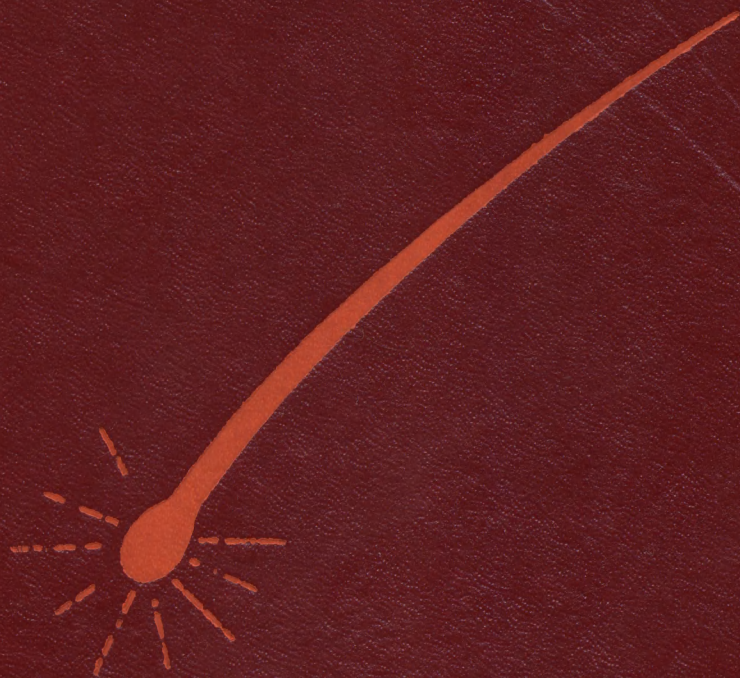


В. А. БРОНШТЭН ФИЗИКА МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

В. А. БРОНШТЭН

ФИЗИКА МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ



В. А. БРОНШТЭН

ФИЗИКА МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ



**МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1981**

22.655

Б 88

УДК 552.6

Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений.— М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1981.— 416 с.

Книга посвящена проблеме физики метеорных явлений, т. е. явлений, сопровождающих вход в земную атмосферу метеороидов — космических тел в широком диапазоне масс от 10^{-12} до 10^{12} г. Рассматриваются процессы торможения и потери массы метеороидов в атмосфере, особенности движения в атмосфере крупных тел, формирующих ударную волну. Подробно рассматривается процесс свечения метеоров, их спектры, вопрос об определении масс и плотностей метеороидов по метеорным фотографиям, проблема дробления метеороидов в полете, формирование и разрушение ионного следа метеора.

Для специалистов в области метеорной астрономии, метеоритики, гиперзвуковой аэродинамики, газовой динамики и физики плазмы, а также для аспирантов и студентов указанных специальностей.

Илл. 88, табл. 32, библи. 505.

Виталий Александрович Бронштэн
ФИЗИКА МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

М., 1981 г., 416 стр. с илл.

Редактор Г. С. Куликов

Техн. редактор И. Ш. Аксельрод

Корректоры Е. А. Белицкая, О. М. Кривенко

ИБ № 11316

Сдано в набор 06.08.80. Подписано к печати 15.01.81. Т-02945. Бумага $84 \times 108^{1/32}$. Тип. № 2. Обыкновенная гарнитура. Высокая печать. Услови. печ. л. 21,84. Уч.-пзд. л. 21,85. Тираж 1700 экз. Заказ № 261. Цена книги 3 р. 50 к.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства «Наука».
Новосибирск, ул. Станиславского, д. 25.

Б $\frac{20604-023}{053(02)-81}$ 190-80. 1705050000

© Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы,
1981.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	9
§ 1. Общие сведения о метеорных явлениях	9
§ 2. Исторический обзор исследований по физике метеоров	12
Глава I. Простая физическая теория метеоров	25
§ 3. Основные уравнения	25
§ 4. Автомодельность задачи о движении и абляции метеороида	32
§ 5. Задача о движении метеороида при переменности коэффициентов	40
§ 6. Режимы обтекания	46
§ 7. Параметры, входящие в основные уравнения	55
Глава II. Нагрев и начало испарения метеороидов	74
§ 8. Нагрев метеороида на верхнем участке пути	74
§ 9. Переход к интенсивному испарению	82
§ 10. Эффекты загоразивания. Режим первых столкновений	92
§ 11. Загоразивание в переходном режиме	103
§ 12. Случай сильного загоразивания	116
Глава III. Абляция метеороидов	122
§ 13. Два основных механизма абляции: испарение и сдувание пленки расплава	122
§ 14. Экспериментальные исследования абляции	135
§ 15. Теоретические исследования абляции крупных тел	143
§ 16. Испарение крупных метеороидов под действием потока излучения	155
§ 17. Образование абляционной ударной волны и энергетика крупных метеороидов	164
§ 18. Абляция и морфология метеороидов	178
Глава IV. Свечение и спектры метеоров	187
§ 19. Природа излучения метеоров	187
§ 20. Уравнение свечения и его параметры	196
§ 21. Экспериментальные определения коэффициента эффективности излучения	209
§ 22. Зависимость коэффициента эффективности излучения от условий полета метеороида	214
§ 23. Качественный анализ метеорных спектров	222

§ 24. Количественный анализ метеорных спектров. Метод кривых роста	237
§ 25. Определение химического состава метеороидов по их спектрам. Сравнение с метеоритами	255
§ 26. Некоторые необычные эмиссии	263
Глава V. Метеорная ионизация	283
§ 27. Образование ионного следа	283
§ 28. Классификация ионных следов метеоров	296
§ 29. Разрушение ионного следа	304
§ 30. Головное эхо и его связь с другими явлениями	314
Глава VI. Массы и плотности метеороидов	318
§ 31. Динамические массы	318
§ 32. Фотометрические массы	321
§ 33. Гипотеза о «пылевых комочках» и рыхлых метеорных телах	328
§ 34. Объяснение «парадокса масс» эффектом дробления	334
§ 35. Определение минералогических плотностей метеороидов	340
§ 36. Определение плотностей крупных метеороидов по высоте разрушения	346
Глава VII. Дробление метеороидов	357
§ 37. Наблюдательные данные о дроблении метеороидов	357
§ 38. Влияние дробления на фотометрическую кривую метеора	367
§ 39. Вспышки метеоров	374
§ 40. Дробление метеоритов	378
§ 41. Физические аспекты дробления метеороидов	385
Литература	399

ПРЕДИСЛОВИЕ

Метеорными явлениями принято называть комплекс физических явлений, сопровождающих вход в атмосферу Земли (или другой планеты) метеорных тел. К последним относят обычно космические тела, наблюдаемые при их входе в атмосферу оптическими или радиолокационными средствами. В настоящее время предел чувствительности радиолокационных установок позволяет регистрировать метеоры до 14-й звездной величины, а наиболее яркие болиды достигают — 19-й величины. В переводе на шкалу масс это соответствует примерно диапазону от 10^{-7} до 10^7 г. Однако в метеорной астрономии рассматриваются и более крупные тела — кратерообразующие метеориты, или тела, производящие серьезные разрушения на Земле во время полета в атмосфере, как, например, Тунгусский метеорит. Рассмотрение взаимодействия таких тел с атмосферой Земли расширяет диапазон масс метеорных тел до 10^{12} г. С другой стороны, изучение процессов дробления метеорных тел заставляет исследователей рассматривать частички массой менее 10^{-7} г, а использование данных счетчиков метеорных частиц на ракетах и спутниках, микрократеров на поверхности Луны, серебристых облаков доводит нижний предел масс до 10^{-12} г. Таким образом, диапазон масс метеорных тел (метеороидов) охватывает 24 порядка.

Несмотря на большое развитие исследований метеорных явлений за последние годы как в нашей стране, так и в других странах, основные монографии по физике метеорных явлений были изданы 20 и более лет назад. Это монография Б. Ю. Левина «Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе» (М., 1956) и монография Э. Элика «Физика полета метеора в атмосфере», изданная в США в 1958 г. На этих книгах учились многие современные исследователи метеоров. Но с тех пор в метеорной физике выполнено много новых исследований, получили развитие новые методы наблюде-

ний и экспериментов; немало сделано и в теории метеорных явлений.

Из других монографий, посвященных исследованиям метеоров, следует упомянуть прежде всего книгу И. С. Астаповича «Метеорные явления в атмосфере Земли» (М., 1958). Но этот труд представляет собой лишь обширную сводку результатов наблюдений метеоров различными методами с начала их научного изучения до середины 50-х годов. По обилию фактического материала эта книга может считаться непревзойденной и поныне. Теории же метеорных явлений в ней уделено весьма мало внимания.

В двух книгах Л. А. Катасева «Фотографические методы метеорной астрономии» (М., 1957) и «Исследование метеоров в атмосфере Земли фотографическими методами» (Л., 1966), как видно из их названий, рассматриваются лишь методы и результаты фотографического изучения метеоров, хотя во второй из этих книг излагаются и некоторые теоретические вопросы.

Почти то же можно сказать о книге Д. Мак-Кинли «Метеорная наука и техника» (Нью-Йорк — Торонто — Лондон, 1961), переведенной на русский язык под названием «Методы метеорной астрономии» (М., 1964). В этой книге главное внимание уделяется методам исследования, хотя приводятся и многочисленные результаты наблюдений метеоров оптическими и радиолокационными методами. Одна из глав книги посвящена теории метеорных явлений.

Очень хорошее изложение основ физической теории метеоров имеется в книге Б. Л. Кащеева, В. Н. Лебединца и М. Ф. Лагутича «Метеорные явления в атмосфере Земли», изданной в серии публикаций Межведомственного геофизического комитета (М., 1967). Однако в этой книге физическая теория метеоров рассматривается, как указывают сами авторы, применительно к радиолокационному методу исследования, а основное внимание уделяется испарению мелких метеорных тел и процессам формирования и разрушения ионных метеорных следов.

Отсутствие в современной литературе книги, отражающей состояние метеорной физики «на сегодняшний день», заставило автора взять на себя нелегкий труд по обобщению результатов исследований в этой области за

последние 20 лет. При этом выяснилось, что во многих вопросах, связанных с взаимодействием метеорных тел с атмосферой, исследователи метеоров недостаточно использовали достижения в области газовой динамики, аэродинамики, физики плазмы. С другой стороны, специалисты в этих областях науки нередко обращаются к метеорным явлениям, но не располагают всеми необходимыми сведениями из области физики метеоров, а главное, данными наблюдений, что порой приводит к досадным недоразумениям. Стремление использовать достижения в области газовой динамики и физики плазмы для лучшего понимания метеорных явлений заставило автора обратить особое внимание и на эту сторону вопроса.

В соответствии с этим построен и план монографии. Во введении даются основные определения и приводится краткий исторический обзор исследований по физике метеоров. В первой главе излагается простая физическая теория метеоров: приводятся основные уравнения и их решения при постоянных и переменных коэффициентах. Здесь же рассматривается вопрос об упругости взаимодействия частиц воздуха с метеорным телом и рассмотрены режимы обтекания тела набегающим потоком воздуха. Во второй главе рассмотрен процесс нагревания метеороида при входе в атмосферу, начало интенсивного испарения и эффекты загоразивания метеороида отлетающими и испарившимися молекулами. Третья глава посвящена процессам абляции метеороида. В четвертой главе рассмотрены свечение и спектры метеоров, в пятой — метеорная ионизация. Шестая глава посвящена методам и результатам определения масс и плотностей метеороидов. Наконец, в седьмой главе рассматриваются различные формы их дробления.

Автор стремился при изложении всех вопросов больше внимания уделять физической стороне явления. Значительно большее внимание, чем это делалось до сих пор, уделено спектрам излучения метеоров и их интерпретации, вспышкам и механизму дробления метеоров.

При рассмотрении вопросов, связанных с понятиями газовой динамики и физики плазмы, неизбежно приходилось использовать терминологию, принятую в этих разделах науки. В необходимых случаях специальные термины объяснены в подстрочных примечаниях.

Автор считает своим долгом сообщить, что идея написания этой монографии и ее план были одобрены ныне покойным членом-корреспондентом АН СССР В. В. Федынским, замечания которого были весьма полезны при работе над книгой. В. В. Федынскому принадлежит большая роль в организации исследований метеоров в СССР: визуальных в 20-х годах, фотографических в 30—40-х годах, радиолокационных в 50—70-х годах.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С. С. Григоряну, В. Н. Лебединцу, Б. Ю. Левину и К. П. Станюковичу за внимательный просмотр книги в рукописи и полезные замечания.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Общие сведения о метеорных явлениях

Метеорные явления сопровождают вход в атмосферу Земли *метеорных тел*, или *метеороидов*. Оба эти термина равнозначны, но первый более принят в советской, а второй — в зарубежной научной литературе. Мы будем употреблять оба термина, но в несколько различном смысле. Именно, *метеорными телами* мы будем называть определенный класс тел Солнечной системы, термином же *метеороид* будем обозначать космическое тело, взаимодействующее с атмосферой.

Взаимодействие метеороида с молекулами воздуха приводит к тому, что он нагревается до весьма высоких температур, начинает плавиться и испаряться. Свечение паров метеороида и (в меньшей степени) газов воздуха создает явление «падающей звезды», называемое *метеором*.

Вдоль пути метеора происходит ионизация воздуха и образуется *ионный след*, отражающий радиоволны дециметрового диапазона. У ярких метеоров ионные следы видны и визуально, а у особо ярких они могут держаться десятки секунд и даже минуты (так называемые *устойчивые следы*).

Непосредственно за метеороидом тянется так называемый *хвост* (по-английски *wake*), свечение которого имеет ту же природу, что и свечение самого метеора. Испарение, плавление и дробление метеороида приводят к потере им массы. Процесс потери массы метеороидом принято называть *абляцией*.

В результате сопротивления атмосферы метеороид испытывает *торможение*. Процессы абляции и торможения влияют друг на друга, поскольку абляция зависит от скорости тела, а торможение — от его массы. Поэтому уравнения потери массы и торможения метеороида следует решать совместно.

В процессе движения в атмосфере метеорные тела, как правило, дробятся. Дробление может происходить различными способами (квазинепрерывное отделение частиц, деление на примерно равные осколки и др.). У ярких метеоров, особенно в конце пути, наблюдаются *вспышки*, связанные, по-видимому, с резким дроблением тела на множество мелких осколков.

Высота начала свечения метеоров зависит от их скорости (более быстрые начинают светиться выше). Следует, однако, различать высоту начала интенсивного испарения (которая зависит только от скорости) и высоту начала регистрации метеора (которая зависит также и от размеров испаряющейся поверхности, т. е. от массы метеороида). Очень яркие метеоры (*болиды*) начинают светиться много выше и угасают гораздо ниже обычных метеоров. Но большие значения высоты начала у болидов связаны именно с большой площадью испарения, а не с его интенсивностью.

Кроме перечисленных явлений, свойственных в той или иной степени всем метеорам, при входе в атмосферу весьма крупных метеороидов наблюдаются звуковые, электрофонные и даже механические явления. Звуковые и механические явления связаны с распространением в атмосфере ударных баллистических и акустических волн, генерируемых при полете больших метеороидов с космической скоростью. Причины электрофонных явлений менее ясны — скорее всего они связаны с образованием наведенных электрических зарядов [8, 456]. Некоторые исследователи (например, Б. Ю. Левин) считают наличие электрофонных явлений недоказанным.

Таков неполный перечень явлений, сопровождающих полет метеороидов в атмосфере. Мы назвали здесь лишь явления макроскопического масштаба. В дальнейшем нам придется много раз сталкиваться с обширным классом элементарных процессов: со столкновениями молекул и атомов воздуха и метеорных паров, с диссоциацией молекул, возбуждением и ионизацией атомов, с некоторыми химическими реакциями, с актами излучения, термо- и механоэмиссией электронов, вторичной электронной эмиссией и т. д. Все эти процессы так или иначе участвуют в макропроцессах, порой определяя их протекание. Без правильного понимания течения элементарных про-

цессов трудно объяснить ряд наблюдаемых у метеоров явлений.

Метеорные тела по условиям их регистрации можно разделить на три группы:

1) *Микрометеороиды*, размеры которых настолько малы, что они тормозятся в верхних слоях атмосферы раньше, чем нагреваются до температуры испарения и смогут начать светиться. Понятие о микрометеороидах (названных первоначально не совсем удачно микрометеоритами) ввел в 1950 г. Ф. Уиппл [489]. Микрометеороиды не могут наблюдаться оптическими и радиолокационными методами, поскольку они не создают заметного свечения и ионизации. Можно считать, что верхний предел их масс равен 10^{-6} г [98], что примерно соответствует нижнему пределу масс частиц, полет которых регистрируется наиболее чувствительными радиолокаторами [98, 99]. Таким образом, размеры этих частиц — десятки микрон и менее. Основные методы их регистрации — детекторы на космических аппаратах, метеорные ловушки на ракетах и баллонах, изучение микрократеров на лунных образцах, сборы донных и ледниковых отложений, наблюдения зодиакального света и противосияния. Ни один из этих методов пока не позволяет определять орбиты микрометеороидов; распределение их по массам определяется довольно надежно [46], поток же — с разбросом оценок, получаемых разными методами, в пределах четырех порядков.

2) Метеороиды, порождающие явление *метеора*, т. е. создающие при вторжении в атмосферу достаточное свечение и ионизацию для их наблюдения визуальным, фотографическим или радиолокационным методами. Современные методы регистрации — оптический и радиолокационный — позволяют определить орбиту практически каждого метеора, поэтому можно подвергнуть элементы этих орбит статистическому анализу [30, 46, 98, 404]. Диапазон масс от 10^{-6} до 10^7 г (включая тела, порождающие наиболее яркие болиды).

3) *Метеориты*. Хорошо изучены с физико-химической и минералогической точек зрения, но точные орбиты известны для очень немногих, сфотографированных в полете в виде ярких болидов (таких в настоящее время известно три: Пршибрам, Лост Сити и Инисфр). Каталог

орбит метеоритов, составленный на основе визуальных наблюдений обстоятельств падения, был опубликован А. Н. Симоненко [200]. Диапазон масс найденных метеоритов — от 10^{-2} до 10^8 г — относится к их конечным массам, после прохождения через атмосферу. Доатмосферные массы их значительно больше.

Метеоры принято делить на *поточные* (принадлежащие к метеорным потокам) и *спорадические*. К последним относят все метеоры, не принадлежащие к известным метеорным потокам. По крайней мере частично спорадический метеорный фон пополняется за счет распада метеорных потоков под действием возмущений от планет.

§ 2. Исторический обзор исследований по физике метеоров

В истории развития взглядов на физику метеорных явлений можно выделить два аспекта: динамический, т. е. описание закономерностей движения метеороидов в атмосфере, и собственно физический, т. е. исследование физических процессов при взаимодействии метеороида с набегающим потоком воздуха.

Динамические исследования полета метеоров начались еще в XIX в. Этой проблемой занимался в 1865—1871 гг. Дж. Скиапарелли [461], в 1884 г. — И. А. Клейбер [100], который вывел уравнение торможения метеороида

$$v \frac{dv}{dx} = -k \frac{S \rho v^2}{M}, \quad (2.1)$$

где v , M , S — скорость, масса и площадь миделя метеороида; ρ — плотность атмосферы; x — координата вдоль траектории; k — некоторый коэффициент. Это уравнение без труда приводится к каноническому виду

$$M \frac{dv}{dt} = -k S \rho v^2, \quad (2.2)$$

откуда ясно, что коэффициент k соответствует по физическому смыслу употребляемому в современной теории коэффициенту сопротивления Г. Однако И. А. Клейбер полагал для сферы $k = 0,05$, тогда как в настоящее время полагают $0,5 < \Gamma < 1,5$.

Дж. Скиапарелли, И. А. Клейбер и некоторые другие авторы пытались еще в XIX в. использовать наблюдения метеоров для определения плотности и давления верхних слоев атмосферы.

Зная скорость метеора v_i в любой точке его пути, начальную скорость v_0 , угол наклона траектории z и задав плотность метеороида δ и его радиус R , можно было, проинтегрировав (2.1) от верхней границы атмосферы до данной точки, получить давление и плотность атмосферы в этой точке. Недостатком этого метода является предположение о постоянстве радиуса тела R (или, точнее, отношения M/S), т. е. пренебрежение потерей массы. Это предположение сводит на нет возможность применения этого метода. Кроме того, во времена Клейбера не умели определять скорость метеора с приемлемой точностью; все наблюдения метеоров велись визуальным методом.

На рубеже XIX и XX вв. появилась серия работ И. В. Мещерского [156] о движении тел с переменной массой. Теория движения тела с переменной массой имеет прямое отношение к динамике метеороидов, и можно только удивляться, как И. В. Мещерский не обратил внимание на столь выигрышный для его задачи пример. В работах И. В. Мещерского рассмотрен как общий случай движения тела переменной массы в сопротивляющейся среде, так и частный случай движения материального тела в среде, оказывающей сопротивление, пропорциональное квадрату скорости, причем массу M и коэффициент сопротивления k (в современных обозначениях $k = \Gamma \rho S$) он считает заданными функциями длины пройденного пути, а реактивным ускорением отделяющейся массы пренебрегает. Полученное им уравнение практически эквивалентно современной форме уравнения торможения метеора *).

Стоит отметить, что квадратичный закон сопротивления, известный еще со времен И. Ньютона и используемый в работах И. А. Клейбера и И. В. Мещерского, стал через 40—50 лет после публикации первой из них предметом оживленной дискуссии [7, 419], и лишь в 40-х го-

*) Применение формул И. В. Мещерского к задаче движения метеороидов в атмосфере было рассмотрено в 1952 г. Л. А. Катасевым [91].

дах нашего века стало ясно, что он полностью применим к космическим скоростям. Резкое увеличение сопротивления на околозвуковых скоростях, смущавшее ученых 20—30-х годов, связано с эффектами «звукового барьера».

В 1922 г. задачу о движении метеоров в атмосфере рассмотрел в двух работах В. Г. Фесенков [235, 236]. В первой работе рассматривался вопрос о захвате метеорных тел атмосферой Земли. После обсуждения вопроса о законе сопротивления В. Г. Фесенков принял квадратичный закон. Интересным результатом этой работы является вывод о существовании «коридора захвата» между высотами 100 и 108 км, где происходит захват метеорных частиц диаметром 0,5 мм со средней скоростью 40 км/с на орбиты спутников Земли. Этот вопрос изучался еще в 1891 г. И. А. Клейбером [101], но как Клейбер, так и Фесенков не учитывали потери массы метеороидом за счет испарения и получили неверные результаты.

В том же 1922 г. была опубликована работа Э. Эпика [420], в которой, пожалуй, впервые было получено соотношение между переменной массой и скоростью метеороида. Эпик показал, что нельзя рассматривать торможение метеороида, не учитывая изменения его массы, которая убывает гораздо быстрее (по отношению к начальному значению), чем скорость. На основании выведенных им соотношений Эпик сделал первые оценки массы и размеров метеорных тел, показав, что массы метеороидов, создающих явление метеора 2-й звездной величины — порядка миллиграммов, а их размеры — порядка миллиметров. В той же работе Эпик доказал, что свечение метеора создается не самим твердым телом, а окружающей его газовой оболочкой, температура которой может достигать 7000 К. Интенсивность наблюдаемого излучения метеора, по Эпику, пропорциональна скорости испарения метеороида.

Работа Э. Эпика была использована впоследствии (в 1934—1935 гг.) советскими астрономами И. С. Астаповичем, Н. Н. Сытинской, С. Г. Натансоном, А. Б. Северным для развития метеорного метода исследования стратосферы [7, 167, 191].

Спустя год, в 1923 г. появилась известная работа Ф. Линдемана и Дж. Добсопа [368], которая считается первой попыткой создать законченную физическую тео-

рию метеорных явлений. Линдеман и Добсон полагали, что по характеру взаимодействия метеороида с атмосферой нужно рассматривать два режима: на верхнем участке пути (выше ~ 95 км) метеороид испытывает удары отдельных молекул воздуха, на нижнем впереди тела образуется подушка сжатого воздуха, поскольку отлетающие молекулы тут же сталкиваются с набегающими молекулами. Линдеман и Добсон полагали, что начало свечения метеоров происходит одновременно с образованием газовой подушки перед метеороидом, причем сжатие газа и его нагревание происходят адиабатически.

Теория Линдемана и Добсона была неверна в своей основе, поскольку сжатие газа перед метеороидом, летящим со скоростью в десятки километров в секунду, не будет адиабатическим. Кроме того, на тех высотах, которые рассматривали Линдеман и Добсон, для тел миллиметровых размеров воздух нельзя рассматривать как сплошную среду. Взаимодействие метеороида с атмосферой на верхнем участке (где, по их же мнению, играют роль удары отдельных молекул) Линдеман и Добсон не рассматривали.

Несмотря на недостатки теории Линдемана и Добсона, ее пытались применять в 1926—1935 гг. М. Радакович [439], Н. М. Штауде [251], Н. Оболенский [175]. С другой стороны, уже в 1926 г. была опубликована статья К. Спарроу [469], содержащая обоснованную критику исходных положений этой теории. По мнению Спарроу, нужно рассматривать нагревание метеороида не сжатой подушкой горячего воздуха, а за счет неупругих ударов отдельных молекул. Спарроу получил правильную формулу для потока энергии, передаваемой метеороиду, однако, он ошибочно полагал, что вся энергия, получаемая метеорным телом, тут же переизлучается в пространство, и пытался, исходя из этого, подсчитать температуру поверхности метеороида. Заслугой Спарроу является введение понятия коэффициента аккомодации и вывод основной формулы метеорной физики — формулы потери массы.

Важный вклад в физическую теорию метеоров был сделан в 1934 г. У. Фишером [316], который получил соотношение между массой и скоростью метеороида в любой точке, исходя из того, что потеря массы пропор-

циональна притоку кинетической энергии от набегающих молекул; Фишер получил также зависимость скорости метеора от высоты.

В работах Спарроу и Фишера были заложены основы современной теории метеорных явлений. Но лишь в 1937 г. И. Хоппе [348] дал строгий вывод двух основных дифференциальных уравнений этой теории: уравнения торможения и уравнения потери массы с их интегрированием и анализом. Другой вывод этих уравнений предложил в 1938 г. Ф. Уиппл [488], попытавшийся теоретически оценить значения коэффициентов сопротивления и теплопередачи на основе теории столкновения молекул воздуха и метеороида. В теории Хоппе — Уиппла эти коэффициенты принимались постоянными.

Теория свечения метеоров была разработана в 1933—1937 гг. Э. Эпиком. В первой из его работ [421] были рассмотрены элементарные процессы (атомные столкновения), приводящие к излучению метеорной «кбмы», т. е. облака паров и нагретого воздуха, окружающего метеороид. Развита тогда Эпиком полуэмпирическая теория неупругих переходов при медленных столкновениях атомов сыграла в свое время большую роль в метеорной физике, позволив проследить зависимость светимости метеора от массы и скорости и обратив задачу, т. е. по определениям светимости и скорости метеора оценивать массу тела. Эта теория была значительно усовершенствована ее автором в 1955 г. [426] *).

В работе 1937 г. [422] Э. Эпик изложил приближенную теорию нагревания, плавления и испарения метеороида. Он рассмотрел в этой работе случай, когда маленькая метеорная частица способна проплавиться целиком, исследовал вопросы об устойчивости и дроблении образующихся капель, а также о сдувании расплавленной пленки с поверхности метеороида. Эпик исследовал загораживающее действие «кбмы» из метеорных паров и отраженных молекул воздуха, уменьшающих воздействие на тело ударов налетающих молекул, изучил связь получаемого метеороидом потока энергии с коэффициентом аккомодации и ряд других вопросов.

*) На русском языке теория Эпика подробно изложена в обзоре [43].

Основываясь на работе Эпика 1933 г. [421], И. Хоппе ввел в свою теорию третье основное уравнение метеорной физики — уравнение свечения, придав ему его современную форму.

Начиная с 1939 г. серия исследований процесса разогревания метеорного тела до начала интенсивного испарения, а также процессов загораживания отлетающими и испаряющимися молекулами, была выполнена Б. Ю. Левиным [145]. В частности, им была решена задача о нагревании невращающегося цилиндрического метеороида с плоской лобовой поверхностью. Лишь в 60-х годах в работах З. Цеплехи и В. Падевета [285], В. Н. Лебединца и Ю. И. Портнягина [139], В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [129] были решены более общие варианты этой задачи.

Большая серия работ по физической теории метеоров была выполнена в 1947—1955 гг. астрономами Гарвардской обсерватории Л. Яккиа, Ф. Уипплом, А. Куком, Р. Томасом и другими. Подробный обзор этих работ с их критикой можно найти в монографии Б. Ю. Левина [147]. Эта монография (точнее, ее первая часть) содержит систематическое изложение физической теории метеоров на середину 50-х годов, включая оригинальные результаты, полученные ее автором, и сравнение теории с наблюдениями.

Нужно заметить, однако что точных фотографических наблюдений, годных для сравнения с теорией, было тогда еще немного. Фотографирование метеоров в СССР, развертывавшееся в основном в Душанбе под руководством Л. А. Катасева [92, 93], использовалось главным образом для определения орбит метеоров, хотя в работах Н. Н. Сытинской 1935—1939 гг. [218, 219] была развита методика фотографической фотометрии метеоров и определения их фотометрических масс. В дальнейшем эти методы развивал в Душанбе В. И. Иваников. В 50-е годы фотографирование метеоров для получения их физических характеристик было организовано в Одессе под руководством В. П. Цесевича и Е. Н. Крамера и в Ашхабаде под руководством И. С. Астаповича. Обширный материал был накоплен к концу 50-х годов на Гарвардской обсерватории в США под руководством Л. Яккиа и Ф. Верниани. Систематические фотографические наблю-

дения метеоров в Чехословакии, сыгравшие такую важную роль впоследствии для развития теории, были начаты лишь в 1952 г. под руководством В. Гута и З. Цеpleхи.

В 1958 г. вышла книга Э. Эпика «Физика полета метеора в атмосфере» [428]. В этой монографии были подведены итоги исследованиям ее автора в области физики метеорных явлений за 25 лет. В отличие от монографии Б. Ю. Левина, книга Э. Эпика уделяет гораздо больше внимания физическому описанию процессов излучения метеора и абляции метеороида, зато процессы нагревания, загоразивания отлетающими и испаряющимися молекулами, торможения и потери массы описаны в ней гораздо более сжато. Обе монографии довольно удачно дополняют друг друга.

В 40-е годы, до систематического запуска высотных ракет, американские астрономы (Л. Яккиа и др.) использовали физическую теорию и фотографические наблюдения метеоров для определения параметров верхней атмосферы [349]. В СССР метеорный метод исследования атмосферы применялся еще в 30-е годы, но на основе визуальных наблюдений (И. С. Астапович, А. Б. Северный и др. [7, 191]), а в 1966 г. итоги применения этого метода подвел в своей монографии Л. А. Катасев [93].

В конце 40-х годов выяснилось, что массы метеоров, определяемые на основе уравнения торможения (динамические массы) в несколько раз меньше, чем массы, определяемые по фотометрической кривой метеора с помощью уравнений свечения и потери массы (фотометрические массы). Именно это обстоятельство заставило Э. Эпика ввести в 1955 г. гипотезу о «пылевых шариках», т. е. приписать части метеорных тел весьма рыхлое строение и низкую плотность [424]. Такое предположение не противоречило кометной природе большинства метеороидов.

Другой путь к объяснению «парадокса масс» состоял в учете процесса дробления метеороидов в полете, как предположили Л. Яккиа в 1955 г. [352] и Б. Ю. Левин в 1956 г. [147]. В самом деле, если метеороид дробится на несколько осколков, то по торможению мы определяем массы крупнейших из них (мелкие тормозятся сильнее и быстро отстают), тогда как фотометрические массы,

определяемые по скорости испарения, относятся к телу в целом или к сумме масс всех осколков, поскольку каждый из них дает вклад в испарение и свечение метеора. В 1961 г. Б. Ю. Левин [148] обратил внимание на то, что различные формы дробления по-разному влияют на фотометрическую кривую метеора. В дальнейшем этот вопрос был детально изучен А. Н. Симоненко [194, 465]. Различные механизмы дробления исследовались Дж. Джонсом и Т. Кайзером [356], Г. Алленом и Б. Болдуином [256], В. В. Бенюх [33], Е. Н. Крамером и А. К. Маркиной [120], В. А. Бронштэном [49] и др.

Вопросу о причинах расхождений динамических и фотометрических масс посвящена обширная литература, и он продолжает обсуждаться до сих пор [292, 430, 432].

Установление шкалы фотометрических масс требовало определения зависимости коэффициента светимости τ от скорости. Начиная с Ф. Уиппла [488] большинство исследователей принимало, что $\tau = \tau_0 v$. Эта модель, получившая наименование «модели А», была в 1965 г. подтверждена Ф. Верниани [479] на основании обработки 413 фотографических наблюдений метеоров. Однако Э. Эпик еще в 1955 г. пришел к выводу, что зависимость $\tau(v)$ имеет более сложный вид с максимумом в области сравнительно низких скоростей и спаданием в сторону больших скоростей по закону, близкому к $\tau \propto v^{-1}$ («модель В»). Эксперименты с искусственными метеорами [261] и лабораторные эксперименты с бомбардировкой метеорных атомов (или небольших твердых частиц) молекулами воздуха, проведенные в 60-х годах Д. Беккером и др. [272, 273, 465, 466], а также Ч. Сэведжем и А. Бойтноттом [275—277, 459, 460], подтвердили модель В. Переход к модели В потребует пересмотра шкалы масс метеороидов, на необходимость которого неоднократно указывал начиная с 1963 г. И. Н. Ковшун [103, 110, 111].

В середине 40-х годов начали быстро развиваться радиолокационные методы наблюдения метеоров, в первую очередь в СССР (И. С. Астапович, Б. Ю. Левин, П. О. Чечик) и в Англии (Дж. Хей, Т. Стюарт, Б. Ловелл, Дж. Клегг и др.). Это вызвало необходимость развития физической теории метеорной ионизации, основы которой были заложены в 1948 г. Н. Херлофсоном [343]. В даль-

нейшем эта теория была дополнена и усовершенствована работами Дж. Гринхоу [326], Т. Кайзера и Р. Клосса [357], Д. Мак-Кивли [393], П. Миллмана [398], Т. Кайзера [359], Ю. А. Ложилова [152], Е. И. Фиалко [238, 239], К. В. Костылева [119], Б. Л. Кащеева и В. Н. Лебединца [95], В. С. Тохтаева [227] и других исследователей.

Почти все перечисленные выше работы рассматривали движение сравнительно небольших тел (обычно менее 1 см) на высотах 80—120 км, где еще не формируется ударная волна и тело движется либо в свободно-молекулярном режиме обтекания, либо в режиме течения со скольжением (см. § 6). Анализ движения крупных тел в условиях непрерывного потока требовал применения формул газовой динамики, в частности, теории ударных волн. В 1931 г. П. Эпштейн [314] в рамках двумерной задачи рассчитал давление и температуру за фронтом ударной волны при метеорных скоростях. Спустя 11 лет Т. Стерне [470] получил решение для трехмерной задачи, причем было показано, что при скоростях в десятки километров в секунду ударные волны становятся настолько сильными, что нужно учитывать диссоциацию молекул, ионизацию атомов и излучение сжатого газа за фронтом ударной волны. К сожалению, обе эти работы прошли незамеченными. Совершенно независимо газодинамическое представление задачи дал в 1950 г. К. П. Станюкович [211], который рассмотрел движение метеороида и на верхнем участке пути (где основную роль играют удары отдельных молекул), и на нижнем (где формируется сильная ударная волна). В отличие от Т. Стерне, К. П. Станюкович рассматривает теплообмен ударной волны с телом, обращает внимание на решающую роль излучения в переносе тепла, рассчитывает процесс испарения и реактивный импульс испаряющихся молекул. Однако он анализировал процесс торможения, считая массу постоянной, что неправильно, поскольку относительная скорость потери массы почти всегда гораздо больше относительной потери скорости метеороида.

В 1960 г. К. П. Станюкович [212] дал более подробный анализ реактивного импульса отлетающих и испаряющихся молекул и теоретическую формулу для коэффициента сопротивления. Еще один оригинальный вывод

реактивного импульса через коэффициенты упругости столкновений был дан им в книге [25a].

В 1952 г. О. В. Добровольский [77] обратил внимание на то, что интенсивность испарения крупных тел при больших скоростях настолько велика, что расширяющиеся пары формируют так называемую абляционную квазицилиндрическую ударную волну, превышающую по интенсивности собственно баллистическую волну (которая образуется за счет механических возмущений даже при отсутствии испарения).

Несмотря на эти попытки применить газодинамический подход к изучению движения крупных тел, большинство исследований движения метеоритов в атмосфере производилось в 1946—1962 гг. на основе классической физической теории метеоров. Сюда относятся работы Б. Ю. Левина [446], В. Г. Фесенкова, изучавшего движение Сихотэ-Алинского метеорита [237], Р. Томаса и Ф. Уиппла по метеориту Гоба [473], В. А. Бронштэна по Тунгусскому [38] и Каалиярвскому [39] метеоритам. Хотя общие уравнения торможения и потери массы применимы к движению тел любых размеров, входящие в них коэффициенты сопротивления и теплопередачи не могут считаться постоянными, а их численные значения, даже для заданных условий полета и обтекания, не могут быть определены теоретически в общем виде, экспериментальные же данные относятся, как правило, к меньшим скоростям.

Вопросы, связанные с движением крупных метеоритных тел в атмосфере Земли, были рассмотрены в 1963 г. В. А. Бронштэном в монографии [44]. Значительное внимание в этой работе было уделено процессам диссоциации и ионизации за фронтом ударной волны и связанному с ними понижению температуры на фронте. Были рассмотрены три механизма переноса тепла к телу: конвективный перенос, излучение и электронная теплопроводность. Однако вклад излучения в случае движения в плотных слоях атмосферы (когда можно применять приближение лучистой теплопроводности) был в этой работе занижен на 1—2 порядка, что было впоследствии исправлено в американском издании той же книги [278].

Почти одновременно в США появился ряд работ, посвященных излучению болидов и абляции метеоритов.

Среди них следует отметить работу Г. Аллена и К. Иосикавы [257], в которой исследовались эффекты неравновесного излучения газовой шапки перед метеороидом и его влияния на коэффициент теплопередачи. Теория свечения применялась к фотометрическим наблюдениям яркого метеора и была сделана попытка проследить изменения коэффициента абляции σ в полете, а по нему — соотношение уноса массы плавлением и испарением.

Стремление получить это соотношение теоретически заставило А. Кука, Л. Яккиа и Р. Мак-Кроски провести в 1963 г. специальное теоретическое исследование абляции железных и каменных метеоритов [308, 309]. Выведенный А. Куком критерий способа абляции [308] требует для его вычисления знания теплофизических свойств метеороида, его размеров и коэффициента теплопередачи Λ .

Ряд интересных исследований движения крупных тел в атмосфере Земли с газодинамической точки зрения выполнил в 1963—1964 гг. Г. Олек [416—418]. В его работах рассматривались физические условия за фронтом головной ударной волны с учетом оптических свойств воздуха, нагретого до температур в десятки тысяч градусов.

Фотографирование полета метеорита Пршибрам в 1959 г., а затем организация сетей Службы ярких болидов в Чехословакии и США (позже к ним присоединились в Европе ФРГ и ГДР, а в Америке Канада, в 1979 г. начала работать болидная сеть из 14 станций в СССР), заставили теоретиков глубже изучить вопрос о применимости физической теории метеоров к крупным телам. Важные исследования в этом направлении выполнили З. Цеплеха и Р. Мак-Кроски [301, 386], пришедшие к выводу, что физическая теория метеоров применима и к болидам, но коэффициенты сопротивления, теплопередачи и абляции у них могут принимать иные значения, чем в случае обычных метеоров. Поэтому обработка фотографических наблюдений болидов Прерийной сети (США), которой руководил Р. Мак-Кроски, производилась на основе этой теории, со значениями коэффициента светимости, соответствующими модели А.

В ряде работ Я. Райхля также рассматривалась проблема движения крупных тел в атмосфере Земли.

В 1969 г. Я. Райхль ввел понятие о *слое взаимодействия*, образующемся перед метеороидом в переходном режиме от свободно-молекулярного до течения со скольжением и разрушающемся при сформировании ударной волны [445]. В этом слое и происходят взаимодействия испаряющихся метеорных атомов и отраженных молекул с набегаящими молекулами воздуха, развиваются такие процессы, как возбуждение, ионизация, диффузия.

Хотя спектрографирование метеоров производилось с конца прошлого века, однако до середины 60-х годов анализ метеорных спектров сводился в основном к отождествлению линий и к чисто качественным сопоставлениям их интенсивности. Лишь в 1964 г. З. Цеpleха [289] применил к анализу метеорных спектров метод кривых роста, в дальнейшем значительно им усовершенствованный [297]. Исследования З. Цеpleхи [299], Г. Харви [340], Г. Олеака [418] и других показали, что в метеорной коме даже ярких болидов термодинамическое равновесие отсутствует, температуры возбуждения, определяемые по линиям различных элементов, не равны друг другу и не равны ионизационной температуре, определяемой по отношению интенсивностей линий ион/атом и формуле Саха.

Количественный анализ метеорных спектров поставил перед исследователями целый ряд частных, но важных и интересных вопросов, как например, объяснение свечения в спектрах быстрых метеоров зеленой запрещенной линии кислорода 5577 \AA (работы Я. Холлидея [332], Я. Райхля [443], Д. Голта [322], У. Баггали [264]), природа аномального усиления линий H и K иона кальция в метеорных вспышках (работы Хофмана и Лонгмайра [346], Я. Райхля [447], В. А. Бронштэна [49]), объяснение свечения молекулярного иона азота у слабых метеоров и отсутствия его у ярких [164] и другие.

Проблема абляции метеороидов подверглась за последние 15 лет некоторому пересмотру. Еще в начале 50-х годов в работах по физической теории метеоров гарвардских астрономов (Ф. Уиппл, А. Кук, Р. Томас и др.) обсуждался вопрос о том, какой из двух конкурирующих механизмов: испарение или плавление и сдувание расплавленной пленки преобладает в процессе потери массы метеороидов. Подобный анализ этого вопроса Б. Ю. Ле-

виным [147] привел его к выводу о решающей роли испарения. В 1966 г. в работе В. Н. Лебединца и Ю. И. Портнягина [139] заново были рассмотрены условия полного расплавления мелких тел и дробления капель, причем было найдено, что этот процесс существует для железных метеороидов. В серии работ В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [129—132] была сделана попытка на основе решения уравнений теплового баланса и гидродинамики оплавливающейся поверхности метеороида получить количественное соотношение уноса массы за счет испарения и плавления (коэффициент газификации). Эту попытку нельзя признать удачной, поскольку температура испарения задавалась авторами произвольно, тогда как она должна была быть получена в ходе решения [49].

В этом обзоре мы постарались изложить не только историю развития физической теории метеоров, но и показать современные тенденции ее совершенствования. Каждая из проблем, по необходимости описанных здесь весьма кратко, будет значительно более подробно рассмотрена в следующих главах.

ПРОСТАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЕТЕОРОВ

§ 3. Основные уравнения

Простая физическая теория метеоров рассматривает торможение, потерю массы, свечение и ионизацию при движении в атмосфере единого, недробящегося тела (метеороида), причем коэффициенты сопротивления, теплопередачи, светимости и ионизации, входящие в основные уравнения, предполагаются постоянными. Степень обоснованности этих предположений будет рассмотрена ниже.

Первое из основных уравнений теории — уравнение торможения — исходит из предположения, что потеря количества движения метеороидом $M dv$ пропорциональна количеству движения набегающего потока воздуха. На миделево сечение S за время dt набегают масса $S \rho v dt$ со скоростью v . Таким образом, получаем уравнение

$$M \frac{dv}{dt} = - \Gamma S \rho v^2, \quad (3.1)$$

где Γ — коэффициент сопротивления, выражающий долю количества движения набегающего потока, переходящего в торможение тела. В аэродинамике для коэффициента сопротивления обычно используют обозначение c_x или c_D , причем $c_x = 2\Gamma$. Величина Γ может быть как меньше, так и больше единицы. Первый случай соответствует неполной передаче количества движения метеороиду (например, если часть набегающих молекул обтекает его), второй — заметному проявлению реактивного импульса молекул, отскакивающих от поверхности метеороида, а также испарившихся молекул самого метеороида.

Второе основное уравнение теории — уравнение потери массы — получается из предположения, что некоторая доля Λ кинетической энергии набегающего потока молекул, равной $\frac{1}{2} S \rho v^3$, затрачивается на абляцию (испа-

рение или плавление и сдувание) массы dM за время dt . Если Q — удельная теплота испарения или плавления вещества метеороида в энергетических единицах (включая энергию, которую нужно сообщить массе dM для ее нагревания от начальной температуры T_0 до температуры испарения или плавления), то уравнение потери массы будет иметь следующий вид:

$$\frac{dM}{dt} = -\Lambda \frac{S\rho v^3}{2Q}. \quad (3.2)$$

Коэффициент теплопередачи Λ или равен или меньше единицы, поскольку энергия, идущая на абляцию, не может превышать общей кинетической энергии набегающего потока молекул. Помимо энергии, затрачиваемой на нагревание и абляцию массы dM , часть энергии набегающих молекул идет на прогревание самого метеороида, часть переходит в излучение, расходуется на ионизацию атомов и молекул метеороида и воздуха, но наиболее значительная часть энергии уносится отлетающими молекулами воздуха и молекулами и атомами паров. Численные оценки будут приведены ниже.

Если рассматривать помимо этого еще и дробление метеороида, то нужно учесть долю энергии, идущей на сам процесс дробления (т. е. на разрушение механических связей отделяющихся частиц) и энергию, уносимую отделяющимися частицами.

Наличие всех этих видов затраты энергии и учитывается в уравнении (3.2) коэффициентом Λ .

Третье основное уравнение теории — уравнение свечения — выводится на основании установленного путем анализа метеорных спектров факта, что основной вклад в излучение метеора вносит свечение испарившихся метеорных атомов. Атмосферные линии и полосы, как правило, играют второстепенную роль, а свечением самой накаленной поверхности метеороида вообще можно пренебречь. Поэтому можно положить силу света метеора I пропорциональной кинетической энергии испарившейся за время dt массы dM :

$$I = \tau \left(-\frac{dM}{dt} \right) \frac{v^2}{2}, \quad (3.3)$$

где τ — коэффициент эффективности излучения, или, как

его часто называют, коэффициент светимости, который может, вообще говоря, зависеть от скорости, массы и состава метеороида.

Наконец, четвертое уравнение — уравнение метеорной ионизации — определяет количество α электронов, образующихся на единице длины пути метеора в результате взаимодействия испарившихся метеорных атомов с молекулами и атомами воздуха. Если β — среднее количество свободных электронов, образуемых в ходе столкновений с другими частицами одним метеорным атомом (коэффициент ионизации), то можно записать (m_a — средняя масса метеорного атома)

$$\alpha = - \frac{\beta}{m_a v} \left(\frac{dM}{dt} \right). \quad (3.4)$$

Как видно из (3.3) и (3.4), сила света метеора I и линейная электронная концентрация следа α пропорциональны скорости испарения, определяемой уравнением (3.2).

Поэтому из четырех приведенных уравнений главную роль играют первые два. Из величин, входящих в основные уравнения, плотность воздуха ρ определяется из модели атмосферы по значению высоты h данной точки метеора, скорость v и торможение $\frac{dv}{dt}$, а также сила света метеора I и линейная плотность электронов α могут быть непосредственно определены из наблюдений, величина Q более или менее известна из экспериментов и, к счастью, мало зависит от состава метеороидов (но зависит от вида абляции: испарения или уноса расплавленной пленки), средняя масса метеорного атома m_a определяется заданием состава метеороида. Коэффициенты Γ , Λ , τ и β подлежат определению, исходя из теоретических соображений или из экспериментов, а иногда и с привлечением данных наблюдений. Масса метеороида M получается из решения самих уравнений (3.1) или (3.3), поверхность миделя S заранее неизвестна и обычно приходится постулировать форму тела (чаще всего предполагая ее сферической).

Введем коэффициент формы метеороида A , который определим как отношение поверхности миделя тела S к

его объему в степени $2/3$:

$$A = \frac{S}{V^{2/3}}. \quad (3.5)$$

Для шара $A = \pi / \left(\frac{4}{3} \pi \right)^{2/3} = 1,21$, для куба $A = 1,00$, для цилиндра с длиной l , летящего торцом вперед, $A = \pi^{1/3} \left(\frac{r}{l} \right)^{2/3}$ и т. д.

Как будет показано далее, важна не только начальная форма метеороида, но и закон изменения ее в ходе абляции. Следуя Б. Ю. Левину [147], определим этот закон параметром изменения формы μ , входящим в выражение

$$\frac{S}{S_0} = \left(\frac{M}{M_0} \right)^\mu. \quad (3.6)$$

Очевидно, что если тело в процессе абляции остается подобным самому себе, то $\mu = 2/3$. Если мы имеем цилиндр или параллелепипед, испаряющийся с торца, то $\mu = 0$. Если это клин, теряющий массу с боковых граней, то $\mu = 1/2$. Однако в принципе возможны случаи и с $\mu < 0$, например, если под давлением набегающего потока тело сминается, сплющивается, так что, несмотря на потерю массы, его мидель растет. Чаще всего принимают (при том без каких-либо оговорок) $\mu = 2/3$, т. е. подобие формы тела самой себе.

Приступим к решению основных уравнений (3.1) и (3.2). Делим (3.2) на (3.1). Получим новое дифференциальное уравнение, связывающее изменение массы M и скорости v :

$$\frac{dM}{M} = \frac{\Lambda}{2\Gamma Q} v dv = \sigma v dv. \quad (3.7)$$

Здесь мы ввели очень важный параметр σ , который принято называть *параметром абляции*,

$$\sigma = \frac{\Lambda}{2\Gamma Q}. \quad (3.8)$$

Введем также обозначения

$$u_0 = \frac{1-\mu}{2} \sigma v_0^2, \quad u = \frac{1-\mu}{2} \sigma v^2, \quad (3.9)$$

где v_0 — скорость входа метеороида в атмосферу *), v — его скорость в рассматриваемой точке. Будем считать пока Γ , Λ , σ постоянными вдоль пути метеора, а также предполагать, что дробление отсутствует и масса M в уравнениях (3.1) и (3.2) имеет один и тот же смысл (при наличии дробления это не так). При этих предположениях решение уравнения (3.7) имеет вид

$$M = M_0 e^{\frac{\sigma}{2}(v^2 - v_0^2)}, \quad (3.10)$$

или

$$M = M_0 e^{-\frac{1}{1-\mu}(u_0 - u)}. \quad (3.11)$$

Перейдем к решению уравнения торможения (3.1). Подставляя (3.10) в (3.1), приведем его к виду

$$e^{\frac{\sigma}{2}(v^2 - v_0^2)} \frac{dv}{v} = -\frac{\Gamma S}{M_0} \rho v dt. \quad (3.12)$$

Подставим в (3.12) значение S из (3.6) и заменим дифференцирование по времени на дифференцирование по высоте с помощью соотношения

$$v dt = dl = \sec z \cdot dh, \quad (3.13)$$

где z — зенитное расстояние радианта метеора или, что то же самое, угол наклона его траектории к вертикали (кривизной траектории, как и ускорением силы тяжести, при метеорных скоростях можно пренебречь). Получим

$$e^{\frac{1-\mu}{2}\sigma(v^2 - v_0^2)} \frac{dv}{v} = -\frac{\Gamma S}{M} \rho(h) \sec z \cdot dh. \quad (3.14)$$

Для интегрирования в левой части сделаем замену переменных в соответствии с (3.9):

$$\int_{v_0}^v e^{\frac{1-\mu}{2}\sigma v^2} \frac{dv}{v} = \frac{1}{2} \int_{u_0}^u e^u \frac{du}{u} = \frac{1}{2} [\text{Ei}(u) - \text{Ei}(u_0)]. \quad (3.15)$$

*) Фактически мы можем регистрировать лишь скорость в точке начала метеора, но торможение на ненаблюдаемом начальном участке его пути настолько мало, что можно эти скорости не различать.

Здесь и далее $Ei(u)$ — интегрально-показательная функция, которая, по определению, равна

$$Ei(u) = \int_{-\infty}^u \frac{e^t}{t} dt. \quad (3.16)$$

Функция $Ei(u)$ — монотонно возрастающая функция u от $-\infty$ при $u \rightarrow 0$ до $+\infty$ при $u \rightarrow \infty$. При $u < 0,3725$ $Ei(u) < 0$. Таблицы функции $Ei(x)$ имеются, например, в [220].

Будем считать атмосферу на «метеорном участке» изотермической, а распределение плотности по высоте экспоненциальным в соответствии с барометрической формулой (H^* — шкала высот)

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-h/H^*}. \quad (3.17)$$

Тогда интеграл от плотности атмосферы в правой части выразится так:

$$\int_{h_1}^h \rho(h) dh = -\rho_0 H^* (e^{-h/H^*} - e^{-h_1/H^*}). \quad (3.18)$$

Заменим еще S_0 в формуле (3.14), введя коэффициент формы A согласно (3.5) и плотность метеороида δ , так что

$$S_0 = \frac{A M_0^{2/3}}{\delta^{2/3}} \quad (3.19)$$

Теперь, подставляя (3.15), (3.17), (3.18) и (3.19) в (3.14) и пренебрегая плотностью атмосферы в точке появления метеора $\rho(h_1)$, получим окончательно

$$e^{-u_0} [Ei(u_0) - Ei(u)] = \frac{2GA_0 H^* \rho_0 \sec z}{M_0^{1/3} \delta^{2/3}} e^{-h/H^*}. \quad (3.20)$$

Формулой (3.20) и выражается решение уравнений движения метеорного тела с переменной массой (3.1) и (3.2), но в предположении о постоянстве коэффициентов Γ , Λ , σ и параметра изменения формы μ , а также об отсутствии дробления. Впрочем, последнее предположение относится не ко всем видам дробления, а лишь к таким, при которых метеороид делится на осколки

сравнимой между собой массы, но заметно меньшей, чем его масса до дробления. Дробление путем отделения от главного тела мелких частиц с массой, много меньшей массы главного тела, не меняет хода рассуждений и сказывается лишь на фотометрической кривой метеора (см. ниже § 37).

Рассмотрим теперь распределение начальной кинетической энергии метеороида между ним самим, отлетающими молекулами воздуха и испарившимися молекулами [147]. Доля энергии, уносимая последними, равна

$$\eta_{\Pi} = \frac{2}{M_0 v_0^2} \int_0^{v_0} \frac{v^2}{2} dM = 1 - \frac{2}{\sigma v_0^2} \left(1 - e^{-\frac{\sigma v_0^2}{2}} \right). \quad (3.21)$$

Второй член в (3.21) выражает долю энергии, идущую на торможение метеороида от скорости v_0 до нуля. Она в свою очередь состоит из затрат на испарение ($\eta_{\text{м}}$) и энергии, сообщаемой отлетающим молекулам (η_0). Между ними имеет место очевидное соотношение

$$\frac{\eta_{\text{м}}}{\eta_{\text{м}} + \eta_0} = \frac{Q dM}{M v dv} = Q \sigma = \frac{\Lambda}{2\Gamma}, \quad (3.22)$$

откуда получаем

$$\eta_{\text{м}} = \frac{2Q}{v_0^2} \left(1 - e^{-\frac{\sigma v_0^2}{2}} \right); \quad \eta_0 = \frac{2(1 - Q\sigma)}{\sigma v_0^2} \left(1 - e^{-\frac{\sigma v_0^2}{2}} \right). \quad (3.23)$$

Полагая $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, $\sigma = 2 \cdot 10^{-12}$ с²/см², получим следующие значения η_{Π} , η_0 и $\eta_{\text{м}}$ для трех значений v_0 :

v_0	15	30	60 км/с
η_{Π}	0,60	0,89	0,972
η_0	0,33	0,093	0,023
$\eta_{\text{м}}$	0,07	0,018	0,004

Таким образом, мы видим, что испаряющиеся молекулы уносят с собой основную долю энергии метеороида, а на долю отлетающих молекул приходится в несколько раз больше энергии, чем идет на испарение. Лишь при $\sigma \approx 6 \cdot 10^{-12}$ с²/см² эти доли уравниваются (для этого необходимо выполнение условия $\Lambda = \Gamma$).

Уравнения свечения (3.3) и ионизации (3.4) будут подробно рассмотрены соответственно в § 20 и 27. А сейчас остановимся на некоторых замечательных свойствах формулы (3.20).

§ 4. Автомодельность задачи о движении и абляции метеороида

Исследуем более подробно формулу (3.20). Обозначим постоянный множитель в ее правой части через K :

$$K = \frac{2GA_0H^*\rho_0 \sec z}{M_0^{1/3}\delta^{2/3}}. \quad (4.1)$$

Как нетрудно убедиться, K — величина безразмерная*). Входящие в нее величины H^* , ρ_0 известны, z определяется из наблюдений, A_0 обычно принимается равной соответствующему значению для шара, величина Γ заключена, как правило, в весьма узких пределах (см. § 7). Таким образом, параметр K зависит в основном от трех параметров метеороида: его начальной массы, плотности и угла входа z .

С учетом (4.1) формула (3.20) перепишется в виде

$$e^{-u_0} [\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u)] = Ke^{-h/H^*}. \quad (4.2)$$

Параметр u_0 , как мы уже могли убедиться из сравнения формул (3.8) и (3.9), тоже величина безразмерная. Она является комбинацией трех величин: начальной скорости метеора v_0 , параметра абляции σ и параметра изменения формы μ . Если σ и μ фиксированы и постоянны, то u_0 определяется только значением v_0 . Из формулы (4.2) следует, что изменение скорости метеороида v (входящей через переменную u) в функции высоты h , т. е. процесс торможения метеороида, определяется двумя безразмерными параметрами u_0 и K . При этом вид кривой $v(h)$ зависит только от u_0 , а ее нуль-пункт, т. е. привязка к определенным значениям высоты h , только от K .

Нетрудно убедиться на основании формулы (3.11), что и ход потери массы, точнее, изменение величины M/M_0

*) В работах автора книги [39, 41, 50] величина K обозначалась буквой M .

с высотой определяется также этими двумя параметрами. Таким образом, вся задача о движении и потере массы

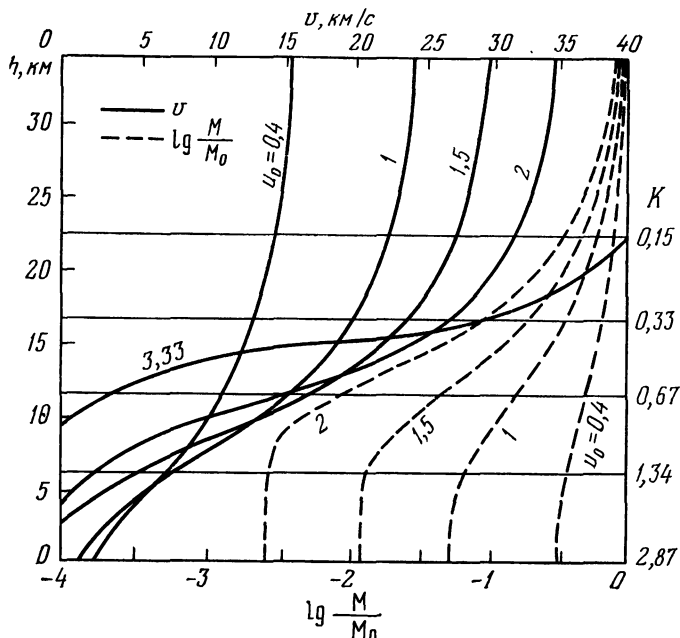


Рис. 1. Изменение скорости и относительной массы метеороида с высотой при различных значениях параметра u_0 .

метеороида является автомодельной. На это свойство основных уравнений задачи впервые было указано в работе В. А. Бронштэна в 1961 г. [38] *).

На рис. 1 изображены кривые изменения скорости и относительной массы метеороида (интегральные кривые) для различных значений параметра u_0 . Горизонтальные прямые соответствуют положениям уровня земной поверхности ($h = 0$) при различных значениях параметра K . Шкала высот слева относится к значению $K = 2,87$.

*) На независимость формы кривой торможения от начального радиуса метеороида указал Б. Ю. Левин [147] в 1956 г.

Если принять $\mu = 2/3$ и $\sigma = 10^{-12} \text{ с}^2/\text{см}^2$, то значения u_0 можно следующим образом перевести в значения v_0 :

u_0	0,2	0,5	1,0	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9
$v_0, \text{ км/с}$	11,0	17,4	24,5	30,0	34,6	42,5	49,0	55,0	60,0	65,0	69,3	73,6

Для других значений σ и μ составление такой же таблички не представляет труда. В соответствии с формулой (3.9) все значения v_0 должны быть умножены на $10^{-6}/[3\sigma(1-\mu)]^{1/2}$.

Из сказанного выше и из рис. 1 следует, что два метеороида, вошедшие в атмосферу с одинаковыми u_0 , но отличающиеся массой, или плотностью, или углом входа, будут тормозиться и терять массу по одному закону, но соответствующие интегральные кривые будут сдвинуты одна относительно другой на величину Δh . Рассчитаем эту величину.

Логарифмируя (4.2), найдем высоту h , на которой осуществляется торможение от начальной скорости v_0 до некоторой заданной скорости $v_* < v_0$, которой соответствует определенное значение u_* :

$$h = -H^* \ln \left\{ \frac{e^{-u_0}}{K} [\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u_*)] \right\}. \quad (4.3)$$

Согласно формуле (3.11) заданному сочетанию u_0 и u_* соответствует и вполне определенное отношение M/M_0 . Мы можем исходить и непосредственно из этого отношения, преобразовав (3.11) к виду

$$u_* = u_0 + (1 - \mu) \ln \frac{M}{M_0}, \quad (4.4)$$

и подставив полученное u_* в формулу (4.3). Как нетрудно убедиться, при заданных u_0 и u_* (или u_0 и M/M_0) соответствующая значению u_* высота h зависит только от K . Двум значениям K_1 и K_2 соответствует следующая разность высот:

$$\Delta h = h_1 - h_2 = H^* \ln \frac{K_1}{K_2}. \quad (4.5)$$

Для высот 80—100 км $H^* \approx 6$ км. Поскольку начальная масса метеороида входит в K в степени $-1/3$, для двух

метеороидов, различающихся по M_0 вдвое, разность высот, на которых будет достигнуто то же отношение M/M_0 , составит примерно 1,4 км (более крупный достигнет этого отношения на 1,4 км ниже). Такой же результат будет для двух тел, различающихся в $\sqrt{2}$ раз по плотности или в $\sqrt[3]{2}$ раз по $\cos z$ (более плотное тело или тело, летящее более отвесно, потеряет ту же долю массы ниже).

Для крупных, метеоритообразующих тел можно считать их скорость и массу в момент достижения земной поверхности. Для этого положим в (4.3) $h = 0$:

$$e^{-u_0} [\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u_K)] = K. \quad (4.6)$$

Из (4.4) и (4.6) найдем конечную массу M_K :

$$M_K = M_0 \left\{ \frac{Ke^{u_K}}{[\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u_K)]} \right\}^{\frac{1}{1-\mu}} = Me^{-\frac{1}{1-\mu}(u_0 - u_K)}, \quad (4.7)$$

где u_K — значение u при $h = 0$, получаемое непосредственно из (4.6).

Покажем теперь, следуя работе [50], что при заданных u_0 и u_K начальная масса M_0 и конечная масса метеорита определяются однозначно. Обозначим для краткости $\Delta E = \text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u_K)$ и учтем, что согласно (4.6) у поверхности Земли

$$\frac{Ke^{u_0}}{\Delta E} = 1. \quad (4.8)$$

Введем теперь обозначение

$$k = M_0 K^3 = [2GA\rho_0 H^* \delta^{-2/3} \sec z]^3. \quad (4.9)$$

Из (4.8) и (4.9) находим M_0 :

$$M_0 = k \left[\frac{e^{u_0}}{\Delta E} \right]^3. \quad (4.10)$$

Из (3.11) и (4.10) получаем выражение для M_K :

$$M_K = k \left[\frac{e^{u_0}}{\Delta E} \right]^3 e^{-\frac{1}{1-\mu}(u_0 - u_K)}. \quad (4.11)$$

Обозначим для удобства

$$f(u_K, u_0) = \left[\frac{e^{u_0}}{\Delta E} \right]^3 e^{-\frac{1}{1-\mu}(u_0 - u_K)}. \quad (4.12)$$

Тогда получим окончательно

$$M_K = k \cdot f(u_K, u_0). \quad (4.13)$$

Параметр k , в отличие от K , не содержит начальной массы M_0 , а зависит только от плотности метеорита, угла входа и коэффициентов формы и сопротивления. Функция $f(u_K, u_0)$ зависит только от начальной и конечной скоростей метеорита, показателя закона изменения его формы μ и коэффициента абляции σ . Таким образом, действительно, как M_0 , так и M_K полностью определяются перечисленными выше параметрами.

Физический смысл этого обстоятельства нетрудно понять с помощью рис. 1. Если задано u_0 , то, в соответствии со сказанным выше, заданы интегральные кривые торможения и потери массы. Задавая u_K , мы тем самым фиксируем точку на кривой $u(h)$, определяющую нуль-пункт шкалы высот, а значит, и величину параметра K , и входящую в него начальную массу M_0 . Значения u_0 и K определяют M_K/M_0 , а тем самым и M_K .

Приравняв наиболее вероятные значения параметра $\mu = 2/3$, $\Gamma = 0,5$, $A = 1,21$, подставив в (6.9) $\rho_0 = 1,25 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $H^* = 8 \cdot 10^5$ см, найдем, что $k = 1,8 \cdot 10^9 \delta^{-2} \text{ sec}^3 z$. Учитывая, что $\delta^{-2/3}$ имеет пределы от 0,25 ($\delta = 8$ г/см³, железные метеориты) до 0,54 ($\delta = 2,5$ г/см³, углистые хондриты), а $\text{sec } z$ для $0 \leq z \leq 80^\circ$ может изменяться от 1,0 до 5,8, можно убедиться, что $2,8 \cdot 10^7 \leq k \leq 5,6 \cdot 10^{10}$. В системе СГС будем иметь

$$M_K = 2 \cdot 10^9 \delta^{-2} \text{ sec}^3 z \cdot f(u_K, u_0). \quad (4.14)$$

Рассмотрим теперь поведение функции $f(u_K, u_0)$. Поскольку $Ei(u_K)$ монотонно возрастает с ростом u_K , нетрудно показать, что $f(u_K, u_0)$ (а значит, и M_K) — монотонно возрастающая функция u_K и, следовательно, конечной скорости v_K . Поведение $f(u_K, u_0)$ в зависимости от u_0 определяется значением μ . Если $\mu = 2/3$, экспоненциальный множитель вида e^{au_0} исчезает и тогда $f(u_K, u_0)$ — монотонно убывающая функция от u_0 . Если же $\mu < 2/3$, то $f(u_K, u_0)$ имеет минимум при каком-то значении u_0 , тем меньшем, чем меньше u_K .

На рис. 2 приведены значения $\lg f(u_K, u_0)$ для различных v , v_0 и μ . Функция $f(u_K, u_0)$ очень сильно зависит от u_K : при возрастании u_K на порядок $f(u_K, u_0)$ растет на

1—2 порядка (а при малых u_k и более). Довольно быстрый рост $f(u_k, u_0)$, а с ней и конечной массы, с ростом v_k отражает то обстоятельство, что большая масса испытывает меньшее торможение и наоборот. Конечная масса

M_k при заданной скорости v_k не зависит от начальной скорости v_0 . Зато конечная масса, будучи пропорциональна $f(u_k, u_0)$, в сильной степени зависит от v_k и с приближением ее к v_0 стремится к бесконечности. Это означает, что пролететь сквозь атмосферу, не испытав заметного торможения, может лишь бесконечно большая масса.

Для исследователей метеоритов и метеоритных кратеров может представлять интерес определение минимальной массы, могущей достичь земной поверхности с заданной скоростью v_k (определяемой хотя бы по степени разрушений). Для решения этой задачи изучим поведение функции

$$\Phi(u_0) = \frac{k^{1/3} e^{u_0}}{M_0^{1/3}} + \text{Ei}(u_0) = \text{Ei}(u_k). \quad (4.15)$$

Функция $\Phi(u_0)$ при некотором значении u_0 проходит через минимум (иначе говоря, u_k и v_k в этой точке достигают максимума). Чтобы найти условие для Φ_{\min} , вычислим производную $\frac{d\Phi}{du_0}$ и

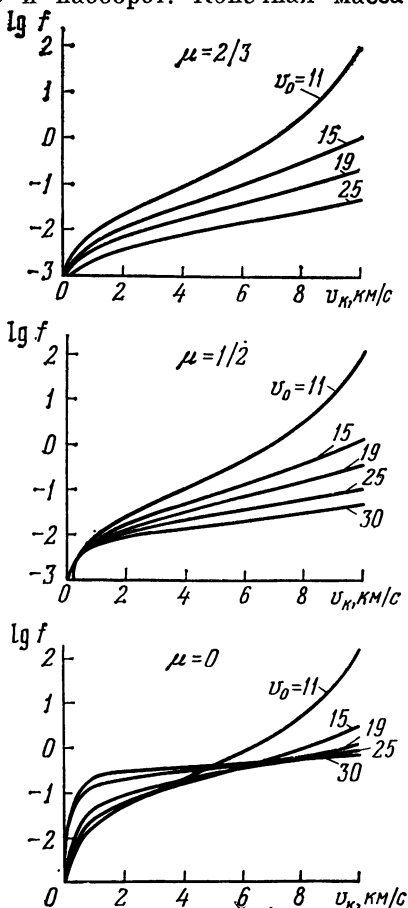


Рис. 2. Значения $f(u_0, u_k)$ для различных μ , v_0 и v_k .

приравняем ее нулю. Тогда искомое условие запишется в виде

$$u_0 e^{2u_0} = \left(\frac{M_0}{k}\right)^{1/3}. \quad (4.16)$$

На рис. 3 представлен ход v_k по аргументу v_0 для различных значений M_0 . С ростом M_0 положение максимума v_k смещается в сторону больших v_0 .

Наличие максимума на кривой $v_k = \varphi(v_0, M_0)$ объясняется следующим образом. При малых v_0 с ростом v_0 растет и v_k , лишь немного отставая от v_0 , поскольку при малых скоростях торможение невелико. Но с переходом к большим скоростям торможение (пропорциональное квадрату скорости) приводит к тому, что рост v_k прекращается и сменяется убыванием. Качественно эта

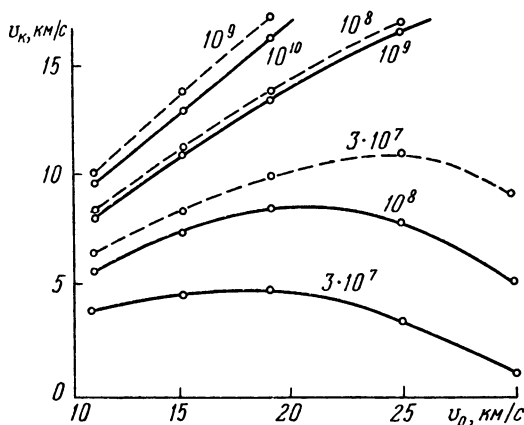


Рис. 3. Скорость v_k в функции начальной скорости v_0 и начальной массы M_0 (значения M_0 — в граммах) для каменных (сплошные линии) и железных метеороидов (прерывистые линии).

картина показана на рис. 4. Смещение максимума с ростом M_0 объясняется тем, что большие массы тормозятся слабее.

Теперь обратим задачу: будем считать v_k фиксированным и изучим поведение M_0 в функции v_0 . Беря производную правой части (4.10) по u_0 и приравняв ее

нулю, получаем условие минимума M_0 :

$$\text{Ei}(u) = \frac{e^{-u_0}}{u_0} + \text{Ei}(u_0). \quad (4.17)$$

То же самое получится, если мы потребуем одновременного выполнения равенств (4.15) и (4.16), т. е. чтобы максимальная для данного M_0 скорость удара равнялась заданному значению v_k .

Эффект минимума M_0 объясняется аналогично максимуму v_k . При $v_0 = v_k$ торможение равно нулю, а это возможно лишь для бесконечно большой массы. Поэтому при $v_0 \rightarrow v_k$, $M_0 \rightarrow \infty$. По мере увеличения v_0 торможение растет, а масса, способная затормозиться от заданной начальной скорости v_0 до заданной конечной скорости v_k , снижается. Но дальше будет все быстрее расти потеря массы, в соответствии с формулой (3.11). А поскольку конечная масса M_k , достигающая Земли с заданной скоростью v_k , не зависит, как мы видели, от M_0 , а только от v_k и v_0 , M_0 с дальнейшим ростом v_0 будет тоже расти.

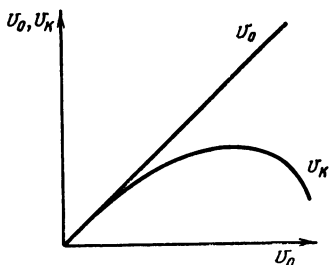


Рис. 4. Качественная картина изменения начальной и конечной скоростей метеороида с ростом v_0 .

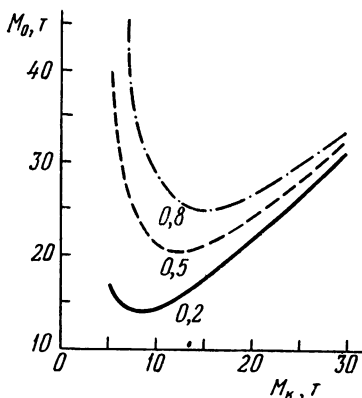


Рис. 5. Зависимость начальной массы метеороида от конечной массы M_k для различных значений $\sigma \cdot 10^{12}$ (указаны около кривых) при $\mu = 2/3$ (по Ренарду и Кассиди).

Подобный эффект (наличие минимума M_0 , выраженного в функции M_k) обнаружили ранее М. Ренард и У. Кассиди [450], изучавшие условия образования метеоритного кратера № 9 в Кампо дель Сиело (Аргентина).

В их расчете варьировался параметр σ , что равносильно вариации u_0 . С увеличением σ минимум на кривой M_0 (рис. 5) смещается в сторону больших M_k , т. е. меньших v_0 (это с очевидностью следует из (4.17) и определения u_0). При этом само значение M_0^{\min} возрастает, что столь же очевидно следует из (4.16).

Весь приведенный выше анализ может быть применен не только к метеоритам, достигающим поверхности Земли, но и к обычным метеорам, если их можно полагать недробящимися в том смысле, как это было оговорено на стр. 30. В этом случае нужно лишь отсчет высот вести не от поверхности, а от той точки, где мы измеряем v_k . Если обозначить высоту этой точки через h_k , то в формулу (4.9) вместо ρ_0 нужно подставлять $\rho_k = \rho(h_k)$.

§ 5. Задача о движении метеороида при переменности коэффициентов

В § 3 был рассмотрен случай, когда при решении уравнений (3.1) и (3.2) входящие в них коэффициенты Γ , Λ , σ , μ принимаются постоянными. В § 4 было показано, что в этом случае общая задача о движении метеороида будет автомодельной.

Если же коэффициенты Γ , Λ , σ , μ изменяются вдоль пути метеороида, задача не будет автомодельной. Некоторые частные случаи этой задачи с переменными коэффициентами были рассмотрены и решены Б. Ю. Левиным [147]. Ниже мы рассмотрим самый общий случай этой задачи с переменными коэффициентами.

Попытка решить такую задачу была предпринята в 1964 г. Ф. Грантом [324a] в работе, посвященной движению космического аппарата в условиях сильной потери массы. Постановка задачи близка к применяемой в физической теории метеоров, а метод Гранта представляет интерес, поэтому мы изложим его здесь.

Будем выражать все переменные величины в функции безразмерного параметра уменьшения размеров метеороида x . Этот параметр для сферы равен отношению текущего радиуса R к начальному R_0 , для цилиндра и усеченного конуса — отношению текущей длины (высоты) l

к начальной l_0 и т. д. Можно, таким образом, принять

$$\kappa = \left(\frac{M}{M_0} \right)^\alpha, \quad \alpha \leq 1. \quad (5.1)$$

Поскольку в экспоненциальной изотермической атмосфере на основании (3.13) и (3.17)

$$d\rho = \frac{\rho v}{H^* \sec z} dt, \quad (5.2)$$

можно представить уравнение (3.1) в форме

$$\frac{dv}{d\rho} = -f(\kappa) v, \quad (5.3)$$

где $f(\kappa)$ — баллистическая функция, равная

$$f(\kappa) = \Gamma \frac{S}{M} H^* \sec z. \quad (5.4)$$

Преобразуя далее с помощью (5.1), (5.2) и (3.6) уравнение (3.2), получим вместо него

$$\frac{d\kappa}{d\rho} = -g(\kappa) v^2, \quad (5.5)$$

где $g(\kappa)$ — функция нагрева, равная

$$g(\kappa) = \Lambda \frac{\alpha A_0 H^* \sec z}{2QM_0^{1/3} \delta^{2/3}} \kappa^{(\alpha+\mu-1)/\alpha}. \quad (5.6)$$

Для большинства тел $\alpha = 1 - \mu$, поэтому показатель степени при κ в (5.6) равен нулю и этот множитель можно считать тождественно равным единице. Дифференцируя (5.5) по ρ , с учетом (5.3) получим

$$\kappa'' + 2f(\kappa) \kappa' - \frac{g'(\kappa)}{g(\kappa)} \kappa'^2 = 0. \quad (5.7)$$

Это — основное уравнение теории Гранта, объединяющее оба уравнения физической теории метеоров (3.1) и (3.2). К сожалению, Грант не получил его общего решения, а начал вводить разного рода упрощения, чем свел на нет все преимущества своей постановки задачи. Между тем уравнение (5.7) решается до конца без всяких упрощений с помощью подстановки

$$p(\kappa) = \kappa'(\rho). \quad (5.8)$$

Тогда вместо (5.7) будем иметь

$$pp' + G(\kappa)p^2 + 2f(\kappa)p = 0; \quad G(\kappa) = -\frac{g'(\kappa)}{g(\kappa)}. \quad (5.9)$$

Решение $p = 0$ соответствует $\kappa(\rho) = \text{const}$, т. е. отсутствию абляции. Оно нас не интересует, поэтому можно считать $p \neq 0$ и разделить (5.9) на p . Получим линейное уравнение первого порядка

$$p' + G(\kappa)p + 2f(\kappa) = 0, \quad (5.10)$$

решение которого имеет вид

$$p = e^{-\Phi} \left(p_0 - 2 \int_{\kappa_0}^{\kappa} f(\kappa) e^{\Phi} d\kappa \right), \quad (5.11)$$

где p_0 — значение p при $\kappa = \kappa_0$ и

$$\Phi(\kappa) = \int_{\kappa_0}^{\kappa} G(\kappa) d\kappa. \quad (5.12)$$

Подставляя в (5.12) значение $G(\kappa)$ из (5.9), получим

$$\Phi(\kappa) = \ln \frac{g(\kappa_0)}{g(\kappa)}, \quad e^{\Phi} = \frac{g(\kappa_0)}{g(\kappa)}. \quad (5.13)$$

Не нарушая общности, мы можем принять $\kappa_0 = 1$ (момент начала испарения); тогда $p_0 = 0$, $\frac{g(\kappa)}{g(\kappa_0)} = \Lambda(\kappa)$, и с учетом (5.4) получим

$$p = 2H^* \sec z \Lambda(\kappa) \int_{\kappa}^1 \frac{\Gamma(\kappa)}{\Lambda(\kappa)} \cdot \frac{S}{M} d\kappa. \quad (5.14)$$

Заменим в (5.14) под знаком интеграла Γ/Λ на $(2Q\sigma)^{-1}$, а S/M по формуле (3.6); тогда с учетом (5.1) получим (помня, что $\alpha = 1 - \mu$)

$$p = \frac{A_0 H^* \sec z}{Q \delta^{2/3} M_0^{1/3}} \Lambda(\kappa) \int_{\kappa}^1 \frac{d\kappa}{\kappa \sigma(\kappa)}. \quad (5.15)$$

Таким образом, если функции $\Lambda(\kappa)$ и $\sigma(\kappa)$ нам заданы или известны, мы можем по формуле (5.15) найти

$p(\kappa) = \frac{d\kappa}{d\rho}$ для любой точки траектории метеороида и рассчитать потерю им массы вдоль пути, в соответствии с формулой (5.1), по формуле

$$\frac{dM}{d\rho} = \frac{M_0}{\alpha} \kappa^{(1-\alpha)/\alpha} p. \quad (5.16)$$

Торможение рассчитывается по формуле (5.3), в которой мы в соответствии с (5.1) и (3.6) полагаем

$$f(\kappa) = \Gamma \frac{A_0 H^* \sec z}{M_0^{1/3} \delta^{2/3}} \kappa^{-1}, \quad (5.17)$$

причем Γ находится по известным Λ и σ .

Рассмотрим теперь другой метод решения общей задачи движения метеороида с переменными коэффициентами, разработанный автором книги [55]. В этом методе предполагается, что коэффициенты Γ , Λ и σ зависят известным образом от аргумента

$$\bar{x} = \frac{1-\mu}{1-\mu_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 = \frac{u}{\mu_0}, \quad (5.18)$$

который в случае $\mu = \text{const}$ равен просто

$$x = \left(\frac{v}{v_0} \right)^2. \quad (5.19)$$

Тогда, полагая $\sigma = \sigma(x)$, получим вместо (3.10)

$$\ln \frac{M}{M_0} = \frac{v_0^2}{2} \int_1^x \sigma(\xi) d\xi = \frac{v_0^2}{2} \Sigma(x), \quad (5.20)$$

где ξ — переменная интегрирования и

$$\Sigma(x) = \int_1^x \sigma(\xi) d\xi. \quad (5.21)$$

Но из (5.20) следует также

$$\Sigma(x) = \frac{2}{v_0^2} \ln \frac{M}{M_0}, \quad (5.22)$$

и, значит, функцию $\Sigma(x)$ можно определять из наблюдений по известным M/M_0 , v_0 и v (последнее нужно для

определения аргумента x). Если же имеется разумный способ задать $\Gamma(x)$ и $\Lambda(x)$ или $\Gamma(M/M_0)$ и $\Lambda(M/M_0)$, то можно аппроксимировать $\Sigma(x)$ и сравнить ее с данными наблюдений. Из (5.21) следует, что

$$\sigma(x) = \frac{d\Sigma}{dx}. \quad (5.23)$$

С помощью (5.23) можно определять $\sigma(x)$ из наблюдений. Найдем теперь решение уравнения торможения. Полагая $\Gamma(x) = \Gamma_0 \gamma(x)$ и учитывая (5.20), получим вместо (3.20)

$$\int_1^x \frac{\exp \left[\frac{1-\mu}{2} v_0^2 \Sigma(\xi) \right] d\xi}{\xi \gamma(\xi)} = - \frac{2\Gamma_0 A_0 H^* \rho_0 \sec z}{M_0^{1/3} \delta^{2/3}} e^{-h/H^*}. \quad (5.24)$$

Введя обозначение

$$\Psi(x) = \int_1^x \frac{\exp \left[\frac{1-\mu}{2} v_0^2 \Sigma(\xi) \right] d\xi}{\xi \gamma(\xi)}, \quad (5.25)$$

получим окончательно решение (3.1) в виде

$$\Psi(x) = -K_0 e^{-h/H^*}, \quad (5.26)$$

где K_0 выражается формулой (4.1) с подстановкой в нее Γ_0 вместо Γ . Поскольку, в отличие от K , $K_0 = \text{const}$, ход функции $\Psi(x)$ нам известен с точностью до постоянного множителя (некоторую неопределенность создает незнание A_0 и δ метеороида). А так как в подынтегральном выражении (5.25) все величины, кроме μ и $\gamma(\xi)$, известны, то можно, задав некоторое μ , получить из наблюдений также функцию

$$\gamma(x) = \left(\frac{M}{M_0} \right)^{1-\mu} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{-2} \left(\frac{d\Psi}{dx} \right)^{-1}. \quad (5.27)$$

Может показаться, что аргумент x неудобен для задания функций $\sigma(x)$ и $\gamma(x)$, поскольку он заранее неизвестен, а наоборот, должен быть определен в ходе решения. Покажем, как можно «привязать» величину x к шкале высот. Перепишем формулу (4.2) в следующем

виде:

$$\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u) = Ke^{u_0 - \frac{h}{H^*}}. \quad (5.28)$$

Воспользовавшись разложением интегральной показательной функции в ряд [220], получим

$$\ln \frac{u}{u_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u_0^n - u^n}{n! n} = Ke^{u_0 - \frac{h}{H^*}}. \quad (5.29)$$

Если торможение еще невелико (это справедливо на большей части пути метеора), то $1 - x \ll 1$, и можно положить $\ln x \approx x - 1$. Кроме того, в этом случае

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{u_0^n - u^n}{n! n} \approx \left(1 - \frac{u}{u_0}\right)(e^{u_0} - 1). \quad (5.30)$$

Подставляя (5.29) и (5.30) в (5.28), получим

$$x = \frac{u}{u_0} = 1 - Ke^{-h/H^*}. \quad (5.31)$$

Формула (5.31), как показывает ее применение к наблюдательному материалу [55], дает результат, отличающийся от даваемого формулой (5.20) на $10^{-5} - 10^{-3}$ до значений $x = 0,95$ и на 10^{-2} (1%) до $x = 0,80$. Простота формулы (5.31) заставляет рекомендовать ее для использования хотя бы до $x = 0,9$.

Если бы можно было положить $\Gamma = \text{const}$, то мы получили бы $K = K_0$ и из сравнения (5.26) и (5.31) простое соотношение

$$\Psi(x) = x - 1. \quad (5.32)$$

Это соотношение приближенно выполняется для ярких болидов на значительном участке их траектории в диапазоне трех порядков величины $1 - x$ (от 10^{-3} до 1), как можно видеть из рис. 6.

Практически величину x для заданной высоты h находим так. Пусть x' — величина, определяемая формулой (5.31), но с заменой K на K_0 (т. е. в предположении $\Gamma = \text{const}$):

$$x' = 1 - K_0 e^{-h/H^*}. \quad (5.33)$$

Пусть теперь нам задана функция $\gamma(x)$. Определяем x' из (5.33) и находим $\gamma(x')$, подставив которую в (4.1), получим K_1 (первое приближение для K), а из (5.31) —

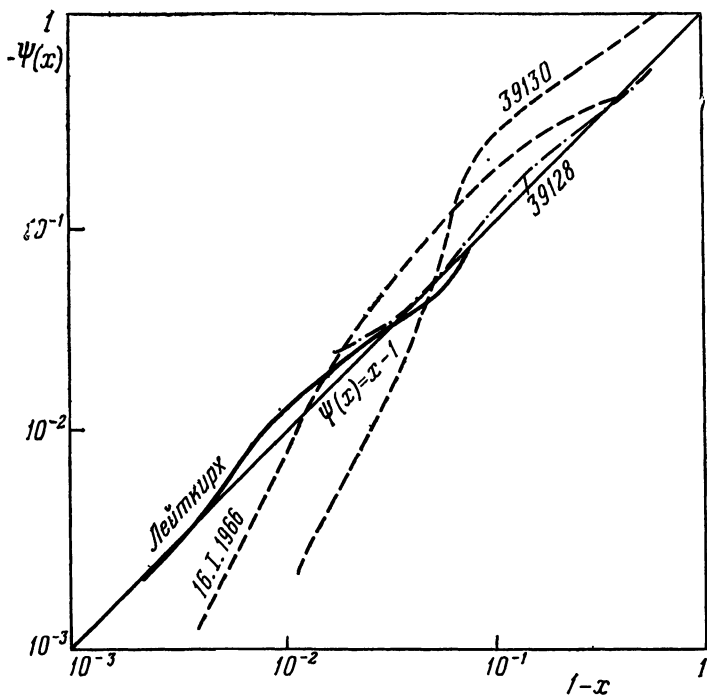


Рис. 6. Функция $\Psi(x)$ для ярких болидов.

x_1 (первое приближение для x). Повторяя итерации, мы быстро найдем x для заданного h .

Применение формул этого параграфа к наблюдательному материалу содержится в работе [55].

§ 6. Режимы обтекания

Любое тело, движущееся с гиперзвуковой скоростью в некоторой среде (в данном случае — в воздухе), может по-разному обтекаться набегающим потоком, иначе говоря, оно будет двигаться в различных режимах обтекания.

Современную классификацию гиперзвуковых режимов обтекания предложил в 1946 г. Х. Тзян (Цянь Сюэсэнь) [475]. В дальнейшем эта классификация подверглась уточнению и развитию в работах [266, 462] и других.

Основным параметром при классификации режимов обтекания служит число Кнудсена Kn , равное отношению длины свободного пробега молекул потока l_∞ к характерному размеру тела L .

Но вопрос о выборе числа Кнудсена для расчета условий обтекания метеороида тоже не так прост, как может показаться вначале. Можно выделить восемь (!) различных длин свободного пробега вблизи тела, в зависимости от того, какие молекулы и в какой системе отсчета мы будем рассматривать [437]. Именно, присваивая налетающим молекулам индекс i , а отраженным (или испарившимся) индекс r и показывая двойными индексами взаимодействие каких молекул мы рассматриваем, мы будем иметь длины свободного пробега l_{ii} , l_{ir} , l_{ri} , l_{rr} в системе отсчета, связанной с телом, и l'_{ii} , l'_{ir} , l'_{ri} , l'_{rr} в системе отсчета, связанной с газом. В таблицах строения атмосферы приводится обычно длина пробега

$$l_\infty \equiv l'_{ii} = \frac{1}{\sqrt{2}n_i\sigma_0}. \quad (6.1)$$

Между тем условия обтекания тела метеороида определяются длиной пробега отраженных (испарившихся) молекул по отношению к пабегающим в системе, связанной с телом [41, 266]:

$$l_r \equiv l_{ri} = \frac{\bar{v}_r}{n_i v_\infty \sigma_0}, \quad (6.2)$$

где v_∞ , n_i — скорость и концентрация молекул в набегающем потоке, σ_0 — эффективное сечение столкновения. Соотношение между l_r и l_∞ , а также между соответствующими числами Кнудсена, можно записать в виде

$$\frac{l_r}{l_\infty} = \frac{Kn_r}{Kn_\infty} = \frac{\bar{v}_r \sqrt{2}}{v_\infty}, \quad (6.3)$$

причем \bar{v}_r можно выразить через температуру поверхности

тела T_w^*):

$$\bar{v}_r = \left(\frac{8kT_w}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (6.4)$$

Другим параметром, определяющим режим обтекания, служит одна из комбинаций чисел Маха (Ma) и Рейнольдса (Re): Ma/Re или $\text{Ma}/\sqrt{\text{Re}}$. Напомним, что число Рейнольдса является характеристикой отношения инерционных сил к силам вязкости в течении жидкости или газа. Оно равно

$$\text{Re} = \frac{v\rho L}{\mu} = \frac{vL}{\nu}, \quad (6.5)$$

где μ и $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — динамический и кинематический коэффициенты вязкости, L — характерный размер тела (в частности, для сферы $L = R$). Если $\text{Re} \leq 1$, то нужно учитывать действие сил вязкости; при $\text{Re} \gg 1$ вязкостью можно пренебречь. Между введенными величинами имеют место следующие соотношения:

$$\frac{l_\infty}{R} \approx \frac{\text{Ma}}{\text{Re}}; \quad \text{Kn}_r \approx \frac{\text{Ma}}{\text{Re}} \frac{\bar{v}_r}{v} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\bar{v}_r}{c}, \quad (6.6)$$

где c — скорость звука, равная

$$c = \left(\gamma \frac{kT}{m} \right)^{1/2}, \quad (6.7)$$

T — температура газа в набегающем потоке, m — масса одной молекулы, γ — показатель адиабаты, k — постоянная Больцмана.

Если обтекание носит непрерывный характер и вблизи поверхности формируется пограничный слой, в качестве характерного размера вместо R нередко употребляется толщина пограничного слоя δ . При малых числах Рейнольдса ($\text{Re} \ll 1$) $\frac{R}{\delta} \approx 1$ и, значит,

$$\frac{l_r}{R} \approx \frac{l_r}{\delta} \approx \frac{\text{Ma}}{\text{Re}} \frac{\bar{v}_r}{v}. \quad (6.8)$$

*) Формула (6.4) справедлива при коэффициенте тепловой аккомодации $a_e = 1$. Понятие о коэффициентах аккомодации будет введено в § 7. Там же будет показано, что для метеороидов они близки к единице.

