, могут быть более правильным значением.

Выводы о составе различных участков на Ганимеде сделаны на основе данных, полученных КА «Вояджер», и спектральных данных о количестве воды (90% по массе). Кларк [8] показал, что поверхность, состоящая из смеси льда и темного вещества, может выглядеть такой же темной, или более темной, как само это темное вещество, или еще тем-

нее. Поэтому Кларк [6, 10] утверждает, что темная древняя территория на Ганиমেде может содержать столько же воды вблизи поверхности, как на Каллисто (например, вплоть до 90% по массе); более молодая бороздчатая местность содержит больше воды ($\geq 90\%$); кратеры со светлыми лучами включают лишь незначительные количества других веществ ($\leq 2\%$). Тонкие полярные шапки (см. [50, рис. 12]) на Ганимеде являются типичным тонким слоем инея толщиной $\leq 0,01$ мм [6, 10].

Поскольку в настоящее время мы не до конца понимаем спектры отражения чистых и смешанных веществ, выводы Кларка [6, 10] и других авторов, по-видимому, потребуют пересмотра. Данные выводы относятся к веществам, обнаруживаемым спектроскопическим путем. Современные данные для инфракрасной области спектра (точность 2–3%), приближаясь по качеству к лабораторным данным (точность $\leq 0,5\%$), нуждаются в улучшении, и еще больше нуждаются в исследовании спектральные свойства смесей. Если мы хотим понять более точные спектры этих объектов, лабораторные исследования должны быть расширены. Такие исследования имеют важные приложения не только к галилеевым спутникам, но и к спутникам Сатурна, Урана и Нептуна, а также важны для изучения комет, Марса и даже для дистанционных наблюдений Земли.

Разработка приемников инфракрасного излучения в последнее время позволила получать весьма высокоточные спектры отражения галилеевых спутников. Из новых лабораторных данных (напр., [6, 8, 9, 46, 52]) и из высокоточных телескопических наблюдений Кларка и МакКорда [11] очевидно, что выявляются многие диагностические признаки для смесей, состоящих из льда с 1–5% минералов. Для того чтобы можно было использовать эти признаки, требуются данные наблюдений самого высокого качества. Кларк и др. [13] получили данные о галилеевых спутниках с точностью выше 1%; качество данных ограничивается в настоящее время калибровками по звездам, использованным при получении спектров отражения. Интерпретация этих данных проводится в настоящее время, и ее результаты еще не могли быть использованы в данной главе. Как указывает Синтон [47, 49], непрерывные инфракрасные наблюдения Ио с Земли в диапазоне 5–200 мкм позволят следить за вулканическими извержениями и вместе с постоянным контролем за поглощением SO_2 на 4 мкм помогут лучше понять состав поверхности Ио. Следующие несколько лет, прежде чем КА «Галилей» достигнет Юпитера, вероятно, будут отмечены заметным прогрессом в понимании состава поверхностей галилеевых спутников.

Исследование было осуществлено при дотации НАСА.

Литература

1. Aronson J. R., Emslie A. G. Spectral reflectance and emittance of particulate materials. 2: Application and results. *Applied Optics*, 12, 2573–2584, 1973.
2. Berkowitz J., Chupka W. A. Vaporisation processes involving sulfur. *J. Chem. Phys.*, 40, 287–295, 1964.

3. Berkowitz J., Marquart J.R. Equilibrium composition of sulfur vapor. *J. Chem. Phys.*, **39**, 275–283, 1963.
4. Carr M.H., Masursky H., Strom R.G. and Terrile R.J. Volcanic features of Io. *Nature*, **280**, 729–733, 1979.
5. Chatelain Y.A., Buttet J. Electron paramagnetic resonance studies of unstable sulfur forms. In *Elemental sulfur* (B. Meyer, Ed.), p. 208–215. Interscience, New York, 1965.
6. Clark R.N. Spectroscopic studies of water and water/regolith mixtures on planetary surfaces at low temperatures. Ph.D. Dissertation, M.I.T., Cambridge, 1980.
7. Clark R.N. A large scale interactive one dimensional array processing system. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **92**, 221–224, 1980.
8. Clark R.N. Water frost and ice: The near-infrared reflectance 0.65–2.5 μm . *J. Geophys. Res.*, **86**, 3087–3096, 1981.
9. Clark R.N. The spectral reflectance of water-mineral mixtures at low temperatures. *J. Geophys. Res.*, **86**, 3074–3086, 1981.
10. Clark R.N. Ganymede, Europa, Callisto and Saturn's rings: Compositional analysis from reflectance spectroscopy. *Icarus*, **44**, 388–409, 1981.
11. Clark R.N., McCord T.B. The Galilean satellites: New near-infrared reflectance measurements (0.65–2.5 μm) and a 0.325–5 μm summary. *Icarus*, **41**, 323–339, 1980.
12. Clark R.N., McCord T.B. The rings of Saturn: New near-infrared reflectance measurements and a 0.326–4.08 μm summary. *Icarus*, **43**, 161–168, 1980.
13. Clark R.H., Singer R.B., Owensby P.D., Fanale F.P. Galilean satellites: High precision near-infrared spectrophotometry (0.65–2.5 μm) of leading and trailing sides. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **12**, 713–714, 1980.
14. Consolmagno G.J. Sulfur volcanoes on Io. *Science*, **205**, 397–398, 1979.
15. Cruikshank D.P. Infrared spectrum of Io, 2.8–5.3 μm . *Icarus*, **41**, 240–245, 1980.
16. Cruikshank D.P., Jones T.J., Pilcher C.B. Absorption bands in the spectrum of Io. *Astrophys. J.*, **225**, L 89–L 92, 1978.
17. Emslie A.G., Aronson J.R. Spectral reflectance and emittance of particulate materials. 1: Theory. *Applied Optics*, **12**, 2563–2572, 1973.
18. Fanale F.P., Brown R.H., Cruikshank D.P., Clark R.N. Significance of absorption features in Io's IR reflectance spectrum. *Nature*, **280**, 761–763, 1979.
19. Fanale F.P., Johnson T.V., Matson D.L. Io: A surface evaporate deposit? *Science*, **186**, 922–925, 1974.
20. Fink U., Dekkers N.H., Larson H.P. Infrared spectra of the Galilean satellites of Jupiter. *Astrophys. J.*, **179**, L 155–L 159, 1973.
21. Fink U., Larson H.P., Lebofsky L.A., Feierberg M., Smith H. High resolution spectrum of Io from 2–4 μm , IAU Coll. 57. The Satellites of Jupiter (abstract 4–15), 1980.
22. Hapke B. Io's surface and environs: A magmatic-volatile model. *Geophys. Res. Letters*, **6**, 799–802, 1979.
23. Harris D.L. Photometry and colorimetry of planets and satellites. In *Planets and Satellites* (G.P. Kuiper and B.M. Middlehurst, Eds.), pp. 272–343. Univ. Chicago Press, Chicago, 1961. [Русский перевод в кн.: Планеты и спутники.–М.: ИЛ, 1963, с. 241–305.]
24. Johnson T.V., Pilcher C.B. Satellite spectrophotometry and surface compositions. In *Planetary Satellites* (J. Burns, Ed.), pp. 232–268, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: Спутники планет.–М.: Мир, 1980, с. 267–305.]
25. Kieffer H.H. Spectral reflectance of CO_2 – H_2O frosts. *J. Geophys. Res.*, **75**, 501–509, 1970.
26. Kuiper G.P. Comments on Galilean satellites. *Comm. Lunar Planet. Lab.*, **10**, 28–34, 1973.
27. Lebofsky L. Identification of water frost on Callisto. *Nature*, **269**, 785–787, 1977.
28. MacKnight W.J., Tobolsky A.V. Properties of polymeric sulfur. In *Elemental sulfur* (B. Meyers, Ed.), 101–104, Interscience, New York, 1965.

29. *McFadden L. A., Bell J., McCord T. B.* Visible spectral reflectance measurements 0.3–1.1 μm of the Galilean satellites at many orbital phase angles 1977–1978. *Icarus*, **44**, 410–430, 1980.
30. *Meyer B.* Elemental sulfur. In *Inorganic sulfur chemistry* (G. Nickless, Ed.), pp. 241–258, Elsevier, Amsterdam, 1968.
31. *Meyer B., Gouterman M., Jensen D., Oommen T. V., Spitzer K., Stroyer-Hansen T.* The spectrum of sulfur and its allotropes. In *Sulfur research trends* (D. J. Miller and T. K. Wieniorski, Eds.), pp. 53–71. Amer. Chem. Soc., Washington, 1972.
32. *Nash D. B., Conel J. F.* Spectral reflectance systematics for mixtures of powdered hypersthene, labradorite and ilmenite. *J. Geophys. Res.*, **79**, 1615–1621, 1974.
33. *Nash D. B., Fanale F. P.* Io's surface composition based on reflectance spectra of sulfur/salt mixtures and proton irradiation experiments. *Icarus*, **31**, 40–80, 1977.
34. *Nash D. B., Nelson R. M.* Spectral evidence for sublimates and adsorbates on Io. *Nature*, **280**, 763–766, 1979.
35. *Nelson R. M., Hapke B. W.* Spectral reflectivities of the Galilean satellites and Titan 0.32 to 0.86 micrometers. *Icarus*, **36**, 304–329, 1978.
36. *Nelson R. M., Lane A. L., Matson D. L., Fanale F. P., Nash D. B., Johnson T. V.* Io: Longitudinal distribution of SO_2 frost. Submitted to *Science*, 1981.
37. *Peale S. J., Reynolds R. T., Cassen P. M.* Sulfur vapor and sulfur dioxide models of Io's plumes. IAU Coll. 57. The Satellites of Jupiter (abstract 3–9), 1980.
38. *Pearl J., Hanel R., Kunde V., Maguire W., Fox K., Gupta S., Ponnampuruma C., Raulin F.* Identification of gaseous SO_2 and new upper limits for the gases on Io. *Nature*, **280**, 755–758, 1979.
39. *Pilcher C. B., Ridgway S. T., McCord T. B.* Galilean satellites: Identification of water frost. *Science*, **178**, 1087–1089, 1972.
40. *Pollack J. B., Witteborn F. C., Edwin F. E., Stecker D. W., Baldwin J. B., Bunch B. E.* Near-infrared spectra of the Galilean satellites: Observations and implications. *Icarus*, **36**, 271–303, 1978.
41. *Radford H. E., Rice F. O.* Green and purple sulfur: Electron spin resonance studies. *J. Chem. Phys.*, **33**, 774–776, 1960.
42. *Ran H., Kutty T. R., Guedes de Varvalho J. R.* Thermodynamics of sulfur vapour. *J. Chem. Thermo.*, **5**, 833–844, 1973.
43. *Sagan C.* Sulfur flows on Io. *Nature*, **280**, 750–753, 1979.
44. *Schenk P. W., Steudel R.* Oxides of sulfur. In *Inorganic sulfur Chemistry* (G. Nickless, Ed.), pp. 367–418. Elsevier, Amsterdam, 1968.
45. *Sill G. T.* Reflection spectra of solids of planetary interest. *Comm. Lunar Planet. Lab.*, **10**, 1–7, 1973.
46. *Singer R. B.* Near-infrared spectral reflectance of mineral mixtures: Systematic combinations of pyroxenes, olivine, and iron oxides. *J. Geophys. Res.*, **86**, No. 9 7967–7982, 1981.
47. *Sinton W. M.* Io's 5 μm variability. *Astrophys. J.*, **235**, L49–L51, 1980.
48. *Sinton W. M.* Io: Are vapor explosions responsible for the 5 μm outbursts? *Icarus*, **43**, 56–64, 1980.
49. *Sinton W. M.* The thermal emission spectrum of Io and a determination of the heat flux from its hot spots. *J. Geophys. Res.*, **86**, 3122–3128, 1981.
50. *Smith B. A., Shoemaker E. M., Kieffer S. W., Cook A. F.* The role of SO_2 in volcanism on Io. *Nature*, **280**, 738–746, 1979.
51. *Smith B. A. and the Voyager Imaging Team.* The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, **204**, 951–971, 1979.
52. *Smythe W. D.* The detectability of clathrate hydrates in the outer Solar system. Ph. D. Dissertation. Univ. of California, Los Angeles, 1979.
53. *Smythe W. D., Nelson R. M., Nash D. B.* Spectral evidence for SO_2 frost or adsorbate on Io's surface. *Nature*, **280**, 766, 1979.
54. *Soderblom L., Johnson T., Morrison D., Danielson E., Smith B., Veverka J., Cook A., Sagan C., Kupferman P., Pieri D., Mosher J., Avis C., Gradie J., Clancy T.* Spectrophotometry of Io: Preliminary Voyager 1 results. *Geophys. Res. Letters*, **7**, 963–966, 1980.

