

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# Столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером: что мы увидели

В.Е. Фортов, Ю.Н. Гнедин, М.Ф. Иванов, А.В. Ивлев, Б.А. Клумов

*В июле 1994 г. произошло драматическое событие — столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером. Это столкновение сопровождалось большим числом разнообразных эффектов в атмосфере, ионосфере и магнитосфере Юпитера. Удар кометы стал одним из самых грандиозных активных экспериментов, когда-либо проводившихся Природой. К числу наиболее интересных эффектов относятся вспышки излучения, зарегистрированные в широком спектральном диапазоне во время падения осколков кометы, генерация огромных газовых выбросов, инициированных ударом, формирование крупномасштабных долгоживущих вихревых образований в атмосфере Юпитера. Неожиданными оказались значительное уярчение радиационных поясов Юпитера в период падения осколков кометы, особенности искусственных полярных сияний, возбуждаемых ударом, ослабление яркости плазменного тора Ио в крайнем УФ диапазоне и ряд других эффектов. В настоящем обзоре обсуждаются результаты столкновения кометы с Юпитером и предлагается единая физическая модель, которая непротиворечиво объясняет основные наблюдательные данные.*

PACS numbers: 96.50.Gn, 96.30.Kf

## Содержание

1. Введение (391).
  2. Результаты наблюдений за кометой до ее падения на Юпитер (392).
  3. Наблюдения в период столкновения кометы с Юпитером (396).
    - 3.1. Наблюдения за Юпитером в моменты ударов: данные, полученные на космическом аппарате Галилео.
    - 3.2. Наблюдения за Юпитером во время ударов: данные, полученные на Земле и околоземных космических аппаратах.
    - 3.3. Интерпретация полученных данных.
  4. Долговременные атмосферные эффекты, вызванные падением кометы (410).
  5. Отклик магнитосферы и ионосферы Юпитера на удар кометы (418).
  6. Заключение (421).
- Список литературы (422).

**В.Е. Фортов, М.Ф. Иванов, А.В. Ивлев.** Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий, ОИВТ РАН  
127412 Москва, Ижорская 13/19

Тел. (095) 484-44-33. Факс (095) 485-79-90

E-mail: fort@hedric.msk.su, ivlev@hedric.msk.su

**Ю.Н. Гнедин.** Главная астрономическая обсерватория,

196140 Санкт-Петербург, Пулковское шоссе 65/1.

Тел. (812) 123-44-93. Факс (812) 123-19-22

E-mail: gnedin@pulkovo.spb.su

**Б.А. Клумов.** Институт динамики геосфер РАН,

117334 Москва, Ленинский просп. 38/6

Тел. (095) 939-79-89. Факс (095) 137-07-11

E-mail: idg@glas.apc.org

Статья поступила 31 января 1996 г.

## 1. Введение

Прошло уже более полутора лет после столкновения кометы Шумейкер–Леви 9 (SL9) с Юпитером. Это редчайшее космическое событие, свидетелями которого нам посчастливилось стать, происходит примерно один раз в тысячу лет. Ажиотаж, вызванный этим столкновением, сейчас несколько поутих, и самое время подвести некоторые итоги, чтобы понять, что же произошло на Юпитере в июле 1994 г.

Важность такого обзора диктуется еще и тем обстоятельством, что на сегодняшний день имеется огромное количество разрозненных наблюдательных данных, относящихся к столкновению, которые требуют своего обобщения. За процессом столкновения наблюдали практически все крупные обсерватории мира, включая космический телескоп Хаббла (HST), космические аппараты Галилео, Улисс и Вояджер. Измерения проводились в очень широком спектральном диапазоне: от радиоволн до рентгена. Столкновение кометы SL9 с Юпитером сопровождалось таким многообразием эффектов, что создание единой физической модели, которая непротиворечиво объясняла бы основные наблюдательные данные, крайне необходимо. В настоящей работе обсуждаются наиболее значительные и интересные, на наш взгляд, результаты столкновения и в ряде случаев предлагается их интерпретация. При этом основное внимание уделяется тем наблюдательным данным, которые уже никогда не будут пересмотрены. К числу таких данных относятся, например, уникальные кривые блеска Юпитера, зарегистрированные на космическом аппарате Галилео в моменты ударов ряда оскол-

ков; результаты наблюдения Юпитера в оптическом и УФ диапазонах, выполненные на HST; наземные ИК наблюдения Юпитера; радионаблюдения радиационных поясов Юпитера во время и после столкновения. В предыдущей работе [1] мы сделали ряд предсказаний, относящихся к возможным наблюдаемым последствиям столкновения кометы SL9 с Юпитером. Ряд наших прогнозов, таких как формирование долгоживущих вихревых образований в атмосфере Юпитера, вызванных ударом осколков, и оценка их размера, возмущения радиационных поясов и генерация искусственных полярных сияний, наблюдаемое свечение металлических ионов и др., оправдались, но как и ожидалось, природа столкновения оказалась гораздо богаче любых прогнозов, и столкновение кометы SL9 с Юпитером подарило нам ряд ярких и неожиданных результатов, обсуждению которых и посвящена настоящая работа<sup>1</sup>. Удар кометы стал одним из самых грандиозных активных космических экспериментов, когда-либо проводившихся Природой, который прозондировал различные участки атмосферы, ионосферы и магнитосферы Юпитера. Уместно, на наш взгляд, процитировать список наблюдаемых последствий удара SL9, предсказанный и обсуждаемый нами в статье "Столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером: что мы увидим?" [1]:

— образование в юпитерианской атмосфере долгоживущих вихревых структур размерами порядка нескольких тысяч километров;

— генерация оптических вспышек, сопровождающих взрыв фрагментов кометы;

— генерация внутренних гравитационных волн поднимающимся облаком взрыва, которые стимулируют конденсацию в тропосфере и образуют аномалии в облачном покрове;

— возмущения ионосферы и магнитосферы в результате взрыва кометы;

— аномалии в радиоизлучении радиационных поясов Юпитера, особенно в магнитных силовых трубках, проходящих через место удара;

— особенности свечения ионосферы и верхней атмосферы в оптическом, ИК и радиодиапазонах".

И действительно, именно эти эффекты оказались наиболее значительными наблюдаемыми проявлениями столкновения SL9 с Юпитером, поэтому мы их, главным образом, и обсуждаем в настоящей работе.

Во втором разделе настоящей статьи обсуждаются наблюдательные данные, относящиеся к комете SL9 до ее столкновения с Юпитером, рассматриваются различные гипотезы ее разрушения и на основании разных моделей оцениваются размеры и плотность ее осколков.

В третьем разделе исследуются процессы, происходящие в первые полчаса после удара: анализируются кривые блеска Юпитера в разных участках спектра, предлагается их объяснение на основе модели сильного взрыва осколков в неоднородной атмосфере Юпитера.

В четвертом разделе рассматриваются долговременные возмущения в атмосфере, вызванные ударом осколков кометы. Анализируются данные спектральных наблюдений

Юпитера на поздней стадии. На основании данных о содержании в атмосфере молекул, синтезированных при взрыве осколков, делаются оценки размеров наиболее крупных фрагментов SL9. Предлагается тайфунная модель, которая позволяет объяснить эволюцию мест ударов на больших временах — от нескольких дней до нескольких месяцев после удара.

В пятом разделе обсуждаются основные эффекты, индуцированные ударом в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере Юпитера. Рассматриваются возможные причины уярчения радиационных поясов в дециметровом диапазоне, наблюдавшееся после падения осколков кометы. Обсуждаются механизмы возбуждения искусственных полярных сияний, которые наблюдались в обоих полушариях во время и после столкновения, а также возможные причины ослабления яркости плазменного тора Ио в крайнем УФ диапазоне в период недели ударов.

Следует особо подчеркнуть, что это только начало подробных и детальных обобщений результатов столкновения.

## 2. Результаты наблюдений за кометой до ее падения на Юпитер

Комета SL9 была открыта американскими астрономами Кэрролайн и Юджином Шумейкерами и Дэвидом Леви в марте 1993 г. Обработка первых результатов наблюдений за движением кометы показала, что существует достаточно большая вероятность ее столкновения с Юпитером. Результаты последующих вычислений орбиты кометы с привлечением новых данных о траектории ее движения позволили сделать вывод о том, что столкновение неизбежно и произойдет оно в июле 1994 г. Это стало понятно к ноябрю 1993 г., после чего сразу началась широкомасштабная подготовка к наблюдению за приближающимся событием. В этот процесс была вовлечена вся мировая астрономическая общественность, а координация осуществлялась Международным астрономическим союзом (IAU). Помимо наземных наблюдений, слежение за кометой велось на HST: первые снимки были получены 1 июля 1993 г., а начиная с января 1994 г. наблюдения выполнялись уже достаточно часто — вплоть до падения SL9. Интересующийся читатель может найти подробный список наземных обсерваторий и космических аппаратов, наблюдавших за столкновением в работе [3]. В таблице 1 приводится список обсерваторий (с указанием объектов наблюдения), наблюдательные данные которых использованы в настоящем обзоре.

Комета состояла из 25 космических тел — светящихся объектов, вытянувшихся в цепочку длиной несколько миллионов километров. На рисунке 1 представлена фотография кометы SL9, полученная на HST в мае 1994 г. [4]. Траекторные расчеты позволяют предположить, что объекты, составляющие изображенную на фотографии комету, являются осколками большого "родительского" космического тела (см., например, [5]). Согласно этим расчетам в начале июля 1992 г. родительское тело уже пролетало вблизи Юпитера на расстоянии примерно  $1,6R_J$  ( $R_J$  — радиус Юпитера) и было разрушено приливными силами, вызванными градиентом гравитационного поля Юпитера.

С такой гипотезой формирования кометы SL9 в виде последовательности космических тел согласны сейчас почти все исследователи. Согласно [6] родительское тело было захвачено Юпитером несколько десятилетий

<sup>1</sup> В связи с этим необходимо упомянуть историческую миссию Галилео, зонд которого 7 декабря 1995 г. вошел в плотные слои атмосферы планеты. Если предварительные результаты, полученные зондом [2] (эти данные стали известны авторам, когда статья была уже в печати), будут подтверждены в процессе дальнейшей обработки, то необходимо будет пересмотреть современные представления о составе и строении атмосферы Юпитера.

Таблица 1

Название обсерватории и телескопа	Диаметр объектива	Методика наблюдений	Объект наблюдений
КЕСК, Мауна Кеа, США	9,82 м	ИК изображения	Фрагменты: В, G, M, R
Palomar, США	5,08 м	ИК изображение (2–4 мкм) спектрометрия (8–14 мкм)	A, B, C, E, F, G <sub>1</sub> , H, K, L, Q, R, S, U, V, W
Англо-австралийский телескоп (ААТ), Австралия	3,9 м	Изображения в ближнем ИК диапазоне, спектроскопия, быстрая фотометрия	A, C, D, E, G, H, K, L, N, Q, R, S, V
Европейская южная обсерватория (ESO), La Silla, Чили	3,6 м 3,5 м-телескоп перспективной технологии NTT 2,2 м	Изображения в среднем дальнем ИК, ИК спектроскопия (2–3 мкм)	A, B, C, D, E, F, G, H, K, L, Q, R, S, T, U, V, W
Calar Alto, Испания	3,50 м 2,20 м 1,20 м	Быстрая ИК фотометрия, ИК изображения	A, C, D, E, G, H, L, P <sub>2</sub> , Q, S, T, U, V, спутник Европа
Космический телескоп Хаббла (HST)	2,4 м	Изображения в разных длинах волн от ИК до УФ, УФ спектроскопия	A, B, C, D, E, F, G, H, K, L, N, Q, R, S, W
Pic du Midi, Франция	2,0 м 1,0 м	Изображения, в оптическом и ИК диапазонах, спектроскопия	A, B, C, D, E, G, H, K, L, N, P <sub>2</sub> , Q <sub>1</sub>
Космический аппарат Галилео	фотополяриметр PPR, спектрометр ближнего ИК излучения NIMS, твердотельный детектор SSI, УФ спектрометр UVS	945 нм 1,5–4 мкм  890 нм 290 нм	Вход в атмосферу Юпитера фрагментов: G, H, L, R, K, W, Q <sub>1</sub> , N
Австралийский радиотелескоп (АТ), Австралия		Радиоизлучение в дециметровом диапазоне ( $\lambda = 13$ см, 22 см)	Радиационные пояса Юпитера
Спутник-исследователь крайнего УФ (EUVE)		Излучение в крайнем УФ ( $\lambda \approx 300 \text{ \AA} - 800 \text{ \AA}$ )	Плазменный тор Ио (Io plasma torus – IPT)
Международный спутник-исследователь УФ (IUE)		Излучение в УФ диапазоне $\lambda \sim 1700 \text{ \AA} - 2300 \text{ \AA}$	Плазменный тор Ио



Рис. 1. Фотография кометы SL9, полученная на HST в мае 1994 г. Каждый фрагмент кометы обозначен буквой латинского алфавита.

Таблица 2

Фрагмент	A	B	C	D	E	F	G <sub>2</sub>	G <sub>1</sub>	H	K	L	N	P <sub>2</sub>	P <sub>1</sub>	Q <sub>2</sub>	Q <sub>1</sub>	R	S	T	U	V	W
Диаметр, км	1,4	1,7	2,1	1,4	2,8	2,1	0,8	4,0	3,0	3,8	3,5	1,4	0,85	3,0	3,0	4,0	2,5	2,9	0,64	0,9	1,35	2,4

назад, однако определить происхождение родительского тела и его более раннюю траекторию, по-видимому, невозможно из-за хаотичности его орбиты.

Гораздо больше неясностей вызывают попытки ответить на вопрос: что же представляло собой родительское тело с точки зрения морфологии? Почти все имеющиеся модели рассматривали его в виде набора дискретных масс, а различие моделей заключалось в следующем: одни исследователи полагали, что отдельные массы связаны друг с другом существующей между ними относительно слабой механической связью, а другие, — что отдельные куски удерживаются рядом благодаря силам самогравитации. Как было отмечено в [7], подобное существенное различие в исходных моделях уходит своими корнями на несколько десятков лет назад, когда были выдвинуты две диаметрально противоположные по своей идеологии модели строения ядер комет: модель "ледяного конгломерата" (icy conglomerate) и модель "песчаного роя" (sand bank). В сущности, выбор исходной модели строения родительского тела кометы SL9 дает возможность вполне определенно судить о размере и других характеристиках светящихся образований, изображенных на рис. 1. Не останавливаясь подробно на деталях, мы приведем только выводы, следующие из каждой модели. Подробное описание этих моделей можно найти в превосходной монографии [8].

Если родительское тело представляло собой конгломерат конечного числа дискретных ядер механически связанных друг с другом, то их распад происходил постепенно [7]. Во время пролета родительского тела (размер которого в соответствии с моделью "ледяного конгломерата" был около десяти километров) вблизи Юпитера в июле 1992 г. приливные силы привели к его растрескиванию и распаду на несколько крупных фрагментов (наиболее вероятно — на два или три), которые продолжали распадаться уже после прохода кометой перигея. Вторичная фрагментация осколков продолжалась достаточно долго, по меньшей мере — вплоть до апреля 1993 г. Этот вывод можно сделать, сопоставляя данные наблюдений за взаимным положением фрагментов в комплексах Q1–Q2 с результатами траекторных расчетов (рис. 2 [4]). В результате вторичной фрагментации родительское тело распалось в конечном итоге на достаточно большое количество осколков размером от нескольких сот метров до 2–3 км. В дальнейшем, под действием градиента гравитационного поля эти осколки вытягивались в одну линию.

Совершенно иначе должна была бы происходить фрагментация в случае, если бы родительское тело представляло собой множество мелких (размером порядка сотни метров и меньше) ядер (модель "песчаного роя"), удерживаемых рядом благодаря собственному гравитационному полю [9, 10]. В этом случае характерный размер родительского тела равен примерно 1,5 км, что значительно меньше, чем в предыдущей модели. При подлете к Юпитеру родительского тела, имеющего подобную структуру, неоднородное гравитационное поле планеты приводит к растягиванию ядер вдоль направления к центру Юпитера. В дальнейшем, по мере удаления от Юпитера, в образовавшейся "струне" из мелких осколков и пыли начинается процесс обратной фрагментации. Этот процесс развивается благодаря эффекту своеобразного гравитационного коллапса, приводящего к возникновению нескольких "цент-

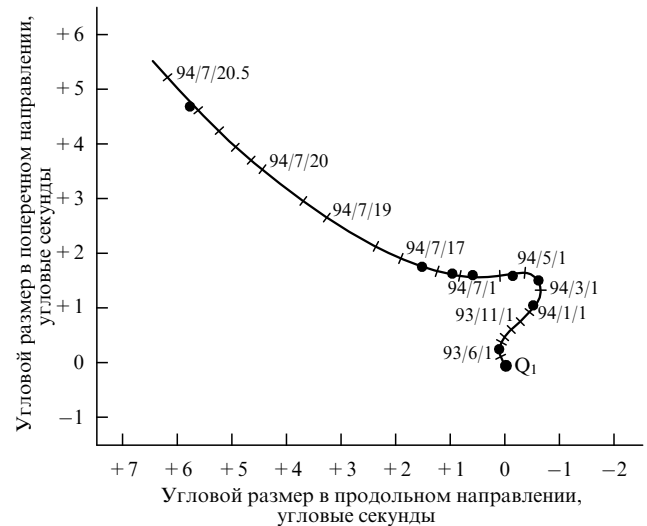


Рис. 2. Взаимное пространственное расположение фрагментов Q1–Q2 в разные моменты времени. Представлены наблюдательные данные, полученные на HST (●) и результаты оптимизированного решения, основанного на модели "ледяного конгломерата" [7].

ров конденсации" внутри струны. В конечном итоге этот процесс приводит к распаду "струны" на два-три десятка центров, в каждом из которых, в свою очередь, сосредоточено до нескольких десятков мелких осколков. В соответствии с данной моделью именно эти центры мы и видим на рис. 1.

Несмотря на удачное объяснение последней моделью процесса фрагментации родительского тела, предпочтение, по-видимому, следует отдать первой по следующим причинам. Во-первых, результаты, полученные в [9, 10] (число "центров конденсации", длина "цепочки" и т.д.), как отмечают сами авторы, оказываются очень сильно зависящими как от усредненной плотности родительского тела, так и от угловой скорости его вращения. Иными словами, достаточно малое изменение любого из этих параметров приведет к качественному изменению полученного решения и невозможности развития процесса в соответствии с приведенным выше сценарием. Во-вторых, модель "песчаного роя", в принципе, не может объяснить вторичную фрагментацию родительского тела через полгода после пролета вблизи Юпитера, в то время как вывод о весьма растянутом во времени распаде осколков — естественное следствие первой из рассмотренных выше моделей. В-третьих, эта модель дает неправильное предсказание эффектов, сопровождавших приближение фрагментов кометы к Юпитеру и их падение в июле 1994 г. Согласно этой модели можно было бы ожидать значительного увеличения размеров светящихся образований (не только внешней, но и внутренней комы!) вдоль направления к центру Юпитера при подлете к нему; кроме того, падение мелких осколков размером около ста метров не могло привести к тем последствиям, которые наблюдались при столкновении многих фрагментов (об этом мы будем подробно говорить ниже). Наряду с определением структуры ядра кометы, не меньше вопросов вызывает у исследователей попытка выяснить его химический состав и определить, является ли SL9 действительно кометой, или же мы имеем дело, скорее, с астероидом.

С одной стороны, результаты измерений цвета внутренней комы отдельных фрагментов показывают, что пыль, образующая внутреннюю кому, имела цвет либо чуть более красноватый [4], либо совпадающий [11] с солнечным цветом, что характерно для кометной пыли. С другой стороны, подобный цвет комы характерен также и для распространенных C- и S-типов астероидов. Кроме того, спектральные наблюдения SL9 не зафиксировали ожидаемого излучения на длине волны  $3090 \text{ \AA}$ , соответствующего наиболее сильной полосе (0–0) гидроксильного радикала OH, присутствующего в коме практически всех комет, наблюдаемых на расстояниях порядка одной астрономической единицы (а.е.) от Солнца [4]. Не наблюдалось также вариаций интенсивности излучения в полосах, соответствующих излучению молекул CS и  $\text{CO}_2^+$ , характерному для комет. Отсутствие излучения радикала OH отнюдь не исключает возможности того, что осколки SL9 состояли из льда или, что в материале SL9 присутствовала вода. Дело в том, что SL9 находилась на значительном (более 5 а.е.) удалении от Солнца и поверхность ее осколков могла иметь слишком низкую температуру, поэтому количество испаряемой в единицу времени воды могло оказаться просто недостаточным для того, чтобы зафиксировать на Земле излучение радикала OH. Но при этом остается не совсем понятным отсутствие излучения CS и  $\text{CO}_2^+$ , поскольку эти соединения возникают из  $\text{CS}_2$  и  $\text{CO}_2$ , которые в свою очередь являются гораздо более летучими, чем вода. Не было также зафиксировано усиление излучения в районе полосы CN (0–0) на длине волны  $3785 \text{ \AA}$ . Это позволило оценить верхний предел скорости производства CN, величина которого для различных фрагментов оказалась близкой к значениям, полученным для других периодических комет низкой активности, таких как Howell и Haneda–Campos 1978J [12]. Наличие комы у SL9 говорит в пользу ее кометного происхождения. Однако отсутствие газовых эмиссий, обычно наблюдаемых у комет, типично для астероидов, тем более, что астероиды могут быть окружены пылевой комой.

Иными словами, определенно ответить на вопрос, имеем ли мы в данном случае дело с кометой или же с астероидом, вряд ли представляется возможным. В дальнейшем, в силу исторической традиции мы будем называть SL9 кометой.

Наблюдения, которые велись за SL9 космическим телескопом Хаббла, дали также возможность судить о движении отдельных фрагментов друг относительно друга и определить яркость свечения их комы в различные моменты времени. Кроме того, эти наблюдения позволили определить относительный размер фрагментов, а также оценить их абсолютный размер. На протяжении всего периода слежения за кометой начиная с 1 июля 1993 г. расстояние между фрагментами A и W увеличилось примерно в пять раз [4]. За этот же период яркость каждого из фрагментов монотонно уменьшалась с характерным временным масштабом порядка месяца (рис. 3 [13]), что происходило в результате разлета образующей кому пыли. По оценкам [4] масса пылевой комы составила порядка  $10^{10}$  г для типичного осколка SL9. За время наблюдения был отмечен распад некоторых фрагментов (Q1–Q2, G1–G2, P2a–P2b) — этот процесс мы уже описывали выше как вторичную фрагментацию. На последовательности фотографий, представляющих относительное расположение фрагментов

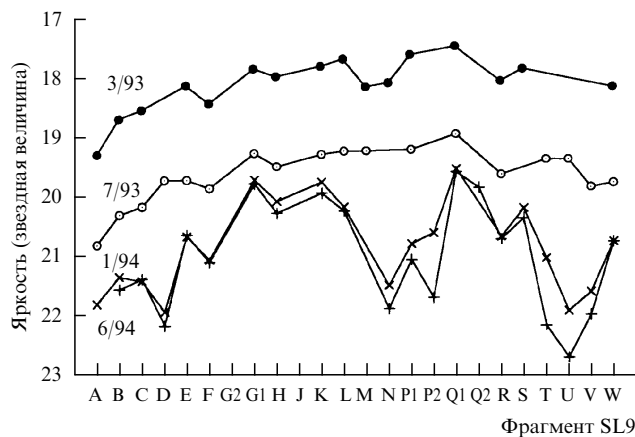


Рис. 3. Относительная яркость осколков SL9 в различные моменты времени.

Q1, Q2 и P2a в различные моменты времени (рис. 4 [4]), ясно виден процесс их взаимного отдаления. Основными особенностями осколков, возникших в результате вторичной фрагментации, является то, что они располагались несколько в стороне от линии, проходящей через ранее существовавшие фрагменты, и процесс уменьшения их яркости происходил существенно быстрее (вероятно, потому, что "молодые" осколки имели в окружающей их коме больше избыточной пыли). В следующем разделе мы еще вернемся к обсуждению свойств этих осколков в связи с тем, что наблюдательные эффекты, которыми сопровождалось их падение,

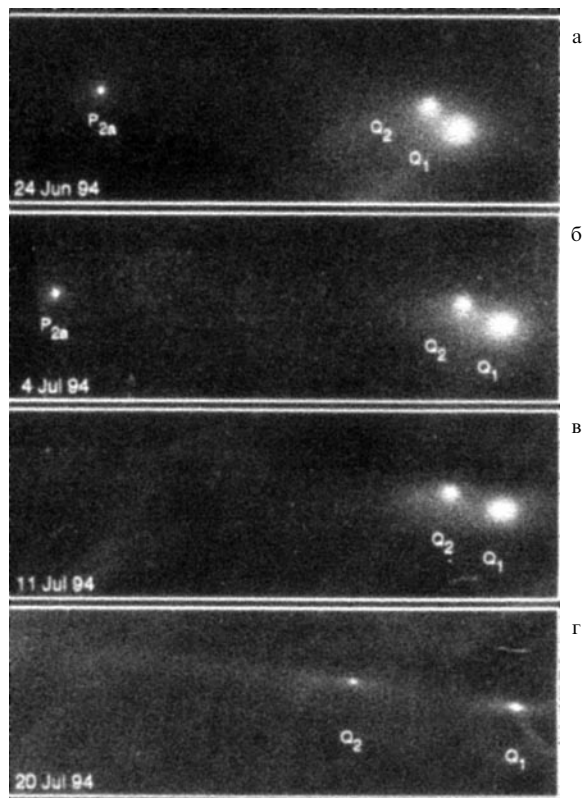


Рис. 4. Взаимное расположение осколков P2a, Q1 и Q2 в разные моменты времени. Изображение получено на HST [4].

несколько отличались от того, что наблюдалось при падении "старых" фрагментов кометы.

Как видно из рис. 1 и рис. 4, внутренняя кома каждого из фрагментов имела круговую форму радиусом примерно 2000 км, при этом хвост комы не был ориентирован в противоположном от Солнца направлении. Это говорит о том, что возникновение хвоста определялось не только действием гравитационного поля и солнечной радиации, но и какими-то другими факторами, например магнитным полем Юпитера. Кома каждого из фрагментов сохраняла круговую форму до тех пор, пока до столкновения с Юпитером не оставалось примерно две недели, после чего внешняя кома начинала интенсивно вытягиваться по направлению к Юпитеру: по-видимому, этот процесс был вызван действием возрастающего градиента гравитационного поля. При том, что к моменту падения осколков внешняя кома вытягивалась более чем в 10 раз (см. последнюю фотографию на рис. 4), внутренняя кома продолжала сохранять круговую форму, что указывает на отсутствие фрагментации при полете к Юпитеру, предсказанной в [9, 10].