В противоположном случае ($Re \gg 1$) имеют место соотношения

$$\frac{R}{\delta} \approx \sqrt{Re}, \quad \frac{l_r}{\delta} \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re}} \frac{\bar{v}_r}{v}. \quad (6.9)$$

На основании (6.1), (6.3) и (6.4), опуская индекс у v_∞ , имеем

$$l_r = \sqrt{2} \frac{\bar{v}_r}{v} l_\infty = \frac{4}{\sqrt{\pi}} T_w^{1/2} \left(\frac{k}{m} \right)^{1/2} \frac{l_\infty}{v}. \quad (6.10)$$

Заменяя $v = c \cdot Ma$ и имея в виду выражение для скорости звука (6.7), получим окончательно

$$l_r = \frac{4}{\sqrt{\pi l}} \left(\frac{T_w}{T} \right)^{1/2} \frac{l_\infty}{Ma}. \quad (6.11)$$

Поскольку $\frac{T_w}{T} \approx 10$, а $\sqrt{\pi \gamma} \approx 2$, можно заменить (6.11) приближенным соотношением

$$l_r \approx \frac{6,3}{Ma} l_\infty. \quad (6.12)$$

Отсюда следует, что условию $\frac{l_r}{R} > 10$ соответствует $\frac{l_\infty}{R} > 1,6 Ma$ и аналогично для других условий, характеризующих режимы обтекания. Таким образом, средняя длина свободного пробега молекул l_r , входящая в число Кнудсена, при рассмотрении метеорных явлений должна быть взята не для свободного потока, а для области вблизи тела (для пограничного слоя, если он сформировался), т. е. нужно брать длину пробега отлетающих или испарившихся молекул относительно набегающих при температуре поверхности тела T_w , равной в случае испарения температуре испарения T_e . Поскольку при $T_e = 3000$ К отношение скорости испарившихся молекул v_e к скорости звука $\frac{v_e}{c} \approx 5$, то можно положить приближенно, на основании (6.6),

$$Kn_r \approx \frac{5}{Re}. \quad (6.13)$$

Теперь рассмотрим классификацию режимов обтекания по Тяну. В ней различаются следующие основные

режимы обтекания тела гиперзвуковым потоком газа (индекс r при Kn опускаем):

1. Свободно-молекулярный режим, когда тело испытывает удары отдельных молекул, но их столкновениями между собой можно пренебречь (условие $Kn > 10$).

2. Переходный режим, когда длина свободного пробега l_r сравнима с размерами тела и нужно учитывать взаимные столкновения молекул ($Re^{-1/2} < Kn < 10$).

3. Режим течения со скольжением, когда тангенциальная составляющая скорости потока у поверхности тела мала, но конечна, прилипания газа к стенке тела не происходит ($10^{-2} Re^{-1/2} < Kn < Re^{-1/2}$).

4. Режим непрерывного потока, когда скольжение отсутствует и газ можно рассматривать как сплошную среду ($Kn < 10^{-2} Re^{-1/2}$).

Разумеется, приведенные выше границы режимов условны, и у разных авторов можно встретить различные значения граничных параметров, в частности, в ряде работ границам режимов соответствуют значения $Kn = 10$, 10^{-1} и 10^{-3} . Подробное рассмотрение классификации режимов обтекания и условий применения к ним уравнений газовой динамики содержится в работах [184, 245, 438]. В работе [437] Р. Пробстин, положив в основу условия формирования основных элементов ударной волны, дал другую классификацию режимов обтекания, содержащую 7 режимов, о которых будет сказано ниже.

На рис. 7 представлены числа Рейнольдса для случая движения тела диаметром 1 см со скоростями 10—70 км/с до высоты 120 км. Поскольку число Рейнольдса пропорционально, как видно из (6.5), диаметру тела, пересчет значений Re на другие диаметры не представляет труда.

На рис. 8 представлено семейство равных Re в функции высоты и диаметра тела для $v = 20$ и 60 км/с. Отмечены также границы основных режимов обтекания.

Анализ рис. 8 показывает, что метеороиды, порождающие слабейшие метеоры, регистрируемые радиолокационным методом (12^m), при скорости 20 км/с выше примерно 105 км движутся в свободно-молекулярном режиме. Для тела, образующего метеор 5^m , эта граница сме-

щается вверх к уровню 120 км, а метеор 0^m практически всегда начинает светиться, когда породивший его метеороид движется уже в переходном режиме. На высоте около 85 км он переходит в режим течения со скольжением, в котором обычно и заканчивает свое существование. Метеороид массой ~ 1 кг, наблюдаемый как яркий болид — 10^m, уже на $h = 100$ км входит в область течения со скольжением, а на высоте 65 км — в режим непрерывного потока. Все эти значения соответствуют, как было сказано, начальной скорости 20 км/с, а при ее увеличении втрое высоты границ режимов повышаются на 8—12 км.

Введение понятия о режимах обтекания упрощает рассмотрение взаимодействия метеороида с набегающим потоком воздуха, поскольку при таком подходе не требуется рассматривать отдельно «крупные», «средние» и «мелкие» метеороиды, а также делить их на «медленные» и «быстрые» (как это было сделано, например, в монографии Б. Ю. Левица [147]). Вместо этого в ряде задач достаточно рассматривать процесс взаимодействия «тело — поток» при данном режиме обтекания. Для любого конкретного примера по известным значениям скорости, размеров тела и плотности воздуха можно без труда по приведенным выше формулам или с помощью рис. 7 и 8 определить, в каком именно режиме происходит взаимодействие.

В различных режимах обтекания по-разному проявляют себя такие факторы, как загораживающее действие отлетающих и испаряющихся молекул, создаваемый ими

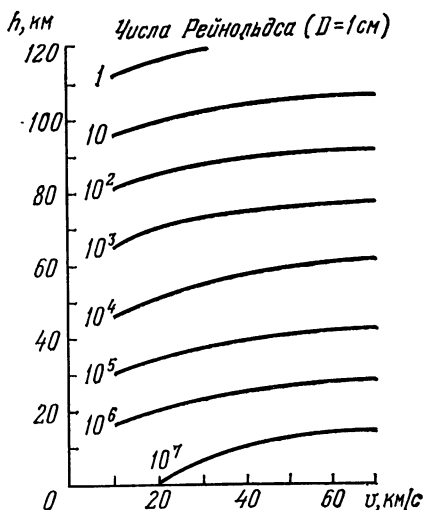


Рис. 7. Числа Рейнольдса для случая движения тела с $D=1$ см в функции скорости и высоты.

реактивный эффект, тепловая блокировка и т. д. Особенно существенные изменения в процессе взаимодействия набегающего потока с телом происходят после формирования сильной ударной волны, когда к переносу тепла

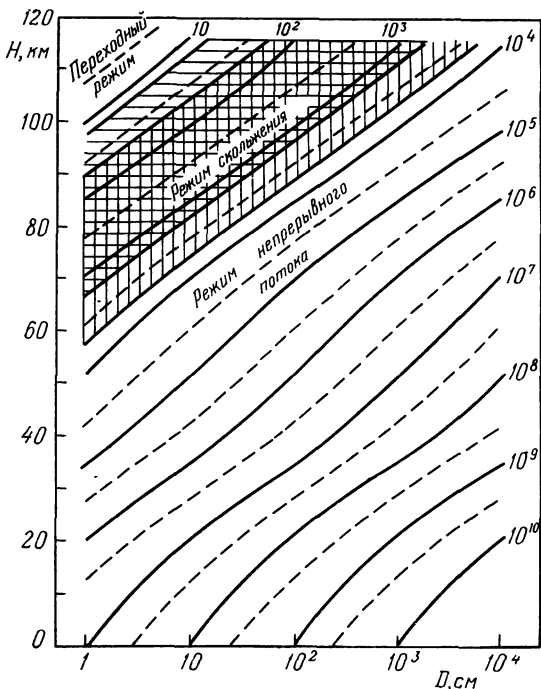


Рис. 8. Изолинии чисел Re в функции высоты и диаметра тела для скоростей $v=20$ (сплошные линии) и 60 км/с (прерывистые линии) и границы основных режимов обтекания.

ударами молекул (конвективному теплопереносу) прибавляется лучистый перенос мощного потока излучения ударно-сжатого слоя.

Некоторые исследователи (Я. Райхль [445, 447], Ю. А. Медведев и В. Д. Хохлов [155]) склонны именно переходом в другой режим обтекания объяснять такие явления, как вспышки и дробление метеоров, а также возникновение некоторых эмиссий в их спектрах.

В ударной волне принято различать следующие основные элементы [41, 84] (рис. 9):

Фронт ударной волны (1) — сравнительно тонкий слой, в котором происходит резкое изменение давления, плотности и температуры и переход энергии поступательного движения молекул набегающего потока в энергию беспорядочного движения (*вязкий скачок уплотнения*),

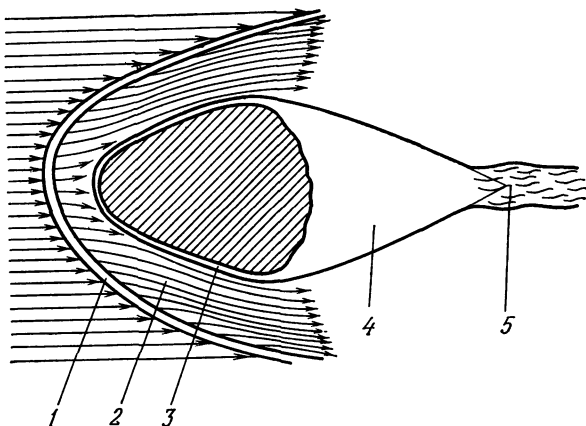


Рис. 9. Схема основных элементов ударной волны. 1 — фронт ударной волны, 2 — ударный (сжатый) слой, 3 — пограничный слой, 4 — застойная зона, 5 — след.

а также возбуждение внутренних степеней свободы молекул, диссоциация, электронное возбуждение и ионизация. Все эти процессы происходят в *релаксационном слое*.

Ударный, или сжатый слой (2) — область невязкого течения за фронтом волны, где газ в первом приближении находится в термодинамическом равновесии.

Пограничный слой (3) — тонкий вязкий слой, прилегающий к телу, в котором тангенциальная составляющая скорости падает до нуля у поверхности тела. Структура этого слоя усложняется в случае испарения молекул тела метеороида, что приводит к образованию нескольких пограничных слоев: а) слоя испарившихся молекул; б) аэродинамического пограничного слоя, в котором происходит выравнивание тангенциальной составляющей скорости; в) теплового пограничного слоя, в котором происходит выравнивание температур газа и тела.

Застойная зона (4) — область разреженного газа позади тела, пополняемая испарившимися молекулами,

а также частицами, срывающимися с неоднородностей тела при его вращении и т. д.

След (5) образуется в результате диффузионного распространения потоков, обтекающих тело, внутрь, и «захлопывания» масс газа на некотором расстоянии за телом.

Вопреки установившемуся мнению, головная ударная волна перед телом метеороида начинает формироваться задолго до того, как полет перейдет в режим непрерывного потока. Р. Пробстин [437] рассматривает постепенное формирование ударной волны и ее основных элементов: ударного фронта (вязкого скачка уплотнения), ударно-сжатого слоя и вязкого пограничного слоя. Если полагать вместе с Р. Пробстином, что толщина ударного фронта δ_s примерно равна трем длинам свободного пробега (в данном случае $\delta = 3l_r$) и что когда ударная волна начинает формироваться, ее радиус в головной части $R_s \approx R$, очевидно, что условие формирования ударной волны запишется в виде

$$\frac{l_r}{R} = \frac{1}{3}. \quad (6.14)$$

Это условие соответствует примерно нижней половине области переходного режима. На его нижней границе толщина ударного фронта уменьшается до $R/3$. При этом ударно-сжатый слой уже имеет свойства континуума.

Дальше начинается режим течения со скольжением. Пусть l_s — длина свободного пробега за фронтом волны,

$\varepsilon = \frac{\rho_\infty}{\rho_s}$, ρ_∞ и ρ_s — плотность воздуха перед и за фронтом.

Отход фронта ударной волны от поверхности тела $\Delta = \varepsilon R$.

После того как выполняется условие $\delta_s \ll \Delta$, толщина фронта ударной волны становится заметно меньше отхода фронта от поверхности тела, что примерно соответствует

условию $\delta_s \sim \frac{R}{30}$. В это время $\frac{l_s}{R} \ll 1$, ударный фронт тонкий, но, по сути дела, еще не является разрывом непрерывности. На уровне, соответствующем усло-

вию $\delta_s \sim \frac{R}{90}$, или $\frac{l_s}{R} = 0,1\varepsilon^{3/2}$, образуется вязкий ударный слой, занимающий все пространство от поверхности тела почти до фронта ударной волны. Последний уже представляет собой поверхность разрыва, удовлетворяю-

щую соотношениям Гюгонио. Нижняя граница режима вязкого слоя (по терминологии Пробстина) соответствует условию $\frac{l}{R} = 0,1\epsilon^2$.

При дальнейшем продвижении метеороида в более плотные слои атмосферы вязкий слой прижимается к телу, переходя в пограничный слой. Однако Пробстин выделяет еще так называемый режим вихревого взаимодействия — переходный от режима вязкого слоя к режиму пограничного слоя. После того как пограничный слой сформировался, мы имеем классический режим непрерывного потока со всеми основными элементами ударной волны (рис. 9).

§ 7. Параметры, входящие в основные уравнения

Как мы убедились, ход торможения и потери массы метеороида во многом определяется коэффициентами сопротивления Γ , теплопередачи Λ , абляции σ , параметром изменения формы μ . Поэтому нас в первую очередь должны интересовать их численные значения, возможность их определения теоретически и из наблюдений, зависимость от других параметров (v_0 , M_0 , δ , z), характер их изменения вдоль пути метеора.

Начнем с коэффициента сопротивления Γ . Он определяет отношение импульса, передаваемого метеороиду, к импульсу набегающего потока молекул, приходящегося на миделево сечение тела. Коэффициент Γ может быть как больше, так и меньше единицы. Вообще говоря, импульс, получаемый метеороидом, складывается из трех составляющих [147]:

1) импульса, передаваемого телу непосредственно ударами налетающих молекул и равного $dM_a \cdot v$ (dM_a — масса молекул, налетающих за время dt на единицу поверхности миделя);

2) реактивного импульса отлетающих молекул, равного $k dM_a \cdot v_r$;

3) реактивного импульса испаряющихся молекул, равного $-k dM \cdot v_e$, где v_r — средняя скорость отраженных молекул, v_e — средняя скорость испаряющихся молекул, $k < 1$ — коэффициент, учитывающий пространственное распределение отлетающих и испаряющихся молекул.

Рассматривая взаимодействие метеороида с ударяющимися о его поверхность молекулами воздуха на верхнем участке пути (до начала интенсивного испарения), Б. Ю. Левин исходит из модели «вырывания» молекул метеороида в результате сильного нагревания отдельных, весьма небольших участков поверхности, испытавших удар набегающих молекул. Способ потери массы на этом участке — еще не испарение, а «распыление» вещества метеороида.

В своей монографии [147] Б. Ю. Левин применил к описанию явлений «распыления» вещества метеороида на верхнем участке пути термическую теорию катодного распыления, поскольку оба процесса близки между собой. Это привело его к представлению о весьма высоких значениях $v_e = 3 \div 4$ км/с, так как в местах ударов набегающих молекул происходит резкий разогрев поверхности до $T_w \sim 30\,000$ К. Значения v_r , v_e связаны с температурой поверхности T_w формулами (в которых R_g — универсальная газовая постоянная и принято $a_e = 1$)

$$v_r^2 = 3 \frac{R_g}{\mu_a} T_w, \quad (7.1)$$

$$v_e^2 = 3 \frac{R_g}{\mu_m} T_w. \quad (7.2)$$

По формулам (7.1) и (7.2) для различных T_w получим значения v_r , v_e , приведенные в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Значения скоростей отраженных и испарившихся молекул, км/с

T_w , К	1000	1500	2000	3000	30 000
$v_r(\mu_a=29)$	0,92	1,13	1,30	1,60	5,05
$v_e(\mu_m=56)$	0,66	0,81	0,94	1,15	3,64

В книге [147] было принято $v_r = 1,3$ км/с (что соответствует $T_w = 2000$ К), но уже в берлинском издании той же книги [365] Б. Ю. Левин увеличил оценку v_r до 3 км/с.

Большинство других авторов (К. П. Станюкович [211], Э. Элик [428], Р. Пробстин [437], В. Н. Лебединец [98]) используют тепловые скорости, соответствующие средней температуре поверхности метеороида, не делая даже попытки обосновать это приближение.

Теперь, чтобы выразить третью компоненту коэффициента сопротивления через известные величины, найдем dM . В модели «распыления» эта величина выразится так:

$$dM = \Lambda' \frac{v^2}{2Q'} dM_a. \quad (7.3)$$

Под Λ' и Q' в (7.3) подразумеваются коэффициент полезного действия и работа вырывания атомов метеороида, аналогичные по смыслу коэффициенту теплопередачи и удельной теплоте испарения.

Складывая все три компоненты, деля сумму на импульс налетающих молекул $dM_a \cdot v$ и учитывая формулу (3.1), Б. Ю. Левин [147] получил следующее выражение для Γ при отсутствии загромождения:

$$\Gamma = 1 + k \frac{v_r}{v} + k \frac{\Lambda'}{2Q'} \frac{v_e}{v} v^2. \quad (7.4)$$

Для сферической поверхности $k = 4/9$, если под v_r , v_e понимать средние скорости отраженных и испарившихся молекул соответственно и считать, что направления разлета этих молекул следуют закону косинуса. В. Н. Лебединец [98] *) полагает удобным заменить Q' на Q , а Λ' на некоторый «коэффициент теплопередачи» при распылении,

$$\Lambda_p = \Lambda' \frac{Q}{Q'}, \quad (7.5)$$

и тогда можно, не ограничивая общности, по-прежнему полагать $\sigma_p = \frac{\Lambda_p}{2GQ}$ и $u_0 = \frac{\sigma_p v^2}{6}$ (при $\mu = 2/3$). Тогда (7.4) примет вид

$$\Gamma = 1 + k \frac{v_r}{v} \left(1 + 6\Gamma u_0 \sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_m}} \right), \quad (7.6)$$

*) Хотя работа [98] написана тремя авторами, вся теоретическая часть в ней (главы I, II) принадлежит В. Н. Лебединцу.

где μ_a , μ_m — относительная молекулярная (атомная) масса молекул (атомов) воздуха и метеороида соответственно и принято, что v_r , v_e соответствуют тепловым скоростям при температуре T_w .

Из (7.1) и (7.2) следует, что при этом предположении

$$\frac{v_e}{v_r} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_m}}, \quad (7.7)$$

что использовано в формуле (7.6). Обозначив далее

$$w_r = \frac{v_r}{v}, \mu_* = \frac{\mu_a}{\mu_m},$$

получим из (7.5)

$$\Gamma = \frac{1 + \frac{4}{9} w_r}{1 - \frac{8}{3} w_r \mu_*^{1/2} u_0}. \quad (7.8)$$

В частности, для $v = 30$ км/с, $u_0 = 1,5$; $\mu_* = 0,5$ получим $\Gamma = 1,15$ в случае $v_r = 1,2$ км/с и $\Gamma = 1,45$ при $v_r = 3$ км/с. Очевидно, что Γ растет не только с v_r и v_e , но и со скоростью набегающих молекул v , поскольку $u_0 \sim v_0^2$, тогда как $w_r \sim v^{-(1-\alpha)}$, где α отражает некоторый рост v_r с v за счет повышения T_w .

Как ясно из формул (7.4), (7.7) и (7.8), определение Γ во многом зависит от правильной оценки v_r , v_e .

Вообще задача о передаче импульса и энергии телу, находящемуся в потоке набегающего разреженного газа, далеко не так проста, как может показаться на первый взгляд, даже если не рассматривать испарение. Существует несколько различных теорий диффузного отражения молекул шероховатыми поверхностями. Их подробный обзор и сравнение с экспериментальными результатами можно найти в монографии Р. Г. Баранцева [25]. Здесь мы по необходимости обрисуем лишь общую картину явления, а более подробный анализ дадим в § 10.

При обтекании тела потоком разреженного газа в свободно-молекулярном режиме происходит потенциальное взаимодействие набегающих молекул с кристаллической решеткой тела.

Эквипотенциальные поверхности (рис. 10) сначала окружают каждый атом, но по мере приближения к границе решетки сливаются в общие поверхности. На больших расстояниях отталкивание сменяется притяжением

(потенциальная яма). Поэтому набегающие молекулы малых энергий могут быть захвачены, а затем вновь ре-эмиттированы, более энергичные испытывают отражение от общей эквипотенциальной поверхности, наконец, при энергиях $E_1 > 300$ эВ ($v > 45$ км/с) происходят парные столкновения набегающих молекул с атомами решетки.

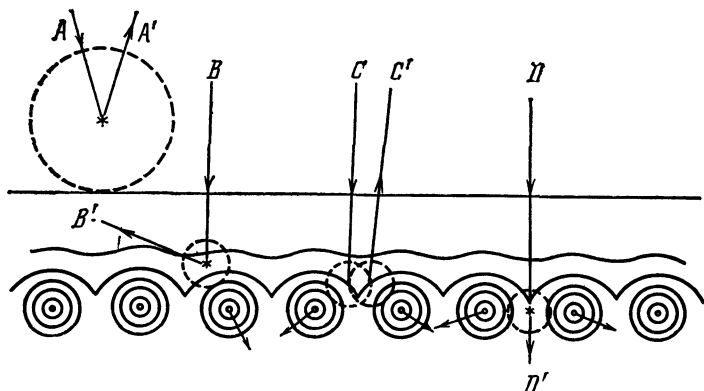


Рис. 10. Эквипотенциальные поверхности атомной решетки. A , B , C , D — различные виды взаимодействия набегающих молекул с решеткой (по Эпику).

При описании взаимодействий сталкивающихся молекул газа чаще всего используются две модели: модель твердых сфер, в которой потенциал равен нулю вне радиуса молекулы и бесконечности внутри него, и модель максвелловских молекул, представляющая собой частный случай молекул, взаимодействующих по степенному закону вида

$$U(r) \propto r^{-n}, \quad (7.9)$$

причем для максвелловских молекул $n=4$. Как будет показано далее, эта модель хорошо согласуется с экспериментальными данными [137]. В частности, все ионы ведут себя (при столкновении с нейтральными частицами) как максвелловские молекулы.

Передача импульса и энергии набегающими молекулами телу описывается так называемыми коэффициентами аккомодации a_e , a_n и a_t , определяющими соответственно долю энергии, нормального и касательного импульса, передаваемых ударяющимися молекулами телу. Они

равны

$$a_e = \frac{v^2 - v_r^2}{v^2 - \bar{v}^2}, \quad a_n = \frac{v_n - v_{rn}}{v_n - \bar{v}_n}, \quad a_t = \frac{v_t - v_{rt}}{v_t - \bar{v}_t}, \quad (7.10)$$

где \bar{v} — средняя тепловая скорость, определяемая формулой (7.1), индексы n и t обозначают соответственно нормальную и касательную составляющие скорости.

До сих пор в метеорной физике использовался только коэффициент термической аккомодации a_e (при расчете Δ) и либо молчаливо предполагалось $\bar{v}_r = v$ (т. е. $a_n = a_t = 1$), либо учитывалась некоторая дополнительная энергия, необходимая реэмиттированным молекулам для преодоления потенциального барьера, но эти расчеты не имели достаточно строгого обоснования.

Как показывают теория, расчеты и эксперименты, значения коэффициентов аккомодации зависят от угла падения частиц θ , убывая с ростом θ [185]. Для идеально гладких тел получаются очень низкие средние значения $a_e = 0,3 \div 0,4$. Однако экспериментальные данные показывают, что у реальных тел a_e , a_n , a_t — величины, близкие к единице [137]. По-видимому, это объясняется шероховатостью поверхности, поскольку наличие неровностей создает относительное обилие участков с малыми θ .

Попытки уточнить их значения делались неоднократно. Б. Ю. Левин [147], применив теорию абсолютно упругих соударений молекул И. Лэнгмюра и А. Комптона, получил следующее приближенное выражение для a_e , выразив его в функции отношения относительных молекулярных масс молекул воздуха и метеороида $\mu_* = \frac{\mu_a}{\mu_m}$:

$$a_e = \frac{(3 + \mu_*) \mu_*}{(1 + \mu_*)^2}. \quad (7.11)$$

Другой вывод выражения для коэффициента аккомодации, основанный на теории взаимодействия быстрых ионов с поверхностью металла, развитой У. А. Арифовым [6], дал В. Н. Лебединец [98]. В его выводе рассматривается проникновение молекул воздуха в кристаллическую решетку тела и сделано предположение, что частицы, испытавшие два или более столкновения с атомами решетки, передают телу всю свою кинетическую энергию.

Рассматривается тело с плоской лобовой поверхностью ($\theta = 0$). Приближенное выражение для a_e имеет вид

$$a_e = 1 - \frac{1}{6} \left[1 - \mu_* - \frac{4\mu_*}{(1 + \mu_*)^2} \left(\frac{2}{3} - \mu_* - \frac{1}{3} \mu_*^3 \right) \right]. \quad (7.12)$$

Чтобы учесть энергию связи атомов в решетке, В. Н. Лебединец заменил μ_m на некоторую эффективную массу атомов тела $\mu_{эф} > \mu_m$:

$$\mu_{эф} = \mu_m \frac{1 + E_*}{1 - \frac{E_*}{\mu_*}}, \quad E_* = \frac{E_n (1 + \mu_*)}{E_0}, \quad (7.13)$$

где E_n — глубина потенциальной ямы, в которой находится атом в твердом теле ($E_n = 20 \div 30$ эВ). Однако для вполне реального случая $E_* = \mu_*$ из (7.13) следует $\mu_{эф} = \infty$, а при $E_* > \mu_*$ получим $\mu_{эф} < 0$. Метод учета энергии связи атомов в решетке путем введения эффективной массы $\mu_{эф}$ противоречит экспериментальным данным [25].

Серия экспериментов с рассеянием инертных газов на вольфраме, выполненная Л. Томасом [472], показывает, что формула (7.11) дает правильную качественную (а при $\mu_* > 0,2$ и количественную) картину зависимости a_e от μ_* , в отличие от (7.12), которая вообще не годится для малых μ_* (табл. 2)*).

Т а б л и ц а 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений a_e

μ_*	0,02 (He-W)	0,11 (Ne-W)	0,22 (Ar-W)	0,46 (Kr-W)	0,70 (Xe-W)
Эксперимент [472]	0,015	0,05	0,47	0,74	0,93
Формула (7.11)	0,06	0,28	0,48	0,75	0,90
Формула (7.12)	0,84	0,88	0,91	0,94	0,93

Поскольку столкновение молекул воздуха с железным метеороидом соответствует $\mu_* = 0,5$, а с каменным

*) Как уже было сказано, формула (7.12) выводилась для случая взаимодействия ионов с поверхностью чистого металла [6]. Между тем, как отмечает У. А. Арифов, взаимодействие нейтральных атомов и ионов с поверхностью заметно различается (атомы передают меньше энергии, чем ионы).

$\mu_* \approx 1$, можно считать, что формула (7.11) дает правильные результаты для коэффициента a_e .

Теоретические расчеты коэффициента сопротивления Γ для осесимметричных тел при их обтекании в свободно-молекулярном и переходном режимах производились

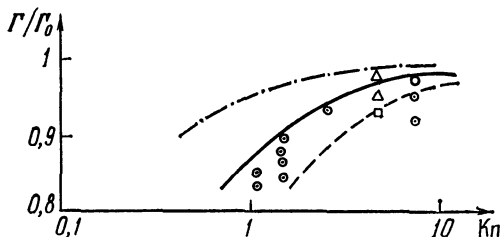


Рис. 11. Изменение Γ с числом Kn по данным Лариной.

неоднократно (их обзор см. в [137]). В свободно-молекулярном режиме $\Gamma > 1$ за счет реактивного импульса отраженных молекул (даже до начала испарения). С уменьшением числа Кнудсена Kn Γ начинает уменьшаться за счет так называемых *первых столкновений* (отлетающих молекул с набегающими молекулами потока), уменьшающих передачу импульса телу. Правда, при некоторых столкновениях одна из частиц может быть снова отброшенной к телу, но вклад этих частиц в передачу импульса относительно мал [25].

Ход изменения Γ с числом Kn в диапазоне $Kn = 10 \div \div 0,1$ по данным работы [137] показан на рис. 11. Модельные расчеты, выполненные в [179, 424], хорошо согласуются с экспериментальными данными. На рис. 12 показано изменение Γ со скоростью v (или числом Маха Ma) по данным Хейза и Пробстина [245] (без испарения) для случая зеркального отражения ($T_w = 0$) и диффузного отражения при различных отношениях T_w/T_∞ (T_∞ — температура невозмущенного воздуха).

Введем коэффициент аэродинамического загораживания α_Γ , который определим как отношение коэффициента сопротивления при наличии загораживания к его величине Γ_0 при отсутствии загораживания.

Таким образом,

$$\Gamma = \alpha_\Gamma \Gamma_0. \quad (7.14)$$

Вопрос о поведении величины α_Γ в различных условиях будет подробно рассмотрен в § 10—12. Обычно $0,5 \leq \alpha_\Gamma \leq 1$. Поэтому нижний предел Γ тоже равен 0,5.

Коэффициент теплопередачи Λ , по определению, равен доле энергии набегающего потока на единицу площади мишени метеороида, передаваемой телу и идущей

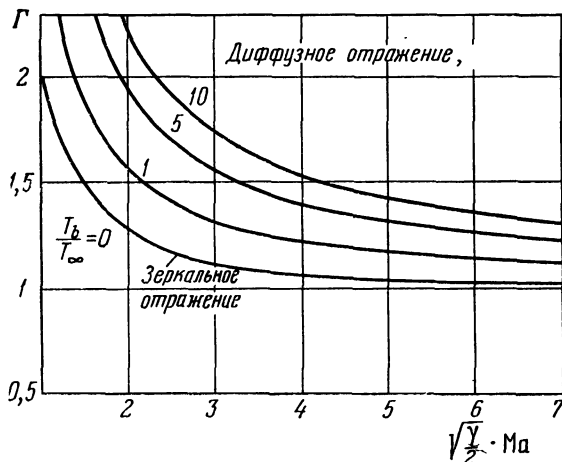


Рис. 12. Изменение Γ со скоростью (по Хейзу и Пробстину) без испарения для разных соотношений T_n/T_∞ .

на его нагревание, плавление и испарение. Коэффициент Λ равен произведению коэффициента аккомодации a_e и коэффициента теплового загоразивания α_Λ :

$$\Lambda = a_e \alpha_\Lambda. \quad (7.15)$$

Коэффициент теплового загоразивания α_Λ выражает долю энергии молекул набегающего потока, достигающих единицы поверхности тела, по отношению к энергии набегающих молекул, которые достигали бы той же поверхности при отсутствии загоразивания. В переходном режиме $\alpha_\Lambda \approx \alpha_\Gamma$, но в режиме течения со скольжением эти величины слегка различаются. Этот вопрос мы рассмотрим в § 10.

Коэффициент теплового загоразивания α_Λ , а с ним и Λ , изменяются от единицы в условиях свободно-молекулярного потока до нескольких процентов в режиме те-

чения со скольжением. В режиме непрерывного потока Λ снова начинает расти за счет включения нового механизма передачи тепла телу после образования ударной волны — излучения ударно-сжатого слоя [45]. Этот механизм будет рассмотрен нами в § 16.

Как ясно из § 3, 4, важнейшим параметром, определяющим процесс торможения и разрушения метеороида, является коэффициент абляции σ . В отличие от Γ и Λ , он может быть определен непосредственно из наблюдений. В самом деле, из (3.9) следует:

$$\sigma = \frac{1}{M} \frac{dM}{dt} \left(v \frac{dv}{dt} \right)^{-1}. \quad (7.16)$$

Скорость и торможение определяются непосредственно по фотографиям, снятым с обтюратором, масса же и скорость ее потери находятся с помощью уравнения свечения метеора (3.3)

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{2I}{\tau v^2}, \quad (7.17)$$

$$M = - 2 \int_t^{t_K} \frac{I}{\tau v^2} dt, \quad (7.18)$$

где t — текущий момент, t_K — момент окончания свечения метеора. Если предположить, как это делал Л. Яккия [353], что вдоль пути метеора величина τv^2 изменяется слабо (это верно для большей части траектории, за исключением ее конечного участка), то, вынося эту величину из-под знака интеграла и сокращая, получим

$$\sigma = \frac{I}{E} \left(v \frac{dv}{dt} \right)^{-1}, \quad (7.19)$$

где

$$E = \int_t^{t_K} I dt. \quad (7.20)$$

Величины I и E определяются из фотометрических наблюдений метеоров.

Формула (7.19) имеет ряд недостатков. Во-первых, фотометрические величины I , E характеризуют всю мас-

су метеороида и при наличии дробления относятся к сумме масс всех фрагментов, тогда как динамические величины v , $\frac{dv}{dt}$ относятся к наибольшим из них. Во-вторых, блеск метеора I может испытывать иногда быстрые колебания, возрастая и убывая в несколько раз. Причиной этого бывает чаще всего опять-таки дробление, точнее, сбрасывание «оболочки» из мелких частиц («шелушение»), но могут быть и другие процессы (кувыркание тела неправильной формы, сбрасывание расплавленной пленки и т. д.). Чтобы сгладить быстрые колебания блеска, Л. Яккиа [353] предложил использовать другую формулу, получаемую из (7.19) путем интегрирования ее от момента t_1 до момента t_2 :

$$\sigma = \frac{2 \ln \frac{E_1}{E_2}}{v_1^2 - v_2^2}. \quad (7.21)$$

Расчеты σ по формулам (7.19) и (7.21), выполненные в 1958 г. Л. Яккиа [353] для 355 метеоров, снятых камерами супер-Шмидт, показали зависимость σ от скорости метеора v . В 1963 г., а затем в 1969 г. П. Б. Бабаджанов [11, 15] выполнил аналогичные расчеты для 198 ярких метеоров, сфотографированных в Душанбе, а в 1967 г. Ф. Верниани [481] — для 189 слабых метеоров из каталога Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггса [354]. В 1966 г. Ф. Верниани [480] разработал методику определения σ из радиолокационных наблюдений метеоров. По этой методике в 1973 г. он вычислил значения σ для 4233 радиометеоров [484] и также получил зависимость σ от скорости. Все эти результаты представлены на рис. 13. Из него видно, что радиометеоры (диапазон масс $10^{-3} - 10^{-6}$ г) дают плавную кривую с довольно крутым наклоном. Фотографические метеоры (диапазон масс $10^2 - 10^{-2}$ г) дают гораздо меньший наклон (т. е. зависимость $\sigma(v)$ выражена для них слабее).

Зависимость σ от начальной массы метеороида изучали П. Б. Бабаджанов для ярких метеоров [15] и Ф. Верниани для метеоров, снятых на камерах супер-Шмидт [481], и для радиометеоров [484]. Результаты представлены на рис. 14 и ясно показывают фиктивность полу-

ченных «зависимостей». Последние отражают лишь избирательные эффекты аппаратуры, регистрирующей метеороиды малой массы лишь на больших скоростях, тогда как на малых скоростях только метеороиды с достаточно большой массой способны дать изображение метеора на

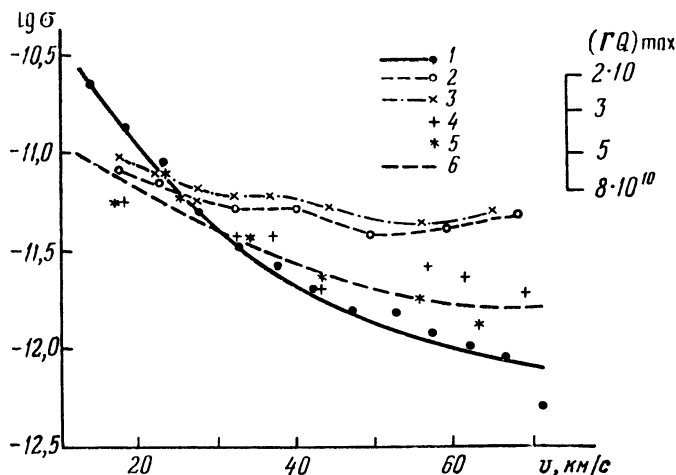


Рис. 13. Зависимость σ от скорости: 1 — Верниани, радиометеоры ($n=4233$), 2 — Верниани, слабые фотографические метеоры ($n=189$), 3 — Яккиа, то же ($n=355$), 4 — Бабаджанов, яркие фотографические метеоры ($n=197$), 5 — Бабаджанов, то же ($n=115$), 6 — усредненная кривая по Бабаджанову.

фотопластинке или регистрацию отраженного сигнала радиолокатора на экране приемной установки. Здесь проявляется так называемый *физический фактор*, состоящий в том, что интенсивность испарения пропорциональна кубу скорости, а излучение метеора (или производимая им ионизация), — 5—6-й степени скорости, тогда как масса тела входит в выражения этих величин лишь в степени $2/3$.

Чтобы попытаться исключить этот эффект, Ф. Верниани, используя полученную им для радиометеоров зависимость $\sigma \propto v_{\infty}^{2,3}$, привел все значения σ к $v_{\infty} = 35$ км/с. Полученная кривая также нанесена на рис. 14. Она идет почти горизонтально и соответствует зависимости $\sigma \propto M_{\infty}^{0,037}$. Можно считать поэтому, что σ от массы не зависит.

При анализе рис. 13 необходимо обратить внимание еще на одно обстоятельство. Поскольку, по определению,

$$\sigma = \frac{\Lambda}{2\Gamma Q}, \quad (7.22)$$

а Λ не может превышать единицу, должно выполняться условие

$$\Gamma Q \leq \frac{1}{2\sigma}. \quad (7.23)$$

Верхние пределы ΓQ , соответствующие этому условию, показаны на рис. 13 на шкале справа. Очевидно, что для $\lg \sigma > -11,2$, т. е. для медленных метеоров ($v_\infty < 25$ км/с) должно быть $Q < 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г (существенна

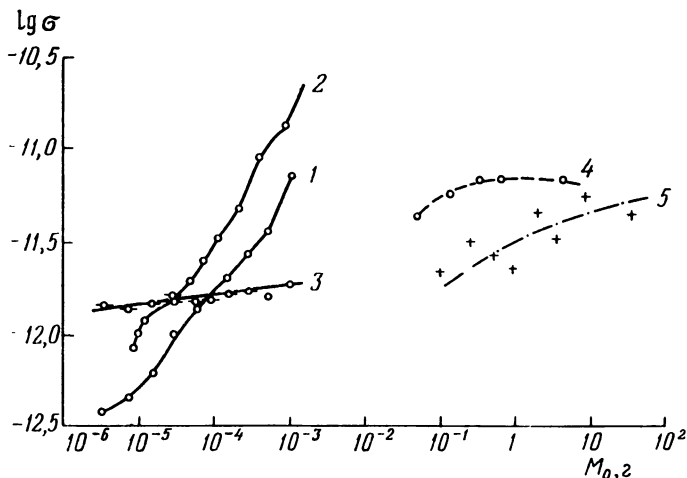


Рис. 14. Значения коэффициента абляции σ в функции массы метеороида: 1, 2 — Верниани, радиометеоры, 3 — то же, приведено к $v=35$ км/с, 4 — Верниани, слабые фотометеоры, 5 — Бабаджанов, яркие фотометеоры.

роль плавления в уносе массы), либо $\Gamma < 1$ (сильное загоразивание). Но второе условие непременно повлекло бы за собой снижение Λ , а с ним и σ , что не наблюдается. Остается предположить, что у медленных метеоров плавление и сдувание расплавленной пленки играют существенную роль в процессе уноса массы метеороидов.

Аналогичный результат был получен В. А. Бронштэном [55] в ходе обработки наблюдений ряда ярких боли-

дов, сфотографированных Европейской (Чехословакия, ФРГ) и Прерийной болидными сетями. По формулам § 5 были вычислены коэффициенты Γ , σ , Λ и прослежено их

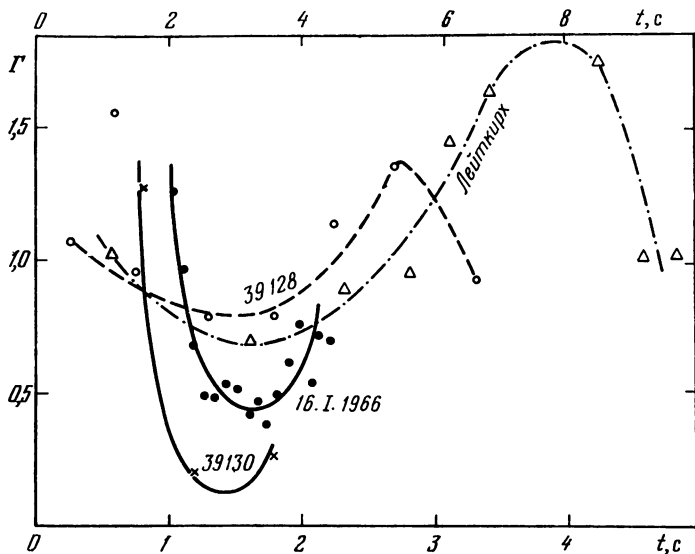


Рис. 15. Изменение Γ вдоль пути ярких болидов.

изменение вдоль траектории каждого болида. При этом было обнаружено, что у быстрых болидов σ на большей части траектории монотонно растет (скорости входа $28 \div 40$ км/с). У медленных болидов (скорости входа $12 \div 13$ км/с) σ имеет минимум в середине пути.

Весьма характерно, что в середине пути быстрого болида 16 января 1966 г., для которого измерения делались через интервалы 0,08 с, коэффициент сопротивления Γ устойчиво держится около значения 0,5, которое считается теоретически и экспериментально установленным для движения крупных тел в режиме непрерывного потока. Близкие значения Γ наблюдаются во второй половине пути другого быстрого болида 39130 (Прерийная сеть, номер по [388]). Несколько большие значения Γ наблюдаются у медленных болидов 39128 и Лейткирх (подробные таблицы приведены в [55]). Изменение Γ вдоль пу-

ти для этих болидов показано на рис. 15. Значения $\Gamma > 2$ нереальны и отражают влияние ошибок наблюдений.

Коэффициент теплопередачи Λ определялся по известным σ и Γ при определенных предположениях о механизме абляции и величине Q . Предположение о том, что метеороид теряет массу в результате испарения и для него $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, представляется вполне обоснованным для быстрых болидов 16. I. 1966 и 39 130, как видно из рис. 16. Видно, что на большей части пути этих болидов $\Lambda \approx 0,1$, в полном согласии с теоретическими предсказаниями (см. § 16). Но для медленных болидов Лейткирх и 39 128 наблюдается совсем иная картина. Если принять и для них $Q = Q_{\text{исп}}$, то Λ у них быстро растет к концу пути, превосходя в самом конце единицу, что физически невозможно. Объяснить это можно лишь в предположении, что при падении скорости метеороида ниже 10 км/с основным механизмом абляции становится сдувание расплавленной пленки и тогда $Q = 2 \cdot 10^{10}$ эрг/г. Ход Λ при этом предположении показан на рис. 16 пунктиром. В общем случае унос массы происходит за счет обоих механизмов, причем вклад каждого заранее не известен. Этот вопрос будет подробно рассмотрен в главе III.

В 1975 г. З. Цеплеха [300] предложил шесть трансцендентных выражений для вычисления σ из наблюдений. Переписываем (3.1) в виде

$$\frac{dv}{dt} = -\Gamma A \delta^{-2/3} \rho M^{-1/2} v^2. \quad (7.24)$$

Из (3.10) и (3.19) имеем

$$M = M_0 e^{3(u-u_0)}, \quad (7.25)$$

$$\Delta \text{Ei}(u_0, u) \equiv \text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u) =$$

$$= 2\Gamma A \delta^{-2/3} \rho M^{-1/3} e^{u_0} H^* \sec z. \quad (7.26)$$

Наконец, подставляя (3.2) в (3.3), с учетом (3.18), получим

$$I = \frac{\tau}{2} \sigma \Gamma A \delta^{-2/3} \rho M^{2/3} v^5. \quad (7.27)$$

Из (7.24) и (7.26) с учетом (7.25) получаем выражение для вычисления динамического σ , которое входит в

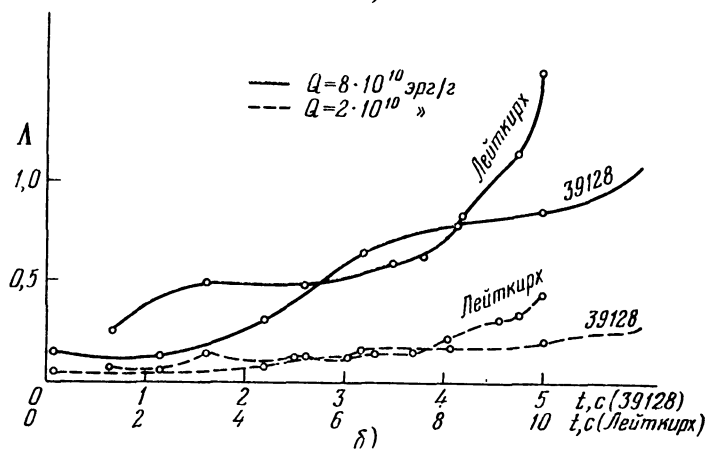
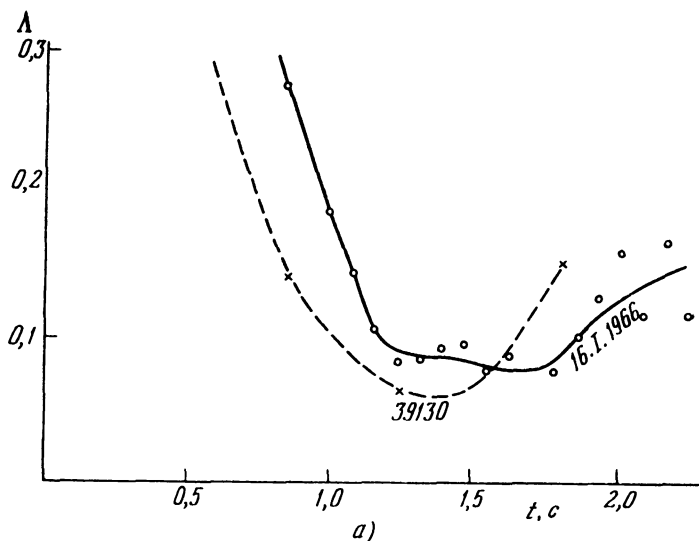


Рис. 16. Изменение Λ вдоль пути ярких болидов. Нижняя шкала времени для болидов 39130 и 16.I.1966, верхняя — для болидов 39128 и Лейткирх

выражения для $\Delta \text{Ei}(u, u_0)$:

$$\frac{\cos z \cdot v^2 \cdot \Delta \text{Ei}(u_0, u)}{2H^* e^u \frac{dv}{dt}} = 1. \quad (7.28)$$

Из (7.25) получаем уравнение для вычисления интегрального фотометрического σ :

$$\frac{M_0 e^{3(u-u_0)}}{M} \frac{1 - \exp[3(u_k - u)]}{1 - \exp[3(u_k - u_0)]} = 1. \quad (7.29)$$

Второй сомножитель в (7.29) учитывает, что конечная масса $M_k > 0$ (индекс «к» соответствует концу пути метеора). Из (7.24) и (7.27) получаем мгновенное фотометрическое σ :

$$\frac{-\tau \sigma M v^3 \frac{dv}{dt}}{2I [1 - \exp 3(u_k - u)]} = 1. \quad (7.30)$$

Аналогично, подставляя вместо текущей массы M начальную массу M_0 , получим мгновенное фотометрическое σ с использованием начальной массы:

$$\frac{\tau \sigma v^3 \frac{dv}{dt} M_0 e^{3(u-u_0)}}{2I [1 - \exp 3(u_k - u_0)]} = 1. \quad (7.31)$$

Комбинируя (7.28) и (7.30), получим комбинированное σ :

$$\frac{4IH^* e^u [1 - \exp 3(u_k - u)]}{\tau \sigma M \cos z \cdot v^5 \Delta \text{Ei}(u_0, u)} = 1, \quad (7.32)$$

и, наконец, комбинируя (7.28) и (7.31), получаем комбинированное σ с использованием начальной массы:

$$\frac{4IH^* e^{3(u-u_0)} [1 - \exp 3(u_k - u_0)]}{\tau \sigma M \cos z \cdot v^5 \Delta \text{Ei}(u_0, u)} = 1. \quad (7.33)$$

В работе [300] приведен пример применения этих формул к одному материалу. В дальнейшем этот метод (вычисление шести независимых значений σ по

одним и тем же наблюдениям), был применен З. Цеpleхой и Р. Мак-Кроски [301] к 322 болидам Прерийной сети (см. § 36). Расчеты σ по формулам (7.28)—(7.33) дают близкие результаты. С ними хорошо согласуются также расчеты по формулам § 5.

Рассмотрим теперь параметр изменения формы метеороида μ . В большинстве работ по физике метеоров молчаливо принимают $\mu = 2/3$ (сохранение подобия формы в процессе абляции). Но поскольку абляция идет в основном на лобовой части поверхности тела, необходимым условием для допущения $\mu = 2/3$ является быстрое беспорядочное вращение тела. Если же тело сохраняет ориентацию или вращается медленно (период вращения больше времени интенсивного испарения), то $\mu < 2/3$.

В 1959 г. Я. Райхль [185a] рассчитал значения μ для нескольких методов по приближенной формуле Б. Ю. Левина [147], выведенной в предположении, что $v = v_0 = \text{const}$ и $\rho(h_m) \gg \rho(h_1)$ (h_m , h_1 , h_2 — высоты максимума блеска, появления и исчезновения метеора):

$$\mu = 1 - \frac{\rho(h_m)}{\rho(h_2)}. \quad (7.34)$$

Для 70 метеоров, использованных Я. Райхлем, получилось в среднем $\mu = 0,555 \pm 0,035$, т. е. величина, близкая к $\mu = 1/2$. В той же работе Я. Райхль пытался изучить изменение μ вдоль пути метеора в предположении, что коэффициент светимости τ_0 , коэффициент теплопередачи Λ и удельная теплота абляции Q не меняются вдоль пути. Но, как показали П. Б. Бабаджанов и В. С. Гетман [18, 19], отношение Λ/Q испытывает значительные и притом немонотонные изменения вдоль пути метеора, убывая в первой половине пути (из-за развития загоразивания) и возрастая во второй половине (после максимума блеска). В их работе [18] было показано, что $\frac{\Lambda}{Q} \propto (M^{1/3} \rho v^3)^\alpha$ ($-1 < \alpha < 1$). Быстрое убывание M и v в конце пути приводит к уменьшению роли загоразивания (и, возможно, к уменьшению Q за счет возрастания роли плавления). Поэтому результаты Я. Райхля, касающиеся изменений μ вдоль пути метеоров, полученные им в [185a], ненадежны. Столь же неоправданно применение формулы (7.34), поскольку, во-первых, поло-

женное в основу ее вывода допущение $v = \text{const}$ как раз в интервале высот между h_M и h_2 не выполняется, а во-вторых, кривая блеска метеора часто не позволяет выявить величину h_M либо из-за плоского максимума, либо из-за наличия нескольких максимумов (колебаний блеска).

Мы попытались применить для определения μ другую формулу, полученную Б. Ю. Левиным [147] для общего случая с переменным v :

$$\frac{\mu \sigma v_0^2 + 3}{\sigma v_0^2 + 3} = \left(\frac{M_M}{M_0} \right)^{1-\mu}. \quad (7.35)$$

Эта формула, как и (7.34), выводится из общих уравнений физической теории метеоров (3.2) и (3.6) путем взятия производной от скорости испарения, например, по ρ и приравнивания ее нулю. Этот прием предполагает, что мы имеем дело с гладкой функцией от некоторого сочетания переменных M , v , ρ , имеющей один максимум, что выполняется далеко не всегда. Так, попытка применить формулу (7.35) к метеорам каталога Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггса [354] и к болидам каталога Р. Мак-Кроски и А. Позен [389] не дала результата: кривые, выражающие левую и правую части трансцендентного уравнения (7.35) в функции μ , в семи случаях из 10 не пересекались ни при каком разумном значении μ . Но даже в случае их пересечения определение μ таким способом будет весьма ненадежным, поскольку эти кривые пересекаются под весьма острым углом.

Этот отрицательный результат — следствие того, что картина изменения блеска метеора гораздо сложнее, чем следует из простой физической теории метеоров.

Нетрудно объяснить и результат Я. Райхля, получившего $\mu \approx 1/2$. Анализ каталога [389] показывает, что разности высот максимума блеска и погасания метеора $\Delta h = h_M - h_2$ дают гауссово распределение с максимумом близ $\Delta h = 4$ км, чему как раз и соответствует $\frac{\rho(h_M)}{\rho(h_2)} = 0,5$,

т. е. $\mu = 0,5$. Характерно, что значения μ , близкие к 0,5, были получены Я. Райхлем независимо для трех разных групп метеоров. Таким образом, мы не имеем пока надежного метода определения μ из наблюдений метеоров.

НАГРЕВ И НАЧАЛО ИСПАРЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ

§ 8. Нагрев метеороида на верхнем участке пути

Уже на верхнем участке пути, встречая удары встречных молекул воздуха, метеороид начинает разогреваться. Тепло, получаемое от ударяющих молекул, идет на нагрев тела и на излучение в окружающее пространство.

Рассмотрим вначале нагрев очень малых частиц. Теория их нагрева была разработана в 1950—1951 гг. Ф. Уипплом [490], а затем развита Б. Ю. Левиным [147], Э. Эпиком [428], Дж. Джонсом и Т. Кайзером [356]. Если метеороид достаточно мал, чтобы прогреваться насквозь (во всей массе) и имеет сферическую форму, то уравнение теплового баланса в расчете на единицу поверхности метеороида на этом этапе имеет вид [356, 490]

$$\frac{\Lambda \rho v^3}{2} = 4\epsilon \sigma_s (T_w^4 - T_a^4) + \frac{4}{3} R \delta c \frac{dT_{cp}}{dt}. \quad (8.1)$$

Здесь слева — тепловой поток, получаемый единицей поверхности миделя от набегающих молекул (ввиду отсутствия загораживания на верхнем участке можно принять $\Lambda = a_e$), справа первый член выражает расход энергии на излучение, второй — на нагрев метеороида. В (8.1) ϵ — коэффициент излучения; σ_s — постоянная Стефана — Больцмана; T_w , T_a — температура поверхности метеороида и окружающей среды; T_{cp} , R , δ , c — средняя температура, радиус, плотность и теплоемкость метеороида соответственно.

Поскольку во второй член входит R , можно полагать, что для достаточно малых тел второй член настолько мал, что основной расход тепла идет на излучение. Пусть это верно для тел с радиусами, меньшими R_c . Пренебрегая вторым членом, мы можем найти то значение ρ , при ко-

тором тело достигнет температуры плавления $T_{пл}$. Обозначим эту величину через ρ_1 :

$$\rho_1 = \frac{8\epsilon\sigma_s}{\Lambda v^3} (T_{пл}^4 - T_a^4) \approx \frac{8\epsilon\sigma_s T_{пл}^4}{\Lambda v^3}. \quad (8.2)$$

Полагая $\Lambda \approx 1$, $\epsilon \approx 1$, $T_{пл} = 2100$ К [428], $\sigma_s = 5,67 \times 10^{-5}$ эрг \cdot град $^{-4} \cdot$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$, получим $\rho_1 = 8,8 \cdot 10^9$ v $^{-3}$, причем эта величина для $R < R_c$ не зависит от R .

Допустим теперь, что $R > R_c$ и первый член мал по сравнению со вторым. Тогда (8.1) можно переписать так (полагая тело все еще настолько малым, что $T_{cp} \approx T_w$):

$$\rho dt = \frac{8}{3} \frac{R\delta c}{\Lambda v^3} dT_w. \quad (8.3)$$

Интегрируя уравнение (8.3), заменив в нем предварительно dt на $v^{-1} \sec z dh$, получим новое выражение для плотности воздуха, при которой тело достигнет точки плавления:

$$\rho_2 = \frac{8R\delta c (T_{пл} - T_a) \cos z}{3\Lambda v^2 H^*}. \quad (8.4)$$

В отличие от ρ_1 , ρ_2 прямо пропорционально R . Найдём теперь граничное значение R_c из условия, что для него $\rho_1 = \rho_2$:

$$R_c = \frac{3\epsilon\sigma_s H^*}{v c \delta \cos z} T_{пл}^2 (T_{пл} + T_a). \quad (8.5)$$

Подставляя те же числа, что и при вычислении ρ_1 , а также $T_a = 200$ К, $H^* = 7 \cdot 10^5$ см, $\cos z = 1$, $\delta = 3$ г/см 3 , $c = 10^7$ эрг/г \cdot град (каменное тело), найдём величину $\rho_2 = 2,9 \cdot 10^5$ Rv $^{-2}$, $R_c = 4 \cdot 10^4$ v $^{-1}$ (для железных тел $\rho_2 = 5,4 \cdot 10^5$ Rv $^{-2}$, $R_c = 2,2 \cdot 10^4$ v $^{-1}$). Для различных значений скорости величины ρ_1 и R_c приведены в табл. 3.

Таким образом, $R_c \sim 10^{-2}$ см (100 мкм). Подсчитаем теперь значение граничного радиуса микрометеороидов, т. е. таких частиц, которые успевают затормозиться, не достигнув температуры плавления. Для этих тел можно положить $M = \text{const}$ и решать одно уравнение (3.1) с постоянной массой. Его решение, как нетрудно убедиться, имеет вид

$$v = v_\infty \exp\left(-\frac{3\Gamma H^* \rho}{4R\delta \cos z}\right). \quad (8.6)$$

Поскольку для микрометеороидов заведомо $R \ll R_c$, мы можем подставить скорость из (8.6) в (8.2), и, полагая по-прежнему $T_a \ll T_{\text{пл}}^4$, найдем плотность на уровне начала плавления тормозящейся частицы:

$$\rho_3 = \frac{8e\sigma_s T_{\text{пл}}^4}{\Lambda v_\infty^3} \exp\left(\frac{9GH^*\rho_3}{4R\delta \cos z}\right) = \rho_1 \exp\left(\frac{9GH^*\rho_3}{4R\delta \cos z}\right). \quad (8.7)$$

Это уравнение трансцендентно относительно ρ_3 и решается методом последовательных приближений. Однако

Т а б л и ц а 3. Характерные размеры метеороидов

Тип метеороидов	v , км/с	R_m , см	R_c , см	R_i , см	ρ_1 , г/см ³
Каменные	15	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	0,20	$2,6 \cdot 10^{-9}$
	30	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,14	$3,3 \cdot 10^{-10}$
	60	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$	0,10	$4,1 \cdot 10^{-11}$
Железные	15	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,54	—
	30	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	0,38	—
	60	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	0,27	—

при малых R оно становится неразрешимым. Это означает, что температура данных тел не достигает точки плавления.

Максимальная температура, которой достигает микрометеороид, находится путем дифференцирования (8.7) по ρ или по h и приравнивания производной нулю. Мы получаем сначала плотность на уровне, где достигается максимальная температура,

$$\rho_4 = \frac{4R\delta \cos z}{9GH^*}, \quad (8.8)$$

а затем, подставляя ρ_4 в (8.7) вместо ρ_3 и заменяя соответственно $T_{\text{пл}}$ на T_{max} , получаем

$$T_{\text{max}} = \left(\frac{\Lambda R \delta v_\infty^3 \cos z}{18e\sigma_s 9GH^*} \right)^{1/4}, \quad (8.9)$$

поскольку экспонента в (8.7) при подстановке в нее ρ_4 превращается в основание натуральных логарифмов e . Наконец, приравнявая $T_{\text{max}} = T_{\text{пл}}$, найдем предельный

радиус микрометеороидов R_m :

$$R_m = \frac{18e\sigma_s \Gamma H^* T_{пл}^4}{\Lambda \delta v_\infty^3 \cos z}. \quad (8.10)$$

Полагая по-прежнему $\Gamma = \Lambda = \varepsilon = 1$, $\cos z = 1$, $T_{пл} = 2100$ К, $H^* = 7 \cdot 10^5$ см и подставляя σ_s , найдем для каменных метеороидов $R_m = 1,25 \cdot 10^{16} v_\infty^{-3}$ и для железных $R_m = 1,47 \cdot 10^{16} v_\infty^{-3}$. Значения R_m для $v_\infty = 15$; 30 и 60 км/с также приведены в табл. 3. Мы видим, что они на 1—2 порядка меньше R_c и измеряются микрометрами и десятками микрометров, а для больших скоростей — даже долями микрометра. Именно такие частицы могут служить ядрами конденсации при образовании серебрястых облаков [47].

Таким образом, самые мелкие частицы (микрометеороиды — класс тел, выделенный в 1950 г. Ф. Уипплом) тормозятся быстрее, чем могут нагреться до начала стадии плавления, а тем более испарения. Для них $R < R_m$.

Следующий класс частиц («мелкие» метеороиды), у которых $R_m < R < R_c$, достигают точки плавления и начинают терять массу, сначала за счет плавления и уноса расплава, а потом за счет испарения. На стадии сильного нагрева отдача тепла излучением играет главную роль в ограничении роста температуры этих частиц.

Более крупные частицы (назовем их «средними») с $R > R_c$ большую часть получаемого тепла расходуют уже не на излучение, а на нагревание, причем прогреваются насквозь. Верхняя граница радиусов этих частиц (обозначим ее через R_i) была оценена Б. Ю. Левиным в 0,1 см для каменных тел и в 0,3 см для железных [147]. Метод определения R_i мы дадим ниже.

Рассмотрим теперь нагревание «крупных» метеороидов, у которых $R > R_i$. Эти тела не прогреваются насквозь, и для них нельзя полагать $T_{ср} = T_w$. Задача о нагреве тел этого класса требует решения уравнения теплопроводности при переменном притоке тепла.

При решении этой задачи большое значение имеют предположения о форме тела, его ориентации, наличии или отсутствии вращения. Еще в 1939 г. Б. Ю. Левин [145] решил эту задачу для полуограниченного цилиндра с плоским торцом, летящего торцом вперед и теплоизоли-

рованного с боковой поверхности. Пусть поток тепла через торец $W(t)$ в соответствии с (3.2) равен

$$W(t) = \frac{\Lambda \rho_0 l_\infty^3}{2} \exp\left(\frac{v_\infty \cos z}{H^*} t\right). \quad (8.11)$$

В этом случае решается одномерное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} - b^2 \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} = 0 \quad (8.12)$$

при начальном и граничном условиях

$$\tau(x, -\infty) = 0; \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{W(t)}{\lambda}. \quad (8.13)$$

где

$$\tau(x, t) = T(x, t) - T_0, \quad (8.14)$$

$$b^2 = \frac{\lambda}{\delta c}. \quad (8.15)$$

Решение уравнения (8.12) с учетом (8.13)–(8.15) имеет вид (переменную t заменяем на ρ)

$$\tau(x, \rho) = \tau(0, \rho) e^{-x/x_0}. \quad (8.16)$$

$$\tau(0, \rho) = \frac{W(\rho) x_0}{\lambda} = \frac{\Lambda l_0}{2\lambda} \rho v_\infty^3, \quad (8.17)$$

причем величина x_0 , которую принято называть *глубиной прогрева*, равна

$$x_0 = b \sqrt{\frac{H^*}{v_\infty \cos z}}. \quad (8.18)$$

Для цилиндра конечной длины l решение было получено Е. А. Любимовой [147] в виде

$$\tau_1(x, \rho) = \tau(0, \rho) e^{-x/x_0} \left[1 + \operatorname{cth} \frac{l}{x_0} \right], \quad (8.19)$$

$$\tau_1(0, \rho) = \tau(0, \rho) \left[1 + \frac{e^{-l/x_0}}{\operatorname{sh} \frac{l}{x_0}} \right], \quad (8.20)$$

где величины с индексом «1» относятся к цилиндру конечной длины, а величины без индекса — к полуграниченному цилиндру, рассмотренному выше. Поправочные

множители в скобках ненамного больше единицы: так, множитель в формуле (8.20) при $l = x_0$ равен 1,31, а при $l = 2x_0$ он равен 1,02. Температура тыловой поверхности при этих условиях соответственно в 2 и 3,5 раза меньше, чем лобовой поверхности [147].

Глубина прогрева x_0 при скоростях метеороида 15—60 км/с для каменных тел составляет 0,05—0,03 см, для железных 0,17—0,09 см. Для рыхлых каменных тел, подобных по своим свойствам сухому песку или минеральному порошку, x_0 составляет 0,03—0,01 см. Эти подсчеты были сделаны Б. Ю. Левиным на основании принятых им значений теплофизических свойств метеороидов (табл. 4).

Т а б л и ц а 4. Теплофизические свойства метеороидов

Тип метеороидов	δ , г/см ³	λ , эрг/см·с·град	c , эрг/г·град	b , см·с ^{-1/2}
Каменные	3,5	$3 \cdot 10^5$	10^7	0,093
Рыхлые каменные	1,0	$2 \cdot 10^4$	10^7	0,045
Железные	7,6	$3 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	0,250

Для быстро и беспорядочно вращающейся сферы решение было получено в 1961 г. З. Цеплейой и В. Падеветом [285] и обобщено в 1966 г. В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [139]. Мы приводим результат в форме, в которой он дан в работе [139], как более удобной. На этот раз уравнение теплопроводности записывается в сферических координатах (r_0 — радиус тела):

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} - b^2 \left(\frac{\partial^2 \tau}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \tau}{\partial r} \right) = 0, \quad (8.21)$$

при следующих начальном и граничных условиях:

$$\tau(r, -\infty) = 0, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial r} \right)_{r=r_0} = -\frac{W(t)}{4\lambda}. \quad (8.22)$$

Распределение температуры вдоль радиуса тела дается выражением

$$\tau(r, \rho) = \tau(r_0, \rho) \frac{r_0}{r} \frac{\operatorname{sh} \frac{r}{x_0}}{\operatorname{sh} \frac{r_0}{x_0}}, \quad (8.23)$$

а температура поверхности выражением

$$\tau(r_0, \rho) = \frac{\Lambda \rho v_\infty^3 r_0}{8\lambda \left(\frac{r_0}{x_0} \operatorname{cth} \frac{r_0}{x_0} - 1 \right)}. \quad (8.24)$$

Сравнение (8.24) с (8.17) показывает, что отношение температур лобового торца полубесконечного цилиндра и поверхности быстро вращающейся сферы равно

$$\frac{\tau(0, \rho)}{\tau(r_0, \rho)} = 4 \left(\operatorname{cth} \frac{r_0}{x_0} - \frac{x_0}{r_0} \right). \quad (8.25)$$

При $r_0 = x_0$ это отношение равно 1,24; при $r_0 = 4x_0$ оно равно 3, а с дальнейшим ростом величины r_0/x_0 стремится к 4. Если сравнивать сферу с цилиндром конечной длины $l = 2r_0$, то картина будет почти такой же.

На основании теории теплопроводности можно оценить значение критического радиуса R_i , при превышении которого нужно учитывать падение температуры с глубиной. Для этого надо приравнять друг другу характерное время переноса тепла теплопроводностью t_τ и характерное время нагрева потоком тепла от набегающих молекул t_0 . Оба времени определим как интервалы, за которые температура под действием соответствующего механизма повышается в e раз. Тогда [139]

$$t_\tau = \left(\frac{R_i}{\pi b} \right)^2; \quad t_0 = \frac{H^*}{v_\infty \cos z} = \left(\frac{x_0}{b} \right)^2. \quad (8.26)$$

Приравнивая их друг другу, получаем $R_i = \pi x_0$. Б. Ю. Левин принимал, что аналогичное условие для цилиндра выполняется при $l > 2x_0$, что мало отличается от условия для сферы.

В 1966 г. независимо В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [139] и Дж. Джонс и Т. Р. Кайзер [356] рассмотрели эту проблему в другой постановке: скорость испарения нарастает не постепенно, а скачком, как только тело достигает некоторой высоты, значение которой можно получить из приведенных выше формул (этот вопрос будет рассмотрен в § 9).

В 1974 г. В. Г. Кручинейко и А. Н. Шайдо [130] получили решение задачи о прогреве метеороидов в предположении, что и прогрев начинается не с «бесконечности»,

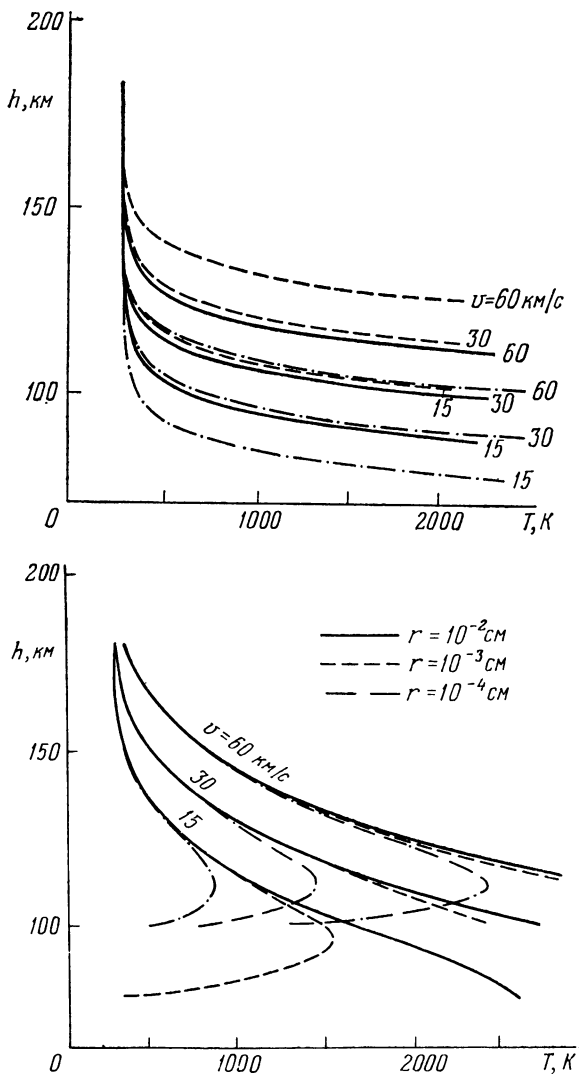


Рис. 17. Нагревание метеороидов разных размеров и состава при их входе в атмосферу с различными скоростями (по Левину): вверху — крупные тела ($R = 1$ см; сплошная линия — плотный каменный, прерывистая — рыхлый каменный, штрих-пунктир — железный метеороид), внизу — мелкие тела.

а с некоторой конечной высоты h_0 , определяемой из условия, что на этой высоте температура поверхности равна $2T_0$, где $T_0 = 280$ К — равновесная температура черного тела на расстоянии 1 а. е. от Солнца (впрочем, выбор h_0 не является принципиальным и может быть сделан, исходя из других соображений).

Постановка задачи в работе В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо имеет смысл для изучения нагрева осколков, отделившихся от главного тела на некоторой высоте (эта высота и будет h_0), особенно таких, которые раньше находились во внутренних частях метеороида, а также для анализа нагревания искусственных метеоров и космических аппаратов, входящих в плотные слои атмосферы с конечной высоты.

Практически всегда расчеты нагревания начинают с некоторой высоты (например, с $h_0 = 180$ км, как в [147]), где нагрев еще мал, и количеством тепла, полученным выше h_0 , можно пренебречь. Действительно, как показывают расчеты, выше 180 км метеороид, летящий даже со скоростью 60 км/с, может нагреться на доли градуса, что совершенно несущественно для дальнейшего анализа*).

На рис. 17 мы приводим результаты расчетов нагрева метеороидов различных размеров и состава при движении их вертикально вниз со скоростями 15, 30 и 60 км/с по данным работы [147].

§ 9. Переход к интенсивному испарению

Поток тепла, получаемый единицей лобовой поверхности тела за единицу времени, пропорционален набегающему потоку воздуха, который, в свою очередь, пропорционален плотности атмосферы на данной высоте (скорость на этом участке можно считать постоянной). Поскольку плотность атмосферы возрастает вдоль пути метеора экспоненциально, по тому же закону возрастает и поток тепла, получаемый единицей поверхности метеороида. Наконец, на некоторой высоте он становится много

) От границ атмосферы до высоты h_0 метеороид встречает массу воздуха $\rho(h_0) \cdot H^ \sec z$, тогда как при движении вниз от h_0 на интервал высот nH^* он встретит массу воздуха в $(e^n - 1)$ раз большую. Так, если $n = 3$ ($\Delta h \approx 20$ км), масса воздуха выше h_0 составляет лишь $\sim 5\%$ заключенной в интервале Δh .

больше, чем отдача тепла излучением и расход тепла на прогревание метеороида, так что почти все тепло идет на испарение. Этот уровень принято называть уровнем начала интенсивного испарения.

Определим высоту уровня начала интенсивного испарения. Массовая скорость испарения определяется формулой Кнудсена — Лэнгмюра [181]

$$G_e \equiv \frac{1}{S} \frac{dM}{dt} = \psi \frac{p_n - p_v}{\sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}}, \quad (9.1)$$

где p_n — давление насыщенного пара при температуре испаряющейся поверхности; p_v — парциальное давление пара в смеси пар — воздух перед телом; m — масса испаряющейся молекулы (атома); ψ — коэффициент конденсации, определяющий долю испарившихся молекул, конденсирующихся при столкновении с поверхностью. Для всех металлов $\psi = 1$ [181], для неметаллов $\psi < 1$, причем точные данные для интересующих нас каменных веществ отсутствуют. Для сравнения укажем, что для серы $\psi = 0,7$, для сильвина (KCl) $\psi = 1$, для графита $\psi = 0,35$ [244, 245]. Впредь до получения более точных данных мы будем принимать для каменных метеороидов $\psi = 0,5$. (Физически отличие ψ от единицы объясняется тем, что энергия активации молекулы при конденсации не равна нулю, чем и отличаются активированные молекулы от молекул конденсата [25].)

Давление насыщенного пара определяется из уравнения Клапейрона — Клаузиуса для кривой фазового равновесия

$$p_n(T_w) = \exp \left(K - \frac{Q_v m}{kT_w} \right), \quad (9.2)$$

где K — константа, определяемая из эксперимента; Q_v — удельная теплота испарения при температуре T_w . Формула (9.2) легко приводится к виду

$$\lg p_n = C_1 - \frac{C_2}{T_w}. \quad (9.3)$$

К сожалению, значения C_1 и C_2 , приводимые в различных работах, сильно различаются между собой (даже

для одних и тех же материалов), как можно судить на примере железа:

C_1	C_2	Автор
13,53	21 400	С. Дэшман [147]
10,61	16 120	Э. Эпик [428]
12,11	19 700	Б. Л. Кащеев и др. [98]
11,64	18 180	В. А. Пазухин, А. Я. Фишер [176a]

Сводку определений зависимости p_n от T_w для различных типов метеороидов и тектитов приводят Б. Болдуин и Г. Дж. Аллен [267]. Мы воспроизводим ее на рис. 18, добавив прямые, соответствующие зависимостям, использованным в работах [98, 147, 428]. Значения C_1, C_2 для тех же типов метеороидов приведены в работе Б. Болдуина и И. Шеффер [269].

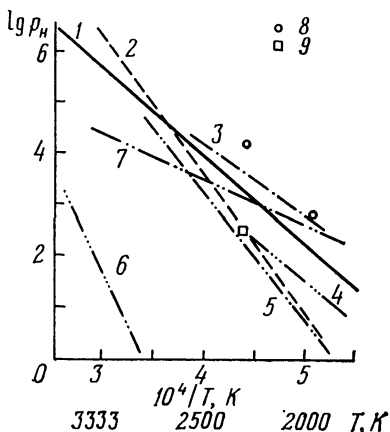


Рис. 18. Зависимость давления насыщенного пара вещества метеороида от температуры (по Болдуину и Аллену): 1 — углистый хондрит, 2 — хондрит, 3 — каменный метеорит (по Эпику), 4 — железо (по Эпику), 5 — тектиты (по Чепмену и Ларсону), 6 — уголь, 7 — кометные метеороиды (по Аллену и Болдуину), 8 — синтетический углистый хондрит (по Циммерману), 9 — энстатит Нортон Каунти (по Ченталанци).

расхождение всех кривых минимально) получим $C_1(\text{Fe}) = 12,05$, $C_1(\text{кам.}) = 10,95$. Подробнее вопрос о кривых упругости будет рассмотрен в § 15.

Величина C_2 может быть определена непосредственно по формуле (9.2), а именно:

$$C_2 = 0,4343 \frac{Q_v m}{k}. \quad (9.4)$$

Подставляя для железа $Q_v = 6,4 \cdot 10^{10}$ эрг/г [428], $m = 9,2 \cdot 10^{-23}$ г, получим $C_2 = 18 500$ К. Аналогичный расчет для хондритов ($Q_v = 6,05 \times 10^{10}$ эрг/г, $m = 8,2 \times 10^{-23}$ г) дает $C_2 = 15 500$ К. Из условия наибольшего сближения с экспериментальными кривыми при $T_w = 2700$ К (где

Нашему исходному предположению о переходе к интенсивному испарению соответствует условие $p_n \gg p_v$. Кроме того, процесс испарения быстро движущегося метеороида сопровождается сильным оттоком паров (за счет боковых градиентов давления и взаимодействия паров с набегающим потоком). Поэтому величиной p_v в формуле (9.1) можно пренебречь. На основании (3.2) и (9.1) будем иметь (индекс у p опускаем)

$$p = \frac{1}{\psi} \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \frac{\Lambda \rho v^3}{2Q}. \quad (9.5)$$

На основании условия, что вся энергия, приносимая набегающим потоком, идет на испарение, приравняем приход энергии на единицу поверхности миделя метеороида за единицу времени ее расходу на испарение:

$$QmN = \Lambda \frac{\rho v^3}{2}, \quad (9.6)$$

где

$$mN = \frac{1}{S} \frac{dM}{dt}. \quad (9.7)$$

Из (9.5) и (9.6) имеем

$$\lg(QmN) = \lg p + B - 0,5 \lg T, \quad (9.8)$$

где

$$B = \lg \left[Q\psi \sqrt{\frac{m}{2\pi k}} \right]. \quad (9.9)$$

Для железных метеороидов $B = 7,42$, для каменных $B = 7,09$. Заменяя $\lg p$ по (9.3), получим из (9.8)

$$\lg(QmN) = B + C_1 - \frac{C_2}{T} - 0,5 \lg T. \quad (9.10)$$

Теперь из (9.6) и (9.10) нетрудно получить давление атмосферы на участке интенсивного испарения ρ_n :

$$\rho_n = \frac{2QmN}{\Lambda v^3}. \quad (9.11)$$

Поскольку числитель (9.11) на основании (9.10) является функцией температуры поверхности T_w , можно построить график зависимости ρ_n от T_w или, поскольку ρ связано с высотой h , получить изменение T_w с высотой для данной скорости метеороида v . Правда, в (9.11)

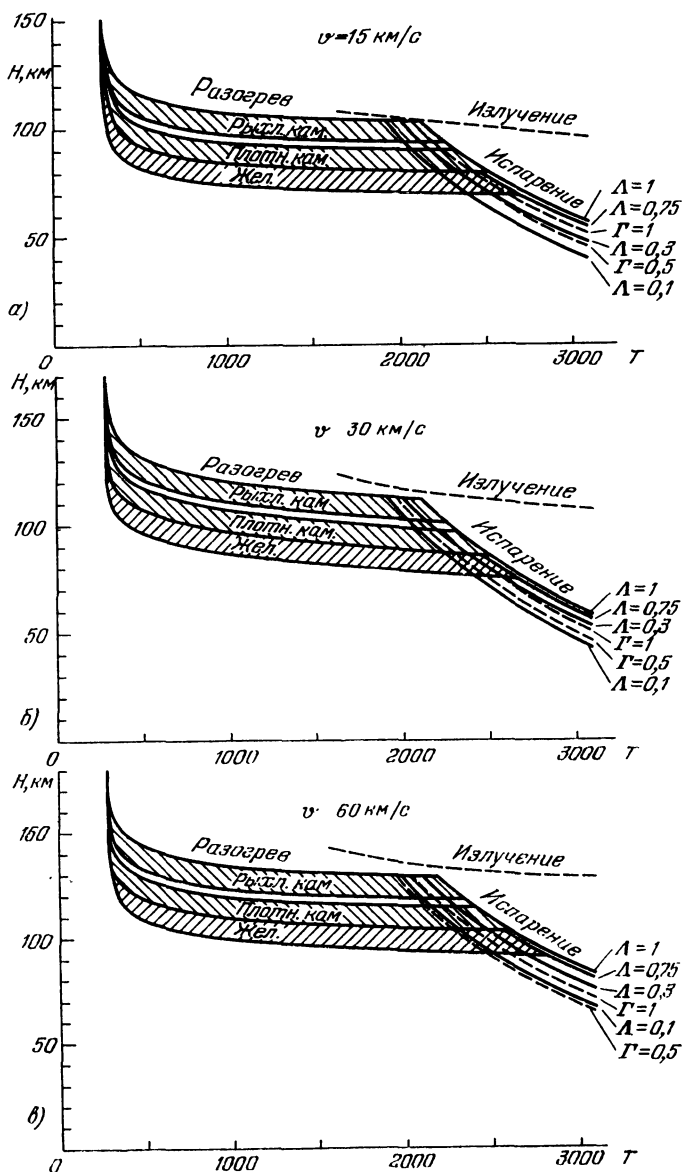


Рис. 19. Изменение температуры метеороидов с высотой (по Левину) для разных значений скорости v : а — 15 км/с, б — 30 км/с, в — 60 км/с.

имеется еще неопределенный коэффициент Λ , равный единице в начале перехода к интенсивному испарению и падающий у крупных тел до нескольких сотых в конце пути. Поэтому на график (рис. 19) мы нанесем ряд кривых $T_w(h)$ для каждой скорости: от $\Lambda = 1$ и до $\Lambda = 0,1$.

До сих пор мы рассматривали процесс испарения с поверхности. Однако при определенных условиях может наступить кипение жидкой пленки. Это произойдет в том случае, если равновесное давление пара p_n превзойдет давление набегающего потока p_e :

$$p_n \geq p_e = \Gamma v^2. \quad (9.12)$$

Из (9.5) и (9.12) найдем следующее условие кипения:

$$T_w \geq \left(\frac{\Psi}{\sigma v} \right)^2 \frac{m}{2\pi k}. \quad (9.13)$$

Если принять вместе с Б. Ю. Левиным [147] $\sigma = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^2$, то для железных метеороидов получим условие кипения

$$T_w \geq \frac{2,65 \cdot 10^{16}}{v^2}, \quad (9.13a)$$

а для каменных

$$T_w \geq \frac{5,9 \cdot 10^{15}}{v^2}. \quad (9.136)$$

Отсюда получаем следующие значения $T_{\text{кип}}$ для железных и каменных метеороидов:

v , км/с	15	20	25	30	40	50	60
$T_{\text{кип}}$ (жел.), К	12 000	6600	4250	3000	1650	1050	750
$T_{\text{кип}}$ (кам.), К	2 600	1480	950	650	370	235	165

Таким образом, у быстрых железных метеороидов ($v > 30$ км/с) и практически у всех каменных ($v > 14$ км/с) происходит кипение пленки расплава. Этот вывод подтверждается экспериментами [44].

Аналогично случаю испарения с поверхности можно построить график зависимости $T_w(h)$ и для случая кипения. Для этого приравняем $p_e = p_n$ и тогда найдем

$$\rho_{\text{кип}} = \frac{p_n}{\Gamma v^2}, \quad (9.14)$$

где p_n находится по формуле (9.3) в функции T_w . Практически удобнее поступать наоборот, т. е. для заданной высоты h находить ρ , а затем по формуле (9.12) $p_e = p_n$ и из (9.3) получать T_w . Графики $T_w(h)$ для тех же скоростей и значений $\Gamma = 1$ и $\Gamma = 0,5$ нанесены на рис. 19.

Рассмотрение рис. 19 показывает, что ход кривых $T_w(h)$ как для случая испарения с поверхности, так и для случая кипения жидкой пленки примерно одинаков и зависит в основном от скорости метеороида. Соединяя кривые $T_w(h)$ для участка нагрева (см. рис. 17) и для участка испарения, мы получим полную картину изменения температуры поверхности тела с высотой и уровнем начала интенсивного испарения $\rho^{(1)}$.

Из (9.10), подставляя значения B , C_1 , C_2 для железных и каменных метеороидов, получим следующие формулы для скорости испарения:

$$\lg(mN) = 8,57 - \frac{18\,500}{T} - 0,5 \lg T \text{ (жел.)}, \quad (9.15a)$$

$$\lg(mN) = 7,14 - \frac{15\,500}{T} - 0,5 \lg T \text{ (кам.)}. \quad (9.15b)$$

В таблице 5 приводятся значения скорости испарения в функции температуры поверхности для железных и каменных метеороидов (в $\text{г/см}^2 \cdot \text{с}$).

Как видно из табл. 5, с повышением температуры на 200° скорость испарения увеличивается в 4—5 раз (сначала быстрее, потом все медленнее). На основании формулы (8.17) рост температуры на участке нагревания на ΔT соответствует прохождению метеороидом интервала высот Δh , определяемого формулой (для плоского торца цилиндра)

$$\Delta h = - \frac{2\lambda H^*}{\Lambda x_0 \rho v^3} \Delta T. \quad (9.16)$$

Расчет по этой формуле с использованием данных табл. 4 и рис. 19 показывает, что для железных метеороидов нагрев на 200° при $\Lambda = 1$ происходит на интервале $\Delta h \approx 0,5$ км, а для каменных на $\Delta h \approx 1$ км, причем величина этого интервала почти не зависит от скорости, хотя, казалось бы, из (9.16) следует, что $\Delta h \propto v^{-2,5}$ (поскольку $x_0 \propto v^{-1/2}$). В действительности, как легко видеть из (9.6) и (9.11), плотность атмосферы на уровне начала интенсивного испарения $\rho_n \propto v^{-3}$, а значит, фактически $\Delta h \propto v^{-1/2}$.

Т а б л и ц а 5. Скорость испарения метеороидов

T_w , К	1800	2000	2200	2400	2600	2800
Железные	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	0,15	0,55	1,74
Каменные	$8,1 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	0,30	0,74

Определим теперь значение ρ_n для крупных тел ($R > R_i$), обозначив его $\rho_n^{(1)}$. Для этого приравняем температуру поверхности тела на участке нагрева, получаемую из формул (8.17) и (8.24), температуре той же поверхности на участке интенсивного испарения, согласно формуле (9.10) с учетом равенства прихода энергии от набегающего потока ее расходу на испарение (9.6). Согласно (9.10) и (9.6) температура испаряющейся поверхности равна

$$T_n = \frac{C_2}{B + C_1 - 0,5 \lg T = \lg \frac{\Lambda \rho v^3}{2}}. \quad (9.17)$$

Согласно формуле (8.17) для лобового торца цилиндра на участке нагрева выполняется соотношение

$$\frac{\Lambda \rho v^3}{2} = \frac{(T - T_0) \lambda}{x_0}. \quad (9.18)$$

Подставляя (9.18) в (9.17) и приравнивая $T_n = T$, получаем следующее выражение для $\rho_n^{(1)}$:

$$\rho_n^{(1)} = \frac{2\lambda}{\Lambda x_0 v^3} \left[\frac{C_2}{B + C_1 - 1,37 \lg T - \lg \frac{\lambda}{x_0}} - T_0 \right]. \quad (9.19)$$

Здесь мы положили приближенно $T - T_0 = 0,87T$. Неточность в значении T под знаком логарифма (да еще в виде сравнительно небольшого слагаемого в знаменателе) не может существенно повлиять на результат. Так, ошибка в значении T на 200° приведет к неточности в $\rho_n^{(1)}$ менее чем на 1%. В формуле (9.19) следует положить $\Lambda = 1$, поскольку на участке нагрева загоразживания малó

Важно отметить, что кривые нагрева метеороидов, полученные в § 8, зависят главным образом от их состава и структуры, поскольку процесс нагрева определяется теплоемкостью. Кривые же испарения зависят либо от коэффициента Λ (доли подводимой к телу энергии) — в случае поверхностного испарения, либо от коэффициента Γ (доли доходящего до тела импульса) — в случае кипения пленки расплава, и не зависят от состава и структуры тела. Поэтому смыкание обоих семейств кривых происходит на разных уровнях: для каменных тел выше, чем для железных, для рыхлых — еще выше. Уровни высоты, соответствующие $\rho_n^{(1)}$ для этих трех классов метеороидов, вычисленные по формуле (9.19) для трех значений скорости v , представлены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Высоты начала интенсивного испарения

Структура тел	v , км/с			Форма тела
	15	30	60	
Железные	80	89	98	Торец цилиндра
Каменные	88	87	106	
Рыхлые	93	103	112	
Железные	71	80	89	Быстро вращающаяся сфера, $R > R_i$
Каменные	79	88	97	
Рыхлые	84	94	103	
Железные	81	89	96	То же, $R = 0,1$ см
Каменные	84	92	99	
Рыхлые	92	100	107	

Для быстро вращающейся сферы результаты будут такими же, но уровень перехода к интенсивному испарению будет лежать на 9 км ниже [139]. Тела другой формы и медленно вращающиеся займут промежуточные положения,

До сих пор мы рассматривали переход к интенсивному испарению для крупных тел с $R > R_i$ (см. § 8). Для более мелких тел надо учитывать их прогрев насквозь, во всей массе, и тогда температура испарения (кипения) будет равна средней температуре тела $T_{\text{ср}}$. Подставляя в формулу (8.4) $T_{\text{и}}$ вместо $T_{\text{пл}}$, получим плотность атмосферы на уровне начала интенсивного испарения:

$$\rho_{\text{и}}^{(2)} = \frac{8R\delta \cos z \cdot c_p (T_{\text{и}} - T_a)}{3\lambda v^2 H^*}. \quad (9.20)$$

Температуру $T_{\text{и}}$, как и ранее, находим из кривой упругости пара (см. рис. 18). В отличие от формулы (9.19), уровень начала испарения мелких метеорных тел зависит от их размеров. Значения высот, соответствующих $\rho_{\text{и}}^{(2)}$, также приведены в табл. 6 для значения $R = 0,1$ см, которое согласно табл. 3 лежит в пределах $R_e < R \leq R_i$ для всех скоростей, приведенных в табл. 6. Увеличение R вдвое приведет к снижению всех высот на 4,5 км и наоборот.

Как видно из табл. 6, сферическое тело малых размеров начинает испаряться выше, чем крупное тело той же формы, поскольку у последнего происходит отвод тепла вглубь за счет теплопроводности. Различие высот составляет от 2 до 10 км, иначе говоря, «крупными» следует считать тела с нижним пределом R от 0,15 до 0,4 см (в разных случаях), в полном согласии с табл. 6.

Если условия таковы, что наступит не испарение с поверхности, а кипение пленки расплава, приведенные выше результаты не изменятся, но скорость испарения на тех же уровнях будет несколько больше, так как кипение всегда происходит при максимальной температуре, соответствующей давлению набегающего потока и кривой упругости пара (см. рис. 18). При входе метеороида во все более плотные слои атмосферы давление p_e растет, а с ним растет и температура кипения, пока торможение в атмосфере не остановит этот процесс. Нужно помнить, что пленка расплава, в которой происходит кипение, — очень тонкая ($10^{-4} \div 10^{-2}$ см), и тепло к ней подводится снаружи (к поверхности пленки), поэтому скорость уноса массы при кипении будет весьма ненамного превышать скорость уноса при испарении с поверхности.

§ 10. Эффекты загоразивания. Режим первых столкновений

Отлетающие от поверхности метеороида молекулы, сталкиваясь с налетающими молекулами потока воздуха, предохраняют тело от ударов некоторых из них, создавая эффекты аэродинамического и теплового загоразивания. По мере развития процесса испарения такую же роль начинают играть испарившиеся молекулы. Для учета этих эффектов в выражения для коэффициента сопротивления Γ и теплопередачи Λ в формулах (7.13) и (7.14) мы ввели коэффициенты аэродинамического загоразивания α_Γ и теплового загоразивания α_Λ . Теперь наша задача состоит в том, чтобы получить их значения при заданных условиях обтекания.

Загоразивающее действие отлетающих и испаряющихся молекул было впервые рассмотрено в 1937 г. Э. Эпиком [422] и подробно исследовано в 1941 г. Б. Ю. Левиным [145] (см. также [147]). Б. Ю. Левин рассматривал цилиндрическое тело с плоской лобовой поверхностью. Молекулы считались упругими твердыми сферами с постоянным газодинамическим сечением σ_0 .

Загоразивание определяется долей F загороженной площади лобовой поверхности тела. Коэффициент аэродинамического загоразивания α_Γ определяется как вероятность того, что налетающая молекула достигнет поверхности тела и передаст ему свой импульс (и аналогично — энергию в случае α_Λ):

$$\alpha_\Gamma = e^{-\zeta F}, \quad F = 0,85a \frac{R}{l} \frac{v^3}{Qv_e} \alpha_\Lambda. \quad (10.1)$$

Множитель $\zeta < 1$ учитывает то обстоятельство, что в результате столкновений часть участвовавших в них молекул будет отброшена к телу и передаст ему импульс и энергию. Обоснованного выражения для ζ Б. Ю. Левин не дал, ограничившись грубой оценкой $\zeta \approx 0,2$.

Иной подход к этой задаче (применительно к загоразиванию испарившимися молекулами) содержится в работе В. Н. Лебединца и Ю. И. Портнягина [139] (см. также [98]). Они рассматривают упрощенную модель цилиндра, в которой все испарившиеся молекулы вылета-

ют из центра лобовой поверхности (это несколько увеличивает роль загораживания). Но главное отличие их подхода состоит в том, что они учитывают зависимость сечения рассеяния (диффузии, передачи импульса) от скорости столкновения в форме $\sigma_d \propto v^{-1}$ и полагают, что каждая испарившаяся молекула может защитить поверхность тела от удара только одной налетающей молекулы. Коэффициент ζ они принимают, по Б. Ю. Левину, равным 0,2.

Различие исходных предположений привело к тому, что по оценке В. Н. Лебединца и Ю. И. Портнягина предельный радиус метеороида, при котором можно пренебречь загораживанием, оказался на 1—2 порядка меньше, чем по оценке Б. Ю. Левина, а соответствующая предельная масса — меньше на 4—6 порядков.