55. *Stebbins J.* The light variations of the satellites of Jupiter and their applications to measures of the solar constant. *Lick. Obs. Bull.*, **13**, 1-11, 1927.
56. *Stull D.R., Prophet H.* JANAF Thermochemical Tables. Nat. Bur. Standards, Washington, 1971.
57. *Veverka J., Goguen J., Yang S., Elliot J.L.* Near-opposition limb darkening of solids of planetary interest. *Icarus*, **33**, 368-379, 1978.
58. *Veverka J., Goguen J., Yang S., Elliot J.L.* Now to compare the surface of Io to laboratory samples. *Icarus*, **34**, 63-67, 1978.
59. *Veverka J., Goguen J., Yang S., Elliot J.L.* On matching the spectrum of Io: Variations in the photometric properties of sulfur-containing mixtures. *Icarus*, **37**, 249-255, 1979.
60. *Vogt R.E. and the Voyager Cosmic Ray Team.* Voyager 1; Energetic ions and electrons in the Jovian magnetosphere. *Science*, **204**, 1003-1007, 1979.
61. *Wamsteker W.* Narrow-band photometry of the Galilean satellites. *Comm. Lunar Planet. Lab.*, **9**, 171-177, 1972.
62. *Wamsteker W., Kroes R.L., Fountain J.A.* On the surface composition of Io. *Icarus*, **23**, 417-424, 1974.
63. *Yoder H.S.* Generation of basaltic magma. *Nat. Acad. Sci.*, Washington, 1976.

Радиолокационные свойства Европы, Ганимеда и Каллисто

СТИВЕН ДЖ. ОСТРО

Корнеллский университет

Европа, Ганимед и Каллисто обладают совершенно необычными радиолокационными свойствами на длине волны 12,6 см. Их геометрические альбедо очень велики по сравнению с альбедо Луны и внутренних планет. У всех этих спутников отношение интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации, т.е. отношение мощности отраженного сигнала с тем же направлением вращения вектора электрического поля, что и у излученного сигнала, к мощности отраженного сигнала с противоположным направлением вращения, превышает единицу. Такая «инверсия круговой поляризации» не встречалась при радиолокационных исследованиях других тел Солнечной системы. Указанные отношения для Европы и Ганимеда мало отличаются друг от друга, но у обоих они значительно больше, чем у Каллисто. Альбедо возрастают по логарифмическому закону в следующем порядке: Каллисто, Ганимед, Европа. Существенные особенности альбедо и, возможно, поляризации одинаковы в спектрах мощности отраженного сигнала; в некоторых случаях источник аномального радиолокационного рассеяния предположительно отождествляется на снимках, полученных «Вояджерами». Величина инверсии круговой поляризации весьма чувствительна к длине волны в интервале от 3,5 до 70 см. Если необычные эхо-сигналы обусловлены отражением от самых внешних слоев, то поверхности спутников должны иметь заметно более высокий показатель преломления, чем у водяного льда, и быть покрыты кратерами почти полусферической формы. С геологической точки зрения значительно более привлекательной кажется интерпретация радиолокационных результатов, согласно которой рассеяние происходит под поверхностью на случайно ориентированных границах между двумя компонентами реголита. В рамках этой модели, называемой моделью случайных граней, отношение показателей преломления компонентов реголита должно быть мало ($\sim 1,2$). Следовательно, постулируемые компоненты могут иметь одинаковый химический состав и несколько различающиеся плотности или наоборот. Зависимость радиолокационных свойств спутников от длины волны легко объясняется, если компонент с меньшим показателем преломления присутствует в виде плоских прожилок толщиной ~ 10 см.

Наличие льда на поверхности Европы, Ганимеда и Каллисто наделило эти тела весьма необычными радиолокационными свойствами. Это, в частности, привело к тому, что результаты первых измерений радиолокационных альбедо и отношений интенсивностей компонент поляризации [2] этих ледяных спутников казались неправдоподобными. Одна-

ко позднее благодаря обширным наблюдениям утвердилось мнение о том, что эти тела представляют собой уникальный класс планетных тел со специфическими особенностями радиоотражения. Внутри этого класса Европа, Ганимед и Каллисто имеют четко выраженные индивидуальные свойства, свидетельствующие о том, что различия в морфологии спутников, обнаруженные в сантиметровом и дециметровом диапазонах радиоволн, могут быть столь же необычными, как и различия много большего масштаба, выявленные на снимках «Вояджеров».

Определение характеристик поверхности путем интерпретации радиолокационных данных оказалось более трудной задачей для ледяных галилеевых спутников, чем для других планетных тел. Для Луны и внутренних планет ^{*)} существуют достаточно надежные теоретические модели, связывающие свойства радиолокационного отражения (например, альbedo, поляризацию, характер углового рассеяния) с морфологией поверхности. Эти теории неприменимы при интерпретации эхо-сигналов от Европы, Ганимеда и Каллисто из-за того, что рассеяние электромагнитных волн этими объектами коренным образом отличается от рассеяния их любыми другими поверхностями естественного или искусственного происхождения, которые до сих пор изучались посредством радиолокации.

Наиболее трудно объяснимым фактом в радиолокационных свойствах этих спутников является характер рассеяния ими волн, обладающих круговой поляризацией. При распространении таких волн вектор электрического поля вращается как винт либо с правой, либо с левой резьбой. Направление вращения меняется на обратное при отражении от зеркала или от гладкой сферы. Например, волна с правой круговой поляризацией, падающая на гладкую сферу, дает отраженный сигнал с левой круговой поляризацией.

Луна и внутренние планеты рассеивают радиоволны подобно умеренно гладким сферам, и основная доля мощности отраженного сигнала имеет направление вращения, противоположное вращению излученного сигнала. Относительно малую мощность сигнала с тем же направлением круговой поляризации, что и у излученного сигнала, можно приписать многократному или обратному рассеянию от неровной поверхности, например от камней с размерами, соизмеримыми с длиной волны. Можно представить настолько неровную поверхность, что поляризация падающей на нее волны становится полностью хаотичной. В этом предельном случае отраженный сигнал с первоначальным направлением круговой поляризации имел бы такую же мощность, что и сигнал с обратным направлением поляризации. Другими словами, сигнал стал бы неполяризованным.

Удобно ввести величину μ_c , определив ее как отношение интенсивностей левой и правой компонент круговой поляризации, т.е. отноше-

^{*)} Подразумеваются все планеты, находящиеся внутри орбиты Юпитера.—
Прим. ред.

ние мощности отраженного сигнала с направлением поляризации исходной волны к мощности сигнала, поляризованного в противоположном направлении. Для планет земной группы это отношение много меньше единицы. Между тем для Европы, Ганимеда и Каллисто значения μ_c определенно больше единицы. Иными словами, в основном сохраняется первоначальное направление поляризации. Это означает, что в отличие от прежнего опыта радиолокационных зондирований мы сталкиваемся со случаем обращения (инверсии) круговой поляризации.

В дополнение к этому удивительному результату радиолокационные геометрические альбедо спутников оказываются исключительно большими. Европа представляет экстремальный случай — эффективность обратного рассеяния у нее примерно в 30 раз больше, чем у Луны. Кемпбелл и др. [3] впервые указали на то, что радиолокационное геометрическое альбедо, геометрическое альбедо в видимых лучах и площадь ледяного покрытия у спутников возрастают в последовательности: Каллисто, Ганимед, Европа.

Аномальные радиолокационные свойства, по-видимому, коррелируют с наличием водяного льда на поверхностях спутников, но детали механизма отражения, ответственные за наблюдаемое поведение отраженных сигналов, до конца не ясны. Хотя радиолокационные данные могут содержать ценную физическую информацию, геоморфологическая интерпретация этих результатов определенно не может дать фундаментального теоретического объяснения природы аномального рассеяния радиоволн. Поэтому попытки истолкования радиолокационных результатов для Европы, Ганимеда и Каллисто были направлены прежде всего на выяснение причин инверсии круговой поляризации.

К концу 70-х годов удалось в первом приближении понять, как происходит процесс рассеяния. При радиолокационных исследованиях планет земной группы принимаемые сигналы отражаются преимущественно самой поверхностью. Но Остро и Петтенгил [12] показали, что отражения от поверхности могут создавать инверсию круговой поляризации только в том случае, если поверхность с геологической точки зрения необычна по своей геометрии. Согласно Голдстейну и Грину [7], подповерхностное рассеяние двухкомпонентным реголитом может приводить к инверсии круговой поляризации, если при этом удовлетворяются определенные электрические и геометрические ограничения.

В этой главе рассматриваются результаты исследований радиолокационных свойств Европы, Ганимеда и Каллисто и степень нашего понимания этих свойств. В первом разделе описываются методы радиолокации, дается обзор результатов наблюдений и выделяются важнейшие аспекты из совокупности экспериментальных данных. Второй раздел посвящен теоретической интерпретации аномальных радиолокационных свойств спутников. Рассматривается физическая природа инверсии круговой поляризации и предлагаются некоторые уточнения модели рассеяния Голдстейна — Грина, а затем делаются первоначальные выводы о мелкомасштабной геоморфологии ледяных галилеевых спутников.

I. Результаты наблюдений

Большая часть радиолокационных исследований спутников как в Обсерватории Аресибо Национального астрономического и ионосферного центра, так и на станции дальней космической связи Лаборатории реактивного движения в Голдстоуне включала в себя простые наблюдения в режиме непрерывного излучения радиоволн. Монохроматическая немодулированная волна излучалась в течение времени, соответствующего двойному пробегу света до мишени. Затем (в течение такого же времени) принималось радиоэхо с доплеровским сдвигом частоты. Поскольку каждая освещенная часть вращающейся мишени отражает сигнал с определенным доплеровским сдвигом, принимаемое эхо обладает дисперсией по частоте, и каждая точка спектра принятого сигнала пропорциональна яркости той части видимого диска, которая видна через полосу, выделяемую селекцией по частоте и ориентированную параллельно оси вращения мишени.

В более сложных радиолокационных экспериментах спектры мощности отраженного сигнала получают в двух ортогональных направлениях поляризации, что позволяет оценить геометрическое альbedo $\alpha = (\hat{\sigma}_{SC} + \hat{\sigma}_{OC})/4 = (\hat{\sigma}_{OL} + \hat{\sigma}_{SL})/4$ и отношение интенсивностей левого и правого компонентов либо круговой поляризации $\mu_C = \hat{\sigma}_{SC}/\hat{\sigma}_{OC}$, либо линейной поляризации $\mu_L = \hat{\sigma}_{OL}/\hat{\sigma}_{SL}$. Здесь O и S обозначают соответственно направления поляризации, ортогональное к излученному сигналу и совпадающее с ним. Нормированное эффективное сечение радиолокационного отражения $\hat{\sigma}$ равняется $\sigma/\pi a^2$, где σ — эффективное сечение радиолокационного отражения, а a — радиус мишени. Отношения компонентов поляризации определяются так, чтобы каждое равнялось нулю для сигнала, отраженного от бесконечного плоского зеркала или идеально гладкой сферы, и единице для полностью неполяризованного отраженного сигнала.