Используя методику итерационной развертки CCD-образов кометы, полученных на HST, были рассчитаны значения относительной яркости каждого из фрагментов и оценены их размеры [14]. Эти оценки были сделаны в предположении о степенной зависимости интенсивности излучения комы от радиуса. Результаты этих расчетов приведены в табл. 2, откуда следует, что размер ядра максимального фрагмента не превышает 3–4 км. В ходе фотометрических наблюдений за каждым из осколков не было получено никаких данных, говорящих о их возможном вращении или прецессии.

### 3. Наблюдения в период столкновения кометы с Юпитером

Времена падения осколков кометы SL9 на Юпитер и расположение мест их ударов на поверхности планеты были рассчитаны многими авторами (см., например, [15, 16]). В соответствии с этими расчетами фрагмент А должен был упасть 16 июля, а два последних фрагмента — V и W — 22 июля. На основании этих данных во второй декаде июля в процесс наблюдения включилось большое количество телескопов, расположенных в различных точках Земли. Наилучшие возможности для наблюдения Юпитера (его видимость из данной точки, а также чисто погодные условия) были у обсерваторий, находящихся в южном полушарии. Особенно благоприятные погодные условия были в обсерваториях Южной Африки (SAAO) и Австралии (AAT). Довольно длительные серии наблюдений были проведены в обсерваториях La Palma (Канарские Острова), Calar Alto (Испания), обсерваториях Японии и Гавайских островов.

Несмотря на плохую погоду, значительный вклад в наблюдения этого уникального события внесла Европейская южная обсерватория (ESO), наблюдательная база которой располагается в Чили. В ней было задействовано 10 телескопов, среди которых выделялись большие телескопы с диаметром зеркала 3,5 м и 3,6 м (так называемый телескоп перспективной технологии — NTT, — использующий новые принципы адаптивной оптики). Наиболее эффективно работал высокочувствительный инфракрасный детектор TIMMI — инструмент, позволяющий получать изображения в далекой ИК

области. Этот инструмент успешно действовал даже в дневное время. В результате на телескопе NTT (ESO) с помощью TIMMI было получено более 120 000 изображений мест падения осколков кометы и картины их эволюции, а также кривые блеска Юпитера во время падения осколков SL9.

Исключительно важный фактический материал был получен с помощью космического телескопа Хаббла. Наблюдения, выполненные на этом телескопе, дали исключительно подробные изображения атмосферных явлений, вызванных падением осколков кометы, и позволили выполнить детальные спектральные измерения во время этих событий. Неоценимый вклад в понимание процессов, вызванных падением фрагментов кометы, был внесен также благодаря данным, полученным на космическом аппарате Галилео: места падения осколков на поверхности Юпитера находились относительно Галилео в прямой зоне видимости, в то время как для земных наблюдателей они были скрыты за лимбом. На рисунке 5 представлено взаимное расположение Земли, Юпитера, Галилео и Солнца в июле 1994 г. Наблюдения велись с помощью следующих четырех инструментов, установленных на Галилео: спектрометра ближнего ИК излучения — Near-Infrared Mapping Spectrometer (NIMS), фотополариметра — Photopolarimeter-Radiometer (PPR), твердотельного детектора — Solid State Imager (SSI) и ультрафиолетового спектрометра — Ultraviolet Spectrometer (UVS). Наблюдения, выполненные с помощью этих инструментов в широком, от ИК до УФ диапазоне, позволили получить богатейшую информацию о процессах, происходивших в атмосфере Юпитера при входе осколков кометы SL9.

Ниже мы подробно рассмотрим основные результаты наблюдений Юпитера, выполненных в первые несколько десятков минут после падения осколков и постараемся связать в единую физическую картину те зарегистрированные эффекты, достоверность которых не вызывает сомнений.

#### 3.1. Наблюдения за Юпитером в моменты ударов: данные, полученные на космическом аппарате Галилео

Наблюдения за Юпитером в моменты падения осколков проводились на различных длинах волн, охватывая ИК диапазон (1,84–4,38 мкм, NIMS), область ближнего ИК и видимую часть спектра ( $\lambda = 678$  нм и 945 нм, PPR и  $\lambda = 890$  нм и 560 нм, SSI), а также УФ область ( $\lambda = 292$  нм, UVS). Падение многих осколков сопровождалось вспышками излучения, которое было зафиксировано на Галилео. На рис. 6–8 представлены временные зависимости потока излучения (light curve), полученные на различных длинах волн с помощью инструментов PPR [17], NIMS [18] и SSI [19]. Представленные данные

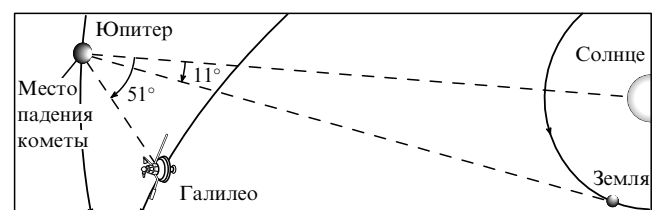


Рис. 5. Взаимное расположение Земли, Юпитера, Солнца и космического аппарата Галилео в июле 1994 г.

являются малой частью тех результатов, которые были получены на Галилео за время всех наблюдений, однако характерные особенности этих результатов полностью отражены на приведенных графиках. Прежде всего обращает на себя внимание резкое, в течение 1–2 с, усиление интенсивности излучения от фонового уровня до максимального значения, и эта особенность является характерной почти для всех зарегистрированных на Галилео кривых блеска (за исключением некоторых кривых, полученных NIMS в ИК диапазоне, рис. 7б). Дальнейшее поведение кривой оказывается сильно зависящим от длины волны, на которой регистрировалось излучение. Кроме того, на одной и той же длине волны поведение кривых блеска для некоторых осколков существенно отличалось от кривых, зарегистрированных для всех других фрагментов.

Полученные PPR временные зависимости интенсивности излучения (см. рис. 6) для различных фрагментов идентичны друг другу по форме, а длительности вспышек оказываются тем больше, чем выше их максимальная интенсивность. Вслед за резким ростом интенсивности излучения возникает своеобразное "плато" шириной 10–15 с, вслед за которым начинается более плавный, почти линейный спад до фонового уровня. Общая длительность излучения составляет 30–40 с для различных осколков. Исключением является лишь кривая блеска, полученная при падении фрагмента Q1. Эта кривая имеет по меньшей мере четыре явно выраженных всплеска излучения. Регистрация излучения NIMS (см. рис. 7) производилась с меньшей разрешающей способностью, однако общая форма кривой блеска оставалась той же, что и у полученной PPR кривой. Сопоставление максимальных интенсивностей излучения вспышки на различных длинах волн дало возможность авторам [17] оценить температуру излучения, которая оказалась примерно равной 10000 К.

Измерения, выполненные NIMS (см. рис. 7), позволили зарегистрировать рост интенсивности излучения, начинающийся примерно через шесть минут после первой вспышки. Особенно важно отметить то, что промежуток времени между первым максимумом и началом этого роста лежит в пределах 6–7 мин для всех кривых, зарегистрированных NIMS [18]. Сопоставление кривых блеска на нескольких длинах волн позволяет сделать вывод, что температура первой вспышки значительно

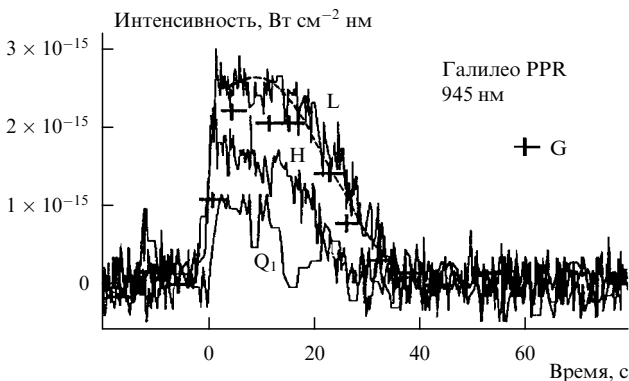


Рис. 6. Кривые блеска, полученные на космическом аппарате Галилео (инструмент PPR) для ряда ударов [17]. Наблюдения проводились на длине волны  $\lambda = 945$  нм. Пунктирная кривая соответствует аналитическому решению (7).

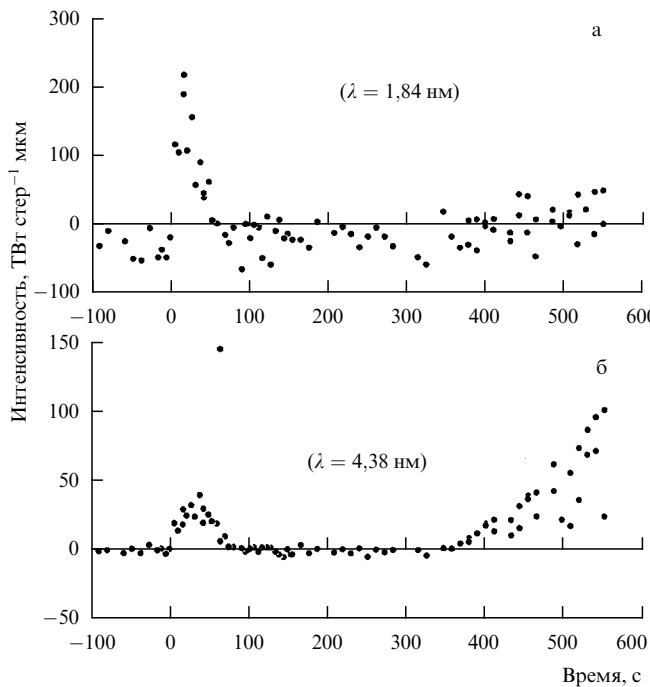


Рис. 7. Кривые блеска, полученные на космическом аппарате Галилео (инструмент NIMS) для удара осколка G [18]. Наблюдения проводились на длине волны  $\lambda = 1,84$  мкм (а) и  $\lambda = 4,38$  мкм (б).

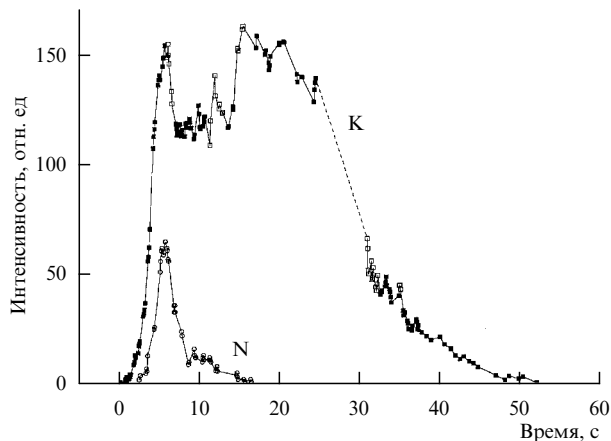


Рис. 8. Кривые блеска, полученные на космическом аппарате Галилео (инструмент SSI) для ударов осколков K и N [19]. Наблюдения проводились на длине волны  $\lambda = 0,89$  мкм.

превосходит температуру излучения, рост интенсивности которого был зарегистрирован в конце представленной на рис. 7 кривой.

Особняком стоят данные, полученные с помощью SSI на длине волны  $\lambda = 0,89$  мкм (см. рис. 8). Вслед за резким ростом интенсивности излучения сразу же начинается не менее быстрый спад. Далее, этот спад сопровождается либо некоторым ослаблением интенсивности в течение 10–15 с (фрагмент K), после чего кривая блеска выходит на начальный уровень интенсивности и в дальнейшем ведет себя так же, как и в случае PPR, либо быстрый спад ведет к уменьшению излучения до фонового уровня за очень короткий, менее 10 с промежуток времени. Такое поведение кривых блеска было зафиксировано при падении осколков N и W (для фрагмента W измерения

проводились на длине волны  $\lambda = 0,56$  мкм). Объяснение столь необычного поведения кривых блеска будет приведено в разделе 3.3.

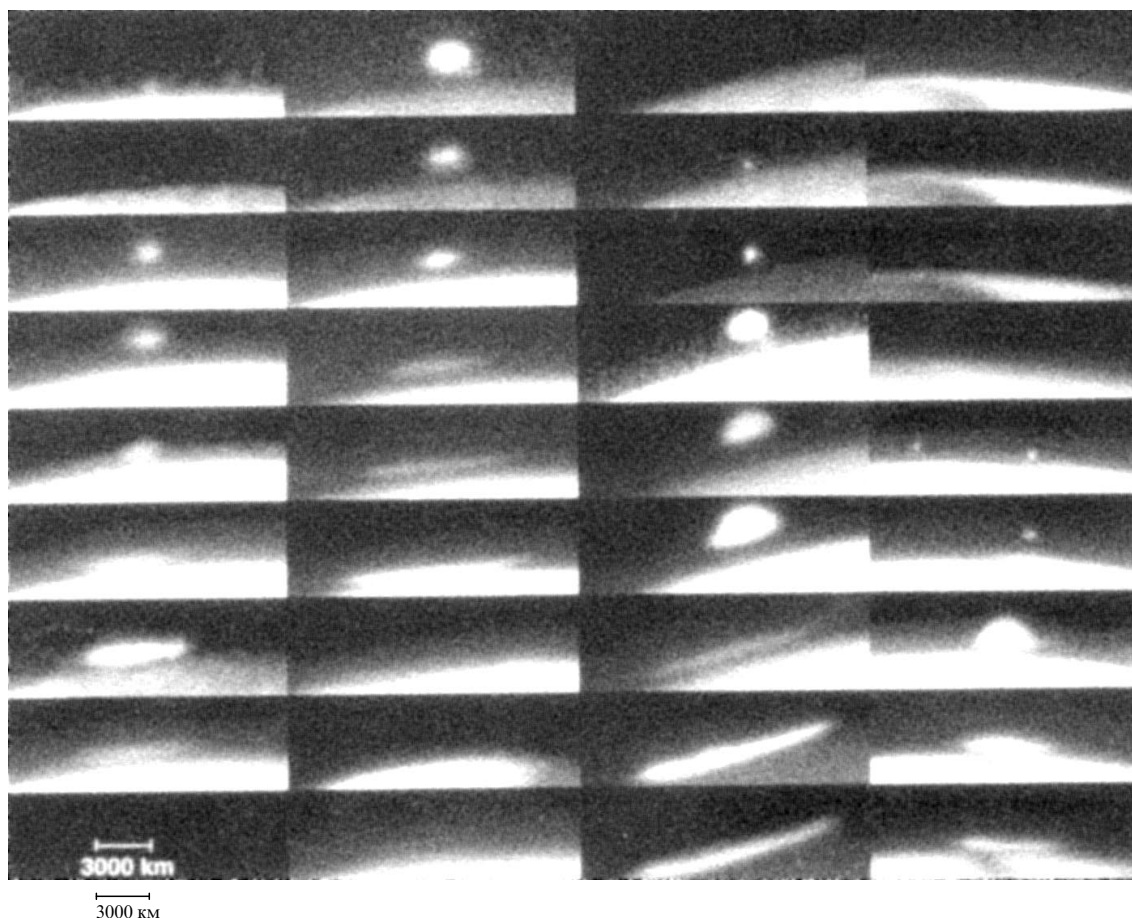
### 3.2. Наблюдения за Юпитером во время ударов: данные, полученные на Земле и околоземных космических аппаратах

В данном разделе представлены результаты наблюдений, проведенных на Земле в течение примерно получаса после падения каждого из осколков кометы. Все остальные, более "поздние" результаты будут рассмотрены в разделах 4 и 5. Подобное деление полученных данных на "ранние" и "поздние", а соответствующих им явлений, происходивших на Юпитере — на "быстрые" и "медленные" является, конечно, условным, но мы будем придерживаться подобной классификации исходя из того, что эти процессы имеют существенно разные характерные времена.

Описание "быстрых" процессов, которые были зафиксированы на Земле и космических аппаратах, находившихся на околоземной орбите, начнем с перечисления данных, полученных на HST. Результаты, зафиксированные на этом телескопе, интересны прежде всего тем, что установленная на нем аппаратура позволила получить потрясающе подробные и четкие фотографии атмосферных процессов (как "быстрых", так и "медленных"), сопровождавших падение осколков. Информация, кото-

рую мы можем извлечь из этих фотографий, чрезвычайно важна тем, что дает возможность оценить происходившие на Юпитере процессы не только с качественной, но и с количественной точки зрения.

Одним из наиболее впечатляющих результатов, полученных на HST, являются фотографии светящихся образований, возникших над лимбом Юпитера вскоре после падений многих крупных осколков, в то время, когда само место падения скрыто за лимбом и с Земли еще не видно. Исследователи кометы SL9 чаще всего называют это образование английским словом "plume" или "ejecta". С физической точки зрения, наиболее правильным будет использование определения "светящийся выброс", или просто выброс, которым мы и будем в дальнейшем пользоваться. В связи с тем, что наблюдения на HST проводились в моменты падения не всех осколков, то в общей сложности было получено только четыре серии фотографий, представленных на рис. 9 [50]. В табл. 3 указаны длина волны, экспозиция и момент времени для каждого кадра. Каждая из этих серий демонстрирует эволюцию выброса, возникшего после падения одного из осколков (A, E, G и W). В общей же сложности появление выброса было зарегистрировано (как на HST, так и наземными обсерваториями) после падения десяти наиболее крупных осколков [20], что дает возможность составить достаточно полную картину этого явления и говорить о выбросе, как о типичном эффекте, сопровож-



**Рис. 9.** Серия фотографий выбросов образовавшихся при падении осколков A, E, G, W. Изображения получены на HST [50]. Характеристики каждого изображения (экспозиция, длина волны на которой наблюдалось событие и соответствующий момент времени) представлены в таблице 2.



Таблица 3

Кадр	Длина волны, нм	Экспозиция, с	Время, УТ
A			
1	890	14	20 : 13
2	890	4	20 : 15
3	953	16	20 : 18
4	547	0,16	20 : 21
5	410	2	20 : 24
6	336	3,5	20 : 27
7	890	4	20 : 30
8	953	16	20 : 33
E			
1	890	30	15 : 19
2	890	16	15 : 21
3	953	35	15 : 24
4	555	0,3	15 : 27
5	410	10	15 : 30
6	336	18	15 : 33
7	255	300	15 : 39
8	890	30	15 : 49
9	953	35	15 : 52
G			
1	890	100	7 : 30
2	890	30	7 : 33
3	890	16	7 : 35
4	953	16	7 : 38
5	555	0,3	7 : 41
6	410	10	7 : 44
7	336	18	7 : 51
8	890	100	7 : 55
9	890	30	7 : 58
W			
1	890	100	7 : 55
2	890	30	7 : 58
3	890	16	8 : 00
4	953	16	8 : 03
5	555	0,3	8 : 06
6	410	10	8 : 09
7	336	18	8 : 16
8	890	100	8 : 20
9	890	30	8 : 23

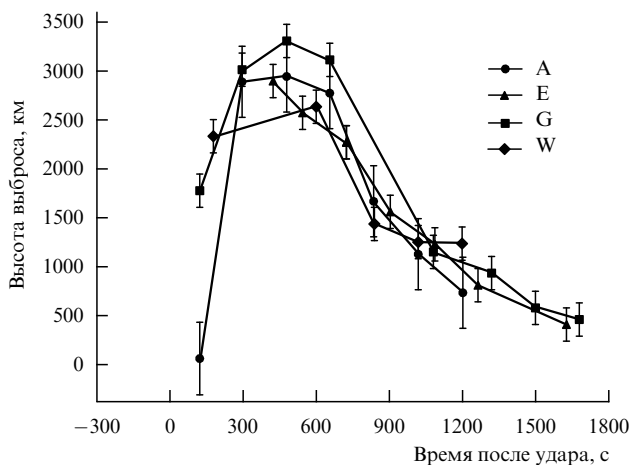
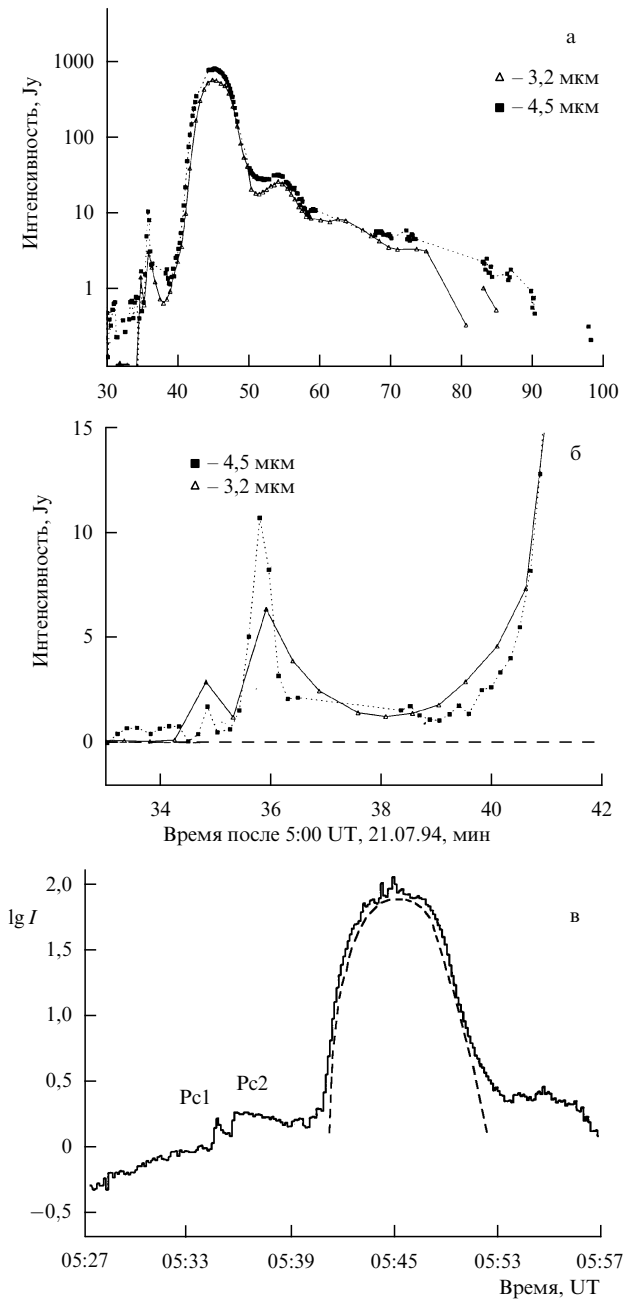


Рис. 10. Зависимость от времени высоты, на которую поднялся выброс вызванный падением фрагментов A, E, G, W [50].

давшим падение. Удары мелких осколков не привели к сколько-нибудь заметным наблюдательным последствиям, и поэтому в дальнейшем мы сфокусируем свое внимание на эффектах, вызванных только *крупными осколками* размером более одного километра. Серия фотографий выброса, возникшего после падения фрагмента G (третья серия на рис. 9), удачно демонстрирует все основные стадии, через которые проходило развитие выброса в большинстве случаев. Вначале возникала короткая вспышка, длительность которой не превышала одной минуты (2-й кадр), вслед за чем следовало некоторое ослабление свечения. В дальнейшем, светящееся пятно над лимбом плавно разрасталось в течение 4–5 мин (3-й кадр), после чего увеличение его размеров становилось значительно более быстрым. Светящийся выброс достигал размеров в несколько тысяч километров (4-й, 5-й и 6-й кадры), а высота над лимбом, на которую он поднимался, составляла примерно 3000 км (рис.10). По прошествии еще 5–7 мин пятно выброса начинало уменьшаться, а примерно через 10 мин пропало совсем. В это же время на высотах 200–300 км над лимбом возникала протяженная, относительно слабо светящаяся полоса (7-й кадр), соответствовавшая огромным, ярким в метановых полосах пятнам (см. табл. 3), появившимся на поверхности Юпитера после разворота мест удара на видимую с Земли часть. Описанию этих пятен и обсуждению их возможной природы будет уделено основное внимание в разделе 4.

Наблюдения, выполненные в моменты падения осколков на телескопах наземного базирования, позволили получить большое количество кривых блеска в видимом и ИК диапазонах. На рис. 11 представлены временные зависимости спектральной интенсивности ИК излучения ( $\lambda = 2, 3$  мкм, 3,2 мкм и 4,5 мкм), зарегистрированные во время падения осколка R на телескопах обсерваторий Palomar [21] (рис.11а,б) и Mauna Kea [22] (рис. 11в). Эти кривые блеска являются типичными в том смысле, что содержат все особенности, характерные для других кривых. Первая вспышка излучения (рис. 11б) была относительно слабой и очень короткой, длительность ее не превышала нескольких десятков секунд. Вслед за первой на многих кривых блеска (но не на всех!) следовала вторая, значительно более сильная вспышка, интенсивность которой намного превосходила фоновый уровень. Особенностью второй вспышки является то, что ее длительность оказывалась тем больше, а интенсивность — тем меньше, чем меньше длина волны, на которой велись измерения (рис. 11б). Поэтому на малых длинах волн вторая вспышка принимала платообразную форму, т.е. после резкого увеличения интенсивность со временем менялась довольно слабо. Например, на длине волны  $\lambda = 2, 3$  мкм (рис. 11в) после достижения второго максимума на кривой блеска интенсивность в течение четырех минут уменьшается всего в полтора раза, т.е. определение "вспышка" в данном случае является не самым удачным. Поэтому в литературе для обозначения первых двух максимумов кривой блеска принято использовать более подходящий термин "предвестник" (precursor), или сокращенно — Pс1 и Pс2. Примерно через пять минут после появления Pс1 интенсивность излучения начинает резко возрастать, что является началом так называемого "основного максимума" (main event) кривой блеска (рис. 11а, в). Следует отметить, что время, которое проходило между появлением Pс1 и началом



**Рис. 11.** (а) Кривые блеска, зарегистрированные в Паломарской обсерватории при ударе осколка R на разных длинах волн [21]:  $\lambda = 3,2$  мкм и  $\lambda = 4,5$  мкм. (б) Детальная структура предвестников Pc1 и Pc2 на двух длинах волн:  $\lambda = 3,2$  мкм и  $\lambda = 4,5$  мкм. (в) Кривые блеска, зарегистрированные в обсерватории Мауна Кеа при ударе осколка R на длине волны  $\lambda = 2,3$  мкм [22]. Пунктирная линия соответствует аналитической зависимости (10).  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ .

основного максимума, лежит в пределах 5–6 мин почти для каждой из полученных кривых. Длительность основного максимума на типичной кривой блеска составляет около десяти минут, после чего на кривой появляется "плато". Длительность этого "плато", а также его интенсивность (по отношению к основному максимуму) сильно меняется в зависимости от длины волны и осколка. Например, интенсивность "плато" на кривой блеска, соответствующей фрагменту H ( $\lambda = 10$  мкм), составляет несколько десятых от интенсивности основного максимума, в то время как "плато" на кривой,

соответствующей фрагменту R ( $\lambda = 2,3$  мкм), имеет относительную интенсивность на порядок меньше.