Такая ситуация, с одной стороны, и успехи аэродинамики разреженных газов, — с другой стороны, заставляет нас рассмотреть проблему загораживания заново.

Рассмотрим сначала загораживание отлетающими молекулами. Пусть тело метеороида имеет плоскую или выпуклую лобовую поверхность произвольной формы. Если она может быть аппроксимирована каким-либо уравнением или задана параметрически, задача может быть решена до конца, хотя трудности решения возрастают с переходом от простых форм к более сложным.

Очевидно, что загораживание может иметь место лишь в результате столкновений, происходящих в пределах цилиндра, образующие которого параллельны направлению встречного потока и касательны к метеороиду. Будем считать метеороид неподвижным и свяжем с ним декартову систему координат, в которой ось Z направим навстречу потоку, оси X и Y — в перпендикулярной плоскости. В каждой точке лобовой поверхности тела ось Z образует с нормалью угол θ_0 (угол падения), который является одним из основных параметров задачи.

Задача состоит в том, чтобы: а) определить количество отлетающих молекул, эффективно участвующих в загораживании, т. е. испытывающих столкновения с набегающими молекулами в пределах цилиндра; б) определить обстоятельства столкновений, в ходе которых появляются частицы, отбрасываемые к телу; в) определить

уменьшение потоков массы, импульса и энергии в результате совместного действия факторов а) и б).

Элементарный подход к этой задаче, даже в предположении слабого загораживания, наталкивается на большие трудности, красноречиво описанные в монографии Б. Ю. Левина [147]. Приходится считаться с наличием трех коэффициентов загораживания: числа частиц α_N , импульса α_T и энергии α_A , а также соответствующих им коэффициентов ослабления загораживания за счет фактора б): ξ_N , ξ_T и ξ_A . Определить их отдельно, исходя из физической теории метеоров, не представляется возможным.

Однако современные методы аэродинамики разреженных газов [10, 25, 113], основанные на решении кинетического уравнения Больцмана или аппроксимирующих его модельных кинетических уравнений [25], позволяют (при некоторых упрощениях) получить все нужные величины, если мы можем ограничиться учетом так называемых первых столкновений (т. е. столкновений отлетающих молекул с набегающими).

Метод решения задачи [52] основан на применении оператора взаимодействия частиц между собой — внутренней трансформанты $T(u_1, u_2, u)$ и оператора их взаимодействия с телом — граничной трансформанты $T_s(u_1, u)$. Первая из них определяет вероятность образования частицы с вектором скорости u при столкновении двух частиц со скоростями u_1, u_2 , вторая — то же самое при столкновении частицы со скоростью u_1 с поверхностью тела. В результате применения этих операторов могут быть построены функции распределения частиц по скоростям $f(u)$. Поскольку эти функции зависят еще и от положения точки в пространстве, их обычно записывают в виде $f(r, u)$, где r — вектор, определяющий положение рассматриваемой точки относительно начала координат (выбор последнего зависит от формы тела).

Система кинетических уравнений включает функцию столкновений

$$Q(r, u) = \int_{-\infty}^{\infty} |u - u_1| \sigma(|u - u_1|) f(r, u_1) du_1. \quad (10.2)$$

вероятность пробега частиц за время t в интересующей

нас области пространства

$$\Pi(r, u, t) = \exp \left\{ - \int_0^t Q(r - u\tau, u) d\tau \right\}, \quad (10.3)$$

функцию рождений частиц со скоростью u в ходе столкновений

$$\Phi(r, u) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int |u_1 - u_2| \sigma f(r, u_1) f(r, u_2) T(u_1, u_2, u) du_1 du_2, \quad (10.4)$$

где $\sigma(|u - u_1|)$ — полное сечение столкновения. Функция распределения записывается следующим образом:

$$f(r, u) = f(r - ut_*, u) \Pi(r, u, t_*) + \\ + \int_0^{t_*} \Phi(r - ut, u) \Pi(r, u, t) dt. \quad (10.5)$$

Физический смысл уравнения (10.5) состоит в том, что функция распределения в точке (r, u) выражается как сумма двух величин: числа частиц, имевших скорость u и пришедших за характерное время t_* в рассматриваемую точку с расстояния ut_* (с учетом вероятности пробега $\Pi(r, u, t_*)$), и числа частиц, образовавшихся в ходе столкновений за времена $t \leq t_*$ и также достигших рассматриваемой точки со скоростью u . В монографии Р. Г. Баранцева ([25], гл. XI) подробно описан порядок решения уравнений (10.2)–(10.5) и вычисления входящих в них функций, поэтому мы отсылаем к этой работе всех интересующихся подробностями метода. Здесь мы только укажем, что эти уравнения решаются методом итераций, принимая за нулевое приближение соответствующие величины для свободно-молекулярного потока.

Решения для потоков массы $v(r_s)$ импульса $p(r_s)$ и энергии $q(r_s)$ на поверхности тела имеют следующий общий вид:

$$g(r_s) = g_0(r_s) - \varepsilon \frac{V\bar{h}_*}{\text{Kn}} g'(r_s), \quad (10.6)$$

где символ g означает любой из потоков (v, p, q) , индекс 0 относится к свободно-молекулярному потоку (без за-

гораживания); K_n — число Кнудсена для набегающего потока *); h_* , ε — параметры, причем

$$K_n = \frac{1}{n_\infty \sigma_0 L \sqrt{2}}; \quad \varepsilon = t_* \frac{v_\infty}{L}; \quad h_* = \frac{mv_\infty^2}{2kT_w}. \quad (10.7)$$

Здесь L — характерный размер тела; v_∞ , n_∞ — скорость и концентрация набегающих молекул; m — их масса; T_w — температура поверхности; k — постоянная Больцмана; t_* — характерное время («интервал завязки»), определяемое из сравнения с экспериментами; σ_0 — газокинетическое сечение молекул газа (для воздуха $\sigma_0 = 4,28 \cdot 10^{-15}$ см²).

Если нас интересует величина $1 - \alpha$, где α — соответствующий коэффициент загораживания, то из (10.6) получаем

$$1 - \alpha = \varepsilon \frac{\sqrt{h_*}}{K_n} \frac{g'}{g_0}. \quad (10.8)$$

Значения g_0 и g' различны для разных потоков. Приведем сначала выражения для g_0 (в безразмерной форме):

$$\left. \begin{aligned} v_0 &= \cos \theta_0, \\ p_0 &= \cos \theta_0 (u_\infty - u_s), \\ q_0 &= \cos \theta_0 (1 - u_s^2). \end{aligned} \right\} \quad (10.9)$$

Здесь за единицы потоков массы, импульса и энергии приняты соответственно потоки на перпендикулярную площадку при отсутствии загораживания, за единицу скорости — скорость набегающего потока v_∞ , через $u_s = \frac{v_s}{v_\infty}$ обозначена средняя скорость отлетающих молекул у поверхности. Добавки g' , возникающие за счет первых столкновений, имеют следующий вид:

$$g' = \frac{4}{\sqrt{2\pi}} (1 - 2u_s \cos \theta_0 + u_s^2)^{1/2} \cos \theta_0 \left(\frac{g_0}{2} - g^* \right). \quad (10.10)$$

В последней скобке член g^* означает добавку потоков массы, импульса и энергии за счет рождений частиц,

*) О некоторых важных уточнениях, связанных с использованием понятия числа Кнудсена, см. § 6 (с. 47).

отбрасываемых к телу. Этот член имеет различный вид для трех потоков. При малых u_s , отбрасывая члены порядка u_s^2 , получаем

$$v_* = \frac{1}{8} (1 + \cos \theta_0)^2 - \frac{u_s}{8} (1 + \cos \theta_0) (2 - \cos \theta_0 + \cos^2 \theta_0), \quad (10.11)$$

$$p_* = \frac{1}{24} (1 + \cos \theta_0)^3 - \frac{u_s}{24} (1 + \cos \theta_0)^2 (4 - 2 \cos \theta_0 + \cos^2 \theta_0), \quad (10.12)$$

$$q_* = \frac{1}{48} (1 + \cos \theta_0)^3 (3 - \cos \theta_0) - \frac{u_s}{48} (1 + \cos \theta_0)^2 (8 - 7 \cos \theta_0 + 2 \cos^2 \theta_0 - \cos^3 \theta_0). \quad (10.13)$$

Для плоской лобовой поверхности ($\theta_0 = 0^\circ$) выражения (10.11)–(10.13) сильно упрощаются:

$$v_{*0} = \frac{1 - u_s}{2}; \quad p_{*0} = \frac{2 - 3u_s}{6}; \quad q_{*0} = \frac{2 - u_s}{6}. \quad (10.14)$$

Поделив их на соответствующие значения g_{00} (также при $\theta = 0^\circ$), получим (пренебрегая величиной u_s^2)

$$\left(\frac{v_*}{v_0} \right)_0 = \frac{1 - u_s}{2}; \quad \left(\frac{p_*}{p_0} \right)_0 = \frac{2 - 3u_s}{6(1 - u_s)}; \quad \left(\frac{q_*}{q_0} \right)_0 = \frac{2 - u_s}{6}. \quad (10.15)$$

Коэффициенты ξ , введенные Б. Ю. Левиным, равны отношению последней скобки в (10.10) к $g_0/2$, т. е.

$$\xi = 1 - 2 \frac{g_*}{g_0}. \quad (10.16)$$

Подставляя в (10.16) соответствующие выражения из (10.15), получим

$$\xi_N = u_s; \quad \xi_\Gamma = \frac{1}{3(1 - u_s)}; \quad \xi_\Lambda = \frac{1 + u_s}{3}. \quad (10.17)$$

Если принять $v_s = 1$ км/с, $v_\infty = 30$ км/с, то мы получим $\xi_N = u_s = 0,03$, $\xi_\Gamma = \xi_\Lambda = 0,33$. Для других значений v_s , v_∞ величины ξ будут мало отличаться от приведенных значений, так как $u_s \ll 1$.

Таким образом, значения ξ_Γ и ξ_Λ по порядку величины недалеки от оценки Б. Ю. Левина ($\xi = 0,2$), учитывая

ее приближенный характер, но величина ζ_N меньше остальных на целый порядок. Это связано с тем, что рожденные в ходе столкновений и отброшенные обратно к телу частицы имеют малые скорости, и поэтому, несмотря на их сравнительно большое число, они вносят слабый вклад в приток импульса и энергии.

Подсчитаем теперь величины α . Поскольку развитая здесь теория применима только в условиях слабого загроживания, т. е. при $K_n \gg 1$, возьмем в качестве примера метеороид с $R = 0,1$ см, летящий на высоте 100 км со скоростью 30 км/с. Тогда из (10.7) имеем: $h_* \approx 800$, $K_n = 120$. По данным численного моделирования [25] коэффициент ε для потока импульса равен 0,86, для потока энергии 1,6; для потока массы он не приводится, и мы примем в этом случае $\varepsilon = 1$. Тогда для нашего примера из (10.8), (10.10) и (10.15) найдем

$$\alpha_N = 0,995; \quad \alpha_T = 0,95; \quad \alpha_A = 0,90.$$

В случае сферы усредненные по лобовой полусфере значения g_0 имеют вид

$$\bar{v}_0 = 0,5; \quad \bar{p}_0 = 2 + \frac{4}{3} u_s; \quad \bar{q}_0 = \frac{1}{2} (1 - u_s^2), \quad (10.18)$$

однако выражения для g' получаются весьма громоздкими. Мы приводим их значения в табл. 7, заимствованной из работы [25].

Т а б л и ц а 7. Значения g' и g_0 для сферы

h_*	10	100	∞	h_*	10	100	∞
\bar{v}'	0,053	0,010	-0,016	\bar{q}'	0,140	0,104	0,085
\bar{p}'	0,986	0,554	0,333	\bar{q}_0	0,461	0,496	0,500
p_0	2,384	2,118	2,000				

Для сферы с $R = 1$ см в том же примере получим

$$\alpha_N = 0,95; \quad \alpha_T = 0,48; \quad \alpha_A = 0,22.$$

Малые значения α_A сравнительно с α_T объясняются различием в значении коэффициента ε для потоков импульса и энергии (физически это связано с малыми скоростями «отбрасываемых» частиц). В то же время с

уменьшением значений α падает достоверность результатов, поскольку второй член в (10.6) становится сравнимым по порядку величины с первым членом. Между тем по идее теории первых столкновений второй член представляет собой малую добавку к первому («свободно-молекулярному») члену.

Сформулируем условие применимости этой теории к нашей задаче. Пусть второй член в (10.6) не должен превышать долю κ от величины первого члена. Тогда

$$g' \leq \kappa \frac{Kn}{\varepsilon \sqrt{h_*}} g_0. \quad (10.19)$$

Пренебрегая в (10.9) и (10.10) величиной $u_s \ll 1$, получим из (10.19) и (10.10)

$$\frac{g_0}{2} - g_* \leq \kappa \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \frac{Kn}{\varepsilon \sqrt{h_*}}. \quad (10.20)$$

Для цилиндра с плоской лобовой поверхностью, используя (10.14) и (10.15), получаем

$$\left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_v \geq 0,8 \frac{u_s}{\kappa}; \quad \left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_p \geq \frac{0,23}{\kappa}; \quad \left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_q \geq \frac{0,43}{\kappa}. \quad (10.21)$$

Условие для q , как самое строгое, возьмем за основу. Это значит, что если мы потребуем $\kappa = 0,1$, то должно быть $Kn \geq 4,3 \sqrt{h_*}$, если же ограничимся требованием $\kappa = 0,5$, то придем к условию $Kn \geq 0,86 \sqrt{h_*}$. Для сферы

Т а б л и ц а 8. Нижние границы применимости теории первых столкновений (ТПС) в км

R, см	$\kappa=0,1$			$\kappa=0,5$		
	$v=15$	30	60	15	30	60
1	110	115	120	100	105	109
10^{-1}	96	100	105	87	91	95
10^{-2}	83	87	91	72	77	81
10^{-3}	68	72	77	55	60	66

соответствующие условия имеют вид

$$\left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_v \geq \frac{0,02}{\kappa}, \quad \left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_p \geq \frac{0,22}{\kappa}, \quad \left(\frac{Kn}{\sqrt{h_*}}\right)_q \geq \frac{0,33}{\kappa}, \quad (10.21a)$$

т. е. мало отличаются от условий для цилиндра и даже (в случае q) несколько мягче их. Основываясь на условии (10.21) для q , составим таблицу предельных высот, где реализуется это условие (табл. 8).

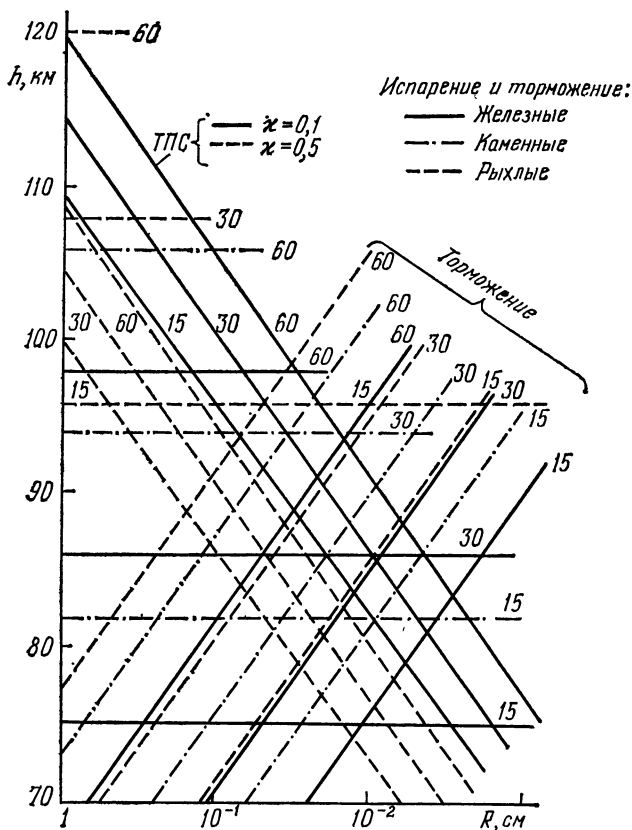


Рис. 20. Границы применимости теории первых столкновений, начала интенсивного испарения (горизонтальные прямые) и торможения для метеороидов разных размеров и состава при значениях $v=15, 30$ и 60 км/с и $\chi=0,1$ и $0,5$.

Сравнение данных таблицы 8 с расчетами испарения и торможения метеорных тел (рис. 20), показывает, что теория первых столкновений (ТПС) применима к участ-

ку разогрева и перехода к интенсивному испарению почти для всех метеорных тел менее 0,1 см, но процесс испарения и торможения для тел с $R > 0,1$ см происходит уже за границами применимости этой теории. На рис. 20 показаны высоты начала испарения и торможения (по Б. Ю. Левину [147]) для метеороидов разных размеров и скоростей и там же нанесены границы применимости ТПС по табл. 8. На основании этого графика можно определить предельные размеры метеороидов (железных, каменных и рыхлых) с точки зрения применимости к ним ТПС (табл. 9).

Т а б л и ц а 9. Верхние пределы радиуса метеороидов R (см), для которых применима ТПС

Тип метеороидов	$\kappa=0,1$			$\kappa=0,5$		
	$v=15$	30	60	15	30	60
Н а ч а л о и с п а р е н и я						
Железные	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$
Каменные	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$6,0 \cdot 10^{-1}$
Рыхлые	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	1,0	$5,0 \cdot 10^{-1}$	1,1	6,0
Р е з к о е т о р м о ж е н и е						
Железные	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
Каменные	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$
Рыхлые	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$

Анализ таблиц 8 и 9 и рис. 20 показывает, что для мелких метеороидов теория первых столкновений может быть применена и на участке интенсивного испарения.

Представляет интерес сравнить полученные нами выше условия применимости ТПС (10.21) и (10.21а) с условиями, рекомендуемыми Р. Пробстином [437]. Для сферы он полагает, что ТПС применима при числе Кнудсена в газовой «подушке» перед метеороидом $Kn_r \geq 2 \div 3$. Преобразуя последнее выражение в (10.21а) с учетом того, что (см. § 6, формулу (6.3))

$$Kn_r = Kn_\infty \frac{\bar{v}_r \sqrt{2}}{v_\infty}, \quad (10.22)$$

получим для $\kappa = 0,1$ условие $Kn_r \geq 5,3$, а для $\kappa = 0,5$ условие $Kn_r \geq 1,06$. Сравнивая этот результат с оценкой

избежавший некоторых упрощений работы [143]. Он исходил из модели максвелловских молекул, причем учитывал отдельно энергию, приносимую набегающими молекулами и молекулами, испытывшими столкновения. Обе компоненты и коэффициент теплопередачи Λ находились методом итераций. Прослежен ход Λ от $Kn = 10^3$ до $Kn = 3$ для скоростей 20, 40 и 60 км/с. Этот ход, как видно из рис. 21, хорошо согласуется с полученным нами с помощью ТПС, а также с теорией Лебединца — Портнягина. Однако коэффициент ξ_Λ в теории Калениченко переменный, плавно возрастающий от нуля при больших Kn до $0,5 \div 0,9$ при малых Kn . Физически это означает, что роль частиц, испытывших столкновения, в переносе энергии телу метеороида прогрессивно падает по мере входа метеороида во все более плотные слои атмосферы (если принос энергии от них равен нулю, $\xi_\Lambda = 1$). Это может происходить из-за уменьшения числа близких столкновений в связи с повышением плотности атмосферы (и подушки пара перед телом). Однако этот вопрос еще требует дополнительного анализа.

§ 11. Загораживание в переходном режиме

Для переходного режима, когда число Кнудсена набегающего потока $0,1 < Kn_\infty < 10$, ТПС применять нельзя. Однако несмотря на большие трудности, возникающие при попытке построить теорию гиперзвукового обтекания тел в этом режиме, можно, опираясь на данные экспериментов, предложить полуэмпирическую теорию. Следуя Р. Г. Баранцеву [25], будем называть ее теорией локального взаимодействия (ТЛВ). В основе ее лежит идея о том, что воздействие потока на небольшой (локальный) участок тела выражается функциями формы, вид которых не зависит от режима обтекания, а определяется лишь формой тела, тогда как входящие в них коэффициенты режима, наоборот, не зависят от формы тела, но зависят от режима обтекания. При больших числах Маха (что как раз и имеет место в случае движения метеороидов, для которых $Ma > 30$) зависимость коэффициента сопротивления Γ от числа Кнудсена может быть аппроксимирована следующей функцией [25]:

$$\Gamma = \Gamma_0 + (\Gamma_\infty - \Gamma_0)\Phi(x), \quad (11.1)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{2}} + 1 \right), \quad x = \frac{\lg Kn + a_*}{\sigma_*}, \quad (11.2)$$

причем для многих тел $\sigma_* = 0,77$; $a_* = 0,88 \pm 0,26$; Γ_0 и Γ_∞ — значения Γ для $Kn = 0$ и $Kn = \infty$ соответственно.

Для проверки справедливости формулы (11.1) мы использовали [54] экспериментальные данные М. Кассоя и его сотрудников [362, 363], измерявших коэффициент сопротивления сфер и конусов размерами от 14 до 0,06 см (т. е. типичными для метеороидов) в потоке воздуха в аэродинамической трубе с числами Маха $15 \div 27$. Эти числа Маха хотя и меньше метеорных, но приближаются к ним по порядку величины.

На рис. 22 изображена зависимость коэффициента сопротивления от числа Кнудсена, определяемого формулой (10.7). Ради удобства сравнения коэффициентов сопротивления тел разной формы (сфер и конусов с полууглом раствора 25°) по оси ординат отложены не сами коэффициенты сопротивления Γ , а величины

$$y = \frac{2}{\Gamma_\infty - \Gamma_0} (\Gamma - \Gamma_\infty) - 1. \quad (11.3)$$

Таким образом, значению $\Gamma = \Gamma_0$ соответствует $y = 1$, а значению $\Gamma = \Gamma_\infty$ соответствует $y = -1$. Если $\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_\infty + \Gamma_0)$, то $y = 0$. Сплошная кривая на рис. 22 выражает зависимость, описываемую формулой (11.1). Видно, что она проходит довольно близко от экспериментальных точек (сферы) и треугольников (конусы). Принято, в соответствии с данными работы [362], что для сфер $\Gamma_\infty = 1,1$, $\Gamma_0 = 0,46$, а для конусов с полууглом 25° $\Gamma_\infty = 1,03$, $\Gamma_0 = 0,18$. Тут же несплошными линиями проведены некоторые теоретические кривые: автомодельное решение, полученное в работе [409], и ряд кривых, соответствующих ТПС.

Здесь необходимо сделать одно важное замечание. Сравнение результатов лабораторных экспериментов и явлений, ожидаемых в природных условиях, даже при одинаковых числах Маха и Кнудсена, неправомерно без введения некоторых поправок [113]. Дело в том, что эк-

спериментаторы добиваются получения высоких чисел Маха в ударных трубах за счет использования газов при весьма низких температурах (и значит, с низкими значениями скорости звука). Скорость потока газа в трубе гораздо меньше, чем в атмосфере при том же числе Маха

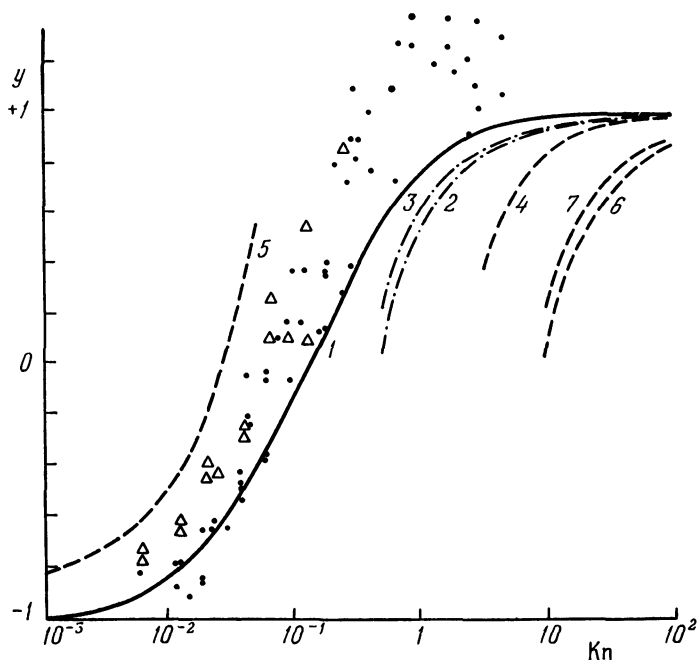


Рис. 22. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Кнудсена по теоретическим и экспериментальным данным: 1 — формула (11.1), 2 — теория Баранцева для сфер, 3 — то же для конусов, 4 — почти свободно-молекулярный режим (Лаурман), 5 — автомодельное решение (Майрелс и Эллинвуд); 6, 7 — кривые 2, 3 без внесения поправки в число Kn ; эксперимент: точки — сферы [363], треугольники — конусы [362].

(в использованных нами экспериментах скорость потока была $v_{\infty} \approx 4$ км/с, а температура газа $T_{\infty} = 68 \div 186$ К). Между тем сечения взаимодействия молекул обратно пропорциональны скорости их столкновения [139]. В расчетах же по теории первых столкновений принята модель молекул твердых сфер с постоянным сечением взаи-

модействия. Поэтому для сравнения этих расчетов с результатами экспериментов в ударных трубах необходимо, как рекомендует М. Н. Коган [113], все числа Кнудсена в расчете увеличить против соответствующих чисел в эксперименте в отношении, равном числу Маха в эксперименте. Это наглядно показано на рис. 22: кривые 6, 7 для ТПС вычислены при тех же числах Кнудсена, что и в эксперименте; они далеки от экспериментальных точек, и может показаться, что ТПС вообще здесь непригодна. Однако пересчет описанным способом значительно приближает их к последовательности точек и к кривой для переходного режима.

Может возникнуть вопрос, не следует ли в уравнения ТПС подставлять Kn_r вместо Kn_∞ ? Это сдвинуло бы границы применимости ТПС, показанные в табл. 8 и на рис. 20, вверх на 17 км при $v_\infty = 15$ км/с и на 26 км при $v_\infty = 60$ км/с. Однако делать такую замену не нужно, поскольку влияние длины свободного пробега l_r учтено при выводе самих уравнений ТПС (через параметр h_*). В самом деле, входящая в формулы (10.6), (10.8) величина $\frac{\varepsilon \sqrt{h_*}}{Kn_\infty}$ может быть преобразована следующим образом (с учетом (10.7), (6.3) и (6.4)):

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon \sqrt{h_*}}{Kn_\infty} &= \frac{\varepsilon}{Kn_\infty} \left(\frac{mv_\infty^2}{2kT_w} \right)^{1/2} = \frac{\varepsilon}{Kn_\infty} \frac{v_\infty}{\bar{v}_r} \frac{2}{\sqrt{\pi}} = \\ &= \frac{\varepsilon}{Kn_\infty} \frac{Kn_\infty}{Kn_r} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\varepsilon}{Kn_r}. \quad (11.4) \end{aligned}$$

С учетом сделанных замечаний можно использовать формулы (11.1) и (11.2) для оценок коэффициента сопротивления Γ в любых условиях обтекания. При этом можно принять следующие значения Γ_0 для тел простой формы [362]: сфера — 0,46; цилиндр с плоским торцом — 0,90; конус с полууглом раствора 25° — 0,18. Значения Γ_∞ вычисляются по формулам § 7.

Гораздо сложнее задача о нахождении коэффициента теплового загоразживания α_L в условиях переходного режима и в режиме непрерывного потока. В отличие от α_r , которое стремится к некоторому пределу при $Ma \rightarrow \infty$, причем величина этого предела зависит только

от формы тела, α_A зависит еще и от механизма абляции (испарение или плавление и сдувание) и от размеров тела.

При метеорных скоростях энергии удара одной налетающей молекулы воздуха достаточно для испарения многих молекул метеороида. В самом деле, уравнение баланса энергии в этом случае имеет вид

$$\frac{m_a v^2}{2} = N_{\text{и}} Q m_m, \quad (11.5)$$

где Q — удельная теплота испарения, равная как для железных, так и для каменных метеороидов $8 \cdot 10^{10}$ эрг/г; $N_{\text{и}}$ — число испарившихся молекул; m_a , m_m — массы молекул воздуха и метеороида. Отсюда

$$N_{\text{и}} = \frac{v^2}{2Q} \frac{m_a}{m_m}. \quad (11.6)$$

Если положить $\frac{m_a}{m_m} = 0,5$, то для $v = 15$ км/с получим $N_{\text{и}} = 7,5$, для $v = 30$ км/с $N_{\text{и}} = 28$, для $v = 60$ км/с $N_{\text{и}} = 112$. Таким образом, очевидно, что испарившихся молекул будет гораздо больше, чем отлетающих, и после начала интенсивного испарения вкладом последних в развитие эффекта загораживания можно пренебречь.

Представим себе метеороид в форме цилиндра с плоской лобовой поверхностью. Количество испарившихся молекул перед единицей поверхности будет, вообще говоря, пропорционально скорости испарения, т. е. числу молекул, испаряющихся с единицы поверхности за секунду:

$$N_{\text{и}} = \frac{1}{S_m} \frac{dM}{dt} = \frac{\Lambda \rho v^3}{2Qm}. \quad (11.7)$$

Скорости испарившихся молекул v_e будут соответствовать температуре испарения T_e , которая на участке интенсивного испарения заключена в пределах 2100—3000 К. Из формулы (6.4) получаем, что $v_e = 1,2 \div 1,45$ км/с. Примем в среднем для дальнейших расчетов $v_e = 1,3$ км/с.

Средняя длина свободного пробега испарившихся молекул относительно набегающих в системе, связанной

с телом, согласно (6.2), равна

$$l_{ei} = \frac{v_e}{n_i v \sigma_d}, \quad (11.8)$$

где σ_d — сечение взаимодействия молекул. Среднее время между столкновениями будет равно

$$t_c = \frac{l_{ei}}{v_e} = \frac{1}{n_i v \sigma_d}. \quad (11.9)$$

Чтобы выяснить, какая часть молекул участвует в загорании, подсчитаем, сколько молекул за время $t \leq t_c$ успеет выйти за пределы цилиндрического столба воздуха впереди тела, радиус которого равен радиусу метеороида R [53].

Молекулы, испаряющиеся с элементарной площадки на оси цилиндра, достигнут ограничивающей его продолжение поверхности за время t_c , если

$$v_e t_c \sin \theta_0 = R, \quad (11.10)$$

где θ_0 — угол направления вылета с осью цилиндра. Из (11.8)–(11.10) следует

$$\sin \theta_0 = \frac{R}{l_{ei}} = \frac{R n_i v \sigma_d}{v_e}. \quad (11.11)$$

Число молекул, вылетающих под углами $\theta \leq \theta_0$, равно (если учесть, что распределение их по углу θ следует закону косинуса)

$$N_0 = \frac{N}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = N \sin^2 \theta_0. \quad (11.12)$$

Если рассматривать площадку не в центре лобовой поверхности, а на расстоянии ξR от центра, то N_ξ будет равно (индексы при l опускаем)

$$N_\xi = N_0 \eta \left(\frac{l}{R}, \xi \right). \quad (11.13)$$

Общая доля молекул, испаряющихся со всей лобовой поверхности цилиндра и участвующих в загорании,

будет равна

$$\bar{\eta} = \int_0^1 \eta\left(\frac{l}{R}, \xi\right) \xi d\xi. \quad (11.14)$$

Попробуем подсчитать $\eta\left(\frac{l}{R}, \xi\right)$ для любого сочетания параметров l/R и ξ . Испарение из каждой точки на лобовой поверхности происходит как бы в полусферу радиусом l с центром в точке A (рис. 23), но не изотропно, а с весом $\cos \theta$, где θ — угол направления вылета с осью

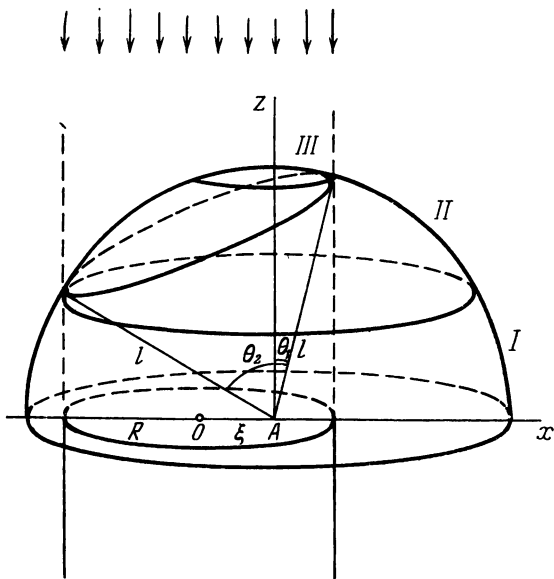


Рис. 23. Схема испарения с лобовой поверхности цилиндра.

Z , проходящей через A параллельно оси цилиндра*). Определим относительное количество молекул, вылетающих из A внутрь цилиндрического столба, представляющего собой продолжение тела метеороида. Для этого надо

*) Этого обстоятельства не учла А. Н. Симоненко [199], которая при анализе расхождений в оценках загораживания Б. Ю. Левиным и В. Н. Лебединцом утверждала, что основную роль в загораживании играют молекулы, отлетающие под большими углами θ ,

вычислить часть площади сферы, отсекаемую продолжением цилиндра, но при интегрировании учесть вес, равный $\cos \theta$.

Пересечение сферы с цилиндром представляет собой в общем случае кривую двойкой кривизны. Если $\xi = 0$, то это будет малый круг радиуса $R = l \sin \theta_0$. Для каждого значения θ часть сферы, находящаяся внутри цилиндра, представляет собой сферический пояс длиной $2l \sin \theta \cdot \varphi$ и шириной $l d\theta$, где φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси X — линии центров сферы и лобовой поверхности цилиндра — до пересечения сферы и цилиндра. Угол φ является функцией θ и параметров l/R и ξ . Его можно определить путем совместного решения уравнений сферы и цилиндра:

$$\cos \varphi = \frac{l^2 \sin^2 \theta - R^2 (1 - \xi)}{2l\xi R \sin \theta} = \frac{l}{2\xi R} \sin \theta - \frac{R(1 - \xi^2)}{2l\xi} \sin^{-1} \theta. \quad (11.15)$$

Хотя может показаться, что при $\xi \rightarrow 0$ или при $\theta \rightarrow 0$ в формуле (11.15) могут появиться особенности, это не так, поскольку при $\xi \rightarrow 0$ $l \sin \theta \rightarrow R$, а при $\theta \rightarrow 0$ $\xi \rightarrow 1$.

Геометрически полусфера с $l > R$ разрезается цилиндром на три области, играющие весьма различную роль в загорании. Это: шаровой пояс I с $\theta > \theta_2$, в котором все молекулы успевают вылететь за пределы цилиндра до первого столкновения и не участвуют в загорании; шаровой пояс II, в котором $\theta_1 < \theta < \theta_2$ и часть молекул остается внутри цилиндра до первого столкновения; сферический сегмент III, в котором все молекулы испытывают первое столкновение внутри цилиндра. Нас интересует вклад областей II и III.

В соответствии со сказанным выше

$$\eta\left(\frac{l}{R}, \xi\right) = \sin^2 \theta_1 + \frac{2}{\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \varphi(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (11.16)$$

поскольку общее число молекул, вылетающих по всем направлениям, пропорционально (с учетом веса $\cos \theta$) πl^2 . Пределы в (11.16) определяются соотношениями

$$\sin \theta_1 = \frac{R(1 - \xi)}{l}; \quad \sin \theta_2 = \frac{R(1 + \xi)}{l}. \quad (11.17)$$

Очевидно, что нас интересуют только углы $\theta_2 \leq \frac{\pi}{2}$ поскольку испарение происходит в верхнюю полусферу. Поэтому вторая формула (11.17) применяется при

$$\xi \leq \xi_* = \frac{l}{R} - 1, \quad (11.18)$$

если же неравенство (11.18) не выполняется и $\xi > \xi_*$, следует полагать $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$. При $\xi = 0$ интеграл в (11.16) обращается в нуль, так как $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0$.

Для вычисления интеграла в (11.16) при $\xi > 0$ положим $w = \cos \theta$. Тогда, с учетом (11.15),

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \varphi(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta = \left(\frac{\xi R}{l} \right)^2 \int_{w_1}^{w_2} \arccos w \cdot \Phi(w) dw, \quad (11.19)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi(w) &= \frac{(w + \sqrt{w^2 + c^2})^2}{\sqrt{w^2 + c^2}}; \quad c^2 = \frac{1 - \xi^2}{\xi^2}; \\ w_1 &= -1 \text{ при } \xi < 1; \quad w_2 = 1 \quad \text{при } \xi \leq \xi_*, \\ w_1 &= 0 \quad \text{при } \xi = 1; \quad w_2 = A - B \text{ при } \xi > \xi_*; \\ A &= \frac{l}{2\xi R}, \quad B = \frac{R(1 - \xi^2)}{2l\xi}. \end{aligned} \quad (11.20)$$

Интеграл в (11.19) вычисляется в квадратурах. Именно, неопределенный интеграл, стоящий в (11.19) справа, равен

$$\begin{aligned} F(w) &\equiv \int \Phi(w) \arccos w dw = \\ &= (w + \sqrt{w^2 + c^2}) \left(w \arccos w - \frac{\sqrt{1 - w^2}}{2} \right) + \\ &\quad + \frac{1}{2} \arcsin w - \frac{1 + c^2}{2} \arcsin \sqrt{\frac{1 - w^2}{1 + c^2}}. \end{aligned} \quad (11.21)$$

И тогда для η получаем окончательно

$$\eta = \left(\frac{R}{l} \right)^2 \left[(1 - \xi)^2 + \frac{2}{\pi} \xi^2 \{ F(w_2) - F(w_1) \} \right]. \quad (11.22)$$

Если $\xi \leq \xi_*$, то на основании (11.20) — (11.22)

$$\eta = \left(\frac{R}{l} \right)^2, \quad (11.23)$$

и не зависит от ξ . Условие (11.18) всегда выполняется при $l \geq 2R$. Таким образом, упрощение, введенное В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [98, 139], предположившими, что все испарившиеся молекулы вылетают из площадки в центре лобовой поверхности цилиндра, применимо только при $l \geq 2R$. Если $l < R$, то при $\xi < 1 - \frac{l}{R}$ $\eta = 1$, т. е. все молекулы участвуют в загорании. При $\xi > 1 - \frac{l}{R}$ расчет делается по формулам, приведенным выше. В табл. 10 приведены значения η для различных значений параметров, а также значения η , вычисленные по формуле (11.14).

Т а б л и ц а 10. Доля η испарившихся молекул, участвующих в загорании (цилиндр)

l/R	ξ			$\bar{\eta}$	l/R	ξ			$\bar{\eta}$
	0	0,5	1			0	0,5	1	
1/2	1,00	1,00	0,44	0,82	2	0,25	0,25	0,25	0,25
1	1,00	0,87	0,39	0,73	4	0,06	0,06	0,06	0,06
3/2	0,44	0,44	0,33	0,40					

Аналогичные расчеты можно сделать и для сферы. Из-за неравномерности нагрева интенсивность испарения с поверхности сферы убывает по мере удаления от лобовой точки как $\cos \alpha$, где α — угол, образуемый нормалью к поверхности сферы с направлением навстречу набегающему потоку. Кроме того, из-за закона косинуса в индикатрисе вылета испаряющихся частиц, доля молекул, испарившихся с площадок с большими α и попадающих в область загорания, быстро убывает с α . Зато пояса с большими α занимают на полусфере большую площадь и это несколько компенсирует падение интенсивности испарения с ростом α .

В работе автора [53] приведено подробное решение задачи о загорании в случае сферического метеороида.

Не приводя всех выкладок, представим здесь лишь результаты расчетов (табл. 11).

Т а б л и ц а 11. Доля η испарившихся молекул, участвующих в загоразивании (сфера)

l/R	α									$\bar{\eta}$
	0	10	20	30	40	50	60	70	80°	
1/8	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,14	0,00	0,82
1/4	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,62	0,34	0,04	0,00	0,69
1/2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,99	0,45	0,11	0,02	0,00	0,60
1	1,00	0,87	0,66	0,55	0,33	0,20	0,07	0,01	0,00	0,34
2	0,25	0,24	0,22	0,18	0,12	0,06	0,04	0,01	0,00	0,10
4	0,06	0,06	0,06	0,05	0,04	0,03	0,02	0,01	0,00	0,03

Анализ табл. 11 позволяет вывести важную зависимость: при $l > R$

$$\eta(\alpha) = \eta(0) \cos^n \alpha, \quad (11.24)$$

причем показатель n удовлетворяет соотношению

$$n = 4 \sqrt{\frac{R}{l}}. \quad (11.25)$$

Таким образом, если $l > R$, то среднее по полусфере равно

$$\bar{\eta} = \frac{\eta(0)}{1 + 2 \sqrt{\frac{R}{l}}}. \quad (11.26)$$

Перейдем к оценке максимального размера частиц, для которого можно пренебречь загоразиванием. Поскольку в случае цилиндра $\bar{\eta}$ больше, чем в случае сферы, используем формулы для цилиндра. На основании формул (11.8) и (11.23) можно положить при $l > 2R$

$$\bar{\eta} = \left(\frac{R}{l} \right)^2 = \left(\frac{R n_i v \sigma_d}{v_e} \right)^2. \quad (11.27)$$

Соотношение (11.27) применимо (с небольшой погрешностью) уже при $l > 1,5R$. Поскольку нас интересует сейчас оценка максимального размера частиц, начиная с которого можно пренебречь загоразиванием, используем (11.27) для этой оценки.

В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [139] изучали зависимость сечения столкновений σ_d от относительной

скорости v на основании теории потенциального взаимодействия и пришли к выводу, что $\sigma_d \propto v^{-1}$. Аналогичный вывод был получен ранее Х. Месси и Д. У. Сайда [394] на основании другой модели взаимодействия (см. [139]). Известно, что зависимость сечения столкновений частиц от скорости имеет вид [136]

$$\sigma_d = \sigma_0 v^{-4/n}, \quad (11.28)$$

где n — показатель степени в степенном законе потенциального взаимодействия (7.9). Для взаимодействий молекула — ион всегда $n = 4$ и $\sigma_d \propto v^{-1}$. То же соотношение имеет место для максвелловских молекул, модель которых дает хорошее согласие с опытными данными [137]. Однако это лишь косвенный аргумент в пользу закона $\sigma_d \propto v^{-1}$. Эксперименты по рассеянию атомов и молекул приводят к значениям $n = 7,27$ для столкновений N_2-N_2 , $n = 7,78$ для столкновений $Ar-N_2$ и т. д. В этих случаях $\sigma_d \propto v^{-1/2}$. Другие эксперименты лучше описываются показательным законом зависимости сечения от расстояния и тогда n оказывается функцией r . В 1974 г. Ю. И. Портнягин и В. С. Тохтасьев [183] выполнили тщательный анализ вопроса о сечениях рассеяния метеорных атомов и ионов на молекулах N_2 , O_2 и получили зависимость, которую можно аппроксимировать формулой

$$\sigma_d = 5,6 \cdot 10^{-11} v^{-0,8}. \quad (11.29)$$

Таким образом, окончательный вид зависимости $\sigma_d(v)$ еще требует уточнения. Положим, однако, вместе с В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным, $\sigma_d = C v^{-1}$ *). Тогда из формулы (11.27) будем иметь

$$\bar{\eta} = \left(\frac{R n_i C}{v_e} \right)^2, \quad (11.30)$$

где согласно [139, 182] $C = 1,7 \cdot 10^{-9}$ см³/с. Общее число испарившихся с площади мишени S молекул, участвующих в загорании, будет равно

$$N_3 = \bar{\eta} N_{\text{и}} = \left(\frac{R \rho C}{m_a v_e} \right)^2 \Lambda \frac{S \rho v^3}{2 Q m}, \quad (11.31)$$

*) Расчеты по формуле (11.29) дают значение σ_d в 1,3—1,8 раза меньше, чем в работах [139, 182].

где m_a , m_m — масса атмосферных и метеорных молекул соответственно. Количество набегающих молекул будет равно

$$N_a = \frac{S \rho v}{m_a}, \quad (11.32)$$

а коэффициент загораживания (с учетом коэффициента ζ)

$$1 - \alpha_\Lambda = \zeta \frac{N_s}{N_a} = \zeta \frac{\Lambda}{2Q} \frac{C^2}{m_a m_m} R^2 \frac{\rho^2 v^2}{v_e^2}. \quad (11.33)$$

Если вместо закона $\sigma_d \propto v^{-1}$ мы используем закон $\sigma_d \propto v^{-1/2}$, то в (11.33) будет фигурировать v^3 , а не v^2 (а C будет иметь иное значение и размерность). Формула (11.33) идентична полученной В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [139] для частного случая вылета всех испарившихся молекул из центра лобовой поверхности цилиндра. Подчеркнем еще раз, что при ее выводе предполагалось, что выполняется условие $l \gg R$. Однако в случае $l < R$ формулы (11.27) и (11.30) неприменимы и вместо (11.33) мы будем иметь

$$1 - \alpha_\Lambda = \bar{\eta} \zeta \frac{\Lambda}{2Q} \frac{m_a}{m_m} v^2, \quad (11.34)$$

где $\bar{\eta} \rightarrow 1$ по мере уменьшения l/R . Случай сильного загораживания будет подробно рассмотрен ниже.

Поскольку в правых частях (11.33) и (11.34) стоит коэффициент Λ , который равен произведению $a_e \alpha_\Lambda$, окончательные выражения для α_Λ и $1 - \alpha_\Lambda$ имеют вид

$$\alpha_\Lambda = \frac{1}{1+k}, \quad 1 - \alpha_\Lambda = \frac{k}{1+k}, \quad (11.35)$$

где

$$k = \zeta \frac{a_e}{2Q} \frac{C^2}{m_a m_m} R^2 \frac{\rho^2 v^2}{v_e^2} \quad (l \gg R), \quad (11.36a)$$

$$k = \bar{\eta} \zeta \frac{a_e}{2Q} \frac{m_a}{m_m} v^2 \quad (l < R). \quad (11.36b)$$

Будем считать, что загораживанием можно пренебречь, если $1 - \alpha_\Lambda \leq 0,1$. В этом случае из (11.33)–(11.36) мы получим верхний предел радиуса метеорного

тела, для которого можно не учитывать загораживание. Полагая $\xi = 0,33$, $a_e = 0,78$, $m_m = 9 \cdot 10^{-23}$ г, $m_a = 4,5 \cdot 10^{-23}$ г, $v_e = 10^5$ см/с, получим условие для железных метеороидов

$$R_{\text{ж}} \leq \frac{3 \cdot 10^{-3}}{\rho v}, \quad (11.37)$$

а для каменных ($m_m = m_a$, $a_e = 1$):

$$R_{\text{к}} \leq \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\rho v}. \quad (11.38)$$

Полученные нами граничные значения $R_{\text{гр}}$ в 2—3 раза больше полученных В. Н. Лебединцом при том же законе зависимости от v . Б. Ю. Левин, как известно, получил условие

$$R_{\text{гр}} \leq \frac{2 \cdot 10^8}{\rho v^3}, \quad (11.39)$$

которое приводит к гораздо меньшим значениям $R_{\text{гр}}$ при всех $v > 3$ км/с, т. е. во всем диапазоне метеорных скоростей. Причина этого расхождения состоит в том, что Б. Ю. Левин принимал для сталкивающихся молекул модель твердых сфер и не учитывал зависимости сечения рассеяния от скорости. Если принять зависимость $\sigma_d = C_1 v^{-1/2}$, то для каменных метеороидов получим условие

$$R_{\text{к}} \leq \frac{2}{\rho v^{3/2}}, \quad (11.40)$$

которое даст нам предельный радиус при $v = 15$ км/с в 1,2 раза меньше, чем по формуле (11.38), при $v = 30$ км/с — в 1,75 раза и при $v = 60$ км/с — в 2,5 раза, т. е. величины того же порядка. Коэффициент C_1 в этом случае равен $C_1 = 1,7 \cdot 10^{-12}$ см^{5/2} · с^{-1/2}. Применение формулы (11.29) даст радиусы в 1,5 раза большие, чем по (11.38).

§ 12. Случай сильного загораживания

В условиях сильного загораживания при интенсивном испарении многие приведенные выше формулы для Λ становятся неприменимыми. В частности, в случае сильного загораживания нельзя применять формулу (11.36а),

так как тогда Λ принимает аномально низкие (фиктивные) значения ($\Lambda \leq 10^{-4}$). Модель Лебединца — Портнягина с вылетом испарившихся молекул из центра лобовой поверхности ограничена, как нетрудно показать, условием

$$\rho R \leq 5 \cdot 10^{-10} \text{ г/см}^2, \quad (12.1)$$

которое получается в предположении $R < 0,1l$. Таким образом, эта модель и родственные ей модели (например, модель ТПС) неприменимы для достаточно крупных тел.

Поэтому рассмотрим иную модель [54]. Пусть тело метеороида имеет достаточно большие размеры, так что $R \gg l_{ei}$ (длины свободного пробега испарившихся молекул относительно набегающих). Если считать лобовую поверхность плоской (это приведет к завышению эффекта загораживания и к уменьшению Λ) и рассматривать испарение с некоторой площадки s , то число молекул, испарившихся с нее за 1 с, равно

$$N_v = \Lambda \frac{s \rho v^3}{2Qm}, \quad (12.2)$$

где m — масса испаряющихся молекул. Число набегающих на ту же площадку молекул за 1 с равно (m_a — масса молекулы воздуха)

$$N_a = \frac{s \rho v}{m_a}. \quad (12.3)$$

Учтем теперь сечения столкновений и найдем число испарившихся молекул, одновременно участвующих в загораживании. С учетом распределения их по углам вылета (закон косинуса, см. выше) слой эффективно загораживающих молекул имеет толщину $\frac{2}{3} l$. Каждая из них имеет сечение $\sigma_d = \frac{C}{v}$, а все вместе загораживают долю площади

$$F = \frac{2}{3} N_v \frac{l \sigma_d}{v_e s} = \Lambda \frac{v^2}{3Q}, \quad (12.4)$$

откуда

$$\Lambda = e^{-\zeta F} = \exp\left(-\Lambda \frac{\xi v^2}{3Q}\right). \quad (12.5)$$

Любопытно, что в этом приближении Λ не зависит не только от R , но и от ρ . Причиной этого является то обстоятельство, что хотя с увеличением ρ пропорционально ему растет число испаряющихся молекул с единицы поверхности, в той же пропорции уменьшается длина их свободного пробега и толщина загораживающего слоя, который как бы «прижимается» к поверхности тела, и сокращается время до первого столкновения.

Приведем результаты расчетов Λ для случая сильного загораживания ($\eta = 0,9$):

v , км/с	15	30	60
Λ	0,33	0,15	0,057

Описанная выше модель, которую мы в дальнейшем будем называть *асимптотической* (поскольку кривые $\Lambda(\rho R)$ в ней выходят на асимптоты), требует выполнения условия $R \gg l$, или $R > 10l$, откуда получаем следующее условие ее применения:

$$\rho R \geq 5 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^2. \quad (12.6)$$

При еще бóльших значениях ρR следует рассматривать модель с сильной ударной волной, которая, в соответствии с критериями, изложенными в § 6, применима при выполнении условия

$$\rho R \geq 4 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2. \quad (12.7)$$

Из сравнения (12.1) и (12.6) видно, что интервал $5 \cdot 10^{-10} \leq \rho R \leq 5 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^2$ не описывается удовлетворительно ни одной моделью. На этом интервале можно применять формулы (11.35) и (11.366), вычисляя в каждом случае η — среднюю долю испарившихся молекул, участвующих в загораживании, по формуле (11.24).

Сравнение расчетов Λ по различным моделям в широком диапазоне ρR для $v = 15, 30$ и 60 км/с дано на рис. 24. Как уже говорилось, модели Лебединца — Портнягина, Калениченко и ТПС дают близкие результаты, хотя построены совершенно разными методами. Кривые, соответствующие ТПС, дают значения Λ на 4—18% ни-

же, чем в модели Лебединца — Портнягина. Формула (11.34) дает довольно плавный переход от модели ТПС или Лебединца — Портнягина к асимптотической модели при больших ρR . Таким образом, применение (11.34) в переходном режиме вполне оправдано.

Модель Левина дает значения Λ , заниженные на всем участке ρR и для всех скоростей. Кроме того, ход кривых

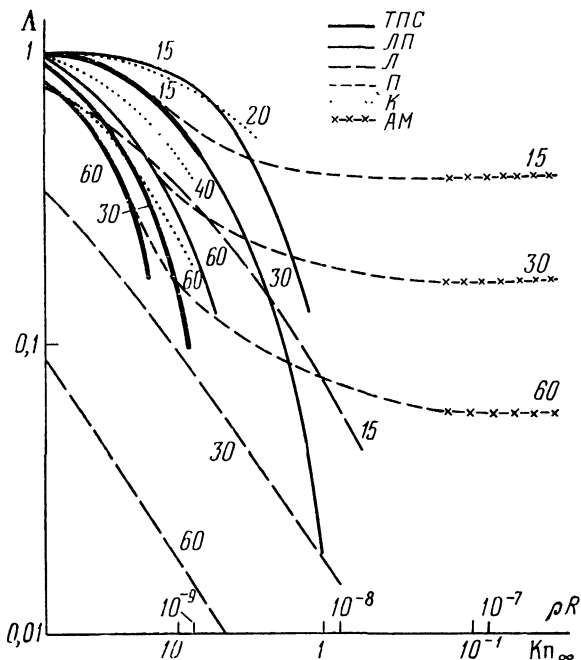


Рис. 24. Изменение коэффициента теплопередачи Λ в функции произведения ρR и числа Кнудсена при различных моделях загорания: П — переходный режим, АМ — асимптотическая модель, Л — модель Левина, остальные обозначения те же, что и на рис. 21.

в этой модели сильно отличается от остальных. Таким образом, роль загорания в теории Б. Ю. Левина была заметно преувеличена. Одной из причин этого является принятие Б. Ю. Левиным постоянного значения $\bar{\eta} \approx 1$, т. е. предположения, что все или почти все испарившиеся молекулы участвуют в загорании. В комментариях

к табл. 11 в § 11 своей монографии [147] Б. Ю. Левин сам подчеркивал, что полученные им значения Λ занижены, и дал обзор вероятных причин этого.

Заметим, что наш анализ относится к плоской лобовой поверхности, которая (если не рассматривать вогнутых поверхностей) дает наибольшее загораживание по сравнению с другими моделями. Кроме того, до сих пор мы не рассматривали влияние на процесс загораживания изменения радиуса, формы и скорости метеороида в процессе полета.

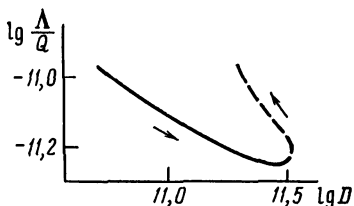


Рис. 25. Изменение отношения Λ/Q вдоль пути метеора (по Бабаджанову и Гетману).

Между тем наблюдаемые данные содержат ясное указание на характер влияния этих факторов. Наиболее интересные с этой точки зрения результаты получены П. Б. Бабаджановым и В. С. Гетманом [18, 19, 67], определявшими отношение Λ/Q по фотографиям ярких метеоров и изменение этого отношения вдоль пути метеора в функции произведения $D = M^{1/3} \rho v^3$ (рис. 25). Поскольку $M^{1/3} \propto R$, можно принять $D \propto R \rho v^3$ ($D = 2,32 R \rho v^3$ для $\delta = 3$, $D = 3,22 R \rho v^3$ для $\delta = 8$). Как объясняют авторы указанных работ, убывание Λ/Q вдоль большей части пути метеора (нисходящая ветвь кривой) связано с ростом ρ при практически постоянной скорости v и слабом изменении R . Но затем уменьшение R происходит быстрее, чем рост ρ , и D начинает убывать, что и приводит к возрастанию Λ/Q .

Для метеоров потока Таурид (недробящихся!) была получена эмпирическая зависимость вида

$$\frac{\Lambda}{Q} = C (M^{1/3} \rho v^3)^{-\alpha}, \quad (12.8)$$

где для нисходящей ветви $\lg C = -5,754$, $\alpha = 0,526$. В случае $v = \text{const}$ $D \propto \kappa n$, поскольку $M^{1/3} \propto R$, а $\rho \propto \frac{1}{l}$. Изучение зависимости $\lg(M^{1/3} \rho)$ в точке поворота кривой от высоты в этой точке h показало что

$(M^{1/3}\rho)_{\text{кр}} \approx l^{-1}$, иначе говоря, $\left(\frac{R}{I}\right)_{\text{кр}} \propto l^{-1}$, т. е. $R_{\text{кр}}$ для всех тел одинаково.

Однако П. Б. Бабаджанов и В. С. Гетман не объяснили, почему восходящая ветвь их кривой проходит выше нисходящей, т. е. почему при тех же значениях D отношение Λ/Q в конце пути метеора больше, чем в начале. Здесь возможны два объяснения:

1) на конечной части траектории происходит заметное торможение, что не только приводит к уменьшению D ($D \propto v^3$), но и увеличивает Λ , поскольку загораживание при падении скорости уменьшается (см. рис. 24);

2) в конце пути из-за убывания скорости доля испарения в общей потере массы уменьшается, что приводит к уменьшению Q , а значит, к росту отношения Λ/Q .

Поскольку эффект Бабаджанова — Гетмана обнаружен для метеоров потока Таурид, связанного с кометой Энке, существенное проявление второго фактора для них маловероятно, и ответственным за данный эффект следует считать первый фактор.

Как показывают расчеты и наблюдения, поворот кривой на рис. 25 происходит незадолго до разрушения (полного испарения) метеороида и на долю восходящей ветви, например, для тела с $M_{\infty} = 2$ г приходится отрезок высот в 5 км. Соответствующий отрезок кривой показан на рис. 25 прерывистой линией.

АБЛЯЦИЯ МЕТЕОРОИДОВ

§ 13. Два основных механизма абляции: испарение и сдувание пленки расплава

Под *абляцией* мы будем подразумевать унос массы метеороида в результате фазовых превращений твердого поверхностного слоя в жидкое и газообразное состояние. Таким образом, унос массы за счет абляции включает два процесса:

- а) плавление паружного слоя и последующее сдувание жидкой пленки набегающим потоком воздуха;
- б) испарение твердой фазы или жидкой пленки и унос массы в виде паров.

Некоторые специалисты (например, Б. Ю. Левин) включают в понятие «абляция» также дробление метеороида, точнее, ту форму дробления, при которой происходит отделение от крупного тела мелких твердых частиц, масса которых много меньше массы самого метеороида. Эта форма дробления получила название «шелушения».

Не отрицая важной роли дробления (во всех его формах) в изменении обстоятельств полета метеороида и роли «шелушения» в потере массы, мы не будем вводить «шелушение» в понятие абляции, сохранив за этим термином определение, данное выше.

Нужно иметь в виду, что как капельки расплавленной пленки, так и отделившиеся от метеороида маленькие твердые частички, сохраняя большую скорость относительно набегающего потока воздуха, быстро испаряются, и свечение образующихся при этом паров вносит свой вклад в излучение метеора.

Проблеме дробления метеороидов будет посвящена глава VII. Здесь мы рассмотрим два основных механизма абляции: плавление (и сдувание капель) и испарение.

Вопрос о том, какой из этих механизмов преобладает в уносе массы метеороида, давно уже был (и продолжает оставаться) предметом дискуссии. Концепция преобладающей роли плавления и сдувания (по крайней мере для крупных тел) поддерживалась Е. Л. Криновым [123]

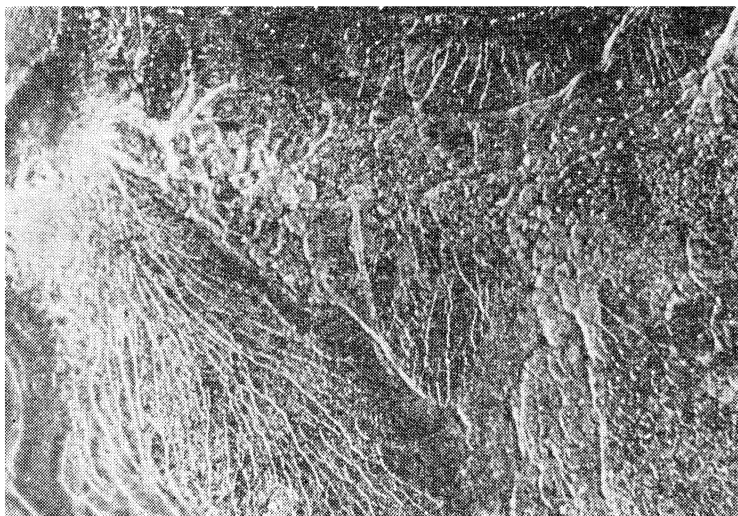


Рис. 26. Кора плавления Сихотэ-Алпского метеорита с застывшими каплями-шариками.

на основании изучения застывших брызг, капель (в виде шариков) на поверхности упавших метеоритов, в основном железных (рис. 26). В дальнейшем ее развивали и поддерживали А. Кук [308], В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [139], В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [127, 129, 130].

Серьезная критика концепции плавления и сдувания была дана в 1956 г. Б. Ю. Левиным в его монографии [147]. Основное возражение против этой концепции состоит в следующем.

Удельная теплота плавления для вещества метеороидов равна примерно $2 \cdot 10^{10}$ эрг/г, удельная теплота испарения — $8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, т. е. в четыре раза больше. Если

мы вновь выпишем уравнение потери массы (3.2)

$$\frac{dM}{dt} = -\Lambda \frac{S\rho v^3}{2Q}, \quad (13.1)$$

то легко убедимся, что при заданных значениях ρ , v , S потеря при плавлении и сдувании будет значительно больше, чем при испарении, причем не только из-за уменьшения Q в знаменателе, но и из-за того, что в случае плавления $\Lambda \sim 1$ (нет загоразивания слоем паров), тогда как в случае интенсивного испарения $\Lambda \ll 1$. Поэтому скорость потери массы в двух крайних случаях («чистое» плавление и «чистое» испарение) будет отличаться более чем на порядок.

Как уже говорилось в § 7, наблюдения позволяют определять коэффициент абляции

$$\sigma = \frac{\Lambda}{2\Gamma Q}, \quad (13.2)$$

который отличается от отношения Λ/Q , стоящего в правой части (13.1), на множитель $(2\Gamma)^{-1} \approx 1$. Пренебрегая этим множителем, мы можем использовать данные наблюдений для решения вопроса о преобладающем механизме абляции (ибо, вообще говоря, оба механизма могут действовать одновременно). Как видно из рис. 13, большинство наблюдательных точек лежит ниже верхнего предела произведения ΓQ , соответствующего испарению, т. е. именно испарение является главным, определяющим механизмом абляции для фотографических и быстрых радиометеоров. Медленные радиометеоры (кривая Верниани на рис. 14) могут терять часть массы за счет плавления. О том же говорят кривые хода Λ для медленных болидов (см. рис. 16).

Помимо этого чисто наблюдательного аргумента в пользу испарения можно привести и такой, более общий, довод. При «чистом» плавлении скорость потери массы будет очень велика, видимые пути метеоров будут гораздо короче, чем наблюдаемые. Упавшие метеориты должны тогда составлять по массе ничтожную долю первоначальных тел, что не подтверждается анализом изоплет космогенного гелия-3 в метеоритах.

Введем понятие *коэффициента газификации* Γ_* , который определим как отношение скорости уноса массы в

газообразной фазе к полному уносу массы:

$$\Gamma_* = \frac{\left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{исп}}}{\left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{исп}} + \left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{пл}}}. \quad (13.3)$$

Эта величина может быть определена из теоретических соображений и экспериментов. Значение Γ_* полностью определяет соотношение между уносом массы в газообразной и жидкой фазе.

Ниже мы дадим критический анализ некоторых работ последнего десятилетия, посвященных выяснению сравнительной роли обеих форм абляции в общем уносе массы метеороидов.

Г. Аллен и К. Иосикава [257] при обработке фотографий наблюдений яркого метеора Минук 132

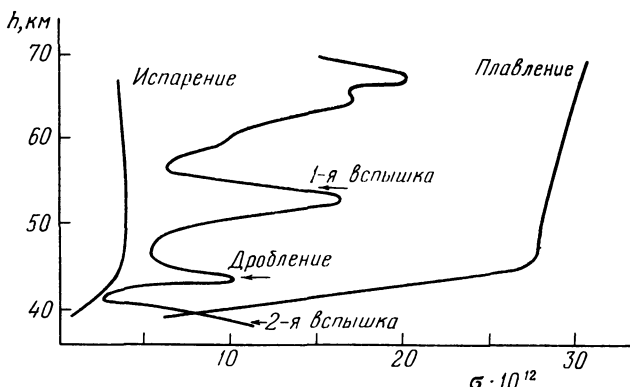


Рис. 27. Изменения коэффициента абляции σ яркого болида и теоретические кривые для чистого плавления и испарения (по Аллену и Иосикаве).

попытались сопоставить кривую блеска метеора с теоретическими расчетами потери массы за счет плавления и испарения. Экспериментальная кривая значений коэффициента абляции σ легла между теоретическими для случаев чистого испарения и чистого плавления, ближе к первой, причем на общий ход кривой накладывались весьма сильные колебания (рис. 27). Две наблюдавшиеся вспышки и дробление метеороида сопровождалось, на

первый взгляд, временным уменьшением доли потери массы за счет испарения. Однако резкие увеличения и уменьшения коэффициента абляции σ соответствуют, скорее всего, колебаниям коэффициента теплопередачи Λ за счет явлений, происходивших на поверхности метеорного тела. Можно полагать, что во время обеих вспышек и дробления происходили резкие выбросы пара, сопровождавшиеся сбрасыванием окружающей тело газовой оболочки и временным просветлением сжатого слоя, т. е. увеличением Λ , а с ним и σ . Таким образом, формальный вывод об уменьшении доли потери массы испарением на основании простого сравнения кривых на рис. 27 неверен, а метод Аллена — Йосикавы в оценке коэффициента газификации Γ^* ненадежен.

В 1963 г. А. Кук [308] попытался получить более надежный критерий механизма абляции для каменных метеоритов. Для этого он использовал теорию, развитую им незадолго до этого совместно с Л. Яккиа и Р. Мак-Кроски [309]. Полагая, что метеороид движется в режиме обтекания вязким ламинарным непрерывным потоком (что справедливо для достаточно крупных тел ниже 80 км; см. [41]), авторы работы [309] принимают согласно [437] приближенное соотношение

$$\Lambda \approx 1,6 \left(\frac{l}{R} \right)^{1/2}, \quad (13.4)$$

где l — средняя длина свободного пробега в воздухе на данной высоте, R — радиус метеороида. Поскольку $\Lambda \leq 1$, формула (13.4) имеет физический смысл для высот, где $l \leq 0,4R$. Это условие выполняется для $R = 10$ см ниже 90 км, для $R = 1$ см ниже 80 км, для $R = 0,1$ см ниже 70 км и т. д. Однако если даже оно выполняется, формула (13.4) дает значения Λ , резко отличающиеся от представленных на рис. 24 (в сторону завышения), и не содержит зависимости от скорости.

Рассматривая условия плавления и текучести расплавленного железа, А. Кук и его соавторы [308, 309] вычислили перенос u -компоненты момента количества движения (направленной вдоль поверхности тела в плоскости оси симметрии). Анализ условий плавления в разных точках поверхности железного метеороида сферической формы показал, что при некотором значении пози-

ционного угла (считая от лобовой точки), а именно, при $\theta_k \approx 55^\circ$, толщина расплавленной пленки достигает минимума, а поверхностное натяжение — максимума, и при $\theta > \theta_k$ пленка расплава начинает течь*). Если радиус тела достаточно велик, пленка срывается в виде капелек; в противном случае температура поверхности будет расти дальше, пока не начнется испарение, регулирующее толщину расплавленной пленки. Критерий размера, при котором будет происходить срыв капелек, по Э. Эпику [428] имеет вид

$$R \gg \frac{7,6\sigma_t}{\Gamma v^2}, \quad (13.5)$$

где σ_t — поверхностное натяжение, равное для железа, согласно Э. Эпику, 1200 дип/см. Поэтому в случае железных метеороидов, полагая $\Gamma = 1$ и $v = 2,5 \cdot 10^6$ см/с, получим, что срыв капелек возможен на высоте 80 км ($\rho = 2 \cdot 10^{-8}$ г/см³) уже для тел, больших 0,08 см, что соответствует массе $\sim 10^{-2}$ г и метеору примерно 2^м. На более низких высотах критический радиус должен быть меньше.

В работе [308] теория плавления стекловидных материалов, развитая в 1959 г. Г. Бете и М. Адамсом [274], была применена А. Куком для изучения плавления каменных метеороидов. Было учтено отличие температурной зависимости коэффициента динамической вязкости каменных пород по сравнению с железом.

В качестве объектов применения развитой ими теории А. Кук и его соавторы использовали «железный» метеор, сфотографированный в 1960 г. Я. Халлидеем [333], и два метеора Гарвардской программы, № 1242 и № 19816, для которых имелись необходимые данные о скорости, торможении, фотометрической массе в нескольких точках траектории и которые, судя по их спектрам, были каменными.

Для «железного» метеора, как показал анализ, унос массы за счет плавления и сдувания капелек (критерий

*) В работе [309] допущена грубая вычислительная ошибка при определении толщины пленки расплава железа: она завышена в 10 раз.

Эпика удовлетворялся) значительно превышал унос за счет испарения. Этот метеор был медленным ($v_0 = 13,4$ км/с), летел полого ($z_R \approx 60^\circ$), имел начальную массу $M_0 = 10$ г и радиус $R_0 \approx 0,7$ см. Толщина расплавленной пленки составляла $10^{-3} R_0$.

Для каменных тел результаты получились несколько иными. Метеор № 1242 с $M_0 \approx 300$ г и $v_0 = 12$ км/с терял массу также в основном за счет плавления и сдувания пленки расплава. Удельная теплота абляции для него нигде не превышала $3 \cdot 10^{10}$ эрг/г. Метеор № 19816, наоборот, переходил от плавления в начале пути к испарению на большей его части и снова к плавлению в конце пути. Его начальные параметры:

$$M_0 = 10 \text{ г}, v_0 = 20,7 \text{ км/с.}$$

Именно большая скорость и привела к развитию процесса испарения.

Полученные результаты заставили А. Кука искать количественный критерий механизма абляции. Такой критерий был им предложен в следующей форме:

$$C = \frac{u_0 \left(\frac{dT_w}{dx} \right)}{v_0 \left(\frac{dT}{dy} \right) \Big|_{y=0}}. \quad (13.6)$$

Здесь T_w — температура поверхности; u_0 — скорость движения расплава вдоль поверхности вниз по потоку (x -компонента); v_0 — скорость в радиальном направлении (y -компонента скорости). Если удовлетворяется условие

$$u_0 \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \ll v_0 \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|, \quad (13.7)$$

абляция происходит преимущественно путем испарения, поскольку вынос вещества в радиальном направлении преобладает над его переносом вдоль поверхности. В этом случае, очевидно, $C < 1$. Сравнение с данными для метеора № 19816 показало, что переход от плавления к испарению осуществляется при $C = 1,2$, а если $C < 0,8$, мы имеем дело практически с чистым испарением.

Работы [257, 308, 309] относятся к сравнительно крупным телам, диаметром в несколько сантиметров, движущимся либо в режиме ударной волны, либо в переход-

ном режиме. Однако в дальнейшем появилась целая серия работ, главным образом советских авторов, в которых развивается представление о плавлении и сбрасывании пленки расплава как об основном механизме абляции даже малых метеорных тел.

В 1967 г. В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [140] подвергли критическому пересмотру вывод Э. Эпика [428] о том, что плавление существенно только для железных метеороидов, а также результаты А. Кука и его соавторов [308, 309].

При решении задачи о плавлении и течении пленки большое значение имеет вязкость расплава и ее температурная зависимость [76]. В 1941 г. М. П. Волярович и А. А. Леонтьева [60], изучая метеорит Саратов, пришли к выводу, что вязкость каменных метеоритов при $T = 1700$ К на порядок выше, чем у большинства горных пород. К сожалению, их данные относятся к весьма узкому интервалу температур. Сравнение с данными Б. Болдуина и Г. Аллена [267] показывает, что вязкость метеорита Саратов является промежуточной между вязкостью тектитов и обычных каменных пород (оливин, базальт). Углистые хондриты по экспериментальным данным [267] имеют еще более низкую вязкость, чем горные породы. Однако для хондритов Б. Болдуин и Г. Аллен приняли ход вязкости с температурой близким к кривым для базальта (рис. 28).

Используя известные уравнения гидродинамики, описывающие движение жидкой расплавленной пленки [79, 151, 274], В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин получили выражение для скорости уноса пленки и скорости испарения в режиме свободно-молекулярного течения. Скорость испарения v_e выражается в виде

$$v_e \equiv \left(\frac{dR}{dt} \right)_e = f(T_e, \rho, \mu_e), \quad (13.8)$$

где μ_e — коэффициент вязкости при температуре испарения T_e . В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин предлагают, зная зависимость $v_e(T_e)$ и $\mu(T)$, для каждого значения ρ получать T_e , подставляя его в уравнение баланса энергии и находить отсюда общую скорость абляции (v_a) в окрестностях критической точки. Результаты их расчетов показывают плавный рост отношения v_e/v_a по мере

снижения метеороида: при $v_0 = 40$ км/с это отношение растет от 2—8% на $h = 105$ км до 50—75% на $h = 80$ км. Для более быстрых и крупных тел доля испарения выше.

В. Н. Лебедипец и Ю. И. Портягин допускают, что при известных условиях малые метеорные тела могут

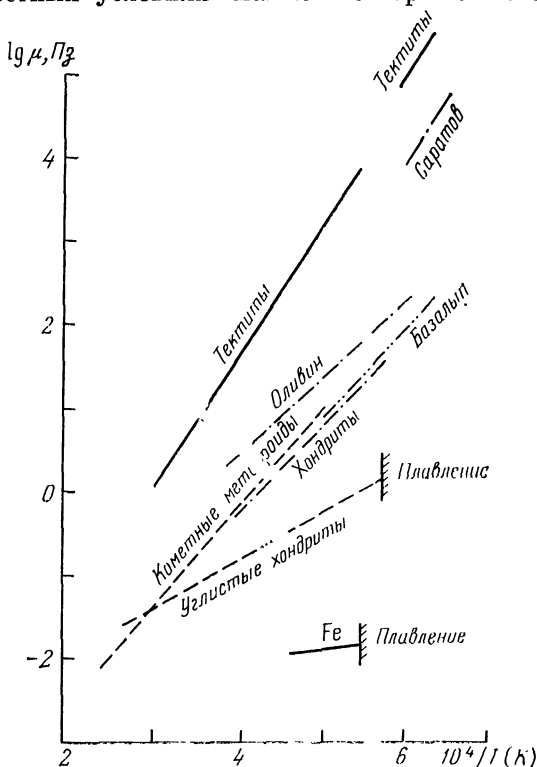


Рис. 28. Зависимость вязкости от температуры (по Болдуину и Аллену). Оливин, базальт и железо — по Эпику, метеорит Саратов и тектиты (верхняя кривая) — по Воляровичу и Леонтьевой, тектиты (нижняя кривая) — по Чемпену и Ларсону.

проплавиться насквозь. Задача о нагревании быстро вращающейся сферы в условиях интенсивного испарения была решена ими в 1966 г. в работе [139]. (За пять лет до этого З. Цеплеха и В. Падевет [285] решили аналогичную задачу для сферы до начала интенсивного испарения).

рения.) В работе [140] дан более точный критерий устойчивости капли, чем критерий Эпика (13.5), изучены ее деформации и условия дробления. Капля дробится при соотношении малой и большой осей $\eta = \frac{1}{3}$, когда число Вебера

$$We = \frac{GR\rho v^2}{\sigma_t} = \frac{1 - \eta^2}{\eta^{5/3}}, \quad (13.9)$$

превышает некоторое критическое значение We_0 , а именно, $We_0 = 6$ *).

Построив кривые силы света для прогреваемых и проплавленных насквозь метеорных тел с учетом торможения, В. Н. Лебединец и Ю. И. Портягин получили лучшее согласие с наблюдаемыми кривыми, чем так называемая стандартная кривая, основанная на уравнении (3.3). А введение критерия дробления расплавленных капель позволило им объяснить этим механизмом даже концевые вспышки метеоров.

Дальнейшее развитие концепция плавления и сдувания расплавленного слоя получила в работах В. Г. Кручиненко и его сотрудников [127, 129, 130]. Обработка фотографических наблюдений 21 метеора [127] показала в 1969 г., что наблюдаемые скорости уноса массы соответствуют теоретическим для испарения каменных метеороидов лишь при чрезмерно высоких $T_c > 3500$ К. Авторы работы [127] применяли, как это обычно делается, формулу Дэшмана (см. § 9) и полагали коэффициент конденсации для железа $\psi = 1$, а для каменных тел $\psi < 1$, по так как его численное значение неизвестно, все расчеты в [127] велись для трех значений: $\psi = 1$, 10^{-1} и 10^{-2} . Но даже для $\psi = 1$ требуются слишком большие значения T_c , когда как из условия кипения (9.12) следует, что испарение каменных тел должно происходить при $T_c < 3000$ К. Авторы [127] объяснили это противоречие тем, что при определении потери массы поверхность испа-

*) Следует заметить, что критическое число Вебера выбрано в [140] слишком малым. Такое значение имеет We_0 для капель, внезапно вводимых в поток (например, сорванных с поверхности крупного тела). Для капель, входящих в поток постепенно, $We_0 = 15 \div 22$ [69].

рения была ими занижена, что может быть связано либо с дроблением, либо с квазинепрерывным разрушением поверхности тела вследствие термических напряжений, либо с разбрызгиванием жидкой пленки.

В 1970 г. В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [128] попытались рассмотреть гидродинамику оплавливающейся поверхности метеороида в условиях свободно-молекулярного потока. Они исходили из соотношений на границе раздела «твердая поверхность — жидкая пленка» и на поверхности пленки с учетом распределения вязкости расплава по глубине и изменения ее с температурой. Толщина вязкостного слоя Δ , на которой вязкость возрастает в e раз, в 10—20 раз меньше толщины теплового слоя x_0 , равной

$$x_0 = \frac{b^2}{v_a}, \quad (13.10)$$

где v_a — скорость уноса вещества с поверхности твердой сферы, b — коэффициент температуропроводности. Общая схема решения задачи в [129] была такой. Интегрирование уравнения количества движения давало распределение тангенциальной скорости течения расплава $u(x, y)$. Из уравнения энергии находилось распределение температуры $T(y)$. Уравнение неразрывности давало скорость испарения v_e . Всего вместе с уравнением баланса энергии и соотношением между толщиной вязкостного слоя Δ и полной скоростью абляции v_a получалось четыре уравнения с четырьмя неизвестными: v_a , v_e , Δ и тангенциальной скоростью на поверхности u_0 .

Основным недостатком этого решения являлась необходимость задавать температуру поверхности T_w , тогда как она должна находиться в ходе самого решения. Кроме того, уравнение баланса энергии в [129] не учитывало затрат тепла на расплавление жидкой пленки, уносимой потоком. Между тем, в рассчитанном В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо примере v_a при $T_w = 3200$ К в четыре раза, а при $T_w = 2400$ К в 15—20 раз превосходит v_e . Более того, в том же примере только в предположении $\Lambda = 1$ энергии, сообщаемой телу налетающими молекулами, хватает на поддержание температуры поверхности $T_w = 3000$ К, при которой, по мнению авторов, достигается наилучшее согласие теории с наблюдениями. Таким об-

разом, недостатки этой работы сводят к нулю ее результаты.

В 1973 г. В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо опубликовали новую работу [130], где уравнение баланса энергии было составлено более корректно и учитывало все возможные виды расхода энергии. В [130] была принята модель невращающейся сферы и предполагалось, что плавление и испарение вещества происходит только на некоторой части фронтальной поверхности, ограниченной координатой x_* . Эта координата находилась из условия равенства центробежной силы, возникающей при течении пленки по сферической поверхности, аэродинамическому давлению. Найденное значение соответствует позиционному углу $61^\circ,5$ (в работе [308] из других соображений получилось 55° , что лучше соответствует экспериментальным данным).

Совместное решение уравнения баланса энергии и уравнения скоростей уноса расплавленной и испарившейся массы позволяло найти эти скорости в отдельности. Что касается средней температуры фронтальной поверхности \bar{T}_w , то авторы не указали метод ее определения.

Для сравнения своей теории с наблюдениями В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо использовали наблюдения 21 метеора, опубликованные в [127] (рис. 29). Теоретические кривые \mathcal{H} — для железа, K_1 , K_2 , K_3 — для камня (при $\psi = 10^{-2}$, 10^{-1} , 1 соответственно), построенные по Эпику [428], либо не перекрываются с полем точек, представляющих данные наблюдений, либо лишь слегка задевают его. То же относится к прямой \mathcal{Z} , выражающей условие, что вся подводимая к телу энергия расходуется на испарение. Наилучшее согласие дает прямая I , построенная по уравнению баланса энергии при значении вязкости на поверхности $\mu = 0,20$ г/см · с, что приблизительно соответствует вязкости пирекса и некоторых пород при $T_0 = 2800$ К и вязкости хондритов при $T_0 = 2500$ К.

Доля уноса вещества за счет испарения по данным работы [130] не превышает 15% при $\Lambda = 1$ и 8% при $\Lambda = 0,5$. При значении $\lg \rho v^3 = 10,5$ все вещество уносится с расплавленной пленкой.

Однако и эта работа имеет серьезные недостатки. Среди метеоров, используемых для сравнения с теорией, име-

ются и довольно яркие, соответствующие телам с $R > 1$ см. У таких тел коэффициент теплопередачи $\Lambda \ll 1$ и измеряется сотыми долями. Эта величина устанавливается в ходе испарения, так что процесс испарения становится стационарным при выполнении условия (11.33) или

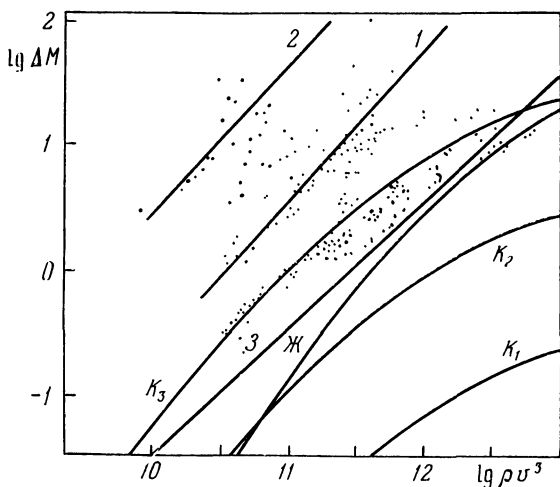


Рис. 29. Зависимость потери массы метеороидов от произведения ρv^3 (по Кручиненко и Шайдо). Ж — железные, К — каменные метеороиды, индексы 1, 2, 3 соответствуют коэффициенту конденсации 10^{-2} , 10^{-1} и 1, кривые: 1 — учет испарения, плавления и теплоемкости тела, 2 — абляция за счет механического разрушения, 3 — учет только испарения. Точки — данные наблюдений.

(11.34). Это условие должно быть включено в систему уравнений, определяющих процесс абляции метеороида, и коэффициент Λ должен (как и температура поверхности T_w) находиться в ходе решения задачи, а не задаваться произвольно.

В работе [132], рассматривая быстро вращающуюся сферу и учитывая затрату энергии только на испарение и нагрев метеороида, В. Г. Кручиненко нашел, что доля энергии, расходуемой на испарение, плавно растет от нуля в момент начала интенсивного испарения до единицы к моменту полного разрушения тела. Однако при этом не было учтено торможение метеороида в атмосфере, кото-

рое должно привести в конце пути к новому снижению расхода энергии на испарение.

Таким образом, несмотря на затраченные усилия, проблема преобладания того или иного механизма абляции все еще остается нерешенной, а полученные результаты порой противоречат друг другу. Сильная зависимость от T_w коэффициента вязкости μ может в случае завышения T_w привести к переоценке доли массы, теряемой за счет плавления и сдувания, а завышение Λ , даже при правильном способе определения температуры испарения T_v , приведет к ее преувеличению, а значит, опять-таки к занижению вязкости и к переоценке роли плавления и сдувания.

Между тем существуют и строгие решения задачи о притоке тепла к оплавливающейся и испаряющейся поверхности, например, в работах Г. А. Тирского [223—225]. Эти решения были получены еще в 1960—1961 гг., т. е. значительно раньше всех описанных работ. Они относятся к случаю обтекания крупных тел непрерывным потоком газа, однако действие излучения ударной волны в них не учитывалось. В более поздних работах Г. А. Тирского и его школы, а также ряда других исследователей, излучение было учтено. Обзор этих исследований содержится в статье В. А. Бронштэна [45].

Теоретические исследования процесса абляции, выполненные на современном уровне, т. е. с учетом не только энергетики, но и гидродинамики, будут изложены в § 15. А сейчас перейдем к описанию экспериментальных исследований абляции.

§ 14. Экспериментальные исследования абляции

При неоднозначности теоретических схем абляции метеороидов большое значение имели бы результаты экспериментальных исследований этого процесса. Однако в многочисленных экспериментальных работах по уносу массы теплозащитных материалов (применяемых в качестве покрытий космических аппаратов), обтекаемых потоком высокотемпературного газа или плазмы, приводятся, как правило, лишь сведения, касающиеся зависимости общей скорости уноса от параметров материала и набегающего потока, причем механизм процесса уноса часто остается нераскрытым.

Все же некоторые общие свойства процесса разрушения, установленные для теплозащитных покрытий, можно использовать при анализе разрушения и уноса массы метеороидов, хотя состав последних сильно отличается от состава типичных теплозащитных покрытий.

Первые эксперименты, проводившиеся специально в связи с проблемой абляции метеороидов, ставились на самых различных материалах. Так, Р. Томас и У. Уайт [474] изучали абляцию образцов из сплава Вуда, И. А. Зотиков [85] — моделей из различных металлов (алюминия, олова, свинца, стали). В этих работах механизм абляции не рассматривался. Некоторые интересные результаты работы И. А. Зотикова (образование регмаглинтов) будут рассмотрены ниже.

В 1967—1968 гг. были проведены две серии экспериментов с целью выявления преобладающего механизма абляции метеороидов. Это — эксперименты Г. Дж. Аллена и Б. Болдуина [256], проведенные на различных образцах горных пород и метеоритов, и эксперименты, проведенные под руководством В. А. Бронштэна М. И. Якушиным и О. К. Егоровым в Институте проблем механики АН СССР на образцах каменного и железного метеоритов (в интерпретации экспериментов приняли участие также Ю. А. Бувеч и Ю. И. Портнягин [44]).

В экспериментах Г. Аллена и Б. Болдуина модели подвергались воздействию плазменной струи, причем условия примерно соответствовали нагреву и давлению, испытываемым метеороидом, летящим со скоростью 15 км/с на высотах от 70 до 100 км. Образцам придавалась цилиндрическая форма с радиусом 1 см, при массе 30 г.

Схема процесса абляции, построенная Г. Алленом и Б. Болдуином на основании этих экспериментов и развитая затем в работах Б. Болдуина и Г. Аллена [267], Б. Болдуина и И. Шеффер [268, 269], показана на рис. 30.

Твердое тело каменного метеороида начинает плавиться на лобовой поверхности и расплав стекает в стороны, при сравнительно небольшой доле уноса за счет испарения. Достигнув области на боковой поверхности, где давление достаточно упало, каменный расплав вспенивается. Образование пены может быть вызвано наличием летучих компонент или просто кипением. На боковых поверхностях пена затвердевает. Хлопья пены дробятся и

отбрасываются набегающим потоком воздуха, покидая, таким образом, тело метеороида. В некоторых экспериментах пена отделялась от образца до затвердевания.

Процессом вспенивания расплавленной пленки Б. Болдуин и Г. Аллен пытались объяснить кажущиеся низкие

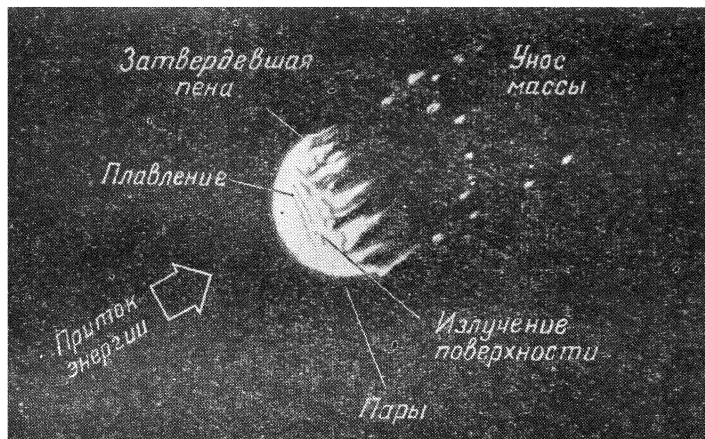


Рис. 30. Схема абляции метеороидов по Болдуину и Аллену.

плотности метеороидов, получаемые из наблюдений (см. главу VI). Критика этой концепции была дана в 1970 г. Р. Мак-Кроски и З. Цеpleхой [386]. Главной ее трудностью является слишком медленное развитие процесса пепеообразования (десятки секунд в условиях эксперимента, секунды в метеорных условиях).

В экспериментах В. А. Бронштэна, М. И. Якушина и их сотрудников образцы помещались в струю воздушной плазмы безэлектродного плазмотрона, имеющую температуру 10 000 К. Однако скорость струи составляла лишь 15—20 м/с, и хотя это компенсировалось тем, что воздух имел нормальную атмосферную плотность, но условия обтекания были дозвуковые. Кроме того, образец закреплялся носиком вниз, и под действием силы тяжести происходило «провисание» пленки расплава и отделение от нее крупных капель, падавших вниз. Тепловой поток на лобовой поверхности в этих экспериментах составлял

$q = (0,45 \div 0,65) \cdot 10^{10}$ эрг/см² · с, что примерно соответствует потоку, получаемому поверхностью метеороида на высоте 93 км при скорости 20 км/с (без учета загорания).

Как показали эксперименты, на начальной стадии (сразу после внесения образца в плазмотрон) происходит разогревание, размягчение и сначала очаговое, а затем

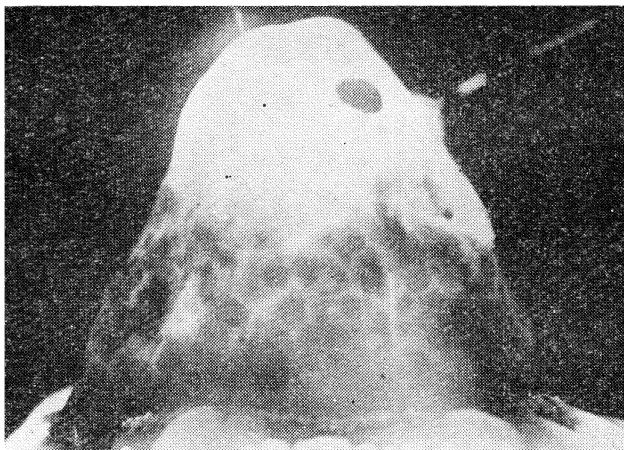


Рис. 31. Абляция каменного метеорита (эксперименты Бронштэна и др.). Видны пузыри и отделяющиеся капли.

общее расплавление лобовой поверхности образцов, сопровождаемое выделением на ней вспучивающихся шлаков. Особенно интенсивно этот процесс протекал на поверхности каменного метеорита и гораздо слабее — на поверхности железного. В дальнейшем толщина пленки расплава постепенно нарастала и лобовая поверхность приняла форму, напоминающую параболоид. Помимо пульсаций пленки и отделения крупных капель наблюдалось непрерывное отделение мелких капель (диаметром 0,3 мм и менее), хорошо видимое на рис. 31.

При абляции каменного метеорита, представлявшего собой рыхлый хондрит (Еленовка), весьма неоднородный по составу, наблюдалось еще одно интересное явление. После завершения начальной стадии вспучивания и образования расплавленной пленки наблюдалось локальное

появление на ней многочисленных каверн, обусловленных выходом на поверхность газовых пузырей, образующихся в толще пленки (см. рис. 31). Внешне процесс напоминал объемное кипение в однородной жидкости; возможно, что в данном случае «выкипали» в первую очередь легко испаряющиеся включения. Образование и разрушение газовых пузырей проявлялось и в возникновении кратеров,

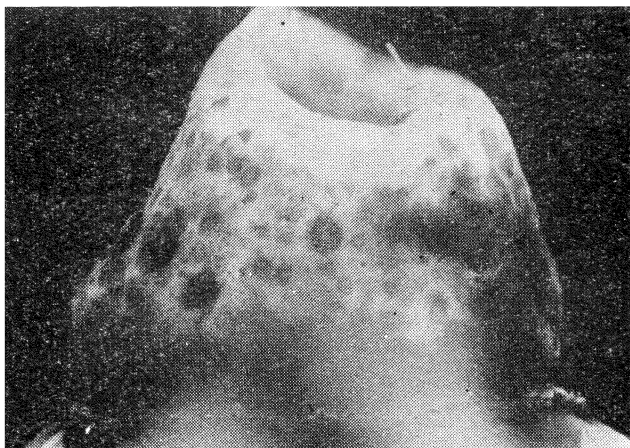


Рис. 32. Образование кратера в ходе абляции каменного метеорита (эксперименты Бронштэна и др.).