Сравнение с внутренними планетами

В левой части рис. 8.1 показаны спектры OC и SC , соответствующие характерным чертам радиолокационных отражений от Луны, Меркурия, Марса и Венеры на волне 12,6 см. По оси абсцисс отложена ширина полосы сигнала в единицах доплеровского сдвига частоты $\nu_{CL} = 4\pi a/\lambda P$, соответствующего повороту мишени от центра до лимба; здесь λ — длина волны, а P — период вращения. Края спектра соответствуют отражению от экваториальных областей на лимбах мишени. Кривые нормированы таким образом, что геометрическое альbedo равняется сумме площадей под кривыми SC и OC . Отношение компонентов круговой поляризации μ_C равняется просто отношению этих площадей. Для планет земной группы $\alpha \approx 0,025$ и $\mu_C \approx 0,1$. Как отмечал Петтенгил [13, 14], отраженный радиосигнал от внутренних планет можно разделить на две

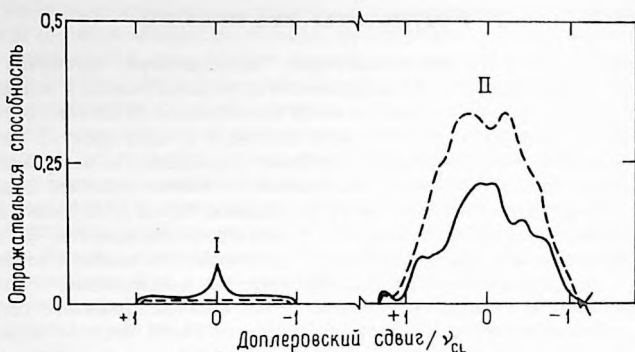


Рис. 8.1. Типичные спектры радиоотражения на длине волны 12,6 см для планет земной группы (I) в сравнении со спектрами радиоотражения от Европы (II), полученными Остро и др. [11]. Абсциссы выражены в единицах доплеровского сдвига частоты от центра к лимбу $\nu_{CL} = 4\pi a/\lambda P$, где a — радиус, λ — длина волны, а P — период вращения. Края спектров соответствуют отражениям от экваториальных областей на лимбе. Геометрическое альбедо α равняется сумме площадей под кривыми SC (пунктир) и OC (сплошные) и составляет $\sim 0,025$ для планет земной группы и $\sim 0,65$ для Европы. Отношение интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации $\mu_C = \hat{\sigma}_{SC}/\hat{\sigma}_{OC}$, где $\hat{\sigma}_{SC}$ и $\hat{\sigma}_{OC}$ — нормированные эффективные сечения радиолокационных отражений с компонентами круговой поляризации, совпадающим с направлением поляризации излученного сигнала (SC) и ортогонального ему (OC). μ_C равняется $\sim 0,1$ для планет земной группы и $\sim 1,6$ для Европы.

части. Более сильная, квазизеркальная часть, имеющая низкие отношения компонентов поляризации, обусловлена рассеянием от гладких участков поверхности и преобладает в отражении от подрадарных областей. Более слабая диффузная часть, в основном неполяризованная, обусловлена рассеянием от шероховатых участков поверхности и преобладает в сигнале, отраженном от удаленных от подрадарной точки областей.

Справа на рис. 8.1 показаны спектры мощности сигнала, отраженного Европой; эти спектры получены Остро и др. [11] на волне 12,6 см. Соответствующие кривые для Ганимеда и Каллисто имеют меньшие амплитуды, но аналогичны по форме. Ясно, что в радиоотражениях от ледяных спутников не доминирует квазизеркальный компонент. Рассеяние скорее диффузное, и его удобно моделировать угловой зависимостью в виде $\cos^m \theta$. Здесь θ — угол падения, измеряемый между нормалью к поверхности и направлением зондирования. Рассеяние оказывается промежуточным между законом Ламберта ($m = 2$) и законом рассеяния от однородного яркого диска ($m = 1$).

Законы диффузного рассеяния требуют, чтобы структура мишени имела шероховатость с характерными размерами по меньшей мере по-

рядка длины волны падающего электромагнитного излучения. Для ледяных галилеевых спутников критические ограничения для характера шероховатости определяются отношениями компонентов круговой поляризации и в меньшей степени их радиолокационными альбедами. Как показывает рис. 8.1, альbedo ледяных спутников очень велики. Еще более поразителен тот факт, что отношения компонентов круговой поляризации для всех трех спутников больше единицы. Как отмечалось выше, эта аномальная инверсия поляризации не встречалась в радиолокационных исследованиях неледяных планетных тел, у которых отношения компонентов круговой поляризации гораздо меньше единицы.

Данные радиолокации

Из многочисленных наблюдений на волне 12,6 см в Обсерватории Аресибо были получены спектры мощности отраженных сигналов с двойной поляризацией в среднем для восьми сильно разнесенных значений фазы Φ , обусловленной орбитальным движением и вращением каждого спутника (подробнее о спектрах и других результатах отдельных наблюдений см. [11]). В табл. 8.1 приведены средневзвешенные значения радиолокационных геометрических альбедо, отношения компонентов круговой и линейной поляризации и показатели степени в законе рассеяния для Европы, Ганимеда и Каллисто. Данные о радиолокации на волнах 3,5 см и 70 см скудны, но все же позволяют сделать вывод, что аномальные радиолокационные свойства зависят от длины волны. Как будет показано в следующем разделе, эта зависимость от длины волны накладывает определенные пределы на размеры структур, ответственных за эти свойства. Интегральные по всему диску экстремальные значения радиолокационных свойств — это отношение компонентов круговой поляризации для Ганимеда на волне 3,5 см ($\mu_c = 2,0 \pm \pm 0,3$) и геометрическое альbedo Европы на волне 12,6 см ($\alpha = 0,65 \pm \pm 0,16$).

Различия в радиолокационных свойствах спутников на волне 12,6 см остаются загадочными. Радиолокационные альbedo логарифмически увеличиваются от Каллисто к Ганимеду и затем к Европе, следуя хорошо известному соотношению для альбедо в видимых лучах. Отношения компонентов круговой поляризации у Ганимеда и Европы, по-видимому, одинаковые и намного большие, чем у Каллисто. Показатели в законе рассеяния у Ганимеда и Каллисто не различаются, но они значительно меньше, чем у Европы, что указывает на потемнение Европы к лимбу и, возможно, на то, что у нее полярные области светлее, чем у Ганимеда или Каллисто. (Любой из этих случаев дал бы более узкий спектр отраженного сигнала и таким образом больший показатель степени в законе рассеяния для Европы.) Для Ганимеда показатели в законе рассеяния, определенные из спектров *OC*, больше по сравнению с теми, которые определяются из соответствующих спектров *SC*. Отсюда можно предположить, что отношение компонентов круговой поляри-

Таблица 8.1. Радиолокационные свойства ледяных галилеевых спутников

	Европа		Ганимед		Каллисто
	12,6 см	70 см	12,6 см	3,5 см	12,6 см
α	$0,65 \pm 0,16$	$< 0,3$	$0,38 \pm 0,10$	$0,30 \pm 0,7$	$0,16 \pm 0,04$
μ_C	$1,56 \pm 0,11$	$< 1,0$	$1,55 \pm 0,06$	$2,0 \pm 0,03$	$1,19 \pm 0,06$
μ_L	$0,47 \pm 0,07$		$0,47 \pm 0,08$		$0,55 \pm 0,10$
m	$1,73 \pm 0,08$		$1,46 \pm 0,04$		$1,43 \pm 0,05$
m_{OC}/m_{SC}	$1,08 \pm 0,10$		$1,21 \pm 0,06$		$1,13 \pm 0,09$

Приведены средневзвешенные значения радиолокационного геометрического альбедо α , отношения интенсивностей левого и правого компонентов круговой (C) и линейной (L) поляризации μ_C и μ_L и показателя m в законе рассеяния. Здесь m определено из спектра, образованного суммой спектров SC и OC или спектров SL и OL.

Результаты для волны 12,6 см даны согласно Остро и др. [11].

Значения для волны 70 см — согласно данным предварительного анализа наблюдений Кэмпбелла и Остро [4].

Результаты для 3,5 см даны по Голдстейну и Грину [7].

Об отношении m_{OC}/m_{SC} оцененных показателей в законе рассеяния при наличии поляризации говорится в тексте.

зации увеличивается в сторону лимбов, либо уменьшается в сторону полюсов или одновременно и то и другое. Наконец, отношение компонентов линейной поляризации у каждого спутника составляет примерно 0,5.

Радиолокационные особенности спутников

У каждого из спутников среднеквадратичные отклонения измененных значений геометрического альбедо и отношений интенсивностей компонентов круговой поляризации при определенных значениях фазы Φ составляют не более 10% соответствующих средневзвешенных величин. Имеются некоторые данные [11] в пользу корреляции между кривыми блеска в видимом и радиодиапазонах длин волн, хотя неопределенности в калибровке радиолокационной системы заставляют считать этот вывод предварительным. Оценки показателя в законе рассеяния или отношения компонентов круговой поляризации не обнаруживают явной зависимости от фазы Φ . Тем не менее спектры двойной поляризации Каллисто (рис. 8.2) показывают, что на ведомой стороне существуют значительные участки поверхности с $\mu_C \approx 1$, а на ведущей стороне их нет. Поскольку аномальная инверсия поляризации, по-видимому, связана с присутствием на поверхности льда, то ассоциация больших значений μ_C с визуально более темными полушариями вызывает удивление.

На всех трех спутниках статистически значимые «особенности» в спектрах свидетельствуют о существовании локальных радиолока-

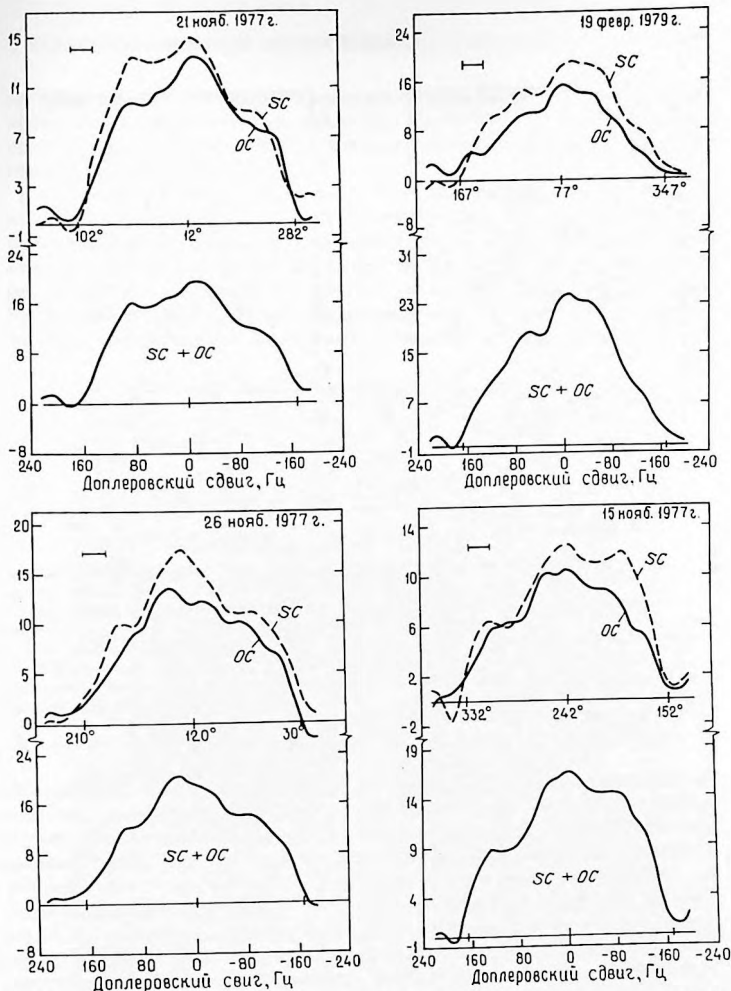


Рис. 8.2. Спектры радиоотражения от Каллисто, полученные Остро и др. [11] для фаз Φ , отвечающих положению спутника на орбите и равных 12, 77, 120 и 242°. Спектры $SC + OC$ получены суммированием спектров SC и OC . Вследствие синхронного вращения спутника значение Φ однозначно связано с фазой вращения и приблизительно равняется долоте центрального меридиана. Указаны долготы приближающегося и удаляющегося лимбов. Заметим, что для протяженных областей на ведомой стороне ($180^\circ \leq \Phi \leq 360^\circ$) $\mu_c \approx 1$, но для ведущей стороны ($0^\circ \leq \Phi \leq 180^\circ$) $\mu_c > 1$. На этом и следующих рисунках мощность сигнала показана в единицах среднеквадратичного отклонения.