Как было отмечено в [4], между величиной наблюдаемых эффектов (размер выброса, интенсивность излучения и т.д.) и размерами осколков, полученными в результате анализа их изображения (см. табл. 2), существует сильная корреляция. Исключение составляют лишь осколки, возникшие в результате вторичной фрагментации. Как отмечалось выше, эти "молодые" осколки, вероятно, имели избыточную концентрацию пыли в коме, и поэтому размеры их ядер казались больше, чем это было на самом деле. Например, падение фрагмента A вызвало более яркий выброс, чем падение возникших в результате вторичной фрагментации осколков Q1 и Q2, хотя в соответствии с фотометрическими

**Таблица 4**

Фрагмент	Время, UT регистрации первого сигнала (с указанием длины волны и выдержки)		Задержка между наземными и спутниковыми наблюдениями, с
	наземная обсерватория	HST и Galileo	
18 июля			
G	7 : 32 : 58 (AAT 2–2,4 мкм 3 мин)	7 : 33 : 15 (HST 890 нм 30 с) 7 : 33 : 32 (Galileo PPR 945 нм, 5 с) 7 : 32 : 37 (Galileo NIMS 1,5 мкм, 5 с)	$\approx 40$
	18 июля		
	H	19 : 30 : 42 (Pic du Midi 2 мкм, 3 с)	19 : 31 : 58 (Galileo PPR 945 нм, 5 с)
19 : 31 : 45 (Calar Alto 2,3 мкм, 20 с)			
19 июля			
K	10 : 22 : 42 (AAT, 2–2,4 мкм, 4 с)	10 : 24 : 13 (Galileo SSI 890 нм, 5 с)	$\approx 10$
L	22 : 16 : 32 (Calar Alto 2,3 мкм, 3 с) 22 : 16 : 35 (Pic du Midi 2 мкм, 3 с)	22 : 16 : 48 (Galileo PPR 945 нм, 5 с)	$\approx 5$
R	5 : 34 : 45 (Keck, 23 мм, 7,7 с) 5 : 34 : 50 (Palomar, 3,5 мкм, 8 с) 5 : 34 : 52 (Palomar 4,5 мкм, 8 с)	5 : 35 : 19 (Galileo NIMS 1,5 мкм, 10 с)	$\approx 30$
W	8 : 06 : 56 (AAT, 2–3 мкм, 2,20 мин)	8 : 06 : 16 (HST, 555 нм, 3 мин) 8 : 06 : 17 (Galileo SSI, 560 нм, 2,3 с)	$\approx 40$ с

Таблица 5

Предвычисленные данные ударов				Результаты наблюдений				
Фрагменты	dd : hh : mm : ss, UT	Широта, град	Долгота, град	Наблюдения HST широта, град	Наблюдения HST долгота, град	Наблюдения HST принятое время удара UT hh : mm : ss	Пересечение лимба, мин после удара	Пересечение терминатора, мин после удара
A	16 : 19 : 59 : 42	-43,15	178	-43,54 ± 1,0	186,3 ± 2,0	20 : 13 : 24 ± 3	19,4	37,6
B	17 : 02 : 54 : 15	-43,17	70	-42,79 ± 1,0	71,1 ± 2,0	02 : 56 : 09 ± 3	20,2	38,4
C	17 : 07 : 02 : 15	-43,38	218	-43,41 ± 1,0	225,0 ± 2,0	07 : 13 : 51 ± 3	18,1	36,3
D	17 : 11 : 47 : 02	-43,46	30	-43,29 ± 1,0	33,5 ± 2,0	11 : 52 : 50 ± 3	17,4	35,6
E	17 : 15 : 04 : 47	-43,48	149	-44,54 ± 1,0	153,5 ± 2,0	15 : 12 : 11 ± 3	16,9	35,1
G	18 : 07 : 28 : 53	-43,60	23	-43,66 ± 1,0	26,8 ± 2,0	07 : 35 : 11 ± 3	15,6	33,8
H	18 : 19 : 26 : 03	-43,74	97	-43,66 ± 1,0	101,4 ± 2,0	19 : 33 : 21 ± 3	15,1	33,3
K	19 : 10 : 18 : 22	-43,80	275	-43,29 ± 1,0	282,6 ± 2,0	10 : 30 : 58 ± 3	13,7	31,9
L	19 : 22 : 09 : 08	-43,92	344	-42,79 ± 1,0	351,6 ± 2,0	22 : 21 : 44 ± 3	13,1	31,3
N	20 : 10 : 20 : 03	-44,30	66	-43,41 ± 1,0	73,1 ± 2,0	10 : 30 : 09 ± 3	13,4	31,6
Q2	2 : 19 : 47 : 19	-44,26	48	-44,67 ± 1,0	47,5 ± 2,0	19 : 46 : 31 ± 3	11,9	30,1
Q1	20 : 20 : 04 : 48	-44,05	58	-43,41 ± 1,0	66,3 ± 2,0	20 : 18 : 24 ± 3	11,2	29,4
R	21 : 05 : 28 : 24	-44,07	39	-44,50 ± 1,0	43,6 ± 2,0	05 : 36 : 06 ± 3	11,0	29,2
S	21 : 15 : 12 : 46	-44,16	31	-43,91 ± 1,0	34,0 ± 2,0	15 : 17 : 46 ± 3	10,3	28,5
W	22 : 08 : 00 : 52	-44,15	280	-44,29 ± 1,0	284,8 ± 2,0	08 : 08 : 46 ± 3	9,3	27,5

оценками относительный размер последних был значительно больше. Важно указать также на одну немаловажную особенность, касающуюся взаимного соответствия времени появления Pс1 на кривых блеска, полученных на Земле, момента регистрации первой вспышки на HST и времени, которое соответствует началу резкого роста на кривых блеска, полученных на Галилео. Сопоставление этих времен было выполнено в работе [23] и представлено в табл. 4. Как следует из этой таблицы, для всех, кроме W, фрагментов появление первого сигнала сначала регистрировалось на телескопах наземного базирования, а лишь затем, с задержкой в несколько десятков секунд — на инструментах Галилео и HST.

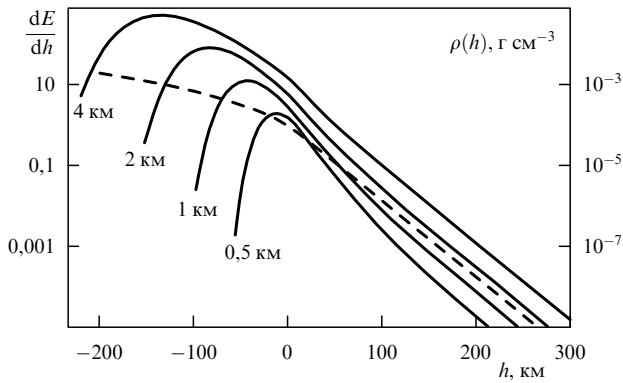
Основываясь на наблюдениях за кометой, выполненных в период ее подлета к Юпитеру, астрономами были выполнены расчеты времен и мест падения осколков на поверхность [24]. В таблице 5 приведено сравнение этих расчетов с результатами наблюдений, а также указаны параметры, которые окажутся необходимыми для наших дальнейших рассуждений (в частности, указано время, прошедшее между ударом и появлением места падения осколка на видимой части Юпитера). Поскольку все места ударов лежат вблизи широты 45°, а при падении на Юпитер осколки летели почти параллельно оси вращения планеты, то угол входа осколков SL9 в атмосферу по отношению к местной вертикали — 45°. Как видно из таблицы, для большинства фрагментов время и место удара были вычислены достаточно точно. Временем удара (в данной таблице) считается момент, в который HST зафиксировал появление первой вспышки.

На наземных телескопах и HST были проведены также спектрометрические измерения регистрируемого излучения и выполнен ряд других работ. Эти результаты будут подробным образом рассмотрены в разделе 3.3 в контексте интерпретации полученных данных с целью создания единой физической модели процессов, которыми сопровождалось падение осколков кометы SL9.

### 3.3. Интерпретация полученных данных

За время, прошедшее после столкновения осколков кометы с Юпитером, появилось немало работ, рассматривающих теоретические аспекты этого события. Почти все эти работы можно разбить на две основные группы. Публикации, составляющие первую группу, были посвящены моделированию газодинамических процессов, протекавших в атмосфере при торможении осколков SL9 [1, 25–29]. В большей части работ этой группы были использованы методы прямого численного моделирования, которые позволили достаточно точно описать процессы торможения и разрушения осколков кометы. Однако адекватное описание крупномасштабных газодинамических процессов, вызванных мощным энерговыделением при торможении осколков, было сопряжено с рядом серьезных трудностей расчетного характера (например, невозможно было обеспечить достаточную степень дискретизации пространства для расчета в трехмерной области, имеющей линейный размер порядка нескольких сотен километров). По этой причине для описания крупномасштабных эффектов в ряде работ [29–34] авторы использовали полуколичественные аналитические модели, в качестве исходных данных для которых брались результаты численных расчетов торможения осколков. Во второй группе теоретических работ отдельно рассматривались различные эффекты, зафиксированные наблюдателями во время падения фрагментов. На основании выводов, сделанных в работах первой группы, авторы второй группы публикаций предлагали свою интерпретацию полученных в результате наблюдений данных. Анализ результатов, полученных в работах обеих групп давал авторам возможность сравнить их с результатами наблюдений и на основании этого сравнения отдать предпочтение той или иной исходной модели, а также сделать некоторые выводы о возможном химическом составе атмосферы Юпитера и ядра SL9.

На рисунке 12 представлена типичная зависимость энергии, выделившейся вдоль траектории кометы, от



**Рис. 12.** Выделившаяся на единицу длины траектории относительная тепловая энергия  $dE/dh$  как функция высоты  $h$ . Непрерывные линии соответствуют торможению ледяных осколков разного размера, пунктирная кривая — высотный профиль плотности атмосферы Юпитера. Угол входа фрагментов в атмосферу  $45^\circ$ .

высоты. Данные кривые получены на основании простой гидродинамической модели [35], описывающей деформацию тела в предположении постоянства его объема (без учета абляции) под действием сил аэродинамического сопротивления. Отличие результатов простой модели от данных, полученных путем численного моделирования процессов торможения и разрушения кометного осколка, имеющего различную форму, плотность и прочность [27], оказывается не очень существенным вплоть до момента, когда начинается сильное разрушение и испарение материала осколка. В том, что простая модель [35], которая сводится к четырем обыкновенным дифференциальным уравнениям, обеспечивает приемлемую точность описания — нет ничего удивительного. На ранней стадии движения осколка в атмосфере, пока аэродинамическая нагрузка не оказывает значительного влияния на его движение и не приводит к существенной деформации ядра, количество тепловой энергии, выделившейся на единицу длины траектории, зависит только от плотности атмосферы, которая, в свою очередь, экспоненциально зависит от высоты. Поэтому на больших высотах  $dE/dh = \text{const } \rho(h) \propto \exp(-h/\Delta)$ , что хорошо видно на рис. 12. Здесь  $\Delta$  — шкала высот юпитерианской атмосферы. По мере дальнейшего движения осколка вниз масса захваченного атмосферного газа быстро растет, и когда она становится сопоставимой с массой осколка, наступает стадия заметного торможения. Происходит это на высотах, которым соответствует плотность окружающего газа:

$$\rho_s \sim \rho_i D_i \frac{\cos \theta}{3\Delta}, \quad (1)$$

где  $\theta \simeq \pi/4$  — угол входа осколка относительно местной вертикали,  $\rho_i$  — плотность материала осколка, а  $D_i$  — его диаметр. Давление набегающего потока на этих высотах значительно превосходит предел прочности кометного материала, поэтому прочность фрагмента не оказывает существенного влияния на форму кривой  $dE/dh$ . Шкала высот  $\Delta$  атмосферы Юпитера сильно зависит от высоты  $h$  относительно уровня, на котором давление окружающего газа  $p = 1$  бар, а соответствующая плотность  $\rho = \rho_0 = 1,7 \times 10^{-4}$  г см $^{-3}$ : на высотах, где  $p \geq 1$  бар, плотность меняется по закону  $\rho = \rho_0(1 - h/\Delta)^{2,27}$ ,  $h \leq 0$ ,

$\Delta \simeq 75$  км; для  $p \leq 1$  бар  $\rho = \rho_0 \exp(-h/\Delta)$ ,  $h \geq 0$ ,  $\Delta \simeq 23$  км (например, [30])<sup>2</sup>.

Полагая плотность осколка кометы  $\rho_i \sim 1$  г см $^{-3}$ , что соответствует плотности льда, диаметр  $D_i \simeq 2$  км получим, что фрагмент кометы будет испытывать основное торможение при плотности окружающего газа  $\rho_s \simeq 2 \times 10^{-3}$  г см $^{-3}$  и давлении  $p_s \simeq 35$  бар. Это соответствует высоте  $h_s \simeq -140$  км юпитерианской атмосферы и хорошо согласуется с положением максимума  $dE/dh$  для осколка размером 2 км (см. рис. 12). Как видно из графика, по мере приближения к максимуму рост кривой  $dE/dh$  становится все более быстрым (по отношению к росту атмосферной плотности). Это вызвано тем, что растущие аэродинамические нагрузки на стадии заметного торможения приводят также к значительным пластическим деформациям осколка, существенно увеличивающим его поперечное сечение. По этой причине отношение  $dE/dh$  к атмосферной плотности в районе максимума энерговыделения оказывается на порядок больше, чем на ранней стадии торможения. Отличие данных численного моделирования от описанных результатов простой модели [35] состоит в том, что в этом случае максимум  $dE/dh$  оказывается несколько сдвинутым в область меньших высот (и плотностей соответственно). Это связано с тем, что на поздней стадии торможения ядро оказывается уже полностью разрушенным и частично испаренным, что в модели [35] не учитывается. Это приводит к более быстрому росту поперечного сечения ядра. Кроме того, на жидкой поверхности начинается развитие неустойчивостей типа Рэлея–Гейлора и Кельвина–Гельмгольца [36], что также увеличивает поперечное сечение осколка и приводит к еще более резкому росту кривой  $dE/dh$ .

Вывождаемая в результате торможения осколка кометы тепловая энергия приводит к генерации сильной ударной волны (УВ). Как следует из табл. 2, средний размер осколка примерно 1–3 км, что при относительной скорости падения  $v_i \simeq 60$  км с $^{-1}$  соответствует кинетической энергии порядка  $10^{28} - 10^{30}$  эрг. Давление за фронтом УВ, вызванной выделением столь колоссальной энергии, будет намного превышать давление окружающей атмосферы. Иными словами, интенсивность УВ будет столь велика, что отношение плотностей после и до прохождения волны будет равно своему предельному значению  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ , где  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты атмосферного газа. Поэтому для описания начального этапа расширения УВ мы будем применять автомодельное решение задачи о сильном цилиндрическом взрыве [37], воспользовавшись отмеченным выше обстоятельством, что на ранней стадии торможения осколка отношение  $[\rho(z)]^{-1} (dE/dh)$ , которое входит в единственный безразмерный параметр задачи  $r[(\rho/t^2)^{1/4} (dE/dh)]^{1/4}$ , есть величина постоянная ( $r$  — радиус цилиндрической УВ,  $t$  — время). То, что энерговыделение вдоль линии движения осколка происходит не одновременно, не может существенным образом повлиять на результаты полуколичественных рассуждений. В

<sup>2</sup> Согласно предварительным данным [2], полученным при входе зонда Галилео в плотные слои атмосферы планеты, шкала высот атмосферы  $\Delta$  больше обычно используемой в моделях, т.е. плотность с ростом высоты спадает медленнее, чем ожидалось. Это, не меняя наших последующих рассуждений, может изменить конкретные оценки глубины проникновения осколков и их размеры.

самом деле, к моменту времени  $\tau_s = \Delta/v_i \leq 0,5$  с, в течение которого осколок пролетает расстояние  $\Delta$  (время отсчитывается с момента пролета осколком данной точки на линии его движения) радиус фронта  $r_D$  цилиндрической УВ в соответствии с [37] равен  $\Delta(D_i/64\Delta)^{1/4}$ . Поскольку  $D_i \simeq 1 \div 4$  км, а  $\Delta \geq 25$  км, то величина  $r_D$  оказывается значительно меньше, чем  $\Delta$ , но больше, чем  $D_i$ . Кроме того, время существования цилиндрической ударной волны примерно равно  $(dE/dh)^{1/2} \rho^{-1/2} / 4c_s^2$ , что более чем на порядок превосходит время  $\tau_s$  ( $c_s$  — скорость звука в атмосфере Юпитера,  $c_s \simeq 1$  км с<sup>-1</sup>). В силу этих причин использование автоматического решения задачи о сильном цилиндрическом взрыве на временах  $t \geq \tau_s$  для оценочных расчетов вполне оправдано. В нашем исходном предположении о том, что УВ на начальном этапе расширения является сильной легко убедиться. Для этого достаточно сравнить атмосферное давление  $p$  со средним давлением  $p_D$  за фронтом УВ, которое по порядку величины равно выделившейся на единице длины энергии  $dE/dh$ , деленной на площадь  $S_D$  круга, имеющего радиус  $r_D$ . Площадь  $S_D \simeq D_i^2 \times (\Delta/4D_i)^{3/2}$ , а соответствующее давление

$$p_D \sim \frac{(\gamma - 1)}{2S_D} \frac{dE}{dh} \sim (10^2 \div 10^4) p. \quad (2)$$

На стадии заметного торможения, когда  $dE/dh$  начинает расти существенно быстрее, чем  $\rho(h)$ , использование приближения цилиндрического взрыва становится некорректным. Однако, как видно из рис. 12, пространственный масштаб процесса интенсивного энерговыделения не превышает  $\Delta$ , а количество выделившейся при этом энергии порядка исходной кинетической энергии осколка  $E_0$ . Поэтому для описания начального этапа движения УВ, возникшей в результате энерговыделения в данной области, мы воспользуемся решением задачи о сильном *точечном* взрыве [33, 37]. С помощью законов сохранения количества движения и полной энергии системы (движущееся вещество осколка плюс захваченный атмосферный газ) легко получить временную зависимость выделяющейся на стадии заметного торможения тепловой энергии [34]:

$$E(t) \simeq e^{-1} E_0 + (1 - e^{-1}) E_0 \frac{t/\tau_s}{1 + t/\tau_s}. \quad (3)$$

Время  $t$  с момента, когда осколок достигает атмосферных слоев с плотностью порядка  $\rho_s$  и начинается его заметное торможение. Поскольку это происходит на высотах ниже уровня 1 бар, где  $\Delta \simeq 70$  км, то  $\tau_s \simeq 1$  с. Таким образом, за время  $t_0$  порядка нескольких  $\tau_s$  выделяется энергия, близкая к  $E_0$ , и поэтому в автоматический параметр, который в случае точечного взрыва имеет вид  $r(\rho/t^2)^{1/5} (dE/dh)^{1/5}$ , следует подставлять  $E = E_0$ ,  $\rho = \rho_s$  и  $t \geq t_0$ . Использование модели точечного взрыва для описания эволюции УВ на временах  $t \geq t_0$  обосновано, так как диаметр сферического фронта волны (энергия осколка  $E_0 \sim 10^{30}$  эрг) в соответствии с [37] будет равен к этому моменту примерно 100 км, т.е. больше, чем  $\Delta$  и намного больше, чем  $D_i$ .

**3.3.1. Интерпретация данных, полученных на Галилео.** Для того, чтобы понять, что же явилось источником излучения, зафиксированного на аппарате Галилео, а также

объяснить форму полученных кривых блеска, рассмотрим более подробно физические процессы, происходящие за фронтом УВ по мере ее ослабления. Поскольку температура за фронтом УВ большой интенсивности,  $T_f$  пропорциональна квадрату скорости волны  $D$ , а та в свою очередь зависит от радиуса  $r_f$  фронта, как  $\propto r_f^{-1}$  в случае цилиндрической и  $\propto r_f^{-3/2}$  в случае сферической симметрии, то  $T_f$  достаточно быстро падает до нескольких тысяч градусов. При этом температура очень быстро растет по мере приближения к центру взрыва:  $T \simeq (r_f/r)^{(2\gamma+1)/(\gamma-1)} T_f$ . Таким образом, за фронтом УВ образуется область горячего ионизированного атмосферного газа и если его плотность (примерно 90 % атмосферы Юпитера составляет водород) окажется достаточно велика, то данная область будет оптически плотной. Воспользовавшись формулой Унзольда–Крамерса [38] для полного коэффициента поглощения в ионизированном газе, можно оценить верхнюю границу атмосферы, выше которой нагретый ударной волной газ не может быть оптически плотным: эта высота около 200 км выше уровня 1 бар. Оптически плотный газ за фронтом УВ излучает с температурой прозрачности  $T_{\text{opt}}$  [38], которая определяется из условия, что обратная величина коэффициента поглощения, соответствующего данной температуре по порядку величины, совпадает со значением пространственного масштаба изменения температуры.  $T_{\text{opt}}$  прямо пропорциональна потенциалу ионизации  $I$  и логарифмически зависит от плотности газа; в случае водородной плазмы температура  $T_{\text{opt}} \simeq 15000$  К. Слой газа, имеющий температуру  $T_{\text{opt}}$  и движущийся позади фронта УВ остывает в основном за счет излучения, что ведет по мере ослабления УВ к формированию температурного уступа и волны радиационного охлаждения [38], движущейся к центру взрыва относительно расширяющегося газа со скоростью

$$u \simeq 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \widetilde{\delta} T_{\text{opt}}^{-1} \frac{\sigma T_{\text{opt}}^4}{p}, \quad (4)$$

где  $\widetilde{\delta} T_{\text{opt}} \simeq k T_{\text{opt}} / I$  [38]. Как следует из (4), скорость волны охлаждения  $u$  экспоненциально зависит от высоты. На ранней стадии торможения, которая для осколков размером более одного километра продолжается вплоть до верхней границы облачного покрова ( $p \simeq 0,3$  бар), скорость  $u$  оказывается порядка 10 км с<sup>-1</sup>. Скорость цилиндрической УВ становится сопоставимой с величиной  $u$  примерно через секунду после возникновения УВ, радиус волны охлаждения  $r_{\text{opt}}$  достигает при этом максимального значения и примерно равен радиусу УВ  $r_f \simeq 30\text{--}40$  км. Далее массовая скорость газа за фронтом УВ становится меньше, чем  $u$ , поэтому радиус волны охлаждения (а вместе с ним и площадь излучающей поверхности) начинает убывать. Следовательно, время, в течение которого продолжается эффективное излучение из области, нагретой выше уровня облаков цилиндрической УВ, можно оценить как не превышающее  $r_f/u \simeq 5\text{--}6$  с. При этом область наибольшего излучения перемещается по линии падения вслед за осколком, находясь на некотором удалении от него. Это удаление, очевидно, определяется временем, в течение которого радиус волны радиационного охлаждения  $r_{\text{opt}}$  достигает максимального значения. Из-за того, что длительность этого излучения оказывается относительно малой, нагретый на стадии раннего торможения

оптически плотный атмосферный газ иногда называют метеорным следом.

Излучение газа, нагретого ниже границы облаков, будет экранировано в течение нескольких секунд, пока в результате ударно-волнового нагрева не испарится аэрозоль, формирующая облачный покров и расширяющаяся УВ не приведет к образованию в нем большой дыры. Поэтому данное излучение может быть отделено во времени от излучения метеорного следа на 1–2 с. Одновременно с увеличением дыры начинается сильное торможение осколка на высотах, соответствующих атмосферному давлению  $p = p_s \simeq 10$  бар и возникает УВ, для описания которой мы используем модель точечного взрыва. Процесс радиационного охлаждения в этом случае качественно ничем не будет отличаться от рассмотренного выше примера цилиндрического взрыва, однако скорость волны охлаждения на высотах, соответствующих уровню максимального энерговыделения, окажется на порядок меньше, и длительность эффективного излучения из этой области будет примерно 40–50 с. Данную область, ограниченную фронтом волны охлаждения  $r_{\text{opt}}$ , часто называют огненным шаром (ОШ)<sup>3</sup>.

Несложно получить уравнение движения поверхности ОШ [32]. В случае точечного взрыва уравнение и его решение имеют вид:

$$\frac{dr_{\text{opt}}}{dt} = \frac{2}{5} \frac{2}{\gamma + 1} \frac{r_{\text{opt}}}{t} - u_s, \quad (5)$$

$$r_{\text{opt}}(\tau) = r_0[(1 + \beta)\tau^{0,8/(\gamma+1)} - \beta\tau], \quad (6)$$

где  $\beta = 5(\gamma + 1)u_s t_0 / (5\gamma + 1)r_0$ ,  $\tau = t/t_0$ ,  $r_0$  — радиус слоя, имеющего в момент времени  $t_0$  температуру  $T_{\text{opt}}$ , т.е. начальный радиус волны охлаждения; для осколка с энергией  $E_0 \simeq 10^{30}$  эрг  $r_0 \simeq 40$  км. Излучение будет выходить из-под облачного покрова через дыру, диаметр которой будет равен диаметру  $d$  цилиндрической УВ, которая к этому моменту времени станет уже относительно слабой. Величина  $d$  составит несколько  $D_i (\Delta/4D_i)^{3/4}$ , а интенсивность излучения  $I_\lambda$  будет пропорциональна  $\Omega \simeq d^2/h_s^2$ , где  $h_s$  — высота взрыва относительно уровня 1 бар. Таким образом, интенсивность излучения, которая могла быть зафиксирована на Галилео определяется следующей формулой:

$$I_\lambda(t) \simeq \frac{8\pi c k T_{\text{opt}} r_{\text{opt}}^2(t)}{\lambda^4 R_{\text{JG}}^2} \Omega, \quad (7)$$

где  $R_{\text{JG}} \simeq 1,5$  а.е. — расстояние между Юпитером и аппаратом Галилео. На рис. 6 представлена полученная с помощью (7) зависимость  $I_\lambda(t)$ . Данная зависимость, соответствующая диаметру  $D_i \simeq 3$  км или энергии  $E_0 \simeq 3 \times 10^{29}$  эрг, хорошо аппроксимирует кривую блеска, полученную при падении осколка L. Используя (1) и (4), легко показать, что длительность излучения ОШ пропорциональна  $D_i^{1,4}$ , а максимальная интенсивность  $I_\lambda^{\text{max}} \propto D_i^{1,3}$ . Размеры осколков G и H, полученные с помощью последней пропорции, оказались равными 2,6 км и 2,2 км соответственно. Сделать оценку размеров

осколка Q1 не представляется возможным, поскольку соответствующая ему кривая блеска состоит из последовательности относительно слабых пиков, по-видимому, вызванных распадом фрагмента при падении на Юпитер на несколько мелких осколков. В конце раздела 3.2 упоминалось о том, что осколки, возникшие в результате процессов вторичной фрагментации, приводили к меньшим наблюдательным последствиям, чем можно было бы ожидать на основании оценок, представленных в табл. 2, так как реальный размер этих осколков был меньше предсказанного. То, что размер фрагмента L в соответствии с нашими расчетами получился несколько больше, чем размер фрагмента G, может быть объяснено именно этим обстоятельством. Возможное поглощение излучения на длине волны  $\lambda \simeq 945$  нм в атмосфере Юпитера, а также многократное диффузное рассеяние на частицах аэрозоли в образовавшейся дыре могут привести к тому, что реальные размеры осколков окажутся больше, чем полученные с помощью (7). На основании оценок величины  $D_i$  для осколков G, H и L мы можем определить размер родительского тела. Он составляет не менее 4–5 км в поперечнике, что косвенно подтверждает модель "ледяного конгломерата" [7] для ядра кометы SL9. Любопытной особенностью формулы (7) является то, что интенсивность  $I_\lambda(t)$  оказывается зависящей только от размера осколка, но не от его плотности  $\rho_i$ , так как в соответствии с (1) плотность  $\rho_s$  на высоте взрыва пропорциональна  $\rho_i$ . В силу того, что реальная плотность осколка может сильно отличаться от значения  $1 \text{ г см}^{-3}$  (например, в работе [7] плотность осколков оценивается как  $\rho_i \simeq 0,2 \text{ г см}^{-3}$ ), то определить энергию осколка достаточно сложно.