один из которых виден на рис. 32. Время жизни этого кратера было меньше 0,04 с, поскольку он виден лишь на одном кинокадре, а интервал между кадрами составлял 0,02 с. Еще одно явление, связанное с газообразованием, проявлялось в разбухании и разрыве отделявшихся капель расплава. Сопоставляя это с известным явлением образования в метеорной и метеоритной пыли не только шариков (застывших капель), но и колбочек (полых внутри округлых частичек с «горлышком»; рис. 33), можно считать, что в обоих случаях мы имеем дело с испарением летучих веществ, расширяющихся и разрывающих капли более тугоплавкого материала.

Яркостная температура поверхности образца во всех опытах не превосходила 1800—2000 К, т. е. была значи-

тельно ниже температуры кипения вещества обоих метеоритов. В сочетании с оценкой количества материала, упавшего вниз, это дало основание авторам работы [44] сделать вывод, что основная доля уноса массы в этих экспериментах связана с механическим разрушением и

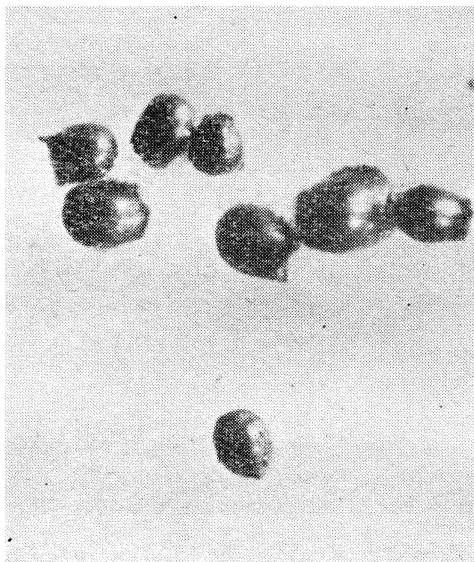


Рис. 33. Колбочки в метеоритном веществе (по Кринову).

частичным диспергированием расплавленной пленки, а прямое испарение с поверхности образцов играло незначительную роль.

Пенообразование в экспериментах, описанных в [44], наблюдалось лишь на ранней стадии процесса и играло малую роль, хотя продолжительность опытов (~ 35 с) сравнима с продолжительностью экспериментов Аллена и Болдуина (115 с).

В работе [44] была сделана попытка использовать явление отделения крупных капель расплавленной пленки под действием силы тяжести для оценки сравнительной роли уноса массы плавлением и испарением. В эксперименте отделение капли происходило, когда сила тяже-

стп, действующая на участок пленки единичного сечения $F_g = \delta g \Delta$ (Δ и δ — толщина и плотность пленки), сравнивается с силой поверхностного натяжения $F_t = \frac{\sigma_t}{\Delta}$ (σ_t — коэффициент поверхностного натяжения). При этом условии *)

$$\Delta_{кр} = \left(\frac{\sigma_t}{\delta g} \right)^{1/2}. \quad (14.1)$$

Для железа $\sigma_t = 1200$ эрг/см², для каменных метеоритов $\sigma_t = 360$ эрг/см² [428]. Из (14.1) в обоих случаях получаем $\Delta_{кр} = 0,4$ см.

В условиях полета метеороида в атмосфере вместо силы тяжести фактором, стремящимся оторвать капли расплава, является сила трения, создаваемая набегающим потоком и равная

$$F_a = \frac{1}{2} \rho v^2. \quad (14.2)$$

Условие устойчивости пленки в этом случае будет иметь вид

$$\rho v^2 \ll 2 \frac{\sigma_t}{\Delta}, \quad (14.3)$$

и если подставить в (14.3) $\Delta_{кр}$ из (14.1), то правая часть (14.3) будет равна $6 \cdot 10^3$ в случае железного и $2 \cdot 10^3$ в случае каменного метеорита, а значения $v_{кр}$, при которых неравенство нарушается, будут равны

h , км	80	90	100	110	120
$v_{кр}$, км/с {жел.	5	11	25	65	100
{кам.	3	6,5	15	37	58

Из этого анализа авторы [44] сделали вывод, что на высотах ниже 100 км коэффициент газификации при метеорных скоростях мал и испарение не играет существенной роли, но выше 120 км оно является основным механизмом уноса массы.

Этот вывод, однако, основывается на экстраполяции условий эксперимента на метеорные условия, что по ряду

*) Приводимый ниже анализ несколько отличается от анализа работы [44].

причин не оправдано. Именно, действие силы тяжести в эксперименте приводило не только к отрыву крупных капель с лобовой поверхности пленки, но и к перетеканию пленки вниз, т. е. к лобовой точке. В реальных условиях обтекания происходит обратный процесс — перетекание жидкой пленки вдоль поверхности вниз по потоку. Поэтому толщина пленки Δ будет в метеорных условиях намного меньше, чем в эксперименте, правая часть (14.3) увеличится на порядок и более, критические скорости в приведенной выше табличке возрастут в 3—4 раза, границы «области влияния» процесса сдувания жидкой пленки сдвинутся на 10—15 км вниз.

В самом деле, толщина коры плавления метеоритов составляет от 0,01 до 1 мм или от 10^{-4} до 10^{-2} радиуса метеорита. Расчет для железного метеорита дает в районе критической точки толщину расплавленной пленки $\sim 10^{-3} R^{0,3}$, где R — радиус тела. При $R \sim 10$ см эта толщина будет порядка 0,02 мм, а на боковой поверхности еще меньше.

Кроме того, как уже говорилось, в условиях эксперимента [44] была достигнута сравнительно низкая температура поверхности $T_w \leq 2000$ К, что объясняется низким значением теплового потока $q \sim 0,5 \cdot 10^{10}$ эрг/см² · с. Между тем при движении в атмосфере тепловой поток будет быстро возрастать, а вместе с ним и T_w . Как будет показано в § 15, коэффициент газификации сильно зависит от энthalпии торможения набегающего на тело потока, равной

$$h_e = c_p T_e, \quad (14.4)$$

где T_e — температура набегающего газа. С ростом h_e значение коэффициента газификации Γ_* приближается к единице. Условия эксперимента [44] соответствуют низким значениям h_e и Γ_* , условия, в которых движутся метеороиды, — высоким их значениям. В экспериментах Аллена и Болдуина тепловой поток q был еще ниже, чем в экспериментах Бронштэна и др.

Поэтому выводы, сделанные в работах этих исследователей в пользу преобладающей роли процесса плавления и сдувания в уносе массы, пуждаются в пересмотре. Вместе с тем, многие результаты, полученные в этих работах, представляют несомненный интерес для суждения о де-

талях процесса абляции метеороидов в тех условиях, когда действительно преобладающим механизмом абляции является плавление и сбрасывание пленки расплава,— при сравнительно малых скоростях полета, в том числе на заключительном участке пути (для крупных тел — в области торможения).

§ 15. Теоретические исследования абляции крупных тел

Подготовка, а затем запуск искусственных спутников Земли и необходимость возвращения их на Землю требовали развития теории процесса абляции при входе возвращаемых космических аппаратов в плотные слои земной атмосферы. Теоретические исследования в этой области начались со второй половины 50-х гг. Обзор ранних исследований можно найти в статье М. Адамса [254]. Учитывая небольшие скорости входа искусственных спутников, главное внимание в этих работах было уделено процессу плавления теплозащитных покрытий.

Первая попытка рассмотреть аналитически с единой точки зрения процессы плавления и испарения принадлежит Л. Робертсу, опубликовавшему в 1959 г. три работы на эту тему [453—455]. Однако решение Л. Робертса страдает рядом недостатков, на которые указал в 1961 г. Г. А. Тирский [223—225]. В частности, в этом решении дано неверное условие кипения жидкой пленки, некорректно определяется температура испаряющейся поверхности, теплофизические свойства вещества тела считаются постоянными.

В тех же трех работах [223—225] Г. А. Тирский дал вполне строгое, хотя и довольно сложное решение задачи о плавлении поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком горячего диссоциированного газа, сублимации такой поверхности и об одновременном протекании плавления и испарения.

В отличие от работ, упоминавшихся в § 13, Г. А. Тирский решает полную систему уравнений гидродинамики и термодинамики, отдельно для газа (слоя паров), жидкой пленки и твердого тела. Однако это решение применимо лишь для режима непрерывного потока и не учитывает излучение ударной волны.

Недостатком решения Г. А. Тирского является то, что практически ни одна из искомых функций и ни один из неизвестных параметров не находятся в конечном виде, а получаются в результате совместного решения нескольких трансцендентных уравнений. Поэтому расчеты по ним требуют применения ЭВМ.

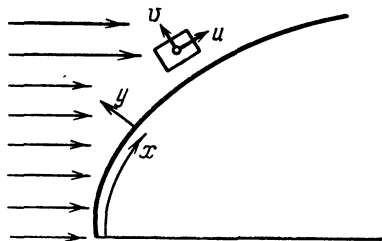


Рис. 34. Система координат вблизи тела.

Ниже мы опишем более приближенное решение, основанное на рассмотрении гидродинамики расплавленной пленки в рамках теории пограничного слоя [151].

Рассмотрим сначала случай «чистого» плавления. Если поверхность метеороида или часть ее нагреется до температуры

плавления T_* или выше, то образуется пленка расплава, которая под действием трения вязкого газа в пограничном слое начинает вовлекаться в движение. Довольно быстро режим оплавления становится стационарным, т. е. фронт плавления в окрестности критической точки перемещается с постоянной скоростью. При отсутствии вращения и дробления лобовая часть тела метеороида сохраняет в этом случае свою форму*).

Введем систему координат, изображенную на рис. 34, так что x — координата вдоль поверхности осесимметричного тела (считая от критической точки), y — координата, перпендикулярная к поверхности, u , v — компоненты скорости вдоль координат x , y . Запишем дифференциальные уравнения жидкой пленки (для стационарного случая)

$$\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 u_1 x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_1 v_1) = 0, \quad (15.1)$$

$$\rho_1 \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) = \frac{dp_1}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right), \quad (15.2)$$

$$\rho_1 c_{p1} \left(u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right). \quad (15.3)$$

*) В общем случае форма тела не сохраняется. См. экспериментальные работы [44, 268].

Здесь ρ_1 — плотность жидкости, p_1 — давление, μ_1 — коэффициент вязкости, c_{p1} — теплоемкость при постоянном давлении, λ_1 — коэффициент теплопроводности, T_1 — температура расплава. Уравнение (15.1) есть уравнение сохранения массы, (15.2) — уравнение сохранения импульса, (15.3) — уравнение энергии.

Поскольку мы рассматриваем стационарный режим оплавления, начальных условий задача не имеет. Что касается граничных условий, то они имеют следующий вид (величины без индекса относятся к газу над поверхностью пленки, с индексом 1 — к жидкой пленке, с индексом 2 — к твердому телу, с индексом * — к фронту плавления):

на фронте плавления ($y = 0$)

$$u_1 = 0, \quad v_1 = \frac{G_i}{\rho_1}, \quad T_1 = T_*,$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = G_i Q_* + \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \right)_0, \quad (15.4)$$

на внешней границе пленки ($y = \delta_s$)

$$\mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} = \tau_1, \quad v_1 = \frac{\rho v}{\rho_1}, \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = q_{\text{вн}}, \quad (15.5)$$

в критической точке ($x = 0, y = 0$)

$$\frac{\partial T_1}{\partial x} = 0. \quad (15.6)$$

Здесь G_i — полная массовая скорость уноса вещества с единицы поверхности тела, τ_1 — касательное напряжение, $q_{\text{вн}}$ — поток тепла, уходящий в пленку, δ_s — ее толщина (далее δ будем писать без индекса).

Уравнения (15.1)–(15.3) можно упростить. Будем считать пленку однородной несжимаемой жидкостью, т. е. положим $\rho_1 = \text{const}$. При достаточно большой вязкости μ_1 инерционные члены в (15.2) можно не учитывать, поскольку тогда скорости течения в пленке малы. По той же причине в (15.3) можно пренебречь диссипативными членами. Наконец, с достаточной степенью точности можно положить $\lambda_1 = \text{const}$. Тогда

уравнения (15.1)—(15.3) примут вид

$$\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xu_1) + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0 \quad (15.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) = \frac{\partial p_1}{\partial x_1}, \quad (15.8)$$

$$u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{\lambda_1}{\rho_1 c_{p1}} \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2}. \quad (15.9)$$

При $\mu_1 = \text{const}$ уравнение (15.8) легко интегрируется:

$$u_1 = \frac{1}{\mu_1} \left[\left(\tau_1 - \delta \frac{\partial p_1}{\partial x} \right) y + \frac{1}{2} \frac{\partial p_1}{\partial x} y^2 \right]. \quad (15.10)$$

Подставляя (15.10) в уравнение неразрывности (15.7) и производя интегрирование, получаем

$$v_t = v_e + \frac{1}{2\mu_1 x} \frac{\partial}{\partial x} \left[x \cdot \delta^2 \left(\tau_1 - \frac{2}{3} \delta \frac{\partial p_1}{\partial x} \right) \right], \quad (15.11)$$

где v_t — общая скорость переноса массы на фронте плавления, v_e — скорость испарения, второй член в (15.11) характеризует унос вещества с расплавленной пленкой. Первый член в круглых скобках выражает действие трения, второй — градиента давления (надо помнить, что $\frac{\partial p_1}{\partial x} < 0$). Первый член в условиях свободного обтекания много больше второго.

Вообще вязкость является функцией температуры. Чаще всего эту зависимость выражают формулой вида

$$\lg \mu = \frac{A}{T} - B. \quad (15.12)$$

Различные авторы приводят разные значения параметров A и B для интересующих нас материалов. Некоторые из них сведены в табл. 12.

Для чистого железа и железа с примесями (по данным [6a]) значения μ_1 в интервале температур 1800—2100 К различаются не более чем на 7%. Однако эти значения в 4—5 раз больше значений вязкости железа, рекомендуемых Э. Эпиком [428] и получивших широкое распространение в исследованиях по физике метеоров. Учитывая, что в монографии [6a] собраны все доступные

Т а б л и ц а 12. Параметры кривой зависимости вязкости от температуры для различных материалов и метеоритов

Автор	Материал	A	B
П. П. Арсентьев, Л. А. Коледов [6а]	Fe (чистое)	1 951	2,327
Они же	Fe (с примесями)	2 462	2,600
» »	Ni	1 801	2,358
Б. Болдуин, Г. Аллен [267]	Углистые хондриты	6 427	3,370
Они же	Хондриты	10 000	4,263
М. П. Волярович, А. А. Леонтьева [60]	Метеорит Саратов	15 139	4,934
Д. Чепмен, Г. Ларсон [304]	Тектиты	15 000	4,590

ее авторам данные на 1975 год, следует предпочесть значения A и B , приведенные в табл. 12, более старым и основанным на измерениях при более низких температурах данным Эпика. Из двух пар параметров, даваемых в [6а], выберем вторую, поскольку она ближе отвечает естественным условиям.

Данные для каменных метеоритов сильно расходятся. Мы будем использовать кривые Болдуина и Аллена для обыкновенных и углистых хондритов.

Вернемся к интегрированию уравнений гидродинамики жидкой пленки. В случае стеклообразных материалов, типичным представителем которых является SiO_2 , распределение вязкости по глубине обычно представляют экспонентой

$$\mu_1(y) = \mu_* \exp\left(-\frac{y}{\delta}\right). \quad (15.13)$$

Интегрирование (15.8) по y от $-\infty$ до y в этом случае дает [274, 308]

$$u_1(y) = \frac{\delta}{\mu_*} \left[\tau_1 \exp\left(\frac{y}{\delta}\right) - \delta \frac{\partial p_1}{\partial x} \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \exp\left(\frac{y}{\delta}\right) \right], \quad (15.14)$$

и вместо (15.11) получаем

$$v_t = v_e + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left[x \cdot \frac{\delta^2}{\mu_*} \left(\tau_1 - 2\delta \frac{\partial p_1}{\partial x} \right) \right], \quad (15.15)$$

Сравнение (15.11) и (15.15) показывает, что учет падения вязкости расплава с температурой увеличивает унос массы с расплавленной пленкой более чем вдвое, а при наличии сильного испарения, оттесняющего пограничный слой,— до 6 раз (ибо тогда главную роль играет член с градиентом давления, множитель при котором возрастает в 6 раз).

Величина δ , которая в случае $\mu_1 = \text{const}$ представляла собой толщину расплавленной пленки, при введении закона (15.13) означает глубину, на которой вязкость изменяется в e раз.

Можно рассмотреть промежуточный случай, когда при $y < 0$ $\mu = \infty$, а при $y > 0$ соблюдается закон (15.13). Табл. 12 показывает, что это имеет место и у железа. Решение в рассматриваемом случае находим так же, как и в предыдущем, но интегрирование по y делается от 0 до δ . Получаем в этом случае

$$u_1(y) = \frac{\delta}{\mu_*} \left\{ \tau_1 e \left[1 - \exp \left(\frac{y}{\delta} - 1 \right) \right] - \right. \\ \left. - \delta \frac{\partial p_1}{\partial x} e \left[1 - \left(2 - \frac{y}{\delta} \right) \exp \left(\frac{y}{\delta} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (15.16)$$

$$v_t = v_e + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x \cdot \frac{\delta^2}{\mu_*} \left[\tau_1 - (3 - e) \delta \frac{\partial p_1}{\partial x} \right] \right\}. \quad (15.17)$$

Таким образом, этот случай ближе к первому ($\mu_1 = \text{const}$), поскольку коэффициент при τ_1 здесь тот же, что и в (15.11), а коэффициент при $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ отличается от соответствующего коэффициента в (15.11) на 15%. Это и понятно, поскольку толщина жидкой пленки весьма мала.

Для практического применения формул (15.11), (15.15) и (15.17) нужно определить величины τ_1 и $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ через параметры набегающего потока. Здесь мы также сталкиваемся с несколькими частными случаями, для которых такое определение возможно.

1. Режим свободно-молекулярного обтекания. В этом случае сила аэродинамического трения в точке поверхности, характеризующей позиционным углом

θ , равна

$$\tau_1 = \rho v_\infty^2 \sin \theta \cos \theta, \quad (15.18)$$

динамическое давление в той же точке равно

$$p_1 = \rho v_\infty^2 \cos^2 \theta, \quad (15.19)$$

а его градиент

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = -2 \frac{\rho v_\infty^2}{R} \sin \theta \cos \theta. \quad (15.20)$$

Полагая тело сферическим, $x = R \sin \theta$ (на небольшом удалении от критической точки), приведем формулу (15.11) к виду

$$v_t = v_e + \frac{\rho v_\infty^2}{R \cos \theta} (3 \cos^2 \theta - 1) \frac{\delta^2}{\mu_*} \left(1 + \frac{2\delta}{3R}\right). \quad (15.21)$$

В частности, в критической точке

$$v_t = v_e + \frac{2\rho v_\infty^2}{R} \frac{\delta^2}{\mu_*} \left(1 + \frac{2\delta}{3R}\right). \quad (15.22)$$

Не представляет труда соответственно преобразовать формулы (15.15) и (15.17): изменятся только коэффициенты в скобке.

2. Переходный режим. Для этого режима А. Кук, Л. Яккна и Р. Мак-Кроски предложили обобщить формулы (15.18) и (15.19) следующим образом:

$$\tau_1 = \Lambda' \rho v_\infty^2 \sin \theta \cos \theta, \quad p_1 = \Gamma \rho v_\infty^2 \cos^2 \theta, \quad (15.23)$$

где Γ — коэффициент сопротивления, Λ' — коэффициент передачи трения, аналогичный по своему значению коэффициенту теплопередачи Λ , причем оба они аппроксимируются выражениями, заимствованными из работы [438], типа (13.4). Мы уже отмечали в § 13 необоснованность этого выражения для Λ . Величину Λ мы будем определять не из (13.4), а из формул §§ 10—12.

Подставляя (15.23) и (15.24) в формулы (15.11), (15.15) и (15.17), получим следующее выражение для v_t :

$$v_t = v_e + \frac{\rho v_\infty^2}{R \cos \theta} (3 \cos^2 \theta - 1) \frac{\delta^2}{\mu_*} \left(a\Lambda' + b\Gamma \frac{\delta}{R}\right). \quad (15.24)$$

Коэффициенты a и b будут иметь следующие значения: в случае $\mu_1 = \mu_* = \text{const}$ $a = 1$, $b = \frac{2}{3}$, в случае стеклообразных материалов и каменных пород с зависимостью $\mu_1(y)$ вида (15.13) $a = 2$, $b = 4$, в случае материалов с определенной точкой плавления с той же зависимостью $\mu_1(y)$ $a = 1$, $b = 2(3 - e)$.

Переходя от скоростей к уносам массы и заменяя общий унос отношением поступающей в пленку энергии $q_{\text{вн}}$ к удельной теплоте плавления (включая тепло, идущее на нагрев до точки плавления) Q_m , получим

$$\frac{q_{\text{вн}}}{Q_m} = G_e + \frac{\rho v_\infty^2}{R \cos \theta} (3 \cos^2 \theta - 1) \frac{\rho_1 \delta^2}{\mu_*} \left(a \Lambda' + b \Gamma \frac{\delta}{R} \right). \quad (15.25)$$

Уравнение баланса энергии запишется в виде

$$\frac{\Lambda \rho v_\infty^3}{2} - \varepsilon_R \sigma_R T_w^4 - G_e Q_e - G_m Q_m = 0, \quad (15.26)$$

где G_e — унос массы за счет испарения. Второй член в (15.26) определяет потери на излучение, третий — затраты энергии на испарение. Для коэффициента теплопередачи Λ можно применять (в рамках асимптотической модели, описанной в § 12) формулу

$$\Lambda = \exp \left(- \frac{2}{3} \frac{\zeta G_e}{\rho v_\infty} \right). \quad (15.27)$$

Теперь, если считать величины Λ' , Γ , R , ρ , v_∞ , μ_* известными, для определения величины скорости уноса вещества в расплавленной пленке необходимо знать (или уметь определить) ее толщину δ . Если принять линейный профиль скорости $u_1(y)$ в пленке, то из первого граничного условия (15.5) получим

$$\delta_s = \frac{\mu_1}{\tau_1} U, \quad (15.28)$$

где U — продольная скорость на внешней границе пленки, τ_1 — касательное напряжение, которое равно [364a]

$$\tau_1 = \frac{2 \text{Pr}^{2/3} q_{\text{вн}} u_e}{v_\infty^2}. \quad (15.29)$$

Здесь u_e — скорость внешнего течения (потока воздуха, обтекающего тело), не равная, вообще говоря, скоро-

сти метеороида v_∞ . Согласно [364a], отношение продольных скоростей пленки и газа на границе раздела равно

$$\frac{U}{u_e} = \frac{\cos \theta}{2Pr^{1/3}} \left(\frac{\rho\mu}{\rho_1\mu_1} \right)^{1/2} \frac{v_\infty}{\sqrt{Q_m}}. \quad (15.30)$$

Подставляя (15.29) и (15.30) в (15.28), получим для толщины пленки

$$\delta_s = \frac{\cos \theta}{4Pr} \frac{v_\infty^3}{q_{вн}} \left(\frac{\rho\mu}{\rho_1\mu_1} \right)^{1/2} \frac{\mu_1}{\sqrt{Q_m}}. \quad (15.31)$$

Интегрируя выражение для G_m (второй член в (15.25)) по лобовой поверхности сферы от $\theta = 0$ до $\theta = \theta_{кр}$ ($\cos^2 \theta_{кр} = 1/3$), получим средний унос в жидкой фазе с единицы миделя тела:

$$\bar{G}_m = \frac{a Pr^{2/3}}{3} \frac{\Lambda \rho v_\infty^2}{R} \frac{\delta_{s0}^2}{\mu_*} \rho_1, \quad (15.32)$$

где δ_{s0} — значение δ_s при $\theta = 0$.

Уравнения (15.25), (15.26), (15.27), (15.31) и (15.32) образуют систему из пяти уравнений с пятью неизвестными ($q_{вн}$, G_m , G_e , Λ , δ), которая решается методом итераций, путем варьирования значений G_e .

Важнейшим параметром процесса абляции является температура поверхности тела в критической точке T_w . В условиях интенсивного испарения и уноса паров наблюдающим потоком, когда испарение можно считать равновесным, температура T_w связана с давлением торможения p_0 формулой

$$\lg p_0 = C_1 - \frac{C_2}{T_w}, \quad (15.33)$$

где параметры C_1 и C_2 определяются из кривой упругости пара соответствующего вещества. В табл. 13 собраны значения C_1 и C_2 для ряда веществ, представляющих для нас интерес, по данным различных авторов. Из их сравнения видно, что кривые Левина — Дэшмана и Карасева и др. для железа дают заниженные значения T_w для больших p_0 и, наоборот, кривая Эпика сильно отклоняется от всех кривых в противоположную сторону. Наибольшего доверия для железа заслуживают близкие друг к другу кривые Пазухина — Фишера, Явойского и др. и

Т а б л и ц а 13. Коэффициенты кривой упругости паров различных материалов, каменных метеоритов и тектитов

Автор	Первоисточник	Вещество	C_1	C_2
Б. Ю. Левин [147]	С. Дэшман	Fe	13,53	21 400
Э. Эпик [428]	?	Fe	10,61	16 120
В. Н. Лебединец, Ю. И. Портнягин [140]	О. Кубашевский, Э. Эванс	Fe	12,11	19 700
В. А. Пазухин, А. Я. Фишер [176]	Ряд работ	Fe	11,64	18 180
В. И. Явойский и др. [253а]	Ряд работ	Fe	11,86	18 280
А. Н. Несмеянов	» »	Fe	11,92	18 000
Ю. А. Карасев и др. [89а]	Они же	Fe	14,54	24 193
В. Н. Лебединец, Ю. И. Портнягин [140]	Ряд работ	SiO ₂	13,94	24 400
Они же	» »	MgO	14,24	26 700
» »	» »	CaO	13,55	27 400
» »	» »	Al ₂ O ₃	13,89	31 470
» »	Д. Чепмен, Г. Ларсон [60]	тектиты	14,18	25 100
Э. Эпик [428]	?	каменные метеориты		
			10,60	13 500
В. А. Бронштэн	Настоящая работа	те же	12,50	21 000

Несмеянова, основанные на многих сериях экспериментов. Для каменных метеороидов нами подобрана «составная» кривая, основанная на примерном составе этих тел и лучших экспериментальных данных (последняя строка табл. 13). Она также заметно отличается от кривой Эпика.

Зависимость T_w от p_0 для железа и SiO₂ представлена на рис. 35. Кроме зависимости от p_0 , T_w слабо зависит еще и от размеров тела. Кривая на рис. 35 для SiO₂ проведена для $R = 0,7$ см. Однако увеличение R в 250 раз понижает T_w лишь на 100° при $p_0 = 1$ атм и на 25° при $p_0 = 10$ атм.

Теперь обратимся к коэффициенту газификации Γ_* . Расчеты показывают [181, 226], что он возрастает с энthalпией торможения набегающего потока, причем сначала быстро, а потом все медленнее, стремясь к единице

при больших I_e (рис. 36). Кроме того, при малых давлениях Γ_* больше.

Коэффициент Γ_* будет тем меньше, чем сильнее будет унос массы в жидкой фазе, а это будет иметь место

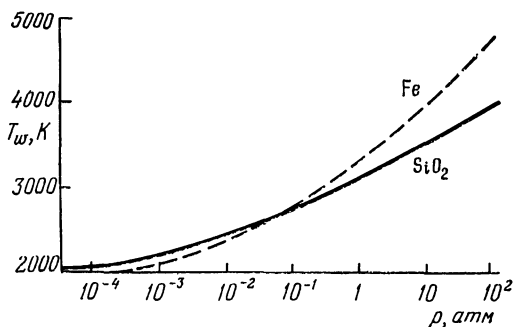


Рис. 35. Зависимость температуры поверхности кварцевого стекла и железа от давления торможения (по Тирскому и Апштейну).

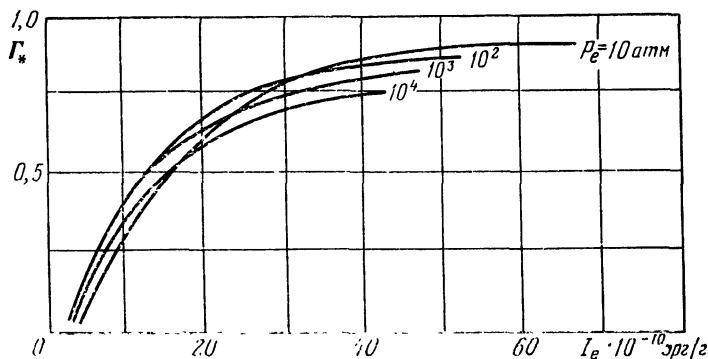


Рис. 36. Изменение коэффициента газификации в зависимости от энтальпии торможения и давления набегающего потока (по Полежаеву и Юревичу).

при понижении вязкости расплава μ_1 , а также при повышении коэффициента его теплопроводности λ_1 , т. е. при уменьшении числа Прандтля Pr . Этот эффект иллюстрирует рис. 37, где даны кривые Γ_* в функции энтальпии торможения I_e для различных сочетаний коэффициентов

μ_1 , λ_1 по данным [181]. Эти данные относятся к кварцевому стеклу — веществу, обладающему наибольшим коэффициентом вязкости по сравнению с обычными горными породами, каменными метеоритами и даже тектитами.

Высокая вязкость кварцевого стекла характерна для многих аморфных веществ, не имеющих определенной

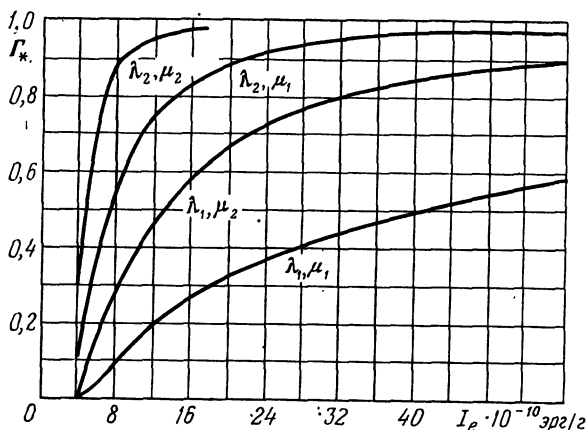


Рис. 37. Зависимость коэффициента газификации от вязкости и теплопроводности расплава. Принято $\lambda_1 = 3 \cdot 10^5$ и $\lambda_2 = 5 \cdot 10^4$ эрг/см · с град, μ_1 и μ_2 вычислены как предельные для кварцевого стекла (по Полежаеву и Юревичу).

точки плавления (в том числе и для аморфных включений вещества метеороидов).

Из сравнения рис. 28 и рис. 37 видно, что для хондритов, имеющих $\lambda = 3 \cdot 10^5$ эрг/см · с · К, по гораздо меньшее μ , чем у кварцевого стекла, кривая коэффициента газификации пройдет гораздо ниже, но при больших энthalпиях торможения Γ_* все равно будет приближаться к единице. Повышение λ и понижение μ у железа приведет к еще большему снижению Γ_* .

Зависимость уноса массы в жидкой фазе от внешних факторов была изучена в ряде работ Э. З. Аппштейна [3, 4], который пришел к выводу, что единственным механизмом, повышающим скорость растекания расплавлен-

пой плешки, является увеличение трения на поверхности тела. Это может приводить к парадоксальным следствиям. Так, при уменьшении теплового потока на стенку будет ослабевать испарение и увеличится трение на поверхности (за счет уменьшения оттеснения пограничного слоя слоем паров), в результате чего общая скорость уноса массы может возрасти! Этот эффект сильнее проявляется у не очень крупных (сантиметровых) тел и слабее у дециметровых, у которых пленка растекается медленнее (из-за меньшего градиента давления) и успевает испариться. Подробнее об этом будет сказано в § 41.

§ 16. Испарение крупных метеороидов под действием потока излучения

Рассмотрим теперь случай движения крупного тела, образующего ударную волну, так что главным источником нагрева и испарения является поток излучения q_r . Введем массовую скорость испарения

$$G_e = \frac{1}{S} \frac{dM}{dt}. \quad (16.1)$$

Для простоты будем рассматривать тело в форме цилиндра с плоским торцом (для тел иной формы войдут коэффициенты порядка единицы). Тогда уравнение испарения можно представить так (если пренебречь теплопроводностью тела и отражением излучения его поверхностью):

$$QG_e = q_r \alpha_r, \quad (16.2)$$

где q_r — поток излучения на границе слоя паров, а α_r — коэффициент пропускания последнего, равный

$$\alpha_r = e^{-\tau} = e^{-J(G_e)}. \quad (16.3)$$

Здесь $\tau = f(G_e)$ — оптическая толщина слоя паров, являющаяся функцией массовой скорости испарения. Вид этой функции зависит от физической толщины слоя паров и их оптических свойств. Толщина слоя паров однозначно определяется отношением потоков импульса

$$K = \frac{(\rho v^2)_w}{(\rho v^2)_\infty} \ll 1, \quad (16.4)$$

причем, как показали исследования Э. А. Гершбейна [66] и В. П. Стулова [215], для затупленных тел имеет место приближенная зависимость

$$y_c \equiv \frac{r_c}{R} - 1 = 1,5 \left(1 + \sqrt{\frac{6}{K}} \right)^{-1}, \quad (16.5)$$

где r_c — радиус контактной поверхности, разделяющей слой набегающего воздуха и слой паров. Еще более приближенно $y_c \approx (0,58 \div 0,7) K^{1/2}$. Оптическая толщина τ равна

$$\tau = y_c R k_R, \quad (16.6)$$

где k_R — коэффициент поглощения слоя паров по Росселанду. Остается выразить K в функции G_e . С учетом (6.8), из (16.4) получаем

$$K = G_e \left(\frac{8kT_w}{\pi m} \right)^{1/2} (\rho v^2)_\infty^{-1}. \quad (16.7)$$

Объединяя (16.1)–(16.7) и подставляя постоянные, получаем следующее трансцендентное уравнение для определения массовой скорости испарения G_e под действием лучистого потока:

$$G_e = \frac{q_r}{Q} \exp \left[-93 R k_R T_w^{-1/4} (\rho v^2)_\infty G_e^{1/2} \right]. \quad (16.8)$$

В уравнении (16.8) величины Q , $(\rho v^2)_\infty$, R известны, T_w и q_r легко вычисляются по исходным данным (ρ_∞, v_∞) и лишь величина k_R остается несколько неопределенной, поскольку она является функцией значений (ρ_v, T_v) , которые изменяются поперек слоя паров. Но, во-первых, как видно из решений газодинамических задач о течениях с сильным вдувом [64–66], температура в большей части слоя паров, прилегающей к стенке (будем называть эту область равновесной), изменяется слабо и лишь вблизи контактной поверхности в неравновесной зоне происходит быстрый ее рост (рис. 38). Во-вторых, из оценок температур возбуждения, полученных по метеорным спектрам методом кривых роста [289, 297, 299], известно, что эти температуры — того же порядка, что и температура испарения (3000–5000 К). Будем полагать для оценочных расчетов температуру 80% толщины слоя паров $T_v =$

$= 4000$ К. Рост температуры в неравновесной зоне слоя паров будем считать линейным от T_v до T_c — температуры на контактной поверхности. Эта зона занимает не более 20% толщины слоя паров. Значение плотности паров ρ_v , как показывают те же газодинамические расчеты, также сохраняется постоянным на протяжении 80% толщины слоя паров, после чего резко падает, уравниваясь с плотностью сжатого слоя ρ_c . Поэтому можно для оценок k_n принять $\rho_v = \rho_w$ для равновесной зоны слоя паров и линейное падение ρ_v в неравновесной зоне.

Затруднения, связанные с необходимостью совместного решения уравнений гидродинамики и лучистого переноса, заставили исследователей искать пути для приближенных оценок воздействия излучения ударной волны на испарение метеороидов. Одной из первых попыток такого рода была работа И. В. Немчинова и М. А. Цикулина [168], опубликованная в 1963 г. В ней рассматривался случай, когда и для воздуха и для слоя паров применимо приближение лучистой теплопроводности [84], что имеет место для тел с $R \sim 10$ см ниже 30 км, а для более крупных тел — на больших высотах. Однако некоторые соотношения этой работы применимы при любых режимах.

Введем соотношения между уносом массы за счет испарения и притоком массы набегающего воздуха

$$G_e = \rho_w v_w = \alpha \rho_s v_s = \alpha \rho_\infty v_\infty, \quad (16.9)$$

где α — коэффициент пропорциональности расхода масс. Из условия равенства потоков тепла на контактной поверхности находим следующее выражение для α :

$$\alpha = \frac{h_s - h_{c+}}{h_{c-} - h_w + Q}, \quad (16.10)$$

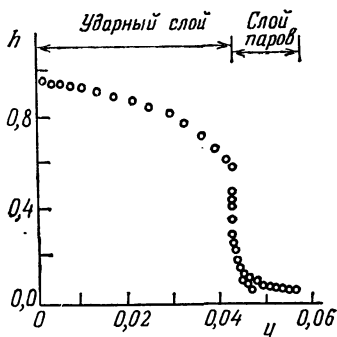


Рис. 38. Изменение температуры вдоль луча в слое паров (по Олстеду).

где h — энтальпия, а индексы s , $c+$, $c-$, w относятся соответственно к ударной волне, контактной поверхности со стороны воздуха и слоя паров и к степке. Тогда же, в 1963 г., В. А. Бронштэн показал [41], что с учетом (16.10) уравнение (16.9) равносильно известному уравнению уноса массы в физической теории метеоров (3.2). В самом деле, производя очевидные преобразования, получим

$$\alpha = \frac{h_s - h_{c+}}{h_s} \frac{Q}{Q_{эф}} \frac{h_s}{Q}, \quad (16.11)$$

где

$$Q_{эф} = (h_{c-} - h_w) + Q. \quad (16.12)$$

Смысл (16.12) состоит в том, что эффективная затрата тепла в слое паров складывается из затраты на испарение единицы массы Q и расхода на ее нагрев от температуры T_w до T_{c-} . Первый множитель в (16.11) можно считать равным коэффициенту термической аккумуляции a_e (§ 7), второй — коэффициенту тепловой блокировки α_Λ , третий с достаточной степенью точности равен $\frac{v^2}{2Q}$. Таким образом, мы находим

$$\alpha = a_e \alpha_\Lambda \frac{v^2}{2Q} = \Lambda \frac{v^2}{2Q}, \quad (16.13)$$

после чего из (16.9) получаем (3.2)

$$G_e = \Lambda \frac{\rho v^3}{2Q}. \quad (16.14)$$

В работе [168] был получен парадоксальный вывод о независимости скорости испарения от плотности окружающего воздуха ρ_∞ . Этот вывод был основан на предположении, что удовлетворяется критерий приближения листистой теплопроводности

$$\chi = \frac{\sigma T_s^4}{\frac{1}{2} \rho v^3} \frac{l_s \rho_s}{R \rho} \ll 1. \quad (16.15)$$

В этом случае $\alpha = \sqrt{\chi}$ и так как $\chi \propto \rho^{-2}$, то $\alpha \propto \rho^{-1}$. Тогда, действительно, из (16.9) следует, что G_e не зависит от ρ_∞ . Но если неравенство (16.15) не выполняется, за-

висимость α от ρ становится иной и скорость испарения возрастает с ρ (при $v = \text{const}$).

Формула (16.13) позволяет легко получить Λ , если известно α . Если оптические свойства слоя паров мало отличаются от свойств воздуха, то энтальпия не имеет разрыва на контактной поверхности и тогда, полагая $h_{c+} = h_{c-} = h_c$ и $h_c \gg (h_w - Q)$, получим просто

$$\alpha = \frac{h_s - h_c}{h_c}. \quad (16.16)$$

Зная из решения гидродинамической задачи величины h_s , h_{c+} , h_{c-} и h_w , можно из (16.10) найти α и из (16.13) — коэффициент Λ . В самом общем случае [41, 45]

$$\Lambda = \frac{Q}{Q_{\text{эф}}} \frac{h_s - h_{c+}}{h_s} = \frac{Q}{Q + h_{c-} - h_w} \left(1 - \frac{h_{c+}}{h_s} \right). \quad (16.17)$$

Результаты применения формулы (16.17) будут приведены ниже. В условиях сильного испарения формула (16.16) неприменима, так как нельзя полагать $h_{c+} = h_{c-}$. Наоборот, как показывают расчеты [63], в этих условиях $h_{c-} \ll h_{c+}$ и энтальпия на контактной поверхности терпит разрыв. Тогда надо применять более точную формулу (16.10), либо полагать

$$\alpha = \frac{h_s - h_{c+}}{h_{c-}}. \quad (16.18)$$

Работа [168] была пионерской и хотя в ней были допущены некоторые ошибки*), ее значение несомненно. В более поздней работе [170] И. В. Немчинов и его сотрудники, используя таблицы спектральных свойств горячего воздуха [1а, 305], а также аналогичные таблицы для более высоких температур, составленные О. П. Высоцким, Г. А. Кобзевым и В. А. Нужным, сделали ряд расчетов испарения метеоров, движущихся с большими скоростями. Для упрощения расчетов применялся разработанный ранее И. В. Немчиновым [169] метод осреднения пробегов излучения по спектральным интервалам и углам. При расчетах применялась плоская модель

*) Так, в [168] принимается, что большая часть слоя паров имеет температуру ударно-сжатого слоя, хотя, как видно из рис. 38, температура слоя паров много ниже.

поршня, вдвигаемого в газ с заданной скоростью. Таким образом, в работе [169] рассматривается нестационарная задача. В ней приведены расчеты скорости испарения поршня в различные моменты времени, а также расчеты прогрева слоя воздуха перед фронтом ударной волны (прогревного слоя). В ней оценены и значения коэффициента α для скоростей 32 и 50 км/с и плотностей окружающего воздуха 0,03 и 0,01 от нормальной (высоты 25 и 32 км). При этих условиях согласно [169] $\alpha = 0,15 \div 0,38$, причем α растет со скоростью и высотой *).

Однако, как следует из формулы (16.13), таким значениям α соответствуют аномально низкие $\Lambda = (1,5 \div 3,6) \cdot 10^{-3}$. Принимая $\Gamma = 0,46$ и $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, получаем отсюда совершенно нереальные значения $\sigma = (2 \div 5) \cdot 10^{-14}$!

Результаты работы [169] можно проверить другим способом, сравнив их с данными о скорости разрушения крупных болидообразующих метеороидов. Для двух ярких болидов (39182 и 39240 по каталогу Мак-Кроски и Позен [388]) мы рассчитали скорость потери массы по приведенным в этом каталоге значениям массы в различных точках траектории болида. Эти болиды мы выбрали потому, что они проникли до высот 25—32 км, т. е. двигались почти в тех же условиях внешней среды, что и поршень в расчетах И. В. Немчинова и его сотрудников. Расход массы для обоих болидов получился равным $17 \text{ г/см}^2 \cdot \text{с}$, что, казалось бы, находится в хорошем согласии с полученными в [170] значениями расхода массы $10—47 \text{ г/см}^2 \cdot \text{с}$. Однако болиды летели со скоростями 12—8 и 15—12 км/с (мы приводим по два значения: для верхней и нижней точки, между которыми производился расчет), т. е. в 3—5 раз меньшими, чем в расчетах группы Немчинова, поэтому убыль массы метеороидов должна была быть в $25 \div 125$ раз меньше, чем в [170]. Вычисленные для болидов значения Λ оказались равными 0,10 и 0,08 соответственно, т. е. на 1—2 порядка больше, чем в [170].

У нас нет оснований подвергать сомнению большинство других результатов тщательно проведенных расчетов

*) Более подробно метод и результаты этих расчетов изложены в [170].

группы Немчинова [170—172]. Причина получившегося расхождения состоит, по нашему мнению, в том, что при вычислении расхода массы за счет испарения в работах [170—172] использовалась формула

$$G_e = \frac{q_w}{h_w + \frac{u_w^2}{2} + Q}, \quad (16.19)$$

где h_w — энтальпия паров, причем предполагалось, что $h_w \gg Q$, т. е. что пары мгновенно прогреваются у стенки до очень высоких температур ($\sim 20\,000^\circ$), чего на самом деле, как уже отмечалось, не происходит. Поэтому в знаменателе (16.19) должно стоять только Q ($u_w^2 \ll Q$).

К сказанному следует добавить, что скорости входа у крупных метеороидов почти никогда не превосходят 32 км/с [197], так как среди них преобладают тела с прямым движением. Но даже крупный метеороид с $v_\infty = 32$ км/с достигнет уровней высот $32 \div 25$ км, имея $v = 10 \div 15$ км/с, а скорее всего, не достигнет их вовсе. Поэтому расчеты группы И. В. Немчинова трудно сравнивать с данными наблюдений.

В работе Л. М. Бибермана, С. Я. Бронина, М. В. Брыкина и А. Х. Мнацаканяна [35] также рассматриваются условия сильного испарения под действием излучения ударно-сжатого слоя. Авторы указывают, что пары поглощают в основном коротковолновое излучение с $\nu \geq 6 \cdot 10^4 \cdot \text{см}^{-1}$, тогда как длинноволновое излучение с $\nu < 6 \cdot 10^4 \cdot \text{см}^{-1}$ поглощается слабо. Это позволяет заметить реальную, довольно сложную картину поглощения излучения парами моделью, в которой учитывается только падающее излучение с $\nu < 6 \cdot 10^4 \cdot \text{см}^{-1}$. Обозначая поток этого излучения через q_{ie} , авторы приводят следующую аппроксимационную формулу для этой величины:

$$\frac{q_{ie}}{q_*} = \left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^n \left(\frac{R}{R_*} \right)^m \left(\frac{v}{v_*} \right)^l, \quad (16.20)$$

где $n = 1,4 - 0,2 \lg \frac{\rho}{\rho_*}$, $m = 0,6 - 0,2 \lg \frac{\rho R}{\rho_* R_*}$, $l = 5,5 - 10 \lg \frac{v}{v_*}$, $q_* = 1,7 \cdot 10^{10}$ эрг/см², $\rho_* = 3,8 \cdot 10^{-7}$ г/см³, $v_* = 14$ км/с. Сравнение q_{ie} , вычисленных по формуле (16.20), со значениями q_w по более или менее точным

расчетам, показало довольно хорошее согласие в диапазоне $10^{11} < Rq_{ie} < 10^{14}$ см · эрг/см² · с (при меньших значениях Rq_{ie} $q_w > q_{ie}$, для больших Rq_{ie} нет данных о q_w).

Однако помимо ограничения по Rq_{ie} , формула (16.20) имеет еще ряд ограничений. Она практически неприменима при $v > 20$ км/с (расчеты авторов относятся к интервалу $12 \div 18$ км/с). Условие применимости модели, выведенное авторами,

$$\tau_v = 5 \cdot 10^{-12} q_w R > 1, \quad (16.21)$$

где τ_v — оптическая толщина слоя паров, а q_w и R выражены в единицах СГС, приводит к тому, что, например, для тела с $R = 10$ см должно выполняться условие $q_w > 2 \cdot 10^{10}$ эрг/см² · с. Для больших тел ограничение по мощности потока излучения несколько слабее *).

В 1975 г. подробное исследование поведения коэффициента лучистого теплообмена c_H (равного нашему Λ в условиях, когда перенос тепла осуществляется только излучением) выполнили В. П. Стулов и В. Н. Мирский [157, 216].

Используя как свои расчеты, так и расчеты других авторов, они пришли к выводу, что Λ является универсальной функцией параметра

$$\chi = \frac{q_{is}}{\frac{1}{2} \rho v^3}, \quad (16.22)$$

т. е. отношения воображаемого лучистого потока $q_{is} = \sigma T_s^4$ от изотермического ударного слоя при температуре T_s в тех же условиях обтекания к притоку энергии от набегающего потока воздуха на единичную площадку мишени тела. Величина χ , кроме очевидных зависимостей ее от ρ и v , зависит также от радиуса тела R (через q_{is}). Для значений $\chi \leq 2$, несмотря на вариацию значений ρ (в пределах $10^{-6} \div 10^{-7}$ г/см³), v ($12 \div 16$ км/с) и R ($0 \div 50$ м), зависимость $\Lambda(\chi)$ описывается плавной кривой (рис. 39). При этом в довольно широком диапазоне R выдерживается соотношение $\Lambda \propto \sqrt{R}$.

*) Ограничение применимости модели Биббермана и др. связано также с тем, что при малых Rq_w из-за малой оптической толщины слоя паров не происходит полное поглощение излучения с $v > 6 \cdot 10^4$ см⁻¹.

Однако, как подчеркивается в [135], полученная в [157, 216] зависимость $\Lambda(\chi)$ имеет ограниченную применимость. С ростом оптической толщины ударного слоя (τ) $\Lambda \propto \tau$ при $\tau \ll 1$ и $\Lambda \propto \tau^{-1/2}$ при $\tau \gg 1$.

В условиях входа крупных метеороидов в атмосферу Земли χ может достигать очень больших значений: до 50

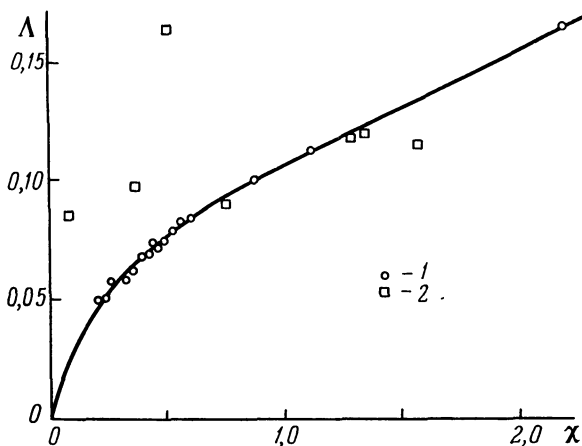


Рис. 39. Зависимость $\Lambda(\chi)$ по Стулову и Мирскому (1) и по наблюдениям ярких болидов (2).

и более, поэтому представляет интерес рассмотреть зависимость $\Lambda(\chi)$ и для больших χ . Подчеркнем еще раз, что стоящая в числителе (16.22) величина q_{is} фиктивна, реальный лучистый поток много меньше.

Мы использовали данные каталогов болидов Прерийной сети Мак-Кроски, Позен и Шао [388, 389] для проверки зависимости $\Lambda(\chi)$, полученной В. П. Стуловым и В. Н. Мирским. К сожалению, только меньшая часть болидов имеет $\chi < 2$. Значения Λ для них, полученные непосредственно по данным наблюдений (использовались значения v , ρ , M , $\frac{dM}{dt}$, $\frac{M}{S}$ (или $\frac{dv}{dt}$), приведенные в каталогах для нескольких точек траектории каждого болида), нанесены на рис. 39. Для нескольких болидов согласие значений Λ очень хорошее. У ряда других болидов наблюдаемые Λ в 1,5–2 раза больше теоретических.

Теоретические значения являются, таким образом, нижним пределом истинных значений Λ . Характерно, что почти нет случаев, когда бы наблюдаемые Λ были бы меньше теоретических. Это можно объяснить действием двух эффектов:

1) вращение метеороидов приводит к частичному сбрасыванию слоя паров и, как следствие, к его «просветлению»;

2) дробление типа шелушения, т. е. квазинепрерывного отделения мелких частиц, приводит к увеличению скорости абляции, что проявляется формально в росте величины Λ .

Оба явления могут действовать и одновременно. Какое именно из этих явлений дает больший эффект, без специального анализа сказать трудно. Мы вернемся к этому вопросу в главе VII.

Однако уже из приведенных данных ясно, что в режиме сильной ударной волны и мощного излучения коэффициент Λ имеет порядок $0,1 \div 0,2$, т. е. гораздо больше, чем для режима, рассмотренного в § 12, при котором длина свободного пробега $l \ll R$, но ударная волна еще не сформировалась (асимптотическая модель). Причиной увеличения Λ является изменение процесса переноса тепла к телу: вместо ударов молекул основным механизмом переноса становится излучение.

Подтверждением этих выводов служат экспериментальные результаты. Именно, в экспериментах В. А. Бронштэна, М. И. Якушина и др. [44] при испарении железного метеорита под действием $q_w \sim 10^{10}$ эрг/см² · с было найдено $\Lambda = 0,078$, а в экспериментах И. Ф. Жарикова, И. В. Немчинова и М. А. Цикулина [80] над чистым железом при $q_w \sim 10^{13}$ эрг/см² · с оказалось $\Lambda = 0,07$. Эти результаты подтверждают сделанные выше выводы о порядке величины Λ в режиме обтекания с сильной ударной волной.

§ 17. Образование абляционной ударной волны и энергетика крупных метеороидов

При интенсивном испарении крупных метеороидов в достаточно плотных слоях атмосферы разлет паров может сам привести к образованию ударной волны, превышаю-

щей по своей интенсивности обычную баллистическую волну, создаваемую метеороидом.

Впервые обратил внимание на такую возможность О. В. Добровольский [77] в 1952 г., указавший на то, что при движении тел в атмосфере с числами $Ma \gg 10$ возникают новые явления, не наблюдаемые при движении с $Ma < 10$. Примером подобного явления может служить весьма быстрое выделение энергии за счет расширения облака пара в ходе абляции метеороида.

В самом деле, потеря кинетической энергии метеороида в результате его взаимодействия с атмосферой может быть представлена как сумма двух слагаемых:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{Mv^2}{2} \right) = Mv \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{2} \frac{dM}{dt}. \quad (17.1)$$

Энергия, теряемая метеороидом, передается другим частицам (молекулам воздуха и паров). Разделив обе части (17.1) на v , получим выделение энергии, сообщенной воздуху и парам на единицу длины вдоль траектории метеороида:

$$\frac{dE}{dt} = M \frac{dv}{dt} + \frac{v}{2} \frac{dM}{dt}. \quad (17.2)$$

Первое слагаемое, равное потере кинетической энергии телом при отсутствии испарения, есть энергия, идущая на формирование баллистической ударной волны. Второе слагаемое есть энергия, потерянная телом и приобретенная парами, рассчитанная на единицу длины. Именно эта часть энергии идет на формирование абляционной ударной волны.

О. В. Добровольский сравнил обе составляющие потерь энергии тела, используя уравнения простейшей физической теории метеоров (3.1) и (3.2). При этом он для упрощения принимал $\Lambda = 1$ или $\Lambda = \Gamma$, не оговаривая этого*). Не вводя подобных упрощений, составим отношение обеих энергий, обозначив их через E_6 и E_a соответственно:

$$\frac{E_a}{E_6} = \frac{v}{2} \frac{dM}{dt} \bigg/ M \frac{dv}{dt} = \frac{\sigma v^2}{2}. \quad (17.3)$$

*) В статье О. В. Добровольского есть немало терминологических и других мелких ошибок, что не снижает ее значения.

Полагая для крупных тел $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, $\Lambda = 0,1$, $\Gamma = 0,46$, получим $\sigma = 1,36 \cdot 10^{-12}$ и $\frac{E_a}{E_b} = 6,8 \cdot 10^{-13} v^2$.

При $v = 15, 30$ и 60 км/с это отношение будет равно 1,5, 6 и 24 соответственно. О. В. Добровольский получил в ~ 4 раза большие значения, поскольку он принимал $\sigma = 5 \cdot 10^{-12}$. Однако в принципе результат от этого не меняется, т. е. для диапазона метеорных скоростей $E_a > E_b$, а при $v > 30$ км/с $E_a \gg E_b$ (их отношение равно 10 при $v = 38$ км/с).

В работе О. В. Добровольского дано и доказательство того, что разлет паров действительно породит ударную волну. Для этого рассчитаем время, за которое выделится половина энергии E_a . Поскольку при $v = 60$ км/с количество молекул пара, выделяющихся с некоторой площадки на лобовой поверхности, на два порядка превосходит количество набегающих на ту же площадку молекул воздуха (см. § 11), оба потока уравниются при расширении оболочки пара в ~ 10 раз. Для тела с $R = 1$ см пары должны для этого пройти путь в 10 см, что при тепловой скорости паров в $\sim 10^5$ см/с произойдет за 10^{-4} с. Именно за такое время Δt , согласно закону сохранения количества движения, выделится энергия $E_a/2$. А поскольку по мере прогрева паров их тепловая скорость возрастает, в действительности Δt будет еще меньше. Таким образом, за весьма малое время выделится довольно большая энергия, что и позволило О. В. Добровольскому сравнить этот процесс с взрывной волной.

С нашей точки зрения, развитие этого процесса более напоминает формирование волны детонации, только роль продуктов детонации играют расширяющиеся пары метеороида. Подобно продуктам детонации пар действует как поршень, мгновенно (или почти мгновенно) приводимый в движение, поэтому он должен создавать ударную волну [213].

Оценим отношение давления паров к давлению невозмущенного воздуха

$$\frac{p_v}{p_\infty} = \frac{2}{\gamma + 1} \frac{p_v u_v^2}{p_\infty} = \frac{2\alpha}{\gamma + 1} \frac{\rho_\infty v_\infty u_v}{p_\infty} = \frac{2\alpha v_\infty u_v \mu_a}{(\gamma + 1) R_g T_\infty}. \quad (17.4)$$

Здесь мы использовали формулу (16.9) и уравнение состояния невозмущенного воздуха. Поскольку $\alpha = 0,1 \div$

$\div 10$, $\mu_a = 29$, $R_g = 8,32 \cdot 10^7$ эрг/моль \cdot К (газовая постоянная), $T_\infty = 200$ К, $\gamma = 1,4$, принимая также $u_v = 10^5$ см/с, $v_\infty = 3 \cdot 10^6$ см/с, мы получим

$$\frac{p_v}{p_\infty} = 4,35 \cdot 10^2 \alpha \gg 1. \quad (17.5)$$

При больших скоростях и больших значениях α (т. е. при относительно больших Λ) отношение $\frac{p_v}{p_\infty}$ может достигать (с учетом и некоторого роста u_v при этих условиях) $\sim 10^4$. Можно полагать, таким образом, $10^2 < \frac{p_v}{p_\infty} < 10^4$. По мере расширения пара это отношение падает, но на начальной стадии оно соответствует сильной цилиндрической взрывной волне.

Рассмотрим теперь ту же задачу с несколько иной точки зрения. Пусть метеороид радиуса R пролетел, интенсивно испаряясь и оставляя за собой массу паров, имеющих в начальный момент форму пустотелого цилиндра или цилиндрической трубки. Сразу же после пролета метеороида масса пара начнет расширяться наружу и внутрь, образуя две ударные волны: расходящуюся и сходящуюся. Вторая волна после «схлопывания» отразится от самой себя [192, 213] и превратится снова в расходящуюся, но более слабую волну. Подсчитаем давление паров на фронте первой расходящейся волны.

Масса пара в трубке равна

$$m_a = \rho_v \cdot 2\pi R \Delta L, \quad (17.6)$$

где Δ — толщина слоя паров, L — характерная длина, пройденная телом за время t ($L = vt$). Очевидно, что

$$\frac{dM}{dt} = \rho_v \cdot 2\pi R \Delta v. \quad (17.7)$$

Но, с другой стороны, мы имеем уравнение (3.2)

$$\frac{dM}{dt} = \Lambda \frac{S \rho v^3}{2Q}, \quad (17.8)$$

откуда

$$\rho_v = \frac{\Lambda}{4\pi} \frac{S}{R\Delta} \frac{v^2}{Q} \rho. \quad (17.9)$$

Положив для оценочных расчетов $\Delta = 0,1 R$, $\Lambda = 0,1$, $v = 30$ км/с, $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, получим для железного или каменного метеороида

$$\rho_v = \frac{\Lambda}{0,4} \frac{v^2}{Q} \rho = 28\rho. \quad (17.10)$$

Статическое давление паров равно

$$p_{vs} = \frac{\rho_v R_g T_*}{\mu_v}, \quad (17.11)$$

где T_* — эффективная температура пара, R_g — газовая постоянная, μ_v — средний молекулярный вес паров. Аналогично давление невозмущенного воздуха равно

$$p_0 = \frac{\rho_v R_g T_0}{\mu_a}. \quad (17.12)$$

Их отношение равно

$$\frac{p_{vs}}{p_0} = \frac{\rho_v}{\rho_0} \frac{T_*}{T_0} \frac{\mu_a}{\mu_v}. \quad (17.13)$$

Для железа $\frac{\mu_a}{\mu_v} \approx 0,5$, для каменных метеороидов эта величина близка к единице. Отношение T_*/T_0 по порядку величины равно 20 ($T_0 = 200 \div 250$ К, $T_* = 4000 \div 5000$ К). Таким образом, в рассмотренном примере $\frac{p_{vs}}{p_0} \approx 300$ для железного и ~ 600 для каменного метеороида.

Однако динамическое давление паров больше статического и равно в данном случае [63]

$$p_{vd} = p_{vs} (1 + \gamma Ma^2), \quad (17.14)$$

где Ma — число Маха потока паров, равное [255]

$$Ma = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{4}} \left(\frac{r}{R} \right)^{\gamma - 1}, \quad (17.15)$$

где r — внешний радиус трубки пара (можно положить в начальный момент $r = 1,1 R$). Принимая $\gamma = 1,4$, получим

$Ma = 3$ и $p_{vd} = 13,6 p_{vs}$, откуда

$$\text{для железа } \frac{p_{vd}}{p_0} = 4 \cdot 10^3,$$

$$\text{для камня } \frac{p_{vd}}{p_0} = 8 \cdot 10^3.$$

По порядку величины эти отношения близки к полученным по (17.4) или даже несколько больше их. Если обозначить $\frac{\Delta}{R} = y$, то из (17.9) следует, что $\frac{\rho^v}{\rho} > 1$, если выполняется условие

$$v > 2 \left(\frac{yQ}{\Lambda} \right)^{1/2}. \quad (17.16)$$

Подставляя $y = 0,1$, $\Lambda = 0,1$, получим, что условие (17.16) выполняется для железа и камня при $v > 5,6$ км/с, т. е. при метеорных скоростях оно выполняется всегда.

А поскольку $\frac{p_{vd}}{p_0} \gg \frac{\rho_v}{\rho}$, то и подавно $\frac{p_{vd}}{p_0} \gg 1$ во всем диапазоне метеорных скоростей.

В монографиях Б. Ю. Левина [147] и В. А. Бронштэна [41] была дана некоторая критика работы О. В. Добровольского. Замечания Б. Ю. Левина относились к уже отмеченному противоречию между рассмотрением крупных тел, образующих ударную волну, и предположением, что $\Lambda = \Gamma = 1$, в то время как от отношения этих величин (точнее, от параметра σ) зависит величина отношения E_a/E_6 . В. А. Бронштэн полагал, что поскольку в условиях сильной ударной волны сам процесс испарения связан с поглощением энергии, в данном случае происходит не сложение энергии двух волн (баллистической и абляционной), а лишь некоторое перераспределение энергии, получаемой от набегающего потока и идущей на формирование отсоединенной ударной волны, на нагрев газа за фронтом, возбуждение внутренних степеней свободы, диссоциацию, ионизацию, излучение, испарение тела, разлет паров и т. д.

В сущности, так оно и обстоит в действительности; картина превращений энергии при взаимодействии крупного метеороида с атмосферой очень сложна, и тем не менее постановка вопроса О. В. Добровольским и все его

выводы остаются в силе. Энергия, затраченная на испарение, всегда меньше (при $v \geq 30$ км/с — много меньше) энергии, передаваемой парам (§ 3). Из формулы (3.23) следует также, что молекулам воздуха, столкнувшимся с телом, передается больше энергии, чем самому телу. Таким образом, та часть энергии набегающего потока (притом, как уже было показано, — большая ее часть), которая передается пару, в случае крупного метеороида идет на формирование абляционной волны.

Для того чтобы представить себе всю энергетику процесса взаимодействия крупного метеороида с атмосферой, рассмотрим общую схему всех происходящих при этом процессов (рис. 40).

Кинетическая энергия метеороида ($Mv^2/2$) расходуется на образование и поддержание головной отсоединенной ударной волны. Таким образом, в системе отсчета, связанной с наблюдателем, источником энергии для поддержания ударной волны и всех последующих процессов является и изменение кинетической энергии метеороида за единицу времени. В системе же отсчета, связанной с телом, источником является кинетическая энергия набегающего потока.

Далее, за фронтом ударной волны происходят необратимые затраты энергии на возбуждение колебаний молекул, диссоциацию, ионизацию, нагрев воздуха в ударно-сжатом слое [41, 84]. Часть энергии движения частиц воздуха за фронтом передается телу за счет конвективного переноса (К. П.). Образовавшиеся при ионизации электроны передают телу часть энергии за счет электронной теплопроводности (Э. Т.). Нагретый воздух в ударно-сжатом слое начинает излучать. Энергия излучения, поступающая в виде радиационного потока (Р. П.), расходуется на нагрев и испарение тела метеороида, на прогрев, расширение и разлет паров (абляционную волну), на прогрев и частичную ионизацию слоя воздуха перед фронтом ударной волны (прогревного слоя, или предшествующей зоны), а также окружающего воздуха; часть излучения, не поглощенная воздухом, парами и поверхностью тела, высвечивается. Образовавшаяся за счет кинетической энергии метеороида баллистическая волна продолжает расширяться в стороны от траектории полета метеороида, постепенно ослабевая. С ней складывается энергия

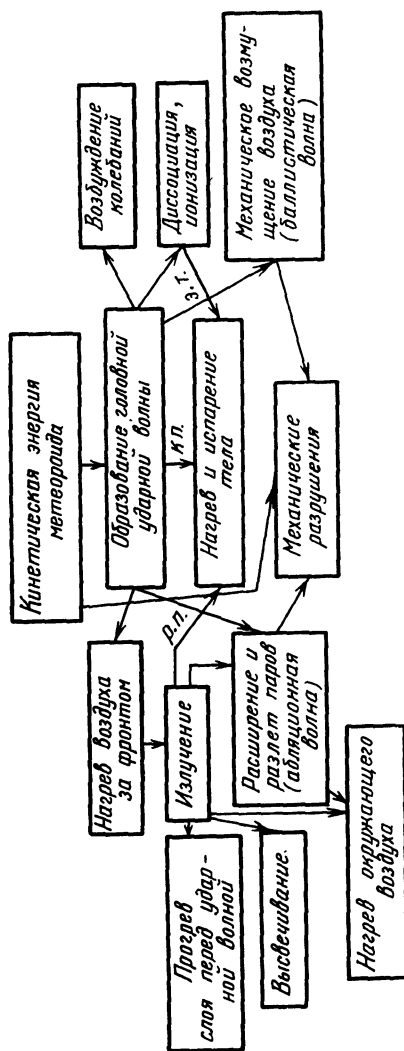


Рис. 40. Схема энергетики крупного метеороида.

абляционной волны, поскольку геометрически обе волны имеют один и тот же источник, хотя и формируются за счет двух различных механизмов. Достигая поверхности Земли, ударная волна, вызванная пролетом метеороида, может произвести механические разрушения на местности, как это было, в частности, при пролете Тунгусского метеорита. Остаток метеороида, если он не разрушается полностью в атмосфере, может также при падении на Землю причинить механические разрушения (образование метеоритного кратера, или воронок, или другие разрушения).

Описанная схема не претендует на полноту. В нее не включены энергия электрических и магнитных возмущений, наблюдаемых при пролете крупных метеороидов, а также возможность взрыва метеороида в атмосфере. В случае дробления метеороида в полете часть энергии затрачивается на преодоление внутренних связей и вырывание частиц (при «шелушении»).

Рассмотрим в качестве примера энергетику яркого болида 16 января 1966 г., сфотографированного чехословацкими метеорными станциями [293]. Из наблюдений для ряда точек траектории известны его скорость, торможение, масса (по фотометрической кривой) и скорость потери массы. Выберем данные для четырех точек (табл. 14).

Величины в 5—10 столбцах табл. 14 даны в единицах СГС. Столбцы 7—8 дают компоненты выделения энергии на единицу длины $\left(\frac{dE}{dl} = E_l\right)$, столбцы 9—10 — компоненты выделения энергии за единицу времени $\left(\frac{dE}{dt}\right)$.

Средний расход энергии за все 2,4 с полета составил $5 \cdot 10^{17}$ эрг/с ($E_{\text{нач}} = 1,2 \cdot 10^{18}$ эрг, $E_{\text{кон}} = 10^{16}$ эрг). Отношение E_a/E_0 изменялось от 10 на первой секунде до 6 в конце пути, иначе говоря, с парами уносилось от 90 до 86% энергии. На процесс испарения затрачивалось $Q \frac{dM}{dt} = (1,4 \div 14) \cdot 10^{15}$ эрг/с, что составляет 1—1,5% всей потери энергии.

Возьмем третью пару строк из табл. 14, соответствующую высоте 49 км. На единичную площадку миделя набежит поток молекул, несущих кинетическую энергию

$\frac{\rho v^3}{2} = 3,2 \cdot 10^{13}$ эрг/см²·с. На формирование ударной волны идет 90% этой энергии, т. е. $2,9 \cdot 10^{13}$ эрг/см²·с. Из них остается в форме кинетической энергии молекул

Т а б л и ц а 14. Характеристики яркого болида 16 января 1966 г.

h , км	t , с	v , км/с	$\lg M$, г	$\frac{dv}{dt}$
1	2	3	4	5
70,63	0,96	38,73	5,182	$2,5 \cdot 10^4$
68,79	1,04	38,71	5,178	
61,24	1,36	38,53	5,149	$1,0 \cdot 10^5$
59,26	1,44	38,45	5,135	
49,90	1,84	37,57	4,973	$4,4 \cdot 10^5$
48,06	1,92	37,22	4,904	
39,38	2,32	32,21	3,896	$3,55 \cdot 10^6$
38,06	2,40	29,37	3,368	
$\frac{dM}{dt}$	$M \frac{dv}{dt}$	$\frac{v}{2} \frac{dM}{dt}$	$Mv \frac{dv}{dt}$	$\frac{v^2}{2} \frac{dM}{dt}$
6	7	8	9	10
$1,75 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$
$5,5 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$5,3 \cdot 10^{16}$	$4,6 \cdot 10^{17}$
$1,73 \cdot 10^5$	$6,15 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$2,0 \cdot 10^{17}$	$1,2 \cdot 10^{18}$
$6,9 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	$5,7 \cdot 10^{16}$	$3,3 \cdot 10^{17}$

$3 \cdot 10^{12}$ эрг/см²·с, переходит в другие формы
 $2,6 \cdot 10^{13}$ эрг/см²·с.

Оценим расход энергии на ионизацию за фронтом ударной волны. При $v \sim 38$ км/с проходит третья ионизация [41]. Затрата энергии на три стадии ионизации воздуха составляет ~ 120 эВ или $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ эрг/атом. В одну секунду ионизируется масса газа, равная $S\rho v$ или $\frac{S\rho v A}{\mu}$ атомов (A — число Авогадро). Полагая $\mu = 14,5$ (так как нас интересует число атомов), получим, что расход энергии на диссоциацию и ионизацию в расчете на

единичную площадку равен $2,6 \cdot 10^{13}$ эрг/см² · с. Это число соответствует площадке вблизи критической точки, в среднем же по всей поверхности фронта ударной волны интенсивность ионизации гораздо меньше и расход энергии на нее составляет $\sim 1,1 \cdot 10^{13}$ эрг/см² · с.

На нагрев газа в сжатом слое, точнее, на увеличение энергии теплового движения атомов, затрачивается примерно 12% расхода на ионизацию, т. е. около $1,3 \cdot 10^{12}$ эрг/см² · с. Остальная энергия идет на возбуждение атомов и другие элементарные процессы, проходящие с поглощением энергии.

Энергия, получаемая сжатым слоем, переходит в излучение. При этом за счет рекомбинации с излучением образуется континуум, а энергия возбуждения освобождается в форме излучения в спектральных линиях. Спектральные линии образуются также за счет каскадных переходов с верхних уровней рекомбинировавших электронов. Соотношение между энергией, излучаемой в континууме и в линиях, зависит от внешних условий (плотности воздуха и скорости метеороида).

С уменьшением плотности и увеличением скорости роль линий растет. Однако в данном примере давление в сжатом слое составляло $\sim 8,5$ атм и на долю линий приходилось не более 50% излучения ударно-сжатого слоя. Общий поток излучения в слое составлял $\sim 1,2 \times 10^{13}$ эрг/см² · с. Примерно половина потока излучения ($\sim 6 \cdot 10^{12}$ эрг/см² · с) идет на нагрев слоя паров, другая половина — на прогрев предшествующей области и высвечивание. Собственно на испарение расходовалось

$$E_{\text{исп}} = \frac{Q}{S} \frac{dM}{dt} = 2,8 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}, \quad (17.17)$$

и, таким образом, $\Lambda = 0,09$. Эта величина почти вдвое меньше найденной самим З. Цеплей в [293], поскольку мы принимали $\Gamma = 0,46$ (как для крупного тела, движущегося в режиме непрерывного обтекания), Цеплея же из анализа торможения метеороида получил $\Gamma \approx 1$ (произведение $\Gamma A = 1,21 = A$ для шара). Значение $\Lambda = 0,19$, полученное Цеплей, говорит либо о быстром вращении тела, либо о его интенсивном шелушении, в соответствии со сказанным в § 16. Не исключено, что вращение метеороида является фактором, увеличивающим Γ из-за

возникающих при этом дополнительных сил трения. Мы попытались на этом примере показать картину энергетики процессов, сопровождающих движение крупного метеороида в атмосфере Земли. Вернемся теперь к формуле (17.3) и представим отношение энергий абляционной и баллистической волн несколько иным образом.

В 1975 г. Г. И. Петров и В. П. Стулов [180] ввели параметр λ , определяемый соотношением

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{v}{v_0} \right)^\lambda. \quad (17.18)$$

Из физической теории метеоров следует, что обычно $\lambda \gg 1$ (см., например, [147], где этот вывод сделан из анализа формулы (3.10)). В работе [180] авторы полагают $\lambda \sim 1$. Как будет показано дальше, иногда встречаются и такие случаи, но это исключение, а не правило [51]. Продифференцируем уравнение (17.18). Будем иметь

$$\frac{dM}{M_0} = \lambda \frac{v^{\lambda-1}}{v_0^\lambda} dv. \quad (17.19)$$

С другой стороны, из (17.3) имеем

$$\frac{E_a}{E_0} = \frac{1}{2} \frac{dM}{M} \bigg/ \frac{dv}{v}. \quad (17.20)$$

С учетом (17.18) и (17.19), получим

$$\frac{E_a}{E_0} = \frac{1}{2} \frac{dM}{M_0} \frac{M_0}{M} \bigg/ \frac{dv}{v} = \frac{\lambda}{2}. \quad (17.21)$$

Таким образом, λ есть не что иное, как удвоенное отношение потери энергии метеороида за счет абляции к потере энергии за счет торможения. Покажем теперь, что на начальном участке пути λ пропорционально параметру уноса массы u_0 . Для начального участка можно положить $\Gamma = \text{const}$, $\Lambda = \text{const}$, $\mu = \frac{2}{3}$ и тогда интеграл уравнения уноса массы (3.11) будет иметь вид

$$\frac{M}{M_0} = e^{-3u_0(1-x)}, \quad x = \left(\frac{v}{v_0} \right)^2. \quad (17.22)$$

Приравнявая левые части (17.18) и (17.22), получим

$$x^{\lambda/2} = e^{-3u_0(1-x)}, \quad (17.23)$$

откуда

$$\lambda = 6u_0 \frac{1-x}{-\ln x}. \quad (17.24)$$

Но так как

$$-\ln x = (1-x) + \frac{(1-x)^2}{2} + \frac{(1-x)^3}{3} + \dots, \quad (17.25)$$

то для $(1-x) \ll 1$ (что справедливо на большей части пути метеора, считая от начала) будем иметь просто $\lambda = 6u_0$. Если $\mu \neq \frac{2}{3}$, то будет

$$\lambda = \frac{2}{1-\mu} u_0. \quad (17.26)$$

Параметр λ легко определяется из фотографических наблюдений метеоров, поскольку скорость и торможение их можно рассчитать по длине обтюраторных перерывов, а массу и ее унос — по фотометрической кривой, путем интегрирования уравнения (3.3). Значение коэффициента эффективности излучения τ , входящее в (3.3), определяется из экспериментов с искусственными метеорами и в ударных трубах, о чем будет подробно рассказано в главе IV. Для яркого болида 16 января 1966 г. [293] среднее вдоль пути значение $\lambda = 15,2$, а формула $\lambda = 6u_0$ дает $\lambda = 15$.

Из 29 ярких болидов каталога Р. Мак-Кроски и А. Позен [384] только один (№ 39406A) на большей части пути имел $\lambda = 0,83 \div 1,23$, но в конце пути, после вспышки, λ повысилось у него в 15—20 раз. У остальных болидов всегда $\lambda \sim 10$, как видно из табл. 15.

Начальные массы метеороидов, наблюдавшихся в виде болидов, включенных в табл. 15, заключены в пределах от 2 кг до почти 2 т, т. е. соответствуют характерным размерам тел от ~ 10 см до ~ 1 м. Изменение λ вдоль пути метеора примерно следует кривой его блеска, что вполне естественно, поскольку и λ , и звездная величина метеора m пропорциональны логарифму скорости испарения метеороида.

Различия в средних значениях λ можно объяснить особенностями режима полета метеороидов. Так, у болида 16 января 1966 г., очевидно, $\mu = \frac{2}{3}$ ($\lambda = 6u_0$), иначе говоря,

он летел, быстро вращаясь. Таким образом, мы приходим к этому заключению вторично, но уже из других соображений. Двухтонный метеороид, соответствующий болиду № 39406А, первое время летел ориентированно, испаряясь с лобовой поверхности, имел $\mu = 0$, и для него выполнялось условие $\lambda = 2u_0$. Испытав вспышку, т. е.

Т а б л и ц а 15. Значения λ для некоторых болидов (по данным [293, 385])

Болид	v_0 , км/с	M_0 , кг	u_0	$\lambda_{\text{ср}}$	Пределы λ	Примечания
39 078	10,8	10,0	0,193	8,6	6,0—11,4	До вспышки После вспышки
39 057	14,4	4,2	0,34	5,5	4,5—6,8	
39 113	15,0	188	0,375	8,65	3,0—14,5	
39 406А	17,2	1810	0,49	1,0	0,83—1,23	
				17,0	14,0—20,0	
39 240	17,3	197	0,50	7,0	5,4—9,7	
39 000	18,0	3,4	0,535	10,8	5,7—15,7	
39 125	22,0	6,7	0,76	5,45	2,4—9,2	
39 049	31,8	5,1	1,67	18,2	7,6—24,7	
39 060	32,3	2,0	1,83	12,3	9,7—15,9	
16.01.66	38,8	155	2,50	15,2	11,3—16,7	

сброс наружного слоя, разбившегося на множество мелких частиц, метеороид пришел во вращение, чем отчасти и объясняется подскок λ (остальное — за счет сброса подушки пара и «просветления» слоя паров). У многих болидов (39000, 39049, 39057, и особенно 39078 и 39113) $\lambda > 6u_0$, а это означает, по-видимому, что у этих метеороидов σ больше, а Q меньше, чем принятые нами при расчете u_0 .

Параметр λ и его изменение вдоль траектории метеора позволяют, таким образом, судить о характере движения и уноса массы метеороидов.

В заключение этого параграфа дадим классификацию режимов испарения крупных метеороидов, начиная с самого верхнего участка пути, когда процесс испарения только начинается.

Режим 1. Распыление. Тело испытывает удары отдельных набегающих молекул, которые производят микровзрывы на его поверхности; загораживание несущественно; метеорное тело нагревается до температуры плавления. Режим рассмотрен в § 8.

Режим 2. Испарение с загораживанием. Впереди тела образуется подушка из отлетающих и испарившихся молекул и атомов; интенсивность испарения резко возрастает, метеор начинает светиться; образуется ионный след. Режим подробно рассмотрен в § 9—11.

Режим 3. Образование ударной волны. Сопровождается усилением испарения вначале ввиду увеличения конвективного потока, а затем — в результате появления радиационного потока тепла от нагретой области газа за фронтом волны. Режим уже был рассмотрен в § 16.

Режим 4. Интенсивное испарение с образованием абляционной волны. Когда интенсивность испарения возрастает настолько, что скорость расширения паров превышает звуковую, образуется «абляционная» или «взрывная» волна, как при расширении продуктов детонации; ее интенсивность превосходит интенсивность баллистической волны, создаваемой тем же телом.

§ 18. Абляция и морфология метеоритов

Обратимся теперь к результатам непосредственных исследований выпавших метеоритов. Среди них иногда встречаются метеориты, сохранявшие ориентировку во время полета, что обуславливает их ориентированную форму. Таковы, например, метеориты Каракол и Забродье (рис. 41). Оба они имеют форму конусов со сферическим затуплением, причем «носик» (область затупления) у них гладкий, а далее, на некотором расстоянии, соответствующем $\theta \approx 50^\circ$, начинается регмаглиптовая структура. Согласно мнению, высказанному автором в 1962 г. [40], регмаглипты на поверхности метеоритов образуются в результате турбулентных явлений в пограничном слое. Это мнение разделяет большинство специалистов (см., например, [124]). Очевидно при $\theta \approx 50^\circ$ пограничный слой (оттесненный в лобовой части от поверхности слоем паров) снова подходит вплотную к телу [45]. В этой области и вниз по течению унос массы метеороида происходит в результате взаимодействия турбулентных вихрей с поверхностью, причем плавление и сдувание расплавленной пленки играют существенную роль.

Регмаглинтовая структура характерна не только для каменных, но и для железных метеоритов (Богуславка, Сихотэ-Алинский). Детальное изучение регмаглиптовой

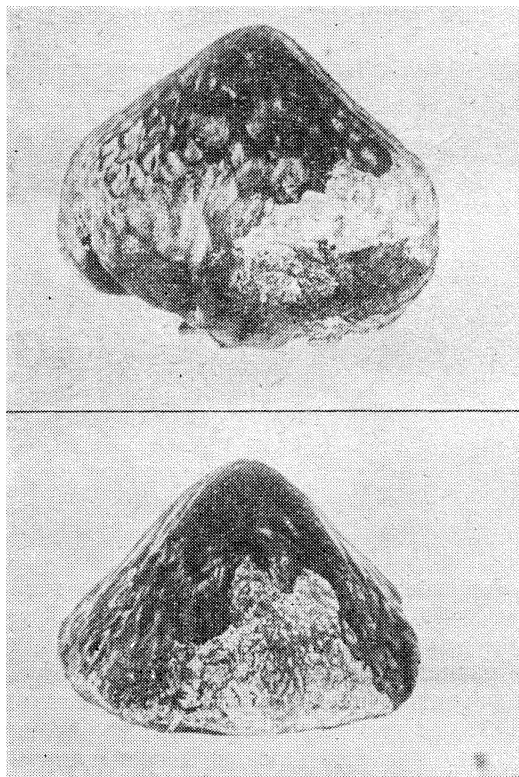


Рис. 41. Метеориты Каракол (вверху) и Забродье.

структуры многих индивидуальных экземпляров Сихотэ-Алинского метеоритного дождя, выполненное Е. Л. Криновым [123, 124], показало, что регмаглипты образуются в основном на головной и боковых сторонах ориентированных метеоритов, причем их размер составляет в среднем 0,09 от диаметра метеорита. Это отношение медленно убывает с ростом диаметра тела: от 0,20 до 0,04 [124]. Довольно характерна регмаглиптовая структу-

ра наибольшего экземпляра Сихотэ-Алинского метеоритного дождя, массой 1745 кг (рис. 42). Этот метеорит имеет форму приземистой пирамиды, причем большие оси регмаглиптов ориентированы радиально относительно ее вершины. Подобное расположение наблюдается и у других

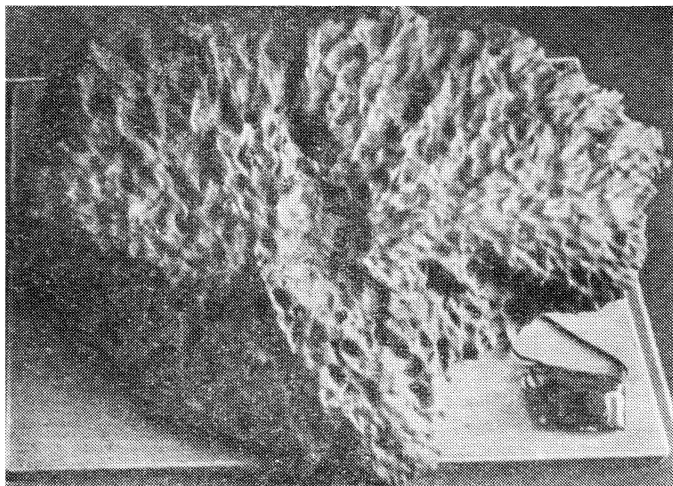


Рис. 42. Крупнейший экземпляр Сихотэ-Алинского железного метеоритного дождя. Масса 1745 кг.

образцов. Сравнение поверхностей разных образцов позволяет проследить процесс образования регмаглиптов от зачаточной стадии до полного оформления. Это сравнение показывает, что при формировании регмаглиптов растет лишь их глубина, а диаметр остается неизменным.

У многих индивидуальных экземпляров метеоритов регмаглиптовый рельеф наблюдается с одной стороны и отсутствует с других. Это обстоятельство также, несомненно, связано с условиями обтекания тела в полете (на тыловой части турбулентные явления отсутствуют).

Все сказанное только подтверждает точку зрения автора о формировании регмаглиптов в результате взаимодействия турбулентного пограничного слоя с телом. На роль турбулентных явлений в формировании некоторых деталей коры плавления метеоритов (струи) неодно-

кратно указывал Е. Л. Кринов [122, 123]. Нужно отметить, что такая структура была получена в модельных экспериментах И. А. Зотикова еще в 1958 г. [85].

Характерные особенности уноса массы моделей из сплава Вуда и сплава Розе в сверхзвуковом потоке были выявлены в экспериментах С. Н. Палкина и др. [177]. Эти эксперименты (как и эксперименты В. А. Бронштэна и др. [44]) показали, что наиболее устойчивой формой, которую приобретает обтекаемое тело в ходе абляции, является конус со сферическим затуплением — форма, нередко наблюдаемая, как уже говорилось, у метеоритов. Турбулизация пограничного слоя в условиях опыта начиналась уже с $\theta = 16^\circ$. На полученных фотографиях наблюдался срыв пылевого следа при $\theta = 50^\circ$, который С. Н. Палкин и др. объясняют развивающейся динамической неустойчивостью жидкой пленки. Аналогичная картина — срыв пылевого следа при $\theta = 50^\circ$ — наблюдалась в экспериментах Д. Н. Хлыбова и М. И. Якушина [246].

На многих метеоритах можно обнаружить особенности и детали паружной поверхности, которые так или иначе можно связать с ходом абляции или поведением тела в полете. Так, на поверхности метеорита Репеев Хутор можно заметить круговые полосы, напоминающие параллели с полюсом в лобовой точке (рис. 43). Очевидно, что этот метеорит имел в полете осевое вращение*). Наоборот, у каменных метеоритов Николаевка [82] и Лафайетт [452] наблюдаются полосы, расходящиеся от лобовой точки подобно меридианам (рис. 44). Регмаглиптовая структура у названных метеоритов отсутствует, что свидетельствует о ламинарном характере обтекания.

Очень интересна «волновая» картина рельефа железного метеорита Недаголла [452], показанная на рис. 45. Поскольку у железных метеоритов большую роль в уносе массы играет плавление, очевидно, мы имеем здесь дело с волнами, образовавшимися на поверхности жидкой пленки под действием обтекающего ее потока воздуха. Нечто подобное, хотя и не в столь явно выраженной форме, наблюдается у каменного метеорита — ахондрита Юртук [82].

*) На это обстоятельство обратил внимание автора книги Е. Л. Кринов.

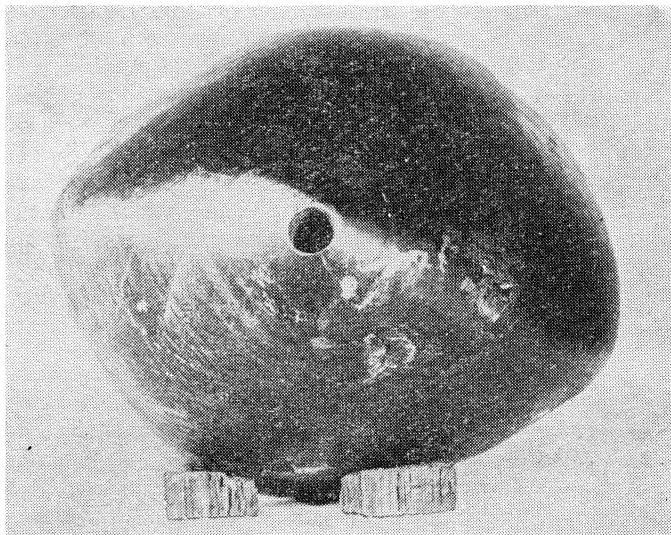


Рис. 43. Железный метеорит (октаэдрит) Репеев Хутор.

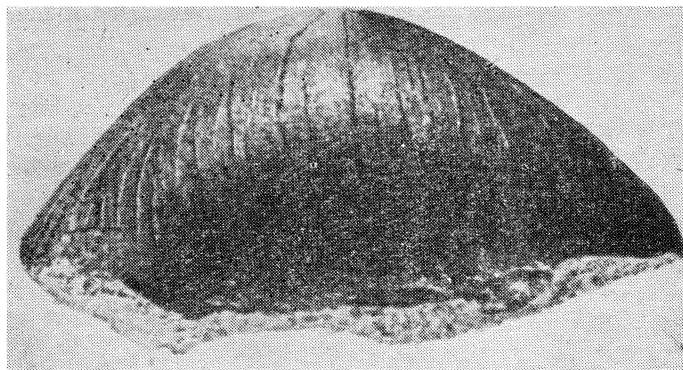


Рис. 44. Каменный метеорит Лафайетт (США).

У большинства упавших метеоритов поверхность покрыта темной корой плавления, имеющей толщину от долей миллиметра до 1—2 мм [122]. Такова толщина жидкой пленки при плавлении поверхности метеоритов на участке резкого торможения. У железных метеоритов она меньше, у каменных — больше.

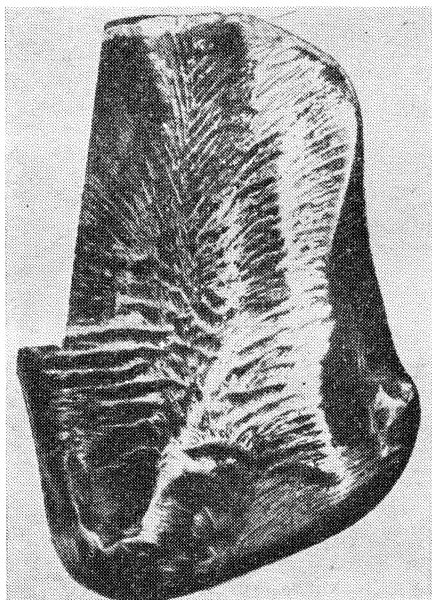


Рис. 45. Железный метеорит Недаголла (Индия).

На поверхности некоторых метеоритов наблюдаются струйки и брызги, образовавшиеся в результате плавления и разбрызгивания капелек жидкой пленки с выступающих вперед частей метеорита, попадавших затем на другие поверхности (расположенные ниже по потоку) и там застывавших. Классическим примером этих явлений является система брызг и натеков на одном из экземпляров Сихотэ-Алинского метеорита (рис. 46). Этот экземпляр имел впереди выступ (нечто вроде лидирующего остря), с которого и сдувались встречным потоком



Рис. 46. Капли застывшего металла на поверхности одного из фрагментов Сихотэ-Алинского метеорита. Внизу виден выступ, с которого сдувались капли.

капли расплавленной пленки, оседавшие на «основной» поверхности метеорита.

Обильный материал, который дают нам морфологические исследования метеоритов, до сих пор не подвергался какому-либо количественному анализу. В книге В. А. Бронштэна [41] было, правда, показано, что метеориты могут, перед их падением на Землю, двигаться в турбулентном режиме, поскольку числа Рейнольдса в нижних слоях атмосферы при метеорных скоростях достаточно велики (рис. 7, 8). Однако, как хорошо известно, многие метеориты тормозятся в атмосфере настолько, что абляция прекращается, после чего метеорит падает на Землю, потеряв свою космическую скорость, под действием силы тяжести. Торможение приводит к резкому уменьшению числа Re и смене турбулентного режима на ламинарный. К сожалению, только три метеорита: Пршибрам, Лост-Сити и Инисфри были сфотографированы в полете, так что можно, хотя бы в некотором интервале высот, построить график изменения скорости и числа Re . Но последний участок траектории, как правило, остается незафиксированным, либо потому что болид перестает светиться (или его излучение становится ниже порога восприятия аппаратуры), либо потому что он выходит за пределы пластинки. Так, путь болида метеорита Пршибрам был прослежен до высоты 13 км, а метеорита Лост Сити — до 19 км.

По имеющимся данным об их скорости и массе (а значит, и размерах) были вычислены значения Re вдоль траектории. Оказалось, что Re , достигнув максимума, затем убывает. Оба метеорита — гладкие с поверхности и лишены регмаглиптовой структуры.