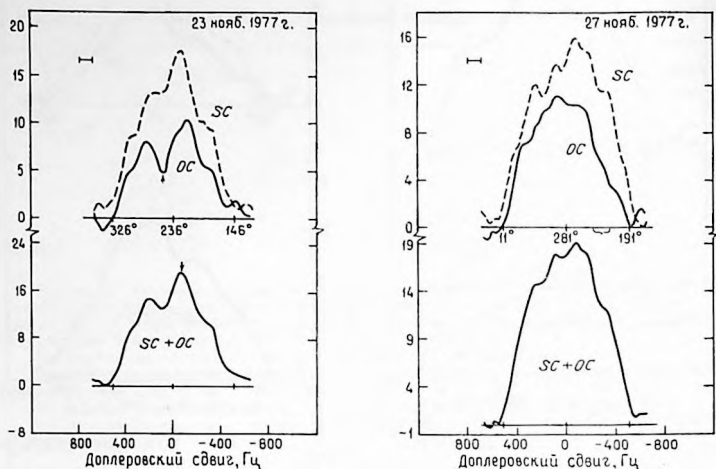


Рис. 8.3. Спектры Европы, полученные Остро и др. [11]. Депрессия (\downarrow) в спектре *OC* 23 ноября 1977 г. для некоторой заданной частоты дает $\mu_C > 2$. Левая сплошная кривая на рис. 8.4 указывает участки на Европе, возможно вносящие определенный вклад в отраженный сигнал на этой частоте. Внутри спектрального интервала, помеченного скобкой вдоль оси абсцисс на спектре от 27 ноября 1977 г., $\mu_C \geq 2$ и зарегистрированная мощность сигнала для каждой поляризации по крайней мере в четыре раза превышает среднеквадратичное значение шума приемника. Этот интервал соответствует полоске, заключенной между пунктирными кривыми на рис. 8.4. Особенность с высоким альбедо, обозначенная \downarrow на спектре от 23 ноября 1977 г., соответствует правой сплошной кривой на рис. 8.4.

ционных аномалий в рассеянии. В некоторых случаях особенности в спектрах *OC* и *SC* обладают взаимной корреляцией, указывая на области аномального отражения. Эти свойства альбедо являются более типичными, чем свойства поляризации, такие как особенность с высоким μ_C , вызываемая депрессией (указанной стрелкой \downarrow) в спектре *OC* Европы, полученном 23 ноября 1977 г. (рис. 8.3). Последняя может находиться где-то вблизи резкого провала в спектре, которому на карте Европы соответствует левая сплошная кривая (рис. 8.4). На этом же рисунке область между пунктирными линиями соответствует спектральной полосе с высоким μ_C в отраженном Европой сигнале, полученном 27 ноября 1977 г. (рис. 8.3). Перекрытие этих участков свидетельствует о том, что темные области на Европе вблизи долготы 246° могут быть предварительно отождествлены с источником экстремальной инверсии поляризации. К сожалению, отраженные от спутников радиосигналы никогда одновременно не разрешались по запаздыванию и по доплеровскому сдвигу. Имеющиеся данные не позволяют отыскать определенную корреляцию между радиолокационными свойствами и снимка-

ми «Вояджер» (интересно проанализировать, чем обусловлена особенность с высоким альбедо, указанная стрелкой ↓ в спектре Европы, полученном 23 ноября 1977 г., которой соответствует правая сплошная кривая на рис. 8.4).

Наблюдения Остро и др. [11] Ганимеда при фазах вращения 138 и 168° показывают, что область Галилея обладает довольно низкой отражательной способностью для радиоволн (рис. 8.5). Эта область, крупнейший участок малоизмененной, сильно кратерированной поверхности, расположена в северном полушарии между долготами ~90 и ~180°. Радиолокационные спектры, полученные при $\Phi = 168^\circ$ (когда западная долгота центрального меридиана равна 168°), имеют низкие относи-

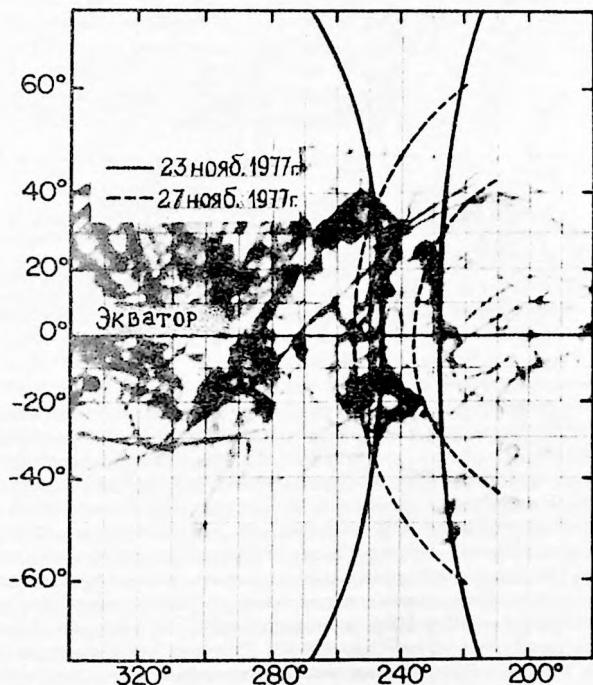


Рис. 8.4. Спектральные участки (места с постоянным доплеровским сдвигом частоты), соответствующие определенным особенностям в радиолокационных спектрах Европы (рис. 8.3). Большие, темные, простирающиеся с юга на север области вблизи долготы 246° могут быть источником радиоотражений с $\mu_c > 2$ (см. текст).

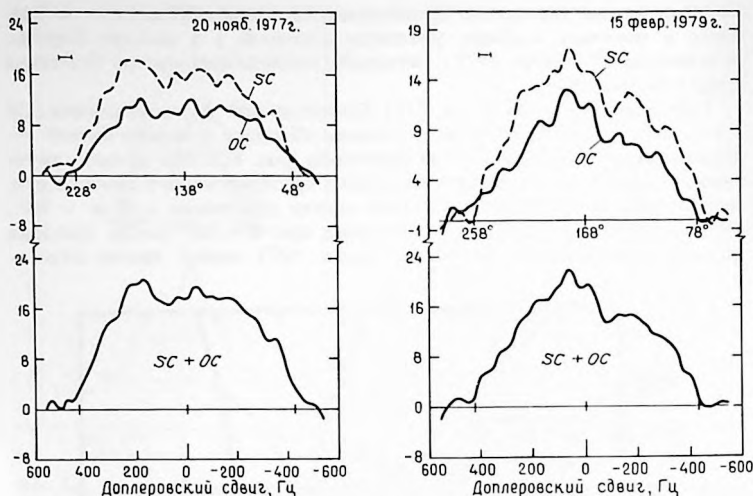


Рис. 8.5. Спектры Ганимеда, полученные Остро и др. [11]. Отражение от области Галилея приходится на центральные (малые положительные и малые отрицательные) доплеровские сдвиги частоты во время наблюдений Ганимеда при фазе вращения $\Phi = 138^\circ$ (слева), но почти целиком на отрицательные доплеровские сдвиги в случае наблюдений при $\Phi = 168^\circ$ (справа). Предполагается, что в области Галилея более низкая отражательная способность для радиоволн, чем в среднем у поверхности Ганимеда.

тельные амплитуды при отрицательных доплеровских смещениях, что указывает на более низкое альbedo участков восточнее долготы 168° , чем участков к западу от этой долготы. Во время наблюдений при фазе 138° центр области Галилея находился вблизи центрального меридиана. Амплитуды в спектрах отраженных сигналов в этих наблюдениях сильно понижены, вероятно, вследствие низкой радиолокационной отражательной способности области Галилея. При заданной фазе вращения, т.е. определенном положении спутника при его орбитальном движении, показатель в законе рассеяния, выведенный из формы спектра отраженного сигнала ($m = 1,05 \pm 0,08$), значительно ниже, чем средневзвешенное значение для Ганимеда ($m = 1,46 \pm 0,04$). Другими словами, при радиолокации Ганимед обнаруживает меньшее потемнение к лимбу при $\Phi = 138^\circ$, чем при других фазовых углах. Предварительное отождествление области Галилея как участка с низкой отражательной способностью для радиоволн согласуется с представлениями о корреляции интегрального по диску радиолокационного альbedo с отражением от поверхности, покрытой водяным инеем.

II. Теоретическая интерпретация

В этом разделе мы подробнее рассмотрим физическую природу аномальной инверсии круговой поляризации. Как мы уже видели, для Европы, Ганимеда и Каллисто в радиолокационном рассеянии должен преобладать процесс, благодаря которому отраженный сигнал с тем же направлением круговой поляризации, как и у излученного сигнала, обладает большей мощностью, чем сигнал с обратным направлением поляризации. Всякое обратное рассеяние при однократном отражении обращает направление вращения падающих волн, обладающих круговой поляризацией, так что должны происходить по меньшей мере два отражения. Рассеяние от участков поверхности, размеры или радиусы кривизны которых невелики по сравнению с длиной волны, будет нарушать фазовую когерентность и степень поляризации зондирующего излучения. Поэтому в процессе обратного рассеяния, по-видимому, участвуют площадки на поверхности (границы), достаточно большие и плоские в масштабе от сантиметров до дециметров, что делает оправданным применение к такому рассеянию приближения геометрической оптики.

Внешнее рассеяние: двойное отражение от полусферических кратеров

По предположению Остро и Петтенгила, сделанному в работе [12], высокие геометрические альбедо спутников требуют, чтобы френелевский коэффициент отражения материала, покрывающего поверхность, был велик. Единственным отождествленным по химическому составу веществом на спутниках является водяной лед, показатель преломления которого $n = 1,8$. Однако для согласования с наблюдаемой величиной альбедо нужно предположить, что плотная матрица из льда содержит включения какого-то вещества с более высоким показателем преломления — возможно, силикатов с $n \sim 2,4$ [5].

Отмечая, что обратное рассеяние первого порядка дает $\mu_c \approx 0$, тогда как многократное внешнее рассеяние от случайно ориентированных граней быстро деполяризует падающую волну ($\mu_c \rightarrow 1$), Остро и Петтенгил предположили, что главным источником радиоэха являются отражения второго порядка. (Здесь «внешнее» отражение от границы двух сред означает отражение от среды с более высоким показателем преломления.) Два последовательных отражения от двух граней создадут обратное рассеяние, если нормали к граням перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости, содержащей луч радиолокатора (и только в этом случае). Если это геометрическое ограничение выполняется, то для первого отражения интенсивность обратного рассеяния и поляризация будут сильно зависеть от угла падения θ_1 . (Геометрически углы падения для двух отражений являются дополнительными друг другу и взаимозаменяемыми.) Как показано на рис. 8.6, круговая поляризация изменяет направле-

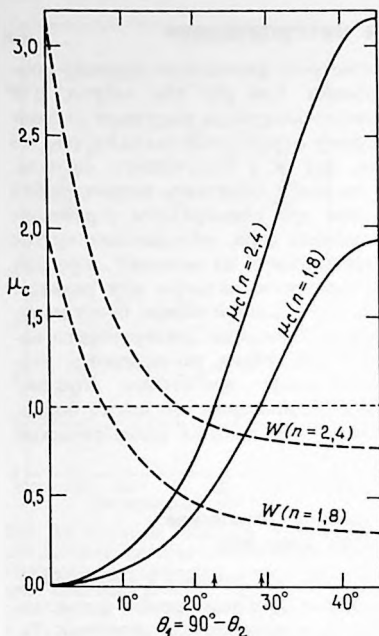


Рис. 8.6. Отношение интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации μ_c и отложенное в произвольном масштабе произведение W френелевских коэффициентов отражения для случая обратного рассеяния при двойном внешнем отражении от граней с показателем преломления, равным 1,8 (лед) и 2,4 (силикат). График симметричен относительно $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$. Отношение μ_c превышает единицу, когда углы падения для двух отражений заключены между углом Брюстера и его дополнением до 90° (показаны стрелками).