Таким образом, рассматриваемая модель достаточно хорошо описывает зафиксированные PPR кривые блеска. Исключение составляют кривые, полученные с помощью SSI на длинах волн  $\lambda = 0,89$  нм (см. рис. 8) и  $\lambda = 0,56$  нм. Первый максимум на кривых блеска для осколков K и N по всей видимости связан с излучением метеорного следа. Однако временной интервал между первым максимумом и второй, более длительной вспышкой не может быть объяснен процессом расширения дыры в облачном покрове, поскольку вызванная этим задержка не превышает 1–2 с. Скорее всего, данный временной интервал вызван поглощением излучения ОШ молекулами метана, содержание которого в атмосфере достигает нескольких десятых процента, а вертикальная оптическая толщина атмосферы, обусловленная поглощением в сильных полосах  $\text{CH}_4$  на длинах волн  $\lambda = 0,89$  нм и  $0,56$  нм, становится равной единице на уровне  $\leq 0,3$  бар [39], т.е. практически на уровне верхней границы облаков. Молекулы метана начинают активно диссоциировать при температуре  $T_{\text{diss}} \simeq 4000$ – $5000$  К, поэтому пространство, ограниченное фронтом цилиндрической УВ, можно разбить на три условные области: (а)  $0 \leq r \leq r_{\text{opt}}$  — область оптически плотного метеорного следа; (б)  $r_{\text{opt}} \leq r \leq r_{\text{diss}}$  — область прозрачности на данных длинах волн (радиус  $r_{\text{diss}}$  соответствует температуре  $T_{\text{diss}}$ ); (в)  $r_{\text{diss}} \leq r \leq r_f$  — область за фронтом УВ, температура в ней не превосходит  $T_{\text{diss}}$ . Для излучения на длинах волн, соответствующих полосам поглощения  $\text{CH}_4$ , прозрачной является только область (б), для излучения на всех остальных длинах волн, на которых велись измерения, прозрачны области (б) и (в). Температура растет от фронта УВ к центру взрыва по степенному закону,

<sup>3</sup> Термин "огненный шар" (fireball) используется для описания области горячего излучающего газа, образующегося при атмосферном ядерном взрыве. Радиационные и газодинамические процессы, протекающие в области основного энерговыделения, при ударе кометы аналогичны процессам в ОШ ядерного взрыва.

поэтому, когда УВ ослабевает и  $T_f \ll T_{opt}$ , но радиус волны охлаждения  $r_{opt}$  еще не начал убывать, то  $r_f - r_{opt} \gg r_{diss} - r_{opt}$ , т.е. площадь области (в) намного больше площади (б). По этой причине излучение ОШ на длинах волн  $\lambda = 0,89$  нм и  $0,56$  нм выйдет наружу только после того, как волна охлаждения приведет к "просветлению" метеорного следа по всей высоте от границы прозрачности атмосферы в полосах метана и вплоть до некоторой условной границы с ОШ, давление на которой равно  $p_{upper}$ . Коэффициент поглощения излучения пропорционален давлению, поэтому условие того, что излучение ОШ начнет выходить наружу через метеорный след, "просветленный" вплоть до уровня  $p_{upper}$ , эквивалентно условию, что отношение давления в ОШ к давлению  $p_{upper}$  есть величина порядка  $\epsilon$ . Время  $t_{tr}$ , в течение которого метеорный след станет прозрачным  $t_{tr} \propto u^{-1} \propto p_{upper}$ . Следовательно, полная длительность излучения ОШ и время  $t_{tr}$  также должны быть одного порядка, как оно и есть на самом деле. В соответствии с предложенным механизмом мелкие осколки могут приводить лишь к коротким вспышкам излучения от метеорного следа, расположенного над границей атмосферной прозрачности в полосах метана. Как указано выше, длительность излучения ОШ  $\propto D_i^{1,4}$ , поэтому в случае небольших фрагментов (таких, как N) она должна быть примерно в четыре раза меньше, чем в случае фрагмента K, т.е. порядка десяти секунд. При этом продолжительность метеорной вспышки не будет зависеть от размера осколка, поскольку она определяется только временем движения осколка с высоты порядка 200 км до границы прозрачности в метановых полосах и длительностью свечения метеорного следа на этом уровне.

В разделе 3.1 было сделано краткое замечание, что ряд кривых блеска, полученных с помощью инструмента NIMS в ИК диапазоне имеет одно существенное отличие от всех других представленных кривых. Это отличие состоит в том, что интенсивность в начале кривой (рис. 7б) возрастает значительно более плавно (в течение примерно 10–15 с). На данный момент в литературе нет достаточно убедительного объяснения подобного поведения. Наиболее правдоподобным представляется то, что плавное нарастание кривой связано с сильным поглощением излучения в атмосфере в первые секунды после взрыва. На подобное объяснение наводит тот факт, что указанная особенность проявлялась лишь на кривых, полученных на длинах волн, соответствующих сильным полосам поглощения  $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $H_2$  и других соединений, присутствующих в атмосфере Юпитера. Поэтому ударно-волновые процессы в атмосфере, сопровождающиеся неравновесными химическими реакциями в нагретом газе, вполне могли стать причиной задержки и плавного роста зафиксированного на указанных длинах волн излучения.

В ряде работ было сделано предположение, что источником зафиксированного на Галилео излучения была та часть метеорного следа, которая находится выше облачного слоя ( $h \geq 30$  км,  $p \geq 0,3$  бар). Но как было показано выше, длительность вспышки оптически плотного метеорного следа, расположенного выше уровня облаков, не должна превышать нескольких секунд, что находится в противоречии с наблюдательными данными. Источником наблюдаемого излучения не может быть и оптически прозрачная часть метеорного следа, расположенная выше уровня  $h \simeq 200$  км

( $p \sim 10^{-4}$  бар), поскольку в этом случае излучение является существенно неравновесным и его интенсивность (в отсутствие накачки) спадает экспоненциально с характерным временным масштабом, который определяется  $\min\{v^{-1}, A_j^{-1}\}$ , где  $A_j^{-1}$  — радиативное время жизни излучающей молекулы, а  $v$  — частота столкновений между молекулами в метеорном следе. Легко понять, что длительность такого неравновесного свечения не отвечает наблюдательным данным. Наконец, излучаемая энергия пропорциональна количеству тепла, выделившегося вдоль линии падения кометы (как в случае оптически плотного, так и оптически прозрачного газа), а оно в свою очередь экспоненциально растет с уменьшением высоты. Поэтому источником основного излучения во всяком случае является оптически плотная область ОШ.

По предварительным оценкам падение километрового осколка на Юпитер могло сопровождаться усилением блеска его спутников. Такое оптическое эхо, когда спутники планеты служат зеркалом, отражая свет вспышки взрыва, обсуждалось в ряде работ [1, 29], где предсказывалась мощность излучения на уровне  $10^{24}$ – $10^{25}$  эрг  $s^{-1}$  при ударе достаточно крупных осколков. Подобная вспышка могла приводить к увеличению яркости ближайших к Юпитеру спутников (Ио и Европа) примерно на один процент по порядку величины. Эти прогнозы вселили в наблюдателей определенный оптимизм, поэтому на поиск оптического эха были направлены усилия многих астрономов. Однако реальные интенсивности излучения, зафиксированные Галилео во время ударов крупных осколков, не превышали уровня  $10^{22}$  эрг  $s^{-1}$  (то, что Галилео находился при этом низко над горизонтом, не меняет последующих оценок) и, поэтому уярчение спутников, если и происходило, то только на несколько сотых процента, что лежит далеко за пределами точности измерений. Наблюдаемая в период ударов быстрая переменность блеска некоторых спутников Юпитера [91], возможно, связана с падением на них мелких (размером порядка нескольких метров) осколков SL9, и никак не связана с оптическим эхом от ударов крупных осколков. На сегодняшний день нет убедительных доказательств того, что во время падения SL9 было зафиксировано оптическое эхо. На наш взгляд, вряд ли они появятся и в будущем.

**3.3.2. Интерпретация данных, полученных на Земле и околоземных космических аппаратах.** Обсудим формы кривых блеска, которые были зафиксированы на Земле, и попробуем ответить на вопрос, что же было источником излучения, которому соответствуют первые две короткие вспышки (Pc1 и Pc2) и основной максимум на полученных кривых (см. рис. 11) [21, 22]. Для ряда осколков момент появления Pc1 и его длительность относительно хорошо совпадают со вспышками излучения, зарегистрированными на Галилео [17–19]. Это дает основание предположить, что в случае ударов этих осколков предвестник Pc1 вызван излучением огненного шара. Поскольку сам взрыв произошел под облачным слоем, то на Земле могла наблюдаться лишь малая часть излучения ОШ, выходящая через область разрушенного взрывом облачного слоя и рассеиваемая атмосферой. Это является причиной низкой интенсивности вспышки Pc1. Однако для ряда ударов, перечисленных в табл. 4, предвестник Pc1 наблюдался на Земле раньше, чем на Галилео и HST, причем минимальная задержка равна

примерно 20–30 с. В этом случае причиной задержки может быть то, что наземные наблюдения зарегистрировали излучение верхней атмосферы, нагретой пылевой комой, окружающей каждый осколок кометы. Величину соответствующей задержки  $\tau$  можно оценить, разделив характерный размер комы (примерно 1–3 тыс км) на скорость осколка ( $v_i \simeq 60 \text{ км с}^{-1}$ ):  $\tau = 30 \text{ с}$ . Длительность вспышки Pс1 в этом случае должна быть примерно в два раза больше  $\tau$ , т.е. порядка одной минуты. Наблюдательная аппаратура Галилео и HST не зафиксировала этого излучения из-за того, что интенсивность вспышек оказалась ниже порога чувствительности детекторов [20]. Поэтому наиболее вероятным представляется то, что происхождение вспышки Pс1 различно для разных осколков кометы SL9: в одних случаях — это излучение ОШ после взрыва осколка, а в других — излучение верхней атмосферы, нагретой комой до взрыва.

Предположение, что вспышка Pс1 (так же как и вспышки излучения, зарегистрированные Галилео) обусловлена тепловым излучением от непосредственно видимого с Земли метеорного следа [40] не может объяснить наблюдаемые данные. Действительно, при падении осколка R, кривая блеска которого рассматривается нами в качестве примера (см. рис. 11), в прямой видимости с Земли находится часть метеорного следа, расположенная на высотах выше 500 км над уровнем 1 бар, что вызвано сильным поглощением излучения на данных длинах волн атмосферным метаном [21]. Энергия, выделяемая осколком при торможении на этих высотах, не может обеспечить наблюдаемых потоков излучения (выделенная энергия не превышает  $10^{-12} E_0$ ). Даже для осколка с энергией  $10^{30}$  эрг ( $D_i \simeq 4 \text{ км}$ ) выделившееся на указанных высотах тепло на три порядка меньше полной энергии, излученной в Pс1. Как следует из табл. 5, осколок R упал относительно близко от лимба, поэтому происхождение Pс1 на других кривых блеска тем более не может быть объяснено метеорным следом. Однако энергии, выделившейся при торможении комы, достаточно для объяснения вспышки Pс1. Согласно наблюдениям HST кома осколков SL9 состояла, в основном, из пылевых частиц с характерным размером порядка 0,1–10 мкм. Вход фрагмента в магнитосферу Юпитера сопровождался сепарацией частиц по размерам: как легко показать, мелкие частицы диаметром меньше 0,1 мкм захватываются магнитным полем, в то время как пылинки размером больше 1 мкм проходят через магнитосферу практически беспрепятственно и гибнут в верхней атмосфере Юпитера. На высотах около 500 км тормозятся пылинки с характерным размером порядка 0,3 мкм. Масса пылевой компоненты для крупных осколков SL9 оценивается как  $10^{10}$  г. Поскольку на интересующих нас высотах ( $h \geq 500 \text{ км}$ ) пылевые частицы тратят значительную часть своей кинетической энергии, то выделяемая при их торможении энергия составит  $(10^{-6} \div 10^{-7}) E_0$ . Этой энергии вполне достаточно для обеспечения наблюдаемых в Pс1 потоков излучения.

Чтобы объяснить происхождение второй и третьей вспышки, рассмотрим часть распространяющейся вверх, в сторону уменьшения атмосферной плотности ударной волны, которая образовалась в момент максимального энерговыделения на стадии сильного торможения осколка. Когда расстояние, пройденное УВ, становится сопоставимым со шкалой высот  $\Delta$ , неоднородность атмосферы начинает сказываться на скорости распро-

странения  $D$ . Сначала скорость УВ уменьшается с расстоянием от места взрыва  $R$  как  $D \propto R^{-3/2} \times \exp(R/2\Delta)$  [41] и достигает минимума  $D_{\min}$  при  $R \simeq 3\Delta$ . Как было показано в [30] (для взрыва на высоте  $h_s \simeq -100 \text{ км}$ ,  $p_s \simeq 10 \text{ бар}$  и  $E_0 \simeq 10^{29}$  эрг), начиная с уровня  $\sim 1 \text{ бар}$ , на котором скорость  $D_{\min} \simeq 5-6 \text{ км с}^{-1}$ , УВ начинает ускоряться. На этой стадии  $D \simeq D_{\min} \times \exp[(R - 3\Delta)/\alpha\Delta]$  [42], где  $\alpha$  зависит от показателя адиабаты  $\gamma$  (например,  $\alpha \simeq 4,9$  для  $\gamma = 5/3$ , и  $\alpha \simeq 6,5$  для  $\gamma = 1,2$ ). Температура ударно-сжатого газа  $T$  пропорциональна  $D^2$  и  $T_{\min} = T_{\min}(D_{\min}, \gamma) \simeq 2000 \text{ К}$ . Отметим, что ударно-сжатый газ начинает расширяться и адиабатически охлаждаться сразу после прохождения УВ. Характерное время охлаждения после ударного сжатия возрастает с течением времени, меняясь от нескольких секунд (сразу после прохождения УВ) до нескольких десятков секунд на поздней стадии охлаждения [42]. В результате на поздней стадии (примерно через 10 с после прохождения УВ) минимальная температура ударно-нагретого газа падает до значения  $T \simeq 1000 \text{ К}$ .

Когда температура за фронтом УВ достигает нескольких тысяч градусов, в нагретом газе начинается образование большого количества химических соединений, отсутствующих в атмосфере Юпитера при нормальных условиях. Помимо водорода, в невозмущенной атмосфере содержится несколько процентов гелия, несколько десятых процента  $\text{CH}_4$ , а также  $\text{NH}_3$ ,  $\text{NH}_4\text{SH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , формирующие три последовательных слоя облачного покрова. В работе [43] представлены результаты расчетов равновесного химического состава газа, нагреваемого до температур порядка нескольких тысяч градусов. Максимальная температура нагрева во всех расчетах не превышала значения  $T_{\text{diss}} \simeq 5000 \text{ К}$ , поскольку при больших температурах начинается интенсивная диссоциация практически всех химических соединений, образование которых возможно из исходного атомарного состава. При меньших температурах в горячем газе начинается образование таких соединений, как  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}$ ,  $\text{CN}$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CS}$ ,  $\text{CH}_4$  и т.д. Особенно в этом ряду выделяется окись углерода, мольное содержание которой во всем температурном диапазоне находится на уровне  $10^{-3}$ . Наиболее критичным параметром, определяющим химический состав газа, является отношение мольных долей кислорода и углерода  $[\text{O}]/[\text{C}]$ , поскольку основная часть образующихся молекул содержит углерод. Однако следует сделать одно важное замечание относительно результатов равновесных термодинамических расчетов при достаточно низких температурах. По мере охлаждения и расширения газа скорость химических реакций падает и характерное время химической релаксации растет. Когда время релаксации становится одного порядка с характерным временем изменения температуры расширяющегося газа, возникает эффект закалки [38] и по мере дальнейшего охлаждения относительные концентрации молекул практически не меняются, оставаясь на уровне, который примерно соответствует равновесной концентрации при температуре закалки  $T_*$ . Данных о величине  $T_*$  для интересующих нас химических реакций в литературе явно недостаточно. Однако в большинстве случаев закалка наступает при температурах около 1500 К. По этой причине концентрация многих молекул при температуре  $T \simeq 1000 \text{ К}$  будет намного больше, чем полученная на основании равновесной термодинамической модели. Наш



интерес к химическим соединениям, возникающим в нагретом ударной волной газе обусловлен тем, что некоторые из этих молекул являются эффективными источниками оптической толщины. Поэтому в случае достаточно большой плотности ударно-сжатый газ может излучать как черное тело с максимумом спектральной интенсивности на частоте  $\omega_m = 2,82kT/\hbar$ ; соответствующая длина волны  $\lambda_m = 5,08 \times 10^3/T$  мкм.

По мере ускорения УВ в ударно-сжатом газе  $T \propto D^2$ , что приводит к сдвигу максимума спектральной интенсивности излучения в область меньших длин волн. Таким образом, в момент возникновения оптически плотного слоя газа его температура  $T \simeq 1000$  К, а  $\lambda_m \simeq 5$  мкм. Далее, по мере ускорения УВ температура в течение времени  $t_{\text{diss}} \simeq \alpha\Delta/2D_{\text{min}} \simeq 15$  с достигает величины  $T_{\text{diss}}$ , а  $\lambda_m$  уменьшается до значения порядка 1 мкм. После этого температура за фронтом УВ превышает  $T_{\text{diss}}$  и все молекулы, способные поглощать в видимом и ИК диапазоне, диссоциируют, в результате газ становится оптически прозрачным. Следовательно, распространение сильной УВ вверх по неоднородной атмосфере приводит к возникновению движущегося наверх и излучающего как черное тело слоя нагретого газа с начальной температурой, меняющейся от  $T \simeq 1000$  К до  $T_{\text{diss}}$ .

Рассмотрим второй предвестник Рс2 на рис. 11. В работе [21] было отмечено, что для Рс2 спектральная интенсивность излучения спадает более плавно на меньших длинах волн, но в начале она тем выше, чем больше длина волны. В соответствии с нашей моделью, распространение УВ приводит к генерации оптически плотного слоя газа. В момент его возникновения температура газа в слое достаточно мала и его излучение на длинах волн  $\lambda = 2,3$  мкм,  $3,2$  мкм,  $4,5$  мкм определяется законом Вина ( $T \simeq 1000$  К,  $\lambda_m \simeq 5$  мкм), поэтому интенсивность излучения увеличивается более плавно на меньших длинах волн. По мере роста температуры за фронтом УВ спектральные интенсивности на  $\lambda = 4,5$  мкм,  $3,2$  мкм и  $2,3$  мкм последовательно переходят в область спектра, описываемого законом Рэля–Джинса ( $\hbar\omega \leq kT$ ). Этот переход происходит к моменту времени  $t \simeq t_{\text{diss}}$  после возникновения оптически плотного слоя, при этом температура  $T \simeq T_{\text{diss}}$ ,  $\lambda_m \simeq 1$  мкм. Последующее быстрое расширение ударно-сжатого газа приводит к уменьшению его температуры и размеров излучающей оптически плотной области. Поэтому спектральная интенсивность излучения газа в этот промежуток времени, все еще подчиняясь закону Рэля–Джинса, спадает более плавно на меньших длинах волн. По мере дальнейшего понижения температуры происходит обратный переход в виновскую область спектра (сначала  $\lambda = 2,3$  мкм, затем  $\lambda = 3,2$  мкм и  $\lambda = 4,5$  мкм) и в последующем интенсивность излучения на этих длинах волн тем выше, чем больше длина волны. Таким образом, имеет место полное качественное согласие между результатами рассмотренной модели и данными ИК наблюдений второго предвестника. Важно отметить, что в соответствии с результатами, следующими из предложенной модели, второй предвестник Рс2 может отсутствовать или быть малозаметным в случае падения крупных осколков кометы, так как в этом случае минимальная температура за фронтом УВ может превышать  $T_{\text{diss}} \simeq 4000$ – $5000$  К, поэтому ударно-сжатый газ будет изначально оптически прозрачным. Этот вывод также хорошо согласуется с наблюдательными данными, пос-

кольку Рс2 наблюдался при падении далеко не всех осколков.

Перейдем теперь к подробному обсуждению третьего пика — основного максимума на рис. 11. На рис. 13 представлены кривые блеска, соответствующие осколкам А, Е, G и W. Сопоставляя серии фотографий на рис. 9 с представленными кривыми блеска, легко видеть, что процессы расширения и уменьшения размеров светяще-

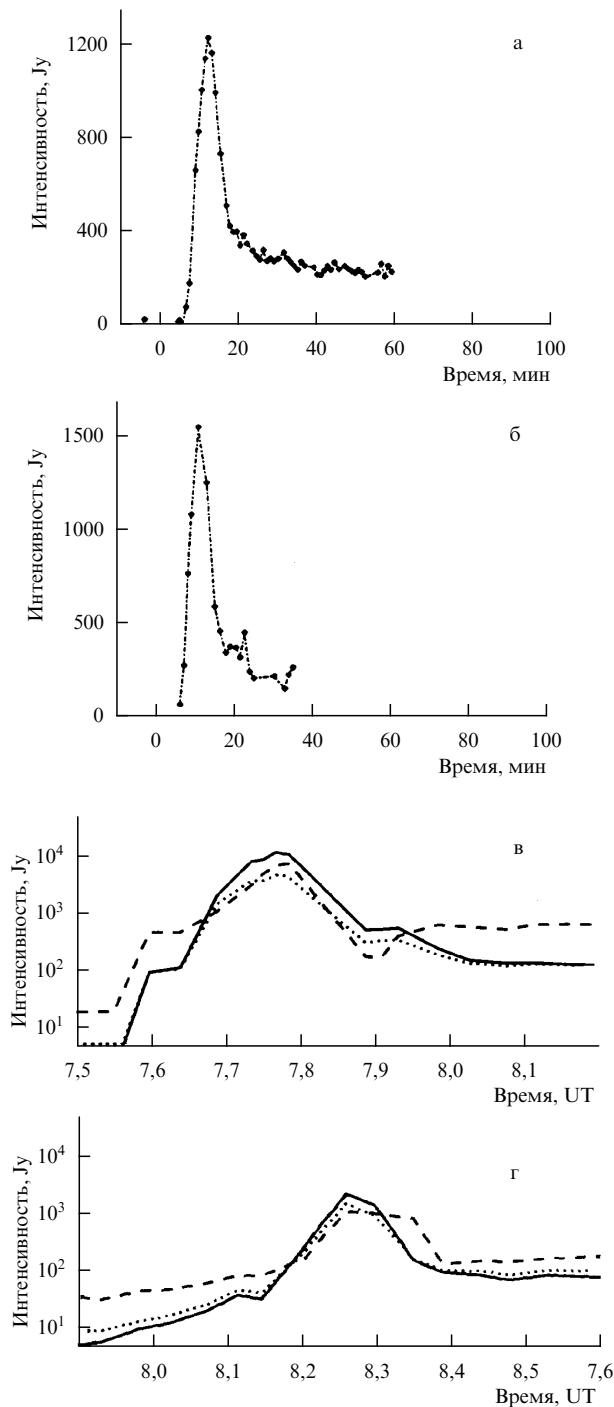


Рис. 13. Кривые блеска Юпитера по результатам наземных ИК наблюдений при падении осколков А (а), Е [46] (б), G (в), W (г) [53]. Сопоставление данных кривых блеска с фотографиями выбросов, вызванными теми же фрагментами (рис. 9) показывает, что максимум на кривой блеска соответствует по времени максимальному размеру выброса.

гося выброса очень хорошо соотносятся во времени с этапами увеличения и уменьшения интенсивности. Кроме этих осколков, не менее хорошее соответствие наблюдается и для всех остальных осколков, при падении которых были одновременно зафиксированы выбросы и получены кривые блеска. В нашем распоряжении такие данные имеются для осколков К [44] и L [45]. Кроме того, в соответствии с данными спектральных наблюдений температура излучения основного максимума монотонно убывала по мере роста интенсивности излучения, меняясь от приблизительно 1000 К в момент появления основного максимума, до нескольких сотен кельвинов в районе максимума интенсивности [46]. Спектр излучения на этапе роста интенсивности является почти непрерывным и хорошо описывается планковской функцией распределения в рассматриваемом частотном диапазоне. Все это говорит о том, что причиной появления основного максимума на кривых блеска является излучение от выброшенного в верхнюю атмосферу горячего расширяющегося газа.

Рассмотрим, какие процессы происходят на поздней стадии охлаждения в газе, выброшенном ударной волной в более высокие атмосферные слои. До тех пор, пока температура расширяющегося газа превосходит  $T_{\text{diss}}$  (соответствующая скорость УВ  $D \geq 12$  км с<sup>-1</sup>) все сложные химические соединения диссоциированы и газ оптически прозрачен. На этой стадии движение газа вверх является почти инерционным и примерно через минуту после прохождения УВ газ достигает высот, начиная с которых он оказывается в прямой видимости с Земли. Максимальная высота  $H_{\text{max}}$ , которой достигает выброшенный газ, определяется начальной скоростью, приобретенной в момент прохождения УВ и примерно равна  $H_{\text{max}} \approx D^2/2g \approx 3000$  км. Расширение газа описывается автомодельным решением [42].

Согласно [42] расширение сначала носит квазиоднородный характер и концентрация  $n$  газа меняется по закону  $n \propto (t/t_1)^{-1}$ , где  $t_1$  — характерное время расширения на поздней стадии охлаждения (это время зависит от высоты взрыва: для рассматриваемого слоя  $t_1 \approx 20-30$  с [30]). Пространственный масштаб неоднородности слоя  $\Delta_L$  увеличивается по закону:  $\Delta_L \approx \Delta(t/t_1)$ . Уменьшение температуры определяется только адиабатическим расширением, которое с течением времени становится трехмерным:  $n \propto t^{-3}$ ,  $T \propto n^{\gamma-1} \propto t^{-3(\gamma-1)}$ .