Интересно было бы проверить отношение размеров регмаглиптов d к диаметру метеорита D и ход этого отношения в функции D . К сожалению, определение масштаба турбулентности — самый трудный вопрос в теории этого явления. Обычно пользуются эмпирической формулой Никурадзе [86]:

$$\frac{l}{\delta} = 0,14 - 0,08 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 - 0,06 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4, \quad (18.1)$$

где δ — толщина пограничного слоя, y — координата, перпендикулярная к стенке, l — масштаб турбулентности,

Формула Никурадзе определяет масштаб турбулентности в функции y/δ . При $y = 0$ $l = 0$, при $y = \delta$ $l = 0,14\delta$. Как видно из (18.1), масштаб турбулентности составляет $\sim 0,1$ характерного размера. Но если и в случае метеоритов брать в качестве характерного размера $\delta \ll D$, то согласия с формулой Никурадзе мы не получим. Правда, глубина регмаглиптов в несколько раз меньше их диаметра. Поэтому, если взять в качестве аналога масштаба l глубину регмаглиптов h , то согласие с формулой Никурадзе будет достигнуто, если принять $y = \delta$, $\delta \propto 0,05 D$, $h \propto 0,1d$. Однако не исключено, что для метеорных условий формула Никурадзе непригодна. К сожалению, связь h с D пока никем не изучалась.

СВЕЧЕНИЕ И СПЕКТРЫ МЕТЕОРОВ

§ 19. Природа излучения метеоров

Метеорное излучение возникает главным образом за счет возбуждения атомов при взаимных столкновениях, а также при рекомбинациях свободных электронов с ионами и последующих каскадных переходах. Впрочем, последний механизм играет, как мы увидим далее, второстепенную роль.

Излучение метеора формируется в так называемой *кбме*, т. е. газовой оболочке, окружающей метеороид и состоящей из смеси воздуха и метеорных паров.

Как показывают спектры метеоров, излучают в основном атомы и ионы паров метеороида. Спектр метеора состоит из линий излучения атомов и ионов элементов, входящих в состав метеороидов (Fe, Mg, Na, Ca, Ni, Si, Al, Co, Cr, Mn и др.). На долю полос атмосферного азота (N_2) приходится сравнительно небольшая часть ($\sim 2\%$) энергии излучения. Кислород (также присутствующий в метеорных спектрах) может быть как метеорного, так и атмосферного происхождения, и разделить обе эти компоненты очень трудно. Поскольку, однако, в линиях кислорода излучается менее 1% общей энергии излучения метеоров [297], можно считать, что доля атмосферных полос и линий в интенсивности излучения метеоров не превосходит 3% . Сводка атомов, молекул и ионов, чьи линии и полосы наблюдаются в метеорных спектрах, дается в § 23.

Интересно, что даже у самых ярких болидов, полет которых происходит в режиме непрерывного обтекания, спектр линейчатый и ничем принципиально не отличается от спектра обычных ярких метеоров, иначе говоря, непрерывное излучение ударной волны не наблюдается. Попытка объяснения этого парадокса будет сделана ни-

же. Увеличение дисперсии метеорных спектрографов за последние 20 лет привело к тому, что почти во всех случаях наблюдений непрерывного спектра метеоров его удастся идентифицировать как налагающиеся системы молекулярных полос [406].

Рассмотрим систему элементарных процессов, определяющих излучение метеора. На «метеорной» стадии полета, т. е. до того как перед метеороидом образуется ударная волна, в коме, окружающей метеороид, происходят неупругие столкновения атомов, приводящие к их возбуждению и ионизации. Кроме того, часть возбужденных атомов образуется в ходе диссоциации молекул, причем вклад этого механизма, согласно Э. Эпику [425], существен при малых и средних скоростях ($v \leq 30$ км/с).

Подавляющее большинство соударений частиц в коме упругие, приводящие к безызлучательному торможению частиц метеорных паров от метеорных до тепловых скоростей, с передачей импульса и энергии атомам атмосферы. Это вытекает из того обстоятельства, что при метеорных скоростях сечение передачи импульса σ_a на порядок больше сечений возбуждения σ_e и ионизации σ_i . По оценке Э. Эпики [425], лишь 3% всех столкновений неупругие.

Кроме атомов и ионов, в коме метеора присутствуют электроны, образуемые как в результате ионизации метеорных атомов при их столкновениях с молекулами воздуха, так и за счет других возможных механизмов (термоэмиссии с поверхности метеороида, механоэмиссии при дроблении и др.). Но, в отличие от ударной волны, где уже при степени ионизации 10^{-2} электронный удар является главным ионизирующим механизмом [84], в коме метеора роль электронов в процессах возбуждения и ионизации ничтожно мала, так как их количество, а главное, — энергия, намного меньше количества и энергии нейтральных атомов. Чтобы приобрести достаточную энергию от тяжелых частиц, электроны должны испытать с ними сотни столкновений, но в условиях малой плотности газа на это требуется слишком большое время. Этим условия в коме метеора кардинально отличаются от условий за фронтом сильной ударной волны [41].

Поэтому в коме метеора термодинамическое равновесие не осуществляется даже локально и чаще всего имеет место состояние недовозбуждения (количество возбужденных атомов меньше больцмановского при данной электронной температуре T_e). Подробнее вопрос о неравновесности метеорной комы будет рассмотрен ниже.

Как уже отмечалось, возбужденные состояния атомов образуются не только за счет столкновений, но и за счет рекомбинаций. Подсчет эффективности рекомбинационного излучения, выполненный в 1955 г. Э. Эпиком [425], показал, что для большинства метеорных атомов вклад рекомбинационного излучения в континууме составляет $\sim 15\%$ вклада дискретного излучения, возникающего за счет каскадных переходов рекомбинировавших электронов. Отсюда ясно, почему в метеорных спектрах не наблюдается излучение в континууме. Ведь спектральные линии, на долю которых приходится 87% излучения (только рекомбинационного!), имеют очень малую ширину, а и без того слабое излучение в континууме (13% рекомбинационного излучения) «размазывается» на всю ширину спектра и оказывается ниже порога чувствительности аппаратуры.

Хотя в расчете на один элементарный акт захвата рекомбинационное излучение дает в среднем в шесть раз больший выход энергии, чем в случае возбуждения столкновением, в общем излучении элементарного объема газа за единицу времени роль возбуждения преобладает, поскольку на один акт ионизации (рекомбинации) приходится много актов возбуждения.

Рассмотрим сначала случай весьма разреженной комы, когда ударами второго рода можно пренебречь. Тогда процессы возбуждения и спонтанного излучения находятся в равновесии. Как показал Э. Эпик [428], кинетическая энергия испарившейся за малый интервал времени Δt ($\Delta t \sim 10^{-6}$ с) массы вещества метеороида ΔM , равная

$$\Delta \epsilon_t = \Delta M \frac{v^2}{2}, \quad (19.1)$$

диссипирует за время $\delta t \sim 10^{-4}$ с $\gg \Delta t$. Если на возбуждение частиц (атомов, молекул, ионов) сорта X за время δt затрачивается доля энергии $\Delta \epsilon_t$, равная ψ_x , а переходит в излучение за то же время доля энергии τ_x , то при

отсутствии ударов второго рода $\tau_x = \psi_x$. Величину τ_x назовем *коэффициентом эффективности излучения* частицы X [109]. Так, по расчетам А. Д. Дербеновой [74], для линии KCa II $\tau_x = 8,4 \cdot 10^{-3}$, для линии DNa I $\tau_x = 6,4 \cdot 10^{-3}$. Расчеты проводились при $v = 70$ км/с для сильно дилутированной метеорной комы в азотной атмосфере. Как известно, *фактором дилуции* (разжижения) метеорной комы δ называется отношение числа метеорных атомов в единице объема комы к числу атмосферных атомов в том же объеме.

Учтем теперь удары второго рода. Пусть D — коэффициент тушения излучения за счет столкновений, или число ударов второго рода на атом в секунду, $A_i = \sum_k A_{ik}$ — эйнштейновский коэффициент затухания, т. е. обратная величина времени жизни i -го состояния. Тогда возмущение возбужденного состояния, характеризуемого термом ϵ_i , будет определяться величиной

$$q_i = \frac{A_i}{A_i + D}. \quad (19.2)$$

Излучение некоторого мультиплета, характеризуемого верхним термом ϵ_n и нижним ϵ_k ($\epsilon_n > \epsilon_k$), может осуществиться, как уже было сказано, в результате прямого возбуждения терма ϵ_n и каскадных переходов с вышележащих термов ϵ_i ($\epsilon_i > \epsilon_n$). Объединяя оба случая, положим для общности $\epsilon_i \geq \epsilon_n$, т. е. $i = n, n+1, \dots$ [104].

Введем величину $\gamma_{\lambda\lambda}$, которую, следуя И. Н. Ковшуну [104], назовем *продуктивностью* спектрального излучения частицы X на длине волны λ :

$$\gamma_{\lambda\lambda} = \frac{\sum_i q_i b_i \epsilon_i \Pi_i}{\sum_i \epsilon_i \Pi_i}, \quad (19.3)$$

где b_i — доля энергии терма ϵ_i , переизлученная спонтанно в мультиплете со средней длиной волны λ ; Π — вероятность возбуждения терма ϵ_i . Очевидно, что $\gamma_{\lambda\lambda}$ есть доля энергии $\psi_x \Delta \epsilon_i$, перешедшая в излучение данного мультиплета. Суммируя величины $\gamma_{\lambda\lambda}$ для различных

мультиплетов данного атома, можно получить τ_X :

$$\tau_X = \psi_X \sum_N \gamma_{XN}, \quad (19.4)$$

где N — обозначение мультиплета, соответствующее паре чисел n, k (соответственно обозначение $\gamma_{\lambda\lambda}$ мы заменили на γ_{XN}).

Как продуктивность γ_{XN} , так и коэффициент эффективности излучения τ_X , являются функциями фактора дилуции δ , поскольку частота неупругих столкновений зависит от плотности метеорных частиц в коме. В еще большей степени зависит от δ вероятность ударов второго рода, так как последние наиболее эффективны в случае, когда разность потенциальных энергий сталкивающихся частиц минимальна. Между тем более 80% уровней метеорных атомов, излучение с которых дает наиболее сильные линии в метеорных спектрах, имеет энергию возбуждения $2 \div 8$ эВ, тогда как у атомов воздуха энергии возбуждения достигают $11 \div 13$ эВ [104]. Поэтому именно столкновения метеорных атомов друг с другом чаще всего приводят к безызлучательным переходам.

Доля кинетической энергии $\Delta \epsilon_i$, перешедшая в излучение мультиплета N за время δt (когда фактор дилуции δ изменяется от начального значения δ_0 до нуля), равна

$$\tau_{XN} = \int_{\delta_0}^0 \gamma_{XN}(\delta) \psi_X(\delta) d\delta. \quad (19.5)$$

Полный коэффициент излучения метеорной комы в регистрируемой области спектра будет равен

$$\tau_{\lambda} = \sum_X \sum_N k_{\lambda} \tau_{XN}, \quad (19.6)$$

где k_{λ} — спектральная чувствительность приемника излучения на длине волны λ .

Для большинства возбужденных уровней время жизни $t_n \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ с [87, 104]. Поэтому заселение этих уровней возбуждением с основного состояния доминирует в том случае, если время между двумя последовательными неупругими столкновениями метеорной частицы $t_c \gg t_n$.

Чтобы убедиться, в каких случаях это неравенство выполняется, приведем табличку значений t_c для разных высот и скоростей [109]:

h , км	90	80	70	- 60
	t_c , с			
$v=20$ км/с	10^{-6}	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}
$v=60$ км/с	$3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	$3 \cdot 10^{-9}$

Таким образом, только у медленных метеоров и на больших высотах акты возбуждения и спонтанного излучения находятся в равновесии, для быстрых же метеоров и на нижнем участке пути любых метеоров необходимо учитывать удары второго рода. Этот вопрос был детально исследован И. Н. Ковшуном [109].

Частоты заполнения D_n^+ и опустошения D_n^- уровня n ударами второго рода равны соответственно

$$\left. \begin{aligned} D_n^+ &= \sum_{k=1}^{n-1} a_{kn} + \sum_{s=n+1}^{\infty} a_{sn}, \\ D_n^- &= \sum_{k=1}^{n-1} a_{nk} + \sum_s a_{ns}, \end{aligned} \right\} \quad (19.7)$$

где $k < n < s$, а суммирование до бесконечности позволяет учесть процессы безызлучательной рекомбинации и ионизации с уровня n . Общая частота ударов второго рода, возмущающих уровень n , равна

$$D_n^* = D_n^+ + D_n^-. \quad (19.8)$$

Положим также

$$D_n^- = \gamma D_n^*, \quad D_n^+ = (1 - \gamma) D_n^*. \quad (19.9)$$

Очевидно, что при $\gamma = 1/2$ мы будем иметь равновесное (больцмановское) распределение по уровням ($D_n^- = D_n^+$); при $\gamma < 1/2$ верхние уровни будут перенаселены и при $\gamma > 1/2$ недонаселены.

Влияние ударов второго рода на излучение мультиплета λ_{nk} определяется величиной

$$D_{nk} = \frac{A_{nk}}{A'_n} (D_n^- - D_n^+), \quad A'_n = \sum_{k=1}^{n-1} A_{nk}. \quad (19.10)$$

Частота переходов $n \rightarrow k$ будет равна

$$\delta N_{nk} = N_k A_{nk} \frac{A'_n + D_n}{A'_n}, \quad (19.11)$$

где

$$D_n = D_n^+ - D_n^- = (1 - 2\gamma) D_n^*. \quad (19.12)$$

Пример влияния ударов второго рода на коэффициент эффективности излучения некоторых мультиплетов FeI наглядно иллюстрирует следующая табличка (τ_B — визуальный коэффициент излучения, по Эпику [428]):

Терм FeI	z^5D^0	z^5F^0	z^3D^0	e^5D
$A'_n, \text{ c}^{-1}$	$5,4 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^8$
$\tau_B(D_n^-=0)$	0,220	0,100	0,342	0,086
$\tau_B(D_n^-=10^6 \text{ c}^{-1})$	0,185	0,084	0,140	0,077

Отчетливо видно, что «долгоживущий» терм z^3D^0 опустошается ударами второго рода сильнее, чем «короткоживущий» терм e^5D .

Э. Эпик рассматривал удары второго рода только как причину тушения излучения. Однако в 1972 г. В. В. Калениченко [88] высказал мнение, что и реактивация уровней метеорных атомов за счет ударов второго рода может быть значительной при их столкновениях с атомами азота и кислорода воздуха, находящимися в метастабильных состояниях. Такими состояниями являются [OI] $2p^4\ ^1D$ и $\ ^1S$, [NI] $2p^3\ ^2D^0$ и $\ ^2P^0$. Примеры возможных реакций между атомами OI и NI в этих состояниях, с одной стороны, и атомами MgI, SiI, CaI, NaI и ионом CaII в основных состояниях, с другой стороны, приведены в [88]. Усиление населенности уровня i приближенно выразится формулой

$$N_i = N_i^0 \left(1 + \frac{N_a}{N_c} \right), \quad (19.13)$$

где N_i^0 — населенность i -го уровня без учета передачи возбуждения (реактивации), N_a — концентрация метаста-

бильных атомов, способных передавать возбуждение, N_c — общая концентрация атомов всех сортов в метеорной коме.

Как известно, в метеорных спектрах наблюдается запрещенная зеленая линия $[OI] \ 5577 \text{ \AA}$, соответствующая переходу $2p^4 \ ^1S - ^1D$. Для подтверждения механизма В. В. Калепиченко следовало бы установить наличие корреляций между интенсивностью этой линии и линий $MgI \ 2852 \text{ \AA}$ и $SiI \ 3020 \text{ \AA}$, которые должны усиливаться при передаче возбуждения от атома $[OI] \ ^1S$. Однако они находятся в ультрафиолетовой области спектра и практически ненаблюдаемы.

На основании (19.11) отношение интенсивностей двух линий одного и того же элемента λ_{nk} и λ_{lm} ($n > k$, $l > m$, $l \neq n$) можно представить в виде

$$\frac{I_{nk}}{I_{lm}} = \frac{N_n h \nu_{nk} A_{nk} A'_l (A'_n + D_n)}{N_l h \nu_{lm} A_{lm} A'_n (A'_l + D_l)} = \frac{i_{nk}}{i_{lm}} \frac{A'_l (A'_n + D_n)}{A'_n (A'_l + D_l)}, \quad (19.14)$$

где i_{nk} , i_{lm} — интенсивности тех же линий при отсутствии ударов второго рода ($D_n = D_l = 0$). При некоторых предположениях о частоте ударов второго рода D_n^* из (19.14) можно получить изменение γ вдоль пути метеора, т. е. баланс процессов дезактивации и реактивации. Однако необходимым условием для этого является отсутствие самопоглощения в линиях, что можно проверить по отношению интенсивностей линий с общим верхним уровнем $\frac{I_{nk}}{I_{np}} (n > p)$. Это отношение не зависит ни от равно-

весности спектра, ни от D_n^* . Если $\frac{I_{nk}}{I_{np}} = \frac{i_{nk}}{i_{np}} = \text{const}$ (вдоль пути метеора), самопоглощения нет. Но даже при малой оптической толщине комы влияние самопоглощения на отношение интенсивностей линий, не имеющих общего верхнего уровня, может быть значительным, в чем мы убедимся ниже (§ 23).

Описанный выше метод, разработанный И. П. Ковшуним [109], был применен И. Н. Ковшуним и В. А. Смирновым [112] к ярким метеорам № 32281 и № 36221, сфотографированным в Чехословакии и обработанным З. Цеплехой [290, 291]. Неравновесность заселения уровней и

колебания γ вдоль пути метеора выявились вполне уверенно. Таким образом, в разреженной метеорной коме действительно термодинамическое равновесие отсутствует.

В работе [425] Э. Эпик рассматривал, помимо излучения метеорных атомов за счет их столкновений с молекулами воздуха, также тепловое излучение комы. Его эффективность β_t определяется им из следующих соображений. Пусть E — удельная кинетическая энергия метеороида ($E = \frac{v^2}{2}$), E' — тепловая энергия комы (на 1 г метеорного вещества), ψ — доля энергии, теряемая при неупругих столкновениях. Тогда

$$E' = E(1 - \psi) \frac{\delta}{1 + \delta}. \quad (19.15)$$

Э. Эпик полагает, что кома излучает при постоянной температуре T_m , соответствующей $\delta = 1$ и что 3% всех столкновений неупругие, причем при каждом неупругом столкновении на возбуждение затрачивается 50% энергии. Таким образом, на каждое среднее столкновение приходится потеря на возбуждение, равная $0,015 E'$. Эффективность излучения при средней скорости столкновения $\frac{v}{\sqrt{2}}$ равна $\frac{3}{4} \beta'_c$, так что в излучение перейдет доля энергии (при $\delta = 1$)

$$\beta_t = \frac{3}{4} \beta'_c \frac{2}{0,015} \psi \frac{E'}{E} = 50 \beta'_c \psi (1 - \psi). \quad (19.16)$$

Таким образом, β_t было выведено Эпиком без серьезного теоретического обоснования, а лишь из общих статистических соотношений со многими упрощениями и приближениями.

Полученные из (19.16) весьма грубые оценки были включены в таблицы [429]. Любопытно, что в своей монографии [428] Э. Эпик из-за досадного просчета занижил эффективность теплового излучения комы β_t в 50 раз (против своих же формул), сделав отсюда вывод, что тепловое излучение комы пренебрежимо мало. Однако в таблицах [429] β_t выступает в ряде случаев как главная компонента излучения. Этот последний результат был подвергнут нами сомнению еще в 1966 г. [43]. Тепловое излучение комы, как показывают спектры метеоров и даже ярких болидов, весьма мало.

Остается рассмотреть (более подробно, чем это было сделано на с. 189) вопрос о причине отсутствия в спектре ярких болидов признаков непрерывного излучения ударной волны, образующейся перед метеороидом. Среди болидов, спектры которых получены и обработаны З. Цеп-лехой и его сотрудниками [289—291, 297], есть очень яркие, до -19^m . Им соответствуют тела с начальной массой до 20 т, т. е. размерами в несколько метров. Перед такими телами, несомненно, образуется сильная ударная волна с толщиной ударно-сжатого слоя 10—15 см. Однако большая часть излучения ударной волны сосредоточена в ультрафиолетовой области спектра и поглощается в окружающем воздухе, который переизлучает затем поглощенную энергию в линиях и молекулярных полосах. Что касается «хвоста» непрерывного излучения, приходящегося на визуальную область спектра, то в этой области излучающий слой оптически тонок и сплошной спектр будет слаб.

Приведем пару примеров. Тело с $R = 1$ м, летящее на высоте $h = 50$ км со скоростью $v = 14$ км/с, образует ударную волну с давлением за фронтом $p_2 \sim 2$ атм (наружное давление $p_1 \sim 10^{-3}$ атм), температурой $15\,000^\circ$ и пробегом излучения в визуальной области ($3000\text{—}6500 \text{ \AA}$) 10 м, т. е. в 100 раз больше толщины ударного слоя! При скорости 30 км/с температура будет $42\,000^\circ$, $p_2 = 9$ атм, пробег излучения в той же области 50 см, т. е. в пять раз больше толщины излучающего слоя. Тела с $v > 30$ км/с среди метеороидов метровых размеров составляют ничтожную долю (около 0,3%) [388], а для меньших тел, летящих на больших высотах (именно к таким условиям относится большинство спектров болидов) соотношение «пробег излучения/толщина излучающего слоя» будет еще во много раз больше.

§ 20. Уравнение свечения и его параметры

Как уже говорилось в § 3, уравнение свечения метеора записывается в виде (3.3)

$$I = \tau \left(- \frac{dM}{dt} \right) \frac{v^2}{2}, \quad (20.1)$$

где I — интенсивность (полный поток) излучения в телесном угле 4π стерадиан (в книге Б. Ю. Левина [147] буквой I обозначается сила света, т. е. величина в 4π раз меньшая).

Коэффициент эффективности излучения (коэффициент светимости) τ , выражающий долю кинетической энергии испаряющегося вещества метеороида, переходящую за единицу времени в излучение, представляет собой важную величину в метеорной физике, поскольку им определяется шкала фотометрических масс метеорных тел. От надежности определения τ зависит знание таких величин, как доатмосферные массы метеороидов (а значит, и их распределение по массам), скорость потери массы при движении метеороида в атмосфере, зависимость ее от условий полета. Между тем существующие определения величины τ , а главное, — ее зависимости от скорости v (и возможных зависимостей от массы и других параметров) противоречат друг другу.

Прежде чем излагать этот вопрос, напомним вкратце системы единиц, существующие для выражения τ . Если интенсивность излучения I выражать в энергетических единицах (например, в эргах в секунду), то τ — величина безразмерная, причем согласно имеющимся определениям $2 \cdot 10^{-2} > \tau > 3 \cdot 10^{-4}$. В астрономии удобнее выражать τ в единицах блеска, введя определенную шкалу звездных величин, которая будет, вообще говоря, зависеть от фотометрической системы и спектральной чувствительности приемника излучения (глаз, фотопластинка). Поэтому говорят о визуальном и фотографическом коэффициентах эффективности излучения. Учитывая значительно более высокую точность фотографических наблюдений по сравнению с визуальными, мы будем в дальнейшем рассматривать только фотографический коэффициент эффективности излучения *).

*) Вопрос о фотометрическом смысле визуальных оценок блеска метеоров был изучен Б. Ю. Левиным [147], хотя и по небольшому наблюдательному материалу. Различают средний, интегральный и максимальный блеск метеора. Опытные наблюдатели (И. С. Астапович [8], Р. Л. Хотиник [247]) регистрируют также изменения блеска вдоль пути метеора. О фотометрических системах в метеорной астрономии подробнее см. [103].

Если взять за основу единицу блеска, соответствующую звезде 0^m , то τ будет выражаться в единицах $0^m \cdot \text{с/эрг}$. Обозначим τ в этой системе через τ^* . Как показал Э. Эпик [425], между τ (безразмерным) и τ^* имеется соотношение

$$\lg \tau^* = \lg \tau - 9,72. \quad (20.2)$$

Со времен первых работ Э. Эпика [419, 420] и Ф. Уиппла [488] было принято полагать

$$\tau = \tau_0 v^n, \quad \tau^* = \tau_0^* v^n, \quad (20.3)$$

где, согласно Ф. Уипплу [488] $n = 1$. Это значение n было подтверждено в 1965 г. Ф. Верпиани [479] на основании обработки 413 точных фотографических наблюдений метеоров и широко применяется как гарвардскими, так и многими другими астрономами.

Однако, начиная с 1955 г., некоторые исследователи получили совершенно иные результаты. Э. Эпик, совершенствуя свою полуэмпирическую теорию излучения метеоров, развитую в 1933—1937 гг. [425], пришел в 1955 г. к выводу, что τ , во-первых, зависит не только от скорости метеороида, но и от его массы*), а во-вторых, что для малых тел ($M < 1$ г) зависимость $\tau = \tau_0 v$ не имеет места, а τ достигает максимального значения при сравнительно небольших скоростях ($v = 14 \div 24$ км/с), после чего начинает убывать, т. е. для $v > 24$ км/с $n < 0$ [429]. Подробное изложение теории Э. Эпика и полученных им результатов до середины 60-х годов имеется в обзоре [43].

Система коэффициентов эффективности излучения, основанная на формуле (20.3), при $n = 1$ получила название «модели А», тогда как альтернативная модель, предложенная в 1955 г. Э. Эпиком для малых тел, была названа «моделью В». Модель В получила подтверждение в ходе экспериментов с искусственными метеорами [261], а также при лабораторном моделировании метеорных явлений [272, 273, 275—277, 317—320, 466, 467, 471], о чем будет рассказано в § 21.

*) Одновременно с Эпиком Э. Коллмен [114] пришла к выводу, что τ должно зависеть от блеска метеоров, т. е. при заданной скорости — от массы метеороида.

Был сделан ряд попыток получить значение n непосредственно из наблюдений. В 1958 г. З. Цеплеха [282] применил для этого следующий метод. Подставляя (20.3) в (20.1), получим

$$I = -\frac{\tau_0}{2} \frac{dM}{dt} v^{2+n}. \quad (20.4)$$

Подставим в (20.4) максимальную скорость испарения, которая, в случае постоянства параметров Γ , Λ , Q , μ и скорости v , равна [147]

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{\max} = \frac{M_0 v_0 \cos z_R}{H^*} \mu^{\frac{\mu}{1-\mu}}. \quad (20.5)$$

Тогда получим максимальную интенсивность излучения*)

$$I_m = \tau_0 b M_0 v_0^{3+n} \cos z_R, \quad (20.6)$$

где коэффициент b объединяет входящие в (20.5) постоянные. Интегрирование уравнения испарения при $v = \text{const}$ позволяет получить следующее выражение:

$$\frac{M_0}{S_0} = M_0^{1/3} \frac{\delta_0^{2/3}}{A} = (1 - \mu) \frac{\Lambda H^*}{2Q} \frac{v_0^2}{\cos z_R} [\rho(h_2) - \rho(h_1)], \quad (20.7)$$

откуда, принимая $\rho_E \equiv \rho(h_2) \gg \rho(h_1)$ и обозначая постоянный множитель через b_1 , получим

$$M_0 = b_1 \frac{v_0^6 \rho_E^3}{\cos^3 z_R}. \quad (20.8)$$

Подставляя (20.8) в (20.6) и обозначая $b_2 = \tau_0 b b_1$, будем иметь

$$I_m = b_2 v_0^{9+n} \rho_E^3 \cos^{-2} z_R. \quad (20.9)$$

Логарифмируя (20.9), получим формулу, куда войдет абсолютный блеск метеора в точке максимума блеска m_M :

$$\begin{aligned} m_M &= C - 2,5 \lg I_m = \\ &= C_1 - 2,5(9+n) \lg v_0 - 7,5 \lg \rho_E + 5 \lg \cos z_R. \end{aligned} \quad (20.10)$$

*) Б. Ю. Левин [147] и З. Цеплеха [282] добавляют в (20.6) множитель $(1 - e^{-\alpha v})$, учитывающий торможение. Мы это делать не будем, поскольку он почти не влияет на определение n .

Из (20.10) и находится n по известным значениям m , v_0 , ρ_E и z_R . Таким путем З. Цеплеха получил для 210 метеоров, сфотографированных малыми камерами в Ондражейове (ЧССР) и на Гарвардской обсерватории, среднее $n = -0,33 \pm 0,61$.

В 1961 г. З. Цеплеха и В. Падевет [285] обработали тем же методом 360 фотографий слабых метеоров, снятых камерами супер-Шмидт на Гарвардской обсерватории. Обработка дала в среднем для 360 метеоров $n = -2,8 \pm 0,2$, т. е. подтверждение модели В.

Работы З. Цеплехи и В. Падевета [282, 285] подверглись серьезной критике со стороны Ф. Верниани [479], который указал на ряд внутренних неточностей метода. Формулы Б. Ю. Левина были выведены для единого недробящегося тела, летящего с постоянной скоростью и при постоянстве ряда параметров (Λ , Q , μ , A); в то же время в них входит плотность атмосферы ρ_E в точке погасания метеора, где как раз нельзя полагать v постоянным. Из (20.10) определяется (как тангенс наклона прямой, связывающей $\lg v_0$ с остальными величинами) не n , а $(9+n)$, так что относительная ошибка в $(9+n)$, равная Δ , превратится в ошибку порядка 10Δ в показателе n .

Сам Ф. Верниани [479] определял τ из фотографических наблюдений метеоров каталога [354], приравнивая друг другу динамическую и фотометрическую массы, получаемые соответственно из уравнений (3.2) и (20.1). Тогда

$$\tau = \frac{2E_\Phi}{v^2} \left(\frac{a}{\Gamma_A \rho v^2} \right)^3 \delta^2, \quad (20.11)$$

где $a = \frac{dv}{dt}$, $E_\Phi = \int_t^{t_E} I dt$ — суммарная энергия излучения за время от данного момента t до момента конца свечения t_E .

Основная ошибка Ф. Верниани состоит в недостаточном корректном учете дробления. Если метеорное тело испытывает дробление, его масса уменьшается, а величина a растет быстрее, чем при отсутствии дробления, и коэффициент эффективности излучения, получаемый из (20.11),

будет завышен. Поскольку по (20.11) $\tau \propto a^3$, $a \propto M^{-1/3}$, получаем

$$\frac{\tau}{\tau_1} = \left(\frac{M}{M_1}\right)^{-1}, \quad (20.12)$$

где M_1 , τ_1 — масса и коэффициент эффективности излучения при отсутствии дробления. В частном случае дробления на n равных осколков $\tau/\tau_1 = n$. Поскольку интенсивность дробления, как можно полагать, растет со скоростью, мы и получаем, применяя метод Верниани, фиктивную пропорциональность $\tau \propto v$.

Разумеется, Ф. Верниани прекрасно понимал искажающее влияние дробления на коэффициент эффективности излучения τ и в работе [483] ввел поправку на дробление в форме

$$\lg \frac{\tau}{\delta^2} = \lg \left(\frac{\tau}{\delta^2} \right)_s - 3\chi s, \quad (20.13)$$

где индексом s обозначены величины, искаженные дроблением, s — параметр потери массы, χ — индекс дробления, введенный Л. Якия [352]; две последние величины определяются следующим образом:

$$\chi = \frac{d}{ds} \lg \frac{\dot{v}_n}{\dot{v}_t}, \quad s = \lg \left[\frac{M_\infty}{M} - 1 \right], \quad (20.14)$$

\dot{v}_n — наблюдаемое торможение, \dot{v}_t — торможение, рассчитанное по уравнению (3.2) с подстановкой в него фотометрической массы. Если дробления нет, то согласно Л. Якия $\chi = 0$.

В 1961 г. Б. Ю. Левин [148] высказал мнение, что $\chi \neq 0$ только в случае одной из форм дробления, а именно, при прогрессивном дроблении, когда тело дробится на несколько частей, которые в свою очередь дробятся дальше. При других формах дробления, таких, как однократное дробление на несколько «прочных» частей или отделение множества мелких частиц от главного тела, индекс χ остается равным нулю и поправка Верниани не действует. Анализ фотометрических кривых метеоров, выполненный в 1968 г. А. П. Симоненко [195, 465], показал, что одним из основных способов дробления метеорных тел является квазинепрерывное отделение мелких

частиц, чему соответствует $\chi = 0$ в случае мгновенного испарения отделившихся частиц и $\chi > 0$ в случае, если их «время жизни» конечно [465]. Более подробный анализ поведения параметра χ (а также ряда других параметров) при разных формах дробления был выполнен А. Н. Симоненко в работе [199].

Таким образом, есть основания считать, что введение поправки за дробление в формуле (20.13), предложенное Ф. Верниани, не имеет достаточного теоретического обоснования.

Подробный обзор дискуссии по вопросу о виде зависимости $\tau(v)$ между сторонниками моделей А и В, а также попытки найти некоторые косвенные доводы в пользу модели В, можно найти в работе [309], а в советской литературе — в работе [110].

Приведем график, составленный на основании работ [110, 421, 422, 428, 479, 488], изображающий зависимость $\tau(v)$ по данным различных авторов (рис. 47). Большинство этих зависимостей соответствует модели В, хотя

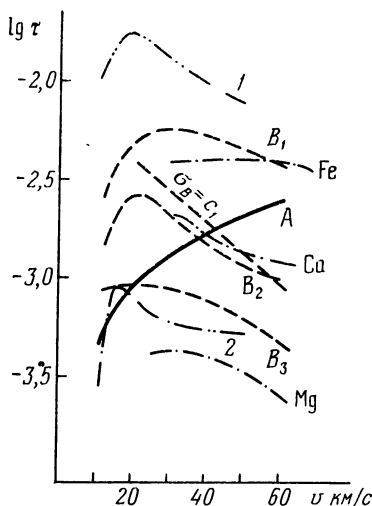


Рис. 47. Зависимость $\tau(v)$ по данным различных исследователей: А — модель А (по Верниани), В — модель В (по Эпику), индексы 1, 2, 3 соответствуют массе 100, 1 и 0,16 г, кривые 1, 2 — эксперименты Фрихтенихта и др. для железа и меди соответственно, кривые для Fe, Mg и Cu — эксперименты Бойтнотта и Сэведжа, прямая C_1 — расчет по формуле (20.23а). Кривые И. Н. Ковшуна проходят очень близко к кривым Эпика.

наблюдается значительный разброс кривых по вертикальной оси ($\lg \tau$), связываемый Э. Эпиком [428] с зависимостью τ от массы метеороида, а И. Н. Ковшуну [110] — с зависимостью τ от блеска метеора I и плотности атмосферы ρ (см. § 22).

Попытка получить теоретическое выражение для τ была предпринята А. Д. Дербеновой в 1966 г. [74]. Она

исходила из следующих соображений. Рассмотрим сначала излучение одного элемента X . Пусть N_X — число возбужденных атомов данного элемента, образованных на единице пути метеора, μ — масса атома. Тогда энергия, расходуемая на возбуждение до уровня с энергией E_e за одну секунду, равна $N_X \nu E_e$. Приравнявая ее мощности излучения данного элемента I_X , из (20.1) получаем

$$-\frac{1}{2} \tau_X \frac{dM}{dt} v^2 = N_X \nu E_e. \quad (20.15)$$

Полагая, что масса возбужденных атомов, образованных за секунду, пропорциональна скорости потери массы телом, можно записать

$$N_X \mu v = -\zeta_n \frac{dM}{dt}. \quad (20.16)$$

Из (20.15) и (20.16) находим выражение для τ_X :

$$\tau_X = \frac{2E_e}{\mu v^2} \zeta_n = \frac{E_e}{E} \zeta_n. \quad (20.17)$$

Коэффициент пропорциональности ζ_n есть число фотонов, испущенных одним атомом метеороида, прежде чем его скорость в ходе столкновений с молекулами воздуха не упадет до тепловой. Его величину можно получить по аналогии с коэффициентом метеорной ионизации β [394]:

$$\beta = \int_{E_i}^{E_0} \frac{\sigma_i dE}{\sigma_d E}, \quad (20.18)$$

$$\zeta_n = \int_{E_e}^{E_0} \frac{\sigma_e dE}{\sigma_d E}. \quad (20.19)$$

Здесь σ_i , σ_e , σ_d — сечения ионизации, возбуждения и передачи импульса соответственно, E_0 — начальная кинетическая энергия атома, E_i , E_e — энергия ионизации и возбуждения.

Формулы (20.17) и (20.19) теоретически полностью определяют величину τ_X для данного элемента. Общее τ

получится, если задать химический состав тела:

$$\tau = \frac{\sum_x N_x \tau_x}{\sum_x N_x}. \quad (20.20)$$

Таким образом, задача будет полностью решена, если нам известен ход величин σ_e и σ_d в функции скорости (или энергии) столкновений. К сожалению, теоретические значения сечений возбуждения σ_e для столкновений типичных метеорных атомов с молекулами воздуха отсутствуют, а для σ_d могут быть сделаны лишь приближенные оценки и отсутствуют экспериментальные данные. А. Д. Дербенева использовала экспериментальные значения σ_e , полученные С. Неффом [413], а σ_d оценивала по методу О. Б. Фирсова [241], позволяющему получить функцию взаимодействия частиц численным путем. А. Д. Дербенева положила σ_d для рассеяния на молекуле азота вдвое больше, чем для рассеяния на атоме.

Более строго вопрос о значениях σ_d для случая взаимодействия метеорных атомов с молекулами азота и кислорода рассмотрел в 1966 г. Ю. И. Портнягин [182] (см. также [98]). Рассматривая молекулы как жесткие системы гантельного типа, Ю. И. Портнягин получил аналитическое выражение для потенциала взаимодействия «атом — молекула» и выполнил расчеты сечений σ_d для пар Fe—O₂, Fe—N₂, Si—O₂, Si—N₂, Mg—N₂ (рис. 48).

На этом же рисунке мы нанесли точки для взаимодействия Ca—N₂ и Na—N₂ по расчетам А. Д. Дербеновой. Для среднего химического состава метеорных тел Ю. И. Портнягин получил следующее аппроксимационное выражение для σ_d (v — в км/с):

$$\sigma_d = \frac{C}{v} \quad (C = 1,7 \cdot 10^{-14}). \quad (20.21)$$

Аналогичное выражение, но с меньшим коэффициентом C , получили Г. Месси и Д. У. Сайда [394]. В работе [183] Ю. И. Портнягин и В. С. Тохтасев уточнили выражение (20.21), о чем уже говорилось в § 11. Полученная ими зависимость $\sigma_d(v)$ для $v > 10$ км/с может быть аппроксимирована выражением (v — в км/с)

$$\sigma_d = C' v^{-0,8} (1,09 - 0,004v) \quad (C' = 5,6 \cdot 10^{-15}). \quad (20.22)$$

Значения σ_d , вычисленные по (20.22), составляют около 60% значений, рассчитанных по (20.21).

В настоящее время имеется ряд определений σ_e для различных взаимодействующих пар «атом — молекула» (метеорный атом — молекула азота или кислорода), полученных в экспериментах Ч. Бойтпота и Г. Сэведжа

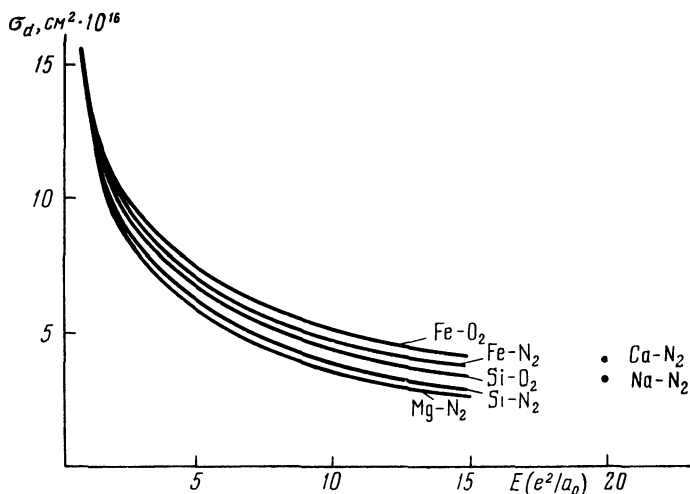


Рис. 48. Сечения диффузии для столкновения метеорных атомов с молекулами воздуха по Портнягину (кривые) и Дербеновой (точки).

[275—277, 459, 460] (подробнее о них будет сказано в § 21). Все они относятся к $E > 150$ эВ, т. е. к средним и высоким скоростям метеоров*). Некоторые из полученных ими результатов показаны на рис. 49. Из рис. 49 видно, что σ_e в припороговой области растут, а при больших E почти не меняются. В соответствии с этим положим приближенно

$$\sigma_e = C_1 \quad (v > 30 \text{ км/с}), \quad (20.23a)$$

$$\sigma_e = C_2 v \quad (v < 30 \text{ км/с}). \quad (20.23б)$$

*) Условие $E > 150$ эВ приближенно соответствует для большинства метеорных атомов условию $v > 30$ км/с.

Теперь, используя (20.17), (20.19), (20.21), найдем зависимость τ_X от скорости:

$$\tau_X = \frac{4E_e}{\mu c} \frac{1}{v^2} \int_{v_e}^v \sigma_e dv, \quad (20.24)$$

где $v_e = \left(\frac{2E_e}{\mu}\right)^{1/2}$. Подставляя (20.23), получим

$$\tau_X = \frac{4E_e C_1}{\mu c} \frac{v - v_e}{v^2} \quad (v > 30 \text{ км/с}), \quad (20.25a)$$

$$\tau_X = \frac{2E_e C_2}{\mu c} \frac{v^2 - v_e^2}{v^2} \quad (v < 30 \text{ км/с}). \quad (20.25b)$$

Учитывая, что в излучение метеора дают вклад многие мультиплеты различных атомов и ионов, ход $\tau(v)$ будет иметь более сложный вид, скорее всего, промежуточный между (20.25a) и (20.25b), что и наблюдается. В области малых скоростей, где $\sigma_e \approx c_m v^m$ ($m > 1$), аналогично (20.25a) и (20.25b) получим

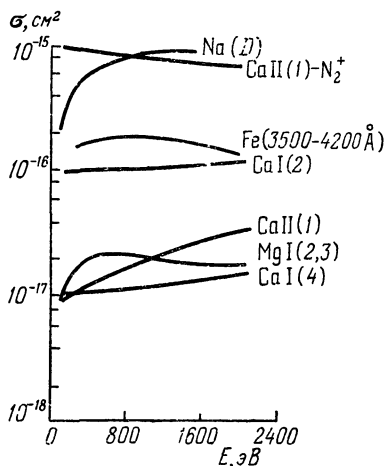


Рис. 49. Сечения возбуждения отдельных мультиплетов натрия, магния, кальция и его иона ударами молекул азота, а также сечения возбуждения группы мультиплетов железа в указанном интервале длин волн (по Бойтнотту и Сведжу).

$$\tau_X = \frac{4E_e}{\mu c} \frac{c_m}{m+1} \times \frac{v^{m+1} - v_e^{m+1}}{v^2} \sim v^{m-1}, \quad (20.25b)$$

т. е. восходящую ветвь кривых $\tau(v)$. Формула (20.25b) пригодна и при $m < 1$.

Таким образом, общие теоретические соображения, основанные на анализе сечений возбуждения и передачи импульса при атомно-молекулярных столкновениях,

подтверждают модель В. В § 21 мы приведем результаты экспериментальных исследований.

В заключение рассмотрим вопрос о теоретическом определении фотометрической кривой метеора в рамках простой физической теории метеоров, поскольку соотношения, которые здесь будут выведены, понадобятся нам в дальнейшем.

В 1958 г. Дж. Хокинс и Р. Саутворт [342] рассчитали так называемую стандартную кривую блеска метеора. Для этого они выразили блеск метеора в каждой данной точке метеора I в единицах максимального блеска I_m . Из уравнений свечения и потери массы следует

$$I = -\frac{\tau}{2} \frac{d\tilde{M}}{dt} v^2 = \frac{\Lambda A \tau \rho v^5 M^{2/3}}{4Q\delta^{2/3}}. \quad (20.26)$$

Полагая в правой части Λ , A , Q , τ , δ постоянными и рассматривая лишь три переменные, ρ , M , v , возьмем логарифмическую производную от (20.26) и приравняем ее нулю. Получим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2}{3M} \frac{dM}{dt} + \frac{5}{v} \frac{dv}{dt} = 0. \quad (20.27)$$

Поскольку в изотермической экспоненциальной атмосфере справедливо равенство

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{v \cos z}{H^*}, \quad (20.28)$$

получим плотность воздуха в точке максимального блеска ρ_m :

$$\rho_m = \frac{\delta^{2/3} M_m^{1/3} \cos z}{5H^* \Gamma A \left[1 + \frac{\Lambda v^2}{15\Gamma Q} \right]}. \quad (20.29)$$

При выводе (20.29) учтено выражение для торможения (3.1) и барометрическая формула (20.28). Если $\Lambda v^2 \gg 15\Gamma Q$, то (20.29) упрощается и мы получаем

$$\rho_m = \frac{3\delta^{2/3} M_m^{1/3} Q \cos z}{\Lambda H^* A v^2}. \quad (20.30)$$

Если пренебречь торможением, то

$$\frac{I}{I_m} = \frac{\rho}{\rho_m} \left(\frac{M}{M_m} \right)^{2/3}. \quad (20.31)$$

Найдем отношение M/M_m . Пренебрегая изменением скорости на участке до максимума блеска, отбросим в (20.27) последний член и тогда получим массу метеороида в точке максимального блеска

$$M_m = \frac{4H^* I_m}{3\tau v^3 \cos z}. \quad (20.32)$$

Найдем теперь соотношение между начальной массой M_0 и M_m . Для этого проинтегрируем (3.2) от точки появления до точки максимального блеска метеора, учитывая (3.3). Опуская промежуточные выкладки, запишем результат:

$$M_0^{1/3} - M_m^{1/3} = \frac{2I_m H^*}{3\tau v^3 M_m^{2/3} \cos z}, \quad (20.33)$$

и, поскольку правая часть (20.33) на основании (20.32) равна $\frac{1}{2} M_m^{1/3}$, мы получаем весьма простое выражение

$$M_0 = \frac{27}{8} M_m = \frac{9}{2} \frac{H^* I_m}{\tau_0 v^3 \cos z}. \quad (20.34)$$

Разумеется, столь простые выражения будут справедливы только при предположении о постоянстве основных параметров и при условии отсутствия вспышек, колебаний блеска, одноразовых дроблений на крупные или мелкие осколки. Необходимым условием является, таким образом, плавный ход абляции (квазинепрерывное отделение мелких частиц допустимо).

Интегрируя уравнение потери массы от точки появления метеора до данной точки, найдем выражение, аналогичное (20.33),

$$M_0^{1/3} - M^{1/3} = \frac{\Lambda A v^2 \rho H^*}{6\delta^{2/3} Q \cos z}. \quad (20.35)$$

Учитывая (20.30) и (20.34), получаем окончательно

$$M = M_0 \left(1 - \frac{\rho}{3\rho_m}\right)^3, \quad (20.36)$$

$$\frac{I}{I_m} = \frac{9}{4} \frac{\rho}{\rho_m} \left(1 - \frac{\rho}{3\rho_m}\right)^2. \quad (20.37)$$

Формула (20.37) и есть уравнение «стандартной фотометрической кривой» метеора в единицах блеска. Пере-

водя отношение блеска в разность звездных величин с помощью соотношения

$$m - m_m = -2,5 \lg \frac{I}{I_m}, \quad (20.38)$$

получим уравнение «стандартной кривой» в звездных величинах ($\Delta h = h - h_m$):

$$m - m_m = -1,085 \left\{ \frac{\Delta h}{H^*} + 2 \ln \frac{3}{2} \left[1 - \frac{1}{3} e^{\Delta h/H^*} \right] \right\}. \quad (20.39)$$

Уравнения (20.37) и (20.39) выведены для $\mu = 2/3$. В 1962 г. Б. Ю. Левин [149, 366] обобщил их для любых μ , получив следующие выражения:

$$\frac{I}{I_m} = \mu^{-\frac{\mu}{1-\mu}} \frac{\rho}{\rho_m} \left[1 - (1 - \mu) \frac{\rho}{\rho_m} \right]^{\frac{\mu}{1-\mu}}, \quad (20.40)$$

$$m - m_m =$$

$$= -1,085 \left\{ \frac{\Delta h}{H^*} + \frac{\mu}{1-\mu} \ln \left[\frac{1}{\mu} - \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right) e^{\Delta h/H^*} \right] \right\}. \quad (20.41)$$

Сравнение этих формул с наблюдениями, приведшее к важному выводу о дроблении метеороидов, будет дано в § 37.

§ 21. Экспериментальные определения коэффициента эффективности излучения

Выяснению вопроса о зависимости τ от скорости и других параметров могли помочь экспериментальные определения τ_0 и n . Развитие ракетной техники позволило, начиная с 1957 г., приступить к запускам искусственных метеоров с известными массами и из фотометрических наблюдений попытаться определить τ_0 .

В 1961 г. Р. Мак-Кроски [379] опубликовал результаты первого эксперимента подобного рода, когда с ракеты «Аэробы» были выстрелены на высоте 79 км две алюминиевые пульки со скоростью 14 км/с. Принимая зависимость $\tau(v)$ в форме (20.3) и $n = 1$, он получил для алюминия $\lg \tau_0 = -9,05$ (τ в единицах СГС). Пытаясь сделать переход к τ_0 для железа, Мак-Кроски ввел слиш-

ком много допущений, поэтому полученный им результат ($\lg \tau_0 = -11,0$) не заслуживает доверия.

В 1962 г. Р. Мак-Кроски и Р. Соberman [380] запустили с помощью ракеты «Трайлблэзер» двухграммовую пульку из пержавеющей стали со скоростью $v = 10$ км/с на высоте 70 км. Они получили $\lg \tau_0 = -8,38$ (СГС) или $\lg \tau_0^* = -18,10$ (ФЕ *)). Однако и это значение требует внесения поправок, поскольку пулька содержала 20% хрома. Правда, вытекающая отсюда поправка не превышает 0,4 в единицах логарифма, а скорее всего, гораздо меньше. Гораздо труднее сделать переход к τ_0 для каменных метеороидов. Полагая, что последние содержат 15% железа [428] и что все излучение в фотографической области принадлежит парам железа, Р. Мак-Кроски и Р. Соberman получили для каменных метеороидов $\lg \tau_{0\phi}^* = -18,91$.

Начиная с 1964 г. запуски искусственных метеоров проводились исследовательским центром Лэнгли (NASA). В 1964—1965 гг. были опубликованы результаты двух экспериментов со скоростями 9,8 и 11,9 км/с [261, 355]. Наконец, в 1970 г. У. Айерс, Р. Мак-Кроски и К. Шао [261] провели целую серию запусков (10 искусственных метеоров из железа и никеля) в диапазоне скоростей $10 \div 16$ км/с для железа и $8,5 \div 11,5$ км/с для никеля. Эти эксперименты показали довольно быстрый рост τ^* со скоростью: для железа от $8 \cdot 10^{-13}$ при $v = 10$ км/с до $1,8 \cdot 10^{-12}$ при $v = 16$ км/с. Однако учитывая возможные ошибки измерений, можно было согласовать эти результаты с формулой (20.3), положив $\lg \tau_0^* = -18,02$. Близкий результат был получен для никеля.

Трудность запусков искусственных метеоров и ограниченность возможного диапазона скоростей заставили экспериментаторов пойти по пути лабораторных экспериментов. Начиная с 1964 г. группа Дж. Фрихтенихта (TRW Systems, Редондо Бич, Калифорния) начала серию экспериментов по разгону микрочастиц и изучению их взаимодействия с газами. Применялся электростатический уско-

*) ФЕ — фотометрическими единицами мы будем называть единицы, выраженные в интенсивностях излучения звезды 0^m , отнесенных к мощности излучения 1 эрг/с и скорости 1 см/с ($\lg \tau_0(\text{ФЕ}) = \lg \tau_0(\text{СГС}) - 9,72$).

ритель, позволявший разгонять частицы субмикронных размеров до скоростей $20 \div 45$ км/с. Этот метод был удобен тем, что позволял изучать различные формы взаимодействия частиц с газами мишени: ионизацию, свечение, торможение и т. д.

В 1968 г. Дж. Фрихтенихт, Дж. Слэттери и Э. Тальяфферри [318] провели большую серию экспериментов по регистрации свечения железных частиц, пролетающих со скоростями $15 \div 40$ км/с через разреженный воздух (среднее давление в камере 0,05 торр или $6,6 \cdot 10^{-5}$ атм, что соответствует высоте 70 км). Регистрировались масса частицы, ее скорость, длина светящегося следа и интенсивность свечения. Поскольку все частицы в этих экспериментах испарялись полностью, можно было полагать, что интенсивность излучения, проинтегрированная вдоль пути частицы (E_s), пропорциональна ее кинетической энергии с коэффициентом пропорциональности τ

$$E_s = \tau \frac{1}{2} M_0 v_0^2. \quad (21.1)$$

Эксперименты, описанные в [318], показали слабую зависимость τ от скорости, и для железных частиц, движущихся в воздухе, дали в среднем $\tau = 6 \cdot 10^{-3}$, чему соответствует $\tau^* = 4 \cdot 10^{-13}$. В более поздней работе Д. Беккера и Дж. Фрихтенихта [272] этот результат признан заниженным, чему виной была недостаточно надежная калибровка ФЭУ. Установка, использованная в [272], была значительно усовершенствована. Было проведено около 30 экспериментов с железными частицами от 0,05 до 1 мкм в диаметре ($10^{-15} \div 10^{-11}$ г) при скоростях $11 \div 47$ км/с, а также 200 экспериментов с медными частицами в тех же условиях. Результаты представлены на рис. 50, где нанесены также результаты У. Айерса, Р. Мак-Кроски и К. Шао [261] и данные для двух гарвардских ярких метеоров, обработанных А. Куком, Л. Яккиа и Р. Мак-Кроски [309]. Для удобства сопоставления значения τ^* для этих каменных метеороидов разделены на 0,15 — предполагаемое содержание в них железа *).

*) Как показали специальные измерения [471], излучение железа дает резкий максимум на λ 3800 Å. Можно полагать, что излучение в регистрируемой области спектра (3400—5800 Å) в основном определяется парами железа.

Иную методику применили, начиная с 1970 г., Г. Сэведж и Ч. Бойтнотт из Эймского исследовательского центра NASA [275—277, 459, 460]. Они использовали метод пересекающихся пучков: высокоскоростной пучок атмосферных молекул, атомов и ионов (N_2 , N_2^+ , N^+ , O_2 , O_2^+ , O^+ , Ar^+) прогонялся со скоростями $32 \div 117$ км/с через

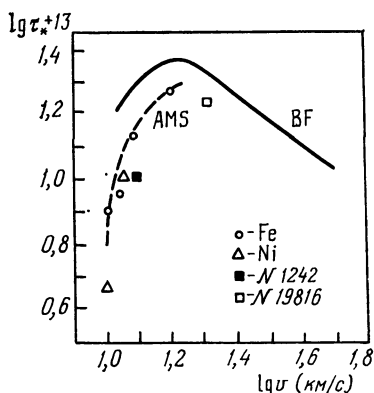


Рис. 50. Коэффициент эффективности излучения в функции скорости по данным экспериментов Айерса и др. (AMS), Фрихтенихта и Беккера (BF) и по наблюдениям метеоров № 1242 и 19816 гарвардской программы (Кук и др.).

перпендикулярный поток паров металлов (Na, Ca, Mg). Установка позволяла измерять сечение возбуждения и ионизации метеорных атомов в ходе их столкновений с атомами и молекулами составляющих воздуха, а также определять коэффициент эффективности излучения как для отдельных линий, так и для излучения данного элемента в целом.

Переход от τ_λ для отдельных линий к общему значению τ для данного элемента производился путем суммирования с учетом используемой фотометрической системы. Наиболее употребительны три

спектральные системы: фотографическая панхроматическая, фотографическая голубая и визуальная (для ночного зрения).

В работах [275, 276] были получены зависимости $\tau_\lambda(v)$ для наиболее ярких линий натрия, магния и кальция (а также их ионов) и общий ход τ^* для этих элементов. В дальнейшем метод Сэведжа и Бойтнотта был применен для определения τ железа [277]. Ввиду наличия у этого элемента множества мультиплетов регистрация излучения производилась не в отдельных длинах волн, а в сравнительно широких спектральных участках, где представлены наиболее яркие мультиплеты железа. В то же время участки с яркими мультиплетами других элементов (на-

пример, H и K CaII) вырезались фильтрами. Результаты представлены на рис. 51 и 52, причем на рис. 52 нанесены также для сравнения кривые для железа по данным [261, 272].

Как видно из рис. 51, эффективности излучения мультиплетов различных атомов и ионов по-разному изменяются в функции скорости столкновений. Это хорошо видно и для различных элементов на рис. 52.

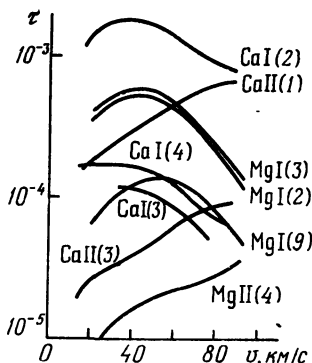


Рис. 51. Коэффициент эффективности излучения отдельных мультиплетов (по Бойтнотту и Сэведжу).

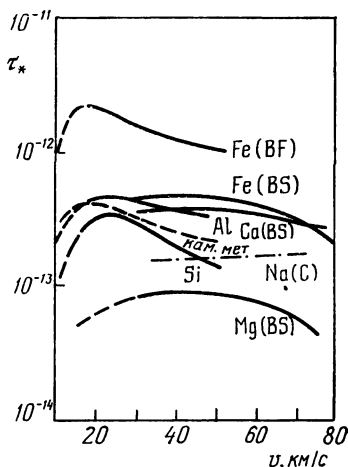


Рис. 52. Коэффициент эффективности излучения по экспериментам Беккера и Фрихтенихта (BF), Бойтнотта и Сэведжа (BS), кремний и алюминий — по Беккеру и Слэттери, натрий — по Саидову.

Таким образом, зависимость $\tau(v)$ должна быть, вообще говоря, функцией химического состава метеороида. Она не может быть аппроксимирована формулой (20.3).

В 1973 г. Д. Беккер и Дж. Слэттери [273] провели еще одну серию экспериментов с микрочастицами кремния и алюминия в интервале скоростей $12 \div 48$ км/с. Результаты тоже нанесены на рис. 52. Они показывают близкий ход $\tau(v)$ для железа, алюминия и кремния и некоторый «завал» в сторону малых скоростей для магния (по данным [459]). Авторы пошли дальше и построили композиционную кривую для каменных метеороидов, приняв их состав таким же, как средний состав каменных

метеоритов, по данным [428]. Эта кривая нанесена на рис. 52 (прерывистая линия). Она идет почти параллельно кривой для железа. Что касается последней, то наиболее правильно будет объединить кривую Беккера — Фрихтенихта с участком кривой Бойтнотта — Сведжда для $v > 50$ км/с, как показано прерывистой линией, поскольку максимум у $v = 20$ км/с не вызывает сомнения.

§ 22. Зависимость коэффициента эффективности излучения от условий полета метеороида

Как уже отмечалось в § 20, многие исследователи пытались выявить зависимость коэффициента эффективности излучения τ не только от скорости, но и от других параметров: массы, состава и структуры метеороида, плотности атмосферы.

В 1960—1961 гг. Р. Анантакришнан [258, 259], пытаясь устранить расхождение между теоретическими высотами начала и конца метеоров и высотами, измеренными по фотографиям с супер-Шмидтами Дж. Хокинсом и Р. Саутвортом [342], предположил, что коэффициент τ изменяется вдоль траектории метеора пропорционально плотности воздуха ρ . Однако эта гипотеза, во-первых, не устраняет расхождение для всех метеоров, а для ярких даже усиливает его (с противоположным знаком). Во-вторых, скорость испарения согласно (3.2) и без того пропорциональна ρ , и если мы примем, что $\tau \propto \rho$, то приходим к выводу, что интенсивность излучения метеора $I \propto \rho^2$. Критика гипотезы Анантакришнана содержится в работах Ф. Верниани [479], Р. Мак-Кроски и З. Цеплехи [386], Я. Райхля [440] и других.

В 1968 г. Б. Болдуин и Г. Аллеп [267], взяв выборочно 40 метеоров из каталога [354], изучили на этом материале влияние на коэффициент τ_0^* целого ряда факторов. Исследование показало, что масса метеороида (в диапазоне $0,06 \div 0,75$ г) и давление набегающего потока ($10^4 \div 10^5$ дин/см²), почти не сказываются на значении τ_0^* . В этой же работе рассмотрено влияние на τ_0^* плотности метеороида δ_m , его теплопроводности k , коэффициента формы A , формы носовой части и некоторых

других параметров самого метеороида *). В частности, были получены следующие соотношения между τ_0^* и названными параметрами:

$$\tau_0^* \propto A^{-15/8} \delta_m^{3/2} \left(\frac{k}{Q} \right)^{-3/2}. \quad (22.1)$$

Теоретические соотношения удовлетворительно подтверждаются наблюдениями. Зависимость от скорости $\tau_0^*(v)$, полученная из наблюдений, может быть удовлетворительно аппроксимирована выражением

$$\tau_0^* \approx 43 v^{-3/2} \quad (v \text{ в км/с}), \quad (22.2)$$

откуда следует $\tau^* \propto v^{-0.5}$, $n = -0.5$. Однако выявленная в той же работе независимость τ_0^* от давления набегающего потока, т. е. от произведения ρv^2 , в сочетании с (22.2), приводит к зависимости $\tau_0^* \propto \rho^{3/4}$, т. е. подтверждает до некоторой степени гипотезу Анантакришна! Впрочем, как отмечают и сами авторы, 40 метеоров — недостаточный материал для серьезного статистического исследования.

Начиная с 1970 г. И. Н. Ковшун развивает в ряде работ [105—108, 110] «модель ρI », согласно которой, кроме зависимости $\tau(v)$, соответствующей модели В, существует зависимость τ от произведения ρI , где I — интенсивность излучения метеора в эрг/с, ρ — плотность атмосферы. Полученные И. Н. Ковшуном кривые для трех значений ρI нанесены на рис. 47.

Вводя фактор дилуции δ (см. § 19) и используя то обстоятельство, что в метеорной зоне $l_0 \rho \approx 10^{-8}$ г/см² (l_0 — длина свободного пробега в невозмущенной атмосфере), И. Н. Ковшун получает

$$\delta = \frac{\rho_m}{\rho} = 10^{16} l_n^2 \rho \rho_m. \quad (22.3)$$

Плотность метеорной комы ρ_m равна

$$\rho_m = \frac{dM/dt}{\pi R^2 v} = \frac{dM/dt}{\pi v l_0^2 z^2}, \quad (22.4)$$

*) Часть выбранных в [267] параметров связана с выдвинутой авторами работы гипотезой о пенообразовании как о существенном факторе абляции и торможения метеороида (см. § 14).

где введено обозначение $z = \frac{R}{l_0}$. Из (22.3) и (22.4) получается

$$\delta = 10^{16} \rho \frac{dM/dt}{\pi v z^2}. \quad (22.5)$$

Далее И. Н. Ковшун подставляет значение $\frac{dM}{dt}$ из уравнения свечения метеора (20.1) и получает

$$\tau \delta = \frac{2 \cdot 10^{16}}{\pi} \frac{\rho I}{v^3 z^2}. \quad (22.6)$$

Этим выражением и определяется, по Ковшуну, зависимость $\tau(\rho I)$. И. Н. Ковшун рассчитал значения δ для заданных сочетаний v и ρI и для трех структурных моделей (по Эпику): для пылевых шаров (модель *a*), компактных каменных (модель *b*) и железных метеороидов (модель *c*). С этой целью он принимает, по Эпику,

$$\tau = \frac{\beta_1 + \delta \beta_2}{1 + \delta} + 50 \beta'_c \psi (1 - \psi), \quad (22.7)$$

где β_1, β_2 — зависящие лишь от скорости и от структуры метеороида эффективности ударного излучения дилутированной и плотной метеорной комы, β'_c — величина, аналогичная β_1 , но не учитывающая образования возбужденных атомов комы за счет диссоциации молекул. Первый член в (22.7) учитывает излучение за счет неупругих столкновений метеорных атомов с атмосферными молекулами в ходе постепенного гашения их скоростей до тепловых по мере уменьшения δ , второй член — тепловое излучение комы β_t , в соответствии с (19.16). В § 19 мы уже отмечали, что оценка β_t , сделанная Э. Эпиком (и повторяемая И. Н. Ковшуну), не заслуживает доверия даже по порядку величины.

Подставляя τ из (22.7) в (22.6), И. Н. Ковшун разрешает полученное алгебраическое уравнение относительно δ . При этом он принимает

$$\psi = 1 - \exp(-A \delta^{1/2}), \quad (22.8)$$

где A — некоторая функция z и, кроме того, в случае $\psi > 1/2$ Ковшун полагает $\beta_t = 12,5 \beta'_c$ (при выводе (19.16) Эпик полагал $\psi \ll 1$).

Поскольку И. Н. Ковшун основывал свои расчеты на таблицах и формулах Эпика, неудивительно, что построенные им кривые $\tau(v)$ проходят близко от кривых Эпика (см. рис. 47). Что касается физического смысла «модели ρI », то она не выражает ничего иного, кроме того тривиального факта, что интенсивность излучения I пропорциональна кинетической энергии паров метеороида с коэффициентом пропорциональности τ . В самом деле, нетрудно убедиться, что формула (22.6) — это несколько видоизмененное уравнение излучения. Для этого разрешим ее относительно I , учтя (22.3) и (22.4):

$$I = \frac{\pi}{2} \cdot 10^{-16} \tau \delta \frac{v^3 z^2}{\rho} = \tau \frac{\rho_m}{\rho^2} \frac{v^3}{2} \frac{\pi R^2}{l_0^2} l_0^2 \rho^2 = \\ = \tau \left(-\frac{dM}{dt} \right) \frac{v^2}{2}. \quad (22.9)$$

Таким образом, «модель ρI » не представляет собой какой-либо новой физически обоснованной модели, устанавливающей связь коэффициента эффективности излучения с другими параметрами метеороида и условиями его движения в атмосфере. Просто это удобная форма выражения τ через величины, получаемые непосредственно из наблюдений (v , ρ , I), но в предположении о справедливости теории Эпика. С этой оговоркой составленные И. Н. Ковшуном таблицы [106—108, 110] и номограмма [106, 110] могут быть использованы при обработке наблюдений, так как они гораздо более удобны, чем громоздкие таблицы Э. Эпика [429]. В [108] была предложена также аппроксимационная формула для τ :

$$\tau = a(\ln \rho I)^2 + b \ln \rho I + c, \quad (22.10)$$

причем значения a , b , c табулированы в [110]. Однако вызывает удивление немонотонный ход этих коэффициентов в функции скорости v .

Полученные И. Н. Ковшуном значения τ мало отличаются для трех структурных моделей метеороидов, рассмотренных Эпиком, что и позволило Ковшуну объединить их с помощью формулы (22.10) и номограммы (рис. 53). Стоит отметить, что в случае построения новой, более обоснованной теории, чем теория Эпика, метод Ковшуна может быть также применен путем подста-

новки нового теоретического выражения для τ вместо (22.7) в уравнение (22.6), разрешения полученного выражения относительно δ и вычисления τ из (22.6), но уже в функции v и ρI .

Большинство исследователей предпочитает брать за основу при вычислениях τ не теорию Эпика, а результаты экспериментов, описанных в § 21. Так поступил, например, В. С. Тохтасьев [229], принявший для τ^* следующую аппроксимацию:

$$\begin{aligned}\tau^* &= 1,15 \cdot 10^{-13} (v - 8,8)^{0,35} & (v \leq 16 \text{ км/с}), \\ \tau^* &= 4,6 \cdot 10^{-12} (v + 8,8)^{-1} & (v > 16 \text{ км/с}).\end{aligned}\quad (22.11)$$

В свете всего изложенного представляет интерес рассмотреть с самых общих позиций вопрос о том, какие физические факторы могут изменить значение коэффициента эффективности излучения реальных метеоров или

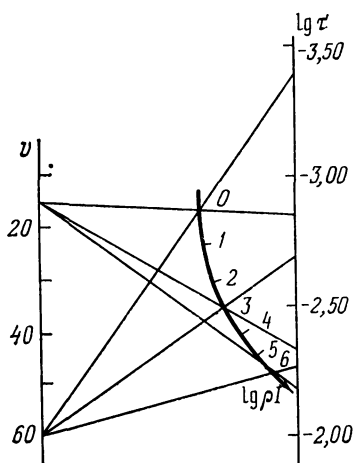


Рис. 53. Номограмма Ковшуна для определения τ по v и ρI .

его ход со скоростью по сравнению с данными, полученными из лабораторных экспериментов, описанных в § 21.

Влияние на τ могут оказывать, как нам кажется, следующие механизмы:

1. Удары второго рода в плотной коме обедняют возбужденные уровни и тем самым снижают выход излучения, т. е. понижают τ . Этот вопрос был уже рассмотрен в § 19, где приводились и численные примеры. Поскольку роль ударов второго рода возрастает с увеличением скорости и плотности воздуха (см. с. 192), можно ожидать снижения τ именно в этих условиях.

Этот вывод находит подтверждение в работе Я. Райхля [440], обнаружившего снижение τ по мере проникновения метеора в более плотные слои атмосферы и объяснившего это явление действием ударов второго рода.

2. Эффект самопоглощения в линиях также проявляется в плотной коме и будет приводить к снижению τ . Самопоглощение проявляется уже у метеоров ярче 5^m [299]: Этот эффект будет рассмотрен в § 24.

3. Эффект пера равновесности излучения комы, обнаруженный З. Цеплей [298, 299] и состоящий в том, что мультиплеты с малыми потенциалами возбуждения нижнего уровня излучают при более низкой температуре возбуждения, чем имеющие относительно высокий потенциал нижнего уровня. Причина этого эффекта, очевидно, состоит в отсутствии термодинамического равновесия комы. Подробное его рассмотрение будет сделано в § 24. Эффект действует в сторону усиления резонансных линий и ослабления субординатных. Компенсируя самопоглощение, он может привести к увеличению τ . Эффект существен для болидов и метеоров ярче -1^m .

4. Образование ударной волны и ее свечение. Эффект приводит к повышению τ . Проявляется для крупных тел, на низких высотах и сильнее действует при малых скоростях. У обычных метеоров несуществен.

5. Дробление метеороидов. На значение этого эффекта, повышающего τ , указывал еще в 1937 г. Э. Эпик [422]. Этот вопрос мы рассматривали в § 20 (см. также [49]) и еще вернемся к нему в § 34.

6. Химический состав метеороидов. Речь идет не только о различиях между каменными и железными метеороидами, влияние которых на τ наглядно иллюстрирует рис. 52, но и о возможном существовании метеороидов кометного состава, состоящих из ледяной матрицы с твердыми включениями. Как полагает Э. Эпик [428], в межпланетном пространстве они сцементированы льдами, т. е. замерзшими летучими веществами, содержащими CO_2 , H_2O , CH_4 , NH_3 , C_2N_2 и другие молекулы, конденсирующиеся при низких температурах во внешних частях Солнечной системы. Эти льды довольно быстро испаряются по мере приближения к Солнцу, оставляя пылевой «скелет». Время испарения под действием солнечных лучей на расстоянии 1 а. е. от Солнца, т. е. в районе земной орбиты, составляет для тела диаметром 1 см немногие часы. Поэтому, по мнению Э. Эпика [428], не следует ожидать присутствия даже следов летучих компонент в метеороидах, входящих в земную атмосферу.

Однако, по нашему мнению, остатки кометных льдов в метеороидах присутствовать все же могут, а именно, во внутренних частях крупных тел, защищенные от воздействия солнечной радиации внешними слоями твердых веществ. При их испарении могут выделяться молекулы C_2 , CN , CH , H_2O и другие, а также атомы H , C , O , N , имеющие высокие потенциалы возбуждения и сравнительно слабый выход излучения. Присутствие этих компонент в заметных количествах приведет к понижению τ .

Из шести рассмотренных эффектов три действуют в сторону понижения τ (1, 2, 6) и три — в сторону его повышения (3, 4, 5). Но проявляются они в различных условиях, которые были отмечены выше.

Сделаем некоторые количественные оценки. Поправка за влияние ударов второго рода, как показывает пример, приведенный на с. 193, для большинства термов составляет 10—20% и лишь для «долгоживущих» термов она существенна. Как показал Я. Райхль [440], отношение затухания q , определяемое формулой (19.2), обратно пропорционально $(1 + \nu)$. Наблюдения показывают прямую линейную зависимость (близкую к пропорциональности) между $\lg \tau_0$ и q , причем для быстрых метеоров наблюдается снижение τ_0 вдвое, для средних — на 25—50%, для медленных оно «тонет» в беспорядочных флуктуациях.

Для оценки влияния свечения ударной волны используем следующие весьма простые соображения. Будем считать, что в тех условиях, где излучение ударной волны значительно, затрата энергии на абляцию равна энергии, подводимой к стенке излучением, т. е.

$$q_w = \frac{Q}{S} \frac{dM}{dt}. \quad (22.12)$$

Поток излучения наружу q_r , очевидно, пропорционален q_w : $q_r = k \cdot q_w$ ($k > 1$). Но в видимой области спектра излучается лишь некоторая доля α_r всего потока q_r . Интенсивность видимого излучения ударной волны I_s , происходящего с эффективной поверхности $S_{эф}$, равна

$$I_s = S_{эф} \alpha_r q_r = \frac{S_{эф}}{S} \alpha_r k Q \frac{dM}{dt}. \quad (22.13)$$

Пусть τ' — коэффициент эффективности излучения, искаженный свечением ударной волны. Он равен, оче-

видно,

$$\tau' = \tau \left(1 + \frac{I_s}{I} \right), \quad (22.14)$$

где I — интенсивность излучения продуктов абляции метеороида. Разность $\Delta\tau = \tau' - \tau$, согласно (22.14), (22.13) и (20.1), равна

$$\Delta\tau = \tau \frac{I_s}{I} = \frac{S_{\text{эф}}}{S} \alpha_r k \frac{2Q}{v^2}. \quad (22.15)$$

Величины $\frac{S_{\text{эф}}}{S} < 1$ и $k > 1$ до некоторой степени компенсируют друг друга. Величина $\alpha_r \ll 1$ и зависит от скорости метеороида и плотности атмосферы. Чем больше скорость (а значит, и температура за фронтом волны), тем α_r меньше. Точный расчет α_r затрудняется тем не раз отмеченным обстоятельством, что ультрафиолетовое излучение ударной волны поглощается окружающим объемом воздуха и переизлучается уже в видимой области спектра (что повышает α_r). Примем для оценок $\alpha_r \approx 0,1$. Тогда при $v = 30$ км/с $\Delta\tau = 2 \cdot 10^{-3}$. Если положить $\rho = 10^{-6}$ г/см³, то для яркого болида — 7^m $I = 10^{12}$ эрг/с ($\lg \rho I = 6$) и по таблицам И. Н. Ковшуна находим $\tau = 10^{-2}$.

Таким образом, $\Delta\tau$ составит в данном случае $\sim 20\%$ от величины τ . Любопытно, что с переходом к большим скоростям $\Delta\tau$ убывает не только из-за роста v^2 в знаменателе (22.15), но и из-за уменьшения α_r в числителе.

Эффект присутствия в метеороиде «кометных» компонент (С, N, O, H и их соединений) приближенно можно учесть так. Как показали спектральные наблюдения, даже у ярких болидов вклад от свечения этих компонент очень мал и не превышает 3% общего излучения. Можно поэтому вовсе им пренебречь. Тогда, если на долю этих компонент приходится часть x массы метеороида, мы получим

$$\tau' = \tau(1 - x), \quad (22.16)$$

где τ' — коэффициент, искаженный данным эффектом.

Эффекты самопоглощения и неравновесности излучения будут рассмотрены в § 24, влияние дробления — в главе VII.

§ 23. Качественный анализ метеорных спектров

Со времени начала спектрографического изучения метеоров (1904 г., С. Н. Блажко) исследование метеорных спектров длительное время (до начала 60-х годов) сводилось к измерению длин волн и отождествлению линий. Большая заслуга в систематизации имевшихся и вновь получаемых результатов на этом этапе принадлежит П. Миллману, опубликовавшему несколько каталогов метеорных спектров [399, 403]. Спектры, полученные в СССР до 1967 г. включительно, каталогизированы И. С. Астановичем [8, 9]. Обзоры результатов качественного анализа спектров метеоров и их следов неоднократно публиковались П. Миллманом [395—397, 399], А. Куком [305], И. С. Астановичем [8, 9], Я. Холлидеем [329—336], Я. Райхлем [441—443], Е. Н. Крамером с соавторами [361], В. А. Бронштэном [42, 43], В. А. Смирновым [205, 206, 209] и другими исследователями. Много подробных описаний спектров болидов, полученных с высокой дисперсией, опубликовал З. Цеплеха [286, 287, 289—291, 295, 297—299]. Спектры в ультрафиолетовой области были описаны Я. Холлидеем [336], в инфракрасной — П. Миллманом и Я. Холлидеем [402] и К. Нагасавой [411]. Спектры хвостов метеоров описаны Я. Холлидеем [329, 336].

На 1963 г. во всем мире было получено около 500 метеорных спектров, главным образом в Канаде, СССР и США. К 1969 г. число спектров увеличилось более чем вдвое и превысило тысячу [9]. Большое развитие спектрографирование метеоров получило за последние 25 лет в Чехословакии и в Японии. В настоящее время число метеорных спектров измеряется многими тысячами. Благодаря применению дифракционных решеток-реплик значительно повысилась дисперсия (от сотен до десятков Å/мм) и облегчилось отождествление линий и полос. Рекордным является спектр копцевой вспышки болида —12^m,5, в котором З. Цеплеха отождествил более 1000 линий [297].

С середины 50-х годов начали развиваться количественные методы анализа метеорных спектров [305, 204, 205, 207], получившие значительное развитие в работах З. Цеплехи [289, 297], У. Харви [339, 340], Г. Олека

[416, 418], П. Миллмана [407], К. Нагасавы [412] и других.

К постоянному времени в спектрах метеоров (рис. 54, 55) зарегистрированы линии 20 химических элементов, но из них пять (литий, калий, молибден, стронций и барий) находятся под сомнением. Кроме того, отождествлены линии 11 однократных атомарных ионов, полосы шести молекул и одного молекулярного иона. Сводка этих атомов, ионов и молекул дана в табл. 15.

Из 670 известных мультиплетов нейтральных атомов почти половина (329) приходится на долю железа, FeI. Впервые линии железа отождествлены в 1928 г. А. Швассманом и с тех пор нет ни одного метеорного спектра, в котором не обнаруживались бы те или иные мультиплеты FeI. Перечень этих мультиплетов дан в табл. 16. Правда, FeI редко дает столь яркие линии, как CaII, NaI и MgI, но некоторые мультиплеты, особенно (2), (4), (5), (20), (21), (41), (42), (43), достигают значительной интенсивности. Ввиду большого числа линий суммарная интенсивность излучения паров

железа в метеорной коме порой преобладает над всеми другими эмиссиями. Так, в спектре вспышки болида 21 апреля 1963 г. [297] на долю FeI и FeII пришлось

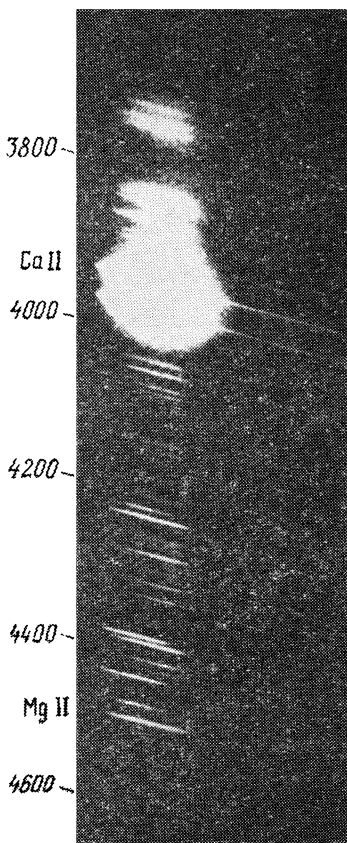


Рис. 54. Спектр яркого метеора 13 августа 1959 г. (по Холлидею).

68,7% всего излучения (в том числе 67,0% на долю FeI). Встречаются и полностью «железные» метеоры, в спектрах которых присутствуют только линии FeI, FeII и сопутствующих железу элементов NiI и CoI. Таков,

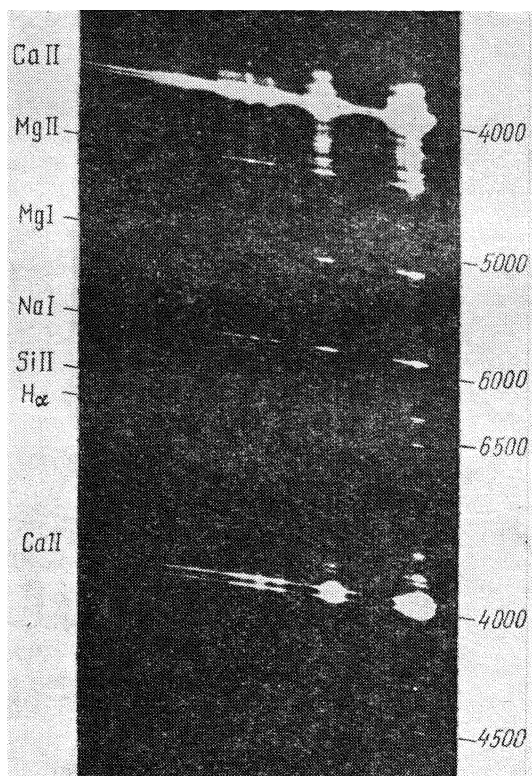


Рис. 55. Спектр яркого метеора 12 августа 1958 г. (по Холлидею).

например, спектр болида — 10^м № 36221, сфотографированного 26 сентября 1962 г. в Чехословакии [291]. Но бывают и противоположные случаи. Так, в свечении болида — 7^м № 27471 27 октября 1960 г. на долю железа пришлось лишь около 18% всего излучения, а 74% принадлежало дублету D NaI [296].

Ион железа (FeII) был обнаружен в 1940 г. А. П. Высотским [485] и к настоящему времени известно 23 его мультиплета — наибольшее число среди ионов. Изменение

Т а б л и ц а 15. Атомы, ионы и молекулы, обнаруженные в метеорных спектрах

Атом	Число мультиплетов	Атом	Число мультиплетов	Ион	Число мультиплетов	Молекула
H I	1 (4)	Ca I	27	N II	16	CH
Li I	1 ?	Ti I	38	O II	17	CN
C I	6	Cr I	65	Mg II	4	C ₂
N I	18	Mn I	18	Al II	12	N ₂
O I	32	Fe I	329	Si II	5	MgO
Na I	11	Co I	48	Ca II	4	FeO
Mg I	12	Ni I	54	Ti II	2	Молекулярный ион
Al I	1	Sr I	1 ?	Cr II	8	
Si I	5	Mo I	1 ?	Fe II	23	N ₂ ⁺
K I	1 ?	Ba I	2 ?	Sr II	1 ?	
				Ba II	1 ?	

интенсивности FeII вдоль пути метеора часто заметно отличается от изменения интенсивности FeI. Перечень мультиплетов FeI и FeII дан в табл. 16. Номера мультиплетов здесь и далее даны по таблицам Ш. Мур [410], где приведены и длины волн.

Кобальт (CoI) и никель (NiI) обычно являются спутниками железа: они всегда присутствуют в спектрах железных метеороидов. Никель был обнаружен в 1935 г. П. Миллманом, а кобальт — в 1963 г. З. Цеплейхой и Я. Райхлем. У каждого из них известно около 50 мультиплетов, но среди них нет ни одной яркой линии. Многие линии этих элементов blendируются линиями железа. Линии ионов (CoII и NiII) пока не обнаружены.

Хром (CrI) впервые отождествлен в 1935 г. П. Миллманом [397] и занимает второе место после железа по числу мультиплетов (65), но имеет мало ярких линий. Наиболее сильные мультиплеты (1), (7), (21), (22). Хром также часто является спутником железа. Ион хрома (CrII) наблюдается редко, с малым числом линий, причем часть из них blendируется линиями железа, поэто-

Т а б л и ц а 16. Мультиплеты Fe I и Fe II, обнаруженные в метеорных спектрах

Fe I, номера мультиплетов [410]														Fe II
1	39	112	217	320	386	486	570	688	801	903	1025	1095	1178	1
2	40	113	218	321	392	488	585	689	802	906	1029	1098	1179	6
3	41	114	219	322	294	517	586	692	805	913	1031	1102	1180	7
4	42	115	222	323	405	518	588	694	816	926	1041	1103	1181	11
5	43	120	228	325	409	520	594	695	820	927	1042	1107	1182	27
6	44	124	229	326	410	522	598	696	821	929	1053	1108	1183	28
7	45	131	257	342	412	523	603	698	822	933	1060	1111	1184	32
13	46	150	268	346	413	524	604	718	823	935	1061	1128	1197	35
14	62	152	269	349	414	526	606	726	826	952	1062	1138	1201	37
15	63	153	273	350	416	527	607	727	828	959	1063	1142	1204	38
16	64	155	276	352	418	528	608	733	830	965	1064	1143	1206	40
18	65	158	277	354	422	534a	611	738	839	966	1065	1144	1207	41
19	66	168	278	355	423	553	626	753	843	969	1066	1145	1253	42
20	68	169	279	356	424	554	633	655	849	974	1067	1146	1258	46
21	71	170	280	357	426	555	635	767	864	982	1068	1147	1259	48
22	72	175	282	358	429	556	645	768	867	984	1071	1150	1260	49
23	73	177	284	359	430	558	649	769	869	985	1082	1151	1314	55
24	74	180	287	362	435	558	651	772	871	993	1085	1159		74
28	75	206	290	364	437	560	655	782	875	994	1087	1163		81
34	76	207	291	367	438	561	661	786	880	1012	1089	1164		163
35	83	208	292	369	467	562	664	791	883	1015	1090	1165		199
36	85	209	294	383	476	563	665	792	884	1017	1091	1166		200
37	109	210	295	384	476a	565	686	795	888	1018	1092	1175		203
38	111	214	318	385	482	569	687	800	889	1019	1094	1176		

му З. Цеплеха [297] рассматривает его присутствие как сомнительное. Список мультиплетов CoI, NiI, CrI и CrII приведен в табл. 17.

Кальций. В отличие от всех других элементов, у кальция наиболее сильные линии принадлежат его однократному иону CaII — это знаменитый дублет H и K 3968 и 3934 Å, обнаруженный еще С. Н. Блажко. Этот мультиплет CaII (1) появляется в большинстве исследованных спектров и более чем в половине случаев является преобладающим, особенно усиливаясь во вспышках. Типичные спектры с сильными линиями H и K дают Персеиды. Линии нейтрального кальция гораздо слабее. Известно 27 мультиплетов CaI и четыре мультиплета CaII, хотя один из них (3) находится под сомнением (подробнее см. § 26).

Натрий (NaI). Обнаружен фотографически в 1935 г. П. Миллманом [397] в результате применения панхроматических эмульсий, хотя визуально наблюдался еще в XIX в. Главный мультиплет, дублет 5890—5896 Å, хорошо виден в подавляющем большинстве спектров, а иногда

Т а б л и ц а 17. Мультиплеты Co I, Ni I, Cr I, и Cr II, обнаруженные в метеорных спектрах

Номера мультиплетов [410]															
Co I				Ni I				Cr I				Cr II			
1	33	90	174	2	35	67	132 194	1	22	81	150 204 243			3	
3	34	92	175	4	36	68	133 206	4	23	96	166 208 244			4	
14	37	96	176	5	43	69	141 210	6	24	99	168 223 245			5	
15	38	111	185	6	44	71	143 217	7	31	119	169 225 257			20	
16	39	112	187	17	45	86	144 218	8	32	120	172 227 259			21	
17	54	150	188	18	46	98	145 228	9	33	121	185 228 283			30	
18	55	156	190	19	48	111	146 231	10	35	143	186 231 292			43	
27	57	158	192	30	49	112	161 234	16	38	144	188 233 293			44	
28	58	165	194	31	50	129	162 249	18	40	145	191 237 302				
29	81	169	196	32	52	130	163 251	20	61	146	192 239 312				
31	82	170	198	33	59	131	177	21	62	147	203 242				
32	83	172	201												

несет большую часть излучения (см. приведенный выше пример). Очень часто появляется первым, а исчезает последним. Хорошо представлен в спектрах Драконид. Всего известно 11 мультиплетов NaI и ни одного NaII.

Магний (MgI). Третий элемент после NaI и CaII, дающий наиболее яркие линии. Обнаружен еще в первых спектрах С. Н. Блажко, а его ион MgII — в 1940 г. П. Миллманом. Наиболее яркий и часто встречающийся объект — триплет MgI (2). По яркости он часто сравним с дублетом H и K CaII и с D-дублетом NaI. Сильную линию дает MgI (3) близ 3885 Å. Однократный ион MgII (4) также дает очень яркую линию 4481 Å, обнаруженную в 1940 г. независимо А. Н. Высотским и П. Миллманом. Четко бывает выражен, например, в спектрах Геминид. Всего обнаружено 12 мультиплетов MgI и MgII.

Титан (TiI). В 1969 г. Я. Холлидей [336] обнаружил два мультиплета TiII в спектрах двух ярких мете-

оров. Нейтральный титан отождествлен в 1971 г. З. Цеплехой [297], причем сразу в количестве 32 мультиплетов. К настоящему времени известно 38 мультиплетов Ti I и два мультиплета Ti II. Ярких линий среди них нет, что и явилось, по мнению Цеплехи, причиной их необнаружения в спектрах менее ярких метеоров.

Марганец (Mn I). Впервые отождествлен П. Миллманом в 1935 г. [397]. Известно 18 мультиплетов Mn I, из них наиболее яркок триплет около 4033 Å, остальные значительно слабее. В 1963 г. этот мультиплет Mn I (2) обнаружен Я. Холлидеем [334] в спектре хвоста метеора. Ион марганца Mn II пока не обнаружен.

Алюминий (Al I). Впервые отождествлен П. Миллманом в 1935 г. [397]. Обнаружено всего два мультиплета нейтрального алюминия: (1) и (6) и 12 мультиплетов иона алюминия Al II. Но несмотря на такое относительное обилие мультиплетов Al II, почти все они блендированы более яркими линиями других элементов и потому отождествление Al II, как указывает З. Цеплеха [297], все еще находится под сомнением, тогда как присутствие Al I сомнения не вызывает.

Сводка отождествленных мультиплетов Ca, Na, Mg, Ti, Mn, Al и их ионов приведена в табл. 18.

Т а б л и ц а 18. Мультиплеты Ca I, Na I, Mg I, Ti I, Mn I, Al I и их ионов, обнаруженные в метеорных спектрах

Номера мультиплетов [410]											
Ca I			Na I	Mg I	Ti I				Mn I		Al II
1	21	47	1	1	1	38	104	203	1	27	10
2	22	50	5	2	2	41	106	228	2	29	16
3	23	51	6	3	3	42	107	231	4	31	41
4	24	53	7	8	4	53	110	233	5	33	45
5	25	54	8	9	5	69	113	238	6	39	57
6	26		9	10	6	71	126	Ti II	9	42	66
9	32	Ca II	11	11	11	72	145	1	16	43	77
11	33	1	12	14	12	75	153	2	21	Mg II	92
18	35	2	14	15	13	80	154	Al I	22	4	94
19	36	3	15	16	17	102	157	1	23	9	95
20	39	4	17	17	19	103	200	6	24	10	104
				23						18	

Присутствие пяти следующих металлов в спектрах метеоров считается сомнительным. Это: литий, калий, молибден, стронций и барий.

Линия лития (LiI), мультиплет (4), идентифицирована З. Цепlexой [297] как сомнительная. Имеется блендирующая линия FeII (200), но ее интенсивность недостаточна, чтобы приписать все излучение у λ 6103 Å сй. Другими авторами LiI не отмечен.

Линия калия KI (3) 4047 Å найдена З. Цепlexой [297] на призменном спектре S 1135 метеора № 38421, где она хорошо отделяется от сильной линии FeI (43), тогда как на дифракционном спектре S 1132 они не разделяются. На других спектрах не отмечена. Сильный дублет KI около 7700 Å также не наблюдался.

Линия молибдена (MoI) (1) 3903 Å была отмечена З. Цепlexой и Я. Райхлем [287] в спектре S6 вспышки метеора — 11^m 13 сентября 1960 г. Находящаяся на той же длине волны линия FeI (45) не имеет достаточной интенсивности, чтобы полностью приписать ей наблюдавшееся на этой волне излучение. При отождествлении той же линии в спектре S 1132 Цепlexа [297] учел наличие в этом месте двух линий мультиплета SrI (23) и одной FeI (429) и о молибдене уже не упоминает.

Линии стронция и бария были отождествлены Я. Холлидеем [333] в 1961 г. в спектрах Персеид. Особенно выделялся мультиплет SrII (1) 4077 Å, причем две соседние линии OII (10) и FeI (558) не могли, по мнению Холлидея, дать существенный вклад в излучение. Другая сильная линия SrII 4215 Å блендирована сильной линией FeI (3). Линия SrI (2) наблюдалась на 4607 Å, где ее, однако, блендирует линия NII (5). Линия 6525 Å предположительно отождествлялась с BaI (6), а наблюдаемая асимметрия профиля линии MgI (9) может быть приписана бленде от BaI (2). Сильная линия BaII (1) 4554 Å блендирована FeII (37). В спектре S 1132, описанном Цепlexой, на месте линии 6525 Å отмечено несколько линий, принадлежащих N_2 и другим элементам. На длине волны 4607 Å также наблюдается несколько

ко линий: NiI (98), NiI (5) и FeI (554 + 969). На λ 4077 Å — линии OII (10) и FeI (558). Поэтому Цеплеха [297] считает присутствие стронция и бария в метеорных спектрах сомнительным *).