ние на обратное ($\mu_c > 1$), когда оба угла падения заключены между углом Брюстера $\theta_B = \arctg n$ и его дополнением до 90° . Максимальное значение μ_c достигается при $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$ и является возрастающей функцией показателя преломления. Однако интенсивность отраженного сигнала пропорциональна произведению W коэффициентов отражения для двух отражающих площадок. Это произведение, отложенное в произвольном масштабе на рис. 8.6, значительно больше в случае однократного отражения при нормальном падении на грань, чем в случае двойного отражения при падении на грань под углом 45° . Если же принять во внимание эффективную площадь отражения ($\sim \cos \theta$) и усиление сигнала (т.е. направленность излучения), то неравенство $W(0^\circ) \gg W(45^\circ)$ становится еще более отчетливо выраженным. Таким образом, совокупность случайно ориентированных пар граней (как и отдельных борозд или уголкового отражателей) будет отражать значительно более мощный сигнал с $\mu_c < 1$, чем с $\mu_c > 1$.

С другой стороны, полусферические кратеры по своей геометрии благоприятствуют обратному рассеянию с двойным отражением при 45° для всех ориентаций, что может приводить в итоге к инверсии кру-

говой поляризации ($\mu_c > 1$). От частей кратера, наиболее удаленных от луча радиолокатора, будут видны однократно отраженные сигналы, тогда как дважды отраженные сигналы будут приходить от кольцевой области кратерной стенки, наклоненной на 45° к лучу зрения. В модели рассеяния Остро–Петтенгила поверхности постулированных ледяных кратеров содержат плоские грани, размеры которых гораздо больше длины волны наблюдений, что отвечает приближению геометрической оптики. Результаты их расчетов рассеяния указывают, что как μ_c , так и α уменьшаются с уменьшением размера граней. Ожидаемые свойства поляризации сигналов, отраженных от полусферических кратеров, вероятно, должны быть у полусферических кратеров с диаметрами ≥ 100 м, но не с диаметрами ≤ 1 м. В приближении геометрической оптики имеется неявное ограничение, что рассеивающие границы раздела должны быть гладкими в масштабе $\sim \lambda/10$. Отсюда следует, что кратеры должны быть гладкими в масштабе нескольких миллиметров (чтобы удовлетворить результатам радиолокации на волне 3,5 см), а также почти полусферическими (чтобы сделать максимальной относительную вероятность обратного рассеяния при двойном отражении в случае падения волны под углом 45°).

Хотя возможными источниками кратеров с диаметрами ниже предела разрешения на снимках «Вояджер» являются падения метеоритов, вулканизм или термическая абляция, маловероятно, что кратеры образуются с очень гладкими поверхностями или почти полусферической формы. Поэтому из работы Остро и Петтенгила можно сделать вывод, что модель внешнего отражения сигналов поверхностью не дает убедительного объяснения аномальных радиолокационных свойств ледяных спутников.

Модель произвольно ориентированных граней

Голдстейн и Грин [7] предложили другое объяснение инверсии круговой поляризации, постулировав, что верхние несколько метров ледяной поверхности являются «изломанными и растрескавшимися и покрыты зазубренными ледяными глыбами». Они предполагают, что отражение радиосигнала происходит вследствие многократного рассеяния от подповерхностных, произвольно ориентированных границ раздела лед–вакуум. Согласно их модели, решающую роль в возникновении инверсии поляризации играют отражения при скользящем падении (т.е. отражения при очень больших углах падения) и, в частности, полные внутренние отражения.

Голдстейн и Грин используют вероятностное приближение лучевой оптики для вычисления радиолокационных свойств слоя со случайно ориентированными гранями (т.е. границами раздела лед–вакуум и вакуум–лед). Индивидуальные фотоны испытывают многочисленные столкновения с гранями, распределенными в слое, толщина которого равна N свободных пробегов фотона. Коэффициенты отражения Френе-

ля определяют относительные вероятности, связанные с возможными результатами столкновений фотонов с гранями. Голдстейн и Грин прослеживают положение каждого фотона, направление распространения и состояние поляризации, до тех пор пока фотон не покинет слой. Используя метод Монте-Карло (и около 3000 пробных фотонов), они оценивают отношение интенсивностей компонентов круговой поляризации для сигнала, отраженного от слоя. Свободными параметрами в их модели являются толщина слоя H и показатель преломления льда. Рассеивающие грани предполагаются достаточно большими, плоскими и гладкими, чтобы можно было применять лучевое приближение.

В вероятностных расчетах рассеяния Голдстейна и Грина имеются некоторые неявные ограничения на морфологию реголита. При прослеживании каждого столкновения фотона с гранью теряется вся информация о случайно выбранных ориентации и расположении грани. Таким образом, Голдстейн и Грин неявно предполагают, что 1) пространственные конфигурации любых двух границ раздела лед-вакуум совершенно не связаны между собой и 2) фотоны, вероятно, не сталкиваются с одной и той же гранью более одного раза. Поскольку грани статистически независимы, они пространственно разделены и длина свободного пробега фотона должна быть больше размеров граней. Чтобы это согласовалось с наблюдениями на волне 12,6 см, размеры рассеивающих граней и средняя длина свободного пробега фотона должны быть по меньшей мере порядка одного метра. Поскольку в модели Голдстейна-Грина $H = 6$, то нужно допустить, что случайно ориентированные границы раздела лед-вакуум распределены в слое многометровой толщины. Поскольку ориентации граней не коррелированы, то почти параллельные границы раздела лед-вакуум (например, расщелины), очевидно, встречаются редко. Видимо, как почти горизонтальные, так и почти вертикальные границы раздела лед-вакуум должны иметь примерно одинаковое распределение.

Полное внутреннее отражение

Рассмотрим обратное рассеяние при двойном внутреннем отражении от незаполненных пустот во льду. Если волна с круговой поляризацией, проходя через лед с показателем преломления n , встречает поверхность раздела лед-вакуум, то при угле падения θ_i , большем критического угла $\theta_c = \arcsin n^{-1}$, вся энергия отразится, а направление поляризации падающей волны сохранится, давая $\mu_c > 1$. Однако при полном внутреннем отражении круговой характер поляризации не сохраняется. Как показали Борн и Вольф [1], полное внутреннее отражение поворачивает фазы компонентов электрического поля, перпендикулярных и параллельных плоскости падения, на разные углы $\delta_{\perp}(\theta_i, n)$ и $\delta_{\parallel}(\theta_i, n)$, что приводит к разности фаз $\delta = \delta_{\perp} - \delta_{\parallel}$. Поскольку при $\theta_c < \theta_i < 90^\circ$ этот угол не равен нулю, отраженная волна оказывается эллиптически поляризованной. Максимальное отклонение от чисто круговой поляризации,

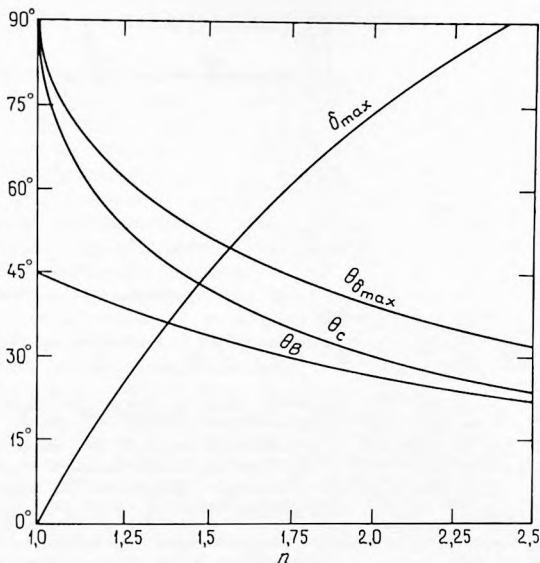


Рис. 8.7. Функции, рассмотренные Борном и Вольфом [1], в применении к внутренним отражениям в среде с показателем преломления $n \geq 1$: угол Брюстера $\theta_B = \arctg n^{-1}$; критический угол $\theta_c = \arcsin n^{-1}$; максимальное увеличение фазы при полном внутреннем отражении $\delta_{\max} = 2 \arctg [(n - n^{-1})/2]$; угол падения, который дает δ_{\max} , равен $\theta_{\delta_{\max}} = \arcsin [2/(n^2 + 1)]^{1/2}$.

соответствующее изменению фазы δ_{\max} , происходит при $\theta_i = \theta_{\delta_{\max}}$ (рис. 8.7). Если угол падения для ряда последовательных отражений не меняется, как должно быть в случае обратного рассеяния при двойном отражении, то полное изменение фазы просто равно сумме $\sum_i \delta(\theta_i, n)$.

Если $n = \sqrt{2}$, как на рис. 8.8, а, то критический угол равен 45° . Поскольку изменение фазы стремится к нулю, когда угол падения приближается к критическому значению, то общее изменение фазы для двух последовательных отражений при $\theta = 45^\circ$ оказывается близким к нулю, а результирующее отношение компонент круговой поляризации приближается к бесконечности (ср. рис. 8.8, а и 8.6). В случае $n \neq \sqrt{2}$ μ_c достигает предельных значений при критическом угле θ_c и его дополнении до 90° . На рис. 8.8, б показано, какого значения μ_c следует ожидать в случае последовательности двойных внутренних отражений от пар взаимно перпендикулярных граней, ориентация которых по отношению к лучу радиолокатора имеет однородное распределение в интервале $0 \leq$

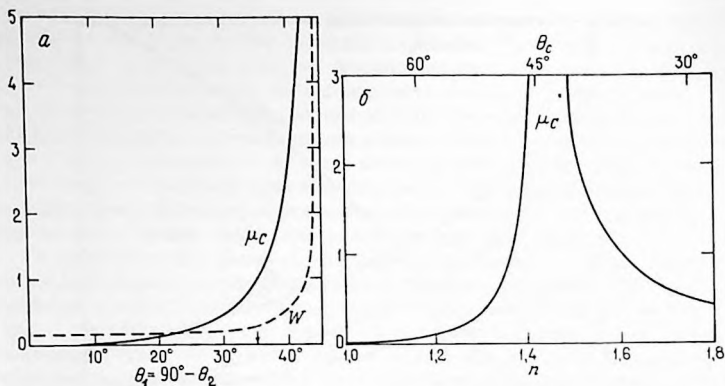


Рис. 8.8. *a* — отношение интенсивностей левой и правой компонент круговой поляризации μ_c при двойном внутреннем отражении от граней, обращенных в вакуум, в среде с показателем преломления $n = \sqrt{2}$. В произвольном масштабе показано также произведение W френелевских коэффициентов отражения $R(\theta_1, n)$ и $R(90^\circ - \theta_1, n)$ для двух последовательных отражений. Стрелкой показан угол Брюстера θ_B . Отметим различия между этими кривыми на рис. 8.6. *б* — значение μ_c для двойных внутренних отражений от совокупности произвольно ориентированных пар граней, обращенных в вакуум, в среде с показателем преломления n . Углы падения $\theta_1 = 90^\circ - \theta_2$ распределены равномерно в интервале $0^\circ \leq \theta_1 \leq 90^\circ$. Вклад каждой величины θ_1 взят в нормировке на величину W . Верхняя ось абсцисс указывает значения критического угла $\theta_c = \arcsin n^{-1}$.

$\leq \theta_1 \leq 90^\circ$. Ясно, что обратное рассеяние при двойном отражении от соприкасающихся с вакуумом граней льда при $n \approx \sqrt{2}$ могло бы дать наблюдаемую инверсию поляризации.

Многократное полное внутреннее отражение

В модели, предложенной Голдстейном и Гринном, отраженный радиосигнал образуется в результате многократного рассеяния высокого порядка, а распределение и ориентация любой поверхности раздела предполагаются независимыми от положений и ориентаций всех остальных границ. Таким образом, плоскости падения совершенно не коррелированы, и совокупный эффект от многих последовательных случайных изменений фаз перестает быть простой суммой. Скорее, его можно моделировать одномерным случайным блужданием, включающим N шагов случайной длины δ_i . Среднеквадратичное добавление фазы для такого блуждания равно $\Delta = N^{1/2} \delta_{\text{rms}}$, где

$$\delta_{\text{rms}}^2(n) = \int_{\theta_c}^{\pi/2} \delta^2(\theta, n) d\theta / \int_{\theta_c}^{\pi/2} d\theta \quad (1)$$

$$\delta(\theta, n) = 2 \arctg [\cos \theta (\sin^2 \theta - n^{-2})^{1/2} / \sin^2 \theta]. \quad (2)$$

Определение отношения компонентов круговой поляризации через компоненты вектора Стокса [12] дает $\mu_c = (1 + \cos \Delta)(1 - \cos \Delta)^{-1}$. Поскольку $\Delta \rightarrow 0$ при $n \rightarrow 1$, μ_c резко возрастает при $n \rightarrow 1$, как показано на рис. 8.9. Кривая на этом рисунке была рассчитана для $N = 8$, что соответствует среднему числу полных внутренних отражений, испытываемых фотоном в модели Голдстейна–Грина. Физическое обоснование формы кривой, вычисленной с использованием численных методов и изображенной в виде сплошной линии в верхней части рис. 8.10, было дано в приведенном выше анализе.