Когда температура оптически прозрачного газа опускается до 2000 ÷ 3000 К, начинается образование молекулярных соединений, способных эффективно поглощать излучение в ИК области, что ведет к быстрому увеличению оптической толщины газа. Охлаждение от температуры 5000 ÷ 7000 К до 2000 ÷ 3000 К происходит за время порядка  $(5-10)t_1 \approx 200-300$  с.

Таким образом, ударная волна приводит к выбросу горячего атмосферного газа на высоты в несколько тысяч километров. В результате адиабатического расширения видимый непосредственно с Земли газ становится оптически плотным примерно через 4-5 мин после удара осколка и имеет к этому времени температуру  $T \approx 2000-3000$  К. Коэффициент поглощения нагретого газа  $\kappa_\omega$  можно оценить по формуле [38]:

$$\kappa_\omega \approx \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \frac{\hbar}{kT} \sum_i f_i N_i \exp\left(-\frac{E_i - \hbar\omega}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $f_i$  — сила осциллятора,  $N_i$  — концентрация молекул, поглощающих ИК излучение,  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $E_i$  — энергия возбужденного уровня. При температуре порядка нескольких тысяч градусов поглощение в газе будет осуществляться за счет переходов электронов на нижние колебательные уровни верхнего электронного состояния. По мере понижения температуры преобладающим станет поглощение за счет переходов на верхние колебательные уровни, при этом коэффициент поглощения будет также экспоненциально зависеть от температуры. Используя (8), можно оценить оптическую толщину  $\tau_{\text{opt}}$  нагретого газа. Полагая  $N_i \geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $E_i \approx 1$  эВ,  $T_0 \approx 2000$  К,  $f_i \approx 10^{-4}$ ,  $\tau_{\text{opt}} \approx \kappa_\omega \Delta \approx 10^3-10^4 \gg 1$ . Таким образом, начальная толщина  $L_0$  оптически плотного слоя  $L_0 \approx \Delta \ln \tau_{\text{opt}} \approx 10\Delta \sim 250$  км, а начальный поперечный размер слоя  $d_0 \approx 2\pi\Delta \approx 150$  км [41].

Еще одним возможным источником оптической толщины горячего газа могут быть микроскопические частицы аэрозоли, образование которых начинается при адиабатическом расширении газа [39, 47]. На рис. 14 представлены результаты расчетов конденсации некоторых из присутствующих в расширяющемся газе веществ [39]. Данные расчеты были выполнены на основании простой численной модели [48]; аналогичные вычисления были сделаны также авторами [47] на основании модели [49]. Кружки на двух различных адиабатах, обозначенных пунктирными линиями, соответствуют началу конденсации соответствующих веществ; непрерывные линии соответствуют уровням постоянного размера частиц  $R$  (мкм). Таким образом, в температурном диапазоне от нескольких сот до тысячи градусов происходит конденсация таких соединений, как SiO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и CS<sub>2</sub>. Конденсация других веществ, которые в соответствии с результатами расчетов химического состава могут присутствовать в нагретом газе, наступает при температурах существенно меньших, чем были зафиксированы во время спектральных наблюдений. Зная концентрацию данных соединений в газе и средний

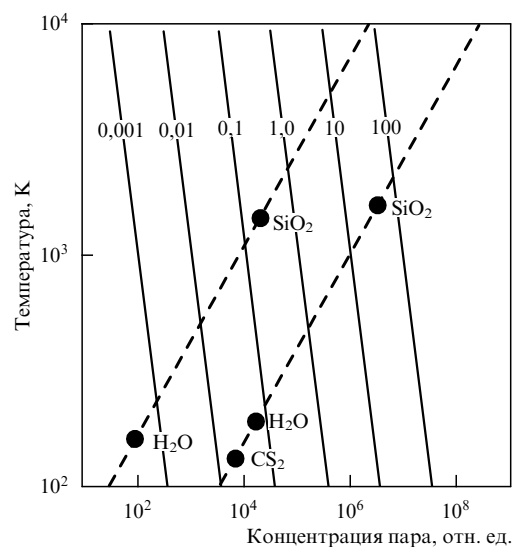


Рис. 14. Аэрозоли, которые могут быть образованы в горячем, адиабатически расширяющемся газе выброса. Указан средний размер (в микронах) частиц наиболее вероятных аэрозолей и температура их образования [39].

размер частиц аэрозоли, легко оценить величину оптической толщины нагретого слоя газа, воспользовавшись формулами Рэлея ( $\lambda \gg R$ ) или Ми ( $\lambda \leq R$ ) для сечения рассеяния света на частицах. Оптическая толщина, обеспечиваемая конденсирующейся аэрозолью, оказывается на несколько порядков меньше, чем в случае обсуждавшегося выше молекулярного поглощения, поэтому данный механизм представляется менее вероятным.

Для оценки потока излучения с поверхности расширяющегося газа необходимо определить, как меняются толщина и поперечный размер оптически плотной области. Толщина  $L$  оптически плотного слоя находится из условия прозрачности:  $\kappa_\omega \Delta_L \simeq 1$ . Коэффициент поглощения можно оценить как

$$\kappa_\omega \propto n(z)T^{-1} \exp\left(-\frac{E_{\text{eff}} - \hbar\omega}{kT}\right),$$

где  $E_{\text{eff}}$  — некоторая эффективная энергия возбуждения колебательного перехода,  $z$  — координата (относительно центра масс движущегося газа), поэтому  $n \propto \exp(-z/\Delta_L)$ . Подставляя  $\Delta_L(t)$  и  $T(t)$  в условие прозрачности, получаем уравнение зависимости толщины  $L$  оптически плотного слоя от времени:

$$L(\tilde{t}) \simeq L_0 \tilde{t} \left( 1 - \frac{\Delta}{L_0} \left[ (5 - 3\gamma) \ln \tilde{t} + \frac{E_{\text{eff}} - \hbar\omega}{kT_0} (\tilde{t}^{3(\gamma-1)} - 1) \right] \right), \quad (9)$$

где  $\tilde{t} = t/t_i$ ,  $\tilde{t} \geq 1$ . Интенсивность излучения расширяющегося газа, выброшенного в верхнюю атмосферу (в пределе  $\hbar\omega \leq kT$ ), дается следующим выражением:

$$I_\omega(\tilde{t}) \propto \tilde{t}^{4-3\gamma} L(\tilde{t}). \quad (10)$$

Поперечный размер излучающей области растет пропорционально  $t$ , характерное время расширения  $t_c \simeq d_0/c_s \simeq 20\text{--}30$  с, где  $c_s$  — скорость звука, а толщина слоя меняется следующим образом. В начале расширения, когда температура газа достаточно высока и больцмановский фактор  $\exp(-E_{\text{eff}}/kT)$  не играет решающей роли, толщина  $L$  излучающего слоя растет и, несмотря на уменьшение температуры, интенсивность излучения увеличивается. По мере понижения температуры больцмановский фактор начинает доминировать и, несмотря на расширение, толщина  $L$  начинает уменьшаться и происходит "коллапс" излучающей области. Из (10) определяем длительность излучения:

$$\tilde{t}_{\text{rad}} \simeq \left[ 1 + \frac{L_0}{\Delta} \frac{kT_0}{E_{\text{eff}} - \hbar\omega} \right]^{\frac{1}{3(\gamma-1)}}. \quad (11)$$

Для указанных выше параметров  $t_{\text{rad}} = \tilde{t}_{\text{rad}} t_i \simeq 500 \div 1000$  с. На рис. 11в представлена кривая интенсивности излучения, полученная в соответствии с описанной моделью. Рассчитанная длительность вспышки равна примерно десяти минутам, что находится в хорошем согласии с зафиксированной длительностью главного максимума кривой блеска. Обратим внимание на принципиальную разницу между Pс2 и главным максимумом: источник главного максимума — выброшенный в верхнюю атмосферу газ — непосредственно виден с Земли, в то время как источник вспышки Pс2 скрыт за лимбом и видно только рассеянное в атмосфере Юпитера излучение, поэтому интенсивность главного максимума значительно больше, чем интенсивность

Pс2. Длительность основного максимума примерно на порядок превосходит длительность Pс2. Это связано с тем, что характерное время охлаждения расширяющегося газа увеличивается со временем, меняясь от нескольких секунд в момент прохождения УВ до нескольких десятков секунд на поздней стадии охлаждения.

Отметим, что предложенная модель легко объясняет следующий результат наблюдений [50]: максимальные высоты, которых достигал выброшенный газ при падении разных фрагментов, были примерно одинаковыми —  $H_{\text{max}} \simeq 3000$  км. Действительно, температура выброшенного газа сильно зависит от скорости УВ. Начальная температура газа  $T$ , выброшенного ударной волной со скоростью  $D \simeq 12 \div 14$  км с<sup>-1</sup>, несколько превосходит  $T_{\text{diss}}$  ( $T \simeq 5000 \div 7000$  К) и максимальная высота выброса  $H_{\text{max}} \simeq D^2/2g \simeq 2500 \div 3500$  км. Такой газ, будучи прозрачным сначала, становится оптически плотным на поздней стадии охлаждения. Однако, если начальная температура выброшенного газа значительно превосходит  $T_{\text{diss}}$ , это означает, что газ выбрасывается с достаточно больших высот ( $h \geq 150$  км над уровнем 1 бар) и его начальная плотность весьма мала. На поздней стадии расширения такого газа, когда его температура достигает 2000–3000 К, плотность газа уже слишком мала, чтобы обеспечить оптическую толщину  $\tau_{\text{opt}} \geq 1$ . Газ же, выбрасываемый с относительно малой начальной температурой ( $T \simeq 3000$  К), охлаждается достаточно быстро и также становится прозрачным.

Через 15–20 мин после падения осколков кометы на ИК кривых блеска наблюдалось формирование "плато". В спектре излучения на стадии спада интенсивности и формирования "плато" (осколки К, С [46] и Н [51]) было отмечено появление отдельных линий поглощения  $\text{N}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$  и некоторых других соединений. Температура некоторых из них равна нескольким сотням градусов, а температура  $\text{CO}$  и  $\text{NH}_3$  оценивается как 1500–3000 К. Появление в спектре линий первой группы соединений связано с тем, что сечение молекулярного поглощения экспоненциально зависит от температуры, и поэтому по мере остывания выброшенный в верхнюю атмосферу газ сохраняет достаточную оптическую толщину только вблизи максимума поглощения, а на других длинах волн он становится прозрачным. Появление в спектре линий второй группы соединений и образование "плато", по-видимому, обусловлено нагревом атмосферы, выброшенной в верхнюю атмосферу и упавшим обратно газом (fallback), так как в соответствии с приведенными в работе [40] вычислениями, падающий обратно на атмосферу газ нагревает ее до температур в несколько тысяч градусов на высотах 250–350 км выше уровня 1 бар. В пользу этой гипотезы говорит также и то, что времена образования плато и появления в спектре четко выраженных линий  $\text{CO}$  и  $\text{NH}_3$  с температурой в несколько тысяч градусов хорошо коррелируют с моментом выхода места падения осколка на лимб (см. табл. 5). В работе [40] предполагалось, что нагретый атмосферный слой излучает как черное тело, но простые оценки показывают, что оптическая толщина такого слоя очень мала и нагретый газ является объемным излучателем. По этой причине, несмотря на большую температуру газа интенсивность излучения оказывается значительно меньше равновесной и дает небольшой по сравнению с уровнем основного максимума вклад ("плато") в регистрируемый поток. Отметим, что на этой стадии спек-

ральные измерения зафиксировали появление линий излучения, соответствующих различным металлам. Например, при падении осколков L и Q1 через 15 мин после удара было отмечено возникновение в спектре линий Na, Fe, K, Ca, Li [52]. В спектре излучения Юпитера эти линии никогда не присутствовали, что говорит о кометном происхождении металлов, излучение которых было зарегистрировано на Земле.

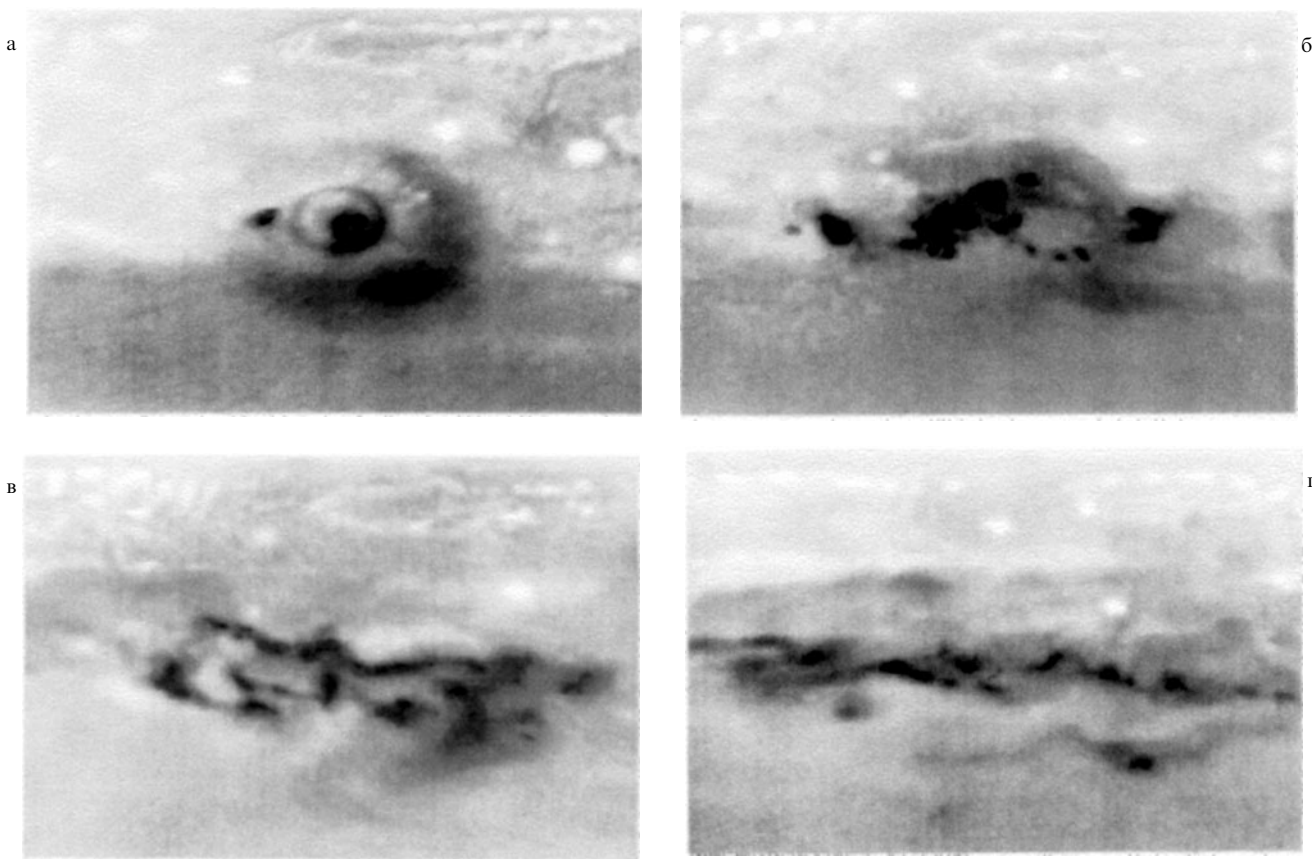
Следует сказать несколько слов о кривых блеска, полученных на различных длинах волн при падении осколка L. Первой особенностью данной кривой является то, что интенсивность излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне ( $\lambda = 2$  мкм и 10 мкм [53]), соответствующая основному максимуму, примерно на порядок превосходит интенсивности, зафиксированные при падении других крупных осколков. При этом в результатах спектральных наблюдений не было обнаружено никаких особенностей, которые каким-либо образом выделяли наблюдательные эффекты, сопровождавшие падение осколка L. Однако самыми необычными оказались кривые блеска, полученные на длинах волн  $\lambda = 0,89$  мкм и 0,90 мкм [45]. На данных кривых примерно через 16 мин после удара на стадии уменьшения интенсивности основного максимума наблюдается резкое увеличение (примерно в три раза) потока регистрируемого излучения, после чего следует столь же быстрое уменьшение интенсивности. Общая длительность вспышки равна примерно ста секундам, после чего спад интенсивности становится более плавным, характерным для всех других кривых блеска. Ни на каких других длинах волн (в том числе в видимом диапазоне) указанная вспышка не была зарегистрирована. Дать какое-либо убедительное объяснение данному явлению достаточно сложно. Одной из возможных причин появления вспышки могут быть сложные неравновесные процессы химических превращений в адиабатически остывающем газе выброса или в слое атмосферы, нагреваемого падающим сверху газом. Возможно, источником зафиксированного излучения является метан, поскольку длина волны  $\lambda = 0,89$  мкм соответствует сильной полосе поглощения  $\text{CH}_4$ . Однако для того, чтобы убедиться в правильности подобного предположения следует рассмотреть другие кривые блеска, полученные в видимом или ближнем ИК диапазоне на длинах волн, соответствующих полосам поглощения метана. К сожалению, мы не располагаем подобными данными. Отметим, что несколько коротких всплесков (spike-like flash) наблюдались и на главном максимуме для ряда ударов (см., например, кривую блеска удара R, рис. 11в). Возможно, происхождение этих всплесков аналогично природе короткой, интенсивной вспышки, зарегистрированной при ударе осколка L.

Во многих работах основной максимум на кривых блеска интерпретируется именно как излучение нагретой упавшим газом атмосферы. Кроме приведенных выше аргументов в пользу того, что данный механизм излучения определяет поведение кривой блеска лишь на этапе спада интенсивности и в районе "плато", а источником излучения, формирующего основной максимум является выброшенный в верхнюю атмосферу оптически плотный газ, механизм нагрева атмосферы падающим газом не может объяснить появление главного максимума еще по одной причине. Как видно на рис. 11, задержка  $t_\delta$  между временем падения осколка и моментом начала главного

максимума равна примерно  $t_\delta \approx 300$  с, что является типичным для большинства осколков (за исключением осколков Q1 и Q2, которые давали необычные кривые блеска также и в моменты падения, см. рис. 7). Результаты численного газодинамического моделирования показывают, что торможение падающего газа и последующий нагрев атмосферы происходит на высотах  $h_{br} \leq 300$  км над уровнем 1 бар. Используя данные из табл. 5, можно определить, что к моменту времени  $t = t_\delta$  после падения осколка нагретый атмосферный газ находится далеко за лимбом Юпитера (например, для осколка H расстояние  $h_{limb}$  между местом падения осколка и линией прямой видимости с Земли около 700 км  $> h_{br}$ ). Таким образом, нагретый атмосферный газ не может являться причиной появления основного максимума на ИК кривых блеска. Более того, модель [40] очень чувствительна к углу места падения осколка за лимбом, поскольку время  $t_D$ , несомненно, должно коррелировать с величиной этого угла. Данной корреляции не наблюдается, даже наоборот, в случае осколка C, угол падения которого за лимбом был одним из самых больших и величина  $h_{limb} \geq 1000$  км, время  $t_\delta$  оказалось одним из самых маленьких (около 250 с). В работе [40] анализировалась ИК кривая только для фрагмента R: из всех осколков, для которых были проведены подробные измерения кривых блеска на различных длинах волн, данный осколок имел минимальный угол места падения за лимбом, равный  $4,8^\circ$ . Поэтому место падения осколка R выходило на видимую часть Юпитера примерно в то время, когда начинался сильный нагрев атмосферы падающим газом. По-видимому, кривая блеска осколка R была выбрана в [40] именно по этой причине — чтобы иллюстрировать модель нагрева атмосферы падающим обратным газом.

#### 4. Долговременные атмосферные эффекты, вызванные падением кометы

Через 10–20 мин после падения каждого из осколков места их ударов появлялись на краю лимба (см. табл. 5). По мере дальнейшего вращения Юпитера на видимой стороне планеты в тех местах, куда упали осколки, появлялись огромные пятна. Наиболее подробная информация об этих пятнах была получена с помощью космического телескопа Хаббла [50]. Менее детальные, но зато более длительные наблюдения были проведены рядом наземных обсерваторий. На Земле были также выполнены подробные спектральные исследования мест удара. Полученные результаты дают следующую картину развития в атмосфере следов от падения кометы. Из пятнадцати зарегистрированных следов только пять, вызванных ударом наиболее крупными осколками, привели к значительным возмущениям в атмосфере Юпитера, сохранявшимся длительное время (несколько месяцев). На рис. 15 представлена серия фотографий, полученных на HST в видимом диапазоне [50]. Данная серия демонстрирует эволюцию следа, оставленного в атмосфере после падения осколка G — одного из наиболее крупных фрагментов кометы (небольшое пятно слева от основного возмущения соответствует месту падения небольшого фрагмента D). Все снимки фактически относятся к начальной стадии развития возмущений в атмосфере и имеют ярко выраженные общие черты и спектральные особенности, устойчиво проявляющиеся при использовании различных фильтров видимого, ИК

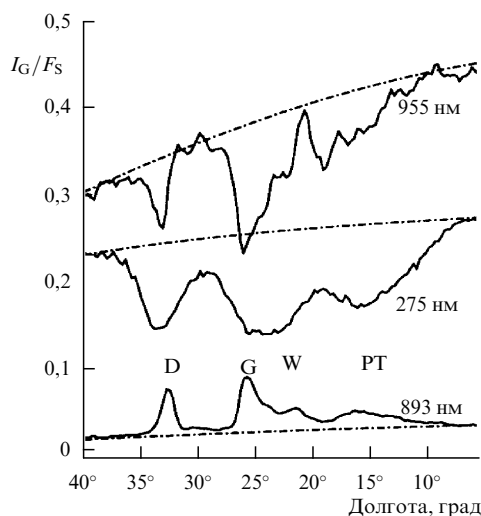


**Рис. 15.** Фотографии получены на HST в оптическом диапазоне. Эволюция места падения осколка G: (а) 18 июля 1994 г. (примерно через час после удара); (б) 23 июля 1994 г.; (в) 30 июля 1994 г.; (г) 24 августа 1994 г.

и УФ диапазонов. Основной особенностью пятен (не только для осколка G, но и во всех других случаях) является то, что они были более яркими по сравнению с невозмущенной поверхностью Юпитера в полосах поглощения метана и темными на всех других длинах волн.

Для того, чтобы понять природу этой особенности, рассмотрим последовательно результаты спектральных наблюдений за местом удара начиная с того момента, когда оно появилось на краю лимба. Как было отмечено в конце предыдущей главы, по мере убывания интенсивности основного максимума на кривой блеска в спектре регистрируемого излучения начинали преобладать линии поглощения CO, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O и т.д. Данное излучение приводило к формированию "плато" в конце основного максимума, когда место удара выходило на лимб. Спектр излучения не претерпевал существенных изменений еще примерно 18 мин до тех пор, пока пятно на месте удара не пересекало линию терминатора. После того, как пятно вышло на освещенную Солнцем поверхность, спектр регистрируемого излучения начал в основном определяться солнечным спектром [46]. На рис. 16 представлены результаты измерений отношения  $I_G/F_S$  излучения Юпитера к падающему солнечному излучению на трех различных длинах волн [39]. По оси абсцисс отложена долгота, измеренная вдоль линии, соединяющей центры мест падения осколков G и D. Штрихпунктирная линия соответствует результатам измерений, выполненных до, а непрерывная — после падения осколков. Излучение невозмущенной атмосферы на длинах волн  $\lambda = 275$  нм и 955 нм определяется отраженным от верхней кромки облаков солнечным излучением.

На  $\lambda = 893$  нм в атмосфере Юпитера наблюдается очень сильное поглощение, обусловленное наличием метана, поэтому излучение на данной длине волны в значительной степени ослаблено. Буквами D и G на приведенном графике обозначены места ударов фрагментов D и G соответственно. Буква W обозначает место пересечения с



**Рис. 16.** Долготная зависимость отношения  $I_G/F_S$  интенсивности излучения Юпитера к падающему солнечному излучению для разных длин волн [39]. Буквами D и G на приведенном графике обозначены места ударов фрагментов D и G соответственно. Буква W обозначает место пересечения с кольцом, охватывающим центр удара G (рис. 15а), а символ PT — пересечение с серповидным следом.

кольцом, охватывающим центр удара G (см. рис. 15а), а символ РТ — пересечение с серповидным следом. Как видно из приведенного графика, на длине волны  $\lambda = 893$  нм возникает существенное увеличение интенсивности излучения из областей, соответствующих следу от падения осколка, в то время как на всех других длинах волн наблюдается обратная картина. Такая картина наблюдалась на всех длинах волн, соответствующих полосам поглощения метана [54], а также в УФ спектре.

В работах [39, 46, 54] данному эффекту было дано следующее вполне естественное толкование. В атмосферном слое вблизи места удара, нагретом как УВ, так и выброшенным и упавшем обратно газом, в результате расширения и охлаждения начинается образование частиц аэрозоли. Оптическая толщина возникшего аэрозольного облака не превосходит единицы. Этим объясняется то, что спектр излучения пятна определялся до выхода места удара на терминатор линиями поглощения различных соединений, возникших в нагретом слое газа в результате неравновесной химии, а после выхода на освещенную часть регистрируемый спектр стал близок к солнечному. То, что в полосах поглощения метана следы падения осколка оказались яркими говорит о том, что верхняя граница аэрозольного облака лежала выше границы прозрачности атмосферы на любой длине волны, соответствующей линиям поглощения метана. На длине волны  $\lambda = 3,2$  мкм граница прозрачности лежит на уровне, соответствующем давлению  $p \approx 10^{-3}$  бар. Как следует из приведенных в [54] расчетов, средний размер частиц аэрозоли был примерно 0,15 мкм, а концентрация частиц в слое (проинтегрированная по его толщине) примерно  $2 \times 10^8$  см<sup>-2</sup>. Можно было бы дать объяснение, что усиление излучения в метановых линиях возникает из-за нагрева газа, однако данная особенность продолжала существовать еще на протяжении нескольких месяцев, а результаты измерения температуры в пятнах показывают, что уже через несколько часов после удара температура пятна практически не отличалась от окружающей. Например, через пять часов после падения осколка Н путем сравнения интенсивностей излучения CH<sub>4</sub> на длине волны 7,7 мкм и C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> на длине волны 12 мкм было получено, что средняя температура в пятне превосходит окружающую температуру на 5,3÷6,4 К [55]. При этом температура в пятне практически не менялась в случае разных осколков: по прошествии одного и того же времени после удара температура пятен А и Н была 6,0 К и 5,5 К соответственно.