Потенциалы возбуждения линий металлов в метеорных спектрах невелики. Так, для наиболее ярких мультиплетов они равны:

CaII (1)—3,1 эВ, NaI (1)—2,1 эВ, MgI (2)—5,1 эВ,
MgII(4)—5,4 эВ, FeI (2)—2,8 эВ, FeI (4)—3,2 эВ,
FeI (41)—4,3 эВ, FeI (42)—4,4 эВ, FeI (43)—4,6 эВ.

У большинства обнаруженных мультиплетов верхние потенциалы возбуждения не превышают 7 эВ.

Из неметаллов спектры метеоров содержат линии кремния и четырех газов: водорода, углерода, кислорода и азота, отличающихся, наоборот, сравнительно высокими потенциалами возбуждения (у ионов — до 20 эВ и выше).

Кремний. В разное время зарегистрированы пять мультиплетов SiI: (2), (3), (10), (11), (27). Все они слабы и отождествление их неуверенно. В спектре S 1132 они отсутствуют. Зато уверенно отождествляются мультиплеты SiII, открытые А. Н. Высотским и П. Миллманом в 1940 г. Среди них выдающееся место занимает мультиплет SiII (2) 6347—6371 Å. Наиболее яркая линия этого мультиплета 6347 Å встречается довольно часто, причем не только у быстрых метеоров. Она часто появляется раньше линий Na I D, Ca II H и K и других линий с низкими потенциалами возбуждения, несмотря на то, что потенциал возбуждения у нее 12,78 эВ (потенциал ионизации SiI—8,11 эВ). Разумное объяснение этому факту подыскать трудно.

В 1959 г. Р. Никольс, М. Ватсон и У. Паркинсон [414] провели лабораторные опыты по возбуждению свечения метеоритного порошка ударной волной гелия. Температура за фронтом волны достигала 12 000 К. В спектре свечения были отождествлены мультиплеты FeI, CaI, CaII, MgI, MgII, CrI, MnI, AlI, NaI, SrI, SrII, BaI,

*) Сомнения в отношении присутствия бария и нейтрального стронция были высказаны в нашем обзоре [43] еще в 1966 г.

ВаII. Характерно, что стронций и барий были обнаружены и в этом случае, но не отмечен кремний, хотя эксперимент проводился и с каменными метеоритами.

Водород. Наблюдается только серия Бальмера. Линия H_{α} была обнаружена в 1953 г. П. Миллманом [399]. Нет сомнения, что водород имеет не атмосферное происхождение, а входит в состав метеороидов, в соответствии с взглядами Ф. Уиппла на природу кометных ядер, а значит, и метеороидов кометного происхождения. Уверенно наблюдаются линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , менее уверенно H_{ϵ} . В спектре S 1132 отмечено шесть линий CN, но они блендированы и отождествление сомнительно.

Углерод. Обнаружен в 1971 г. З. Цеплехой [297] в спектре S 1132, однако из 11 линий лишь одна (6010 \AA) свободна от бленд. Поэтому Цеплеха рассматривает пока отождествление как сомнительное. В том же спектре отмечено 29 линий молекулярного углерода C_2 , из них восемь неблендированы. Часть из них принадлежит к системе полос Свана ($4676-4737$, 5098 , 5130 и 5165 \AA). Свечение C_2 заметно в хвосте метеора.

Из соединений углерода, кроме уже отмеченного CN, наблюдаются многочисленные полосы CN, который по оценке Цеплехи занимает в спектре S 1132 второе место по яркости среди молекул (после N_2) и содержит самые сильные молекулярные линии. Отождествлены фиолетовая и красная системы полос. Присутствие окиси углерода CO и ее иона CO^+ , предварительно отождествленных З. Цеплехой в 1968 г. в том же спектре [295], не подтвердилось в ходе более тщательной обработки [297].

Азот. Нейтральный азот NI обнаружен в 1952 г. П. Миллманом [399] и сейчас известно 18 его мультиплетов. В 1961 г. Я. Холлидей [334] нашел несколько мультиплетов иона NII (сейчас их известно 16). Линии азота найдены только в спектрах быстрых метеоров, а также во вспышках. Следует отметить высокие потенциалы возбуждения линий NII: от $20,6$ до $23,1$ эВ (имеется одна сомнительная линия с верхним потенциалом $27,8$ эВ). Это — самые высокие потенциалы возбуждения в метеорных спектрах. Однако основные азотные эмиссии представлены не в виде атомарных линий, а в виде молекулярных полос.

Полосы молекулярного азота N_2 были обнаружены впервые в 1955 г. А. Куком и П. Миллманом [306]. Они принадлежат первой и второй положительным системам: $N_2(1+) B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ в красной части и $N_2(2+) C^3\Pi_u \rightarrow B^5\Pi_g$ в синей части спектра. Потенциалы возбуждения их по сравнению с атомарными линиями азота невысоки: 7,4 и 11,0 эВ для состояний $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$ соответственно. Полосы N_2 принадлежат к самым ярким образованиям в метеорных спектрах и среди молекулярных компонент N_2 занимает первое место по интенсивности излучения. Но если $N_2(2+)$ часто бывает слаба или не видна, то $N_2(1+)$ присутствует почти всегда, порой доминируя над всеми линиями. В спектре S 1132 на долю N_2 пришлось 20% всех линий (200 из 1000).

Населенность всех трех уровней N_2 поддерживается возбуждением при столкновениях. Однако верхнее состояние $N_2 C^3\Pi_u$ подвергается сильной преддиссоциации и наивысшее колебательное квантовое число этого уровня $v=4$. Этим и объясняется низкая интенсивность полос $N_2(2+)$. По интенсивности полос $N_2(1+)$ можно оценить скорость заселения состояния $A^3\Sigma_u^+$. Наблюдаемое распределение по колебательным уровням совместимо как с каскадными переходами (заполняющими главным образом нижние уровни с $v'' \leq 3$), так и с прямым ударным возбуждением, заселяющим верхние уровни ($v'' \geq 9$) [264]. Состояние $A^3\Sigma_u^+$ — верхнее для системы полос Вегарда — Каплана, отсутствие которой в метеорных спектрах указывает на сильное затухание. Ниже 90 км тушащими частицами являются молекулы O_2 , а выше — атомы O с образованием атомов кислорода в возбужденном состоянии $O(^1S)$, переход с которого сопровождается излучением запрещенной зеленой линии кислорода 5577 Å.

Молекулярный ион азота N_2^+ был заподозрен в метеорных спектрах в 1971 г. А. Куком, П. Миллманом и К. Хемениузем [406] в результате наблюдения спектров слабых метеоров на экране ортискана. Его присутствие было подтверждено в 1977 г. С. Мухамедназаровым [164, 165] в спектрах метеоров 3—5^м, полученных с телевизионной оптикой в Астрофизической лаборатории Физико-технического института АН Туркменской ССР. Однако

полосы N_2^+ (1 —) никогда не наблюдались у ярких метеоров. Причина этого будет обсуждаться в § 26.

Кислород. Нейтральный ОI обнаружен в 1950 г. П. Миллманом [398]. В метеорных спектрах наблюдаются 32 мультиплета ОI, из которых наиболее сильны инфракрасные мультиплеты (1) и (4) и зеленый мультиплет (12). Излучение ОI наблюдается преимущественно у быстрых метеоров, у которых энергия возбуждения достаточно велика. Удивительно поведение инфракрасного триплета О (1). 7774 Å, который, так же как и SiII (2), часто появляется раньше всех других линий, хотя его потенциал возбуждения равен 10,69 эВ [402]. Возможное объяснение этого состоит в том, что излучает атмосферный кислород, в котором сравнительно много атомов, возбужденных на верхний уровень. Я. Холлидей [333] обнаружил в 1961 г. в спектрах быстрых метеоров два первых мультиплета ионизованного кислорода ОII. В настоящее время известно 17 мультиплетов ОII. Примечательным является открытие Я. Холлидеем в 1958 г. в спектре метеоров запрещенной линии полярных сияний ОI(3F) 5577 Å [330]. Отождествление ее не вызывает сомнений. Она особенно заметна в спектре «хвостов» метеоров. Подробно о ней будет сказано в § 26.

В таблице 19 мы приводим номера отождествленных мультиплетов NI, NII, OI и OII.

Т а б л и ц а 19. Мультиплеты NI, NII, OI, OII, отождествленные в метеорных спектрах

Номера мультиплетов [410]													
NI			NII			OI					OII		
1	9	22	2	15	57	1	12	22	31	48	1	16	28
2	10	23	3	19	60	3	13	23	34	50	2	17	29
3	11	25	4	20	63	4	14	24	39	59	5	20	33
5	13	26	5	28	64	5	15	26	40	60	6	24	36
6	16	32	8	29		9	16	28	43	62	10	25	40
8	21	33	9	36		10	17	29	44	63	15	26	
						11	18						

В то время как атомы кислорода, излучающие в метеорных спектрах, имеют как метеорное, так и атмосферное происхождение (в составе каменных метеоритов на

долю кислорода приходится около 50% по массе), азот, скорее всего, принадлежит атмосфере. Характерно, что в излучении метеоров совершенно не встречаются полосы молекулярного кислорода: выше 80—90 км кислород в атмосфере диссоциирован, а ниже молекулы кислорода диссоциируют при столкновениях с метеорными атомами и не высвечивают. Метеорный кислород проявляет себя не только в виде атомов OI , но и в виде молекул окислов металлов. Среди них наиболее сильным излучателем является молекула FeO , впервые обнаруженная в 1968 г. одновременно З. Цеплехой в спектре S 1132 [295], а также Р. Барбоном и Дж. Расселом в США на 45-сантиметровом телескопе Шмидта в нескольких спектрах ярких метеоров [270]. По мощности излучения FeO занимает третье место среди молекул после N_2 и CN . Эмиссии FeO весьма сильны в «хвостах» метеоров.

Менее надежно установлено присутствие MgO . Возможно, что за наблюдаемое излучение в континууме между 4960 и 5010 Å ответственна зеленая система MgO , но в спектре S 1132 Цеплеха не нашел неблендированных вращательных линий MgO [297] и отказался от сделанного ранее [295] отождествления. Однако в работе Р. Барбона и Дж. Рассела [270] молекула MgO фигурирует как отождествленная. В той же работе объявлено об отождествлении молекул CaO , CO и CO^+ . Аналогичные предварительные отождествления этих молекул сделал в 1968 г. З. Цеплеха [295], но в работе 1971 г. [297] он признал эти отождествления ошибочными, а полосы, приписанные прежде CaO , CO и CO^+ , — принадлежащими N_2 , CN и FeO .

Особый интерес представляет свечение кратковременного следа, остающегося после метеора, — «хвоста» (wake). Длительность его существования 10^{-3} — 10^{-7} с, в отличие от длительных следов со временем жизни 10^1 — 10^3 с. Сведения о составе излучения «хвостов» могут быть получены путем фотографирования спектра с обтюратором, когда в перерывах, создаваемых обтюратором, обнаруживается спектр «хвоста». Первые фотографии спектра «хвоста» были получены П. Миллманом в 1949 г. [399]. Сейчас число этих спектров измеряется сотнями.

Главное отличие спектра «хвоста» от спектра самого метеора — гораздо более низкие потенциалы возбужде-

ния. Линии ионов, за исключением H и K Ca II, отсутствуют. Наиболее яркие образования в спектре «хвоста» — мультиплеты FeI (1), (2), (3), CaI (2), MgI (1) — бывают более интенсивны, чем в спектре самого метеора; далее идут FeI (13), (15), NaI (1) и (6), MgI (2), CrI (1). Заметны полосы молекулярного азота N₂, а также CN, C₂ и FeO. Особо должна быть выделена сильная эмиссия в запрещенной линии OI 5577 Å. Затухание линий идет с разной скоростью. Быстрее всего исчезают H и K Ca II, медленнее всего D-линия NaI и мультиплеты MgI.

Потенциалы возбуждения в «хвосте» не превышают 4 эВ. Лишь мультиплеты MgI (2) и (3) имеют сравнительно высокие потенциалы возбуждения (5,11 и 5,97 эВ соответственно). Излучение «хвоста» не может быть рекомбинационным, как это предполагал в 1955 г. Э. Эпик [426] и недавно Е. Н. Крамер [121], ибо в этом случае при каскадных переходах в спектрах «хвостов» должно было бы наблюдаться много мультиплетов, возбуждающихся не из основного состояния.

Р. Мак-Кроски [376] предполагал в 1955 г., что свечение «хвоста» вызвано абляцией отколовшихся и отстающих от метеороида мелких частиц. Аналогичные взгляды развивал в те же годы П. Миллман. Однако эта гипотеза была подвергнута справедливой критике со стороны Э. Эпика [426] и Я. Холлидея [329]. Э. Эпик указал, что мелкие частицы испарятся раньше, чем смогут отстать на достаточное расстояние, чтобы можно было объяснить наблюдаемую протяженность «хвоста» (до 1 км). Более серьезные возражения Я. Холлидея, обратившего внимание на тесную связь изменений блеска метеора и свечения «хвоста». Они совершенно синхронны, без какого-либо заметного запаздывания (применение обтюратора позволяет достигать временного разрешения в 0,01 с и менее). О том же говорят фотографии метеоров по методу мгновенной экспозиции [121]*).

Решающим возражением против гипотезы испарения осколков является наличие в «хвосте» линий Ca II H и K. Потенциал ионизации кальция (6,1 эВ) слишком высок

*) Этот метод был разработан и применен в 1965 г. П. Б. Бабджановым и Е. Н. Крамером [13] по идее автора настоящей книги.

для того, чтобы он мог ионизоваться в «хвосте» после испарения осколка. Очевидно, ионы кальция покидают метеорную кому именно как ионы, затем возбуждаются ударом атмосферной молекулы до 3,1 эВ и высвечивают.

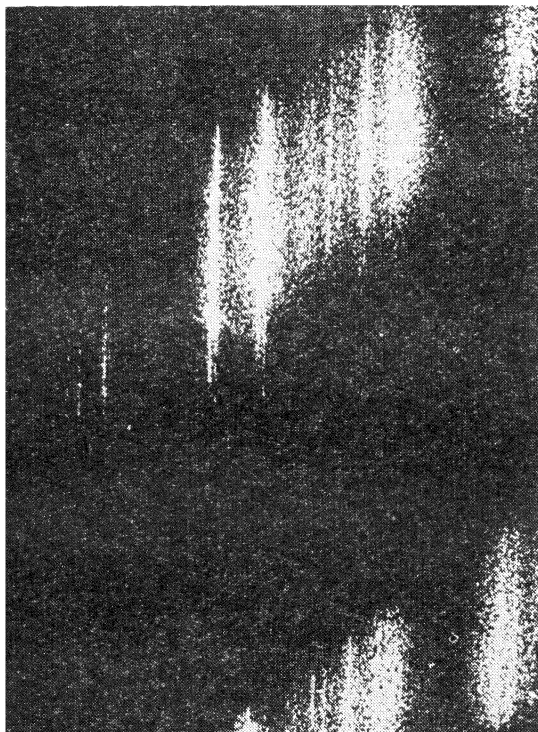


Рис. 56. Раздвоение линий H и K CaII в спектре хвоста метсора (по Холлидею).

Как подсчитал Я. Холлидей [329], спустя 0,01 с после отделения от комы скорости атомов в «хвосте» имеют порядок 5 км/с, чего достаточно для возбуждения нижних уровней из основного состояния, но недостаточно для ионизации и возбуждения верхних уровней.

В 1963 г. Я. Холлидей [334] наблюдал четкое раздвоение линий «хвоста», причем в каждом сегменте, создаваемом обтюратором, эти линии сходились в передней

части сегмента и расходились в задней, образуя фигуру, подобную букве V (рис. 56). Это не было дробление метеороида на два осколка, как наблюдали в 1959 г. П. Миллман и А. Кук [401] и затем П. Б. Бабаджанов и Е. Н. Крамер [262]. Нельзя объяснить это раздвоение линий и доплеровским расширением, ибо для этого пришлось бы допустить немыслимые скорости расширения (до 600 км/с). Очевидно, здесь мы имеем дело с образованием газовой трубки после пролета метеороида. Толщина этой трубки, по оценке Я. Холлидея [334], около 15% ее радиуса, скорость расширения — около 3 км/с, что вполне реально.

В ноябре 1965 г. Г. А. Насыров и Л. И. Насырова (Астрофизическая лаборатория Физико-технического института АН Туркменской ССР) впервые получили восемь спектров следов метеоров из потока Леонид с очень малой дисперсией [43]. В излучении обнаружены признаки полос молекулярного азота $N_2(1+)$, линии OI (5450 Å), Mg I (5180 Å) и несколько неотожествленных эмиссий. Спектры эти очень слабы, поэтому отождествление неуверенно. Получение хороших спектров метеорных следов — еще нерешенная задача.

§ 24. Количественный анализ метеорных спектров. Метод кривых роста

Перейдем к вопросам количественного анализа метеорных спектров. Первые попытки их количественной обработки были предприняты П. Миллманом еще в 1932—1935 гг. [395—397]. Для фотометрической калибровки спектров метеоров использовались получаемые на том же негативе спектры звезд, по которым строилась характеристическая кривая. Для оценки температуры возбуждения П. Миллман использовал в этих работах глазомерные оценки интенсивности линий железа, сделанные в 1913—1922 гг. А. Кингом в известной печи Кинга, и определял T_e по отношению интенсивностей трех мультиплетов с высоким потенциалом возбуждения ($4,3 \div 4,6$ эВ) и двух — с низким (2,9 эВ).

Метод Миллмана использовал в 1949—1951 гг. Дж. Рассел [457], подтвердивший вывод Миллмана об уменьшении возбуждения во вспышках и росте его со

скоростью и светимостью метеора. Более совершенный метод был разработан в 1955 г. А. Куком и П. Миллманом [306]. Метод предусматривает учет ряда инструментальных эффектов: фотометрической ошибки поля, спектральной чувствительности аппаратуры и т. д. Получаемые из измерений с учетом этих эффектов относительные интенсивности линий переводятся затем в абсолютные интенсивности по формуле

$$I_{\text{абс}} = \frac{k}{S} I_{\text{отн}}, \quad (24.1)$$

где S — коэффициент приведения к монохроматическому потоку излучения от звезды класса A0 V, k — коэффициент, учитывающий различие экспозиций метеора и звезд сравнения. С помощью этого метода А. Кук и П. Миллман [306, 401] получили распределение энергии в континууме спектров двух метеоров и абсолютные интенсивности некоторых линий.

Метод Кука и Миллмана был применен затем В. А. Смирновым [204] при обработке двух спектров Персеид. Были прослежены изменения интенсивности ряда линий вдоль пути метеора и получены переводные коэффициенты k и S для перевода интенсивностей в абсолютные. Критикуя метод Кука и Миллмана, В. А. Смирнов отдал предпочтение использованию лабораторных стандартов для калибровки и стандартизации метеорных спектров, что и было осуществлено им в дальнейшем в ряде работ [205, 207]. Большая разница экспозиций метеора и звезд (на три порядка) требует, в случае использования звездных стандартов, определения показателя Шварцшильда на всем диапазоне экспозиций (поскольку этот показатель может сам зависеть от экспозиции). В работе [207] В. А. Смирнов сравнил результаты, полученные обоими методами, и получил расхождения в населенности верхних уровней в пределах порядка.

Метод, близкий по идее методу Кука и Миллмана, использовали в предварительной обработке спектра S6 болида 13 сентября 1960 г. З. Цеplexа и Я. Райхль [286]. Однако они не вводили поправки за отклонение от закона взаимозаместимости, т. е. принимали показатель Шварцшильда $p = 1$. В их работе получены интенсивности 166 линий и вычислен коэффициент перевода их в абсолютные единицы (эрг/с).

В 1963 г. Г. Олеак [416] попытался применить газодинамический подход к обработке спектра яркого метеора — 5^m,5, сфотографированного 13 августа 1958 г. З. Цеплехой, Я. Райхлем и Л. Сегналом [283]. Спектр был получен в интервале высот 72—57 км. И хотя размеры метеороида были невелики (от 1 см в начале пути до 2 мм в конце), Г. Олеак использовал значения равновесной температуры и электронного давления за фронтом ударной волны, с помощью формул Больцмана и Саха рассчитал отношения интенсивностей $\text{Ca II}/\text{Ca I}$, $\text{Mg II}/\text{Mg I}$, $\text{Ca II}/\text{Na I}$ и $\text{Mg I}/\text{Na I}$ и изменение интенсивностей ряда линий с высотой. Получив удовлетворительное согласие с наблюдениями, Г. Олеак рассчитал далее изменение интенсивностей излучения в линиях Ca I , Ca II , Mg I , Mg II и Na I вдоль всего пути метеора, после чего суммировал их (с учетом спектральной чувствительности пластинки) и получил кривую, близкую к наблюдавшейся (если отвлечься от быстрых колебаний блеска метеора).

Результаты Олеака могут вызвать удивление, поскольку столь малое тело вряд ли образует ударную волну с равновесным состоянием газа за фронтом, а температура излучающих паров примерно на порядок ниже рассчитанной им температуры сжатого слоя. Однако интенсивность излучения паров определяется теми же параметрами (скоростью, плотностью атмосферы и радиусом тела), что и использованные Олеаком. Если же учесть, что кривые Олеака имеют произвольный нуль-пункт, близкое их согласие с наблюдаемой кривой не столь удивительно, как может показаться с первого раза.

Значительный шаг вперед в количественном анализе метеорных спектров был сделан в 1964 г., когда З. Цеплеха [289] применил метод кривых роста. Этот метод, давно и широко применяемый в физике Солнца и звезд, состоит в следующем.

Пусть мы имеем излучающий объем газа, для которого справедливо предположение о локальном термодинамическом равновесии. Тогда интенсивность излучения i_ν на частоте ν профиля спектральной линии, в расчете на 1 см² излучающей поверхности, на единицу телесного угла и единичный интервал частот, будет равна

$$i_\nu = B_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (24.2)$$

где B_ν — функция Планка, τ_ν — оптическая толщина, которая в случае однородного слоя равна

$$\tau_\nu = k_\nu l n_i, \quad (24.3)$$

k_ν — коэффициент поглощения на 1 атом, l — длина излучающего столба сечением 1 см², n_i — число атомов в нижнем возбужденном состоянии. Интенсивность излучения в линии по всем направлениям с учетом ее профиля выразится следующим образом:

$$I = 4\pi \int_0^\infty i_\nu d\nu. \quad (24.4)$$

Предположим, что в излучающем объеме реализуется бoльцмановское распределение по уровням

$$n_i = \frac{n}{U} g_i e^{-\chi_i/kT}, \quad (24.5)$$

где g_i — статистический вес уровня i , χ_i — его потенциал возбуждения, U — сумма по состояниям, n — общее число атомов данного элемента в 1 см³, k — постоянная Больцмана.

При отсутствии самопоглощения интенсивность спектральной линии можно выразить в виде [243]

$$I_{ki}^0 = N_k A_{ki} h \nu_{ki}, \quad (24.6)$$

где N_k — общее число атомов в излучающем объеме в состоянии с верхним уровнем k , индекс «0» означает отсутствие самопоглощения, A_{ki} — коэффициент Эйнштейна, равный

$$A_{ki} = \frac{g_i}{g_k} \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2}{mc^3} f_{ik}. \quad (24.7)$$

Здесь f_{ik} — сила осциллятора, m , e — масса и заряд электрона, c — скорость света. Если N — общее число атомов данного элемента в излучающем объеме, то из (24.5) — (24.7) получим

$$\frac{I_{ki}^0 \lambda^3}{g_i f_{ik}} = \frac{8\pi^2 e^2 h}{m g_k} N_k = \frac{8\pi^2 e^2 h}{m U} N e^{-\chi_k/kT}, \quad (24.8)$$

$$\frac{I_{ki}^0}{\lambda B_\lambda} = \frac{4\pi^2 e^2}{mc^2 U} g_i f_{ik} \lambda_{ik} \cdot N e^{-\chi_i/kT}, \quad (24.9)$$

где $B_\lambda = \frac{B_\nu c}{\lambda^2}$ — функция Планка по аргументу длины волны. Логарифмируя (24.8) и (24.9) и вводя обозначение

$$\Theta = \frac{1}{kT} \lg e = \frac{5040}{T},$$

где k выражено в эВ/град, получим следующие логарифмические уравнения:

$$\lg \frac{I_{ki}^0 \lambda^3}{g_{if_{ik}}} = -\Theta E_k + \lg \frac{8\pi^2 h e^2 N}{mU}, \quad (24.10)$$

$$\lg \frac{I_{ki}^0}{\lambda B_\lambda} = \lg g_{if_{ik}} \lambda_{ik} - \Theta E_i + \lg \frac{4\pi^2 e^2}{mc^2 U} N. \quad (24.11)$$

Первое из этих уравнений — уравнение прямой, выражающей больцмановское распределение при отсутствии самопоглощения. Второе уравнение представляет начальный участок кривой роста, когда оптический слой еще достаточно тонок и интенсивность линии прямо пропорциональна числу излучающих атомов.

По мере роста оптической толщины τ_ν закон изменения I меняется. Рост интенсивности линии определяется теперь уже не столько ростом числа излучающих атомов, сколько доплеровским расширением линии в результате тепловых движений атомов со скоростью v_T . Вид формулы, выражающей $I/\lambda B_\lambda$, зависит теперь от принятой модели излучающего объема. Так, для однородной сферы согласно [291] имеем

$$\frac{I_{ki}}{\lambda B_\lambda} = \frac{8\pi^2 R^2 v_T}{c} \left[\ln \left(\frac{I_0}{\lambda B_\lambda} \frac{c}{8\pi^2 R^2 v_T} \right) \right]^{1/2}. \quad (24.12)$$

С дальнейшим ростом τ_ν основную роль в расширении линий начинает играть затухание излучения, в том числе и в результате столкновений. Если γ — постоянная затухания, то в этом случае получаем

$$\begin{aligned} \frac{I_{ki}}{\lambda B_\lambda} &= \left[\frac{16\pi^3 R^2 e^2 N \gamma}{mc^3 U \lambda} g_{if_{ik}} \lambda_{ik} e^{-x_i/kT} \right]^{1/2} = \\ &= \left[\frac{I_{ki}^0}{\lambda B_\lambda} \frac{4\pi R^2 \gamma}{c \lambda} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (24.13)$$

Ход кривой зависит от постоянной затухания γ , точнее, от отношения $a = \frac{\gamma\lambda}{4\pi\nu}$, как это показано на рис. 57. Формулы (24.12) и (24.13) выводятся путем определения интеграла (24.4) при заданном профиле линии.

Модель однородной сферы слишком упрощенно представляет реальную картину свечения метеорной комы,

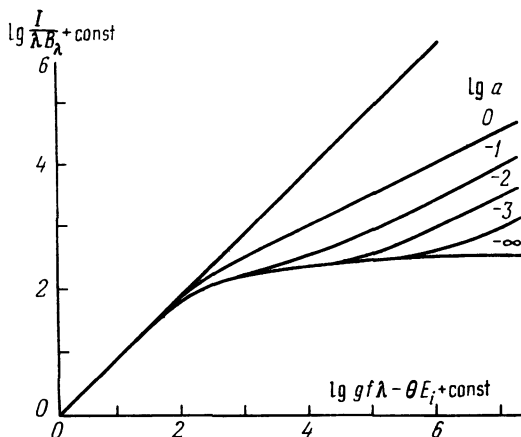


Рис. 57. Теоретические кривые роста для однородной сферы при разных значениях a .

поэтому З. Цеппеха рассмотрел еще две модели: модель расширяющейся сферы и модель цилиндрической ударной волны, которую он и принял за основу в дальнейших работах. Г. Олек [418] рассмотрел модель ударной волны в форме параболоида, но, к сожалению, не довел свое решение до формул, удобных для расчетов, и не применил его к конкретному случаю.

Для модели цилиндрической расходящейся ударной волны З. Цеппеха получил в случае доплеровского уширения при совпадении направления луча зрения с осью цилиндра

$$\frac{I_{ik}}{\lambda B_{\lambda}} = \frac{4\pi^2 \nu_m R^2}{c} [1 - e^{-X} (1 + X) - X(2 + X) \text{Ei}(-X)], \quad (24.14)$$

где

$$X = \frac{3e^2 g f_{ik} \lambda_{ik} N}{mc U v_m R^2} e^{-\chi_{ik}/kT}, \quad (24.15)$$

$Ei(X)$ — интегральная показательная функция. Если оптическая толщина становится достаточно большой, выражение в квадратной скобке стремится к единице. Если луч зрения составляет с осью цилиндра угол α , множитель перед скобкой должен быть заменен на

$$\left(\frac{I_{ik}}{\lambda B_\lambda} \right)_{\tau \rightarrow \infty} = \frac{8\pi^2 (R^2 + Rl) v_m \cos \alpha}{c}, \quad (24.16)$$

где R , l — радиус и длина цилиндра, v_m — скорость метеора. Длина цилиндра l определяется условием, что на этом расстоянии от метеороида скорость частиц относительно него равна v_m . Если r — расстояние от оси цилиндра, то скорость в точке (r, z) определяется выражением

$$v' = v_m \left[\frac{z(R-r)}{Rl} \right]^{1/2}, \quad (24.17)$$

а концентрация атомов

$$n = n_0 \left[\frac{Rl}{z(R-r)} \right]^{1/2}, \quad (24.18)$$

где n_0 — концентрация атомов в точке $z = l$, $r = 0$. Общее число атомов в объеме цилиндра в этой модели

$$N = \frac{16\pi n_0 R^2 l}{3}. \quad (24.19)$$

Модель цилиндрической ударной волны, построенная З. Цепlexой и использованная им в ряде дальнейших работ [290, 291, 297], страдает рядом недостатков:

1. В ней предполагается, что газ на лобовой и боковой поверхностях цилиндра неподвижен относительно метеороида и ударной волны. На самом деле ни в одной точке как на фронте, так и за фронтом ударной волны такое условие не выполняется. Скорость газа за фронтом волны вблизи критической линии $\sim 0,1 v_m$, а ее компонента по оси z на боковой поверхности цилиндра близка к v_m .

2. Цепlexа пренебрегает скоростью расширения цилиндра (перпендикулярной к оси z), полагая ее равной

нулю, хотя такое предположение несовместимо с моделью расходящейся цилиндрической ударной волны. Как мы видели в § 22, скорости расширения цилиндрического следа могут достигать 3 км/с, т. е. $(0,05 \div 0,1) v_m$.

3. Это предположение приводит, согласно формуле (24.16), к выводу, что у метеора, летящего перпендикулярно к лучу зрения (случай нередкий и взятый за основу в работе Г. Олеака [418]), интенсивности линий должны быть равны нулю.

4. Из формулы (24.18) следует, что на поверхности цилиндра концентрация частиц $n \rightarrow \infty$ ($R = r$), тогда как в действительности она имеет конечное значение (см. § 17). Соответственно должна быть пересмотрена и формула (24.17).

Эти недостатки модели Цеплехи могли, конечно, сказаться и на результатах ее применения, но, к счастью, вид кривой роста слабо зависит от принятой модели излучающего объема. Все же выполненные З. Цеплейой расчеты геометрических параметров излучающих объемов (R , l и их отношения, зависимости объема от блеска метеора и т. д.), несомненно, отягощены влиянием этих факторов.

Практическое применение метода кривых роста состоит в следующем. Задается правдоподобное значение T и вычисляется Θ . Для каждой спектральной линии вычисляется значение $(\lg g_{if_{ik}} \lambda_{ik} - \Theta E_i)$ и откладывается по оси абсцисс. Величина $\lg \frac{I}{\lambda B_\lambda}$ откладывается по оси ординат. По формулам (24.11), (24.14) и (24.13) для данного T и нескольких a строятся теоретические кривые роста, а затем, смещая их по осям, стараются добиться наилучшего совпадения одной из них с наблюдениями. После того как такое совмещение достигнуто, для каждой линии находят поправку $\Delta \lg I$ к оптически тонкому слою. На графике кривой роста (рис. 58) она равна расстоянию от этой кривой по ординате до прямой, соответствующей излучению оптически тонкого слоя. Одновременно строят другой график (рис. 59), на котором значения $\lg \frac{I \lambda^3}{g f}$ откладывают по аргументу E_h . Каждая точка переносится затем вверх на величину $\Delta \lg I$ так, что по $\frac{I \lambda^3}{g f}$ мы полу-

чаем $\frac{I^0 \lambda^3}{gf}$. Точки с ординатами $\lg \frac{I^0 \lambda^3}{gf}$ должны лечь на прямую, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен уточненному значению Θ . Уравнение прямой находится методом наименьших квадратов.

Таким путем З. Цеплеха обработал спектры ярких болидов S 6 [289], S 526 [290], S 912 [291] и S 1132 [297],

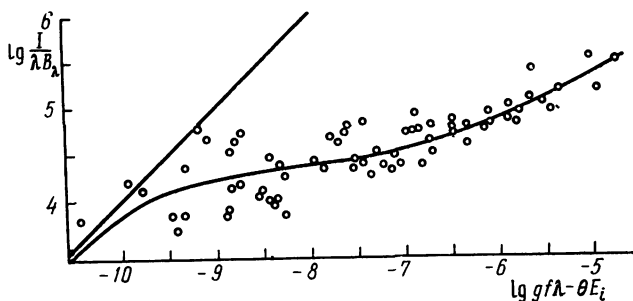


Рис. 58. Эмиссионная кривая роста FeI при $T=3000$ К (по Цеплехе).

построив кривые роста для мультиплетов FeI и получив значения температуры возбуждения FeI. По спектрам S 526 и S 912 эти определения делались независимо в нескольких точках пути метеора. Спектры S 6 и S 1132 относились к коротким вспышкам ($\sim 0,02$ с), для которых и были получены значения T_v . Все полученные значения T_v приведены в табл. 20, в столбце «до поправки». Как видно из табл. 20, все они заключены в пределах 3000—4000 К.

Изменения T_v вдоль пути метеора в спектре S 526 на первый взгляд кажутся хаотическими. Однако если их сопоставить с абсолютной (т. е. приведенной к стандартному расстоянию 100 км) болометрической звездной величиной метеора, получается четкая зависимость: температура возбуждения падает при увеличении блеска метеора, т. е. при усилении испарения. Тем самым находит подтверждение результат, полученный еще П. Миллманом [397] в 1935 г. Обсуждая причины этого эффекта, З. Цеплеха ищет их в наложении излучения «хвоста», более яркого во вспышках и имеющего более низкую температуру возбуждения [290]. Однако возможно, что

с усилением испарения относительно холодные пары не успевают прогреваться за счет взаимодействия с молекулами атмосферы и температура возбуждения оказывается несомненно выше температуры испарения *).

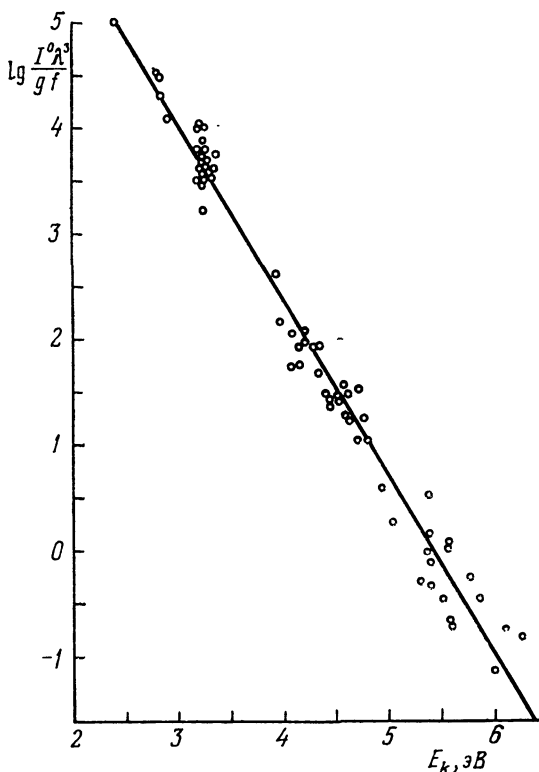


Рис. 59. Больцмановский график, служащий для определения температуры возбуждения по кривой роста (по Цеплехе).

Малое количество неблендированных линий других элементов не позволяло построить по ним отдельные кривые роста. Лишь по спектру S 1132 удалось построить

*) После введения поправки за неравенство излучающих объемов (см. ниже) этот эффект исчез. Однако введение этой поправки представляется физически необоснованным.

кривые роста для NaI (7 мультиплетов), CaI (7 мультиплетов) и OI (10 мультиплетов). Значения T_v для них также приведены в табл. 20. Все они (особенно для OI) заметно отличаются от T_v для железа, свидетельствуя об

Т а б л и ц а 20. Температуры возбуждения FeI и других элементов, полученные З. Цеплехой методом кривых роста

Спектр	Точка	h , км	v , км/с	Элемент	T_v	
					до поправки	с поправкой
S 6		76	29	Fe I	2970±160	5540±160
S 526	D	73,1	28,3		3250±350	5550±270
	E	72,7	28,1		3340±230	5510±240
	F	72,1	28,0		3000±190	5510±230
	G	71,7	27,9		2900±160	5510±200
	H	71,2	27,8		3100±180	5500±220
	I	70,6	27,6		3650±250	5460±190
	J	70,1	27,5		3160±210	5520±230
	K	69,2	27,2		3400±400	5470±220
	M	68,6	26,9			5500±240
S 912	D	77,2	31,7	Ca I Na I O I		5500±450
	E	76,3	31,6			5520±410
	F	75,7	31,5			5470±370
	G	74,8	31,3			5470±350
	H	74,0	30,8			5520±190
	I	73,9	30,6			5520±180
	J	73,5	30,0			5500±190
		77,0	32,1		3990±80	5490±130
S 1132		77,0	32,1		5280±60	4750±300
		77,0	32,1		4120±200	5670±170
		77,0	32,1		14000±3000	19000±4000
		77,0	32,1			

отсутствии в метеорной коме термодинамического равновесия.

Метод кривых роста позволял получить не только температуру возбуждения, но и целый ряд других величин. Так, по формуле (24.19) можно было найти N — общее число излучающих атомов, а значит, и их суммарную массу. Средняя часть кривой роста указывала на наличие значительного самопоглощения, особенно у резонансных линий. По части кривой, определяемой затуханием, можно было получить постоянную затухания γ . По спектру S 6 З. Цеплеха получил $\lg \gamma = 10,0$, тогда как расчетные значения постоянной затухания излучения для мультиплетов, по которым построена эта часть кривой (20,

21, 41, 42, 43, 45), соответствуют $\lg \gamma = 8,0 \div 8,6$. Это означает, что затухание происходит главным образом вследствие столкновений. Однако столкновения атомов железа между собой дают только $\lg \gamma = 7,6$. Отсюда Цеплеха сделал совершенно правильный вывод, что основным агентом в столкновениях являются свободные электроны.

На основании формулы квадратичного эффекта Штарка [2], который проявляется в случае столкновений с ионами и электронами,

$$\gamma = 38,8 C^{2/3} \bar{v}^{1/3} n, \quad (24.20)$$

где n — концентрация возмущающих частиц, \bar{v} — средняя относительная скорость столкновений:

$$\bar{v} = \left[\frac{8}{\pi} R T_e \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right) \right]^{1/2}, \quad (24.21)$$

μ_1, μ_2 — массы возмущаемой и возмущающей частиц, R — газовая постоянная. Постоянная C определяется для электронной конфигурации верхнего состояния из квантовомеханических расчетов или лабораторных измерений. Указанные выше мультиплеты формируются с конфигурации $3d^7 4p$, для которой $\lg C^{2/3} \approx -10$.

Из формулы (24.21) очевидно, что у электронов \bar{v} в ~ 270 раз больше, чем для ионов, например, кальция (самых распространенных ионов в метеорной коме). Поэтому можно положить $\mu_2 = m_e$, $n = n_e$ и вычислить n_e из (24.20), считая γ известным*). Такой расчет для спектра S 6 дал $\lg n_e = 15,9$. Цеплеха пытался также определить n_e другим путем, по эффективному сечению уширения, но поскольку значения этого сечения известны очень приближенно, полученное таким путем n_e (на порядок ниже приведенного), не стоит принимать во внимание. Таким образом, в данном случае $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Для метеора № 32281 (спектр S 526) Цеплеха получил по линиям FeI для нескольких точек пути метеора $\lg \gamma = 9,66 \pm 0,11$, что очень близко к полученному ранее значению для спектра S 6.

*) Электронная температура T_e , входящая в (24.21), не равна T_v , но это несущественно, так как в выражение для n_e входит $T_e^{1/6}$.

Однако уже при обработке спектра S 526, а затем спектра S 1132 (содержащего наибольшее количество линий из до сих пор полученных спектров метеоров), Цеплеха встретился с трудностями, потребовавшими пересмотра изложенной выше теории и полученных результатов.

Действительно, как уже было показано выше, с помощью кривой роста можно получить общее число излучающих атомов FeI, а затем, при некоторых предположениях, и общую массу излучающего газа в метеорной коме. Приняв некоторую модель течения (например, изложенную выше цилиндрическую модель), можно отсюда перейти к скорости испарения $\frac{dM}{dt}$, а затем по формуле (20.1) определить τ и по (3.2) — Λ . Попытка определить таким путем τ и Λ для метеора № 32281 привела к значению τ , на два порядка меньшему, чем было принято, и к значению Λ на участке подъема блеска, на порядок большему допустимых значений [295].

Более того, в 1969 г. работами Дж. Грасдалена с соавторами [325], а также Т. Гарца и М. Кока [321] было показано, что абсолютные силы осцилляторов для линий FeI, принимавшиеся ранее и табулированные К. Корлисом и У. Бозманом [116], Б. Уорнером [486] и другими авторами, должны быть уменьшены на порядок. Использование новых сил осцилляторов дало относительное содержание Fe в солнечной фотосфере, равное соответствующим значениям для солнечной короны и метеоритов. Были внесены поправки и в значения f для Ni, Mg и некоторых других металлов *).

Уменьшение сил осцилляторов FeI на порядок приведет к такому же увеличению концентраций этого элемента, определяемых методом кривой роста, т. е. к еще большему превышению «спектроскопических» масс над фотометрическими, получаемыми путем интегрирования уравнения (20.1) с приемлемыми значениями τ .

Появление в 1970 г. работы У. Айерса, Р. Мак-Кроски и К. Шао [261], содержащей достаточно надежное определение τ для железных искусственных метеоров

*) В связи с этим не рекомендуется пользоваться таблицами сил осцилляторов, изданными до 1970 г., без внесения поправок. Исправленные силы осцилляторов имеются, например, в [90].

(см. § 21), заставило З. Цеплеху [298] искать возможные источники расхождения в самом спектроскопическом методе.

Излучение метеора в каждый данный момент формируется в некотором объеме, который включает в себе массу газа M_G . Тогда можно положить [298]

$$I = \kappa M_G, \quad (24.22)$$

где κ — новый коэффициент эффективности излучения, имеющий размерность эрг/с · г. Пусть время, проводимое средним испарившимся метеорным атомом в излучающем объеме, равно t_R . Это время, названное Цеплехой временем релаксации, есть время, в течение которого атом излучает. Из этого определения и (24.22) следует

$$I = \kappa t_R \left(- \frac{dM}{dt} \right). \quad (24.23)$$

Уравнения (20.1) и (24.23) эквивалентны при выполнении условия

$$\kappa t_R = \frac{1}{2} \tau v^2. \quad (24.24)$$

Спектры S 6 и S 1132 относятся каждый к короткой вспышке, длительностью 0,025 и 0,022 с соответственно. В обоих случаях после вспышки свечение метеора прекратилось, т. е. вся масса метеороида испарилась. Поэтому можно полагать $t_R \sim 0,02$ с или несколько меньше. Однако сильно понижать t_R нельзя, ибо тогда, на основании (24.23), мы должны соответственно увеличить скорость испарения и общее количество испарившегося вещества во вспышке. Но из кривой роста тоже можно получить общую массу паров железа, выветившуюся в этой вспышке. Обе величины не должны находиться в противоречии.

Самопоглощение, как видно из рис. 58, играет значительную роль в свечении ярких болидов, для которых Цеплеха строил свои кривые роста. При этом оно сильнее проявляется у мультиплетов, имеющих нижние потенциалы $E_1 = 0$, чем у тех из них, у которых $E_1 > 0$. Если теперь каждому мультиплету сопоставить некоторый излучающий объем, то при учете одного только самопоглощения получится, что резонансные линии излу-

ют с меньшего объема, чем субординатные. Если ввести поправку за самопоглощение, то время релаксации возрастет и превысит наблюдавшееся время вспышки.

Этот ход рассуждений и привел З. Цеплеху к выводу, что объем излучающего газа является функцией потенциала нижнего уровня E_i , так что мультиплеты с малыми E_i излучают с большего объема, чем мультиплеты с большими E_i . Этот эффект компенсирует эффект самопоглощения, поскольку действует в обратном направлении.

Математическая часть новой теории Цеплехи выглядит следующим образом [298]. Пусть длина излучающего цилиндрического объема пропорциональна его радиусу ($l = pR$, где $p = \text{const}$) и следующим выражением связана с нижним потенциалом E_i :

$$l(E_i) = l(0) \exp \left[-\frac{2q\chi_i}{kT} \right], \quad (24.25)$$

где q — некий коэффициент пропорциональности. На основании (24.19) будем иметь

$$N(E_i) = N(0) \exp [-5q\Theta E_i]. \quad (24.26)$$

Формула (24.10) в этом случае примет вид

$$\lg \frac{I_{ki}^0 \lambda^3}{g_{if_{ik}}} = -\Theta(E_k + 5qE_i) + \lg \left[\frac{8\pi^2 h e^2}{mU} N(0) \right], \quad (24.27)$$

а вместо (24.11) получим

$$\lg \frac{I_{ki}^0}{\lambda B_\lambda} = \lg g_{if_{ik}} \lambda_{ik} - (1 + 5q) \Theta E_i + \lg \left[\frac{3\pi^2 e^2}{2mc^2 U} N(0) \right]. \quad (24.28)$$

Введем аналогично (24.15) величину X ,

$$X = \frac{3e^2 g_{if_{ik}} \lambda_{ik} N(0)}{16mcU v_m [R_0^2 + R_0 l_0] \cos \alpha} \exp [-(1 + q) \Theta E_i], \quad (24.29)$$

после чего выразим $\frac{I_{ik}}{\lambda B_\lambda}$ аналогично (24.14),

$$\frac{I_{ik}}{\lambda B_\lambda} = \frac{8\pi^2 v_m [R_0^2 + l_0 R_0] \cos \alpha}{c \cdot \exp (4q\Theta E_i)} F(X), \quad (24.30)$$

где $F(X)$ — выражение, стоящее в (24.14) в квадратных скобках, но уже от нового аргумента X , определяемого (24.29). В формулах (24.29) и (24.30) $R_0 = R(0)$, $l_0 = l(0)$. Функция $F(X)$ и выражает форму кривой роста. Последняя строится в координатах $(\lg gf\lambda - (1+q)\Theta E_i)$ и $(\lg \frac{I}{\lambda B_\lambda} + 4q\Theta E_i)$.

Используя формулы (24.25)—(24.30), З. Цеплеха построил в [298] кривую роста для FeI по спектру S 1132 и переобработал также спектры S 6, S 526 и S 912. В результате все температуры возбуждения увеличились: для спектра S 1132 на 37% (и в той же пропорции — для NaI и OI), для S 6 и S 526 — на 50—85% (данные для спектра S 912 ранее приведены не были). Значения T_v , вычисленные по новым формулам, также приведены в табл. 20, в столбце «с поправкой». Лишь для CaI оценка T_v после введения поправки понизилась. Коэффициент q заключен в пределах $0,010 \div 0,068$ и в среднем равен 0,041. Интересно, что четко прослеживается линейная зависимость q от абсолютного блеска метеора $m_{\text{абс}}$, однако она различна для разных метеоров.

Попробуем проанализировать теорию Цеплехи с физической точки зрения. Если рассматривать два мультиплета с общим верхним уровнем, то они будут излучаться в том объеме, где этот уровень возбужден, причем отношение вероятностей излучения этих мультиплетов на основании (24.7) будет равно

$$\frac{A_{ki}}{A_{kj}} = \frac{g_i f_{ik}}{g_j f_{jk}} \frac{v_{ik}^2}{v_{jk}^2}. \quad (24.31)$$

Если предположить, как это делает Цеплеха, что мультиплет с $E_i > 0$ излучает с меньшего объема, чем мультиплет с тем же верхним уровнем, но с $E_i = 0$, то непонятно, почему в некоторой части большего объема (не содержащей меньший объем) он не излучает. Таким образом, гипотеза Цеплехи не имеет серьезного физического обоснования.

Рассмотрим теперь мультиплеты, для которых $E_i = 0$. Для них, как можно убедиться из формул (24.25)—(24.30), поправка Цеплехи равна нулю. Для FeI это

мультиплеты 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10. Построим по ним кривую роста и больцмановский график. Мы получим по нему некоторое значение температуры возбуждения T_v^0 , близкое к тому, которое получил сам Цеплеха в своих первых работах [289—291, 297].

Возьмем теперь мультиплеты с некоторым $E_i > 0$, например, группу мультиплетов FeI с общим нижним уровнем a^5F (12, 13, 14, 15, 16, 18, 19, 20, 21, 23, 24, 25, 27). Построим для них кривую роста и больцмановский график. Полученная кривая роста не совпадает с первой, а новое значение T_v (обозначим его T'_v) будет больше T_v^0 . Далее возьмем группу мультиплетов с общим нижним уровнем a^3F и повторим операцию. Мы получим третью кривую роста и некоторое $T''_v > T'_v > T_v^0$. Таким образом, еще раз подтверждается уже неоднократно сделанный вывод об отсутствии в метеорной коме термодинамического равновесия.

Значения T_v , полученные Цеплехой после введения поправки, являются функцией величины q . Как указывает Цеплеха [298], можно получить столь же хорошее представление наблюдений, приняв $T_v = 8000$ К и получив соответствующее q . Ранее полученное значение $T_v = 3000$ К соответствует $q = 0$. Выбор T_v был сделан Цеплехой на основе косвенных соображений, связанных с временем релаксации t_R и плотностью комы на расстоянии l от метеороида.

Сделанные выше критические замечания о цилиндрической модели Цеплехи не позволяют опираться на эти оценки. Все операции, производимые Цеплехой с введением коэффициента q и соответствующих слагаемых в (24.27) и (24.28), равносильны подгонке друг к другу кривых роста, построенных для разных E_i , путем сдвига их по осям координат (операция, часто применяемая при подборе теоретической кривой роста к кривой, построенной по наблюдениям).

Таким образом, мы приходим к выводу, что гипотеза Цеплехи о различии излучающих объемов для мультиплетов с общим верхним уровнем неверна. Отсутствие термодинамического равновесия не позволяет построить для метеорной комы единую кривую роста и вывести единую температуру возбуждения даже для одного хими-

ческого элемента. Температура возбуждения сама является функцией нижнего потенциала *).

Нам остается объяснить расхождение между фотометрической и «спектроскопической» массой — парадокс, побудивший З. Цеплеху произвести пересмотр своей теории и результатов. Производя учет самопоглощения в спектральных линиях, который неизбежно приводит к увеличению оценки общей массы излучающих атомов по сравнению со случаем отсутствия самопоглощения, Цеплеха в то же время принял коэффициент эффективности излучения τ^* по данным работы [261], где он был получен для маленьких (граммовых) тел. Мы уже обсуждали в § 22 вопрос о приложимости этих результатов к крупным телам. Очевидно, что самопоглощение в линиях должно привести к усилению общего поглощения (в интегральном свете) и значение τ^* должно быть соответственно уменьшено, а фотометрическая масса увеличена.

Не нужно при этом забывать о том вкладе, который может вносить в излучение ярких болидов свечение ударной волны, о чем говорилось в конце § 22.

Перейдем к изложению результатов других работ по определению температуры возбуждения в метеорной коме.

В работах Г. Харви [339] и К. Нагасавы [412] рассмотрены спектры более слабых метеоров, чем у З. Цеплехи, причем все три метеора — из потока Леонид (скорость 70 км/с). Однако метеоры, изученные Нагасавой, были — $6^m,3$ и — $4^m,0$ абсолютной визуальной величины, тогда как метеор Харви был гораздо слабее, 0^m . Оба автора предположили, что самопоглощение отсутствует, хотя, как показал З. Цеплеха [298], даже в случае метеора Харви оно должно было проявиться. Нагасава составил ряд уравнений типа (24.10) и решал их по методу наименьших квадратов относительно Θ . Харви брал несколько пар мультиплетов с различными нижними уровнями и на основании (24.5) и (24.4) составлял отношения вида

$$\frac{I_{ik}}{I_{jl}} = \frac{h\nu_{ik}g_kA_{ik}}{h\nu_{jl}g_lA_{jl}} e^{-(E_{ik}-E_{jl})/kT}, \quad (24.32)$$

*) Аналогичное явление наблюдается в спектрах некоторых звезд [62]. Причиной его является изменение условий формирования линий поглощения с глубиной в атмосфере звезд.

из которых и определял T_v . Результаты, полученные обоими авторами, следующие:

Харви:	Fe I	5727 ± 670 K	(6 пар мультиплетов)
	Mg I	3250	(1 пара мультиплетов)
Нагасава:	Fe I	3184 ± 356	(спектр № 56, 14 мультиплетов)
		3195 ± 681	(спектр № 59, 24 мультиплета)

Результат Харви для FeI близок к значениям T_v , полученным Цеплехой после введения поправки, тогда как результаты Нагасава, наоборот, дают T_v того же порядка, как и у Цеплехи до введения поправки. Изучение графиков типа рис. 59, построенных Нагасавой, ясно показывает наличие самопоглощения, им не учтенного. Поэтому можно считать, что значения T_v , полученные Нагасавой, дают нижний предел T_v . Более детальная обработка привела бы, вероятно, к тем же результатам, что и полученные Цеплехой, с учетом наших замечаний об отсутствии бoльцмановского распределения с единой T_v .

§ 25. Определение химического состава метеороидов по их спектрам. Сравнение с метеоритами

Одной из задач количественного анализа метеорных спектров (пожалуй, важнейшей) является определение химического состава метеороидов с целью сравнения их с составом метеоритов и комет. В самом деле, если бы мы имели надежный способ определять по спектру метеора его состав (т. е. количественное содержание хотя бы основных химических элементов), наши знания о составе, природе и происхождении малых тел Солнечной системы значительно обогатились бы.

К сожалению, получение количественных оценок содержания тех или иных элементов в метеороиде по интенсивности их линий в спектре — не такая легкая задача. Для того чтобы перейти от интенсивности линий данного элемента к количеству излучающих атомов, либо нужно быть уверенным, что излучающий слой — оптически тонкий и самопоглощением можно пренебречь, либо необходимо строить полную кривую роста для каждого элемента в отдельности, что, как правило, удастся сде-

лать только для железа. Отсутствие в метеорной коме термодинамического равновесия приводит к дополнительным трудностям, которые были описаны в § 24.

Тем не менее, было сделано несколько попыток получить оценки содержания химических элементов в метеороидах на основании анализа метеорных спектров.

В 1964 г. З. Цеплеха [289] оценил по спектру S 6 концентрации девяти элементов и одного иона в излучающем объеме, предположив, что: а) температура возбуждения, б) характерная скорость атомов и размеры излучающего объема и в) постоянная затухания у всех элементов те же, что и в случае железа.

Нанеся на кривую роста FeI точки, соответствующие ряду линий NiI, NaI и MgI, Цеплеха получил удовлетворительное согласие и пришел к выводу, что предположения б) и в) для этих элементов подтверждаются. Для NaI удалось получить независимо значение постоянной затухания ($\lg \gamma = 11,2$), которое было принято и для MgI. Проверить предположение а) не было возможности. Как мы знаем из § 24, это предположение, вообще говоря, не выполняется, но для металлов расхождения обычно не превышают $\pm 30\%$.

В работе [290], приняв предположения а) и б) и используя только линии, не затронутые затуханием, Цеплеха получил оценки концентраций ряда элементов по отношению к железу для метеора № 32281 (спектр S 526).

В спектре S 912 были обнаружены только линии железа, никеля и кобальта [291], поэтому можно было не сомневаться, что он принадлежит обычному железному метеориту. Аналогичные случаи отмечались Я. Холлидемом [332].

Замечательный спектр S 1132 с тысячей линий не был использован для анализа химического состава в связи с обнаружившимися противоречиями, о которых говорилось в § 24. В своей работе [298], посвященной этому вопросу, З. Цеплеха делает следующий пессимистический вывод:

«Принципиально невозможно определить какие-либо реальные значения концентраций элементов, кроме железа, у изученных болидов. Число линий, пригодных для независимой процедуры, как в случае FeI, слишком мало. Кривая роста, построенная для FeI, не может быть ис-

пользована для других элементов. Радиация, которую мы получаем от болидов, возникает в основном на внешней поверхности излучающего объема, что не позволяет определять полные числа атомов во всем объеме для их сравнения с достаточной точностью».

Хотя в принципе З. Цеплеха прав во всех своих утверждениях, приведенных выше, мы не разделяем его окончательного вывода. Используя линии, находящиеся в левой (линейной) части кривой роста, с небольшим самопоглощением и не искаженные затуханием, можно делать оценки концентраций элементов, как это было сделано в первых работах Цеплехи. Анализ этих оценок будет сделан ниже. Наконец, для оценок концентраций можно использовать спектры обычных метеоров, где излучение можно полагать исходящим от оптически тонкого слоя.

Г. Харви [339] использовал для получения относительных концентраций такой метод. На основании (24.4) и (24.5) интенсивность линии i элемента a равна (при отсутствии самопоглощения)

$$I_{ia} = h\nu_i g_{ia} A_{ia} \frac{N_a}{U_a} e^{-\chi_i/kT}. \quad (25.1)$$

Для двух элементов a и b по интенсивностям линий i и j можно на основании (25.1) составить отношение чисел излучающих атомов N_a и N_b :

$$\frac{N_a}{N_b} \approx \frac{I_{ia}}{I_{jb}} \frac{U_a}{U_b} \frac{g_{jb}}{g_{ia}} \frac{A_{jb}}{A_{ia}} e^{-(\chi_j - \chi_i)/kT}, \quad (25.2)$$

причем в качестве температуры T подставляется эффективная температура возбуждения, полученная из (24.32). Используя (24.6), можно преобразовать (25.2) следующим образом:

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{I_{ia} U_a}{I_{jb} U_b} \frac{g_{jb} f_{jb} \lambda_{ia}^3}{g_{ia} f_{ia} \lambda_{jb}^3} e^{(\chi_i - \chi_j)/kT}. \quad (25.3)$$

Метод Харви был развит К. Нагасавой [412], предложившим использовать несколько линий каждого элемента и брать среднее геометрическое из величин

$$J_{ia} = \frac{I_{ia} U_a \lambda_a^3}{g_{ia} f_{ia}} e^{\chi_i/kT}, \quad [(25.4)]$$

т. е.

$$\bar{J}_a = \sqrt[n]{\prod_{i=1}^n J_{ia}}. \quad (25.5)$$

Отношение концентраций тогда будет равно

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{\bar{J}_a}{\bar{J}_b}. \quad (25.6)$$

Таким методом К. Нагасава обработал два спектра ярких метеоров — Леонид.

Совершенно иной метод применил П. Миллман [407] к обработке 10 спектров ярких метеоров, полученных во время дождя Драконид 9 октября 1946 г. Используя экспериментальные коэффициенты эффективности излучения, полученные Д. Беккером и Дж. Фрихтенихтом [272], а также Г. Сэведжем и Ч. Бойтноттом [275—277, 459] для ярких мультиплетов натрия, кальция и магния в отдельности и для суммарного излучения железа в интервале 3700—5500 Å (см. § 21), П. Миллман непосредственно перешел от интенсивности излучения этих элементов к количеству излучающего вещества. Приняв далее, по Б. Мэйсону [373], что на долю этих четырех элементов приходится 44% массы каменных метеоритов (оливин-бронзитовых хондритов группы Н), П. Миллман подсчитал в процентах содержание каждого из них и сравнил с данными Мэйсона. Для железа, магния и кальция согласие получилось превосходным, содержание натрия в метеорах Драконид оказалось вдвое большим, чем в хондритах группы Н.

Сопоставим теперь все полученные оценки. В табл. 21 даны логарифмы отношений массовых концентраций всех элементов к железу по данным упомянутых выше авторов. В нижней части таблицы приведены те же величины для каменных метеоритов (хондритов) различных типов: Н (оливин-бронзитовые), L (оливин-гиперстеновые), LL (амфотеритовые), С (углистые, с тремя подгруппами).

Данные табл. 21 показывают, что спектры метеоров дают в общем правильное представление о химическом составе метеороидов и вполне допускают сравнение с метеоритами. При анализе табл. 21 не надо забывать, что

Т а б л и ц а 24. Отношение массовых концентраций химических элементов к концентрации Fe по данным метеорных спектров и анализа метеоритов

Автор, источник	Элемент							
	Ca	Mg	Mn	Cr	Ni	Co	Na	Al
Метеоры:								
Цеплеха [289]	-4,19	-0,30	-2,76	-3,90	-0,98	-1,29	-3,13	-3,44
Цеплеха [290]	-2,68 *)	0,69	-2,87	-3,29	(-0,30)	(-1,19)	-2,53	-3,65
Харви [339]	-4,28	0,13	—	—	—	—	-4,92	—
Харви [340]	-1,18	-0,30	—	—	-1,00	—	-1,48	-1,18
Нагасава [412]	-3,03 *)	1,04	—	—	—	—	-2,37	—
Нагасава [412]	-3,11 *)	0,55	-3,67	—	—	—	—	—
Милман [407]	-1,37	-0,32	—	—	—	—	-1,37	—
Метеориты:								
Б. Мэйсон [373]:								
тип Н	-1,36	-0,29	-2,09	-1,91	-1,22	-2,52	-1,68	-1,44
» L	-1,23	-0,16	-1,96	-1,76	-1,26	-2,60	-1,53	-1,30
» LL	-1,20	-0,12	-1,90	-1,73	-1,35	-2,60	-1,48	-1,25
» CI	-1,24	-0,28	-1,99	-1,88	-1,26	-2,57	-1,56	-1,34
» CII	-1,21	-0,27	-2,13	-1,85	-1,24	-2,58	-1,76	-1,31
» CIII	-1,17	-0,24	-2,23	-1,86	-1,25	-2,59	-1,86	-1,26
А. А. Явнель [252], хондриты	-1,26	-0,26	-2,05	-1,92	-1,26	-2,56	-1,55	-1,30

*) Учтен только Ca I. Логарифм отношения Ca II/Ca I согласно [289] может достигать 2,3.

данные о составе метеоритов представляют собой средние значения для той или иной группы, выведенные по многим метеоритам. Разброс индивидуальных значений гораздо больше. Рассмотрим данные по каждому элементу в отдельности.

Магний. Концентрации, полученные Цеплехой [289], Харви [339] и Миллманом [407], близки к соответствующим величинам для метеоритов. Другие оценки дают сильно завышенные концентрации магния по отношению к железу: на порядок и более. Конечно, бывают метеориты, обогащенные магнием (например, уреилиты), но они встречаются очень редко. Скорее всего, здесь налицо неучтенные спектроскопические эффекты.

Кальций. Большинство оценок (Миллман [407], Цеплеха [289], Харви [339, 340]) дают значения, близкие к метеоритным. В результаты Нагасавы [412] и, по-видимому, Цеплехи [290], следует ввести поправку, связанную с тем, что большая часть кальция в метеорной коме находится в ионизованном состоянии (см. подстрочное примечание на с. 259).

Натрий. Только результаты Миллмана и Харви дают значения, близкие к метеоритным. В спектрах, полученных Цеплехой и Нагасавой, наблюдается сильный недостаток натрия. Отсутствие свечения натрия в спектре S 912 (где, как было сказано выше, наблюдаются только линии Fe, Ni, Co) рассматривал Р. Мак-Кроски [383], обративший внимание на необычную форму кривой блеска этого болида, с резким подъемом на восходящей ветви. Такая кривая блеска, по мнению Мак-Кроски, несовместима с представлением о железо-никелевом метеороиде при любой модели абляции. Отсюда Мак-Кроски сделал вывод, что могут существовать метеороиды, вовсе лишенные натрия, но иной природы, чем железо-никелевые метеориты. Гипотеза Мак-Кроски вряд ли может считаться реалистичной, тем более, что в спектре S 912 отсутствуют не только линии натрия, но и всех других элементов, кроме группы железа. Что касается расхождений в оценке фотометрической и испарившейся массы у этого метеороида, выявленных Мак-Кроски, то этот вопрос мы рассмотрим в главе VI.

Интересное исследование содержания натрия по спектрам трех ярких метеоров, полученных в Душанбе, про-

вел К. Х. Саидов [188]. Применяя тот же прием, что и Харви, но привлекая в качестве дополнительного условия принцип детального равновесия (число актов возбуждения резонансного уровня 2P равно числу актов излучения за то же время), Саидов получил значения T_v , а затем по данным А. Д. Дербеновой [74, 75] независимо получил коэффициент эффективности излучения натрия, хорошо согласующийся с экспериментами Беккера и Слэттери [273]. Путем интегрирования монохроматической кривой излучения Na он получил начальную массу натрия в метеорном теле. Концентрация натрия для трех изученных им метеоров оказалась 4,7—6,5%, т. е. в 6—8 раз больше, чем в хондритах. Источником ошибки в работе Саидова может быть только определение общей начальной массы всего метеороида, поскольку оно проводилось в рамках модели А (см. § 20). Если, в соответствии со сказанным в § 22 и 24, коэффициент эффективности излучения для ярких болидов меньше, чем выводимый из экспериментов с микрочастицами и граммовыми пулями, то общая масса метеороида окажется больше, а концентрация Na ниже, чем получил Саидов.

Никель и кобальт. Оценки содержания никеля Харви [340] и Цеплехи [289] недалеко от метеоритных данных. Оценка по спектру S 526 неуверенна (число взято в скобки). Что касается кобальта, то обе оценки Цеплехи дают завышение на порядок.

Хром, марганец и алюминий. Все оценки содержания хрома и марганца, а также оценки содержания алюминия, полученные Цеплехой, занижены на 1—2 порядка. Лишь оценка Харви для Al близка к соответствующему значению для метеоритов.

Рассмотренные аномалии могут отражать как недостатки спектроскопического метода (этот вопрос заслуживает самого серьезного анализа), так и реальные аномалии состава метеороидов кометного происхождения, которые, как показывает работа американской и европейской сетей службы ярких болидов, составляют большинство среди крупных метеороидов, но не достигают поверхности Земли, полностью разрушаясь в атмосфере.

Из рассмотренных выше результатов данные Миллмана [407] и Харви [340] заслуживают наибольшего дове-

рия, поскольку они основаны на обработке многих спектров метеоров. Именно они и дают наилучшее согласие с составом метеоритов. А. А. Явнель [253] использовал результаты Миллмана для сопоставления состава Драконид и хондритов различных типов методом двумерных диаграмм (рис. 60). Если отложить по осям отношения содержания разных элементов (например, Fe/Mg и

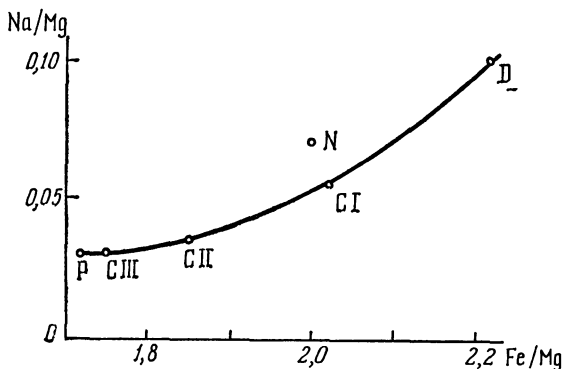


Рис. 60. Диаграмма отношений Na/Mg и Fe/Mg . Точки CIII, CII, CI, D — по Явнелю, точки P и N нанесены автором по данным Харви и Миллмана.

Na/Mg), то все группы хондритов расположатся в определенной последовательности. Дракониды (D на рис. 60) занимают место в крайнем правом углу, продолжая последовательность CIII—CII—CI. Мы добавили на диаграмму Явнеля еще две точки: для Персеид по данным Миллмана [407] (точка P) и для различных метеоров по данным Харви [340] (точка N). Хорошо видно, что если Дракониды соответствуют предполагаемому до-I типу углистых хондритов, о котором писал в 1967 г. Ф. Уиппл [493], то Персеиды близки к типу CIII, а метеоры, изученные Харви, — к типу CI. Последние близки к CI и по соотношению Ca/Mg (0,13 и 0,11 соответственно), тогда как у Драконид оно несколько меньше (0,09).

На этих примерах можно убедиться, что спектральный анализ метеоров может дать порой весьма интересные результаты. Однако теория вопроса требует существенного развития.

§ 26. Некоторые необычные эмиссии

Помимо общих особенностей спектров метеоров большой интерес представляют отдельные эмиссии, отличающиеся более или менее аномальным поведением. Ниже рассмотрены некоторые из них.

а) Зеленая запрещенная линия кислорода [OI] 5577 Å. Запрещенная зеленая линия кислорода на 5577 Å была обнаружена в спектрах метеоров Я. Холлидеем в 1958 г. [330]. Начинаясь на высотах 115—120 км, она высвечивала и в перерывах, создаваемых обтюратором (рис. 61), имея продолжительность

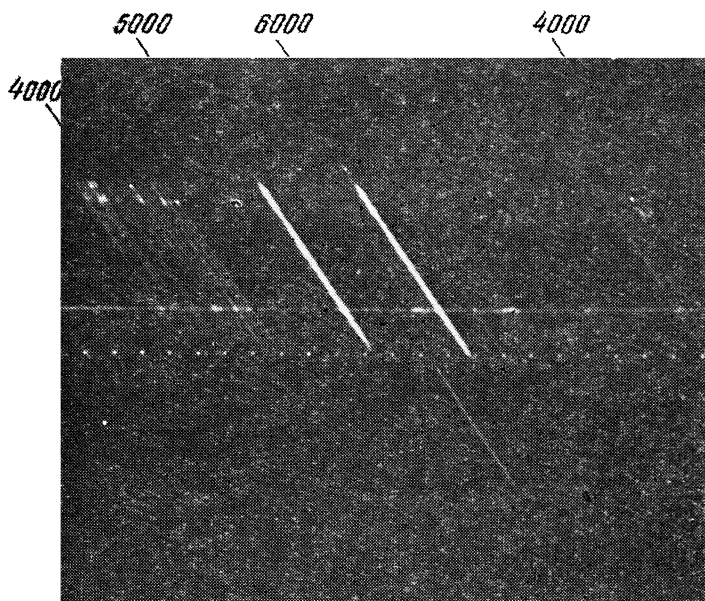


Рис. 61. Спектр метеора с зеленой линией кислорода (в нижней части фотографии), полученный Холлидеем.

свечения ~ 1 с. Это означало, что свечение происходит в ионном следе метеора. Удалось заметить искривление этой линии в результате действия ветров, придававших ей змеевидную форму. В 1960 г. Я. Холлидей [331] за-

метил, что в годы максимума солнечной активности зеленая линия наблюдается чаще и закапчивается ниже, чем обычно (на высоте ~ 75 км).

В 1965 г. Я. Райхль [186, 443] обратил внимание на связь между появлением зеленой линии и образованием головного эха метеоров. Мы рассмотрим этот вопрос в § 30.

Напомним, что зеленая линия кислорода впервые наблюдалась в спектрах полярных сияний еще в 60-е годы XIX в., почти за сто лет до ее обнаружения в спектрах метеоров. Позже излучение в этой линии было найдено в спектрах сумеречного и ночного неба [249]. Однако природа ее была установлена только в 1925 г.

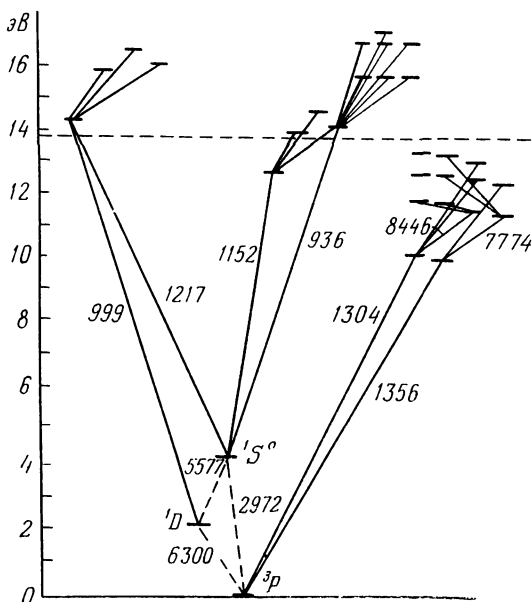


Рис. 62. Схема уровней атома кислорода.

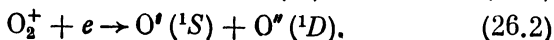
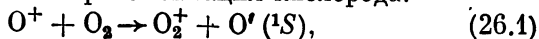
Линия [OI] 5577 Å соответствует (рис. 62) переходу $1S^{\circ} \rightarrow 1D_2$, причем времена жизни этих состояний равны 0,75 и 110 с соответственно. Переход $1D_2 \rightarrow 3P_{1,2}$ дает красный дублет 6300—6364 Å, также хорошо наблюдаемый в спектрах полярных сияний, сумеречного и ночного

го неба, но никогда не наблюдавшийся в спектрах метеоров.

Вопрос о процессе возбуждения метастабильного уровня $^1S^0$ атома OI как в случае полярных сияний, так и в случае метеоров, далеко не прост. Для возбуждения этого уровня из основного состояния необходима энергия в 4,15 эВ. Такую энергию имеют кванты излучения с длиной волны 2972 Å. Однако прямые переходы с основного уровня на метастабильный запрещены правилами отбора, а единственный разрешенный переход на уровень $^1S^0$ возможен только с синглетного состояния $3s^2\ ^1P_1^0$ возбужденной конфигурации $2p^3(^2P^0)$, расположенного на 14,37 эВ над основным уровнем и на 0,76 эВ над порогом ионизации [264]. Для возбуждения состояния $^1P_1^0$ требуется уже ультрафиолетовое излучение с длиной волны 863 Å, доля которого в солнечном спектре крайне мала. Это обстоятельство, наряду с фактами присутствия запрещенных линий [OI] в излучении ночного неба, заставило теоретиков отклонить механизм фотовозбуждения метастабильных уровней [OI] в полярных сияниях и рассматривать только ударные механизмы.

Что касается метеоров, то решительным возражением против механизма фотовозбуждения является то обстоятельство, что зеленая линия наблюдается и у относительно слабых метеоров, до $+2^m$, на высотах от 110—120 км [442], где ударная волна еще не образуется, а значит, не может быть опережающего излучения. Поскольку диапазон высот наблюдения зеленой линии соответствует наибольшей концентрации атомарного кислорода в атмосфере Земли (максимум на $h \sim 105$ км) [73], можно считать, что именно атмосферный атомарный кислород ответствен за формирование этой линии, а пролет метеора лишь возбуждает свечение. Максимальная концентрация [OI] в атмосфере Земли на высоте 105 км составляет от $5 \cdot 10^{11}$ до $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; на высоте 90 км она на порядок меньше [73, 264].

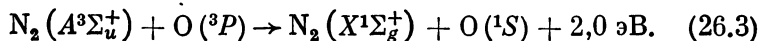
Реальный механизм возбуждения уровня $^1S^0$ в метеорных следах был предложен в 1960 г. Я. Холлидеем [331]. Это — диссоциативная рекомбинация кислорода:



Коэффициенты скоростей этих реакций равны соответственно $2,5 \cdot 10^{-11}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ см³/с [264]. Начальный приток ионов обусловлен метеорной ионизацией. Как полагает Я. Райхль [443], отраженные метеорным телом атмосферные молекулы ионизуют налетающие (в том числе атомы кислорода), после чего происходят реакции (26.1) и (26.2). Скорость реакции (26.2) зависит от электронной концентрации в метеорном следе. Если она равна или превышает 10^9 см⁻³ в первые 0,25 с после пролета метеора, то реакция (26.2) протекает быстрее реакции (26.1) и тогда именно реакция (26.1) контролирует скорость образования O(¹S) [321].

Вероятность образования иона O⁺ из метеорного атома кислорода была оценена У. Баггали [264] в предположении, что ионизация происходит в ходе термализующих столкновений с атмосферными молекулами. При скорости метеора $v = 60$ км/с (а зеленая линия наблюдается в основном у быстрых метеоров) эта вероятность равна $\beta = 0,3$ [426]. Полагая содержание кислорода в метеорном теле 50%, линейную плотность метеорных атомов в следе $3 \cdot 10^{16}$ см⁻¹ (для метеора — 2^м,5), У. Баггали получил начальную линейную плотность ионов O⁺ $4 \cdot 10^{15}$ см⁻¹. Поскольку лишь один из 12 ионов O⁺ образует атом O(¹S), линейная плотность последних получается $3,3 \cdot 10^{14}$ см⁻¹. Эта величина близка к требуемой (для обнаружения фотографическим способом излучения в зеленой линии) линейной плотности $5 \cdot 10^{14}$ см⁻¹. Примерно такая же величина получится, если рассматривать ионизацию атмосферных атомов кислорода отлетающими молекулами, в соответствии с механизмом Я. Райхля [443].

Кроме реакций (26.1) и (26.2), различными авторами было предложено еще до десятка реакций, теоретически приводящих к возбуждению уровня ¹S⁰. Наиболее полный количественный анализ всех возможных реакций был выполнен У. Баггали [264], который показал, что, кроме реакций (26.1) и (26.2), ощутимый вклад в образование атомов [OI] (¹S⁰) может дать только передача энергии от возбужденных молекул азота:



Верхнее (метастабильное) триплетное состояние моле-

кулы азота $A^3\Sigma_u^+$ — это нижний уровень первой положительной системы полос азота, верхним уровнем которой является $B^3\Pi_g$, в свою очередь, питаемый с уровня $C^3\Pi_u$ с излучением второй положительной системы азота (рис. 63). Обе системы наблюдаются в метеорных спектрах. Состояние $A^3\Sigma_u^+$ — верхнее для системы полос Вегарда — Каплана, которая, наоборот, в спектрах метеоров никогда не наблюдается. Ее отсутствие в этих спектрах указывает на сильное затухание, причем ниже 90 км тушащими частицами являются молекулы O_2 , а выше — атомы O с образованием $O(^1S)$. Это совместимо с высотным распределением эмиссии 5577 Å. Расчеты У. Баггали [264] показывают, что необходимая для производства требуемого числа атомов $O(^1S)$ линейная плотность молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ должна быть $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$, что при начальном радиусе ионного следа 1 м приводит к объемной концентрации $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Это значит, что на высоте 100 км от 0,15 до 0,3% молекул N_2 должно быть в первом триплетном состоянии. Однако необходимых данных о константах прямого ударного возбуждения верхних уровней метастабильного триплетного состояния в настоящее время не имеется. Поэтому окончательного вывода о роли азотно-кислородного механизма в возбуждении состояния $O(^1S)$ сделать пока нельзя.

В работе У. Баггали [264] не рассматривалось затухание. Дезактивация возбужденных уровней ударами молекул кислорода может иметь место ниже 90 км, дезактивация атомами кислорода — выше этого уровня, а тушение ударами электронов может быть эффективным в случае очень ярких метеоров.

Роль этих агентов в дезактивации уровня $O(^1S)$ была проанализирована У. Голтом [322] и самим У. Баггали

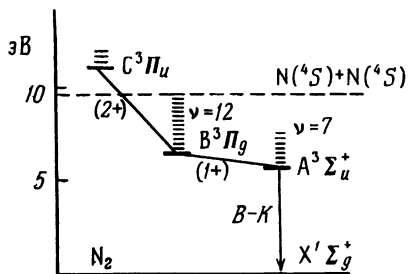


Рис. 63. Схема уровней молекулы азота.

[265]. В метеорных следах затухание состояния $O(^1S)$ происходит быстрее, чем в полярных сияниях, где на высоте 85 км скорость его равна примерно $0,7 \text{ с}^{-1}$. Такая же скорость в метеорных следах имеет место на высоте 106 км, где молекулы O_2 и N_2 не могут играть роли как дезактиваторы. Атомы кислорода $O(^3P)$ могли бы обеспечить наблюдаемую скорость затухания, если их концентрация составляла бы $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что почти вдвое превышает максимально допустимое значение. Коэффициент затухания $O(^1S)$ за счет столкновений с атомами азота (образующимися при диссоциации молекул N_2 в метеорной коме) неизвестен и их роль пока не может быть оценена.

Что касается электронов, то для электронных температур 1000—2000 К коэффициент затухания $O(^1S)$ составит $(2 \div 3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, и для объяснения наблюдаемой скорости затухания линии 5577 \AA этим механизмом на высоте 105 км нужно допустить электронную концентрацию в следе $n_e = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, что вполне реально для ярких метеоров.

Таким образом, теория свечения зеленой линии в спектрах метеоров разработана на вполне удовлетворительном уровне, хотя некоторые детали возбуждения и дезактивации уровня $O(^1S)$ требуют уточнения.

б) Атмосферная эмиссия на $\lambda \text{ } 3836 \text{ \AA}$. В 1969 г. Я. Холлидей [336] обнаружил эмиссию на $3836,5 \text{ \AA}$ в спектре хвоста метеора из потока Лирид, обладавшую повышенной длительностью свечения — до 0,06 с. Она ясно прослеживалась в перерывах обтюратора в интервале высот 87—75 км. отождествление ее с одним из мультиплетов FeI или MgI , имеющих близкие длины волн, нереально, так как другие мультиплеты этих атомов не дают такого послесвечения. В дальнейшем Г. Харви [339] наблюдал в двух спектрах в интервале 3500—4500 \AA целую систему полос, в частности, на волнах 3550, 3640—3750, 3830—3850, 3950—3980, 4050—4070, 4250—4380 и 4420 \AA . Яркие и длительные эмиссии наблюдались между 3640 и 3980 \AA , включая полосу около 3840 \AA .

Анализируя эти наблюдения, Я. Райхль [448] предположил, что наблюдавшиеся эмиссии имеют атмосферное происхождение. Поиски возможных источников показали, что таковыми могут быть

полосы Герцберга I молекулы $O_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-)$,

полосы Вегарда — Каплана молекулы $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+)$.

Рассмотрение условий образования этих систем полос показало, что полосы Вегарда — Каплана, сильно ослабляемые дезактивацией (см. выше), не могут наблюдаться в метеорных спектрах. Полосы Герцберга I также подвержены влиянию дезактивации уровня $A^3\Sigma_u^+$ молекулами, в основном из-за турбулентных движений, возникающих за пролетающими с гиперзвуковой скоростью телами. Однако Я. Райхль [445] показал, что условия для турбулентных движений в метеорном следе наступают много позже, через несколько секунд после пролета метеора.

Свечение полос Герцберга I в верхней атмосфере имеет тот же диапазон высот, что и линия 5577 \AA , с максимумом на 95 км . Поэтому Я. Райхль заключает, что и полосы, наблюдавшиеся Харви, и линия, обнаруженная Холлидеем, принадлежат к этой системе полос. Однако спектры Харви с низкой дисперсией показали много полос, тогда как спектрограмма Холлидея с высокой дисперсией — лишь одну линию.

Природа эмиссии 3836 \AA пока не может считаться установленной. Необходимы новые наблюдения и их теоретический анализ.

в) Первая отрицательная система полос молекулярного иона азота N_2^+ . Свечение N_2^+ , как и других молекулярных ионов, в спектрах ярких (фотографических) метеоров, как правило, не наблюдается. Первое указание на возможное присутствие полос $N_2^+(1-)$ было получено П. Миллманом, А. Куком и К. Хеменуэем [406] при регистрации спектров Персеид телевизионным методом, с помощью ортикана, летом 1969 г. Этот метод позволял регистрировать спектры метеоров от -1^m до $+3^m$. Однако разрешение было низкое ($\sim 40 \text{ \AA}$ в первом порядке), и наличие полос первой отрицательной системы азота можно было только предполагать.

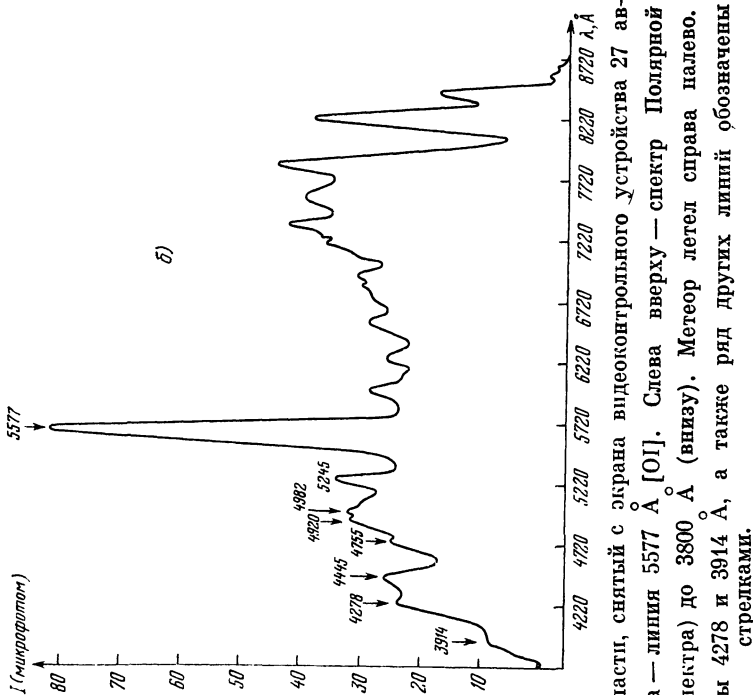


Рис. 64. а) Спектр метеора $+2^m$ в полярной области, снятый с экрана видеоконтрольного устройства 27 августа 1979 г. Яркая линия в середине спектра — линия 5577 Å [OI]. Слева вверху — спектр Полярной звезды. Охвачены линии от 8440 Å (вверху спектра) до 3800 Å (внизу). Метеор летел справа налево. б) Спектрофотограмма того же спектра. Полосы 4278 и 3914 Å, а также ряд других линий обозначены стрелками.

В 1975 г. С. Мухамедназаров (Астрофизическая лаборатория Физико-технического института АН Туркменской ССР) использовал высокочувствительную телевизионную установку в сочетании с дифракционной решеткой 300 штрихов/мм, дававшую дисперсию в первом порядке 260 Å/мм. Были получены многочисленные спектры слабых метеоров ($+1 \div 4^m$), причем в спектрах быстрых метеоров (Персеид) наблюдалась линия 5577 Å [OI]. В спектрах других метеоров была обнаружена полоса около 4270 Å, причем она усиливалась через секунду после пролета метеора (кадры снимались каждые 1,3 с). Одновременно с ней было отмечено появление в разных участках спектра полос нейтрального N_2 (1^+ и 2^+). Отсюда С. Мухамедназаров и В. А. Смирнов [164] сделали вывод, что это — полоса (0,1) 4278 Å первой отрицательной системы N_2^+ . В дальнейшем С. Мухамедназаров и Р. И. Шафиев обнаружили также основную полосу этой системы (0,0) 3914 Å. Трудность ее обнаружения состояла в том, что эта область спектра приходится на резкий спад чувствительности аппаратуры. Однако записи микрофотометра дают четкий максимум на длине волны 3914 Å. Сравнение интенсивностей 3914/4278, выполненное автором книги по ашхабадским записям с учетом кривой спектральной чувствительности аппаратуры, дало отношение 3914/4278, равное 3,5, тогда как теория с использованием факторов Франка — Кондона дает отношение 3,8 независимо от источника возбуждения.

На рис. 64 показан спектр метеора, полученный 27 августа 1979 г. С. Мухамедназаровым, и его спектрофотограмма. И на спектре, и на записи особенно выделяется линия [OI] 5577 Å, свечение которой начинается выше всех других линий. На записи видны также полосы 3914 и 4278 Å, но они гораздо слабее, чем линия 5577 Å.

Обратимся теперь к теории вопроса. Полосы первой отрицательной системы N_2^+ возникают при переходе $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ (рис. 65). В спектре полярных сияний самая сильная полоса этой системы (0, 0) 3914 Å имеет такую же интенсивность, как и зеленая линия кислоро-

да [249]. Еще Д. Бейтс показал, что возбужденный ион N_2^+ должен возникать при одновременной ионизации и возбуждении молекулы N_2 , потому что если бы

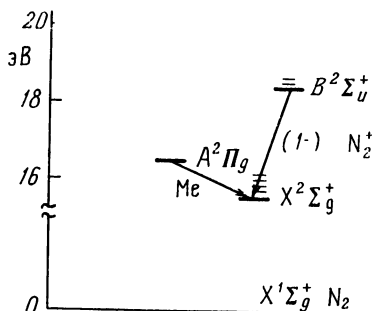


Рис. 65. Схема уровней молекулярного иона азота.
Me — полосы Мейнела.

возбуждение происходило из основного состояния N_2^+ , то интенсивность полос N_2^+ (1—) по отношению к зеленой линии была бы того же порядка, что и отношение $[N_2^+]/[O]$, так как потенциалы возбуждения и эффективные сечения обеих реакций сравнимы. Но $[N_2^+]/[O] \ll 1$. В качестве источника ионизации с возбуждением Д. Бейтс рассматривал электронный удар. Опираясь на экспериментальные измерения функции ионизации и возбуждения N_2 электронным ударом, Бейтс пришел к выводу, что интенсивности линий N_2^+ (1—) хорошо объясняются этим механизмом.

Однако для того чтобы обеспечить этот процесс в метеорной коме, нужны «горячие» электроны с энергией $E \geq 20$ эВ, которые не может дать ни хвост максвелловского распределения тепловых электронов, ни ионизация, при которой рождаются медленные электроны.

В 1962 г. были выдвинуты две схемы цепочки реакций, ответственных за излучение первой отрицательной системы N_2^+ в ударных волнах, обнаруженное экспериментально в 1959 г. группой Дж. Кэmma [281]. Эти схемы заимствованы нами из монографии [217].

Схема I

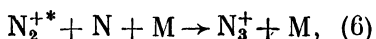
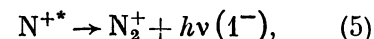
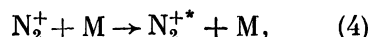
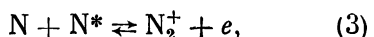
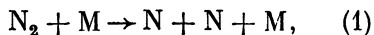
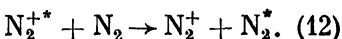
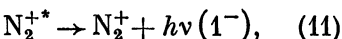
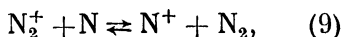
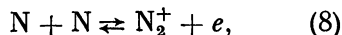
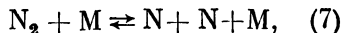


Схема II



Звездочка здесь и далее обозначает возбужденную молекулу или ион, N_2^{K} — колебательно-возбужденная молекула, M — третья частица, причем в реакциях (1), (4) и (7) этой частицей может быть и электрон. Реакция (6) введена для согласования с масс-спектрометрическими данными.

Последовательность появления полос $\text{N}_2^+(1-)$ в неравновесной зоне за фронтом ударной волны показывает, что электропно-возбужденные ионы $\text{N}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ возникают в основном колебательном состоянии. Если бы ионы N_2^{+*} образовывались непосредственно при рекомбинации атомов N^* и N^+ , то вследствие конечности времени колебательной релаксации переходы с излучением с высших колебательных уровней наблюдались бы раньше, чем с нижних. Фактически наблюдается обратная картина.

Дальнейшая разработка этого вопроса содержится в работах Г. Д. Смехова и С. А. Лосева [202, 203], определивших температурную зависимость констант реакций и, в частности, константы равновесия для реакции (8). В их работах отмечается большая эффективность возбуждения ионов N_2^+ колебательно-возбужденными молекулами (сечение 10^{-15} см²). Заселенность электронного состояния $B^2\Sigma_u^+(\text{N}_2^+)$ приходит в локальное равновесие с основным состоянием иона N_2^+ за $4 \cdot 10^{-8}$ с. Это время меньше характерных времен реакций (7) и (8), поэтому реакции (10) и (11) будут находиться в равновесии.

В метеорной коме происходит несколько реакций, в результате которых уничтожаются ионы N_2^+ . Это

следующие реакции (константы скорости взяты из [153]):

	$k, \text{см}^3/\text{с}$	
$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	(13)
$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{N}_2$	$< 10^{-11}$	(14)
$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	(15)
$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	$6,6 \cdot 10^{-11}$	(16)
$\text{N}_2^+ + \text{N} \rightarrow \text{N}^+ + \text{N}_2$	$< 10^{-11}$	(17)
$\text{N}_2^+ + \text{Na} \rightarrow \text{Na}^+ + \text{N}_2$	$\sim 10^{-9}$	(18)
$\text{N}_2^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{Mg}^+ + \text{N}_2$	$7,2 \cdot 10^{-10}$	(19)
$\text{N}_2^+ + \text{Ca} \rightarrow \text{Ca}^+ + \text{N}_2$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	(20)
$\text{N}_2^+ + \text{Fe} \rightarrow \text{Fe}^+ + \text{N}_2$	$4,3 \cdot 10^{-10}$	(21)

Сравним эффективность этих реакций. Константа скорости реакции (15) на порядок выше, чем у реакции (14). У реакций (15) и (16) сечения сравнимы и их эффективность зависит от отношения $[\text{O}]/[\text{O}_2]$. Поскольку ниже 120 км оно меньше единицы, казалось бы, что именно молекулы кислорода (при малой степени ионизации) играют главную роль в уничтожении ионов N_2^+ . Однако это не так, поскольку в парах самого метеороида содержатся не только атомы металлов, имеющие сравнительно высокие скорости реакций, но и атомы кислорода, составляющие (в случае каменных метеороидов) около 50% всех атомов паров.