Для любого столкновения фотона с поверхностью раздела в модели Голдстейна–Грина нормаль \hat{n} к границе выбирается случайным образом из направлений, которые распределены изотропно по отношению к направлению распространения фотонов \hat{k} . При таком распределении углы падения $\theta_i \equiv \arccos(\hat{n} \cdot \hat{k})$ имеют веса, пропорциональные $\sin \theta_i$, что благоприятствует скользящим углам падения (это важно, потому что в таком случае фотон, обладающий круговой поляризацией, заметно не изменяет ее). Однако реальное поперечное сечение отражающей грани в действительности изменяется как $\cos \theta_i$, что уменьшает относительную вероятность отражений при скользящем падении. Поэтому Голдстейн и Грин несколько переоценили эффективность обращения направления круговой поляризации в их модели.

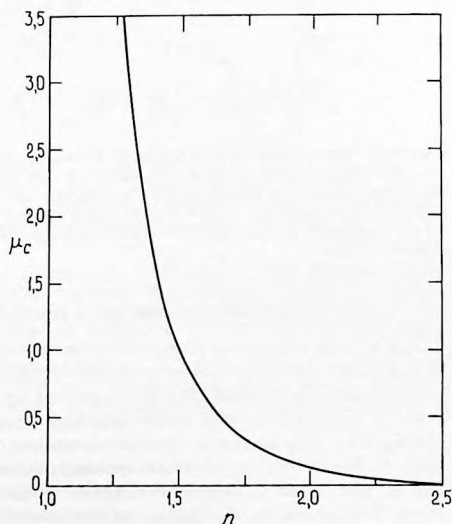


Рис. 8.9. Отношение интенсивностей левой и правой компонентов круговой поляризации μ_c для восьми последовательных внутренних отражений от некоррелированных по направлениям граней, обращенных в вакуум, в среде с показателем преломления n (модель одномерных случайных блужданий). Различия между этой кривой и кривой, вычисленной Голдстейном и Грином (сплошная кривая в верхней части рис. 8.10), частично обусловлены дополнительным множителем $\sin \theta$ в модели Голдстейна–Грина (см. текст).

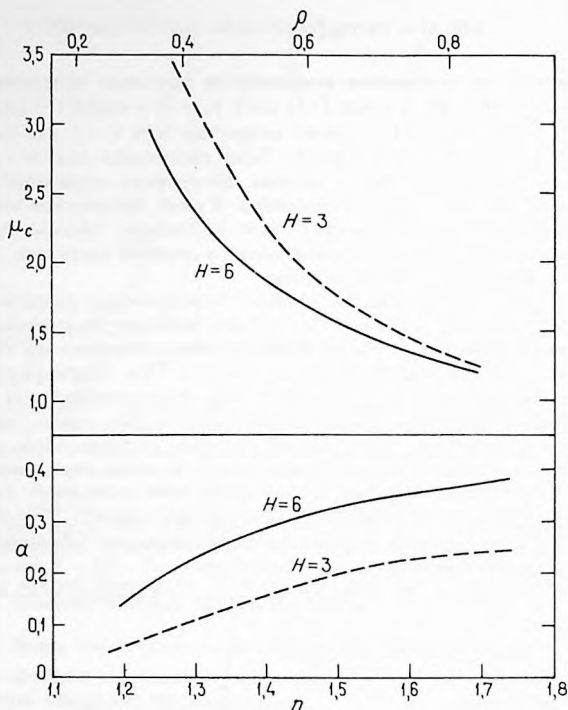


Рис. 8.10. Отношение интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации μ_c и геометрическое альbedo α для модели Голдстейна–Грина произвольно ориентированных граней на границе лед–вакуум в зависимости от показателя преломления льда n и плотности льда ρ для двух значений толщины H рассеивающего слоя. Кривые основаны на расчетах Голдстейна (личное сообщение, 1980).

Высокие радиолокационные геометрические альbedo

Если уменьшить толщину H слоя со случайно ориентированными гранями, то число полных внутренних отражений на фотон уменьшится и отношение интенсивностей компонентов круговой поляризации возрастет. К сожалению, этот благоприятный эффект сопровождается одно-временным уменьшением радиолокационного геометрического альbedo (рис. 8.10). Можно попытаться скомпенсировать низкое альbedo, включив не вошедшие в модель источники мощности отраженного сигнала, такие как рассеяние от границ диэлектриков, от острых углов, кромок,

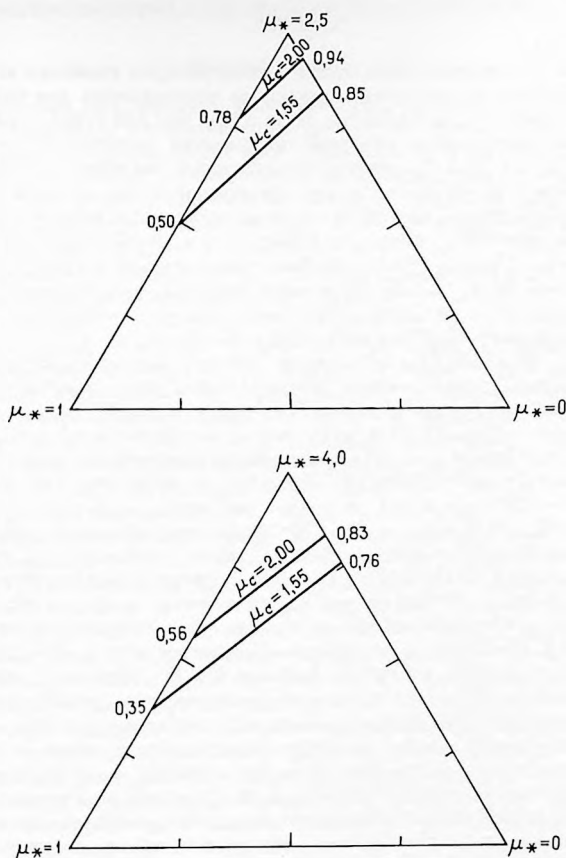


Рис. 8.11. Трехкомпонентные диаграммы отношения интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации для моделей рассеяния, включающих три составляющие. Величины этих отношений для каждой из составляющих μ_* равны 0, 1 и 2,5 (верхняя диаграмма) и 0, 1 и 4,0 (нижняя диаграмма). Доля мощности отраженного сигнала, вносимая составляющей с отношением $\mu_* = 1$, равна единице при вершине угла с $\mu_* = 1$ и нулю на противоположном конце, где $\mu_* = 0$, возрастая линейно с увеличением расстояния от основания треугольника. Линии постоянного μ_c проведены для значений, измеренных на двух длинах волн для Ганимеда (см. табл. 8.1).

шероховатых поверхностей и малых частиц, радиусы кривизны которых ненамного больше, чем самая короткая из используемых для наблюдений длин волн (3,5 см). Однако в связи с тем, что для таких отражений отношение компонентов круговой поляризации меняется от нуля до единицы, они будут понижать результирующее значение μ_C . Рис. 8.11 иллюстрирует этот эффект для двух трехкомпонентных моделей рассеяния. На треугольных диаграммах доля мощности отраженного сигнала, обусловленная компонентом, у которого $\mu_C = \mu_*$, равна единице в левом нижнем углу и нулю в правом нижнем углу и линейно возрастает вверх от основания треугольника. Линии постоянного μ_C в отраженном сигнале, создаваемом тремя компонентами, отвечают значениям, измеренным для Ганимеда на волнах 12,6 и 3,5 см.

Используя рис. 8.10 и 8.11, можно оценить, насколько модель случайно ориентированных граней Голдстейна и Грина способна удовлетворять результатам наблюдений. Модель Голдстейна–Грина с толщиной слоя H , равной шести длинам свободного пробега фотона, может дать наблюдаемые для Ганимеда отношения компонентов круговой поляризации на волне 3,5 см ($\mu_C = 2,0 \pm 0,3$) и геометрическое альbedo ($\alpha = 0,30 \pm 0,07$), если лед в реголите, состоящем из льда и вакуума, имеет показатель преломления $\sim 1,4$ (поскольку показатель преломления сплошного твердого льда равен 1,8, то лед с показателем, равным 1,4, должен быть очень пористым, и его скорее следует считать очень плотным снегом). Однако поскольку не учтены моделью источники отражения уменьшают отношение компонентов круговой поляризации, определяемое моделью, то значение μ_C , вычисляемое по этой модели, должно превышать измеряемое значение μ_C . Предположим, что модельное значение μ_C равно 4,0, что соответствует показателю преломления льда $\sim 1,15$. На нижней треугольной диаграмме рис. 8.11 линия $\mu_C = \text{const}$, помеченная как $\mu_C = 2,00$, обозначает доли каждого компонента в тех трехкомпонентных моделях, которые дают фактическое отношение интенсивностей компонентов круговой поляризации 2,00. Например, если бы 56% отраженного сигнала было обусловлено компонентом Голдстейна–Грина с $\mu_C = 4,0$, а остальное – компонентом с $\mu_C = 1$, то отношение круговых поляризаций было бы равно 2,00. (Реальное альbedo было бы в $1/0,56 \approx 1,8$ раза больше, чем модельное.) Любая трехкомпонентная модель внутри маленького треугольника, ограниченного снизу прямой $\mu_C = 2,00$, могла бы удовлетворить результатам, полученным для Ганимеда. Однако если бы 17% отраженного сигнала были обусловлены компонентом с $\mu_C = 0$, а остальная часть – компонентом Голдстейна–Грина с $\mu_C \leq 4,0$, то фактическое отношение компонентов поляризаций было бы меньше 2,0, что не удовлетворяло бы полученному отношению для Ганимеда на волне 3,5 см. Ясно, что модель случайно ориентированных граней оказывается малоприменимой в ситуации, когда нужно учитывать процессы рассеяния, дающие низкие отношения компонентов круговой поляризации.

Рыхлый верхний слой

Поскольку при обратном рассеянии первого порядка всегда происходит обращение направления падающей на поверхность волны, то исключение из рассмотрения всех отражений первого порядка могло бы улучшить модель случайно ориентированных граней. Если бы в согласовании электрических свойств реголита с окружающим космическим пространством определенную роль играл очень рыхлый верхний слой толщиной всего в несколько сантиметров, то более глубокие слои практически не вносили бы вклада в отраженный сигнал. Наилучшее согласование импедансов обеспечивается в случае, когда плотность слоев постепенно нарастает на участках длиной ≥ 10 см [15]. В этой связи интересно отметить, что результаты затменной ИК-радиометрии спутников, по-видимому, сводят на нет однородные тепловые модели (см. обзор Моррисона [9]). С другой стороны, этим данным хорошо удовлетворяет модель, согласно которой слой с низкой теплопроводностью толщиной в несколько миллиметров залегает над слоем с более высокой теплопроводностью. Заслуживают также внимания модели с более толстым верхним слоем, характеризующимся небольшим градиентом теплопроводности.