Попытаемся ответить на вопрос: можно ли определить размер осколков SL9 и глубину их проникновения в атмосферу на основании данных о содержании молекул, синтезированных при взрыве осколка и выброшенных в верхнюю атмосферу УВ? В процессе выброса происходила закалка относительных концентраций таких молекул, поэтому они могут являться своеобразной "памятью" об ударных процессах, которые происходили в области генерации сильной УВ и, следовательно, могут дать информацию об энергии взрыва. Выше мы оценивали размер наиболее крупных фрагментов SL9, используя кривые блеска, полученные на космическом аппарате Галилео. Согласно этим оценкам, размер наиболее крупных осколков составлял 2÷2,5 км, а глубина их проникновения была примерно равна -150 км. Согласно другой точке зрения [40], SL9 состояла из относи-

тельно мелких, диаметром 0,4 ÷ 0,7 км осколков и имело место их незначительное проникновение (shallow penetration) в атмосферу на глубину от -20 км до -40 км. Определение размеров осколков по косвенным данным (содержанию синтезированных при ударе молекул) дает возможность независимо ответить на вопрос о размерах осколков [56].

Наибольшую информацию о содержании синтезированных при взрыве осколков молекул дали первые часы наблюдения за местами ударов, когда они появлялись на освещенной Солнцем стороне Юпитера. Наблюдения проводились в широком диапазоне длин волн и обнаружены интенсивное излучение многих молекул, причем некоторые наблюдались в атмосфере Юпитера впервые. Каково происхождение этих молекул: синтезированы ли они в процессах ударной химии или же эти молекулы кометного происхождения, доставленные в атмосферу планеты при входе осколка SL9? Попробуем ответить на этот вопрос исходя из наблюдательных данных. Наиболее интенсивные эмиссии были зарегистрированы в полосах метана [57] примерно через полчаса после ударов. Излучение генерировалось в стратосфере при давлении газа  $p \sim 10^{-5}$  бар, что соответствует высотам  $h \sim 250 \div 300$  км. Наблюдались также эмиссии других углеводородов, таких как C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> [58], причем мольные доли ненасыщенных углеводородов выросли примерно на порядок. Из кислородосодержащих соединений наблюдались CO, H<sub>2</sub>O и OCS, при этом CO был основным кислородосодержащим соединением: наблюдалось порядка 10<sup>14</sup> г CO [59] на высотах  $h \geq 200$  км, причем мольная доля окиси углерода [CO]  $\sim 5 \times 10^{-5}$ . Из серосодержащих соединений наблюдались H<sub>2</sub>S, CS, CS<sub>2</sub>, OCS, S<sub>2</sub> [60]. По результатам радионаблюдений [CS]  $\approx 5 \times 10^{-8}$ ,  $p \approx 7 \times 10^{-4}$  бар, ([OCS]  $\approx 2 \times 10^{-7}$ ,  $p \leq 10^{-3}$  бар). HST зарегистрировал относительные концентрации серосодержащих молекул: [CS] : [H<sub>2</sub>S] : [CS<sub>2</sub>]  $\approx 300 : 30 : 1$ . Эти соединения наблюдались на Юпитере впервые и лишь в местах падений наиболее крупных осколков SL9 (G, комплекс K-W). Общая масса серосодержащих соединений составила порядка 10<sup>13</sup> г [61]. Отметим, что все рассмотренные выше молекулы практически не подвергались фотолизу на указанных временах.

В оптическом диапазоне наблюдалось свечение атомов металлов в местах падения осколков L и Q1, среди них наиболее интенсивные эмиссии принадлежали атомам щелочных металлов Na, Li, K. Источник излучения располагался на высотах  $h \geq 250$  км ( $p \leq 10^{-4}$  бар). Согласно [52] массы атомов Na, Li, K в апертуре ( $2 \times 10^7$  км<sup>2</sup>) составили  $m_{\text{Na}} \sim 10^6$  г,  $m_{\text{Li}} \sim 10^5$  г,  $m_{\text{K}} \sim 5 \times 10^6$  г соответственно. Отметим, что долговременные наблюдения за местом падения фрагмента G позволили выделить линии, соответствующие по меньшей мере десяти молекулам и атомам, которые раньше никогда не наблюдались на Юпитере [61]. Было обнаружено излучение примерно 10<sup>7</sup> г нейтральных и ионизированных металлов, таких как Mg II, Mg I, Si I, Fe I и Fe II. Большинство из рассмотренных соединений находилось на стратосферных высотах  $h \sim 200 \div 300$  км. Осталось только понять, как они попали на эти высоты.

Наблюдаемое свечение атомов металлов может быть объяснено торможением в атмосфере пылевой комы, окружающей осколки кометы. Как уже отмечалось выше, характерный размер пылинок в коме крупных

осколков при входе в атмосферу порядка одного микрона (более мелкие пылинки заряжаются в магнитосфере еще до удара и захватываются магнитным полем Юпитера, или же сносятся солнечным ветром). Торможение пылинок такого размера происходит как раз на высотах 200–300 км. Учитывая то, что масса комы для крупных фрагментов порядка  $10^{10}$  г, а масса наблюдавшихся атомов металлов порядка  $10^6$  г приходим к выводу, что торможение комы в верхней атмосфере вполне может объяснить как наблюдаемую интенсивность свечения атомов металлов, так и появление металлов на этих высотах.

Другим источником таких атомов может быть вынос материала с поверхности осколка в результате абляции при его входе в атмосферу. В результате абляции фрагмент теряет на единице длины траектории массу порядка:

$$\frac{dm_a}{dh} \approx \frac{\rho(h) v_i^2 S C_H}{Q}, \quad (12)$$

где  $C_H$  — коэффициент теплопередачи (при торможении фрагментов SL9 на рассматриваемых высотах можно считать, что  $C_H \approx 0,1$ ), а  $Q$  — теплота испарения кометного вещества. Для километрового осколка масса, теряемая в результате абляции на высотах  $h \geq 200$  км, оказывается порядка  $10^{10}$  г, что также может объяснить наблюдаемое свечение атомов металлов.

Однако рассмотренные выше механизмы не в состоянии объяснить появление на высотах 200–300 км большого количества молекулярных соединений, которые скорее всего были синтезированы в более глубоких слоях атмосферы при взрыве фрагмента и выброшены в верхнюю атмосферу ударной волной. К числу таких соединений относятся прежде всего CO и S<sub>2</sub>.

Опишем возможный сценарий появления CO и S<sub>2</sub> на высотах 200–300 км. Как было подробно описано выше, в результате взрыва фрагмента образуется сильная ударная волна, которая при распространении вверх начинает ускоряться. После того, как произошел взрыв, УВ сначала тормозится, а ускоряться начинает, лишь пройдя расстояние примерно  $(2 \div 3) \Delta$  (в зависимости от геометрии взрыва), поэтому в выбрасываемом газе мало кометного вещества — УВ выбрасывает вверх главным образом газ юпитерианской атмосферы. Необходимо отметить, что хотя скорость УВ и растет при приближении к точке взрыва, однако газ, вовлеченный в такое движение, не может быть выброшен в верхнюю атмосферу, поскольку он тормозится на расстояниях  $\Delta$  ( $\Delta \leq 70$  км), т.е. значительно ниже высот, где сосредоточены обсуждаемые молекулы.

В процессе расширения ударно-сжатого газа происходит закалка химических соединений, которые наблюдались HST. Определить параметры заделки можно на основании констант скоростей химических процессов. Резкая зависимость концентрации большинства соединений от начальных условий позволяет оценить температуру, давление и элементный состав горячего газа в момент заделки путем сравнения результатов термодинамических расчетов с данными наблюдений.

Наиболее полные кинетические данные имеются для кислородосодержащих соединений [62]. При высоких температурах ( $T \geq 2000$  К) в условиях термодинамического равновесия при  $[O] \leq [C]$  практически весь кислород связывается в CO. С понижением температуры

равновесная концентрация воды растет. Закалка воды происходит при прекращении реакций:  $CO + H_2O = H_2CO$ ;  $H_2CO + H_2 = CH_3 + OH$ ;  $OH + H_2 = H_2O + H$ . Например, при давлении 1 бар конверсия CO в H<sub>2</sub>O прекращается при 1400 К. Термохимические расчеты при  $T = 1400$  К показывают, что CO является основным кислородосодержащим соединением при  $[O]/[C] \leq 1$  и давлении  $p \leq 2$  бар. Остальные кислородосодержащие соединения (прежде всего H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, OH, OCS) присутствуют в таком газе в намного меньших количествах.

Лишь при падении наиболее крупных фрагментов зарегистрировано излучение H<sub>2</sub>O, причем для фрагмента G величина  $[H_2O] \approx 10^{-7}$ . Данные термохимических расчетов согласуются с этими наблюдениями при давлении  $p \approx 0,3 \div 3$  бар и  $[O]/[C] = 0,03 \div 0,5$ . Значение  $[O]/[C] \leq 0,5$  не только подтверждается незначительным содержанием обнаруженной воды, но и тем, что при  $[O]/[C] \geq 0,5$  наблюдается резкое сокращение содержания HCN, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, CS, CS<sub>2</sub>, что противоречит наблюдательным данным.

Полагая, что давление заделки примерно равно 1 бар, а перепад давлений в УВ  $\delta p/p \approx 10$ , оценим сверху глубину взрыва осколка G:  $h_s \approx h(p = 0,1 \text{ бар}) - 3\Delta \approx -50$  км. Оценим теперь глубину взрыва осколка G, исходя из наблюдаемой массы стратосферного CO. Если предположить, что кислород в CO имеет юпитерианское происхождение, то выброс газа происходил с уровня  $p \approx 5 \div 10$  бар, поскольку на этом уровне находятся водяные облака<sup>4</sup>.

В этом случае осколок G проник на глубину  $h_s \leq -250$  км и его размер согласно [30] был не менее четырех километров. Поскольку CO наблюдался при ударе других, заведомо более мелких осколков C, D, R, W, то, скорее всего, кислород в наблюдаемом CO имел кометное происхождение.

Считая, что CO есть результат ударной химии в метеорном следе и зная наблюдаемую массу CO ( $m_{CO} \sim 10^{14}$  г), определим высоты  $h_{ej}$ , с которых происходил выброс окиси углерода. При этом мы считаем, что УВ идет вверх по метеорному следу (хотя угол входа осколков SL9 в атмосферу составлял примерно 45°, результаты численных расчетов [27] подтверждают это предположение), так что УВ вовлекает в движение все кометное вещество, находящееся в следе. Воспользовавшись (12), получим, что  $h_{ej} \approx 20 - 30$  км, следовательно, взрыв осколка G происходил не выше высот  $h_s \approx h_{ej} - 3\Delta \approx -120$  км. Такая глубина проникновения соответствует диаметру осколка G равному примерно 2 км. Для осколка L наблюдаемое количество окиси углерода примерно на порядок ниже, а глубина проникновения составляет порядка  $-80$  км.

Дополнительную информацию о глубинах проникновения осколков SL9 дают данные о содержании азотных и углеродных соединений в местах ударов. Результаты термодинамических расчетов качественно согласуются с данными наблюдений этих соединений, если принять температуру и давление заделки равными 1000–1400 К и 0,01–0,3 бар соответственно. Если рассмотренные соеди-

<sup>4</sup> Согласно только что обнародованным данным [2] зонда Галилео, который исследовал состав и строение юпитерианской атмосферы, водяные облака, по крайней мере, в месте входа зонда, отсутствуют, а содержание воды в воздухе мало (примерно на порядок меньше, чем ожидалось). Это косвенно подтверждает предположение о том, что наблюдаемый кислород в CO — кометного происхождения.

нения были бы образованы в огненном шаре (области взрыва) и подняты в стратосферу при его всплытии, то в этом случае давления закалки были бы гораздо выше, что говорит в пользу гипотезы выброса этих соединений ударной волной. Поэтому, скорее всего, насыщенные углеводороды были выброшены в стратосферу планеты из глубоких слоев атмосферы планеты, а ненасыщенные были синтезированы в процессах ударной химии. Аммиак, содержащийся в верхнем облачном слое, является хорошим детектором ударных процессов, поскольку в процессах ударной химии он превращается в  $N_2$  и  $HCN$ . Молекулы  $NH_3$  и  $HCN$  наблюдались в местах падений многих осколков. Это, по-видимому, означает, что эти фрагменты достигли уровня аммиачных облаков ( $p \approx 0,6$  бар,  $h \approx 20$  км). Условие выброса газа с этих высот дает для глубины проникновения  $h_s$  оценку:  $h_s \approx -120$  км. При этом мы подразумевали, что весь азот юпитерианского происхождения. Если это не так, то указанная высота дает нижнюю оценку глубины взрыва.

Наконец, в местах некоторых ударов наблюдалось аномально высокое содержание серы  $S_2$ . Согласно [61] было синтезировано порядка  $10^{13}$  г  $S_2$ . Теория закалки не объясняет наблюдаемых содержаний S-соединений в интервале параметров, охватывающих все мыслимые варианты удара. Предполагая, что серосодержащие соединения были синтезированы при прохождении ударной волны через слой облаков  $NH_4SH$  ( $p \approx 1,5$  бар,  $h \approx -10$  км)<sup>5</sup>, получаем, что в этом случае глубина проникновения фрагмента составляет  $h_s \approx -180$  км, а его характерный размер  $2,5 \div 3$  км.

Предположим, что наблюдаемая сера кометного происхождения. Поскольку в месте падения осколков G наблюдаемое количество  $CO \approx 10^{14}$  г, а  $S_2 \approx 10^{13}$  г, то приходим к выводу, что в кометном веществе отношение  $[O]/[S] \approx 5$ . Глубина проникновения в этом случае  $h_s \approx -120$  км. Видно, что размеры наиболее крупных осколков кометы SL9 во всех рассмотренных случаях порядка  $2 \div 3$  км, а их начальные энергии  $E_0 \approx 10^{29} - 10^{30}$  эрг. Таким образом, наблюдательные данные о содержании молекул, синтезированных ударом, говорят в пользу модели глубокого проникновения осколков SL9 в атмосферу Юпитера и косвенно подтверждают оценки размеров и энергии наиболее крупных фрагментов, сделанные в разделе 3.

Обратимся теперь к исследованию динамики процессов, определяющих эволюцию мест падения осколков. Понятно, что совокупность явлений, сопровождающих эти процессы, может быть описана, исходя из анализа динамических процессов в атмосфере. Возникшая после разрушения и взрыва фрагмента кометы УВ при подъеме в вышележащие слои атмосферы в совокупности со всплывающим ОШ создает достаточно интенсивные возмущения окружающей среды, способные породить широкий спектр волн, распространяющихся от эпицентра. В общем случае этими волнами могут быть акустические, обусловленные фактором сжимаемости среды, гравитационные (инерционно-гравитационные), обусловленные прежде всего совместным действием сил гравитации и плавучести, а также волны Россби, возни-

кающие за счет изменения силы Кориолиса на характерном волновом масштабе [63]. Условия генерации и эволюции каждого из указанных типов волн были предсказаны в работах, выполненных еще в период, предшествующий столкновению кометы с Юпитером [64–67]. В этих работах были получены основные пространственно-временные характеристики ожидаемых атмосферных возмущений и указаны условия их возможного наблюдения.

Рассмотрим, как менялись со временем форма и размер мест падения осколков. Полученные в [50] пространственные масштабы характерных образований в зоне падения крупных осколков практически совпадают для всех зарегистрированных событий. Так, независимо от конкретного соударения, через полтора часа после падения осколков радиус темного кольца достигает примерно 3000 км, а скорость его расширения составляет  $450$  м с<sup>-1</sup> и постоянна за все время процесса. Экстраполяция на момент падения фрагмента дает радиус начального возмущения в атмосфере близкий к 500 км. Внешний край серповидного образования отстоит от центра внутреннего пятна на расстояние 12000 км.

Выявленная на представленных снимках (см. рис. 15) структура возмущений наблюдалась на протяжении нескольких часов после падения соответствующих крупных осколков. С течением времени тонкая структура становится неразличимой, а в районах падения остаются темные пятна (для изображений в видимом диапазоне спектра), постепенно вытягивающиеся вдоль соответствующей широты. По наблюдениям первых трех-четырех суток после падения в юго-западной части образовавшегося пятна выделялось темное плотное ядро, а восточная часть пятна приобретала вид более разреженного шлейфа. На протяжении следующего месяца возмущения, все более вытягиваясь вдоль широты, оставались контрастными, однако в дальнейшем контрастность значительно ослабевала, а возмущения от отдельных столкновений постепенно сливались [50]. Тем не менее остаточные возмущения на широте падения кометы отличались от фоновой турбулентности в атмосфере Юпитера в течение еще нескольких месяцев.

Интерпретация описанной выше картины возмущений, данная в работе [50], кратко сводится к следующему. Видимые на снимках кольцевые структуры и центральное ядро образованы вынесенным в стратосферу материалом взорвавшегося в более глубоких слоях фрагмента кометы. Одновременно с веществом кометы в стратосферу должна была быть выброшена достаточно большая масса газа юпитерианской атмосферы. По оценке [67] сформировавшиеся после взрывов осколков облака состоят из девяти частей атмосферы и одной части кометного вещества. Центральное однородное пятно соответствует стволу выброса продуктов взрыва фрагмента, а серповидное образование и наблюдаемая лучевая структура возмущений, расходящихся от внутреннего края кольцеобразной области, вызваны осевшими после выброса в ионосферу (на высоту до 3200 км от точки взрыва) продуктами взрыва. Наблюдаемая асимметрия кольцевых структур и наличие серповидной зоны возникает из-за отклонения выброса от вертикали к поверхности, что, в свою очередь, обусловлено наклонным входом фрагментов кометы в атмосферу. Авторы [50] допускают, что ядро выброса и оседающий из стратосферы по периферии возмущенной зоны более

<sup>5</sup> Зонд Галилео обнаружил только слабое проявление облаков  $NH_4SH$ , что, по-видимому, означает, что наблюдаемая сера кометного происхождения.



разреженный материал кометы локализуется на существенно разных высотах, при этом разреженный шлейф располагается на более высоком уровне. Следуя изложенной гипотезе, дальнейшую эволюцию возмущений можно связывать с ветровой адвекцией материала кометы в атмосфере Юпитера. В частности, наблюдаемые различия в динамике распыления ядра выброса и периферийных возмущений могут быть объяснены различием в структуре и интенсивности ветровых потоков на различных высотах. В то же время развитие возмущений в течение первых 2,5 часов после взрыва соответствующих фрагментов кометы носит, согласно приведенному в [50, 68] анализу, чисто волновой характер, как и предполагалось заранее. Действительно, зафиксированная скорость распространения этих возмущений одинакова для всех случаев падения крупных осколков и, следовательно, крайне слабо зависит от величины энерговыделения, что характерно для скорости распространения линейных волн, зависящей только от свойств среды (нелинейные эффекты незначительно изменяют эту закономерность). Волновой характер динамических структур подтверждается также постоянством скоростей выделенных фронтов во времени. Если бы возмущения были вызваны переносом частиц, эти скорости должны были бы заметно убывать в соответствии с падением амплитуды в расходящихся от эпицентра ударных волнах, либо волнах адвекции. Опираясь на эти приведенные рассуждения, авторы работы [68] делают заключение, что видимые на снимках HST кольцевые структуры являются волновыми фронтами, распространяющимися вдоль направления выброса в атмосферу материала кометы.

Сравнение наблюдаемых скоростей распространения этих фронтов с результатами специально проведенных расчетов не обнаружило в спектре возмущений акустических волн, предсказанных в [64]. Даже минимальная расчетная скорость последних в атмосфере Юпитера равна  $770 \text{ м с}^{-1}$  (в области тропопаузы). Это значительно превосходит максимальную зафиксированную скорость распространения возмущений (которая оказалась равна примерно  $450 \text{ м с}^{-1}$ ), относящуюся к внутреннему краю кольцеобразной области.

Скорость, близкую по значению к наблюдаемой, имеют гравитационно-инерционные волны ( $400 \text{ м с}^{-1}$ ), рассмотренные в работе [65] методом численного моделирования с применением 3-мерной, 5-уровневой гидродинамической модели динамики атмосферы. При этом полагалось, что энергия осколка порядка  $10^{28}$  эрг выделяется в стратосфере в интервале высот, соответствующих давлению 0,01 – 0,1 бар. Такой сценарий энерговыделения представляется маловероятным, а полученные результаты не согласуются с расчетами волн в стратосфере, выполненными в [68]. Полученные расхождения объясняются в последней работе некорректными граничными условиями на верхней границе атмосферы, принятыми в [65]. В свою очередь, из работы [68] следует, что расчетную скорость  $450 \text{ м с}^{-1}$  имеют гравитационные волны, вызванные энерговыделением порядка  $10^{27}$  эрг в тропосфере в более реалистичном интервале высот 0,2–20 бар. Эти волны генерируются в слоях облачного покрова Юпитера и, значительно увеличивая свою амплитуду, распространяются в стратосферу. Таким образом, наблюдаемая картина возмущений имеет согласно [68] своей физической природой модуляцию

гравитационными волнами облака кометного вещества, сосредоточенного в нижних слоях стратосферы. Авторы этой гипотезы, однако, указывают, что распространение полученных в их модели гравитационных волн на значительные расстояния от области энерговыделения возможно только при допущении о почти пятикратном превышении доли относительно тяжелых элементов, таких как кислород, в атмосфере Юпитера, по сравнению с известной в настоящее время, а также при наличии устойчивого волнового канала в зоне водяных облаков. Принятые предположения о составе и структуре юпитерианской атмосферы весьма серьезны и на сегодня не подтверждены наблюдениями. Таким образом, интерпретация наблюдаемых следов от падения фрагментов кометы как возмущенных гравитационными волнами облаков смеси кометного вещества с атмосферой Юпитера, поднятыми в стратосферу из более глубоких слоев, хотя и не противоречит общим физическим представлениям, однако, не получила достаточно убедительного экспериментального и теоретического подтверждения, что говорит либо о некорректном проведении вычислительных экспериментов, либо об искаженном представлении в настоящее время о составе юпитерианской атмосферы, либо об ошибочной трактовке наблюдаемых следов в атмосфере. 7 декабря 1995 г. зонд Галилео вошел в плотные слои атмосферы Юпитера. Не исключено, что данные о составе глубокой юпитерианской атмосферы в области давлений  $1 \div 10$  бар, полученные зондом, подтвердят прогноз [68] и заставят снова обратиться к этой красивой модели<sup>6</sup>.

Можно также сделать предположение, что воздействие на атмосферу оказывает возникшая в результате взрыва осколка УВ. Расчеты показали, однако, что энергии УВ при выбранном сценарии торможения осколка явно недостаточно для значительного возмущения среды на площади, сравнимой с площадью центрального темного пятна, четко выделяющегося на снимках района падения фрагментов кометы. Кроме того, скорость распространения возмущений, создаваемых ударной волной, превосходит скорость звука в тропопаузе, которая примерно вдвое больше наблюдаемой скорости расширения этого пятна [69]. Таким образом, как гравитационно-волновой, так и ударно-волновой механизмы формирования наблюдаемых возмущений облачного покрова не объясняют достаточно убедительно специфическую структуру следа, а, главное, показывают, что энергетические затраты на генерацию возмущений такого масштаба чрезвычайно велики. В результате этого для объяснения наблюдаемой картины необходимо дополнительно выдвинуть жесткие требования к структуре и химическому составу атмосферы и высоте максимального энерговыделения.

Указанные трудности можно обойти, приняв гипотезу о "тайфунной" природе наблюдаемых следов. Предположим, что воздействие на атмосферу ударной волны и поднимающегося горячего облака взрыва играют роль только "спускового механизма" в развитии вихревых

<sup>6</sup> Согласно предварительным данным зонд Галилео не обнаружил водяных облаков на уровне  $p \sim 3$  бар, и, более того, доля тяжелых элементов (а среди них наиболее распространенный — кислород) не превышает удвоенного отношения [O]/[H] на Солнце. Так что, если эти данные подтвердятся в дальнейшем, то основные предположения модели [67] нарушаются и указанная модель будет представлять интерес только с чисто исторической точки зрения.

процессов в атмосфере Юпитера, аналогичных зарождению земных тайфунов. Эта гипотеза представляется вполне разумной, поскольку энергия сосредоточенная в вихревом движении, значительно меньше энергии осколка. При этом, следуя развитой в работе [70] теории, предположим, что основным источником энергии, порождающим мощный атмосферный вихрь, является вертикальная тепловая конвекция, значительная интенсивность которой характерна для Юпитера [71]. Распределение температуры по высоте атмосферы указывает на то, что наиболее интенсивный конвективный перенос приходится на область тропосферы, лежащей ниже уровня тропопаузы ( $p \simeq 0,1$  бар) и простирающейся от глубинных слоев до верхней кромки облаков. Характерный вертикальный масштаб конвективных ячеек при этом имеет порядок  $h \simeq 100 \div 150$  км [72].

Выделим в поле течений, вызванных воздействием взрыва на окружающую атмосферу, квазирегулярные крупномасштабные структуры с характерными скоростями  $\langle \mathbf{v} \rangle$  и возмущения меньших масштабов, включающие турбулентные конвективные ячейки. Тогда усредненное по мелкомасштабным течениям уравнение для средней завихренности  $\mathbf{w} = \text{rot}(\mathbf{v})$  можно записать в виде (в приближении Буссинеска) [70]:

$$\partial_t \mathbf{w} = \text{rot}(\alpha \mathbf{w}) + \nu \nabla^2 \mathbf{w}, \quad (13)$$

где  $\nu$  — коэффициент турбулентной вязкости,  $\alpha \simeq 2\Omega/\sin\psi$  — коэффициент, характеризующий спиральность поля турбулентной конвекции,  $\mathbf{v}$  — поле турбулентных конвективных скоростей,  $\Omega$  — угловая скорость вращения планеты,  $\psi$  — географическая широта,  $l$  — характерный масштаб начального пространственного возмущения. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций поля. Под действием силы Кориолиса конвективные ячейки закручиваются вокруг вертикальной оси, что обеспечивает ненулевое значение коэффициента  $\alpha$ . В этом случае уравнение (13) определяет связь между развитием горизонтальных крупномасштабных вихрей и циркуляцией в ячейках.

Анализируя ведущие физические факторы, определяющие формирование и эволюцию следа, выделим три стадии его развития. На начальной стадии формирования крупномасштабных структур в области падения большого осколка кометы основным возмущающим фактором является интенсивный вихрь в атмосфере, возникающий в результате захвата и закручивания окружающей атмосферы движущимися наверх УВ и ОШ. Дальнейшая эволюция этого сравнительно небольшого по масштабам вихря связана с его усилением за счет приобретения дополнительной энергии от конвективных потоков в атмосфере. Заключительная стадия формирования следа в атмосфере определяется воздействием изменяющейся по меридиану силы Кориолиса ( $\beta$ -эффект) на атмосферный вихрь, достигший к этому времени размеров, сравнимых с радиусом Россби, а также воздействием на этот вихрь горизонтальных ветровых течений, размывающих образовавшееся в атмосфере возмущение.