Возьмем в качестве примера метеороид с массой в 1 г, имеющий на высоте 80 км скорость 60 км/с. Он будет иметь блеск — 3^m (приведенный к высоте 100 км). Если он испарится за 0,5 с, то средняя скорость испарения составит 2 г/с, а за время релаксации $t_R \sim 0,02$ с испарится 0,04 г. Примем эту величину за мгновенную массу паров. В ней будет $\sim 8 \cdot 10^{20}$ атомов. Излучающий объем такого метеора, согласно З. Цеппехе [298], будет $\sim 10^5 \text{ см}^3$, а плотность метеорных атомов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Принимая состав метеороида как у хондритов [373], получим скорость уничтожения ионов N_2^+ всеми реагентами (кроме электронов) $3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Основную роль в этом процес-

се играют магний, железо, кремний (скорость для него взята, как для железа) и атомарный кислород.

Рассчитаем теперь число атомов азота в метеорной коме, необходимых для образования ионов N_2^+ в ходе реакций (3) и (8). На высоте 80 км $[N_2] = 3,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, в метеорной коме положим $[N_2] = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Константа скорости реакций (1) и (7) согласно [153] имеет сильную температурную зависимость

$$k_1 = 6,1 \cdot 10^{-3} T^{-1,6} \exp\left(-\frac{113200}{T}\right). \quad (26.4)$$

Поскольку значение T нам заранее неизвестно, мы будем задавать несколько значений и вычислять $[N_2^+]$. Аналогично поступим с оценкой $[N_2^{+*}]$, отношение которого к $[N_2^+]$ выражается согласно [203] формулой

$$[N_2^{+*}] = [N_2^+] \cdot \frac{\exp\left(-\frac{E^*}{kT}\right)}{1 + \frac{k_4}{k_3} [N_2^0]}, \quad (26.5)$$

где $E^* = 3,2 \text{ эВ}$ — энергия возбуждения состояния ($B^2 \sum_u^+$), k_3 — константа скорости реакции (10), k_4 — реакций (5) и (11), $[N_2^0]$ — концентрация молекул азота в основном состоянии. По данным [202, 203] $k_4 = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, сумма $(k_3[N_2^0] + k_4) = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, откуда $k_3[N_2^0] = 4,8 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и вторым членом в знаменателе (26.5) можно пренебречь. Вычисляя по (26.4) и (26.5) значения $[N_2^+]$ и $[N_2^{+*}]$ для разных T , получим следующие результаты:

$T, \text{ К}$	5000	6000	7000	8000
$[N_2^+], \text{ см}^{-3}$	$1,1 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^8$	$3,8 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^{10}$
$[N_2^{+*}], \text{ см}^{-3}$	$6,3 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^8$
$[N_2^{+*}]/[N_2^+]$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$

Эти результаты можно сравнить с расчетом У. Баггали [264], который из других соображений (о роли азота в передаче возбуждения атомам кислорода) нашел

долю молекул N_2 , находящихся в первом триплетном состоянии ($A^3\Sigma_u^+$; см. рис. 63), равной $1,5 \cdot 10^{-3}$, что по порядку величины близко к полученной нами доле возбужденных ионов N_2^+ в состоянии $B^2\Sigma_u^+$ (потенциал возбуждения которого почти вдвое меньше, чем у $A^3\Sigma_u^+N_2$). Наконец, можно сравнить наши расчеты с оценкой числа излучающих ионов N_2^+ в спектрах метеоров, сделанной С. Мухамедназаровым и В. А. Смирновым [165]: для начального момента после пролета метеора они получили $6 \cdot 10^{10}$ излучающих ионов. Если принять начальный радиус ионного столба по [98, с. 64] равным

$$r_0 = \frac{1,3v}{C_1 n}, \quad (26.6)$$

где n — концентрация молекул атмосферы, $C_1 = 1,8 \cdot 10^{-9}$, то для $h = 80$ км, $n = 4,3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $v = 6 \cdot 10^6$ см/с, получим $r_0 = 10$ см (а не 1 м, как принято в [165]). Полагая длину излучающего цилиндра в 30 раз больше его радиуса, получим объем излучающего газа $\sim 10^4$ см 3 и концентрацию излучающих ионов N_2^+ $6,6 \cdot 10^6$ см $^{-3}$. Сравнение со значениями $[N_2^{+*}]$, приведенными выше, дает оценку $T \approx 6650$ К. Если принять оценку $[N_2^{+*}] \sim 10^4$ см $^{-3}$, приведенную в [165], то получим $T \approx 5100$ К.

Не следует удивляться относительно высоким значениям T , полученным для азота, поскольку З. Цеплеха получил для кислорода (правда, по спектру яркого болида) еще большие значения T (см. § 24).

До сих пор мы сознательно не учитывали реакцию (13) и вообще роль электронов в уничтожении ионов N_2^+ . Очевидно, что при большой константе скорости ($3 \cdot 10^{-7}$ см 3 /с) рост концентрации электронов может привести к резкому падению содержания N_2^+ в метеорной коме, а тем более за фронтом ударной волны крупного метеороида. Именно поэтому при полете ярких метеоров и болидов, где имеет место сильная ионизация, ионы N_2^+ не образуются, поскольку реакции (3) и (8) идут в левом направлении. При полете слабых метеоров ионизация относительно слаба (характерно, что в их спектрах отсутствуют линии H и K Ca II и реакция (13) не действует или действует слабо).

Сделаем некоторые оценки. Согласно Д. Мак-Кинли [393] соотношение между максимальной линейной электронной концентрацией в следе α_m (см. § 27) и «радиозвездной» величиной метеора (аналог его визуальной и фотографической звездной величины) m^* выражается формулой

$$m^* = 35,0 - 2,5 \lg \alpha_m. \quad (26.7)$$

Метеору 0^m соответствует $\alpha_m = 10^{14} \text{ см}^{-1}$. Принимая радиус следа по (26.6), мы получим, что даже на высоте 80 км электроны дают вклад в скорость уничтожения ионов N_2^+ у такого метеора $\sim 15\%$ вклада метеорных атомов и атмосферных молекул. Но если мы возьмем болид — 5^m , для которого $\alpha_m = 10^{16} \text{ см}^{-1}$, то скорость разрушения ионов N_2^+ электронами превзойдет суммарное действие всех других реагентов в 15 раз и полосы первой отрицательной системы наблюдаться не будут.

В заключение отметим, что попытка объяснить возбуждение ионов N_2^+ до состояния $B^3 \sum_u^+$ квантами излучения метеорной кóмы в работе [165] не выдерживает критики, потому что основное излучение кóмы слабых метеоров происходит в линиях, а подходящих ярких линий, которые находились бы в резонансе с полосами N_2^+ (1-), нет.

Наблюдаемое усиление полосы N_2^+ 4278 Å, а затем сравнительно медленное спадание ее яркости соответствует поведению этой полосы в лабораторных условиях [202] при прохождении ударной волны. Г. Д. Смахов и С. А. Лосев [202, 203] объясняют это явление конкуренцией роста числа ионов N_2^+ и убывания числа молекул N_2 и экспоненциального множителя в (26.5). Очевидно, этим же объясняется ход изменения яркости полосы 4278 Å в спектрах метеоров.

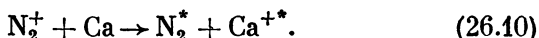
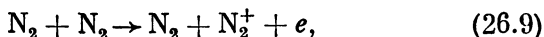
г) Кальциевая аномалия во вспышках метеоров. За последние 15 лет ряд авторов обратил внимание на аномальное усиление интенсивности линий H и K Ca II в метеорных вспышках [339, 345, 346, 441]. Как показал Я. Райхль [441, 447], эмиссия H и K появляется, как правило, в начале режима течения со скольжением, тогда модифицированное обратное число

Кнудсена $B > 10$, тогда как наступление вспышек соответствует условию $B > 20$, т. е. переходу течения со скольжением в режим непрерывного потока с образованием ударной волны. Напомним, что

$$B = \frac{2Rv}{l_{\infty}v_s}, \quad (26.8)$$

где R — радиус тела, v_s — средняя скорость молекул в газовой подушке перед телом, v — скорость метеора, l_{∞} — длина свободного пробега в невозмущенной атмосфере.

Модель эмиссии CaII в условиях течения со скольжением была изучена Г. Хофманом и М. Лонгмайром [345, 346], пришедшими к выводу о том, что ответственной за образование возбужденных ионов кальция является реакция резонансной перезарядки с молекулярными ионами азота:



Эта модель была поддержана также Г. Харви [339], полагавшим, на основании изучения нескольких сотен спектров слабых, но быстрых метеоров, что усиление интенсивности излучения в линиях H и K у ярких, быстрых метеоров на четыре порядка по сравнению с нейтральными атомами может быть объяснено этим механизмом.

Однако вскоре Я. Райхль [447] показал, что этот механизм может быть эффективен только в режиме течения со скольжением, но не во вспышках. Как показали лабораторные эксперименты Ч. Бойтнотта и Г. Сзведжа [276, 459], резонансные взаимодействия атомов Ca с ионами N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ приводят не только к возбуждению хорошо известного мультиплета CaII(1) 3934—3968 Å, но и мультиплета CaII(3) 3707—3737 Å. Сечение столкновения в процессе (26.10) для мультиплета CaII(3) лишь в три раза меньше, чем для мультиплета CaII(1). Но процесс типа



ведет к одинаковым интенсивностям CaII(1) и CaII(3).

В метеорных спектрах излучение в области 3707—3737 Å наблюдается, но его чаще приписывают более интенсивной эмиссии FeI(5).

Если ответственными за излучение Ca II являются процессы (26.10) и (26.11), во вспышках должно происходить столь же резкое усиление мультиплета CaII(3), как и линий H и K, что никогда не наблюдалось. На этом основании Я. Райхль отвергает механизм резонансной перезарядки как причину «кальциевой вспышки» и рассматривает возможности реакций с ионами высшей кратности или ионизации и возбуждения электронным ударом. Последний механизм рассматривается в условиях уже сформировавшейся ударной волны, за фронтом которой действительно электронный удар играет существенную роль. Однако Я. Райхль явно завысил возможную электронную концентрацию в ударной волне, положив ее для высоты 80 км равной 10^{16} см^{-3} .

Механизм Я. Райхля наталкивается на ряд трудностей. Так, максимум вспышек у быстрых метеоров приходится на высоту 92 км [33]. На этой высоте у реально наблюдаемых метеоров со вспышками не может еще сформироваться ударная волна, а концентрация молекул воздуха на порядок меньше, чем на высоте 80 км. Поэтому там не могут образоваться (за счет ионизации на фронте ударной волны) ни ионы высокой кратности, ни электроны, способные вызвать «кальциевую вспышку».

Но существует еще один механизм (вернее, группа механизмов), который до сих пор в метеорной физике никем вообще не рассматривался и не обсуждался, а между тем он может, по-видимому, объяснить «кальциевую вспышку». Речь идет о механоэмиссии электронов при дроблении твердых тел [155].

Как было показано экспериментально еще в 1952 г., при раскалывании кристаллов в вакууме или при низких давлениях ($p < 10^{-4}$ мм рт. ст.) и при нарушении адгезионного контакта возникает эмиссия электронов высоких энергий, $1 \div 100$ кэВ [76]. Эти электроны принято называть механоэлектронами, а само явление — *механоэмиссией*. Теория этого явления, возникающего в результате электризации трещин при раскалывании, была недавно построена М. И. Молоцким [160—162]. Как показывают эксперименты [117, 240], мелкие осколки

(«щепки») и меньшие части при раскалывании всегда заряжаются отрицательно. Далее происходит релаксация возникшего заряда. «Затравочные» ионы, ускоренные в поле трещины, бомбардируют отрицательно заряженную стенку трещины и вызывают ионно-электронную эмиссию. Выбитые электроны также ускоряются полем трещины и способствуют образованию вблизи поверхности на положительной стенке катионов, инъекция которых приводит к замыканию этого самоподдерживающегося процесса [162].

Плотность потока электронов имеет вид затухающих осцилляций, причем максимальное ее значение (в первой осцилляции) $\sim 10^{21}$ эл/см²·с, а в каждой следующей на порядок меньше. Энергия большинства электронов лежит в пределах 1—4 кэВ. Полный поток электронов с поверхности трещины может превышать 10^{12} см⁻². Как указывают Ю. А. Медведев и В. Д. Хохлов [155], каждый первичный электрон с энергией ~ 10 кэВ порождает 300 вторичных электронов, причем часть из них способ-

на возбудить низколежащие уровни атомов, в частности, иона кальция.

Рассмотрим ионизацию и возбуждение кальция электронным ударом. На рис. 66 представлена схема интересующих нас уровней CaII. Энергия возбуждения уровня $4p^2P^0$ (соответствующего испусканию мультиплета 3934—3968 Å), 3,12—3,15 эВ, а уровня $5s^2S^0$ (мультиплет 3707—3737 Å) 6,47 эВ. Как показывают расчеты, выполненные автором по

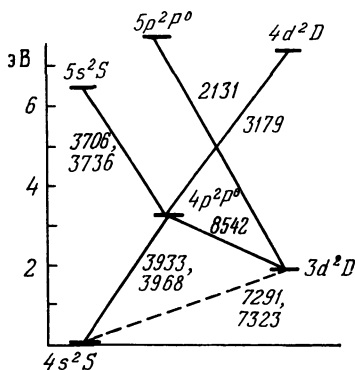


Рис. 66. Схема уровней иона кальция CaII.

методике Л. А. Вайнштейна и др. [58], сечения возбуждения уровней $4p^2P^0$ и $5s^2S^0$ электронным ударом относятся примерно как 20:1 (рис. 67). Кроме того, уровень $5s^2S^0$ может быть возбужден только в ходе двухступенчатого процесса возбуждения $4s \rightarrow 4p \rightarrow 5s$. Это значит, что

если бы при вспышках действовал источник электронов, независимый от ионизации атмосферных атомов и молекул, отсутствие излучения мультиплета $\text{Ca II}(3)$ можно было бы легко объяснить.

Таким источником и является механоэмиссия, которая генерируется при дроблении метеорных тел. При

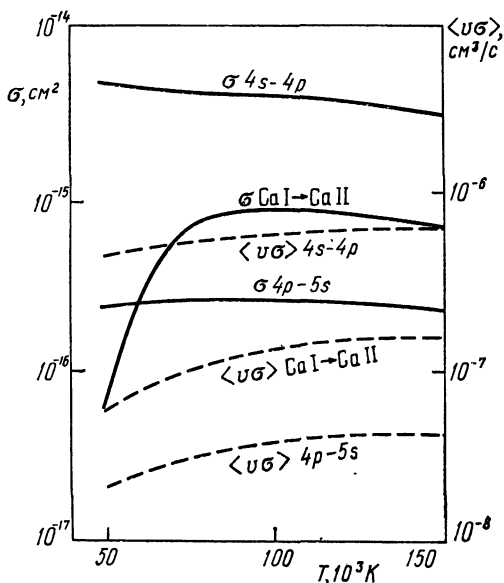


Рис. 67. Сечения и коэффициенты ионизации и возбуждения уровней Ca II .

раскалывании кристаллов (при $p < 10^{-4}$ мм рт. ст.) наблюдаются кратковременные ($\sim 10^{-7}$ с) вспышки [31]. Как указывает М. И. Молоцкий, они могут быть связаны с отделением весьма мелких частиц (~ 40 нм), которые тут же испаряются под электронной бомбардировкой, создавая облачка плазмы с $T \sim 10\,000$ К. Отделение частиц происходит в локальных участках, где заряд может превышать обычное среднее значение (10^3 единиц CGSE/ cm^2) на три порядка, а плотность потока электронов достигает 10^{23} эл/ $\text{cm}^2 \cdot \text{с}$. Такой поток нагревает эти участки до температуры плавления, что и приводит к выбросу частиц.

Недавние эксперименты Б. П. Перегуда с сотрудниками [1] позволили обнаружить яркую люминесценцию металлов и пластичных диэлектриков типа MgO . Энергия разрушения этих веществ очень высока и может превышать 10^6 эрг/см² (на три порядка больше, чем в случае ионных кристаллов), а квантовый выход довольно высок ($>10^{-2}$), поэтому возникающее при их расколе свечение довольно яркое и к тому же сравнительно длительное (время задержки до 10^{-3} с после разрушения). Основные закономерности этих явлений, экспериментально обнаруженных в Ленинградском физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе, были объяснены М. И. Молоцким [162] на основе дислокационной теории свечения металлов.

Таким образом, мы видим, что далеко не все возможные источники ионизации и возбуждения метеорных атомов до сих пор принимались во внимание, в частности, при анализе явлений во вспышках метеоров. Возможно, что учет механоэмиссии позволит снять трудности, стоявшие до сих пор на пути к объяснению «кальциевой вспышки».

МЕТЕОРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ

§ 27. Образование ионного следа

В ходе неупругих столкновений испарившихся атомов метеороида с молекулами и атомами воздуха происходит возбуждение и ионизация как метеорных, так и атмосферных атомов и молекул. В результате вдоль пути метеора образуется ионный след, точнее говоря, ионно-электронный след, поскольку в нем присутствуют как ионы, так и электроны, а след в целом квазинейтрален.

Основы теории метеорной ионизации были заложены в 1933 г. Э. Эпиком [421]; теория была им значительно усовершенствована в работах 1955—1958 гг. [426, 428]. После того как выяснилась возможность непосредственных наблюдений метеорных следов методами радиолокации, трудами ряда авторов, начиная с Н. Херлофсона [343], была развита теория образования и разрушения ионных следов метеоров, теория отражения ими декаметровых радиоволн и изучены (в теории и на практике) богатые возможности, которые дает радиолокационный метод исследований метеорных явлений (см. соответствующие ссылки в § 2).

В этой главе мы рассмотрим только те вопросы, которые связаны с физикой явлений, сопровождающих образование и разрушение ионного следа, и не будем затрагивать вопросы, относящиеся к теории, технике и практическим применениям радиолокационных наблюдений, отсылая интересующихся к работам [20, 96, 98, 119, 238, 239, 393].

Важнейшей характеристикой ионно-электронного следа, образуемого метеороидом на некотором участке его пути в атмосфере, является *линейная электронная плотность* α , т. е. число электронов на сантиметр длины следа. Эта величина представляет собой аналог мгновен-

ной интенсивности излучения метеора I и выражается уравнением ионизации (3.4), по форме подобным уравнению свечения (3.3),

$$\alpha = - \frac{\beta}{\mu\nu} \frac{dM}{dt}, \quad (27.1)$$

где μ — средняя масса молекул (атомов) метеороида, β — коэффициент ионизации, равный числу свободных электронов на один испарившийся метеорный атом. Коэффициент β подобен коэффициенту эффективности излучения τ . Как и τ , величина β является функцией скорости метеора ν и выражается обычно степенной зависимостью

$$\beta = \beta_0 \nu^k. \quad (27.2)$$

Вопрос о применимости этой зависимости, а также о наиболее обоснованных значениях β_0 и k , в течение многих лет служил предметом дискуссии (как и в случае коэффициента эффективности излучения). Некоторое подобие вида формул (27.1), (27.2) с соответствующими формулами теории излучения метеоров (20.1), (20.3) неслучайно, поскольку процессы ионизации и возбуждения (приводящего к свечению) физически подобны и вызываются одними и теми же причинами. Величины β и τ обе безразмерны, но размерности α и I различны.

Как показали в 1955 г. Г. Месси и Д. Сайда [394], коэффициент ионизации может быть выражен в виде (20.18)

$$\beta = 2 \int_{E_i}^{E_0} \frac{\sigma_i dE}{\sigma_d E}, \quad (27.3)$$

где σ_i , σ_d — сечения ионизации и диффузии (передачи импульса), E_0 — начальная кинетическая энергия атома, E_i — энергия ионизации.

Вопрос об эффективном сечении диффузии σ_d уже рассматривался в § 20. Наиболее обоснованная зависимость $\sigma_d(\nu)$ была получена Ю. И. Портнягиным и В. С. Тохтасьевым [183] и может быть аппроксимирована предложенной нами формулой (20.22) или следующей аппроксимационной формулой, предложенной

авторами работы [183]:

$$\sigma_d = 7,15\nu^{-1,5} \ln(1 + 0,074\nu^{0,83}) \cdot 10^{-14} \text{см}^2. \quad (27.4)$$

Обе формулы дают согласующиеся результаты с точностью до 2%, но формула (20.22) проще для вычислений.

Эффективное сечение ионизации σ_i неоднократно определялось экспериментально и теоретически. Сводки данных по этому вопросу по состоянию на 1966—1969 гг. имеются в монографии [98] и работах [140, 463, 477].

Первые экспериментальные измерения сечений ионизации при столкновениях метеорных атомов Na, K, Ca, Fe, Si, Mg с молекулами N_2 и O_2 выполнили в 1960—1963 гг. Ю. Ф. Быдин и А. М. Бухтеев [56, 57]. Измеренные ими сечения были использованы во многих работах. Однако анализ условий эксперимента и сравнение с другими исследованиями показали, что полученные ими сечения занижены, поскольку приемное устройство регистрировало ионы, рассеянные под углами не более $1^\circ 48'$. Как считают Г. Сэведж и Ч. Бойтнотт [460], сечения, измеренные Быдиным и Бухтеевым, нужно увеличить в 20 раз, чтобы привести основанные на них расчеты коэффициента ионизации Д. У. Сайда [463] в согласие с экспериментальными значениями Дж. Слэттери и Дж. Фрихтенхт [467]. Сами Сэведж и Бойтнотт получили сечения ионизации Ca и Mg в столкновениях с молекулами N_2 в диапазоне энергий 400—2000 эВ (что соответствует диапазону скоростей 38—85 км/с) на порядок больше, чем у Быдина и Бухтеева.

Д. У. Сайда в работе [463] выполнил весьма подробное исследование вопроса о сечениях и коэффициенте ионизации. Используя экспериментальные результаты Ю. Ф. Быдина, А. М. Бухтеева [56, 57] и Н. Аттербека [477] и применяя экстраполяцию в область скоростей, не охваченных экспериментом, вида

$$\sigma_i \propto (\nu - \nu_i)^2, \quad (27.5)$$

где ν_i — минимальная скорость, при которой возможна ионизация, Д. У. Сайда подсчитал значения β для ряда элементов, входящих в состав метеороида, а также для среднего состава хондритов — всё в диапазоне скоростей 20—70 км/с. Полученный им ход $\beta(\nu)$ Сайда сравнил с

результатами других авторов [98, 364, 426, 467, 478] (рис. 68). Мы видим, что при более или менее удовлетворительном согласии наклонов кривых абсолютные значения сечений различаются на два порядка.

Теоретическое исследование Д. Лазаруса и Дж. Хокинса [364] дало для столкновений атомов Na и O до-

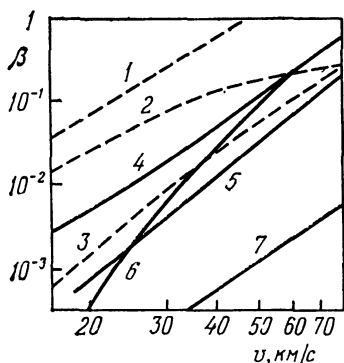


Рис. 68. Зависимость коэффициента ионизации от скорости: 1 — Слэттери. Фрихтенхт (Fe), 2 — Эпик (Fe), 3 — Сайда (Fe), 4 — Кашеев, Лебединец, Лагутин, 5 — Верниани и Хокинс, 6 — Сайда, 7 — Лазарус и Хокинс.

было экспериментальных данных, Лазарус и Хокинс, а также Сайда использовали эмпирическую формулу Д. Бейтса и Гриффинга [271]

$$\sigma_i \propto \frac{n_e \mu}{E_i^6}, \quad (27.6)$$

где n_e — число валентных электронов в атоме. В монографии [98] убедительно показана неприменимость этой формулы для расчетов σ_i таких атомов, как Ne, O, N, но даже для Si она дает ошибку на множитель 2. Поэтому пользоваться формулой (27.6) не рекомендуется.

А. Д. Дербенева [74] вычисляла сечения ионизации, используя теорию О. Б. Фирсова [241, 242], которая ос-

временно низкие значения β . Правда, они согласуются с экспериментами Быдина и Бухтеева, но результаты последних тоже были, как мы знаем, занижены. Как показано в [98], при расчете сечения диффузии σ_d Лазарус и Хокинс использовали первое приближение Борна, неприменимое при метеорных скоростях, поэтому σ_d у них в 20 раз завышены и во столько же раз занижено β . Полуэмпирические расчеты Кашеева и др. [98] и Сайда [463], основанные на экспериментах Быдина и Бухтеева, также следует рассматривать как заниженные.

Для оценки значений σ_i и β атомов, для которых не

было экспериментальных

данных, Лазарус и Хокинс,

а также Сайда использовали эмпирическую формулу

Д. Бейтса и Гриффинга [271]

новывается на статистической модели Томаса — Ферми. Ее расчеты привели к значению показателя n в формуле (27.2) от 3 до 4 (для разных пар атомов), но значения σ_i и β оказались заниженными: первые в 3—4 раза, а вторые на порядок (из-за завышения в 1,5—3 раза сечений диффузии σ_d). Точно так же сильно занижены (на порядок и более) значения β , полученные А. М. Фурманом [244], применявшим полуклассический метод. Отчасти это связано с тем, что Фурман использовал слишком большие пороговые значения энергии ионизации.

Наиболее надежные определения сечений и коэффициентов ионизации были выполнены в 1967—1973 гг. группой Беккера — Фрихтенихта — Слэттери и группой Бойтнотта — Сэведжа. Методика их экспериментов была описана в § 21.

Дж. Слэттери и Дж. Фрихтенихт [467] в 1967 г. измерили сечения и вычислили ход $\beta(v)$ для движения атомов железа в воздухе, получив закон

$$\beta = 1,50 \cdot 10^{-21} v^{3,12}. \quad (27.7)$$

Одновременно они же совместно с Дж. Хансеном получили $\beta(v)$ для железа в азоте, CO_2 , гелии и неоне [317], придя к выводу, что ход $\beta(v)$ в молекулярных газах примерно одинаков. Г. Сэведж и Ч. Бойтнотт получили в 1971 г. изменение $\sigma_i(v)$ для магния и кальция в молекулярном азоте [459], а в 1972 г. — для железа в N_2 и O_2 [277]. Взаимные столкновения молекул N_2 и O_2 (во всех сочетаниях), а также молекул инертных газов были изучены группой И. Аттербека [476, 477] в 1961—1966 гг.

В. С. Тохтасьев [227], анализируя результаты экспериментальных и теоретических определений β , счел возможным принять за наиболее вероятное среднее арифметическое из значений β , привязанных к экспериментальным данным Быдина и Бухтеева (нижняя граница) и Сэведжа и Бойтнотта (верхняя граница). Он не учел, что данные Быдина и Бухтеева занижены из-за невозможности регистрации электронов при больших углах рассеяния. Интересно, что когда Фрихтенихт, Слэттери и Хансен ввели в их результаты поправку за угол рассеяния, согласие получилось вполне удовлетворительным [317]. Поэтому проводить усреднение, как это сделал

В. С. Тохтасьев, не следовало. Выведенная им аппроксимационная формула (v — в км/с)

$$\beta = 8,4 \cdot 10^{-7} (v - 8,8)^{3,5} \quad (27.8)$$

дает для железа заниженные по сравнению с экспериментом значения.

Подсчитаем значения β для отдельных элементов, опираясь на наиболее надежные экспериментальные результаты, после чего объединим их для среднего состава хондритов, введя некоторые упрощения. Данные по Fe возьмем из работ [317, 467], по Mg и Ca — из [459], по O — из [476, 477], для Si сделаем пересчет от значений β для Fe, приняв для них то же отношение, что и в таблице Сайда [463]. Вкладом других элементов пренебрежем. Результаты представлены в табл. 22.

Т а б л и ц а 22. Значения коэффициента ионизации β

Элемент	Доля, %	v , км/с		
		20	40	70
O	56,0	0,00016	0,043	0,554
Fe	11,4	0,068	0,595	3,41
Mg	15,4	0,020	0,151	0,81
Ca	0,9	0,082	0,619	1,98
Si	16,4	0,023	0,300	1,70
$\bar{\beta}$	100,1	0,0154	0,170	1,12

Не следует удивляться появлению в последнем столбце значений $\beta > 1$. Величину β часто неверно определяют как вероятность ионизации метеорного атома при столкновении с атмосферной молекулой (а вероятность не может превышать единицу). В действительности при больших скоростях (лучше сказать: при больших энергиях) метеорный атом может не только ионизоваться сам, но и, продолжая движение уже в виде иона, ионизовать одну или несколько молекул воздуха. Поэтому один такой атом породит 2—4 электрона, что и выражается величиной $\beta > 1$.

Полученная нами табличная величина $\bar{\beta}$ может быть выражена формулой

$$\bar{\beta} = 4,36 \cdot 10^{-24} \nu^{3,42}. \quad (27.9)$$

Сравним теперь зависимости $\beta(\nu)$ и значения β для трех скоростей по данным различных авторов (табл. 23).

Т а б л и ц а 23. Сравнение зависимостей $\beta(\nu)$ и значений β

Автор, год	Метод	$\beta(\nu)$	β для $\nu =$		
			20	40	70
Лазарус, Хокинс, 1963 [364]	Теор.	$9,07 \cdot 10^{-26} \nu^{3,3}$	0,00085	0,0084	0,056
Верниани, Хокинс, 1964 [478]	Набл.	$1,0 \cdot 10^{-28} \nu^4$	0,0016	0,026	0,240
Верниани, 1965 [479]	» »	$9,5 \cdot 10^{-29} \nu^4$	0,0015	0,024	0,228
Кашеев и др., 1967 [98]	Полуэмп.	$4 \cdot 10^{-25} \nu^{3,5}$	0,0045	0,051	0,360
Слэттери, Фрихтенихт, 1967 [467]	Экспер. (Fe)	$1,5 \cdot 10^{-21} \nu^{3,12}$	0,0068	0,595	3,41
Бабаджанов, 1969 [15]	Набл.	$10^{-28} \nu^4$	0,0016	0,026	0,240
Сайда, 1969 [463]	Полуэмп.	$5,5 \cdot 10^{-38} \nu^{5,4}$	0,00044	0,030	0,355
Фрихтенихт и др., 1968 [318]	Экспер.	$4 \cdot 10^{-27} \nu^4$	0,064	1,024	—
Тохтасьев, 1976 [231]	Полуэмп.	$8,4 \cdot 10^{-7} (\nu - 8,8)^{3,5}$	0,0039	0,143	1,51
Бронштэн, 1980	» »	$4,36 \cdot 10^{-24} \nu^{3,42}$	0,0154	0,170	1,12

Сводка всех определений β за 1948—1969 гг. приведена в работе [227].

В таблице 23 все значения ν , кроме формулы Тохтасьева, выражены в см/с, в формуле Тохтасьева — в км/с. В таблицу не включены данные Э. Эпика [428] и В. С. Тохтасьева [227], поскольку они не выражаются простой степенной функцией, а показатель n сам зависит от скорости. Данные Эпика нанесены на рис. 68.

Формулы (27.1) и (27.8) в сочетании с уравнением испарения (3.2) позволяют найти линейную электронную плотность α в любой точке следа:

$$\alpha = - \frac{\beta}{\mu\nu} \frac{dM}{dt} = \frac{\beta \Lambda M^{2/3} \rho \nu^2}{2\mu Q \delta^{2/3}}. \quad (27.10)$$

Если принять зависимость (27.9), то получим соотношение $\alpha \propto \nu^{5.5}$. Правую часть (27.10) можно преобразовать, подставив туда вместо M ее выражение через другие параметры (20.36):

$$M = M_0 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho}{\rho_m}\right)^3. \quad (27.11)$$

Из (27.10) и (27.11) будем иметь

$$\alpha = \frac{\beta M_0 \cos z}{\mu H^*} \frac{\rho}{\rho_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho}{\rho_m}\right)^2. \quad (27.12)$$

Для точки с максимальной скоростью испарения ($\rho = \rho_m$) найдем

$$\alpha_m = \frac{4}{9} \frac{\beta M_0 \cos z}{\mu H^*}, \quad (27.13)$$

откуда получаем удобное соотношение

$$\frac{\alpha}{\alpha_m} = \frac{9}{4} \frac{\rho}{\rho_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho}{\rho_m}\right)^2, \quad (27.14)$$

совершенно тождественное полученному ранее соотношению (20.37) для блеска метеора. Таким образом, линейная электронная плотность изменяется вдоль пути точно так же, как и блеск метеора.

Однако соотношения (20.37) и (27.14) получены в рамках простой физической теории метеоров. В монографии Б. Л. Кащеева, В. Н. Лебединца и М. Ф. Лагутина [98] приведен еще ряд выражений для α при усложняющихся предположениях. Так, для мелких тел, проплавляющихся насквозь, но еще достаточно больших, чтобы нужно было учитывать отвод тепла внутрь ($R > R_c$, см. § 8),

$$\alpha = \frac{\beta M_0 \cos z}{\mu H^*} \frac{Q_H}{Q - Q_H} \frac{\rho}{\rho_H} \left[1 - \frac{1}{3} \frac{Q_H}{Q - Q_H} \left(\frac{\rho}{\rho_H} - 1\right)\right]^2, \quad (27.15)$$

где ρ_n — плотность воздуха на высоте точки перехода к интенсивному испарению, Q_n — энергия, необходимая для нагревания тела до температуры испарения.

Подсчитывая для этого случая α_m , мы найдем, что отношение α/α_m здесь также выразится соотношением (27.14). Еще более сложные выражения получены для самых мелких метеороидов, способных испаряться ($R < R_c$), для частиц, испытывающих заметное торможение, и для капель, с учетом их деформации. Качественное представление о форме кривых ионизации и о ее зависимости от тех или иных из упомянутых факторов дает рис. 69.

Начальным периодом в образовании метеорного следа является его расширение до так называемого *начального радиуса*, когда еще не установилось тепловое равновесие с окружающей средой. Вопрос о начальном радиусе имеет большое значение в понимании физики ионного следа и отражения им радиоволн.

В первых работах Т. Кайзера по теории радиоэхо метеорных следов [357—359] предполагалось, что метеор мгновенно создает ионный цилиндр малого радиуса (порядка длины свободного пробега молекул воздуха на данной высоте), который вследствие диффузии начинает

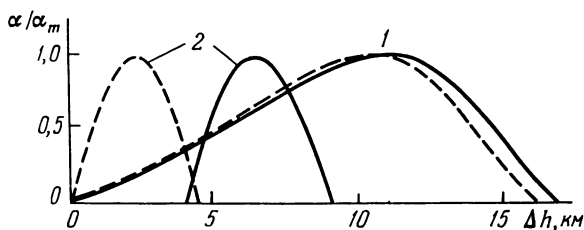


Рис. 69. Форма кривых ионизации для метеороидов с $M_0 = M_c$ (1) и $M_0 = 10^{-4} M_c$ (2). Сплошные линии — с учетом, прерывистые — без учета торможения (по Кашееву, Лебединцу, Лагутину).

расширяться радиально. Первую теорию начального расширения следа дал в 1958 г. Л. Маннинг [370].

Атомы, испарившиеся с поверхности метеороида, имеют примерно такие же скорости, как и сам метеороид. Поэтому на первом этапе происходит быстрое расширение метеорного следа. За время t радиус следа станет

равным

$$r = \sqrt{4Dt}, \quad (27.16)$$

где D — коэффициент диффузии, который может быть выражен через эффективное сечение диффузии σ_d , среднюю относительную скорость частиц \bar{v}_r и концентрацию молекул воздуха n :

$$D = \frac{\bar{v}_r}{3n\sigma_d}. \quad (27.17)$$

Поскольку скорость метеорных частиц много больше тепловой скорости атмосферных молекул, можно принять $\bar{v}_r \approx v$, где v — средняя скорость метеорного атома для рассматриваемого интервала времени. Л. Маннинг полагал, что после каждого столкновения с молекулой воздуха равной массы скорость метеорного атома или иона будет равна $2/3$ скорости до столкновения. После k столкновений скорость атома или иона будет равна

$$v = v_0 e^{-\gamma k}, \quad (27.18)$$

где γ зависит от отношения масс сталкивающихся частиц (в случае равенства масс $\gamma = -\ln \frac{2}{3} \approx 0,4$, если же масса метеорного атома больше, то $0 < \gamma < 0,4$). Длина свободного пробега равна

$$l = \frac{1}{n\sigma_d}. \quad (27.19)$$

Из (27.16), (27.17) и (27.19) находим

$$r = \sqrt{\frac{4}{3} l v t} = \sqrt{\frac{4}{3} N l^2}, \quad (27.20)$$

где N — число пробегов, проходимых частицей за время t ($\bar{v}t = Nl$).

Здесь нужно сделать ряд уточнений. Во-первых, как показал еще Маннинг, быстрая частица сохраняет прежнее направление скорости и после ряда столкновений. Это явление (персистенцию скорости) можно учесть, введя в (27.20) множитель \sqrt{p} , где $p = 5$ (в случае равных масс). Во-вторых, Маннинг не учитывал зависимость

$\sigma_d(v)$, о которой говорилось в § 20. На это обстоятельство обратили внимание в 1961 г. независимо Ю. А. Лощилов [152], Б. Л. Кащеев и В. Н. Лебединец [96]. Они учитывали зависимость $\sigma_d(v)$ в виде, близком к (20.21), полученном ранее Г. Месси и Д. Сайда [394]:

$$\sigma_d = \frac{C_1}{v + C_2}, \quad (27.21)$$

где $C_1 = 1,8 \cdot 10^{-9}$ см³/с, $C_2 = 3 \cdot 10^5$ см/с. Из-за пренебрежения зависимостью $\sigma_d(v)$ Маннинг занижил значения r_0 почти на порядок, получив $r_0 = 6 \div 30$ см. Однако радиолокационные наблюдения метеоров на различных длинах волн показали, что число метеоров резко убывает с уменьшением длины волны ниже 6 м. Это означало, что $r_0 \sim 1$ м.

Месси и Сайда показали, что при метеорных скоростях эффективные сечения σ_{di} для ионов мало отличаются от соответствующих сечений для атомов σ_a , поскольку индукционные силы, возникающие в результате поляризации молекул в поле ионов, существенны лишь при малых энергиях столкновений. Б. Л. Кащеев и его соавторы [98] приняли для ионов в формуле (27.21) $C_1 = 1,7 \cdot 10^{-9}$ см³/с, $C_2 = 3 \cdot 10^4$ см/с, и тогда соотношения между σ_{di} и σ_a выполняются для всех условий. С учетом сказанного преобразуем (27.20) следующим образом:

$$r^2(N) = \frac{4}{3} \sum_{k=0}^{N-1} l_k^2. \quad (27.22)$$

Из (27.18), (27.19) и (27.22) найдем

$$l_k = \frac{v_0 e^{-0,4kh} + C_2}{nC_1}. \quad (27.23)$$

Подставляя (27.23) в (27.22), переходя от суммирования к интегрированию и произведя ряд упрощений, получим следующее выражение для r_0 :

$$r_0 = \frac{v_0}{nC_1} \sqrt{1,64 \left(1 - \frac{4C_2}{v_0}\right)} \approx \frac{1,25v_0}{nC_1} = 7,35 \cdot 10^8 \frac{v_0}{n}. \quad (27.24)$$

На высоте 95 км при $v = 40$ км/с получается $r_0 = 1$ м, тогда как Маннинг для тех же условий получил $r_0 = 14$ см *).

Применим для той же цели формулу (20.22), дающую аппроксимацию σ_d по Портнягину и Тохтасьеву [183], отбросив второй член в скобках:

$$\sigma_d = \frac{C'}{v^{0,8}} \quad (C' = 5,6 \cdot 10^{-15}, v - \text{в см/с}). \quad (27.25)$$

Проделявая ту же операцию, получим

$$r_0 = 1,44 \frac{v_0^{0,8}}{nC'} \sqrt{1 - \left(\frac{v_a}{v_0}\right)^{1,574}} \approx 2,58 \cdot 10^{10} \frac{v_0^{0,8}}{n}. \quad (27.26)$$

Сравнение значений r_0 , получаемых по (27.24) и (27.26), показывает, что вторые в $\sim 1,5 \div 2,0$ раза больше первых. Это неудивительно, поскольку значения σ_d по формуле (20.22) во столько же раз меньше, чем по формуле (20.21) или (27.21). Любопытно, что по Эпику $r_0 \propto v_0^{2/3}$, что ближе к (27.26), чем к (27.24). Однако в пользу зависимости $r_0 \propto v_0^{0,8}$ можно привести и ряд наблюдательных данных.

И. В. Байраченко [22], используя методику наблюдений, предложенную Б. Л. Кащеевым и В. Н. Лебединцом [96], провел серию наблюдений ненасыщенных следов (см. § 28) на двух длинах волн, получив зависимость от скорости $r_0 \propto v_0^{0,79}$, почти совпадающую с (27.26).

Измерения Б. Л. Кащеева и В. Н. Лебединца, выполненные в 1960 г. и приведенные в [96, 98], дают зависимость $r_0 \propto v_0^{0,65}$, т. е. еще слабее, чем по (27.26).

В работе Р. И. Мойся [159] приведены расчеты r_0 по наблюдениям Дж. Гринхоу и Дж. Холла [329] и У. Баггали [263]. Расчеты по методу Кащеева и Лебединца дали зависимость $r_0 \propto v_0^{0,81}$ для обоих рядов наблюдений, по методу Мойся $r_0 \propto v_0^{0,92}$.

К результатам наблюдений можно добавить результаты эксперимента Ю. И. Велощука и А. А. Ткачука

*) Правильные по порядку величины значения r_0 получил одновременно с работой Маннинга Э. Эпик [428], не давший, однако, обоснования полученной им формулы.

[61], в котором осуществлялось математическое моделирование метеорных явлений и радиолокационного отражения от метеорных следов. Для перехода от параметров полета метеора к параметрам радиоотражения использовался оператор F , математическая модель которого строилась на основе теорий К. В. Костылева [119], В. Н. Лебединца и В. Б. Шушковой [141] и наблюдательных данных по 5759 слабым радиометеорам Ф. Верниани [484]. Зависимость начального радиуса от v_0 и плотности атмосферы ρ была выражена формулой

$$r_0 = C\rho^{-a}v_0^b. \quad (27.27)$$

Для рыхлых метеоров ($\delta = 0,25$ г/см³, теория Костылева) получена $a = 0,80 \pm 0,15$, $b = 0,60 \pm 0,15$, для плотных каменных $a = 1,00 \pm 0,20$, $b = 0,00 \pm 0,15$. Модель Лебединца — Шушковой и наблюдения Верниани дают $a = 0,66 \pm 0,12$, $b = 0,80 \pm 0,16$.

Н. В. Новоселова [173] в своем исследовании зависимости высоты слабых метеоров от скорости использовала две модели начального радиуса: построенную по экспериментальным результатам работ [22, 24, 98], в которой $b = 0,8$, а вместо ρ^{-a} стоит коэффициент диффузии D , и модель У. Баггали [263], в которой

$$a = 0,45, \quad b = 0,57.$$

Таким образом, большинство исследований свидетельствует в пользу зависимости $r_0 \propto v_0^{0,8}$, что косвенно подтверждает формулу (20.22) для σ_d Портнягина — Тохтасева.

Остается сделать оценку времени расширения следа до начального радиуса. Из (27.18), (27.25) и (27.19) получим длину свободного пробега иона после k столкновений

$$l_k = \frac{v_k^{0,8}}{nC'}. \quad (27.28)$$

Время между двумя последовательными столкновениями, k -м и $k+1$ -м, равно

$$\Delta t_k = \frac{l_k}{v_k} = \frac{v_k^{-0,2}}{nC'}. \quad (27.29)$$

Общее время, затрачиваемое на N_0 столкновений, причем N_0 определяется из (27.19) и условия $v = v_0$, равно

$$t_0 = t(N_0) = \frac{\left(\frac{v_0}{v_a}\right)^{0,2} - 1}{nv_0^{0,2}} \cdot 2,23 \cdot 10^{15}. \quad (27.30)$$

Полагая в метеорной зоне $v_a = 375$ м/с, для $v_0 = 40$ км/с и $h = 95$ км найдем $t_0 = 8,2 \cdot 10^{-4}$ с, т. е. в четыре раза больше, чем в [98]. Это связано с уже отмеченным увеличением оценки r_0 .

§ 28. Классификация ионных следов метеоров

По характеру взаимодействия метровых радиоволн ($\lambda = 4 \div 10$ м) с ионными следами метеоров эти следы принято подразделять на три основных типа: *насыщенные, промежуточные и ненасыщенные*.

В 1952 г. Т. Кайзер и Р. Клосс [357] показали, что рассеяние радиоволн определяется значением линейной электронной плотности α . Если $\alpha \ll 2,4 \cdot 10^{12}$ эл/см, то радиоволна как бы пронизывает след, рассеяние происходит на каждом электроны. Такие следы называются *ненасыщенными*. При $\alpha > 2,4 \cdot 10^{12}$ эл/см внутри следа имеется область, где электронная концентрация n_e превосходит некоторое критическое значение n_e^* и радиоволна отражается от границы этой области. Такие следы называются *насыщенными* *). Следы, у которых $\alpha \sim \sim 10^{12}$ эл/см, называются следами *промежуточного* типа.

Диэлектрическая проницаемость на расстоянии r от оси следа равна

$$\kappa = 1 - \frac{4\pi n_e e^2}{k^2 m c^2}, \quad (28.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, m , e — масса и заряд электрона, c — скорость света, n_e — электронная концентрация

*) Наряду с этими терминами в нашей научной литературе употребляются равнозначные им термины *недоуплотненные* и *переуплотненные* следы (буквальный перевод английских слов underdense и overdense).

ция на расстоянии r от оси следа. Граничное условие, разделяющее ненасыщенные следы от следов промежуточного типа, имеет вид $\kappa \geq 0$.

Следовательно, даже на оси следа должно быть

$$n_e(0) \leq n_e^* = \frac{k^2 mc^2}{4\pi e^2} = \frac{\pi mc^2}{\lambda^2 e^2}. \quad (28.2)$$

Радиус следа, расширяющегося под действием диффузии, равен в момент времени t

$$r(t) = \sqrt{4Dt + r_0^2}, \quad (28.3)$$

где r_0 — начальный радиус следа, а электронная концентрация на расстоянии r от оси равна

$$n_e(r) = \frac{\alpha}{4\pi Dt + \pi r_0^2} \exp\left[-\frac{r^2}{4Dt + r_0^2}\right]. \quad (28.4)$$

Таким образом,

$$n_e(0) = \frac{\alpha}{\pi r_0^2}, \quad (28.5)$$

и вместо (28.2) получаем условие для линейной плотности α :

$$\alpha \leq \alpha_c = \frac{mc^2}{e^2} \frac{\pi^2 r^2}{\lambda^2} = 3,5 \cdot 10^{13} \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^2. \quad (28.6)$$

Если $r_0 < \frac{\lambda}{2\pi}$, то условию (28.6) соответствует неравенство $\alpha < 10^{12}$ эл/см, если же $r_0 > \frac{\lambda}{2\pi}$, α_c может быть несколько больше. Согласно Кайзеру и Клоссу, в первом случае при $\alpha > \alpha_c$ на оси следа амплитуда падающей волны, имеющей поперечную поляризацию, может испытать при отражении усиление (резонанс) до двух раз. Если волна имеет продольную поляризацию, рассеяние на промежуточном следе происходит так же, как и на ненасыщенном.

Допустим, что в любой точке следа $\alpha \ll \alpha_c$. Тогда рассеяние на каждом электроны можно рассматривать как независимое и когерентное. Сечение рассеяния радиоволны одним электроном (в случае, если плоскости по-

ляризации передающей и приемной антенн совпадают) равно

$$\sigma_e = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 d\Omega. \quad (28.7)$$

Мощность на входе приемника сигнала, рассеянного одним электроном, составит [98]

$$\Delta P_r = P_i G_i G_r \frac{\lambda^2}{16\pi^2 R^4} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (28.8)$$

где P_i — мощность передатчика, G_i , G_r — площади передающей и приемной антенн, R — расстояние до метеора. Общее число электронов на отрезке следа длиной ds будет равно αds . Напряжение на входе приемника, создаваемое рассеянием на одном электроне, будет равно

$$\Delta E_r = (2R_{вх} P_i G_i G_r)^2 \frac{\lambda}{4\pi R^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 e^{2\pi i \frac{2R}{\lambda}}, \quad (28.9)$$

где $R_{вх}$ — входное сопротивление приемника. Умножая (28.9) на αds и интегрируя вдоль следа по длине s от $-\infty$ до головы метеора ($s = s_0$), получим напряжение на входе от всего следа

$$E_r = (2R_{вх} P_i G_i G_r)^{1/2} \frac{\lambda}{4\pi R^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \int_{-\infty}^{s_0} \alpha e^{2\pi i \frac{2R}{\lambda}} ds. \quad (28.10)$$

Интеграл, стоящий в (28.10), приводится к интегралу Френеля. Поэтому при записи радиоотражений от ненасыщенных следов образуется характерная дифракционная картина (рис. 70), которая может быть использована для определения скорости метеора.

Однако формула (28.10) не учитывает того, что если радиус следа r в ходе диффузионного расширения становится сравним с длиной волны, то волны, рассеянные различными электронами следа, будут иметь разность фаз друг относительно друга. С учетом этого вместо (28.10) будем иметь [98]

$$E_r = (2R_{вх} P_i G_i G_r)^{1/2} \times \\ \times \frac{\lambda}{4\pi R^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \frac{\sqrt{R\lambda}}{2} \int_{-\infty}^{x_0} \alpha f(r_0) e^{-\Delta(x_0-x)} e^{i\frac{\pi}{2}x^2} dx. \quad (28.11)$$

Здесь $x = \frac{2s}{V\overline{R\lambda}}$, $x_0 = \frac{2s_0}{V\overline{R\lambda}}$,

$$f(r_0) = \exp\left[-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2\right], \quad \Delta = \frac{8\pi^2 D V \overline{R}}{v \lambda^{3/2}}. \quad (28.12)$$

Величина Δ — параметр затухания сигнала, связанный с процессом диффузии следа. На рис. 71 показаны

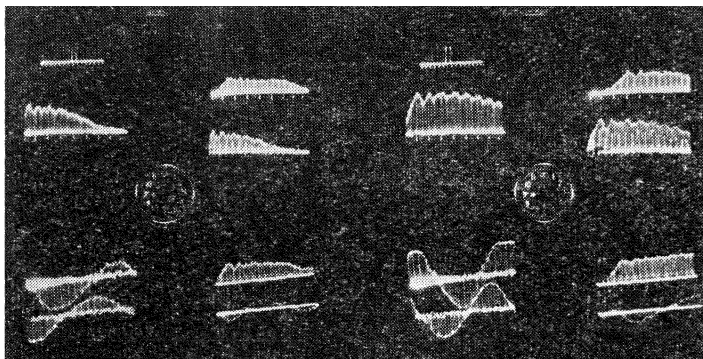


Рис. 70. Фотография с экрана радиолокационной станции Харьковского института радиофизики и электроники, фиксирующая пролет метеора. Видна дифракционная картина на записи радиоотражения. Для каждого метеора регистрируется запись с трех станций (основной и двух выносных) и запись скорости дрейфа следа.

амплитудно-временные характеристики сигналов, рассеянных на ненасыщенных следах, при $\Delta = 0$ и различных значениях $\Delta > 0$. Он наглядно иллюстрирует роль параметра Δ в затухании сигнала.

В 1968—1969 гг. А. К. Соснова и В. Н. Лебединец [142, 210] выполнили численное интегрирование дифференциальных уравнений Максвелла и получили значения коэффициентов отражения радиоволн с параллельной и перпендикулярной поляризацией от ионных метеорных следов промежуточного типа. Большинство следов метеоров, регистрируемых современными радиолокационными станциями, имеют $\alpha = 10^{11} - 10^{13}$ эл/см. Поэтому в работе [210] вычислялись значения коэффициентов отражения g_{\perp} , g_{\parallel} и их отношение в функции kr_c (r_c — ра-

диус следа, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ для значений $\alpha = 10^{10} \div 10^{13}$ эл/см). Выяснилось, что резонансное усиление отношения g_{\perp}/g_{\parallel} , о котором говорилось выше, имеет место в более широком интервале величин α ($10^{12} \div 10^{13}$ эл/см), принимает

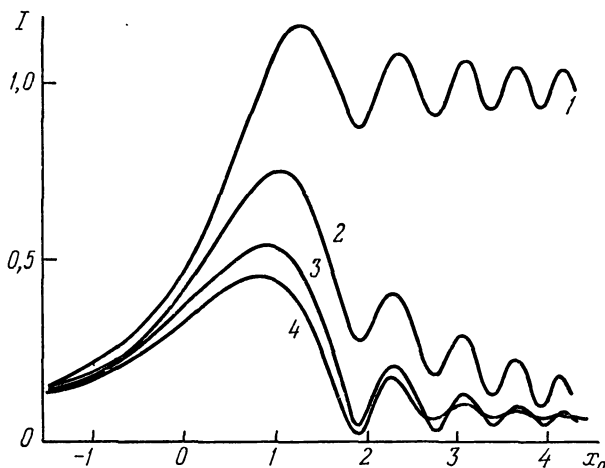


Рис. 71. Амплитудно-временные характеристики сигналов, рассеянных на ненасыщенных следах при $\Delta=0$ (1) и $\Delta>0$ (2—4).

более высокие значения, чем предполагали Кайзер и Клосс $\left(\frac{g_{\perp}}{g_{\parallel}} \gg 2\right)$ и не исчезает при $(kr_c)^2 > 1$.

Обозначим предынтегральный множитель в (28.11) через b и введем коэффициент отражения в данной точке следа

$$g(x) = \alpha f(r_0) e^{-\Delta(x_0 - x)}. \quad (28.13)$$

Тогда зависимость амплитуды радиоэха от времени примет вид [98, 210]

$$E = b \left| \int_{-\infty}^{x_0} g(x) e^{i\frac{\pi}{2}x^2} dx \right|. \quad (28.14)$$

Используя полученные в [210] значения коэффициентов отражения, В. Н. Лебединец и А. К. Соснова [142] рассчитали на ЭВМ теоретические дифракционные кар-

тины для большого числа значений α , kr_0 и параметра затухания Δ в случае параллельной и перпендикулярной поляризации. В то время как для ненасыщенных следов смещение максимумов и минимумов дифракционной картины зависит только от Δ и не зависит от α и kr_0 , у следов промежуточного типа величина смещения зависит от всех трех параметров: α , kr_0 и Δ . В случае параллельной поляризации сильнее всего смещается первый максимум, смещение следующих экстремумов прогрессивно убывает. В случае перпендикулярной поляризации на общее смещение накладывается эффект резонанса. Все это приводит к ошибкам в определении скорости метеора по дифракционной картине, если не учитывать влияние параметра затухания Δ и использовать приближенную формулу (28.10) вместо (28.11).

Для того чтобы правильно использовать и интерпретировать результаты радиолокационных наблюдений метеоров, нужно вводить поправку за эффекты замечаемости радиометеоров. Коэффициент замечаемости разен произведению двух факторов: геометрического, определяемого положением радианта метеора на небесной сфере, ориентацией и диаграммой направленности антенны, и физического, определяемого зависимостью мощности отраженного сигнала от скорости метеора. Эта зависимость довольно сложна, поскольку не только коэффициент ионизации зависит от скорости ($\beta \propto v^{3.5}$), но и начальный радиус следа ($r_0 \propto v^{0.8}$).

В. Н. Лебединец и его сотрудники [144] приняли $r_0 \propto v$ и, используя результаты решения задачи об отражении радиоволн следами промежуточного типа в [142, 210], рассчитали физический фактор для значений минимальной эффективной электронной плотности $\alpha_{эф}^{min} = 3 \cdot 10^8 \div 2 \cdot 10^{11}$ эл/см, для длин волн 7,5 и 12 м. Результаты показаны на рис. 72. Видно, что, в отличие от фотографических метеоров, замечаемость радиометеоров максимальна при некотором промежуточном значении скорости ($30 \div 50$ км/с). Медленные метеоры замечаются плохо из-за сильной зависимости $\beta(v)$, дающей резкий спад в сторону малых скоростей, а быстрые метеоры — из-за влияния начального радиуса следа r_0 (с ростом r_0 убывает $f(r_0)$, входящая в формулы (28.11) и (28.12)). В результате имеет место значительная селективность

чувствительности любой радиолокационной станции по признаку скорости метеоров, причем с повышением чувствительности станции селективность возрастает.

Селективность по скорости приводит к появлению селективности по высоте, поскольку каждому значению

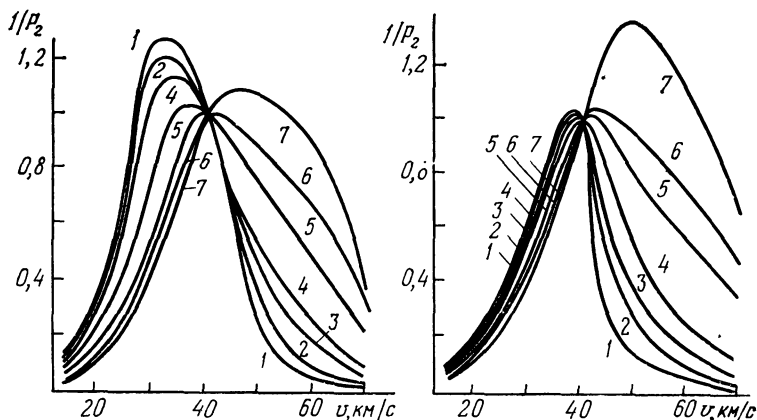


Рис. 72. Физический фактор для различных значений минимальной эффективности линейной электронной плотности $\alpha_{эф}^{\min}$: 1 — $3,16 \cdot 10^8$, 2 — 10^9 , 3 — $3,16 \cdot 10^9$, 4 — 10^{10} , 5 — $5 \cdot 10^{10}$, 6 — 10^{11} , 7 — $2 \cdot 10^{11}$ эл/см. Слева — на волне 7,5 м, справа — на волне 12 м (по Кашееву, Лебединцу, Лагутину).

начальной скорости v_0 соответствует свое распределение высот радиометеоров. Как правило, радионаблюдения дают гауссово распределение высот метеоров, максимум которого совпадает с теоретическим, определенным на основании кривых замечаемости и реального распределения высот метеоров.

Правильный учет факторов замечаемости радиометеоров является необходимым условием для получения достаточно надежных результатов из радиолокационных наблюдений метеоров.

В заключение рассмотрим отражение радиоволн от насыщенных следов. В этом случае электронная концентрация на оси следа должна быть больше критической n_e^* , определяемой формулой (28.2). Пусть $n_e = n_e^*$ на некотором расстоянии r_c от оси следа. Взяв n_e по формуле

(28.4) и n_e^* по (28.2) и приравняв их друг другу, найдем r_c :

$$r_c^2 = (4Dt + r_0^2) \ln \frac{\alpha \lambda^2 e^2}{\pi^2 m c^2 (4Dt + r_0^2)}. \quad (28.15)$$

Если $r_c > \frac{\lambda}{2\pi}$, то падающая волна отразится от цилиндра радиуса r_0 , как если бы он был металлическим, и не проникнет внутрь следа. Эффективная отражающая поверхность такого цилиндра бесконечной длины $\sigma_c = \pi R r_c$, а мощность отраженного сигнала равна

$$P_r = P_i G_i G_r \frac{\lambda^2 r_c}{64\pi^2 R^3}. \quad (28.16)$$

Из (28.15) найдем время уменьшения $n_e(0)$ до критического значения n_e^* , т. е. длительность отражения τ . Для этого положим $r_c = 0$, $t = \tau$; тогда

$$\tau = \frac{\alpha \lambda^2}{4\pi^2 D} \frac{e^2}{m c^2} - \frac{r_0^2}{4D}. \quad (28.17)$$

Время t_m , при котором r_c и P_r достигают своих максимальных значений, равно, как нетрудно убедиться, τ/e ($e = 2,71828\dots$). Максимальное значение r_c равно

$$r_c^m = 0,61 r_0 \left(\frac{\alpha}{\alpha_c} \right)^{1/2}, \quad (28.18)$$

где α_c определяется формулой (28.6). Максимальная мощность отраженного сигнала равна при этом [98]

$$P_r^m = P_i G_i G_r \frac{\lambda^3}{100\pi^3 R^3} \left(\frac{\alpha e^2}{m c^2} \right)^{1/2}. \quad (28.19)$$

Как показал Л. Маннинг [369], учет рефракции радиоволн во внешних частях следа (где $n_e < n_e^*$) приведет к снижению максимальной мощности отраженного сигнала: в формулу коэффициента отражения войдет множитель 0,84 ($= 2^{-1/4}$),

$$g = 0,84 \left(\frac{\pi^2}{4e} \alpha r_c \right)^{1/4}, \quad (28.20)$$

и мощность принятого сигнала уменьшится в $\sqrt{2}$ раз.

Длительность отражения определяется формулой (28.17) лишь в том случае, если основным процессом, ведущим к уменьшению n_e в следе, является амбиполярная диффузия, определяемая коэффициентом D . Однако это предположение справедливо обычно лишь при $\tau < 10$ с. Если $\tau > 10$ с, начинают сказываться добавочные явления, приводящие к разрушению ионного следа: рекомбинация, прилипание, турбулентная диффузия и другие. На этих явлениях мы остановимся в § 29.

§ 29. Разрушение ионного следа

Как видно из формулы (28.17), длительность отражения радиоволн от насыщенных метеорных следов позволяет определять линейную электронную плотность α , которая зависит от массы и скорости метеороида. Поэтому в случае наблюдения метеорного потока (когда скорость известна) или независимого определения скорости каким-либо путем можно по распределению длительности отражений от насыщенных следов найти распределение метеорных тел по массам, т. е. параметр s в степенном законе распределения.

Однако кривая распределения по длительностям при некотором значении $\tau \sim 10$ с испытывает излом, так что количество более длительных отражений падает быстрее, чем если бы оно определялось только законом распределения метеорных тел по массе. Пример распределения метеоров потока Геминид по τ согласно наблюдениям Б. Л. Кащеева и В. Н. Лебединца [96] представлен на рис. 73. Аналогичные кривые получаются для других потоков, а также для спорадических метеоров [29, 30, 279].

Объяснить наблюдаемый излом на кривой распределения по длительностям можно было, предположив, что аналогичный излом существует в распределении метеорных тел по массам, иначе говоря, что параметр s меняет свое значение. Такое мнение высказывали в 1957—1962 гг. Б. Л. Кащеев и В. Н. Лебединец [95—97]. Однако О. И. Белькович [28] показал, что в этом случае область перехода должна соответствовать изменению длительности более чем на порядок, т. е. переход должен быть плавным. Наблюдаемый же излом, как правило,

довольно резкий. Поэтому причина его заключается не в переломе закона распределения метеорных тел по массам, а в том, что при больших τ начинают сказываться,

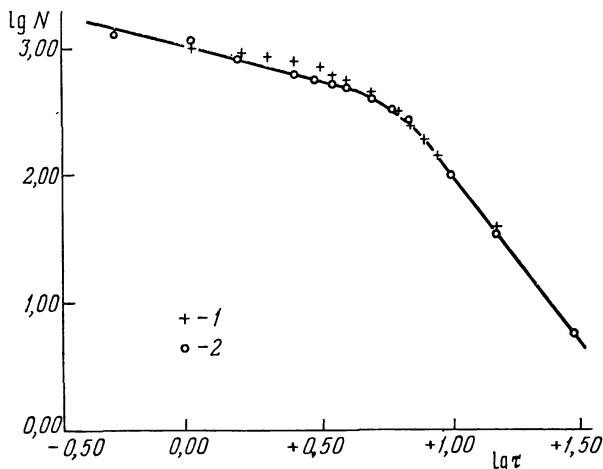


Рис. 73. Распределение метеорных следов по длительностям (по Кащееву и Лебединцу): 1 — 1958 г., 2 — 1959 г.

помимо диффузии, другие механизмы, приводящие к разрушению следа.

В целом ряде исследований рассматривались следующие механизмы, ограничивающие длительность радиоэха: рекомбинация [357], прилипание электронов к нейтральным молекулам и атомам [23, 239, 311, 323, 371], турбулентная диффузия [327]. Однако авторы этих исследований исходили из предположения, что область отражения на следе (зеркальная точка) совпадает с областью максимальной длительности сигнала. Это предположение не соответствует действительности: из-за различной ориентировки следов относительно антенны зеркальная точка может занимать, вообще говоря, любое положение относительно точки максимальной линейной плотности *). Это обстоятельство учтено в работах [29, 30].

*) Точка максимальной линейной плотности, вообще говоря, не совпадает с точкой максимальной длительности сигнала, хотя и близка к ней.

а) **Рекombинация.** Если разрушение следа определяется одной диффузией, то электронная концентрация на оси следа в момент t_D на основании (28.4) будет равна

$$\bar{n}_e(t_D) = \frac{\alpha}{4\pi D t_D + \pi r_0^2}. \quad (29.1)$$

Допустим теперь, что наряду с диффузией происходит также рекомбинация электронов с ионами, коэффициент которой равен β_R . Тогда та же концентрация n_e будет достигнута через некоторое время $t_R < t_D$, связанное с n_e уравнением [29]

$$n_e = \frac{\alpha}{t_R \left[4\pi D + \frac{1}{2} \alpha \beta_R \ln \frac{t_R}{t_0} \right] + \pi r_0^2}, \quad (29.2)$$

где $t_0 = \frac{r_0^2}{4D}$. Приравнивая правые части (29.1) и (29.2), получим соотношение времен

$$t_D = t_R \left[1 + \frac{\alpha \beta_R \ln \left(\frac{t_R}{t_0} \right)}{8\pi D} \right]. \quad (29.3)$$

Величина $\ln \left(\frac{t_R}{t_0} \right)$ слабо зависит от высоты и электрон-

ной плотности следа, причем приближенно $\ln \frac{t_R}{t_0} \approx 5$.

Поэтому в (28.17) можно пренебречь вторым членом и принять

$$t_D = \frac{\alpha \lambda^2}{4\pi^2 D} \frac{e^2}{mc^2} \quad (29.4)$$

Обозначим

$$\gamma = \frac{\alpha \ln \left(\frac{t_R}{t_0} \right)}{8\pi D}; \quad (29.5)$$

тогда (29.3) запишется в виде

$$t_D = t_R (1 + \beta_R \gamma). \quad (29.6)$$

Пусть зеркальная точка находится на некоторой характеристической высоте h_0 , для которой $D = D_0$, $\alpha = \alpha_0$

и все прочие величины мы будем записывать с индексом «0». Тогда для любой высоты h $D = D_0 e^H$, где $H = \frac{h - h_0}{H^*}$, $t_D = t_{D_0} e^{-H}$ [29].

Введем относительную длительность следа $\theta = \frac{t_R}{\tau_0}$, где $\tau_0 = \frac{r\lambda^2}{16\pi^2 D_0}$, и относительную электронную плотность

$\xi = \frac{\alpha_m}{\alpha_0}$ (α_m — максимальная плотность данного следа, α_0 — минимальная регистрируемая плотность). Тогда задача состоит в том, чтобы выразить θ как функцию двух переменных: ξ и H , после чего построить функцию распределения метеорных эхо по θ : $F(\theta)$, а затем перейти от нее к $F(t)$. Эта задача была решена О. И. Бельковичем и его сотрудниками [29] в предположении о случайном положении зеркальной точки относительно максимума кривой ионизации, причем было получено

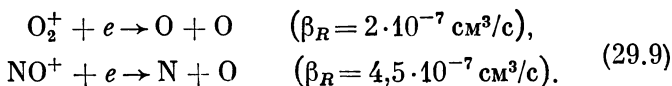
$$F(t) = \left[\frac{t}{1 - \frac{\gamma_R \beta_R t}{\tau_0}} \right]^{-\frac{3(s-1)}{4}}. \quad (29.7)$$

Таким образом, при малых t зависимость $F(t)$ имеет степенной характер, но при больших t эта зависимость нарушается. Граничное значение t будет зависеть от величины

$$\frac{\gamma_R \beta_R}{\tau_0} = \frac{2\pi\alpha_0 \ln \frac{t_R}{t_0}}{\lambda^2} \approx 2,4 \cdot 10^{13} \frac{\beta_R}{\lambda^2}, \quad (29.8)$$

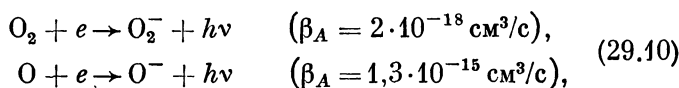
которая зависит только от длины волны и не зависит от характеристической высоты, а значит, и от скорости метеора.

Если рассматривать конкретные механизмы рекомбинации, то наиболее эффективной будет диссоциативная рекомбинация с молекулярными ионами O_2^+ и NO^+ , преобладающими в метеорной зоне [153]:

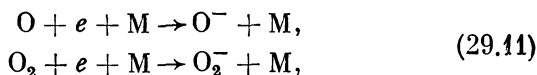


Константы скоростей этих реакций одного порядка, концентрации соответствующих ионов в метеорной зоне не превышают 10^5 см^{-3} , поэтому диссоциативная рекомбинация завершается за время порядка 10^{-4} с и никак не влияет на медленное разрушение следа. Радиативная рекомбинация с атомами имеет константу скорости $\beta_R \sim \sim 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$, и таким образом, при наблюдении на метровых волнах правая часть (29.8) имеет порядок 10^{-4} с^{-1} . Это означает, что процесс рекомбинации не играет заметной роли в разрушении следа. Мы вернемся к роли этого процесса при обсуждении проблемы головного эха (§ 30).

б) Прилипание. Более эффективным процессом является электронное прилипание, которое может происходить двумя путями: как бинарная реакция,



и как тройное взаимодействие с передачей избытка энергии третьей частице,



где M — либо молекула N_2 , либо O_2 . Объемная электронная плотность на оси следа в момент t_A с учетом прилипания выражается формулой

$$n_e = \frac{\alpha}{4\pi D t_A + \pi r_0^2} \exp[-\beta_A n_M t_A], \quad (29.12)$$

где β_A — коэффициент прилипания, n_M — концентрация частиц, участвующих в процессе. Если полагать, что состав атмосферы в пределах метеорной зоны не меняется, то распределение этих частиц по высоте выразится формулой

$$n_M = n_{M0} e^{-nH}, \quad (29.13)$$

где $n=1$ для бинарных реакций и $n=2$ для тройных. Приравняв правые части (29.1) и (29.12), с учетом (29.13) и пренебрегая членом, содержащим r_0^2 , получим

$$t_D = t_A \exp[\beta_A n_{M0} e^{-nH} t_A]. \quad (29.14)$$

О. И. Белькович с сотрудниками [29] получил и для этого случая выражение для $F(\theta)$ в виде интеграла, который был вычислен на ЭВМ. Ход $F(\theta)$ для различных значений $\beta_A \gamma_A$ показан на рис. 74. Для достаточно малых $\gamma_A \beta_A$ и θ

$$F_1(\theta) = \theta^{-\frac{3(s-1)}{4}}, \quad (29.15)$$

а в области больших θ распределение асимптотически стремится к виду

$$F_2(\theta) = C\theta^{-k_2(s-1)}, \quad k_2 = \frac{3(n+2)}{2n}. \quad (29.16)$$

Отнесем все значения скоростей к $v_0 = 40$ км/с. Если $\alpha_0 = 7,5 \cdot 10^{11}$ см $^{-1}$, то этим значениям v_0 , α_0 соответствует характеристическая высота $h_0 = 96$ км. Здесь

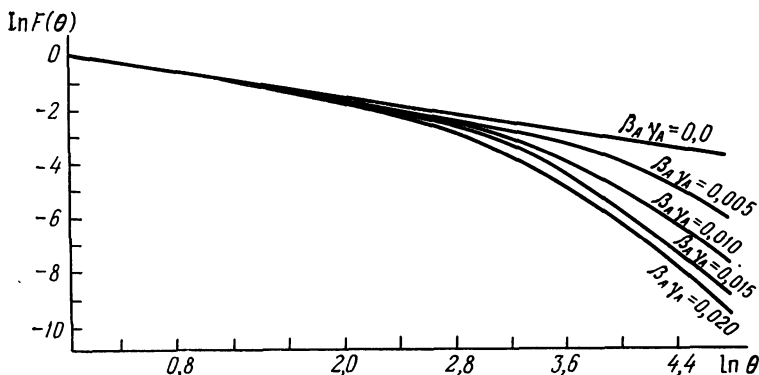


Рис. 74. Теоретические распределения длительностей метеорных следов с учетом эффекта прилипания (по Бельковичу и др.).

$D_0 = 5,4 \cdot 10^4$ см 2 /с и если $\lambda = 8$ м, то $\tau_{00} = 0,075$ с. Согласно [27] изменение характеристической высоты в зависимости от относительной скорости $w = \frac{v}{v_0}$ и угла входа z равно

$$H = 3 \ln w - \frac{2}{3} \ln \cos z. \quad (29.17)$$

Точка пересечения обеих асимптот соответствует длительности [29]:

$$t_c = 0,14 \ln(4,2 + s) (n_{M0} \beta_A)^{-4/5} \lambda^{2/5} w^{9/5} \cos^{-2/5} z \quad (n = 1), \quad (29.18)$$

$$t_c = 0,05 \ln(2 + s) (n_{M0} \beta_A)^{-2/3} \lambda^{2/3} w^3 \cos^{-2/3} z \quad (n = 2). \quad (29.19)$$

Здесь n_{M0} — концентрация частиц, участвующих в прилипании, на характеристической высоте $h_0 = 96$ км, λ — длина волны в метрах.

в) Турбулентная диффузия. Если в ходе расширения следа его диаметр превзойдет некоторую величину l_0 , называемую внутренним масштабом турбулентности, его расширение будет определяться турбулентной диффузией, которая протекает намного быстрее молекулярной. Время жизни минимальных турбулентных вихрей t_0 связано с масштабом l_0 . Обе величины определяются молекулярной вязкостью η на данной высоте и удельной диссипацией турбулентной энергии ε :

$$l_0 = \eta^{3/4} \varepsilon^{-1/4}, \quad (29.20)$$

$$t_0 = \eta^{1/2} \varepsilon^{-1/2}. \quad (29.21)$$

Турбулентная диффузия будет определять расширение при выполнении одного из условий $r \gg l_0$ или $t \gg t_0$. В этом случае [29]

$$r^2 = 0,005 \varepsilon t^3. \quad (29.22)$$

Согласно [222] в метеорной области $\varepsilon = 3 \cdot 10^3$ см²/с³, и на высотах порядка 90 км $l_0 \approx 30$ м, $t_0 = 15$ с. Обобщая (29.22), запишем его в виде (для $t > t_0$)

$$r^2 = 4M_0 e^{\gamma H} t^x, \quad (29.23)$$

близком по форме к аналогичному выражению для r^2 в случае молекулярной диффузии, следующему из (28.3) при $r \gg r_0$:

$$r^2 = 4D_0 e^H t. \quad (29.24)$$

Величина M_0 — коэффициент турбулентной диффузии на высоте h_0 (аналог D_0), пропорциональный ε . Прирав-

нивая правые части (29.23) и (29.24) при $t = t_0$, получим следующее соотношение:

$$t_0 = \left(\frac{D_0}{M_0} \right)^{\overline{x-1}} \exp \left[\frac{1-y}{x-1} H \right] = t_{00} \exp \left[\frac{1-y}{x-1} H \right], \quad (29.25)$$

где $t_{00} = t_0$ ($H = 0$). Если обозначить через t_τ длительность следа с учетом турбулентной диффузии, то получим следующее соотношение между t_D и t_τ (при $t \geq t_0$):

$$t_D = t_{00}^{1-x} t_\tau^x e^{(y-1)H}. \quad (29.26)$$

Составляя, как и ранее, выражение для $F(\theta)$ и вычисляя интеграл, авторы работы [29] получили для левой асимптоты распределения выражение (29.15), а для правой выражение

$$F_2(\theta) = C\theta^{-k_2(s-1)}, \quad k_2 = \frac{3x}{3+y}, \quad (29.27)$$

аналогичное (29.16), но с другим k_2 . Выражение для t_c (точки пересечения асимптот) в этом случае примет вид

$$t_c = C' w^m \lambda^v \cos^p z, \quad (29.28)$$

где

$$m = \frac{9(1-y)}{4x-y-3}, \quad v = \frac{2(1-y)}{4x-y-3}, \quad p = -\frac{2(1-y)}{4x-y-3}. \quad (29.29)$$

Теперь можно по данным наблюдений определить наклоны и точку пересечения обеих асимптот, по (29.27) и (29.28) определить k_2 , m , v , p , x , y и сделать выбор среди механизмов, ответственных за разрушение следа.

В 1965—1966 гг. на метеорной станции Казанского университета на волне $\lambda = 8$ м были проведены радионаблюдения четырех метеорных потоков: Персеид, Геминид, Леонид и Квадрантид. По этим наблюдениям были построены графики распределений $F(t)$ и определены параметры асимптот. Результаты представлены в табл. 24.

Сравнивая значения t_c , мы видим, что в интервале $2,8 \leq t_c \leq 54$ с $m = 5,79 \pm 0,01$. Кроме того, в среднем $k_2 = 4,52 \pm 0,11$. Из (29.27) и (29.29) находим $y = -2,06$, $x = 1,42$, $v = -p = 1,29$. Однако сопоставление казанских

наблюдений с наблюдениями Манчестерского университета на волне $\lambda = 4$ м [279] не подтверждает сильной зависимости t_c от длины волны в указанном интервале ($t \leq 54$ с), а это означает, что предположение о преобладающей роли турбулентной диффузии в этом интервале длительностей не подтверждается.

Т а б л и ц а 24. Радионаблюдения метеорных потоков

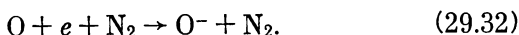
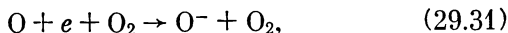
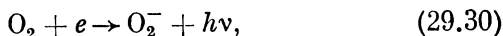
Поток	v_0 , км/с	h_0 , км	s	t_c , с	$\frac{4}{3}k_2$	k_2
Геминиды	36	94	1,69	2,8	5,9	4,4
Квадрантиды	43	96	1,40	7,8	6,1	4,6
Персеиды	60	105	1,69	54	5,8	4,35
Леониды	72	108	1,35	78	6,3	4,7

Сравнивая t_c для Леонид и Персеид, находим, что при $t > 54$ с $m = 2$, откуда $y = -1,11$, $x = 2,85$, $v = -p_v = 0,45$. Это ближе к экспериментальным данным, поэтому можно считать, что при столь больших длительностях (для потока Леонид $t_0 = 51$ с) доминирующим процессом в разрушении следа будет турбулентная диффузия. Из (29.25) найдем $M_0 = \frac{D_0}{t_0^{1,85}} = 38,8 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Сравнивая (29.22)

с (29.23), где положено $H = 0$, получим $\epsilon = 443 M_0 = 1,72 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}^3 = 1,72 \text{ м}^2/\text{с}^3$, в то время как по данным [222] в метеорной зоне $\epsilon = 0,3 \text{ м}^2/\text{с}^3$. Однако полученная нами оценка ϵ — это лишь верхний предел, поскольку, как мы сейчас убедимся, турбулентная диффузия — не единственный механизм разрушения следа.

Рассмотрим подробнее действие прилипания электронов. О. И. Белькович и его сотрудники принимают, что в метеорной зоне концентрация атомарного кислорода меняется слабо и полагают ее постоянной. Как следует из (29.16), при $n = 1$ (бинарные реакции) $k_2 = 4,5$, что практически совпадает с данными табл. 24 для всех потоков. В случае $n = 2$ мы имели бы $k_2 = 3$, поэтому О. И. Белькович и его коллеги отклоняют вторую реакцию (29.11). Исходя из условия $n_m(\text{O}) = \text{const}$, они исключают также вторую реакцию (29.10), поскольку она не

даст излома на кривой $F(\theta)$. Остаются следующие три реакции:



Для (29.31) и (29.32) $n = 1$, так как концентрация O не меняется с высотой.

Однако предположение $n_{\text{м}}(\text{O}) = \text{const}$ справедливо для метеорной зоны лишь в дневных условиях и несправедливо ночью [153], когда выше 90 км концентрация O убывает примерно по закону $n = 0,5$. В этом случае для реакций (29.31), (29.32) следует положить $n = 1,5$, а тогда $k_2 = 3,5$, и, значит, эти реакции не годятся. Для второй реакции (29.10) $n = 0,5$ и $k_2 = 7,5$, что также сильно отличается от данных табл. 24. Остается реакция (29.30), которая, по-видимому, и определяет излом кривых.

Таким образом, следы с длительностью $t < 50$ с разрушаются в основном за счет прилипания электронов к молекулам кислорода, а более длительные — за счет турбулентной диффузии. Однако зависимость длительности следов от скорости и длины волны отличается от теоретической. По мнению О. И. Бельковича, это можно объяснить неизотермичностью атмосферы, но количественно этот вопрос еще не изучен. Недавно В. С. Тохтасьев [232] предложил еще один механизм ограничения длительности следа, а именно, рекомбинацию с электронной стабилизацией:



с константой скорости реакции

$$k = 4,1 \cdot 10^{-19} \left(\frac{T_c}{200} \right)^{-4,5}. \quad (29.34)$$

Расчеты показали качественное согласие теоретических и экспериментальных распределений длительностей радиоэха для Гемнид, Квадрапид, Персеид и Леонид. Все же теоретические кривые показывают более быстрый спад t_0 , чем наблюдения.

§ 30. Головное эхо и его связь с другими явлениями

Явление головного эха было открыто независимо двумя группами исследователей: Дж. Хеем, С. Парсонсом и Дж. Стьюартом в 1947 г. [345], П. Миллманом и Д. Мак-Кинли в 1949 г. [404]. В отличие от основного эха, возникающего в результате отражения радиоволн ионным следом метеора, головное эхо, как показывает его изображение на экране локатора (рис. 75), образуется

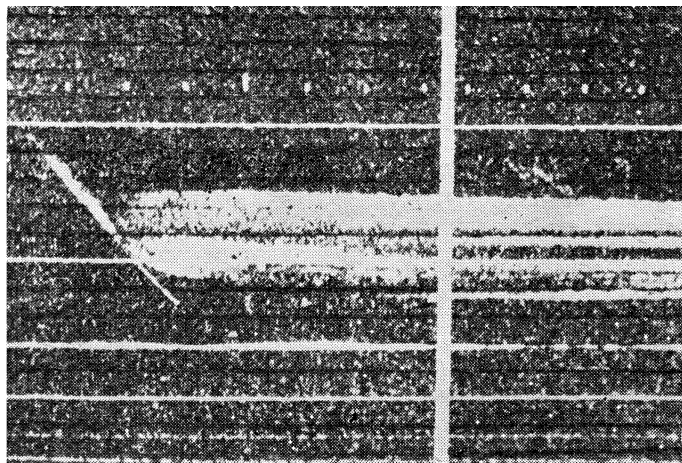


Рис. 75. Изображение головного эха на экране радиолокатора (наклонная полоса слева).

источником, движущимся вместе с метеором. Д. Мак-Кинли и П. Миллман тогда же выдвинули гипотезу о том, что этим источником является «сгусток ионизации», образующийся впереди тела под действием сильного ультрафиолетового излучения ударной волны.

Как показали еще в 1960 г. А. Кук и Дж. Хокинс [307], а в 1962 г. Б. Мак-Интош [390], головное эхо является практически мгновенным отражением радиоволн от источника, движущегося вместе с метеором. Иначе говоря, его длительность меньше постоянной времени радара, которая для канадской установки (Я. Холлидей) равна $8 \cdot 10^{-3}$ с [330], а для чехословацкой (на которой

с 1959 г. под руководством М. Шимека ведутся систематические наблюдения головных эхо) — $2 \cdot 10^{-3}$ с [464]. Чтобы длительность головного эха была меньше этих значений, скорость рекомбинации в метеорном следе должна быть 10^{-5} см³/с [307, 391], тогда как реакции (29.9) имеют скорость в 20—50 раз меньшую.

Чтобы устранить это расхождение, Я. Райхль в 1965 г. [443] сделал предположение, что в неравновесных условиях константа скорости реакций (29.9) может на 1—2 порядка превышать свое равновесное значение, приведенное выше. Действительно, эксперименты Г. Эберта и др. [313] показали, что в начале процесса рекомбинации типа (29.9) константа скорости реакции в 10 раз превосходит свое равновесное значение. В работах [444—446] Я. Райхль привел ряд дополнительных доводов в пользу сделанного им предположения. В частности, из теории начальной стадии неравновесной диссоциативной рекомбинации, разработанной Г. Вильгельмом [494], следует, что на этой стадии константа скорости реакций (29.9) может превышать равновесное значение на два порядка.

В работах 1968—1969 гг. Я. Райхль [444, 445] развил представление о так называемом слое взаимодействия перед метеорным телом, в котором происходит взаимодействие отраженных и набегающих молекул, развиваются такие процессы, как возбуждение, ионизация и диффузия. Условием существования слоя взаимодействия является

$$10^{-1} \leq B \leq 10, \quad B = \frac{v}{v_r} \frac{2R}{l_\infty}, \quad (30.1)$$

где B — обратное число Кнудсена (см. (7.26)), v , v_r — скорости набегающих и отраженных частиц, R — радиус тела, l_∞ — длина свободного пробега. Это условие реализуется в режиме, близком к свободно-молекулярному, выполняется в переходном режиме и заканчивается в режиме течения со скольжением [41]. С наступлением режима непрерывного обтекания слой взаимодействия разрушается, уступая место ударно-сжатому слою.

В рамках концепции слоя взаимодействия Я. Райхлю удалось сравнить эффективность процессов возбуждения, ионизации и диффузии, выявить наличие «подслоев», со-

ответствующих этим процессам, и получить соотношение между их размерами для различных скоростей метеоров.

Интервал высот $118 \div 87$ км, характерный, по П. Миллману, для головных эхо, соответствует условию (30.1) для тел размерами $1 \div 10$ см. По подсчетам Я. Райхля [445] с учетом загоразивания отраженными и испарившимися молекулами (повышающего плотность частиц в слое), условие $n_e \geq 10^7 \text{ см}^{-3}$, необходимое для обнаружения радаром, осуществляется для тел с $d=1$ см в интервале высот $80 \div 115$ км, а для тел с $d=10$ см — в интервале $87 \div 118$ км. Таким образом, интервал высот, приведенный П. Миллманом, как раз и соответствует выполнению условия $n_e \geq 10^7 \text{ см}^{-3}$ для тел приведенных размеров. У меньших тел слой взаимодействия не образуется, у больших тел режим непрерывного обтекания наступает на больших высотах, и формирование ударной волны прерывает действие механизма Райхля: ионизацию набегающих атомов кислорода отраженными и испаряющимися молекулами. Зато после сформирования ударной волны возможна ионизация опережающим излучением, о которой говорилось выше.

В § 26 мы уже говорили о связи между головным эхо и свечением запрещенной зеленой линии кислорода в метеорных спектрах. Перечислим некоторые факты, относящиеся к обоим явлениям.

1. Головные эхо наблюдаются не только у ярких метеоров, но и у сравнительно слабых — до $+2^m$ [443] (как и зеленая линия). Высота образования головных эхо понижается от ~ 120 км у метеоров -5^m до ~ 105 км у метеоров $+2^m$, высота исчезновения повышается от ~ 85 км до $95-100$ км соответственно. По сравнению с основным эхо, головное эхо пачинается выше (основное эхо имеет максимум на $h=95$ км). Интервалы высот для головного эха и зеленой линии почти одинаковы.

2. Головные эхо чаще встречаются у быстрых метеоров (Персеиды), у них же чаще наблюдается зеленая линия.

3. Отмечается относительное постоянство интенсивности обоих явлений вдоль пути метеора.

4. Поведение обоих явлений зависит от атмосферных условий, что было установлено Я. Холлидеем [330, 331]

в отношении зеленой линии и Б. Мак-Интошем [390] в отношении головного эха.

5. Наблюдается зависимость частоты появления и высот свечения зеленой линии от солнечной активности [331, 367]. Для головных эхо связь менее выражена и вопрос не может считаться выясненным [435, 436].

Как мы видели, Я. Райхлю [445] удалось в общих чертах объяснить с единой точки зрения оба явления: головное эхо и свечение зеленой линии кислорода в метеорных спектрах. Однако пока еще никем не производились параллельные спектральные и радиолокационные наблюдения ярких метеоров для непосредственного подтверждения связи этих явлений — не статистически, и не по таким признакам, как интервал высот, скорости и блеск метеоров, а путем сравнения их развития у одних и тех же метеоров.

МАССЫ И ПЛОТНОСТИ МЕТЕОРОИДОВ

§ 31. Динамические массы

Нет надобности объяснять, какое значение имеет возможность определять массы метеороидов в полете и, в частности, — их начальные массы для правильного понимания условий взаимодействия метеороидов с атмосферой, а также для знания распределения их по массам в Солнечной системе.

Одним из первых методов определения масс метеороидов является *динамический* метод. В основе его лежит применение уравнения (3.1), из которого следует

$$M = \frac{\Gamma S \rho v^2}{-\frac{dv}{dt}}. \quad (31.1)$$

Подставляя S из (3.18), получим

$$M^{1/3} = \frac{A\Gamma}{\delta^{2/3}} \frac{\rho v^2}{-\frac{dv}{dt}}. \quad (31.2)$$

Если из точных фотографических наблюдений метеора известны v , $\frac{dv}{dt}$ и высота h , по которой на основании модели атмосферы можно определить ρ , то для определения M из (31.2) нужно задать A , Γ и δ . Обычно принимают $A = 1,21$ (как для шара), а Γ и δ задают, исходя из тех или иных предположений. Кроме того, при определении массы по (31.2) предполагается, что A и Γ не меняются в ходе полета. При коэффициенте изменения формы $\mu \neq \frac{2}{3}$

$$A = A_0 \left(\frac{M_0}{M} \right)^{\frac{2}{3} - \mu}, \quad (31.3)$$

и при $\mu < \frac{2}{3} A$ растет в ходе полета [147]. Фактически при расчетах масс метеороидов этим методом изменения A и Γ не учитывались.

Однако главным недостатком описанного метода является то обстоятельство, что он не учитывает дробления метеороидов.

Еще в 1952 г. Ф. Уиппл [491], сравнив полученные этим методом динамические массы с фотометрическими массами, найденными по кривым блеска тех же метеоров (см. § 32), нашел, что динамические массы значительно меньше фотометрических, если принять «нормальную» плотность метеороидов $3,5 \text{ г/см}^3$.

Чтобы согласовать обе шкалы масс, нужно было сделать одно из следующих трех предположений:

а) Плотность большинства метеороидов в действительности значительно ниже $3,5 \text{ г/см}^3$ и даже ниже 1 г/см^3 . Это — рыхлые частицы типа смерзшегося снега или пылевого конгломерата. Первая модель метеорных частиц была предложена Ф. Уипплом [491], вторая — Э. Эпиком [426].

б) Коэффициент формы A значительно больше, чем принимаемое обычно значение 1,21 и равен 2—3, т. е. метеороиды имеют (или быстро приобретают в ходе полета) сплюснутую форму. Б. Ю. Левин в своей монографии [147] рассматривает это предположение с чисто академической точки зрения (как в принципе возможное, но нереальное), но недавно оно было подробно проанализировано В. Падеветом [434] в применении к болидам Прерийной сети (§ 36). Исследование изменения A в полете было проведено также П. Б. Бабаджановым и В. С. Гетманом [18, 19].

в) Метеороиды испытывают прогрессивное дробление на осколки, существенно меньшие, чем первичное тело. В этом случае торможение, будучи на основании (3.1) пропорциональным отношению S/M , увеличится. Если тело дробится на n равных осколков, то

$$S_n = \frac{S}{n^{2/3}}, \quad M_n = \frac{M}{n}, \quad \frac{S_n}{M_n} = n^{1/3} \left(\frac{S}{M} \right), \quad (31.4)$$

где индексом n отмечены параметры каждого осколка.

Уменьшение динамической массы на порядок по сравнению с фотометрической можно объяснить, уменьшив втрое плотность метеороида или предположив, что он раздробился на 10 равных осколков *). Гипотеза дробления была высказана впервые в 1955 г. Л. Яккиа [352]

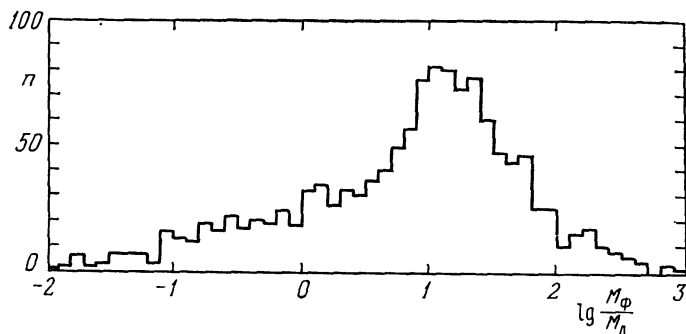


Рис. 76. Гистограмма распределения отношения M_ϕ/M_d (по Цеплехе).