В модели Голдстейна–Грина трудно одновременно получить большое альbedo и большое отношение компонентов круговой поляризации. (Общее завышение μ_C в расчетах Голдстейна и Грина, упомянутое выше, усложняет эту проблему.) Огромное альbedo Европы на волне 12,6 см ($\alpha = 0,65 \pm 0,16$) может быть согласовано с теорией лишь в случаях, если 1) толщина рассеивающего слоя намного больше шести длин свободного пробега фотона или 2) если постулировать большой вклад отраженных сигналов с $\mu_C = 1$, не учтенных в модели. Для любой из этих альтернатив измеренное отношение интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации для Европы на волне 12,6 см требует, чтобы ледяной реголит имел очень низкий показатель преломления. Действительно, кривые на рис. 8.10 и 8.11 показывают, что модель случайно ориентированных граней, вероятно, не может удовлетворить экспериментальным результатам для Европы при показателях преломления, превышающих $\sim 1,2$. Однако лед с низким показателем преломления обязательно обладает малой плотностью (см. верхнюю ось абсцисс на рис. 8.10) и низкой механической прочностью. Очень пористый лед был бы неспособен, в частности, сохраняться над незаполненными пустотами глубоко под поверхностью. Эту трудность можно преодолеть, обратившись к несколько иной интерпретации модели со случайно ориентированными гранями в следующем разделе.

Двухкомпонентный реголит

Параметр n представляет собой просто отношение показателей преломления двух компонентов реголита, один из которых не обязательно является вакуумом. Оба компонента могут иметь сходный химический состав и немного различающиеся плотности (например, снег и сплошной твердый лед) или сходные плотности и несколько различный состав (например, чистый лед и загрязненный лед). Таким образом, в реголите могут содержаться участки с различными показателями преломления, но одинаковой механической прочностью, что снимает возражения против глубоких пустот во льду с низкой плотностью. На физические свойства этого реголита в целом или на зависимость этих свойств от глубины не налагается никаких ограничений. Если такой реголит электрически согласован с окружающим космическим пространством (например, через очень рыхлый верхний слой толщиной ~ 10 см), то преобладающим источником мощности отраженного сигнала должны быть многократные отражения при скользящем падении. Поляризация будет изменять свое направление на обратное, если реголит перемежается большими, гладкими, плоскими, произвольно ориентированными поверхностями раздела между участками с близкими, но не равными значениями показателя преломления. Поскольку n должно быть мало, H будет велико, и компонент с меньшим показателем преломления должен быть примешан к реголиту до глубины в несколько десятков метров.

Морфология двухкомпонентного реголита

Ограничения для морфологии реголита можно найти из зависимости отношения интенсивности компонентов круговой поляризации от длины волны (см. табл. 8.1). Для Ганимеда μ_c на волне 3,5 см выше, чем на волне 12,6 см. Для Европы альбедо на длине волны 70 см много меньше, чем на 12,6 см, и направление поляризации, по-видимому, не испытывает инверсии. Хотя точные зависимости $\mu_c(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$ для этих тел нельзя определить из имеющихся данных, можно допустить, что в структуре реголита присутствует какой-то компонент с характерными размерами между 1 см и 1 м.

Данному ограничению может удовлетворить реголит с различными морфологическими особенностями. Если рассеивающие грани кажутся более крупными, гладкими и плоскими на волне 12,6 см, чем на волне 70 см, соотношения геометрической оптики, на которых основана модель, оказываются менее пригодными на более длинных волнах.

Другое объяснение зависимости от длины волны связано с полным внутренним отражением. Рассмотрим известное явление «нарушенного» полного внутреннего отражения [8]. Предположим, что реголит содержит множество случайно ориентированных плоских трещин. (Плоские трещины требуют значительной корреляции в простран-

венном расположении и ориентировке рассеивающих граней; это противоречит предположению Голдстейна и Грина, что любые две грани статистически независимы.) Пусть трещины имеют толщину t и заполнены вторым компонентом, показатель преломления которого несколько меньше, чем преобладающего первого компонента. Фотоны, проходящие сквозь первый компонент, могут испытывать полное внутреннее отражение, если встречают одну из прожилков с низким показателем преломления при скользящем падении, как описывалось выше. Однако полное внутреннее отражение будет иметь место, только если прожилка имеет достаточную толщину. Если эта прожилка слишком тонкая, то полного внутреннего отражения не произойдет и фотон просто пройдет прожилку. Для угла падения, среднего между критическим углом θ_c и 90° , коэффициент отражения R приблизительно равен единице, если $t > \lambda$. Однако если $t < \lambda/10$, то $R \ll 1$. В случае если плоские прожилки имеют толщину ~ 10 см, полное внутреннее отражение будет более эффективным на волне 3,5 см, чем на 12,6 см. При больших длинах волн R падает, а μ_c и α катастрофически убывают. Радиолокационные наблюдения Европы на длине волны 70 см как раз обнаруживают именно такую тенденцию. Плоские, произвольно ориентированные прожилки могли бы образоваться в результате ударов метеоритов, вулканизма или термических напряжений. Поскольку геологические истории поверхностей Европы, Ганимеда и Каллисто очень различны, предполагаемая структура реголита с прожилками может иметь разное происхождение. Если такой реголит действительно существует, то области, где произвольно ориентированные прожилки выходят на поверхность, могли бы внешне напоминать «узорчатые участки», часто встречающиеся в околоснежниковых районах на Земле [6].

Влияние состава

Различия в радиолокационных свойствах Европы, Ганимеда и Каллисто могут быть вызваны следующими изменениями: 1) толщины t прожилков с низким показателем преломления; 2) оптической глубины (пропорциональной H) рассеивающего слоя; 3) относительного показателя преломления двух компонентов реголита или 4) коэффициента поглощения (т.е. мнимой части комплексного показателя преломления; см. [10]) одного из компонентов реголита. Радиоволны гораздо быстрее затухают в силикатах, чем во льду, поскольку при температурах, характерных для поверхностей спутников, коэффициент поглощения у силикатов на несколько порядков величины больше, чем у льда [5, 16, 17]. Кроме того, эффективность полного внутреннего отражения убывает по мере того, как коэффициент поглощения отражающего вещества увеличивается. Таким образом, у Каллисто существенная примесь силикатов в реголите может вызвать быстрое затухание подповерх-

ностной радиолокационной волны, ликвидируя условия, необходимые для получения высоких значений геометрического альbedo и отношения интенсивностей компонентов круговой поляризации.

Выводы

Многократное полное внутреннее отражение от случайно ориентированных подповерхностных граней может объяснить аномальную инверсию круговой поляризации в отраженных радиолокационных сигналах от Европы, Ганимеда и Каллисто. Несколько типов двухкомпонентных реголитов, по-видимому, могут удовлетворить наиболее важным геометрическим и статистическим ограничениям в модели Голдстейна–Грина. Если компонент с более низким показателем преломления существует в виде плоских прожилков толщиной ~ 10 см, то легко можно объяснить сильную зависимость отношения интенсивностей левого и правого компонентов круговой поляризации от длины волны. Эта модель реголита с прожилками, если ее полностью параметризовать, могла бы послужить основой для понимания различий в альbedo и отношении интенсивностей компонентов круговой поляризации спутников, а также особенностей спектров отраженных ими радиосигналов.

В интерпретации результатов радиолокации остается еще много вопросов, но мы, по-видимому, движемся в правильном направлении. Радиолокационные наблюдения на волне 3,5 см необходимы, чтобы прояснить зависимость альbedo и отношения интенсивностей компонентов круговой поляризации от длины волны для каждого спутника. Модель рассеяния Голдстейна–Грина следует использовать при изучении влияния толщины прожилков и коэффициентов ослабления каждого компонента реголита на альbedo и отношение интенсивностей компонентов круговой поляризации в зависимости от длины волны. Нужно вычислить модельные значения отношения интенсивностей компонентов линейной поляризации и затем сопоставить их с результатами наблюдений на волне 12,6 см ($\mu_L \approx 0,5$ для каждого спутника). Наконец, необходимо изучать геологические процессы, которые могли бы привести к возникновению соответствующих подповерхностных структур на Европе, Ганимеде и Каллисто.

Я благодарен Р. М. Голдстейну за ценные дискуссии и предоставление его неопубликованных результатов расчетов по методу Монте-Карло. Хочу выразить признательность К. Р. Чепмену за его замечания по первоначальному варианту рукописи. Большой благодарности заслуживают Д. Бейкер и Д. Джонс за помощь в выполнении программирования, Дж. Веверка и С. Сквairs за полезные обсуждения, М. Рот и А. Альберга-Мартин за техническую помощь. Исследование субсидировалось Национальным астрономическим и ионосферным центром

при Корнеллском университете при поддержке Национального научного фонда и Национального управления по авиации и исследованию космического пространства США.

Литература

1. Born M., Wolf E. Principles of Optics, pp. 47–51. Pergamon Press, New York, 1975.
2. Campbell D.B., Chandler J.F., Ostro S.J., Pettengill G.H., Shapiro I.I. Galilean satellites: 1976 radar results. *Icarus*, **34**, 254–267, 1978.
3. Campbell D.B., Chandler J.F., Pettengill G.H., Shapiro I.I. Galilean satellites of Jupiter: 12.6 cm radar observations. *Science*, **196**, 650–653, 1977.
4. Campbell D.B., Ostro S.J. Europa: 70 cm radar observations. In preparation. 1981.
5. Campbell M.J., Ulrichs J. The electrical properties of rock and their significance for lunar radar observations. *J. Geophys. Res.* **74**, 5867–5881, 1969.
6. Embleton C., King C.A.M. Periglacial Geomorphology, pp. 67–95, Wiley and Sons, New York, 1975.
7. Goldstein R.M., Green R.R. Ganymede: radar surface characteristics. *Science* **207**, 179–180, 1980.
8. Kapany N.S. Fiber optics, pp. 5–49, Academic Press, New York, 1967.
9. Morrison D. Radiometry of satellites and the rings of Saturn. In: *Planetary Satellites (J.A. Burns, Ed.)*, pp. 269–301, Univ. Arizona Press, Tucson, 1977. [Русский перевод в кн.: *Спутники планет*. Под ред. Дж. Бернса.– М.: Мир, 1980, с. 306–340.]
10. Muller R.H. Definitions and conventions in ellipsometry. *Surface science*, **16**, 14–33, 1969.
11. Ostro S.J., Campbell D.B., Pettengill G.H., Shapiro I.I. Radar observations on the icy Galilean satellites. *Icarus*, **44**, 431–440, 1980.
12. Ostro S.J., Pettengill G.H. Icy craters on the Galilean satellites? *Icarus*, **34**, 268–279, 1978.
13. Pettengill G.H. Radar studies of the planets. In: *Radar Astronomy (J.V. Evans, T. Hagfors Eds.)*, pp. 275–321, McGraw-Hill, New York, 1968.
14. Pettengill G.H. Physical properties of the planets and satellites from radar observations. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **16**, 265–292, 1978.
15. Simpson R.A. Reflection and transmission from interfaces involving graded dielectrics with applications to planetary radar astronomy. *Proc. IEEE AP* **24**, 17–24, 1976.
16. Von Hippel A.R. Dielectrics and waves, pp. 26–37. M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1954.
17. Whalley E., Labbe H.J. Optical spectra of rotationally disordered crystals. III. Infrared spectra of the sound waves. *J. Chem. Phys.*, **51**, 3120–3127, 1969.