Для оценки характерных горизонтальных масштабов возмущения, образовавшегося на первой стадии процесса, воспользуемся приведенным в работе [70] асимптотическим решением уравнения (13) вблизи центра развивающейся вихревой структуры:

$$\mathbf{w} = \frac{w_0}{L_x} \left( 0, \sin \frac{R_x r}{2L_x}, \cos \frac{R_x r}{2L_x} \right) \exp \left[ \gamma_0 t - \frac{R_x r^2}{4L_x^2} \right]. \quad (14)$$

Решение дано в цилиндрических координатах  $(r, \phi, z)$ ,  $L_x$  — характерный масштаб изменения средней спиральности,  $R_x = \alpha_0 L_x / \nu$  — безразмерный параметр,  $\alpha_0$  — экстремальное значение  $\alpha$  на оси  $r = 0$ ,  $\gamma_0$  — инкремент нарастания вихревого течения

$$\gamma_0 = \frac{\alpha_0^2}{4\nu} \left[ 1 - \frac{4}{R_x} \right]. \quad (15)$$

В атмосфере Юпитера выделяются две широтные зоны, определяемые качественно различным характером тепловой конвекции [70]: экваториальная ( $0^\circ \leq \psi \leq 40^\circ$ ) и среднеширотная ( $40^\circ \leq \psi \leq 60^\circ$ ). Протяженность среднеширотной зоны, к которой принадлежит район падения кометы, составляет примерно  $20^\circ$  по широте (24000 км). Представляется естественным именно этот масштаб выбрать для оценки  $L_x$ . В работе [72] на основе анализа сдвиговых и конвективных течений в атмосфере Юпитера дана оценка коэффициента горизонтальной турбулентной вязкости  $\nu \sim 10^{10}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>. Максимум коэффициента спиральности при  $r \rightarrow 0$  отнесем к начальному мелкомасштабному вихрю, порожденному взрывом осколка. Тогда из данных вычислительного эксперимента (которые хорошо совпадают с результатами теоретической модели [41]) имеем  $l \simeq 120$  км. Используя выбранные таким образом характерные значения  $l$ ,  $L_x$  и  $\nu$ , получаем количественную оценку для коэффициентов, входящих в (14) и (15):  $\alpha_0 \simeq 24,4$  м с<sup>-1</sup>,  $R_x \simeq 59,5$ .

Как следует из (15), вихрь может расти только при условии  $R_x > R_x^{\text{cr}} = 4$ . В данном случае это условие выполняется, из чего можно заключить, что возбужденное ударной волной вихревое движение в атмосфере будет нарастать.

Область нарастания вихревого возмущения ограничена радиусом  $r \leq [\nu(R_x - R_x^{\text{cr}})t]^{1/2}$ . На момент времени  $t \simeq 2$  часа после падения фрагмента кометы, для которого есть данные натурных измерений характеристик следа на начальной стадии процесса [50], по нашим оценкам возмущение захватывает площадь радиусом  $r_0 \simeq 2000$  км. Эта область соответствует, согласно [70], "глазу" тайфуна в земных условиях, а на снимках следов на поверхности Юпитера ее естественно отождествить с центральным темным кругом, радиус которого на соответствующий момент времени для различных фрагментов падавших осколков лежит в интервале  $1800 \div 2300$  км (см. [50]). Для более ранних моментов времени рассчитанные по формуле (14) значения радиуса круга находятся в пределах ошибки измерений [50], что позволяет считать зависимость (13) не менее точной, чем предлагаемая авторами [50], где наблюдаемые значения радиуса круга аппроксимируются простой линейной зависимостью от времени. Более того, линейная зависимость не отражает уменьшение скорости роста круга со временем, явно видимым из наблюдений [50].

Для оценки глобальных размеров вихревого возмущения на более поздних временах асимптотическое решение (14) становится неприменимым. Однако эту оценку можно получить теперь из анализа решения для крупномасштабного вихря, развивающегося на фоне турбулентных ячеек с постоянным коэффициентом спиральности  $\alpha$  [70]. В этом случае характерный радиус возмущения дается соотношением  $r_1 = 0,5L_x/\alpha_0$ , где  $\alpha_0$  — первый корень функции Бесселя нулевого порядка. Для выбранного нами значения  $L_x$  величина  $r_1 \simeq 4800$  км, что хорошо согласуется с наблюдаемым максимальным радиусом контрастной кольцевой структуры, присутствующей на снимках следов от крупных фрагментов кометы (максимальное из наблюдаемых значений этого радиуса — 4700 км [50]).

Тайфунная природа следов от падения осколков косвенно подтверждается и сравнением их фотографий с космическим снимком верхней кромки облаков в зоне земных тайфунов (тропических бурь), представленным на рис. 17 [73]. В земных условиях "глаз" тайфуна резко выделяется как зона выноса облачных слоев, лежащих в глубине, над верхним горизонтом окружающего облачного покрова. В окрестности "глаза" четко видны следы вихревой динамики, расходящиеся по спиральным траекториям от оси тайфуна. Часто эти следы выглядят как круговые возмущения, центр которых сдвинут относительно "глаза", а возмущения облачного покрова между выделяющимися более темными кольцами носят нерегулярный характер. Как мы видим, аналогичную структуру имеют и следы от падения кометы. Играющий здесь роль "глаза" центральный ринг имеет наибольшую светимость в области спектра, соответствующей светимости метана. Это позволяет интерпретировать его как зону,

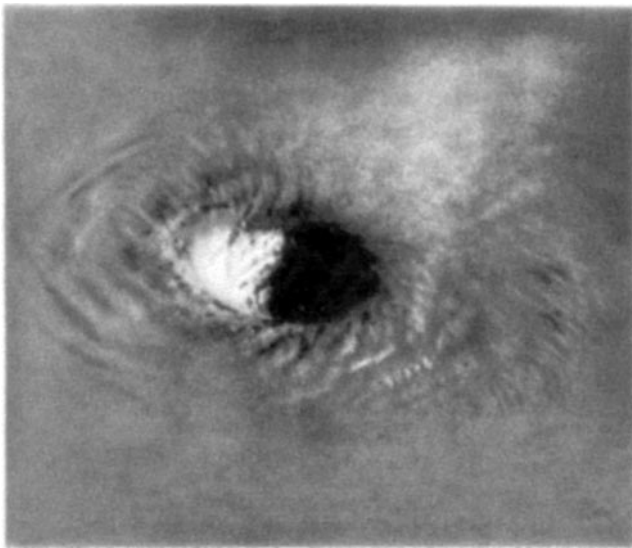


Рис. 17. "Глаз" бури — тропический тайфун на Земле [72].

характеризующуюся выносом глубинных слоев атмосферы на поверхность облачного покрова, о чем уже говорилось ранее. Такая интерпретация подтверждается также и красно-коричневой окраской этой области, наблюдаемой на снимках следов, сделанных в естественных цветах [50]. Как известно, верхние слои облаков Юпитера состоят из аммиака и выглядят светлыми, содержащими ярко-белые кристаллы этого соединения. Расположенные глубже слои облаков содержат в своем составе гидросульфит аммония, кристаллы которого имеют красно-коричневый цвет. Вынос этих слоев на большие высоты будет создавать аэрозольный слой, имеющий красно-коричневую окраску на фоне аммиачных облаков.

Наблюдаемый радиус всей области, охваченной возмущениями в первые часы формирования следа, составляет  $r_2 \simeq 12000$  км, что совпадает с характерным радиусом зоны среднеширотной конвекции, выбранным нами из независимого анализа типов тепловой конвекции в атмосфере Юпитера. Таким образом, можно считать, что вихревое возмущение, создаваемое падением и взрывом большого фрагмента кометы, быстро захватывает всю область однотипных конвективных течений. Характерный вертикальный масштаб тайфунного вихря  $H$  на момент его установления согласно [70] определяется из соотношения  $H \simeq h/\pi$ , что в нашем случае соответствует  $30 \div 50$  км. Из полученных оценок следует, что толщина слоя атмосферы, захваченного вихревым движением, уже на начальной стадии процесса, определяемой несколькими часами, становится сравнимой с толщиной облачного покрова, а горизонтальная протяженность его более чем на два порядка превосходит вертикальный масштаб возмущений. Это должно приводить к интенсивному вертикальному перемешиванию, выравниванию скоростей и температуры на горизонтах и разрушению квазистационарных турбулентных конвективных ячеек, в результате чего регулярная энергетическая подпитка образовавшегося крупномасштабного вихря, по-видимому, должна нарушаться уже к концу первых суток после его возникновения в отличие от ситуации с тайфунами на Земле, получающими длительное время энергию от подстилающей поверхности океана.

Заметим, что порог возбуждения крупномасштабного вихря определяется соотношением [70]  $\alpha H/\nu > \pi$ . Так как согласно полученной ранее оценке  $H \simeq 30$  км, из приведенного неравенства следует, что коэффициент спиральности должен быть  $\alpha > 1000$  м с<sup>-1</sup>. Учитывая связь  $\alpha$  с характерным горизонтальным размером турбулентных ячеек  $l$ , получаем условие на характерные размеры этих ячеек, при которых обеспечивается рост крупномасштабных возмущений:  $l \geq 400$  км. Полученная оценка вполне реалистична для

атмосферы Юпитера и подтверждается полученной независимым путем оценкой для турбулентной вязкости. Действительно, так как  $\nu \simeq \nu_l/3$ , а скорость зональных потоков на широте падения кометы  $v \simeq 10 \div 20$  м с<sup>-1</sup>, имеем  $l \simeq 1000$  км.

Выравнивание со временем вихревых течений по вертикали и заметное превышение горизонтальных масштабов образовавшегося вихря над вертикальными позволяет далее с высокой точностью исследовать развитие процесса в приближении "мелкой воды", рассматривая эволюцию следа на заключительном этапе только в горизонтальной  $\beta$ -плоскости. Крупномасштабный вихрь к этому времени достигает размеров, сравнимых с радиусом Россби–Обухова [74]  $R_R = c_s/2\Omega \sin \psi$ , где  $c_s$  — скорость звука на горизонте локализации вихря (для  $\psi = 45^\circ$  значение  $R_R \simeq 6000$  км). В этой ситуации на дальнейшую эволюцию вихря решающее влияние начинает оказывать изменение силы Кориолиса вдоль меридиана ( $\beta$ -эффект). В результате в атмосфере возникает достаточно устойчивый вихрь Россби [63], постепенно размываемый зональными течениями.

Эта стадия процесса была предсказана нами в работе [66] и подтвердилась в дальнейшем наблюдениями за следами от осколков кометы. Ниже повторим кратко проведенный в [66] анализ проблемы, используя при этом, однако, более точную математическую модель.

За основу возьмем двумерную модель горизонтальной бароклинной атмосферы [75], учтя в ней теперь дополнительно поля скоростей зональных ветров, турбулентную вязкость и теплопроводность. В этой модели делается основное предположение о малости вертикальных характерных масштабов процесса по сравнению с горизонтальными и проводится интегрирование уравнений гидродинамики на вращающейся сфере по вертикальной координате. Движение среды рассматривается на  $\beta$ -плоскости. Включение в рассмотрение горизонтальной бароклинности атмосферы позволяет учитывать изменение удельной энтропии в горизонтальной плоскости, что делает более корректным описание бароклинных механизмов генерации завихренности по сравнению с баротропными моделями [74, 76].

Безразмерные уравнения бароклинной атмосферы [75] с учетом фоновых ветров и турбулентности удобно записать теперь в несколько отличном от представленного в работе [66] виде

$$\partial_t q + (\mathbf{v}_g \nabla) \theta = (\mathbf{v}_g \nabla) \theta + \frac{R_R}{R_f} \partial_t \left( \frac{p^2}{2} \right) + \nu \nabla_{\perp}^2 p, \quad (16)$$

$$\partial_t \theta + (\mathbf{v}_g \nabla) \theta = \lambda \nabla^2 \theta, \quad (17)$$

$$q = \nabla_{\perp}^2 p - p, \quad (18)$$

где  $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$ ,  $\mathbf{v}_g = (\partial_t p, -\partial_r p, 0)$  — геострофическая скорость,  $\theta = p^{1/\gamma}/\rho$  — потенциальная температура, являющаяся однозначной функцией энтропии,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $q$  — обобщенная завихренность,  $\lambda \sim \nu \sim 10^{10}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup> — коэффициенты турбулентной теплопроводности и вязкости соответственно,  $R_f = 70000$  км — характерный масштаб изменения параметра Кориолиса, координата  $x$  направлена вдоль широты, а координата  $y$  — вдоль меридиана. Влияние зональных ветров учитывалось в граничных и начальных условиях. Обезразмеривание в уравнениях (16)–(18) было проведено следующим образом [75]:  $(x, y) \rightarrow (R_R x, R_R y)$ ,  $t \rightarrow t R_f / c_s$ ,  $\rho \rightarrow \rho \rho_0 R_R / R_f$ ,  $p \rightarrow p p_0 R_R / R_f$ ,  $\theta \rightarrow \theta \theta_0 R_R / R_f$ , где  $\rho_0, p_0, \theta_0$  — характерные фоновые параметры атмосферы Юпитера на высоте тропопаузы ( $p_0 = 1$  бар,  $\theta_0 = 170$  К).

Численные расчеты по модели (16)–(18) проводились при различных предположениях об энергетике сформировавшегося на ранних стадиях вихревого возмущения для широтных поясов Юпитера с координатами, соответствующими широтам падения отдельных осколков ( $43^\circ$ – $45^\circ$  ю.ш.), и ветровыми полями, характерными для этих широт.

Результаты серии расчетов показали, что процесс формирования вихря Россби имеет пороговый характер. Считая, что вихрь Россби формируется из центральной части (ограниченной темным кольцом) первичного крупномасштабного

вихря и беря это возмущение за начальное, получаем, что при энергосодержании в начальном вихре, меньшем  $10^{29}$  эрг, в дальнейшем вихрь Россби не образуется, и возмущение в атмосфере за несколько суток расплывается под влиянием широтных течений. Это также дает возможность оценить снизу энергию наиболее крупных осколков SL9, падение которых привело к формированию в атмосфере Юпитера долгоживущих вихревых образований. Энергии  $E_0 \approx 10^{29}$  эрг соответствует размер осколка примерно 2 км. Это хорошо согласуется с оценками, основанными на анализе кривых блеска, полученных на Галилео, и на содержании молекул в верхней атмосфере, синтезированных ударом. При большем энергосодержании в начальном вихре (примерно на вторые сутки) из него формируется антициклонический вихрь Россби с конечными параметрами, слабо зависящими от изменения исходных данных в довольно широком интервале:  $0,5R_R \leq R_0 \leq R_R$ ,  $10^{29}$  эрг  $\leq E_0 \leq 10^{30}$  эрг. Как показали расчеты, профиль ветрового поля в местах падения осколков оказывает заметное влияние на форму образующегося вихря Россби, чем, по-видимому, объясняется разнообразие в форме следов, наблюдаемое через несколько суток после падения кометы. На рис. 18 приведены расчетные поля потенциальной температуры в вихре, соответствующие 6-м, 10-м и 30-м суткам после падения фрагмента кометы. Начальные параметры задачи были выбраны приближенно соответствующими параметрам атмосферы в районе падения осколка G. Энергосодержание начального тайфунного возмущения  $E_0$  было принято равным  $10^{29}$  эрг, начальный радиус возмущения  $R_0 = R_R \approx 6000$  км. Из приведенных рисунков видно, что характерный размер ядра вихря по меридиану на шестые сутки примерно равен радиусу Россби. Это совпадает с размерами ядра следа от осколка G на снимке поверхности планеты в соответствующий момент времени [50]. В дальнейшем вихрь Россби под действием

зональных течений и силы Кориолиса значительно вытягивается в широтном направлении, оставаясь практически неизменным в меридиональном направлении, что отмечается и при анализе снимков реальных событий. Наблюдаемое для ряда следов отклонение шлейфа к югу в наших расчетах не проявлялось.

Приведенные выше оценки и результаты численного моделирования позволяют построить следующую физическую картину образования видимых на снимках следов от падения крупных осколков кометы. Следы (за исключением серповидной области) представляют собой возмущение верхних слоев облачного покрова Юпитера. Начальным источником возмущения является УВ, возникшая в результате торможения и взрыва кометного вещества ниже зоны облачности, а также всплывающий ОШ. Это возмущение далее развивается в крупномасштабный атмосферный вихрь тайфунного типа, частично аккумулирующий в себя энергию тепловой атмосферной конвекции. Из этого атмосферного вихря в дальнейшем формируется вихрь Россби, однако его энергетики оказывается не достаточно для перехода в сверхдолгоживущее образование типа Большого красного пятна или Коричневых овалов. Образовавшееся возмущение эволюционирует в течение примерно месяца, вытягиваясь в широтном направлении, теряя свою интенсивность и вихревую специфику. Заметим, что контрольные расчеты, в которых учитывался только перенос начального возмущения горизонтальными ветровыми течениями, дали значительно больший, чем в расчетах с учетом  $\beta$ -эффекта и чем на рис. 15 перенос начального возмущения вдоль широты, что указывает на существенную стабилизирующую роль вихря Россби в процессе эволюции следа.

## 5. Отклик магнитосферы и ионосферы Юпитера на удар кометы

Наблюдения за верхней атмосферой и магнитосферой Юпитера до, во время и после его столкновения с кометой SL9 выявили ряд неожиданных эффектов, вызванных осколками кометы. В первую очередь следует отметить значительное уярчение радиационных поясов Юпитера в дециметровом диапазоне и сдвиг спектра излучения в область более высоких частот [77–80].

Наблюдения, проведенные на Австралийском радиотелескопе (AT) и на телескопе (MOST) обсерватории Molonglo [77, 79] (наблюдения проводились на длинах волн  $\lambda = 13$  см, 22 см и 36 см), продемонстрировали, что яркость радиационных поясов Юпитера начала увеличиваться через один день после удара первого осколка кометы и достигла максимума вскоре после последнего удара. В дальнейшем поток радиоизлучения спал на указанных длинах волн с характерным временем около 100 дней, оставаясь три месяца спустя все еще выше примерно на 10 % своего невозмущенного значения. Подобные результаты были получены и рядом других обсерваторий [78, 80]. Эти результаты оказались неожиданными для исследователей — абсолютное их большинство предсказывало ослабление потока дециметрового излучения после удара кометы.

На рисунке 19 показаны вариации потока дециметрового излучения Юпитера до, во время и после его столкновения с кометой на трех указанных длинах волн.

Анализ дециметрового излучения в период ударов позволяет сделать вывод, что спектр излучения стал жестче, а источник излучения, который в невозмущенных радиационных поясах Юпитера обычно локализован в области магнитного экватора, расширился, смещаясь в область более высоких магнитных широт [77]. Максимальное уярчение радиационных поясов составило примерно 25–30% при  $\lambda = 13$  см и  $\lambda = 22$  см и около 40% при  $\lambda = 36$  см.

Дециметровое излучение Юпитера складывается из синхротронного излучения релятивистских электронов, захваченных магнитным полем планеты и теплового излучения его верхней атмосферы. Магнитное поле Юпитера, которое на

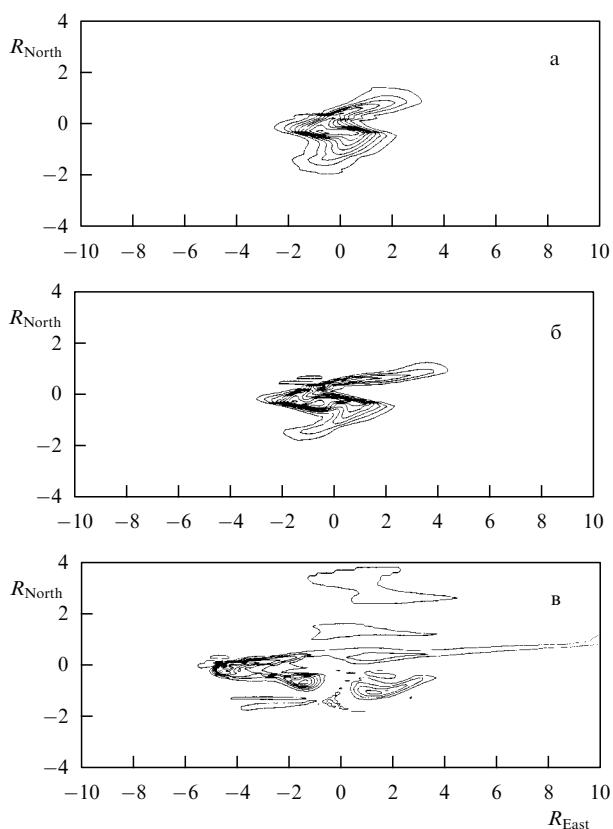


Рис. 18. Поля потенциальной температуры после падения осколка с энергией  $E_0 \approx 10^{30}$  эрг в различные моменты времени: (а)  $t = 6$ , (б)  $t = 10$ , (в)  $t = 30$ . Ось ординат направлена на север, расстояния указаны в радиусах Россби, время  $t$  выражено в земных сутках.

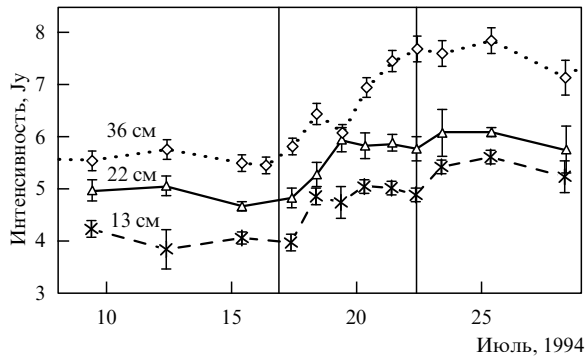


Рис. 19. Вариации потока дециметрового излучения Юпитера до, во время и после столкновения с кометой SL9 на трех длинах волн:  $\lambda = 13$  см,  $\lambda = 22$  см и  $\lambda = 36$  см [77].

небольших расстояниях (порядка нескольких  $R_J$ ) от него можно считать дипольным, т.е. чисто ловушечной конфигурации, захватывает быстрые электроны, формируя внутренние радиационные пояса, которые являются главным источником нетеплового излучения Юпитера в дециметровом диапазоне. Поскольку ось вращения Юпитера не совпадает с осью магнитного диполя (угол между указанными осями равен  $9,6^\circ$ ), радиационные пояса несимметричны.

По этой причине магнитные силовые линии, проходящие через место удара, попадали на разные магнитные  $L$ -оболочки, варьируясь от  $L \approx 1,5$  до  $L \approx 2,5$ . Здесь  $L$  — максимальное расстояние, выраженное в единицах  $R_J$ , от центра Юпитера до магнитной силовой линии. Максимум потока синхротронного излучения приходится на оболочки  $L \approx 2$ . В указанных магнитных силовых трубках максимальна популяция релятивистских электронов с энергиями  $E \approx 10 \div 30$  МэВ, синхротронное излучение которых и определяет светимость радиационных поясов в дециметровом диапазоне на длинах волн  $\lambda \geq 15$  см. Поэтому следовало ожидать, что главный вклад в возмущение радиационных поясов внесут те осколки кометы, место удара которых проходит через магнитную силовую линию с параметром  $L \approx 2$ . Среди наиболее крупных, такими были, например, фрагменты А, G, K, W [81]. Приведем характерные временные масштабы движения в магнитном поле Юпитера для электронов с энергией 20 МэВ на оболочке  $L \approx 1,5$ : гирочастота электронов порядка  $3 \times 10^{-6}$  с, баунс-период (время пролета между зеркальными точками) — 1 с, градиентный дрейф вокруг Юпитера примерно 3,5 днз, радиационное торможение около 40 дней.

Спектральная интенсивность синхротронного излучения определяется питч-угловым распределением релятивистских электронов, их энергией и напряженностью локального магнитного поля  $B$ . Максимум спектра приходится на частоту  $f_{\max}$ :

$$f_{\max} \propto E^2 B \sin \alpha, \quad (19)$$

в то время, как мощность излучения  $P$  для отдельного электрона определяется из

$$P \propto E^2 B^2 \sin^2 \alpha. \quad (20)$$

Поэтому естественным было предсказание об индуцированном кометой SL9 уменьшении потока синхротронного излучения радиационных поясов: мелкая пыль, составляющая кому вокруг каждого из осколков, заряжается в магнитосфере Юпитера и захватывается его магнитным полем, образуя пылевое плазменное облако. Столкновения релятивистских электронов с пылинками приводит к их торможению, либо гибели (за счет их поглощения) и последующему ослаблению потока синхротронного излучения. Этот эффект,

конечно же, сильно зависит от количества инжектированной в радиационные пояса кометной пыли: ожидалось, что его хватит для наблюдаемого уменьшения потока излучения. В этом случае планировалось оценить массу кометной пыли, захваченной магнитосферой. Оказалось, однако, что захваченной магнитосферой кометной пыли недостаточно для наблюдения предсказанных эффектов: ее масса порядка  $10^{10}$  г, и она прозрачна для быстрых электронов (оптическая толщина пылевого облака не более  $\leq 10^{-6}$ ).

Наблюдаемое усиление потока синхротронного излучения требует (см. (20)) либо ускорения релятивистских электронов (ускорение медленных электронов до релятивистских энергий маловероятно), либо увеличения их популяции, либо увеличения скорости питч-углового рассеяния. В нашем случае, возможно, задействованы все три фактора и осталось только понять, какие механизмы заставляют их работать. Сегодня еще нет окончательного ответа на этот вопрос.

Ускорение релятивистских электронов до более высоких энергий приводит и к наблюдаемому сдвигу спектра синхротронного излучения в область более высоких частот (см. (19)). В работе [82] был предложен механизм ускорения быстрых электронов — ускорение электронов на фронте бесстолкновительной ударной волны (БУВ), индуцированной в верхней атмосфере при взрыве осколка кометы.

Хотя генерация БУВ при взрыве осколка вполне возможна, например, при выходе ударной волны от взрыва на границу атмосферы с последующей трансформацией УВ в БУВ, ускорение релятивистских электронов представляется маловероятным, ибо требует одновременного выполнения ряда достаточно жестких условий [82]: а) присутствия релятивистских электронов в области формирования БУВ, б) включение механизмов, позволяющих быстрым электронам многократно пересекать фронт БУВ (например, присутствие плазменной турбулентности, на которой упруго рассеивались бы релятивистские электроны), в) время существования БУВ должно обеспечить ускорение быстрых электронов до требуемых энергий.