Предметный указатель

- Адрастея (J14; 1979 J1) 22, 24, 28,
49, 57, 60, 166
орбита 70
открытие 22, 70, 166
связь с кольцом Юпитера 76
- Аккреция 128
- Альбе́до спутников 28, 29, 171
геометрическое 234, 235, 250
радиолокационное 234, 237,
250
- Амальтея (J5) 22–24, 28, 165–189
звездная величина 165, 170
кратеры 176, 177, 186
морфология поверхности 23,
169, 176, 177, 182, 184–187
наземные наблюдения 166, 168,
170, 173
орбита 24, 165
открытие 22, 23, 165
происхождение 188
прочность 179–182
размеры и форма 23, 166–169,
188, 189
состав 23, 49, 173, 189
спектральные свойства 170–174
температура 166, 175
фотометрия 166, 170–174, 188
цвет 172, 173
- Ананке (J12) 22, 24, 28, 147, 161.
См. также Внешние спутники
- Асгард *см.* Каллисто, многокольцевые структуры
- Астероиды 147, 178
Гектор 157, 168, 172, 180
группы Гильды 154, 155, 161
- Троянцы 154, 155, 160, 168, 188
С-, М-, S- и U-типа 154–156
RD-типа 154–156, 160
- Брюстера угол 244
- Вальхалла *см.* Каллисто, многокольцевые структуры
- Внешние спутники 13, 22, 24, 28,
147–162
звездные величины, цвет 28, 148,
152–157
орбитальные данные 149
поляриметрия 159
происхождение 148, 161
физические параметры 28, 161
фотометрия 152–159
- Внутренние спутники 22, 24, 28,
166
- «Вояджер» 11, 17
система получения изображений 58
- IRIS 43, 67, 175
- Вулканизм 41–44
открытие 20
султаны выбросов на Ио 40–44,
211, 212
S и SO₂ 42
- Галилеевы спутники *см. также* Ио, Европа, Ганимед, Каллисто
ледяные 214, 220, 227, 232, 238
наземные наблюдения 27, 193
орбитальные элементы 24, 80–85
открытие 12, 22

- происхождение и эволюция 49,
100, 109
резонансы 80, 88
состав поверхностей 193–228
спектры отражения 194–198, 220
- Ганимед (J3) 22, 24, 34
аккреция 128–130
бороздчатая местность 36, 111,
135, 228
внутреннее строение 27, 125,
129, 131
внутренние источники энергии
27, 125, 128, 130
Гильгамеш (бассейн) 35, 37
конденсация 127
кора 21, 34, 36, 127, 128
кратеры 33–35, 134
мантия 133, 136
масса 28, 126
область Галилея 35, 242
плотность 26, 28, 34, 125, 126
поверхностный тепловой поток
130, 133
приливный нагрев, приливная
диссипация 98, 131, 132
радиоактивный нагрев 130
размеры 28, 34, 126
рассеяние радиоволн 237, 242,
252
реголит 30, 36
состав 13, 27, 29, 34, 49, 125,
134, 136, 193, 214, 220, 227
спектр отражения 29, 31, 194,
195, 197, 219–221, 224, 225
фотометрия 30, 155
эволюция 125, 127–137
эксцентриситет 24, 131
ядро 130, 136
- Гималия (J6) 22, 24, 28, 147, 148,
151, 157, 158, 161, 173, 188. См.
также Внешние спутники
- Диссипация
в Земле 114
в Луне 114
- в Юпитере 112, 118
приливная 25, 26, 85–88, 99, 122
- Европа (J2) 21, 22, 24, 37
альbedo 28, 37, 155
геология 37, 38
кора 38, 138, 142
кратеры 33, 38
мантия 138, 139
масса 28
морфология поверхности 141
плотность 26, 28, 37, 137
поверхностный тепловой поток
138
приливная диссипация, прилив-
ный нагрев 26, 39, 98, 108,
117, 138
радиоактивные источники 140
радиус 28
рассеяние радиоволн 234, 236,
237, 241, 253, 255
реголит 29, 30
состав 13, 29, 37, 137, 140, 193,
214
спектр отражения 29, 37, 194,
196, 219, 222, 225
эволюция, геологическая исто-
рия 37, 137–142
эксцентриситет 24, 138, 139
ядро 137, 140
- Инверсия поляризации см. Поля-
ризация
- Иней см. Лёд и иней
- Ио (J1) 22, 24
атмосфера 17, 44
вековое ускорение 97
внутреннее строение 26, 114,
122
внутренние источники энергии
110, 116, 121
вулканизм 20, 39–44, 211, 228
геология 39, 41
горячие точки 26, 41, 43, 97,
115, 119, 210
давление на поверхности 45

- диссипативная функция Q 90–93,
 97, 111, 112
 долготные вариации цвета и
 альbedo 15, 40
 ионосфера 17, 44
 кора 39, 97
 либрация по долготе 83
 масса 28
 морфология поверхности 39
 нагрев приливный 25, 43, 79,
 92–94, 108, 110, 124
 – радиогенный 92, 93
 – электрический 114
 наличие серы 27, 39, 45, 122,
 198–213
 натриевое облако 13–14, 28, 46
 оболочка 123
 орбитальная эволюция 25, 89
 плазменный тор 46, 47
 плавление 91, 114
 плотность 28, 110
 потеря летучих 49, 50
 приливная диссипация 111, 117
 радиус 28
 распыление вещества 14, 47, 49
 скорость переработки поверх-
 ности 40, 116
 спектр отражения 27, 194–196,
 198, 199, 208, 209
 тепловой поток 44, 90, 118, 119
 увеличение яркости по выходе
 из затмения 14
 уступы 39
 эволюция 110, 117
 эксцентриситет 24, 98, 110–112
 ядро 123
- ИСЗ IUE 44–46, 211
- Каллисто (J4) 22, 24, 34
 аккреция 128–130
 Асгард *см.* многокольцевые
 структуры
 асимметрия полушарий 15
 Вальхалла *см.* многокольце-
 вые структуры
 внутреннее строение 27, 125
- внутренние источники энергии
 27, 125, 128, 130
 конденсация 127
 кора 21, 34, 36, 127–128
 кратеры 33, 34, 128, 134
 мантия 133, 136
 масса 28, 126
 многокольцевые структуры 34,
 35
 плотность 26, 28, 34, 125, 126
 поверхностный тепловой поток
 130, 131, 133
 приливная диссипация, прилив-
 ный нагрев 98, 131, 132
 размеры 28, 34, 126
 рассеяние радиоволн 237–239
 реголит 30
 состав 27, 29, 34, 49, 125, 134,
 214, 226, 227
 спектр отражения 29, 31, 155,
 194, 195, 197, 219, 222, 225
 эволюция 125, 127–137
 ядро 130, 136
- Карме (J11) 22, 24, 28, 147, 161.
См. также Внешние спут-
 ники
- Койперовский радиус действия
 150
- Кольца Сатурна 220, 221
- Кольца Юпитера 21, 50
 бледная пелена 67
 взаимодействие с магнитосфе-
 рой Юпитера 74, 75
 гало 22, 59, 67, 71, 76
 масштабы времени 72
 наблюдения «Пионера-11» 57,
 66
 наземные наблюдения 67
 оптическая толща 21, 65, 70
 открытие 21, 57
 размеры 21, 59, 61, 70
 размеры и свойства частиц 65,
 74, 75
 распыление частиц 72
 родительские тела 73
 фотометрия 59, 61, 64–67, 71, 73

- эксцентриситет 65, 70
яркое кольцо 58, 70, 71
Кометы 32, 161
Конвекция твердотельная 14, 27, 128, 133
Кратерные палимпсесты 34
Кратерообразование 31, 33
Лапласа резонанс 25, 80–85, 117
Леда (J13) 22, 24, 28, 147, 161.
См. также Внешние спутники
Лёд и иней 29, 211
 конденсация 109, 127
 лабораторные исследования 215–228
 миграция 31
 связь с радиолокационными свойствами 234
физические характеристики 133–136
Лиситея (J10) 22, 24, 28, 147, 161.
См. также Внешние спутники
Луна
 диссипация 111
 кратеры 176, 177
 нагрев 90
 отражательная способность 29
 реголит 186
 эволюция 130
Льда фазы 132, 135
Лява число k_2 87, 112
Магнитосферы Юпитера связь со спутниками 47, 173, 210
Масса спутников 28
Маятника уравнение 85, 100–105
Метис (J16; 1979 J3) 22, 24, 28
Модели
 внешнего рассеяния см. Рассеяние радиоволн, модель
 Остро–Петтенгила
 внутреннего строения спутников 108, 122, 125, 137
 поверхности спутников 30
случайных граней см. Рассеяние радиоволн, модель
Голдстейна–Грина
Нерегулярные спутники см. Внешние спутники
Орбит эволюция 25
 связь с приливами 79, 85
Орбиты спутников 24
Открытие спутников 22
Пасифе (J8) 22, 24, 28, 147, 149, 161. См. также Внешние спутники
«Пионер» 11, 14–17, 21, 44, 47, 57, 66, 183
Плотность спутников 13, 28
Пойнтинга–Робертсона эффект 72, 74
Полное внутреннее отражение 246, 248, 254
Поляризация при радиолокации 232
 инверсия 234, 243, 254, 256
 отношение интенсивностей 233, 235, 238, 244, 247–249
Приливная эволюция 88, 94, 105
Приливный нагрев 25, 79
Радиолокационные свойства спутников 29, 30, 232–256
 Европы, Ганимеда и Каллисто 29, 232, 238
 зависимость от присутствия льда 29, 232
 — состава 255
 Ио 29
 сечение радиолокационного отражения 235
Радиусы спутников 28
Рассеяние радиоволн 234

- закон 238
ледяными спутниками 233, 236
Луной и внутренними планетами 233, 235
модель Голдстейна – Грина 232, 245, 248–250, 252, 253, 256
– Остро – Петтенгила 243
Реголит 30, 177, 183, 185, 253
двухкомпонентный 30, 234, 254
морфология 253–256
Резонансы
орбитальные 25, 82, 112, 116
сценарии 25, 88, 92, 99
трех тел 79, 83, 140
- Сера 28, 42, 193–213
аллотропы 28, 200–205, 227
спектры 199, 205–209
SO₂ и другие соединения 28, 42, 45, 211
Синопе (J9) 22, 24, 28, 147, 156, 161. *См. также* Внешние спутники
- Туманность протоспутниковая 126, 127, 135, 189
- Углистые хондриты 29, 160, 173, 227
- Фива (J15; 1979 J2) 22–24, 28, 99, 166
- Физические параметры спутников 28
- Фотометрия в видимой и ИК-области 13, 30
- Эксцентриситет свободный и вынужденный 79, 82, 103, 104, 111
- Элара (J7) 22, 24, 28, 147, 161, 188. *См. также* Внешние спутники
- Юпитера тепловая история 49

Содержание

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРОВ ПЕРЕВОДА	5
ПРЕДИСЛОВИЕ. Перевод С. В. Маевой	9
1. ВВЕДЕНИЕ В «СПУТНИКИ ЮПИТЕРА». Дэвид Мор- рисон. Перевод С. В. Маевой	11
2. КОЛЬЦА ЮПИТЕРА. Дэвид К. Джуитт. Перевод С. В. Маевой	57
3. ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТ ГАЛИЛЕЕВЫХ СПУТНИКОВ. Ричард Гринберг. Перевод Е. Л. Рускол	79
4. СТРОЕНИЕ И ТЕПЛОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛИЛЕЕ- ВЫХ СПУТНИКОВ. Патрик М. Кассен, Стентон Дж. Пил, Рей Т. Рейнольдс. Перевод С. В. Маевой . . .	108
5. ВНЕШНИЕ СПУТНИКИ ЮПИТЕРА. Д. П. Крукишenk, Дж. Дегевий, Б. Х. Целлнер. Перевод Е. Л. Рускол . . .	147
6. АМАЛЬТЕЯ. П. Томас и Дж. Веверка. Перевод Е. Л. Рус- кол	165
7. СОСТАВ ПОВЕРХНОСТЕЙ ГАЛИЛЕЕВЫХ СПУТНИ- КОВ. Годфри Т. Силл и Роджер Н. Кларк. Перевод С. В. Маевой	193
8. РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЕВРОПЫ, ГА- НИМЕДА И КАЛЛИСТО. Стивен Дж. Остро. Перевод Е. Л. Рускол	232
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	258

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

Дэвид Моррисон, Дэвид Джуитт, Ричард Гринберг и др.
СПУТНИКИ ЮПИТЕРА

Под ред. Дэвида Моррисона
Часть 1

Научный редактор В. А. Пантаева
Мл. научные редакторы И. А. Гревцова и В. Н. Соколова
Художник Ю. С. Урманчиев. Художественный редактор М. Н. Кузьмина
Технический редактор В. П. Сизова. Корректор Л. В. Байкова

ИБ № 5195

Сдано в набор 08.01.85. Подписано к печати 07.08.85.
Формат 60 × 90¹/₁₆. Бумага офсетная № 1.
Гарнитура таймс. Печать офсетная.
Объем 8,25 бум. л. Усл. печ. л. 16,5. Усл. кр.-отт. 33,0. Уч.-изд. л. 18,09.
Изд. № 27/3974. Тираж 2400 экз. Зак. 22. Цена 3 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2.

Можайский полиграфкомбинат Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
143200, г. Можайск, ул. Мира, 93.