Более вероятным (и энергетически более выгодным) механизмом ускорения, на наш взгляд, является продольное (вдоль силовых линий магнитного поля) электрическое поле. Помимо ускорения, продольное электрическое поле уменьшает питч-угол электрона и, следовательно, увеличивает напряженность магнитного поля в зеркальных точках. Действительно, в силу сохранения первого адиабатического инварианта  $\sin^2 \alpha \propto B(\varphi)$ , а мощность излучения  $P \propto B^3(\varphi)$ , где  $\varphi$  — магнитная широта электрона. Поскольку в зеркальных точках частица проводит большую часть времени, то это также согласно (20) приводит к усилению потока синхротронного излучения и объясняет смещение излучающей зоны в радиационных поясах в область более высоких магнитных широт. Радиальная диффузия быстрых электронов с более высоких  $L$ -оболочек (с периферийных слоев магнитосферы) на низкие  $L$ -оболочки также приводит к ускорению частиц. Из сохранения первого адиабатического инварианта в предположении, что радиальная диффузия происходит быстрее, чем радиационное торможение релятивистских электронов, следует:  $E_{\perp} \propto B$ ,  $P \propto B^4$ . Для дипольного магнитного поля  $B \propto L^{-3}$ , а  $P \propto L^{-12}$  и для объяснения наблюдаемого 25%-ного усиления радиоизлучения радиационных поясов, необходимо изменение  $\Delta L \approx -2\%$ . Как было показано в [83], такое смещение  $L$ -оболочки может быть достигнуто при увеличении вдвое коэффициента радиальной диффузии. Однако в этом случае основная часть потока синхротронного излучения рождается в приэкваториальных областях (поскольку в этом случае растет отношение  $E_{\perp}/E_{\parallel}$ ), что находится в противоречии с наблюдательными данными.

Увеличение скорости питч-углового рассеяния также может объяснить наблюдаемые результаты. Известно, что популяция быстрых электронов в радиационных поясах контролируется уровнем вистлерной турбулентности, которая, в свою очередь, возбуждается анизотропным распределением электронов (указанное распределение является анизотропным, поскольку существует провал в угловом распре-

делении — конус потерь). Квазистационарное состояние радиационных поясов достигается тем, что любое поступление новых быстрых электронов, например, за счет радиальной диффузии с более высоких  $L$ -оболочек, приводит к усилению вистлальной турбулентности [84], которая, в свою очередь, увеличивает скорость питч-углового рассеяния и приводит к сбросу части быстрых электронов в конус потерь ( $\alpha_c \approx (B_{eq}/B_{max})^{1/2}$ ). Поэтому любое усиление вистлальной активности в радиационных поясах приведет как к уширению питч-углового распределения, так и к сбросу части частиц (с питч-углом близким к  $\alpha_c$ ) в верхнюю атмосферу. Такое усиление может быть вызвано, например, молниевыми разрядами, индуцированными ударами осколков кометы. На Земле молниевые разряды приводят к высыпанию быстрых электронов из внутренних радиационных поясов.

Питч-угловое распределение быстрых электронов и степень их анизотропии могут быть возмущены и при разлете пылевого плазменного облака, захваченного магнитосферой Юпитера во время пролета осколков кометы SL9. Возможны и другие механизмы, связанные, например с УВ, выходящей на границу атмосферы или с плазмой, выброшенной ударной волной в верхнюю атмосферу. Такая плазма, расширяясь в магнитном поле Юпитера, порождает токовую систему, которая может менять питч-угловое распределение быстрых электронов в радиационных поясах. Важным является то обстоятельство, что такие возмущения приводят к сбросу части быстрых частиц в верхнюю атмосферу, где тормозясь, они генерируют искусственное "полярное сияние". Поскольку частицы высыпаются с обоих торцов магнитной ловушки, такие полярные сияния должны наблюдаться и в южном, и в северном полушариях. Как уже отмечалось выше, через места падений осколков SL9 проходят силовые линии магнитного поля с  $L \approx 1,5 \div 2,5$ , т.е. "полярные сияния" индуцируются в среднеширотной атмосфере (для полярных областей  $L \geq 6$ ), где в обычных условиях они отсутствуют. Замечательно, что такие "полярные сияния" были зарегистрированы во время некоторых ударов.

Сразу после падения осколка К была зафиксирована вспышка рентгеновского излучения в северном полушарии в области, магнито-сопряженной месту удара. Вспышка длилась примерно три минуты, а ее мощность оценивается как  $10^{13} \div 10^{16}$  Вт [85]. Примерно через 50 мин после этого удара HST зарегистрировал в том же месте свечение в УФ диапазоне, которое продолжалось примерно 10 мин [86]. К сожалению, HST не наблюдал за осколком К первые 50 мин после его падения.

Можно определенно утверждать, что зарегистрированные вспышки вызваны ударом осколка, который привел к высыпанию части быстрых электронов или ионов из магнитной силовой трубки, проходящей через место удара. Поскольку в вспышек в рентгеновском и УФ диапазоне были разные длительности, то, по-видимому, они были вызваны разными причинами. Возможно, короткая рентгеновская вспышка вызвана торможением релятивистских электронов в верхней атмосфере и зарегистрированное рентгеновское излучение — тормозное излучение электронов с энергией  $10 \div 20$  МэВ, в то время как свечение в УФ диапазоне скорее всего связано с высыпанием электронов с гораздо меньшей энергией, порядка нескольких кэВ.

Неожиданные результаты принесли наблюдения за плазменным тором Ио (IPT) [87]. IPT образуется в результате ионизации газа и пыли, которую выбрасывает с поверхности в магнитосферу спутник Юпитера. Первоначально нейтральный газ (главным образом  $SO_2$ ) ионизируется электронным ударом и захватывается магнитным полем Юпитера, формируя тороидальную область около орбиты Ио с повышенной концентрацией плазмы — IPT. Через Ио проходит магнитная силовая трубка с  $L \approx 5,9$ , так что ее торцы попадают в приполярные области Юпитера, на край овала полярных сияний.

Первоначально предполагалось, что фрагменты SL9, приближаясь к Юпитеру и пересекая магнитосферу, будут вызывать заметные возмущения в IPT за счет инжекции

нового материала. Легко оценить характерный размер  $a_d$  пылевых частиц, которые могут быть захвачены в плазменный тор Ио. Пылинка приобретает в плазме в отсутствие фотоэффекта и вторичной электронной эмиссии потенциал  $\phi \approx -2,5kT_e$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — электронная температура (в IPT  $T_e \approx 5$  эВ), при этом заряд пылинки  $Z \propto a\phi \propto aT_e$ . Например, заряд пылинки размером  $a_d \approx 0,1$  мкм в IPT, примерно в тысячу раз больше заряда электрона. Сравнивая ларморовский радиус такой пылинки (напряженность магнитного поля в IPT  $B \approx B_0/L^3$ , где  $B_0 \approx 5$  Гс — напряженность магнитного поля на поверхности Юпитера,  $L \approx 6$ ),  $r_{Ld} = ZeB/m_d c$  с масштабом неоднородности магнитного поля —  $R_J$ , получаем, что в IPT захватываются только мелкие пылинки размером  $a_d \leq 0,1$  мкм.

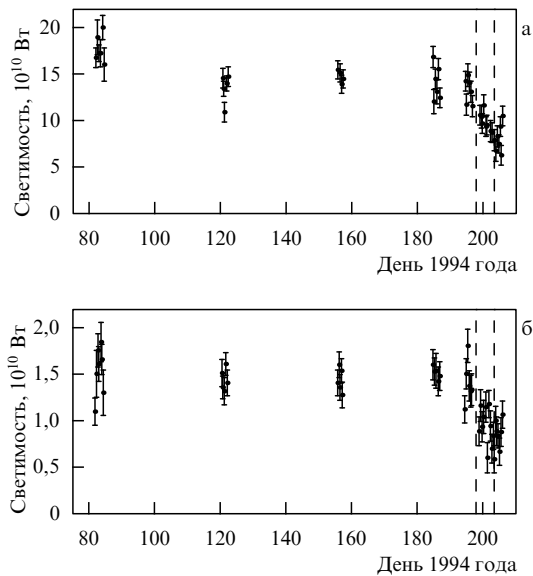
Инжекция кометного вещества в IPT могла привести к изменению спектральных особенностей IPT, в частности ожидалось, что могут проявиться эмиссии, характерные для кометы SL9. Значительные количества пылевой компоненты комы могли бы уменьшить сопротивление вдоль магнитной силовой трубки, проходящей через IPT и, таким образом, изменить токовую систему, связанную с Ио, и замыкающуюся на ионосферу Юпитера<sup>8</sup>. В связи с этим следует отметить, что недавно было обнаружено искусственное полярное сияние — проекция Ио на ионосферу вдоль силовых линий магнитного поля — результат диссипации в ионосфере продольных токов, возбуждаемых при движении Ио поперек магнитного поля [88]. Аврора, связанная с Ио, наблюдалась в ИК диапазоне на длине волны  $\lambda = 3,4$  мкм. Источником такого излучения являются ионы  $H_3^+$  в ионосфере, которые образуются в результате быстрой перезарядки вновь образующихся ионов  $H_2^+$  на молекулах водорода:  $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ . Усиление свечения  $H_3^+$  свидетельствует либо о повышении температуры электронов в ионосфере, либо о высыпании быстрых частиц из магнитосферной ловушки. И тот, и другой процессы приводят к увеличению скорости ионообразования в верхней атмосфере. Ожидалось также, что проявлением запыленности IPT в период ударов станут и наблюдаемые вариации декаметрового излучения Юпитера (частоты  $f \approx 20$  МГц). Отметим, что измерения потока радиоизлучения Юпитера в декаметровом диапазоне не обнаружили каких-либо значительных изменений, связанных с ударом кометы.

Еще одним возможным проявлением взаимодействия газ-пылевой комы с IPT могло являться понижение электронной температуры в плазменном торе Ио за счет торможения быстрых электронов при столкновении с заряженными пылинками. Однако масса пыли, инжектированная в IPT при прохождении осколков SL9 через магнитосферу, мала по сравнению с количеством пыли выбрасываемой за то же время с поверхности Ио, поэтому возмущения в IPT, связанные с комой осколков, должны отсутствовать.

И действительно, наземные наблюдения в оптическом диапазоне не выявили проявления каких-либо спектральных изменений в IPT ни в период столкновений, ни после [87]. Однако в далеком УФ диапазоне ( $\lambda \approx 1200 \div 1800 \text{ \AA}$ ) спутник IUE зарегистрировал некоторое увеличение яркости IPT. В этом спектральном диапазоне схожие вариации светимости наблюдались и раньше, поэтому их возможная связь с SL9 не является строго установленной. Самые неожиданные результаты принесли наблюдения IPT в крайнем УФ диапазоне ( $\lambda \approx 300 \div 800 \text{ \AA}$ ). Измерения, проведенные на спутнике EUVE [87], обнаружили значительное ослабление свечения IPT (рис. 20). Интенсивности излучения на длинах волн

<sup>7</sup> Если в плазме присутствуют быстрые (надтепловые) электроны, то пылинка может приобретать положительный заряд за счет вторичной эмиссии электронов, индуцированной ударами быстрых частиц, но и в этом случае  $\phi \approx kT$ .

<sup>8</sup> Токовая система Ио — Юпитер порождает юпитерианское декаметровое излучение ( $f \sim 20$  МГц) — один из наиболее мощных радиоисточников в солнечной системе. Ожидалось, что SL9 индуцирует наблюдаемое изменение интенсивности декаметрового излучения Юпитера.



**Рис. 20.** Изменение светимости плазменного тора Ио (ИПТ) в крайнем УФ диапазоне в период столкновения кометы SL9 с Юпитером. Представлены интенсивности свечения ИПТ в линиях  $O^+$  ( $\lambda = 539\text{Å}$ ) (а) и  $S^{++}$  ( $\lambda = 680\text{Å}$ ) (б) в зависимости от времени.

$\lambda = 539\text{Å}$  (излучение иона  $O^+$ ) и  $\lambda = 680\text{Å}$  (излучение иона  $S^{++}$ ) снизились примерно на 40% во время недели ударов. При этом отношение их интенсивностей  $I_{539}/I_{680}$  не изменилось. Подобное уменьшение яркости ИПТ в данном спектральном диапазоне наблюдалось и в ряде других эмиссий, характерных для ИПТ.

Понятно, что причиной такого уменьшения интенсивностей не может быть только падение электронной температуры  $T_e$  в ИПТ, поскольку в этом случае сильнее ослаблялось бы излучение, соответствующее меньшей длине волны. Это связано с тем, что рассмотренные эмиссии возбуждаются, главным образом, электронным ударом и интенсивность  $I_\lambda$  такого излучения очень чувствительна к изменению  $T_e$ , поскольку  $I_\lambda \propto \exp(-E_j/T_e)$ , а  $E_j \gg T_e$ . Отметим, что возможной причиной охлаждения электронного газа в ИПТ могло бы явиться смещение силовых линий магнитного поля, проходящих через ИПТ на более высокие  $L$ -оболочки. При этом происходит адиабатическое охлаждение электронов за счет изменения объема  $V$  магнитной силовой трубки:  $V \propto L^4$ , а  $T_e \propto V^{1-\gamma} \propto L^{-8/3}$ .

Возможно, причиной ослабления яркости плазменного тора Ио в крайнем УФ диапазоне является сложная электродинамическая связь мест ударов с ИПТ. Локальный нагрев верхней атмосферы в месте удара и последующее изменение ионосферной проводимости, в принципе, могут изменить глобальную юпитерианскую токовую систему и вызвать определенные изменения в ИПТ, однако при этом необходимо понимание того, как места ударов с  $L \approx 1,5 \div 2,5$  могут повлиять на торцы ИПТ с  $L \approx 6$ , которые никак электродинамически не связаны с местами падений осколков SL9. Возможно, что причина ослабления яркости ИПТ в крайнем УФ диапазоне та же, что и причина аномалий в полярных сияниях, которые наблюдались после удара кометы. Измерения, проведенные в ИК диапазоне (наблюдалось свечение иона  $H_3^+$  на длине волны  $\lambda = 3,4$  мкм, так называемая  $H_3^+$ -аврора), примерно через пять дней после столкновения обнаружили значительное увеличение яркости северного полярного сияния по сравнению с невозмущенным уровнем, в то время, как в южном полушарии наблюдалось лишь слабое уменьшение яркости южного полярного сияния [89]. В условиях максимальной яркости северная аврора оказалась примерно в 6–7 раз ярче, чем южная, и примерно в четыре раза ярче своего обычного уровня. Через десять

дней после удара кометы такая аномалия все еще сохранялась, хотя и наметилась тенденция к снижению яркости северной авроры. Такая удивительная реакция полярных областей Юпитера на удар кометы SL9 еще не получила своего объяснения. Этот вопрос, как и вопрос о поведении ИПТ в период ударов, на сегодня остается открытым.

Наконец, следует упомянуть еще об одном интересном эффекте, который был зарегистрирован HST — в приполярной области южного полушария при подлете к Юпитеру осколков P2 (примерно за час до столкновения) наблюдалась мерцающая УФ аврора. В течение примерно сорока минут яркость свечения спадала с 40 кР до 5 кР, затем снова усиливалась примерно до 40 кР и снова снижалась до 15 кР [86, 90]. Этот эффект является яркой демонстрацией взаимодействия комы осколков с магнитосферой Юпитера, которое приводит к высыпанию быстрых частиц из магнитосферной ловушки в верхнюю атмосферу и генерации искусственного "полярного сияния".

Таким образом, видно, что SL9 продемонстрировала значительное многообразие эффектов в магнитосфере и ионосфере, большинство из которых требует своего объяснения. В отличие от атмосферных эффектов, индуцированных ударом осколков кометы, магнитосферные и ионосферные эффекты в ряде случаев еще не получили даже качественного объяснения. Надеемся, что это дело ближайшего будущего.

## 6. Заключение

В настоящем обзоре сделана попытка — описать с единых позиций наиболее впечатляющие результаты падения кометы SL9 на Юпитер в июле 1994 г. Основное внимание уделялось наблюдательным данным, достоверность которых была подтверждена многими независимыми наблюдателями. Относительно мало внимания было уделено "слабым" эффектам, само наличие которых еще не является строго установленным (хотя это и возможно в будущем, по мере обработки того огромного наблюдательного материала, который был получен в июле 1994 г.). К таким эффектам относятся, например, световое эхо от спутников Юпитера при ударе осколков SL9, вариации декаметрового излучения, или же возбуждение сейсмической активности в процессе столкновения. В обзоре мы ограничивались только упоминанием таких эффектов практически без их обсуждения.

В то же время существует ряд индуцированных ударом кометы эффектов, причина которых еще окончательно не выяснена. К их числу относятся практически все магнитосферные эффекты столкновения: уярчение радиационных поясов в дециметровом диапазоне, возбуждение мерцающей УФ авроры, вспышки рентгеновского и УФ излучения при ударе осколков K, усиление авроральной активности в северном полушарии и ослабление ее в южном после падения всех осколков, усиление ИК авроры, уменьшения яркости плазменного тора Ио в крайнем УФ диапазоне и ряд других эффектов. Отчасти это связано с исключительным многообразием и сложностью процессов, ответственных за эти эффекты. В этом случае мы пытались представить наиболее надежные и интересные наблюдательные данные и изложить их современную интерпретацию, если она существует.

Наиболее изученными, на наш взгляд, являются процессы входа в атмосферу осколков кометы, их торможение, фрагментация и последующий взрыв. Предложенная в настоящем обзоре интерпретация кривых блеска, зарегистрированных Галилео, HST и рядом наземных обсерваторий дает ключ к пониманию деталей физических процессов, протекающих при ударе фрагмента кометы, а также к выяснению глубины проникновения типичного осколка в атмосферу и его энергии. Модель взрыва в неоднородной атмосфере объясняет наиболее яркие эффекты столкновения. На сегодняшний день предложенная модель еще не является общепринятой, но авторы надеются, что это только вопрос времени — слишком уж много тонких деталей столкновения она описывает — это не может быть простой случайностью.

Настоящий обзор ни в коем случае нельзя считать окончательным подведением итогов — это скорее "промежуточный финиш", призванный зафиксировать наше текущее понимание результатов столкновения кометы SL9 с Юпитером. Большое число деталей этого столкновения еще не выяснено и авторы надеются, что настоящая работа, возможно, стимулирует эти исследования.

## Список литературы

1. Клумов Б А и др. *УФН* **164** 6 617 (1994)
2. Isbel D, Morse D, <http://www.jpl.nasa.gov/galileo>, 22 января (1996)
3. West R, Bönhardt H (Eds) *Proc. European SL9/Jupiter Workshop February 13–15, 1995* (Garching bei München: ESO Conf. and Workshop Proc. No 52, 1995)
4. Weaver H A et al. *Science* **267** 1282 (1995)
5. Scotti J V, Melosh H J *Nature* (London) **365** 731 (1993)
6. Hahn J M, Rettig T W *Geophys. Res. Lett.*, in press
7. Sekanina Z, in Ref. [3] p. 43
8. Шульман Л М *Ядра комет* (М.: Наука, 1987)
9. Asphaug E, Benz W *Nature* (London) **370** 120 (1994)
10. Solem J C *Nature* (London) **370** 349 (1994)
11. Chernova G P, Kisilev N N, Jockers K, in Ref. [3] p. 11
12. Stuwe J A, Schulz R, A'Hearn M F A, in Ref. [3] p. 17
13. Jewitt D, in Ref. [3] p. 1
14. Weaver H A et al. *Science* **263** 787 (1994)
15. Waddington G *The Astronomer* **30** 135 (1993)
16. Sekanina Z, Chodas P W, Yeomans D K *Astronom. Astrophys.* **289** 607 (1994)
17. Martin T Z et al. *Science* **268** 1875 (1995)
18. Carlson R W *Geophys. Res. Lett.* **22** 1557 (1995)
19. Chapman C R et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1561 (1995)
20. Beatty J K, Levy D H *Sky & Telescope* **10** 18 (1995)
21. Nicholson P D et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1617 (1995)
22. Graham J R et al. *Science* **267** 1320 (1995)
23. Orton G, in Ref. [3] p. 75
24. Chodas P W, Yeomans D K, e-mail: sl9exploders@astro.umd.edu, (1994), *Bull. Amer. Astron. Soc.* **26** 1569 (1994)
25. Ahrens T J, Takata T, O'Keefe J D, Orton G S *Geophys. Res. Lett.* **21** 1087 (1994)
26. Takata T et al. *Icarus* **109** 3 (1994)
27. Boslough M B et al. *Geophys. Res. Lett.* **21** 1555 (1994)
28. Mac Low M M, Zahnle K *Astrophys. J.* **434** L33 1995
29. Zahnle K, Mac Low M M *Icarus* **108** 1 (1994)
30. Gryaznov V K et al. *Earth, Moon and Planets* **66** 99 (1994)
31. Ивлев А В, Клумов Б А, Фортвов В Е *Письма в ЖЭТФ* **60** 481 (1994)
32. Ивлев А В, Клумов Б А, Фортвов В Е *Письма в ЖЭТФ* **61** 431 (1995)
33. Фортвов В Е, Ивлев А В, Клумов Б А *Письма в ЖЭТФ* **62** 752 (1995)
34. Fortov V E, Ivlev A V, Klumov B A *Icarus*, in press
35. Григорян С С *Космические исследования* **6** 875 (1979)
36. Crawford D A et al. *Shock Waves* **4** 47 (1994)
37. Седов Л И *Методы размерности и подобия в механике* (М.: Гостехиздат, 1957)
38. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966)
39. West R A et al. *Science* **267** 1296 (1995)
40. Zahnle K, MacLow M M *J. Geophys. Res.* 1996, in press
41. Компанец А С *ДАН* **5** 46 (1960)
42. Райзер Ю П *ПМТФ* **4** 49 (1964)
43. Borunov S, Drossart P, Encrenaz Th, in Ref. [3] p. 275
44. Watanabe J, Hasegawa T, Takeuchi S, in Ref. [3] p. 135
45. Schleicher H et al. *Earth Moon and Planets* **66** 13 (1994)
46. Meadows V, Crisp D, in Ref. [3] p. 239 Meadows V et al. p. 129
47. Hasegawa H, Takeuchi S, Watanabe J, in Ref. [3] p. 279
48. Lattimer J M *Proceedings of the Conference on the Formation of Planetary Systems* (1980) p. 190
49. Yamamoto T, Hasegawa H *Prog. Theor. Phys.* **58** 816 (1977)
50. Hammel H B et al. *Science* **267** 1288 (1995); Special SL9 issues of *Geophys. Res. Lett.* **22** (12, 13) (1995)
51. Herbst T M et al., in Ref. [3] p. 119
52. Roos-Serote M et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1621 (1995)
53. Lagage P O et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1773 (1995)
54. Moreno F et al., in Ref. [3] p. 311
55. Livengood T A et al., in Ref. [3] p. 137
56. Бережной А А, Клумов Б А, Фортвов В Е, Шевченко В В *Письма в ЖЭТФ* **63** 6 387 (1996)
57. Encrenaz Th et al., in Ref. [3] p. 225
58. West R *ESO Messenger* **77** 28 (1994)
59. Bockelee-Morvan D et al., in Ref. [3] p. 251
60. Gautier D et al., in Ref. [3] p. 257
61. Noll D et al. *Science* **267** 1307 (1995)
62. Fegley B J, Lodders K *Icarus* **110** 117 (1995)
63. Госсард Э, Хук У *Волны в атмосфере* (М.: Мир, 1978)
64. Cjllins M D et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **0000** (1995)
65. Harrington J et al. *Nature* (London) **368** 525 (1994)
66. Каменец Ф Ф et al. *Письма в ЖЭТФ* **60** 383 (1994)
67. Клумов Б А и др. *ДАН* **337** 28 (1994)
68. Ingersoll A P, Kanamori H *Nature* (London) **374** 706 (1995)
69. Orton G et al. *Science* **267** 1277 (1995)
70. Моисеев С С и др. *ДАН* **273** 549 (1983)
71. Чемберген Дж *Теория планетарных атмосфер* (М.: Мир, 1981)
72. Келлер Б С, Яворская И М, в сб. *Аэромеханика и газовая динамика* (М.: Наука, 1976)
73. Нелепо Б А, Гришин Г А, Киенко Ю П, Коваль А Д *Оптические методы спутниковой гидрофизики* (Киев: Наукова Думка, 1987)
74. Педлоски Дж *Геофизическая гидродинамика* (М.: Мир, 1984)
75. Каменец Ф Ф, Петвиашвили В И, Пухов А М *Известия АН, Физика атмосферы и океана* **29** 457 (1993)
76. Charney J G *Geophys. Publ.* **17** 17 (1947)
77. Dulk G A, Leblanc Y, Hunstead R W *Geophys. Res. Lett.* **22** 1789 (1995)
78. De Pater I et al. *Science* submitted, (1995)
79. Leblanc Y, Dulk G A *Geophys. Res. Lett.* **22** 1793 (1995)
80. Sukumar S *Astron. J.* **110** 1397 (1994)
81. Bolton S J, Foster R S, Waltman *Geophys. Res. Lett.* **22** 1801 (1995)
82. Brecht S H et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1805 (1995)
83. Ip W H, in Ref. [3] p. 57
84. Kennel C F, Petschek H E J. *Geophys. Res.* **71** 1 (1966)
85. Waite J H et al. *J. Geophys. Res.* **99** 14799 (1994)
86. Clarke J T et al. *Science* **267** 1302 (1995)
87. McGrath et al. *Science* **267** 1313 (1995)
88. Connervey J E P et al. *Science* **262** 1035 (1993)
89. Orton G et al. *Science* **267** 1277 (1995)
90. Prange R, Engle I M, Clarke J T *Science* **267** 1317 (1995)
91. Churymov K I, Tarashchuk V P, Prokof'eva V V, in Ref [3] p.215

## Collision of comet Shoemaker–Levy 9 with Jupiter: what did we see

V.E. Fortov, M.F. Ivanov, A.V. Ivlev. High Energy Density Research Centre at Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, 13/19 Izhorskaya ul., 127412 Moscow  
Tel. (095) 485-79-89. Fax (095) 485-79-90. E-mail: fort@hedric.msk.su

Yu.N. Gnedin. Main Astronomical Observatory, Pulkovskoe Shosse 65/1 St-Petersburg, 196140, Russia  
Tel. (812) 123-44-93. Fax (812) 123-19-22. E-mail:gnedin@pulkovo.spb.su.

B.A. Klumov. Institute for Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, 36/6 Leninskii prosp., 117334 Moscow  
Tel. (095) 939-79-89. Fax (095) 137-07-11. E-mail: idg@glas.apc.org

In July 1994 a dramatic event, the collision of comet Shoemaker–Levy 9 with Jupiter, took place. The collision was accompanied with a wide variety of diverse effects in the atmosphere, ionosphere, and magnetosphere of the planet and is one of the most grandiose active experiments ever to be set up by Nature. The most interesting observations include wide-spectrum radiation bursts during the fall of comet fragments; huge impact-generated gaseous plumes; and formation of large-scale long-lived vorticities in the Jovian atmosphere. Among unexpected results are the brightening of the Jovian radiation belts during the week of impacts; some peculiarities of artificial (impact-induced) aurorae; and the reduced brightness of the Io plasma torus in the far UV. In the present review, principal collision results are discussed and a physical model providing their unified and inconsistent explanation is suggested.

PACS numbers: 96.50.Gn, 96.30.Kf

Bibliography — 91 references

Received 31 January 1996