и развита в работах Б. Ю. Левина [147, 148] и А. Н. Симоненко [194, 199].

Все три фактора в принципе могут действовать одновременно, хотя их роль существенно различна. Анализ описанных предположений будет дан в следующих параграфах этой главы. Однако независимо от того, какой из этих факторов наиболее существен, из изложенного ясно, что динамический способ не может дать надежных оценок масс метеороидов.

Попытка проанализировать причины различия между динамическими и фотометрическими массами на основе наблюдательного материала была предпринята в 1966 г. З. Цеплехой [292]. Он использовал каталог 413 ярких метеоров Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггса [354]. Фотометрические массы брались из самого каталога, динамические вычислялись по формуле (31.2) в предположении $\frac{(\Gamma A)^3}{\delta^2} = 1$. На рис. 76 представлена по-

*) Осколков может быть и больше, нужно только, чтобы крупнейшие из них, летящие в «голове» метеора, были в 10 раз меньше по массе, чем первичное тело.

лученная З. Цеплехой гистограмма распределения $\lg \frac{M_{\Phi}}{M_d}$.

Хотя максимум гистограммы приходится на $\frac{M_{\Phi}}{M_d} \approx 10$,

З. Цеплеха сделал вывод, что простым изменением параметров или их комбинации $\frac{(GA)^3}{\delta^2}$ нельзя устранить

большой разброс значений $\frac{M_{\Phi}}{M_d}$ (в пределах пяти порядков!). Нельзя это сделать и введением поправки за дробление, как это сделал Ф. Верниани [483] (см. § 20). По мнению З. Цеплехи, дело заключается в том, что метеоры каталога Яккиа, Верниани и Бриггса (равно как и использованного им в работе [294] каталога Р. Мак-Кроски и А. Позен [378]) делятся на три группы по признаку их плотности и орбитальных характеристик. Гистограмма отражает наложение друг на друга нескольких распределений, различных для этих трех групп.

Работа З. Цеплехи [294] вызвала оживленную дискуссию между ним и Ф. Верниани [482], к которой мы еще вернемся в этой главе.

§ 32. Фотометрические массы

Метод определения масс метеороидов по кривой блеска, основанный на интегрировании уравнения свечения (3.3), был предложен в 1949 г. Л. Яккиа [349]. Перепишем (3.3) в виде

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{2I}{\tau v^2}. \quad (32.1)$$

Полагая, что метеороид полностью разрушается в атмосфере к моменту погасания метеора t_2 , интегрируем (32.1) назад от момента t_2 до любого заданного момента t :

$$M = 2 \int_{t_2}^t \frac{I}{\tau v^2} dt. \quad (32.2)$$

В частности, если положить $t = t_1$ (моменту появления метеора), мы получим из (32.2) начальную массу метеоро-

ида M_0 . Массы, полученные таким методом, называются *фотометрическими*.

Фотометрический метод имеет то преимущество перед динамическим, что он «нечувствителен» к процессу дробления. Как бы ни испарялся метеороид: как единое тело, дробясь на примерно равные осколки, или с отделением мелких частиц, — все равно, поскольку продукты дробления тоже испаряются и высвечивают, достаточно знать скорость испарения в каждой точке пути, чтобы найти массу, испарившуюся на любом отрезке или на всей траектории метеора.

Для получения фотометрических масс необходимо знать для каждой точки траектории интенсивность излучения в абсолютных единицах (например, в эргах в секунду), скорость метеора и коэффициент эффективности излучения τ . Определение I и v не представляет трудностей и, таким образом, точность и надежность фотометрических масс метеороидов полностью определяются достоверностью используемого выражения для коэффициента эффективности излучения τ .

За последние 30 лет почти во всех работах безоговорочно принимается описанная в § 20 «модель А», т. е. предполагается

$$\tau = \tau_0 v, \quad (32.3)$$

а значения τ_0 берутся на основании результатов экспериментов. Фотометрические массы во всех опубликованных каталогах [301, 354, 378, 382, 384] и исследованиях, основанных на этих каталогах, даны именно в этой системе.

Но, как уже говорилось в § 20—22, имеются серьезные основания считать эту систему масс неправильной. Даже для малых метеороидов зависимость $\tau(v)$ не соответствует (32.3), а в случае крупных тел мы не можем не учитывать дополнительных факторов, перечисленных в § 22. Важнейшими из них являются самопоглощение, приводящее к значительному уменьшению τ , и свечение ударной волны, вообще не связанное с потерей массы метеороидом.

И. Н. Ковшун [110], анализируя возможные результаты перехода от модели А к модели В (т. е. к шкале масс Эпика), отмечает следующие качественные изменения в оценках масс, которые при этом произойдут:

1. Массы крупных и глубоко проникающих в атмосферу метеороидов должны быть уменьшены тем значительнее, чем меньше v (на порядок при $v = 20$ км/с и на 70% при $v = 60$ км/с).

2. Массы метеороидов, дающих средние по яркости метеоры на средних высотах, должны быть уменьшены для $v = 10 \div 35$ км/с (тем значительнее, чем меньше v) и несколько увеличены для $v = 40 \div 60$ км/с (до 50% при $v = 60$ км/с).

3. Массы тел, создающих слабые и высокие метеоры, должны быть увеличены тем значительнее, чем больше v (на порядок при $v = 60$ км/с).

Очевидно, что понижение τ при переходе от одной шкалы масс к другой должно вызвать увеличение оценки массы метеороида и наоборот.

Для сравнения масс, получающихся в обеих системах, используем простые соотношения, полученные нами в § 20. Подставляя в формулы (20.32) и (20.34) выражение (32.3), получим следующие выражения для массы метеороида в точке максимального блеска и для его начальной массы в модели А:

$$M_m = \frac{4H^* I_m}{3\tau_0 v^4 \cos z}, \quad (32.4)$$

$$M_0 = \frac{9}{2} \frac{H^* I_m}{\tau_0 v^4 \cos z}. \quad (32.5)$$

Рассмотрим теперь те же соотношения с позиций модели В. Вместо (32.3) примем для τ аппроксимационную формулу Ковицуна (22.10) и будем считать τ переменной величиной, а v — постоянной. Тогда вместо (20.27) будем иметь условие максимального блеска в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2}{3M} \frac{dM}{dt} + \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dt} = 0. \quad (32.6)$$

Введем величину

$$k_m = 2a \ln \rho I + b, \quad (32.7)$$

где a, b — коэффициенты формулы (22.10). Тогда получим вместо (32.4)

$$M_m = \frac{4}{3} \frac{I_m H^*}{v^3 \cos z (\tau_m + k_m)}. \quad (32.8)$$

Обозначив

$$K_m = \frac{\tau + k_m}{2\tau_m}, \quad (32.9)$$

получим вместо (32.5)

$$M_0 = M_m (1 + K_m)^3. \quad (32.10)$$

Присваивая величинам M_m и M_0 , полученным из (32.4) и (32.5), индекс A , а определяемым из (32.8) и (32.10) — индекс B , пайдем их отношения:

$$\frac{M_{mB}}{M_{mA}} = \frac{\tau_0 v}{\tau_m + k_m}, \quad (32.11)$$

$$\frac{M_{0B}}{M_{0A}} = \frac{\tau_0 v}{\tau_m + k_m} \cdot \frac{8(1 + K_m)^3}{27}. \quad (32.12)$$

Величина K_m , как показано в [110], близка к 0,6 и слабо зависит как от v , так и от ρI , поэтому приближенно $M_{0B} = 4,1 M_{mB}$. Входящая в формулы (32.8), (32.9), (32.11) и (32.12) сумма $(\tau_m + k_m)$ зависит от коэффициентов a , b , c формулы (22.10). Хотя они затабулированы в [110], их ход в функции v не был сглажен и беспорядочные колебания этих величин отражают лишь неточность исходных данных и расчетов. В действительности a имеет один максимум (при $v = 30$ км/с), а b — минимум при том же v , коэффициент c изменяется монотонно. В табл. 25 приведены сглаженные по сравнению с [110] значения коэффициентов a , b , c , а также сумма $(\tau_m + k_m)$, величина K_m и отношения, определяемые формулами (32.11) и (32.12). При подсчете последних было принято $\lg \tau_0^* = -19$ [384], чему соответствует $\lg \tau_0 = -9,28$. Результаты расчетов наглядно иллюстрируют качественные выводы И. Н. Ковшунa, приведенные выше.

Посмотрим, к каким последствиям приведет переход на новую шкалу фотометрических масс метеороидов, рекомендуемый И. Н. Ковшунom. Поскольку 90% крупных метеороидов, наблюдаемых в виде ярких болидов, имеют скорости $v_0 \leq 40$ км/с, оценки их масс должны быть уменьшены в 4—8 раз, что приблизит их к динамическим массам. Однако для быстрых слабых метеоров разрыв

Т а б л и ц а 25. Коэффициенты для вычисления масс метеороидов в модели В и коэффициенты перехода от шкалы масс модели А к модели В

Величина	ρl	$v, \text{ км/с}$				
		15	20	25	30	35
$a \cdot 10^4$	—	—0,16	+0,13	+0,39	+0,57	+0,50
$b \cdot 10^3$	—	+0,56	+0,28	+0,02	—0,18	—0,10
$c \cdot 10^3$	—	1,37	1,20	1,03	0,88	0,75
$(\tau_m + k_m) 10^3$	1	1,93	1,48	1,05	0,70	0,65
	10^3	4,83	4,20	3,59	2,97	3,04
	10^6	6,18	8,20	9,86	10,65	10,20
K_m	1	0,70	0,62	0,51	0,40	0,43
	10^3	0,54	0,56	0,59	0,61	0,59
	10^6	0,51	0,54	0,57	0,51	0,53
$\frac{M_{mB}}{M_{mA}}$	1	0,40	0,71	1,25	2,27	2,83
	10^3	0,16	0,25	0,37	0,53	0,60
	10^6	0,13	0,13	0,13	0,15	0,18
$\frac{M_{0B}}{M_{0A}}$	1	0,58	0,88	1,26	1,86	2,44
	10^3	0,17	0,28	0,44	0,65	0,71
	10^6	0,13	0,14	0,15	0,15	0,19

Величина	ρl	$v, \text{ км/с}$				
		40	45	50	55	60
$a \cdot 10^4$	—	+0,37	+0,27	+0,22	+0,20	+0,20
$b \cdot 10^3$	—	—0,02	+0,04	+0,09	+0,10	+0,10
$c \cdot 10^3$	—	0,63	0,52	0,43	0,38	0,38
$(\tau_m + k_m) \cdot 10^3$	1	0,61	0,56	0,52	0,48	0,48
	10^3	2,75	2,50	2,50	2,40	2,40
	10^6	8,42	7,01	6,57	6,23	6,23
K_m	1	0,48	0,54	0,60	0,63	0,63
	10^3	0,61	0,60	0,60	0,59	0,59
	10^6	0,56	0,59	0,63	0,64	0,64
$\frac{M_{mB}}{M_{mA}}$	1	3,43	4,21	5,05	6,01	6,57
	10^3	0,76	0,94	1,05	1,20	1,32
	10^6	0,25	0,34	0,40	0,46	0,51
$\frac{M_{0B}}{M_{0A}}$	1	3,32	4,54	6,13	7,65	8,36
	10^3	0,93	1,14	1,27	1,42	1,57
	10^6	0,28	0,40	0,51	0,60	0,66

между фотометрическими и динамическими массами увеличится еще более. Таким образом, переход к новой шкале масс не снимает расхождения между динамическими и фотометрическими массами, а для слабых и высоких метеоров даже усиливает его.

К сожалению, имеется очень мало работ, в которых обе модели были бы сравнены на большом наблюдательном материале. П. Б. Бабаджанов и Е. Н. Крамер в работе [12] рассчитали массы в обеих моделях для 10 метеоров, в нескольких точках пути для каждого. Однако принципиальной ошибкой авторов является попытка рассчитать плотности и радиусы метеороидов путем совместного решения уравнений торможения и свечения. В результате плотность одного и того же метеороида изменяется вдоль пути на порядок и более (до 60 раз), причем не только убывает (это можно объяснить прогрессивным дроблением), но и растет.

Ч. Дальтон в большой работе [309] также сделал сравнение масс в моделях А и В, но на гораздо большем материале. Он выбрал из каталога Р. Мак-Кроски и А. Позен [378] из 2000 спорадических метеоров 333 самых ярких, причем отдельно с позиции модели А и модели В. 274 метеора оказались общими в обеих выборках. Сравнение масс для выборки В (соответствует наиболее ярким метеорам в модели В) показано на рис. 77.

Выборки Дальтона охватывают метеороиды с массами от $3 \cdot 10^{-2}$ до 5 г, причем в выборке А все метеоры, кроме одного, имеют $v_0 \leq 32$ км/с, а в выборке В все метеоры, кроме 16, имеют $v_0 \leq 40$ км/с, причем метеоры с малыми массами ($M_0 \leq 3 \cdot 10^{-1}$ г) имеют в первом случае $v_0 \leq 23$ км/с, а во втором — $v_0 \leq 30$ км/с. Учитывая, что большинство метеоров, использованных Дальтоном, наблюдалось на высотах 75—95 км, значения ρI для них заключены в пределах $10 \div 10^3$, т. е. согласно табл. 25 для большинства метеоров должно быть $M_B < M_A$. На первый взгляд, у Дальтона наблюдается противоположная картина. Однако все дело в том, что Дальтон использовал для модели А старое значение $\lg \tau_0 = -9,07$, принятое в ранних работах Э. Эпика [421] и Ф. Уиппла [488]. Именно в этой шкале выражены все значения M_A в работе Ч. Дальтона. С переходом на новое значение $\lg \tau_0 = -9,30$, принятое Ф. Верниани [479] и всеми, кто использует модель

А, произойдет смещение всего графика по оси $\lg M_A$ вверх на 0,23 и увеличение всех M_A в 1,7 раза.

По данным Ч. Дальтона (заимствованным у Э. Эпика [428]) можно нанести на рис. 77 линии равных v_0 . Линия,

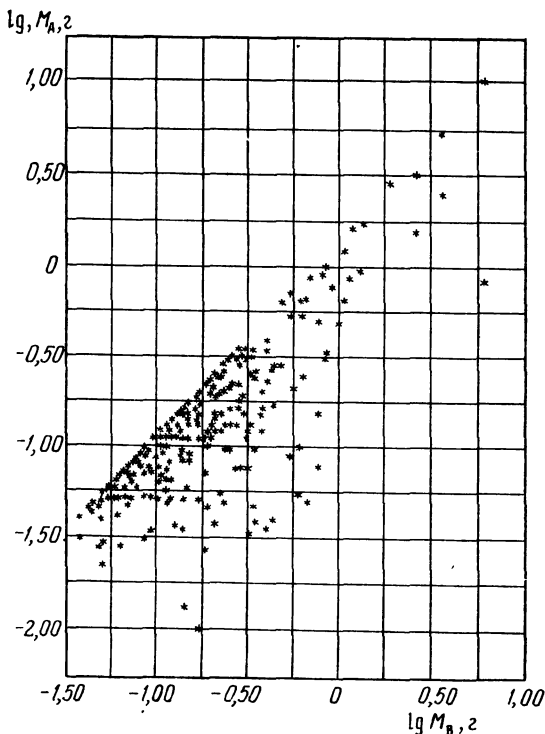


Рис. 77. Соотношение между массами метеороидов в моделях А и В (по Дальтону).

как бы ограничивающая поле точек сверху и слева, соответствует минимальной скорости входа метеороидов в атмосферу Земли 11,2 км/с. Хорошо заметно также преобладание в данной выборке (т. е. среди наиболее ярких метеоров каталога) тел с прямым движением.

Таким образом, работа Ч. Дальтона дает наглядную иллюстрацию соотношений масс метеороидов в моделях А и В, но на весьма ограниченном диапазоне масс. Согласие результатов Ч. Дальтона и И. Н. Ковшуна неудивитель-

но, поскольку оба автора исходили из теории Эпика. Однако, как уже говорилось в § 22, применение этой теории ограничено со стороны очень больших тел. В настоящее время мы не имеем надежной теории для определения масс ярких болидов. Р. Мак-Кроски и З. Цеплеха [386], отмечая это обстоятельство, рекомендуют пока, в качестве первого приближения, применять к болидам общепринятую теорию. Эту рекомендацию можно подкрепить тем соображением, что переход от шкалы масс в модели А или в модели В к новой модели для ярких болидов (назовем ее пока условно моделью С) не вызовет принципиальных трудностей, как только модель С будет разработана.

Основным затруднением в разработке модели С является не теоретическая сторона (мы уже приводили в § 22 и 24 некоторые оценки, которые могли бы лечь в основу такой теории), а ее проверка экспериментами. Для этого необходимы наблюдения входа в атмосферу крупных искусственных объектов или больших (желательно недробящихся) метеоритов.

§ 33. Гипотеза о «пылевых комочках» и рыхлых метеорных телах

В 1950 г., обрабатывая результаты фотографических наблюдений метеорного дождя Драконид 9 октября 1946 г., Л. Якниа, З. Копал и П. Миллман [351] обратили внимание на то, что высоты исчезновения большинства метеоров, даже довольно ярких (до -2^m), расположены на 90 км и выше, и лишь очень яркие метеоры (-5^m) проникают до 85 км. Короткая длина пути метеоров (7—10 км) свидетельствовала об их быстром испарении. Для этого плотные каменные метеорные частицы должны были иметь радиусы 0,01 см и менее, тогда как фотометрические массы у метеоров Драконид составляли $1 \div 100$ г.

Это противоречие и привело в 1955 г. Э. Эпика [424, 426] к концепции «пылевых шариков» (dustballs) или, как их чаще принято называть в нашей литературе, «пылевых комочков». Суть этой концепции состоит в том, что многие метеорные тела (в частности, Дракопиды) в действительности состоят из множества пылевых зерен, слабо связанных друг с другом. При пачале испарения эти связи разрушаются и дальше каждое зерно испаряется

само по себе. Поскольку размеры зерен малы (по оценке Э. Эпика для Драконида, 45—135 мкм [428]), испарение завершается быстро — намного быстрее, чем в случае плотного каменного тела той же массы, что и масса «комка». Но благодаря большому числу зерен в «комке» (по Э. Эпику, $10^5 \div 10^6$) суммарный блеск получается большим. Вскоре данные, полученные по Драконидам, получили подтверждение в результате обработки визуальных наблюдений метеоров Аризонской экспедиции [427] и фотографических наблюдений Леонид [423].

Введение гипотезы о «пылевых комочках» не только устраняло противоречие между массами и длинами путей у Драконид и других метеоров, но открывало путь к разрешению другого противоречия (тесно связанного с первым): между фотометрическими и динамическими массами. Ведь массы, о которых шла речь выше, определялись фотометрическим методом, а малая длина пути свидетельствовала о быстром торможении, что, на основании формулы (21.2), приводило к малым значениям динамических масс. С точки зрения концепции «пылевых комочков» динамические массы — это массы отдельных зерен, из которых состоит «комок», фотометрические же массы дают полную массу «комка».

После обоснования Ф. Уипплом в 1950 г. ледяной модели кометных ядер [489] гипотеза «пылевых комочков» получила и некоторое космогоническое обоснование, поскольку и Драконида, и Леониды, и метеоры других потоков, а также, несомненно, и большинство спорадических метеоров имеют кометное происхождение.

В качестве аргумента в пользу своей гипотезы Э. Эпик приводит следующее обстоятельство. Как показали наблюдения метеоров Аризонской экспедиции и фотографии Драконид и Леонид, метеоры появляются (независимо от блеска, скорости и угла входа) в точке, где выполняется условие

$$\rho v^2 \approx 10^4 \text{ дин/см}^2 = \text{const.} \quad (33.1)$$

Рассмотренные выше наблюдения дали (по 230 метеорам) значения $\lg \rho v^2$ в точках появления (усредненные по группам в 20—70 метеоров) от 3,87 до 4,26, несмотря на разброс скоростей от 21 до 72 км/с. Как полагает Э. Эпик, это означает, что скоростной напор, определяемый форму-

лой (33.1), является предельным для прочности «пылевых комочков»; они распадаются на отдельные зерна; это сразу увеличивает суммарную площадь лобового сечения S и мы наблюдаем появление метеора. Если бы причиной было достижение каждым зерном (после распада комка) режима интенсивного испарения в соответствии с формулами § 9, то тогда выполнялось бы условие

$$\rho v^3 = \text{const.} \quad (33.2)$$

Однако разброс значений $\lg \rho v^3$ в рассмотренном Э. Эпиком материале оказался больше, чем разброс значений $\lg \rho v^2$, а именно, от 10,23 до 10,98 (в шесть раз). Из этого он сделал вывод, что именно первый механизм (распад пылевого комка на отдельные зерна) ответствен за появление метеора.

Дж. Джонс и Т. Кайзер [356] в своей гипотезе о тепловом ударе как причине разрушения метеороидов исходили из справедливости условия (33.2) для высот появления метеоров и нашли подтверждение этому в анализе данных каталога Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггса [354]. Однако последние получили зависимость $\rho_n \propto v^{-3,5}$, а также четкую зависимость ρ_n от массы: $\rho_n \propto M^{-0,25}$ (более массивные тела начинают светиться выше).

З. Цеплеха и Р. Мак-Кроски [386], анализируя условия разрушения относительно крупных плотных тел ($R \geq 1$ см) под действием термических напряжений, получили условие $\rho_c \propto v^{-2,5}$ (ρ_c — плотность воздуха на уровне, где термические напряжения могут привести к дроблению тела).

С учетом этих теоретических предпосылок рассмотрим данные наблюдений. Анализ высот появления 315 метеоров, наблюдавшихся в Одессе и Душанбе, был дан П. Б. Бабаджановым и Е. Н. Крамером [12]. Там же приведено сравнение их с высотами метеоров, сфотографированных в США малыми камерами [353] и супер-Шмидтами [341]. Все четыре ряда наблюдений дают близкий ход ρ_n в функции v , соответствующий зависимости $\rho_n \propto v^{-2,6}$.

В 1973 г. Ф. Верниани опубликовал результаты наблюдений 5759 слабых радиометеоров [484], причем для 4233 из них были определены высоты наблюдения. Для этих метеоров (диапазон масс $10^{-6} \div 10^{-2}$ г) уверенно

получается зависимость $\rho_n \propto v^{-1,5}$ вместо теоретически ожидаемой (для регистрации радиометеоров) $\rho_n \propto v^{-3,5}$.

Таким образом, рассмотренные ряды наблюдений, несмотря на обилие материала и хорошую внутреннюю сходимость, дают различные зависимости ρ_n от v . Однако в этом прослеживается некоторая закономерность. Именно, показатель степени n в зависимости $\rho_n \propto v^{-n}$ оказывается наименьшим для самых слабых метеоров ($n = 1,5$ для ряда Верниани), для визуальных метеоров Аризонской экспедиции $n = 2,0$, для более ярких фотографических метеоров (ряды Бабаджанова и Крамера, Хокинса и Саутворта, Яккиа, а также из сравнения Леонид и Драконид по Эпику) получается $n = 2,5$; правда, для каталога слабых фотографических метеоров Яккиа, Верниани и Бриггса получено $n = 3,5$, но в этом каталоге собраны метеоры с большой длиной пути, т. е. материал каталога отягощен наблюдательной селекцией. Сравнение значений n для рядов наблюдений метеоров разного блеска показывает, что механизм начала свечения у этих классов метеоров различен.

Рассмотренные результаты не противоречат гипотезе «пылевых комочков», поскольку для слабых и средних метеоров, а также для некоторых более ярких (например, для Драконид) она хорошо объясняет некоторые наблюдаемые явления, описанные выше. Гипотеза «пылевых комочков» была принята почти всеми исследователями метеоров, в основном для метеороидов малых масс.

Однако сравнение фотометрических и динамических масс заставляет ряд исследователей предполагать низкие средние плотности для подавляющего большинства метеороидов, в том числе и для таких, которые не могут считаться «пылевыми комочками» из-за их большой массы и большого значения n . Так, последовательным сторонником концепции рыхлых метеороидов, с плотностями от 1 г/см^3 (Геминиды) до $0,01 \text{ г/см}^3$ (Дракониды), является Ф. Верниани [483, 484]. Для большинства метеоров потоков он получил $\delta = 0,14 \div 0,63 \text{ г/см}^3$, а в среднем для спорадических (по 220 метеорам) $\delta = 0,28 \text{ г/см}^3$. «Большинство метеоров, — заключает Ф. Верниани, — кометного происхождения и представляют собой рыхлые, крошащиеся объекты, состоящие из слабо связанных конгломератов губкоподобного вещества» [483],

К аналогичному выводу приходит в своей докторской диссертации Е. Н. Крамер: «Нами и другими исследователями получены данные о низкой конфигурационной плотности (порядка 1 г/см^3) частиц, порождающих яркие метеоры. Это свидетельствует о так называемой «ватной» структуре частиц, являющейся следствием эвакуации летучих веществ из „тугоплавкой“ матрицы» [121].

Несколько иначе подходит к вопросу о структуре метеороидов, подводя итоги своим многолетним исследованиям, З. Цеpleха [302]. Рассмотрев наблюдательные данные о метеороидах в широком диапазоне масс: от 10^{-4} до 10^8 г , З. Цеpleха приходит к выводу, что они делятся по плотности, структуре и составу на пять групп (табл. 26).

Т а б л и ц а 26. Классификация метеороидов по их структуре и плотности (по З. Цеpleхе)

Группа	Средняя плотность, г/см^3	$\lg \sigma$	Предполагаемый состав	Процентное содержание		
				супер-Шмидты, $10^{-3} \div 10 \text{ г}$	малые каменистые, $10^{-4} \div 10^3 \text{ г}$	болиды, $10^2 \div 10^6 \text{ г}$
Астероидальные (гр. I у болидов)	3,7	—11,5	Обыкновенные хондриты	<1	5	32
A (II)	2,1	—11,3	Углистые хондриты	54	37	37
B	1,0	—11,1	Плотное кометное вещество	6	7	—
C (IIIA)	0,6	—10,9	Обычное кометное вещество	40	46	18
D (IIIB)	0,2	—10,7	Рыхлое кометное вещество типа Драконид	<1	5	13

Для составления этой таблицы были использованы фотографические наблюдения более чем 3000 спорадических метеоров, в том числе 364 метеора, снятых на малых камерах в Гарварде, Одессе, Душанбе и Ондражейове [294], 2529 метеоров, снятых на супер-Шмидтах и включенных в каталог Мак-Кроски и Позен [378], и 232 болида Пре-

рийной сети США [301]. Кроме данных, приведенных в табл. 26, 3. Цеплеха рассмотрел орбитальные характеристики метеоров каждой группы. У «астероидальных» метеоров и болидов орбиты имеют в среднем $a = 2,4$ а. е., $e = 0,67$ и $i = 7^\circ$. Примерно такие же средние элементы

Т а б л и ц а 27. Средние плотности метеороидов по данным Ф. Верниани и В. С. Тохтасьева

Поток	Средняя плотность, г/см ³	
	Верниани	Тохтасьев
Геминиды	1,06	1,06
Южн. Тауриды	0,28	0,11
α -Каприкорниды	0,14	0,25
Квадрантиды	0,20	0,98
Персеиды	0,29	0,32
δ -Аквариды	0,27	1,22
Южн. ι -Аквариды	0,30	1,14
Ориониды	0,25	0,25
Сев. Тауриды	0,26	0,11
σ -Гидриды	0,40	0,47
Лириды	0,39	0,53
Спорадические	0,28	—

у группы *A*. Немногочисленная группа *B* отличается большими эксцентриситетами орбит ($e = 0,92$) при таких же полуосях. Группа *C* делится на две подгруппы: C_1 с малыми наклонениями ($i = 5^\circ$), $a = 2,3$ а. е. и $e = 0,80$ и C_2 с произвольными наклонениями и почти параболическими орбитами. У метеоров группы *D* в среднем $a = 3,0$ а. е., $e = 0,71$, $i = 12^\circ$, что довольно хорошо соответствует кометам группы Юпитера.

Анализ каталога Мак-Кроски и Позен был выполнен также В. С. Тохтасевым [233], который при вычислении плотностей метеороидов учел целый ряд факторов, не учитываемых классической теорией: вращение, распыление, зависимость скорости испарения от температуры, химический состав. Значения плотностей для различных потоков по данным Ф. Верниани и В. С. Тохтасьева приведены в табл. 27. Несмотря на расхождения в отдельных случаях в пять раз, в среднем наблюдается хорошее согласие результатов обоих авторов. Близкие результаты для

102 метеоров, наблюдавшихся в Киеве, получили В. Г. Кручиненко и А. В. Кузнецова [133a]: для Персеид 0,87, для всех метеоров 1 г/см³. Их метод отличается от методов, применявшихся Ф. Верниани и В. С. Тохтасьевым, его описание будет приведено в § 35. Плотности, приведенные в табл. 26 и 27,— это объемные плотности, получающиеся в результате деления массы метеороида на его эффективный объем, равный $(S/A)^{3/2}$ (истинный объем метеороида нам неизвестен).

Исследования последних лет подтверждают, таким образом, концепцию о метеороидах как телах, содержащих большую долю (по массе) летучих, легко испаряющихся компонент, соединенных матрицей из более плотного материала, который в основном и проявляет себя в излучении метеора.

§ 34. Объяснение «парадокса масс» эффектом дробления

Почти одновременно с гипотезой Эпика о «пылевых комочках», в 1955 г. Л. Яккиа [352] указал на важную роль дробления метеороидов не только как одной из форм их диссипации в атмосфере, но и как эффекта, оказывающего существенное влияние на процессы торможения, испарения и свечения метеоров. Об этом уже говорилось в § 20 и 31.

Чтобы учесть влияние дробления на отклонение торможения метеора от теории, построенной для движения сплошного тела, Л. Яккиа ввел индекс дробления χ и параметр потери массы s . Последний определяется формулой

$$s = \lg \left(\frac{M_0}{M} - 1 \right) \quad (34.1)$$

и изменяется на протяжении пути метеора от $-\infty (M = M_0)$ до $+\infty (M = 0)$. Индекс дробления χ , по определению, равен

$$\chi = \frac{d}{ds} \lg \frac{\dot{v}_H}{v_T}, \quad (34.2)$$

где \dot{v}_H — наблюдаемое торможение метеора в данной точке, а v_T — теоретическое, вычисляемое из уравнения

торможения

$$\dot{v}_T = K_1 \rho M^{-1/3} v^2, \quad (34.3)$$

причем

$$K_1 = \Gamma \Delta \delta^{-2/3}, \quad (34.4)$$

а M — фотометрическая масса, определяемая по кривой блеска метеора. Очевидно, что если метеороид не дробится, то $\dot{v}_n = \dot{v}_T$ и $\chi = 0$. Если ли же имеет место дробление, то $\dot{v}_n > \dot{v}_T$, причем в случае прогрессивного дробления отношения \dot{v}_n/\dot{v}_T растет вдоль пути и тогда $\chi > 0$. Поэтому Б. Ю. Левин [147] рекомендовал называть χ *индексом прогрессивного дробления*.

Подробнее об индексе дробления χ , его зависимости от различных форм дробления, массы, скорости и угла входа метеора будет рассказано в главе VII. Здесь же мы остановимся лишь на влиянии эффекта дробления на оценку массы и плотности метеороида.

Очевидно, что у метеороида, раздробившегося на n примерно равных осколков, торможение будет таким же, как у единого тела той же общей массы, но имеющего в \sqrt{n} раз меньшую плотность. В самом деле, из формул (31.4), (34.3) и (34.4) следует

$$\delta' = \frac{\delta}{\sqrt{n}}, \quad (34.5)$$

где δ — истинная плотность метеороида, а δ' — кажущаяся, искаженная неучетом дробления. Из формул (34.3), (34.4) следует также, что в случае использования динамического метода при заданном v должно выполняться соотношение $M\delta^2 = \text{const}$, или $M \propto \delta^{-2}$, откуда при $M_n = \frac{M}{n}$ (см. § 31) снова следует (34.5). Таким образом, низкие плотности ($\delta < 1$ г/см³), получаемые из наблюдений, могут быть лишь кажущимися, искаженными дроблением.

Дробление метеороидов может протекать различным образом. В 1961 г. Б. Ю. Левин [148] дал классификацию основных форм дробления. Эти формы следующие:

а) дробление метеороида на несколько частей, далее не дробящихся («прочных»);

б) прогрессивное дробление, при котором осколки дробятся на еще более мелкие частицы, и т. д.;

в) единовременное отделение от главного тела множества мелких частиц;

г) квазинепрерывное отделение мелких частиц.

Процессы типов а) и в) могут происходить неоднократно на протяжении траектории метеора. Возможны и различные сочетания всех типов дробления.

Если мы имеем дело с дроблением типа а), то, используя уравнение торможения на участке после дробления, мы получим заниженную плотность δ' , в соответствии с (34.5). При дроблении типа б) число n будет расти вдоль траектории, а δ' соответственно уменьшаться. С подобным случаем мы уже встретились в § 32 при анализе работы П. Б. Бабаджанова и Е. Н. Крамера [12]. Дробление типа г) не оказывает влияния на δ' , поскольку квазинепрерывное отделение мелких частиц и капель равносильно потере массы за счет испарения, лишь скорость потери массы будет больше. Что касается дробления типа в), то все зависит от того, как велика масса отделившихся частиц по отношению к массе главного тела. Если она ничтожно мала, то на определение δ этот акт никак не повлияет, если же она не мала, то, в соответствии со сказанным выше,

$$\delta' = \delta \left(\frac{M - \Delta M}{M} \right)^{1/2}, \quad (34.6)$$

где ΔM — суммарная масса отделившихся частиц. Формула (34.6) пригодна также в случае отделения от главного тела одного-двух сравнительно крупных осколков — тогда под ΔM надо понимать их общую массу.

Дробление в любых формах не изменяет заметным образом общей энергии излучения метеора, поскольку отделившиеся фрагменты тоже испаряются и вносят свой вклад в излучение. Однако дробление может привести к перераспределению энергии излучения вдоль траектории метеора [195]. Поэтому начальная фотометрическая масса дробящегося метеороида будет определена правильно, а значения текущей массы могут быть искажены.

Разумеется, исследователю желательно пайти надежный критерий, который позволил бы отличить полет дро-

блещегося тела от полета единого тела низкой плотности. Таким критерием, как показал Б. Ю. Левин [149, 366], является фотометрическая кривая метеора.

Различные формы дробления по-разному отражаются на фотометрической кривой метеора. Этот вопрос был подробно исследован Б. Ю. Левиным [149, 366], А. Н. Симоненко [196, 198], В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [140]. Результаты этих исследований будут изложены в § 39.

Возможность объяснения различия динамических и фотометрических масс крупных метеороидов дроблением была изучена также В. Падеветом [431, 432]. Согласно Падевету, мелкие фрагменты, отделившиеся достаточно высоко и при не очень больших скоростях, попадают в своеобразную «ловушку» в застойной зоне за телом, где плотность атмосферы ниже плотности невозмущенного воздуха. В этой «ловушке» фрагменты могут пролететь вслед за телом 5—10 км. Хотя эти фрагменты не испаряются и, таким образом, даже фотометрическая масса всего метеороида будет занижена, динамическая масса на нижнем участке траектории будет еще меньше, так что их отношение может достигать 10, 100 и даже больших значений.

Более тщательный анализ, проведенный В. Падеветом в [432], показал, что эта модель пригодна лишь для больших высот, где реально образуется «ловушка» за телом. Граница области существования «ловушки» при скорости 30 км/с находится на высоте 80 км для заостренных тел и ~100 км для затупленных, поднимаясь при 15 км/с до 60 и 75 км соответственно. Ниже механизм Падевета не действует.

Подобный подход к проблеме был бы полезен, если бы дробление и различие динамической и фотометрической масс были бы редкими явлениями на фоне «нормального» поведения большинства метеоров. Между тем, как будет показано в главе VII, это явление наблюдается у 90% метеоров, в том числе и у болидов. В этих условиях поиски специальных механизмов, могущих обеспечить наблюдаемый эффект, вряд ли оправданы, поскольку осуществление их в реальных условиях маловероятно. Сам В. Падевет признал в [432], что лишь в специальном случае, полагая воздух идеальным газом, а тело — весьма

заостренным, можно получить ожидаемое соотношение фотометрической и динамической масс. Но форма тела может быть самой различной и оно может быстро вращаться. Вращение тела и турбулентность исключают возможность осуществления механизма Падевета.

Естественно с этой точки зрения обратиться к результатам фотометрического и динамического анализа трех метеоритов, сфотографированных в полете: Пршибрам, Лост Сити и Инисфри.

В 1970 г. Р. Мак-Кроски и З. Цеплеха [386] исследовали отношение фотометрической и динамической масс для 413 метеоров каталога Яккиа, Верниани и Бриггса [354] и для 150 болидов Прерийной сети [381]. Результаты представлены на рис. 78, где каждая точка соответствует точке метеора, для которой одновременно определялись фотометрическая масса по кривой блеска и динамическая — по торможению. Поэтому один метеор может быть представлен несколькими точками. Несколько точек соответствуют гарвардским метеорам 1242, 19816 и 7946. Прямая соответствует гипотетическому метеору со средним индексом дробления $\chi = 0,3$. Хорошо видно, что разброс точек по вертикальной оси не зависит от массы метеороидов. Распределения обеих групп метеоров по индексу χ мало отличаются друг от друга с медианой около $\chi = 0$ (значениям $\chi < 0$ соответствует «заострение» метеороида в ходе полета, т. е. изменение $S \propto M^\mu$, где $\mu > \frac{2}{3}$).

Однако попытка Р. Мак-Кроски и З. Цеплехи [386] объяснить низкие плотности, получавшиеся для большинства болидов Прерийной сети, различными видами дробления (прогрессивное дробление, отделение малых частиц и др.), даже с учетом реактивного импульса выбрасываемых частиц, потерпела неудачу. Ни один из рассмотренных механизмов не исключал необходимости приписать крупным метеороидам низкие плотности.

Положение существенно изменилось после успешной регистрации Прерийной сетью полета метеорита Лост Сити, истинная плотность которого была определена в лаборатории. В работе [301] Р. Мак-Кроски и З. Цеплеха заново подвергли анализу данные о 232 болидах Прерийной сети, используя метеорит Лост Сити как своего рода стандарт. При этом они применили метод, основанный на

анализе высот конца свечения болидов. Одновременно и независимо аналогичный метод был разработан и применен к болидам В. А. Бронштэном [48]. Результаты применения этого метода будут изложены в § 36. Именно

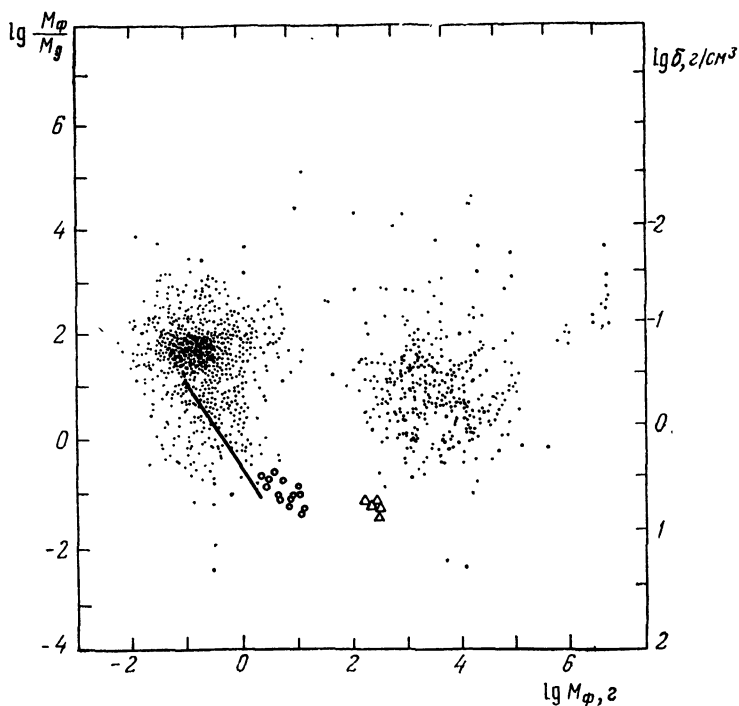


Рис. 78. Отношение фотометрической массы к динамической и объемная плотность метеороидов из каталогов Яккия — Верниани — Бриггса (левая группа точек) и болидов Прерийной/сети (правая группа). По Мак-Кроски и Цеплехе.

с помощью метода конечных высот Мак-Кроски и Цеплеха построили классификацию болидных тел по плотностям, приведенную в табл. 26, а Бронштэн получил близкие результаты, хотя и по меньшему материалу. Все три исследователя применили метод конечных высот к метеоритам Лост Сити и Пршибрам, получив удовлетворительные результаты.

Роль дробления была оценена в [301] путем сравнения изменений вдоль пути болида параметра K_1 , определяемого формулой (34.4), с вариацией K_1 от одного болида к другому. Изменение K_1 вдоль пути болидов сравнительно невелико. Средняя дисперсия $\lg K_1$ для индивидуальных метеоров равна 0,3, тогда как дисперсия $\langle \lg K_1 \rangle$ для всех метеоров равна 0,5. Таким образом, хотя дробление проявляется и в случае крупных тел (все три сфотографированных метеорита: Пршибрам, Лост Сити и Инисфрн раздробились в полете, не говоря о многих других), оно никоим образом не исключает существования метеороидов с низкими плотностями. Более того, совершенно очевидно, что именно рыхлые тела дробятся скорее. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в главе VII.

§ 35. Определение минералогических плотностей метеороидов

Кроме двух описанных выше методов определения плотностей метеороидов — динамического и фотометрического, существует еще один метод, предложенный в 1958 г. З. Цеплей [282] и развитый затем В. В. Бенюх [32, 34]. В основе его лежит использование уравнения теплопроводности с целью получения истинной (минералогической) плотности метеороида.

Допустим, что метеороид — невращающийся цилиндр с плоской лобовой поверхностью. Применим к нему одномерное уравнение теплопроводности для полугограниченного стержня

$$\frac{\partial T}{\partial t} - b^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0. \quad (35.1)$$

Начальное и граничное условия этого уравнения соответственно имеют вид

$$\begin{aligned} T(x, -\infty) &= 0, \\ \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} &= \frac{\varphi(t)}{2b}, \end{aligned} \quad (35.2)$$

где $b = \left(\frac{\lambda}{\delta c} \right)^{1/2} = \text{const}$, λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость вещества метеороида.

Решение уравнения (35.1) при начальном и граничном условиях (35.2) имеет вид

$$T_n = \frac{\Lambda \rho v^3}{2} \left(\frac{H^*}{\lambda \delta v \cos z} \right)^{1/2}, \quad (35.3)$$

где T_n — температура лобовой поверхности метеороида в начале испарения. Если предположить, что начало испарения соответствует точке появления метеора и T_n в этой точке одна и та же для всех метеороидов данного состава, то можно переписать равенство (35.3) так, чтобы в левой части стояли величины, характеризующие теплофизические свойства метеороида:

$$\frac{2T_n}{\Lambda} \left(\frac{\Lambda \delta c}{H^*} \right)^{1/2} = \frac{\rho v^{5/2}}{\cos^{1/2} z}. \quad (35.4)$$

Величины, стоящие в правой части (35.4), известны из наблюдений, H^* также известно, кроме того, для точки появления метеора можно положить $\Lambda = a_e$ (коэффициенту аккомодации). Значения T_n В. В. Бенюх принимала следующие: 1600 К для рыхлых каменных, 2400 К для плотных каменных и 2800 К для железных метеороидов [32].

Высота начала испарения h_n или, что то же самое, высота точки появления метеора не совпадает с высотой начала его фотографической регистрации h_ϕ , поскольку последняя зависит от чувствительности фотоаппаратуры и эмульсии. Опираясь на исследования Л. А. Катасева [93], В. В. Бенюх положила

$$h_n = h_\phi + 5 \text{ км}. \quad (35.5)$$

Подставляя в (35.4) $\rho(h_n)$, можно было, с учетом сделанных предположений, найти величину

$$f(\delta_m) = \lg \frac{2T_n (\lambda \delta c)^{1/2}}{a_e}, \quad (35.6)$$

где δ_m — истинная (минералогическая) плотность вещества метеороида, отличающаяся от его объемной плотности ввиду наличия пустот, легких и летучих включений, губкообразной структуры и т. д.

Используя лабораторные данные о плотности δ_m и $f(\delta_m)$ целого ряда пород и минералов, В. В. Бенюх построила зависимость $f(\delta_m)$, изображенную на рис. 79. Хотя зависимость имеет точки излома, она носит монотонный характер. Теперь с помощью кривой рис. 79 можно сделать переход от $f(\delta_m)$, определенной по формуле (35.6), к самому значению δ_m .

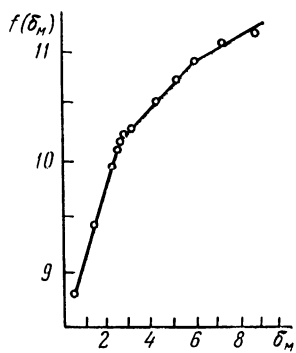


Рис. 79. Зависимость $f(\delta_m)$ (по Бенюх).

В. В. Бенюх произвела оценку минералогических плотностей 379 метеороидов по базисным фотографиям метеоров, полученным в Киеве, Одессе и Душанбе [32]. Распределение их по δ_m показало наличие острого максимума у $\delta_m = 2,5$ г/см³ у Персеид, Геминид и спорадических метеоров и максимумы около $\delta_m = 4,5$ г/см³ у δ -Аква-

рид и Таурид. Вместе с тем немало метеороидов имеют плотности от 4 до 7 г/см³, а отдельные — до 12 г/см³.

3. Цеплеха в работе [294] использовал параметр K_B , равный десятичному логарифму правой (или левой) части уравнения (35.4), для классификации метеороидов. Он разделил их сначала на три группы: $A(\overline{K}_B = 7,6)$, $B(\overline{K}_B = 7,2)$ и $C(\overline{K}_B = 6,9)$. Выявилось значительное преобладание группы A среди медленных метеоров и группы C среди быстрых. В работе [302] Цеплеха добавил еще две группы. Об этих группах уже говорилось в § 33. Получив среднюю плотность метеороидов группы A 4 г/см³ и найдя, что они составляют 54% среди сфотографированных метеоров каталога Мак-Кроски и Позен [378], З. Цеплеха сделал отсюда вывод, что 90% всех метеороидов имеют астероидальное происхождение. (Напомним, что метеоры группы A имеют малые скорости и из-за действия физического фактора их наблюдаемое число должно быть занижено.)

Работы З. Цеплехи и, в частности, его метод определения минералогических плотностей подверглись критике со стороны Ф. Верниани [482], убежденного сторонника преобладания рыхлых метеороидов кометного происхож-

дения. Большая часть этих критических замечаний была направлена на отстаивание справедливости метода, применявшегося самим Ф. Верниани в работах [479, 481] (см. § 20 и 32), и полученных им низких плотностей.

В этой части дискуссии налицо было явное недоразумение, ибо плотности, полученные З. Цеплехой и В. В. Бенюх, с одной стороны, и Ф. Верниани, с другой, имеют разный физический смысл и могут совпадать между собой лишь для плотных, компактных тел. В самом деле, минералогическая плотность есть плотность вещества тела, не зависящая от его структуры и формы. Она определяется в методе Цеплехи — Бенюх по уравнению теплопроводности, в предположении, что к моменту появления метеора все тепло, получаемое от набегающих молекул воздуха, идет на нагрев поверхности тела до температуры кипения, причем можно применять уравнение (35.1).

Объемная плотность, получаемая по методу Верниани, есть плотность воображаемого единого дробящегося тела, испытывающего такое же торможение, как наблюдаемый метеор, и имеющего массу, равную фотометрической массе, полученной в предположении о справедливости модели А. Поскольку вводилась поправка за прогрессивное дробление с помощью индекса χ , данное выше определение можно обобщить также на тела, испытывающие прогрессивное дробление с данным χ .

Таким образом, оба определения плотности не только физически различны, но и содержат целый ряд различных между собой предположений, перечисленных выше, и лишь тот метеороид, который одновременно удовлетворяет всем этим предположениям, будет иметь одинаковую плотность, полученную обоими методами*). Поэтому возражения Ф. Верниани, связанные с защитой применявшегося им метода и полученных результатов, не имеют существенного значения.

Точно так же несущественно замечание Ф. Верниани о том, что З. Цеплеха получил зависимость $\rho_n \propto v^{-2.5}$, тогда как по материалам каталога [354] получилось

*) Для этого нужно еще, чтобы и все параметры (или их комбинации), входящие в формулы, были такими же, как у реального метеора.

$\rho_n \propto v^{-3.5}$. Этот вопрос уже рассматривался нами в § 33, где было показано, что показатель n в соотношении $\rho_n \propto v^{-n}$ различен для различных групп метеоров, а в каталоге [354] преобладают метеоры с большой длиной траектории, т. е. в нем имеет место некоторая селективность отбора материала.

Наиболее важное возражение против метода Цепле-хи — Бенюх связано с возможностью применения уравнения теплопроводности в виде (35.1) к метеороидам. Здесь выдвигались следующие соображения:

1. Уравнение (35.1) выведено для невращающегося цилиндра с плоской лобовой поверхностью. Для тела иной формы и имеющего вращение уравнение теплопроводности не будет одномерным. Соответствующее уравнение для быстро вращающейся сферы в полубесконечной атмосфере было получено З. Цеплехой и В. Падеветом в 1961 г. [285] и В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным в 1966 г. [139] (см. § 13). Применение уравнения теплопроводности для быстро вращающейся сферы вместо (35.1) может, как показал В. Г. Кручиненко [133], понизить оценки плотности δ_m на порядок.

2. В уравнении (35.1) не учитывается отвод тепла за счет излучения. Доля тепла, отводимого за счет излучения, равна

$$\eta = \frac{8\epsilon\sigma T^4}{\Lambda\rho v^3}, \quad (35.7)$$

где ϵ — коэффициент излучения. Полагая для простоты $\frac{\epsilon}{\Lambda} = 1$ и подставляя значение σ , получим

$$\eta \approx 4.5 \cdot 10^{-4} \frac{T^4}{\rho v^3}. \quad (35.8)$$

Поскольку произведение ρv^3 — слабо меняющаяся величина, для $T = 2000$ К формула (35.8) дает $\eta = 0,4 \div 0,5$, но уже при $T > 2500$ К $\eta > 1$, чего не может быть. Таким образом, температура поверхности метеороида с учетом потерь на излучение не может достигнуть значений, существенно превышающих 2000 К, а без учета таких потерь уравнение (35.1) или ему подобное применять нельзя.

3. В том же уравнении не учитывается, что в момент появления метеора (не только для фотокамеры, но и для глаза, даже вооруженного биноклем) испарение уже началось, и надо учесть затраты тепла на испарение. Этот вопрос был рассмотрен В. Г. Кручиненко и С. С. Тряпиным [128], которые показали, что учет испарения в корне меняет результат вычисления δ_m , понижая его более чем на порядок *).

Обозначим плотность, получаемую с помощью (35.3), но с учетом затраты энергии на испарение W_e , через δ_* . Тогда, подставляя в (35.3) вместо

$$W = \frac{\Lambda \rho v^3}{2} \quad (35.9)$$

разность $W - W_e$, получим

$$\delta_m = \frac{H^*}{c\lambda v \cos z} \left(\frac{W}{T_H} \right)^2, \quad (35.10)$$

$$\delta_* = \frac{H^*}{c\lambda v \cos z} \left(\frac{W - W_e}{T_H} \right)^2, \quad (35.11)$$

$$\delta_* = \delta_m \left(1 - \frac{W_e}{W} \right)^2. \quad (35.12)$$

Величина W_e равна

$$W_e = \frac{Q}{S} \left| \frac{dM}{dt} \right| = \frac{2I}{\tau v^2} \frac{Q \delta_*^{2/3}}{M^{2/3}}. \quad (35.13)$$

Деля W_e на W и подставляя в (35.12), получим следующее трансцендентное уравнение для δ_* :

$$\delta_* = \delta_m (1 - B \delta_*^{2/3}), \quad (35.14)$$

где обозначено

$$B = \frac{4IQ}{A\Lambda\rho\tau M^{2/3}v^5}. \quad (35.15)$$

Из (35.15) и (35.14) видно, что при $I \neq 0$ $\delta_* < \delta_m$. Проще найти соотношение между δ_* и δ_m из формулы (35.12):

*) Следующий далее вывод отличается от приведенного в [128].

W_e/W	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
δ_*/δ_m	0,81	0,64	0,49	0,36	0,25	0,16	0,09

Совершенно так же влияет на определение δ_* потеря энергии на излучение W_r (собственно говоря, в формулах (35.11), (35.12) вместо W_e должно стоять сумма $W_e + W_r$). Из приведенной выше таблички ясно, что даже небольшие неучтенные потери на излучение и испарение могут привести к завышению оценок δ_m , что и проявилось в работах З. Цеплехи и В. В. Бенюх.

Как показал В. Г. Кручиненко [133], переход от цилиндра с плоским торцом к быстро вращающейся сфере занижает оценку δ_m ровно в 16 раз. Реальные метеороиды имеют самые различные формы и скорости вращения, так что определяемые для них δ_m , по-видимому, должны лежать где-то в интервале между этими крайними значениями. Любопытно, что полученные В. Г. Кручиненко значения δ_m в модели быстро вращающейся сферы оказались весьма близки к значениям фотометрических плотностей, полученным Ф. Верниани [484] и В. С. Тохтасьевым [233] и приведенным в табл. 27.

Неопределенности, сопровождающие определение минералогических плотностей, сильно ограничивают применимость метода Цеплехи—Бенюх. По-видимому, наиболее реалистическими следует признать плотности, полученные В. С. Тохтасьевым [233], приведенные в табл. 27, поскольку он использовал не только самый надежный фотометрический метод, но и модель В для $\tau(v)$, а кроме того, учел ряд эффектов, не учтенных другими исследователями. Полученные им результаты весьма близки к последним результатам З. Цеплехи [302], отраженным в табл. 26.

§ 36. Определение плотностей крупных метеороидов по высоте разрушения

Одним из неожиданных результатов работы Прерийной сети службы ярких болидов в США и Европейской сети в Чехословакии, ФРГ и ГДР явилось крайне малое число болидов, завершавшихся падением метеоритов. Метеорит Пршибрам был сфотографирован в Чехословакии в 1959 г. еще до ввода в действие болидной сети. Прерий-

ная сеть сфотографировала за 14 лет работы (1964—1978 гг.) полет лишь одного метеорита Лост Сити. Канадская сеть, созданная в 1971 г., сфотографировала в 1977 г. полет метеорита Инисфри. Если взять каталог ярких болидов Р. Мак-Кроски, К. Шао и А. Позен [388], то из 322 болидов лишь один (!) завершился падением метеорита. Между тем среди болидов, сфотографированных болидными сетями, были и очень яркие, до -20^m , причем фотометрические массы этих тел доходили до 20 тонн. Очевидно, что если такие громадные тела не могут достигнуть поверхности Земли, значит, они весьма непрочные и разрушаются при полете в атмосфере гораздо быстрее, чем можно было бы ожидать от плотных каменных метеоритов (не говоря о железных).

Если это так, то по высоте разрушения этих метеороидов (с учетом их массы, скорости и угла входа) можно судить об их плотности и, таким образом, получить еще один метод ее определения.

Первым обратил внимание на значение высот погасания болидов (концевых высот) для выявления некоторых физических свойств метеороидов Б. Мак-Интош в 1970 г. [392]. Он вывел некоторые соотношения, определяющие изменение скорости, угла наклона траектории, а также зависимость высоты погасания от основных параметров метеора (σ , S/M , v_0 и др.). Эти соотношения являются частными случаями или следствиями более общих формул, полученных нами в 1961 г. и приведенных в § 4. Высоту конца болида Б. Мак-Интош справедливо называет «весьма чувствительным индикатором» возможности выпадения метеоритов.

В 1976 г. были опубликованы почти одновременно две работы, в которых концевые высоты использовались для определения плотности метеороидов. Это — работа З. Цеплехи и Р. Мак-Кроски [301] и работа В. А. Бронштэна [48]. Ниже мы опишем метод, предложенный автором.

Перепишем формулу (4.1)

$$K = \frac{2\Gamma A_0 H^* \rho_0 \sec z}{M_0^{1/3} \delta^2 z}. \quad (36.1)$$

Здесь K — безразмерный параметр, определяющий нуль-пункт шкалы высот на кривой торможения и поте-

ри массы метеороида. С другой стороны, из формулы (4.2) следует

$$K = e^{h/H^*} e^{-u_0} [\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u)], \quad (36.2)$$

где величины h и u относятся к точке разрушения метеороида. Приравнявая оба выражения друг другу и опуская индекс у A_0 , получим следующую формулу, определяющую δ :

$$\delta = \left\{ \frac{2\Gamma A H^* \rho_0 \sec z}{M_0^{1/3} [\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u)]} e^{u_0 - \frac{h}{H^*}} \right\}^{3/2}. \quad (36.3)$$

Для упрощения (36.3) обозначим

$$2\Gamma A \rho_0 H^* = e^a. \quad (36.4)$$

Тогда вместо (36.3) будем иметь *)

$$\delta = \frac{\sec^{3/2} z}{M_0^{1/2}} \frac{\exp \frac{3}{2} \left(a + u_0 - \frac{h}{H^*} \right)}{[\text{Ei}(u_0) - \text{Ei}(u)]^{3/2}}. \quad (36.5)$$

Если принять $\Gamma = 0,5$, $A = 1,21$, $\rho_0 = 1,225 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $H^* = 7 \cdot 10^5$ см, то получим $a = 6,95$. С помощью формулы (36.5) в работе [48] были подсчитаны плотности примерно 30 болидов Прерийной сети, данные о которых были опубликованы Р. Мак-Кроски и А. Позен [384]. Для большинства метеороидов было найдено $\delta < 1$, хотя были обнаружены среди них также тела нормальной ($\delta \sim \sim 3$ г/см³) и промежуточной ($\delta \approx 1,5$ г/см³) плотности. Доля тел низкой плотности возрастала при переходе к особо крупным телам ($M_0 > 10^5$ г), что дало автору основание выдвинуть в работах [46, 48] предположение о существовании в Солнечной системе особого класса тел, названных им «микрокометами», одним из представителей которых был Тунгусский метеорит.

В той же работе [48] было установлено подобие структуры и плотности большинства болидов Прерийной сети и Тунгусского метеорита. При этом были использованы два независимых выражения для K : (36.1) и (36.2). Ход рассуждений был следующий.

*) В работе [48] в формуле (15), соответствующей (36.5), имеется опечатка: показатель степени $3/2$ превратился в множитель.

Возьмем один из болидов в качестве тела сравнения, припишем ему индекс 1, а всем остальным — индекс 2. Составим отношения K_1/K_2 на основе выражений (36.2) и (36.4), обозначив эти отношения соответственно через μ_a и μ_b :

$$\mu_a = \exp \left[\frac{h_1 - h_2}{H^*} + (u_{02} - u_{01}) \right] \frac{\text{Ei}(u_{01}) - \text{Ei}(u_1)}{\text{Ei}(u_{02}) - \text{Ei}(u_2)}, \quad (36.6)$$

$$\mu_b = \frac{\Gamma_1 A_1 \sec z_1}{\Gamma_2 A_2 \sec z_2} \left(\frac{M_{02}}{M_{01}} \right)^{1/3} \left(\frac{\delta_2}{\delta_1} \right)^{2/3}. \quad (36.7)$$

Предположим, что для рассматриваемой группы тел все коэффициенты не только постоянны, но и равны друг другу, т. е. $\Gamma_1 = \Gamma_2$, $A_1 = A_2$, $\sigma_1 = \sigma_2$ и т. д. Будем полагать, что разрушение в атмосфере болидов Прерийной и Европейской сетей, а также Тунгусского метеорита определяется одним физическим механизмом и что плотность этих тел одинакова ($\delta_1 = \delta_2$). Тогда формула (36.7) значительно упростится:

$$\mu_b = \frac{\sec z_1}{\sec z_2} \left(\frac{M_{02}}{M_{01}} \right)^{1/3}. \quad (36.8)$$

Если сделанные выше предположения верны, то должно быть $\mu_a = \mu_b$, если же нет — равенства не будет. В качестве «эталонного» болида был взят болид № 39000 Прерийной сети и были рассчитаны значения μ_a и μ_b для 33 болидов и Тунгусского метеорита, а также для метеоритов Лост Сити и Пршибрам. При подсчете u_0 , u принималось $\sigma = 10^{-12}$ см²/с. Для большинства болидов было получено $\mu_a \approx \mu_b$, причем Тунгусский метеорит при вполне разумных параметрах его входа в атмосферу ($M_0 = 10^{12}$ г, $v_0 = 25$ км/с, $z = 79^\circ$, $h = 5$ км) хорошо укладывался в общий ряд болидов, не достигших поверхности Земли и также давал $\mu_a \approx \mu_b$. Наоборот, метеориты Пршибрам и Лост Сити, а также небольшая группа болидов ($\sim 20\%$) дали отклонение от общей зависимости ($\mu_b < \mu_a$). Из сравнения (36.7) и (36.8) ясно, что если $\delta_2 > \delta_1$, то, полагая $\delta_2 = \delta_1$, мы тем самым занижаем μ_b в отношении $\left(\frac{\delta_2}{\delta_1} \right)^{2/3}$.

Мы попытались применить описанный метод к метеоритам Пршибрам и Лост Сити и получили правильные по

порядку величины оценки их плотности. По данным работ [337, 451] были сделаны расчеты также для метеорита Инисфри. Расчеты для метеоритов Пршибрам и Лост Сити мы сделали заново, учтя значения σ , вычисленные для первого З. Цеpleхой [284, 288] и для второго — З. Цеpleхой и Р. Мак-Кроски [301]. При этом, как и в работе [48], получилось хорошее согласие для метеорита

Т а б л и ц а 28. Расчет плотностей метеоритов Пршибрам, Лост Сити и Инисфри

Метеорит	M_0 , г	v_0 , км/с	h_R , км	δ , г/см ³		
				расчет [48]	настоящая работа	истинное
Пршибрам	$7,2 \cdot 10^5$	20,9	13,3	3,65	3,40	3,50
Лост Сити	$4,9 \cdot 10^5$	14,2	19,5	1,83	1,02	3,73
Инисфри	$2,0 \cdot 10^4$	14,5	19,9	—	$1,49 \div 2,36$	3,50

Пршибрам и занижение плотности для метеорита Лост Сити, причины которого будут проанализированы ниже. Для метеорита Инисфри плотность тоже получилась заниженной.

Анализ формулы (36.5) показывает, что занижение плотности метеоритов Лост Сити и Инисфри могло произойти в основном от следующих причин:

а) Начальная масса M_0 завышена. В частности, если перейти от модели А (в которой выражены все M_0 в каталоге [389]) к модели В, мы получим для Лост Сити $\delta = 2,83$ г/см³, что лишь на 25% ниже истинной плотности метеорита.

б) Высота разрушения завышена; так, если уменьшить ее для Лост Сити до 12,5 км, мы получим совпадение плотности с реальной; для метеорита Инисфри достаточно «опустить» высоту разрушения на 2—4 км.

в) Механизм разрушения в случае плотных тел иной, чем у рыхлых. Как известно, и Пршибрам, и Лост Сити, и Инисфри раздробились в воздухе на несколько осколков. Это ускорило их торможение, и, наконец, скорость упала до таких значений, когда абляция и свечение прекращаются. Еще раньше пропал след болида на фотопластинке. Рыхлые тела продолжают интенсивно испаряться до тех пор, пока не испарятся нацело.

Мы провели заново вычисления плотности 322 болидов каталога Р. Мак-Кроски, К. Шао и А. Позен [388] описанным методом. Среднее значение плотности получилось равным $0,513 \pm 0,071$. В связи с этим в качестве «эталонного» был выбран болид № 39038 В ($\delta = 0,509$). Коэффициент корреляции между величинами μ_a и μ_b получился при этом равным 0,712, что характеризует, с одной стороны, надежность метода, а с другой, — разброс значений δ и других коэффициентов, принимавшихся постоянными. Подтвердился вывод работы [48] о том, что с ростом масс метеороидов их средняя плотность убывает. Так, для тел с $M_0 < 10^4$ г, $\delta_{\text{ср}} = 0,555$, а для тел с $M_a > 10^4$ г $\delta_{\text{ср}} = 0,347$.

Несколько иначе подошли к этому вопросу З. Цеплеха и Р. Мак-Кроски в работе [301]. Они ввели эмпирический критерий конечных высот (РЕ-критерий), равный, по определению,

$$PE = \lg \rho_E + A \lg M_0 + B \lg v_0 + C \lg \cos z, \quad (36.9)$$

где ρ_E — плотность атмосферы в точке разрушения метеороида, A, B, C — коэффициенты. По 156 болидам методом наименьших квадратов были получены следующие значения: $A = -0,42 \pm 0,05$, $B = +1,49 \pm 0,31$, $C = -1,29 \pm 0,20$.

Связь РЕ-критерия с плотностью метеороида δ устанавливается следующим образом. Выделим из (36.1) комбинацию величин, определяемых геометрией и плотностью тела, которую З. Цеплеха [302] назвал коэффициентом формы и плотности:

$$K_1 = \Gamma A \delta^{-2/3}. \quad (36.10)$$

По 167 болидам была установлена следующая эмпирическая связь значения K_1 для высоты разрушения, K_E , с параметром РЕ:

$$\lg K_E + \lg \sigma_E = -PE - 16,25. \quad (36.11)$$

где σ_E — значение параметра абляции σ для высоты разрушения. Эта величина находится шестью независимыми способами, предложенными З. Цеплехой [300], и из результатов берется среднее (см. § 7). В той же работе [300]

предложено шесть способов определения K_1 . Поэтому для шести значений σ_E получают 36 значений K_E , из которых тоже берется среднее *). Далее З. Цеплеха и Р. Мак-Кроски постулируют, что $K_E \propto \sigma_E$ и получают отдельные эмпирические соотношения этих величин с PE:

$$\begin{aligned} \lg \sigma_E &= \frac{1}{2} (-PE - 27,38), \\ \lg K_E &= \frac{1}{2} (-PE - 5,18), \end{aligned} \quad (36.12)$$

причем постоянные подбирались путем подстановки значения K_E для метеорита Лост Сити, истинная плотность которого была известна. Таким образом, шкала плотностей в работе З. Цеплехи и Р. Мак-Кроски не является независимой, а базируется на реальной плотности метеорита Лост Сити. Поскольку для него из фотографических наблюдений болида (№ 40590 по каталогу [388]) получено $PE = -4,44$, из (36.12) и (36.10) получаем $GA = 1,026$, тогда как мы принимали $GA = 0,605$. Переход от нашей шкалы плотностей к шкале Цеплехи и Мак-Кроски соответствует увеличению всех плотностей в 2,2 раза. Это и объясняет преобладание в статистике З. Цеплехи [302] плотных тел среди болидов Прерийной сети.

Однако предположение, что метеорит Лост Сити является типичным среди всех метеороидов, наблюдавшихся в виде болидов Прерийной сети, нам представляется необоснованным. Этот метеорит потому-то и достиг земной поверхности, что он был плотнее других и разрушался не так быстро. Процесс разрушения метеороидов в атмосфере создает, как показала практика всех болидных сетей, сильную селекцию, так что только самые прочные и плотные тела могут достигать поверхности Земли.

Даже падение десятка метеоритов, сфотографированных в полете, подобно метеоритам Лост Сити и Пршибрам, не даст основания распространить их параметры на все метеороиды, не достигающие поверхности Земли и наблюдаемые лишь в виде ярких болидов. Выход из поло-

*) Из 36 комбинаций выражений для определения σ и K_1 лишь 27 являются независимыми, а остальные девять комбинаций получаются из других путем тождественных преобразований.

жения может быть достигнут в постановке серии экспериментов по запуску искусственных метеоров достаточно больших размеров и различного строения и состава.

В заключение остановимся на некоторых попытках кардинального пересмотра если не всей физической теории метеоров, то некоторых основных ее положений. К числу таких попыток относятся работы Г. И. Петрова и В. П. Стулова [180] и В. Падевета [433, 434].

В 1975 г. Г. И. Петров и В. П. Стулов, рассматривая движение крупного метеороида в атмосфере Земли, выдвинули предположение, что пары метеорного тела образуют перед лобовой частью достаточно плотную подушку и продолжают движение вперед вместе с метеороидом, оттекая лишь через тонкий слой смешения с набегающим потоком воздуха (оттесненный пограничный слой). Уравнение потери массы (3.2) они заменяют уравнением

$$\frac{dM}{dt} = -c_m S \rho v, \quad (36.13)$$

где c_m — безразмерный параметр. Интегралы уравнений торможения (в обычной форме) и (36.13) имеют вид

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{v}{v_0}\right)^\lambda, \quad \lambda = \frac{c_m}{\Gamma}, \quad (36.14)$$

$$\frac{h}{H^*} = \ln \frac{\alpha \lambda}{1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^\lambda}, \quad \alpha = \frac{K}{2}, \quad (36.15)$$

где K определяется формулой (36.1), а о параметре λ уже говорилось в § 17.

Концепция Г. И. Петрова и В. П. Стулова (которую мы будем называть далее *концепцией удержания пара*) приводит к ряду важных следствий, а именно:

а) скорость потери массы метеороидом не равна скорости испарения, а гораздо меньше ее;

б) средняя объемная плотность метеороида равна его текущей массе (тело + пары), деленной на суммарный объем тела и подушки паров, т. е. она существенно меньше истинной плотности тела;

в) скорость торможения тела, несущего впереди подушку пара, гораздо больше, чем при отсутствии такой подушки; по мере входа в плотные слои атмосферы торможение прогрессивно нарастает.

Эта концепция была затем развита В. Падеветом [433, 434], пришедшим к ней из совсем других соображений. Изучая различные попытки объяснить расхождение между динамическими и фотометрическими массами, В. Падевет пришел к выводу, что одной из возможных причин

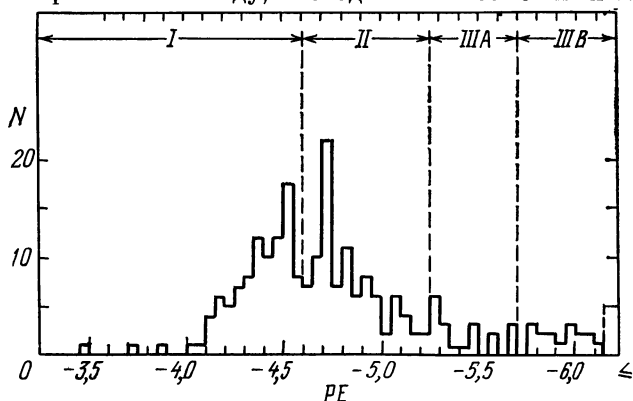


Рис. 80. Распределение болидов Прерийной сети по параметру PE (по Цеплехе и Мак-Кроски). Номера групп — по табл. 26.

этого расхождения, помимо рыхлой структуры и дробления, может быть образование плотной подушки пара впереди тела, сечение которой много больше сечения самого тела. Имея относительно малую массу, но создавая сильное аэродинамическое сопротивление, эта подушка и является, по В. Падевету, причиной «парадокса масс и плотностей».

Рассматривая распределение болидов Прерийной сети по плотностям (точнее, по параметру PE), построенное З. Цеплехой и Р. Мак-Кроски [301], В. Падевет обратил внимание на его асимметричный вид, непохожий на нормальное распределение (рис. 80). Постепенный подъем числа тел в сторону больших PE (т. е. больших плотностей), сменяющийся довольно крутым спадом, В. Падевет трактует следующим оригинальным образом.

По мнению Падевета, все крупные метеороиды имеют примерно одинаковое строение и средний хондритовый состав. Они различаются только своими массами и условиями влета в атмосферу (скорость, угол входа). Число метеороидов, наблюдаемых в виде ярких болидов, растет

в сторону меньших масс (на рис. 80 влево), пока порог чувствительности аппаратуры не кладет предел этому росту. Крупные тела имеют бóльшие высоты разрушения, а не меньшие, как следует из общепринятой теории, потому что перед ними образуется подушка пара, причем размеры и влияние этой подушки растут в сторону больших масс.

Однако, как было показано в 1979 г. В. А. Бронштэном и К. П. Станюковичем [51], концепция удержания пара не выдерживает критики. При той интенсивности испарения, которая характерна для метеороидов, пары не могут удерживаться длительное время впереди тела (если его передняя поверхность не вогнутая). Приведем, в соответствии с [51], ряд простых доказательств этого утверждения.

Если мы имеем дело с крупным метеороидом, образующим ударную волну, то впереди него образуется трехслойная конфигурация: ударный слой — слой смешения — слой испарения (вдува). Поскольку в слое вдува градиент давления вдоль поверхности отрицателен от критической линии до довольно больших значений позиционного угла θ , окружная скорость движения паров в этом слое всюду положительна, т. е. унос паров происходит не только через слой смешения, как предполагается в [180], но и в самом слое вдува.

Обозначим поток массы в слое вдува через F_v , а в слое смешения — через F_m , и найдем отношение F_m/F_v . Пусть Δ — толщина слоя смешения, u — скорость течения вдоль x -координаты (см. рис. 40), индексом c обозначим величины у контактной поверхности, v — относящиеся к парам, R — радиус тела. Тогда

$$\frac{F_m}{F_v} = \frac{2R_c \Delta}{R_c^2 - R^2} \frac{\rho_c}{\rho_v} \frac{u_c y_c}{v_c \int_0^{y_c} u(y) dy}. \quad (36.16)$$

Полагая для оценочных расчетов $u(y) = u_c \frac{y}{y_c}$, $R_c - R \ll R$, и обозначая $R_c - R = \Delta_1$, получим

$$\frac{F_m}{F_v} \approx 2,3 \frac{\Delta}{\Delta_1} \frac{\rho_c}{\rho_v}. \quad (36.17)$$

Положим плотность в слое смешения $\rho_c = \sqrt{\rho_w \rho_s}$ (индексы w и s относятся соответственно к стенке и фронту ударной волны), $\rho_w = \rho_v$, $\rho_s = 10\rho_\infty$; тогда

$$\frac{\rho_c}{\rho_v} = \left(10 \frac{\rho_\infty}{\rho_w} \right)^{1/2}. \quad (36.18)$$

С другой стороны, толщина слоя вдува равна

$$\frac{\Delta_1}{R} = \left(\frac{\rho_w v_w^2}{\rho_\infty v_\infty^2} \right)^{1/2} \approx \sqrt{k} \left(\frac{v_w}{v_\infty} \right)^{1/2}, \quad k = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty}, \quad (36.19)$$

где для вещества метеороидов $k = 1,0 \div 2,8$ [51]. Согласно [66], $\frac{\Delta}{R} = O(\varepsilon)$, где $\varepsilon = \text{Re}_\infty^{-1/2}$ для ламинарного и $\varepsilon = \text{Re}_\infty^{-1/5}$ для турбулентного пограничного слоя. Если принять $\text{Re}_\infty = 10^8$ [180], то в этих двух случаях $\frac{\Delta}{R} \sim 10^{-4}$ и 10^{-2} соответственно. Подставляя (36.18) и (36.19) в (36.17), имеем

$$\frac{F_m}{F_v} \approx 2,3 \sqrt{10} \frac{O(\varepsilon)}{k} \approx (2,6 \div 7,3) O(\varepsilon) \ll 1. \quad (36.20)$$

Таким образом, унос паров через слой вдува на 2—4 порядка больше, чем унос через слой смешения. К этому следует добавить, что в работе [180] принимался коэффициент изменения формы $\mu = 0$, тогда как наблюдения и анализ формы и условий абляции метеоритов указывают на то, что $\mu \geq \frac{1}{2}$. Таким образом, в работе [180] параметр u_0 , определяющий скорость торможения и уноса массы, был завышен в 2—3 раза.

Изложенные выше соображения и расчеты, а также наблюдения ярких болидов, свидетельствующие о том, что параметр λ , определяемый (36.14), порядка 10, а не единицы, как принималось в [180], полностью опровергают концепцию удержания пара. Поэтому ни остроумная гипотеза Г. И. Петрова и В. П. Стулова о Тунгусском метеорите, как чрезвычайно рыхлом снежном коме, ни столь же оригинальная гипотеза В. Падевета об однородном хондритовом составе большинства крупных метеороидов и об обратной зависимости высоты их разрушения от массы не могут считаться обоснованными. Критика выводов работы [180] содержится также в работах [71, 368a].

ДРОБЛЕНИЕ МЕТЕОРОИДОВ

§ 37. Наблюдательные данные о дроблении метеороидов

Нам уже неоднократно приходилось отмечать большое значение процесса дробления метеороидов (см. § 20, 31, 34). Рассмотрим основные наблюдательные данные, свидетельствующие об этом явлении [194]:

1) высокая скорость абляции и как следствие — более короткие траектории и более высокие высоты погасания, чем следует из классической теории для единых тел с данной начальной фотометрической массой; именно это явление, наблюдавшееся у Драконид в 1946 г., явилось основанием как для гипотезы о «пылевых комочках» (§ 33), так и для вывода о существенном значении дробления [352];

2) больший максимальный блеск, чем следует из классической теории;

3) различие между формами наблюденных и теоретических кривых блеска метеоров;

4) наличие на кривых блеска метеоров неправильных колебаний, быстрых подъёмов блеска на разных участках траектории;

5) различие между динамической и фотометрической массами метеороидов (§ 34);

6) разделение метеоров на несколько частей (фрагментов), наблюдаемое непосредственно на фотографиях, в частности, полученных по методу мгновенной экспозиции [13];

7) замывание обтюраторных перерывов на фотографиях, особенно слабых метеоров;

8) факт дробления в воздухе достигающих поверхности Земли метеоритов.

Первые семь явлений обнаруживаются астрономическими методами, восьмое — непосредственным изучением

метеоритных падений. Это явление будет рассмотрено в § 40.

Остановимся на фотометрических проявлениях дробления. В § 20 были приведены формулы, выражающие так называемую «стандартную кривую» блеска метеоров. Построив теоретическую кривую по уравнению (20.38) для $\mu = \frac{2}{3}$, Дж. Хокинс и Р. Саутворт [342] нанесли

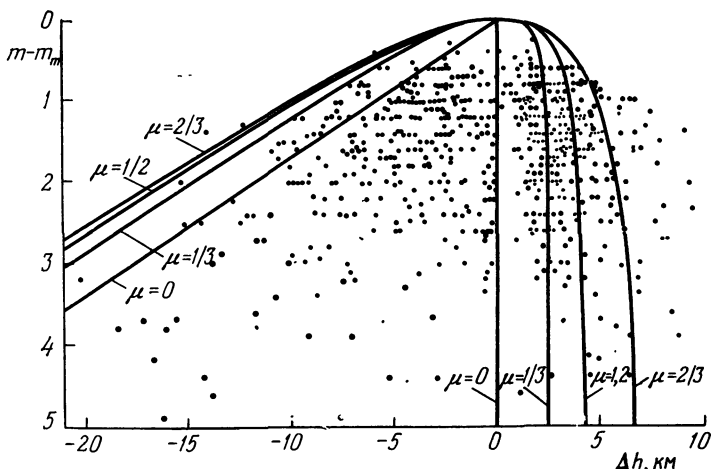


Рис. 81. Теоретические кривые блеска и высот начала и конца метеоров (по Хокинсу — Саутворту и Левину).

на тот же график, построенный в координатах $m - m_m$, Δh , точки, соответствующие началу и концу путей 360 метеоров, снятых камерами супер-Шмидт (их каталог приведен в работе [342]). Принималось, что в этих точках $m = m_{lim}$, где m_{lim} — предельная звездная величина, доступная супер-Шмидтам. Как видно из рис. 81, почти все наблюдательные точки легли внутри области, ограниченной теоретической кривой. Это означало, что пути всех метеоров короче, а максимальный блеск у метеоров лежит выше, чем предсказывает теория для недробящегося тела.

Б. Ю. Левин [149, 366] нанес на тот же график кривые для $\mu = 1/2$, $1/3$ и 0 . Он пришел к выводу, что систе-

матическое отклонение точек от кривой в области точек погасания может быть устранено, если принять $\mu = 1/2$, но в области точек появления никакая вариация параметра μ не может устранить систематического отклонения точек, связанного с дроблением. Нетрудно убедиться, что

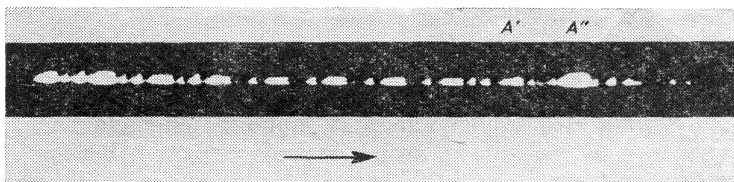


Рис. 82. Фотография метеора, полученная методом мгновенной экспозиции. Между A' и A'' заметно отделение нового фрагмента (по Бабаджанову и Крамеру).

и переход к модели В (§ 32) не внесет существенных изменений в эту картину.

Дробление метеороидов не раз наблюдалось и непосредственно. Многие визуальные наблюдения болидов содержат указания на отделение от них искр или разделение на несколько частей [8]. На фотографии полета метеорита Пршибрам заметно разделение его примерно на 15 фрагментов, из которых часть удалось идентифицировать с найденными на земле осколками метеорита [284]. Но особенно наглядно видно разделение метеороидов на части на фотографиях, полученных П. Б. Бабаджановым и Е. Н. Крамером [13] по методу мгновенной экспозиции (рис. 82).

Замывание обтюраторных перерывов проявляется в постепенном увеличении длины штрихов метеора на пластинке, снятой с обтюратором, от начала к концу пути. Иногда в конце траектории эти штрихи сливаются в почти непрерывный след. Как отмечают Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггс [354], это явление наблюдается у $1/3$ метеоров их каталога (содержащего 413 метеоров, снятых супер-Шмидтами).

Согласно исследованию Р. Мак-Кроски [377], у 13% метеоров, снятых супер-Шмидтами, наблюдается резкое усиление блеска в начале пути, так что максимум блеска у них наблюдается не в конце, а в начале. Очевидно,

здесь мы имеем дело с внезапным дроблением метеороида на много осколков.

Анализ 413 слабых фотографических метеоров в [483] показал, что они в среднем на $1/3$ короче по длине и длительности по сравнению с теоретическими значениями, а максимальный блеск на $0^m,5$ (т. е. в 1,6 раза) выше теоретического.

Аналогичное явление наблюдается и у радиометеоров. Так, Дж. Гринхау и Э. Нейфельд [327] еще в 1957 г. обнаружили, что ионизационные кривые спорадических метеоров гораздо короче, чем следует из теории. Этот вывод был подтвержден в 1966 г. Ф. Верниани по 320 слабым радиометеорам [480]. Как отмечает Ф. Верниани [483], у радиометеоров расхождение между теоретической и наблюдаемой длиной за счет дробления больше, чем у фотографических метеоров: наблюдаемая длина составляет лишь 40% теоретической (вместо 67% у фотографических метеоров). Таким образом, дробление у метеороидов с массой 10^{-4} г проявляется сильнее, чем у тел, имеющих массу ~ 1 г. Этот вывод был подтвержден в 1973 г. в результате исследования 5759 радиометеоров, проведенного Ф. Верниани [484]. Максимальный блеск оказался в среднем на 1^m ярче теоретического. При этом радиозвездная величина вычислялась по формуле Мак-Кинли [393, 478]

$$m_R = 34,4 - 2,5 \lg \alpha_m, \quad (37.1)$$

где α_m — максимальная линейная электронная плотность следа.

Л. Яккиа в своей пионерской работе [352], отмечая особенности поведения слабых метеоров, объясняемые дроблением, подчеркивает различие между характером дробления у крупных и мелких тел. «Фрагменты,— пишет он,— отделяющиеся от поверхности крупных тел, не нарушают монолитность последних, но отделение того же осколка от меньшего тела может привести к полному распаду тела на рой осколков. Таким образом, более крупные метеоры будут распадаться только в конце своих траекторий, в то время как у более слабых метеоров распад может произойти на более ранних стадиях полета и даже в самом начале видимого пути».

Итак, прогрессивное дробление метеороидов, которому подвержены, по-видимому, тела всех наблюдаемых размеров, проявляется*) сильнее у слабых метеоров.

Рассмотрим теперь различные параметры, введенные для количественного описания процесса дробления метеороидов. В § 34 мы уже приводили определение индекса прогрессивного дробления χ , введенного Л. Яккиа. Рассмотрим имеющиеся данные о поведении индекса χ в зависимости от других параметров метеороида и его движения в атмосфере. Еще в первой работе Л. Яккиа [352] была прослежена зависимость χ от интегрального блеска метеора, выраженного через параметр

$$\varepsilon = \lg \left(\frac{2}{\tau} E_{\infty} \right) - \lg E_{\infty} + 18,49, \quad (37.2)$$

где

$$E_{\infty} = \int_{-\infty}^{\infty} I dt. \quad (37.3)$$

Эта зависимость, уточненная в работе [353] по 420 метеорам (369 метеоров, снятых на супер-Шмидтах, и 51 — на малых камерах), представлена на рис. 83. Она отражает уже упоминавшийся факт более сильного проявления прогрессивного дробления у слабых метеоров.

Попытка изучить зависимость χ от начальной скорости v_0 не дала определенного результата, хотя у быстрых метеоров χ в среднем больше, чем у медленных (для $v_0 < 40$ км/с $\chi = 0,29$, тогда как для $v_0 > 40$ км/с $\chi = 0,39$). Более четко выявилась зависимость χ от угла входа, выражаемая линейным уравнением

$$\bar{\chi} = +0,50 - 0,27 \cos z. \quad (37.4)$$

Эта зависимость отражает увеличение «времени жизни» отделившихся фрагментов при переходе к пологим траекториям (т. е. к большим z), проявляющееся, в частности, в усилении замывания обтюраторных перерывов у метеоров, летящих полого.

В работе Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бриггса [354] по 249 спорадическим метеорам изучается зависимость

*) Б. Ю. Левин в [148] подчеркивает: именно проявляется, а не происходит.

индекса χ от начальной массы M_0 , причем заметно уменьшение χ с ростом M_0 . Добавление 110 метеоров потоков не изменяет общую картину.

Однако у метеоров из разных потоков обнаружились заметные различия в значениях χ . Так, высокими χ

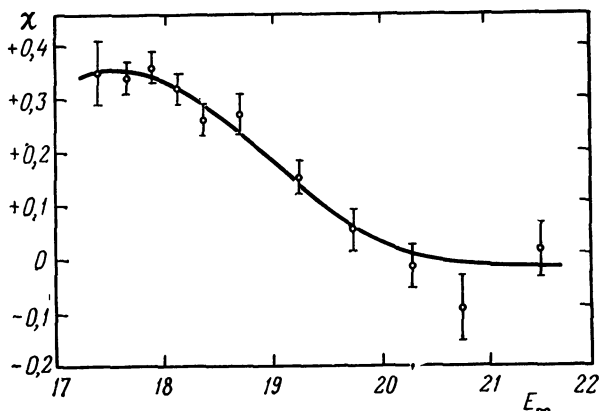


Рис. 83. Зависимость $\chi(E_\infty)$ (по Яккиа).

отличаются Ориониды (0,46), δ -Аквариды (0,52) и особенно Дракониды ($\chi > 1$). Напротив, $\chi = 0$ у Таурид и σ -Гидрид [483].

Наиболее обоснованный анализ поведения индекса χ при разных формах дробления принадлежит А. Н. Симоненко [199, 465]. Она показала, что $\chi > 0$, если разность между фотометрической массой и массой наиболее крупного осколка растет в ходе дробления. Это происходит до тех пор, пока число осколков увеличивается, т. е. если их отделяется больше, чем испаряется. Поэтому χ может быть не равным нулю не только при прогрессивном дроблении, но и при квазинепрерывном отделении мелких частиц от крупного тела, особенно в начале траектории, когда отделившиеся частицы испаряются медленно. Но по мере замедления накопления частиц χ может упасть до нуля, а в дальнейшем, при уменьшении числа частиц, даже стать отрицательным. Таким образом, отрицательные значения χ , полученные Яккиа,

Верниани и Бриггсом [354], не обязательно объясняются ошибками наблюдений.

В 1962 г. Б. Ю. Левин [149, 366] предложил другой параметр, характеризующий дробление, а именно, F -параметр, равный отношению наблюдаемой длины пути метеора L' к теоретической длине L^* метеора, порожденного недробящимся метеороидом, с блеском в максимуме на ту же величину Δm выше порога чувствительности фотопластины, что и у реального метеора:

$$F = \frac{L'}{L^*} = \frac{(h_1 - h_2)'}{(h_1 - h_2)^*}. \quad (37.5)$$

При этом во всех расчетах Б. Ю. Левин принимал $\mu = 1/2$, в соответствии с результатом своего анализа высот точек появления и исчезновения метеоров (с. 358). Если пренебречь торможением и считать, что как недробящийся, так и дробящийся метеороид испаряется полностью, то общее количество излучения, испущенного метеором в том и другом случае, будет одинаково. Отсюда следует, что отношение длин путей

$$f \equiv \frac{L}{L_0} = \frac{\bar{I}_0}{\bar{I}}, \quad (37.6)$$

где \bar{I} и \bar{I}_0 — средняя интенсивность излучения дробящегося и недробящегося метеора той же массы, L и L_0 — длины их путей. Из (37.6) следует

$$m = m_0 + 2,5 \lg f, \quad (37.7)$$

где m , m_0 — средние звездные величины, соответствующие \bar{I} , \bar{I}_0 . С другой стороны, приведя максимальные абсолютные фотографические звездные величины m_m метеоров каталога Хокинса и Саутворта [342] к стандартным условиям $M_0 = 1$ г, $v_0 = 10$ км/с, $\cos z = 1$, Б. Ю. Левин получил приведенные максимальные звездные величины m_m^* , удовлетворяющие соотношению

$$m_m^* = +1,60 + 2,5 \lg F, \quad (37.8)$$

совершенно аналогичному (37.7). Хотя дробление, увеличивая I , должно увеличивать Δm , а значит, и L^* в формуле (37.5), т. е. приводить к неравенству $F < f$, никаких систематических отличий F от f обнаружено не было.

Этот вопрос был рассмотрен в работе Р. Б. Теплицкой [221]. Она показала, что соотношение (37.8) вытекает из формулы приведения к «стандартному метеору» (основанной на модели А):

$$\frac{I_m^*}{I_m} = \frac{10^{24}}{M_0 v_0^4 \cos z} \quad (37.9)$$

(10^{24} — это четвертая степень «стандартной скорости» 10 км/с в системе СГС). Из (37.9), (32.2) и (32.3) следует

$$I_m^* = I_m \frac{10^{24} \tau_0^* v_0^3 \cdot v_0 \cos z}{2 \bar{I} (h_1 - h_2)' \cdot v_0^4 \cos z} = \frac{I_m}{\bar{I}} \frac{10^{24} \tau_0}{2 (h_1 - h_2)'}. \quad (37.10)$$

Переходя к шкале звездных величин и обозначая $\Delta m_1 = 2,5 \lg \left(\frac{\bar{I}}{I_m} \right)$, получим, с учетом (37.5),

$$m_m^* = \text{const} + \Delta m_1 + 2,5 \lg (h_1 - h_2)^* + 2,5 \lg F. \quad (37.11)$$

Величина $\Delta m_1 + 2,5 \lg (h_1 - h_2)^*$ изменяется в очень небольших пределах ($\Delta m_1 < 0$ и с увеличением $(h_1 - h_2)^*$, т. е. длины пути метеора, растет по абсолютной величине, так как у ярких, а значит, длинных метеоров отношение I_m/\bar{I} растет). Поэтому (37.11) можно представить в виде

$$m_m^* = a + 2,5 \lg F, \quad (37.12)$$

что полностью соответствует эмпирическому соотношению (37.8). Это соотношение было подтверждено Р. Б. Теплицкой [221] на материале 160 метеоров, сфотографированных в Одессе.

Вопрос о смысле параметра F был подвергнут более подробному рассмотрению Б. Ю. Левиным и А. Н. Симоненко в 1967 г. [150]. В их работе показано, что с достаточной степенью точности $F = \frac{1}{\Phi}$, где

$$\Phi = \frac{M_0^*}{M_0}, \quad (37.13)$$

M_0^* — начальная масса воображаемого недробящегося метеороида, имеющего ту же скорость и наклон траекто-

рии и создающего метеор той же звездной величины в максимуме блеска, что и реальный метеор. Равенство (37.13) получается, если кривую блеска метеора аппроксимировать треугольником. Площадь его, пропорциональная M_0 , равна половине произведения максимального блеска I_m на длительность полета $t = \frac{L}{v}$. Поскольку $I_m^* = I_m$ и $v^* = v$, из (37.5) вытекает (37.13). Равенство (37.13) подтверждается статистически на материале слабых фотографических метеоров каталога Яккиа, Верниани и Бриггса [354]. По тому же материалу Б. Ю. Левин и А. Н. Симоненко пытались сопоставить параметры Φ и χ для 17 метеорных потоков и не нашли корреляции между ними. Они не учли, однако, что многие потоки представлены в этом каталоге 1—3 метеорами. Если выбрать шесть потоков, для которых есть 10 метеоров и более, картина существенно изменится, и коэффициент корреляции между Φ и χ оказывается равным 0,96. Средние значения Φ и χ для этих потоков приведены в табл. 29.

Т а б л и ц а 29. Параметры дробления $\bar{\chi}$ и $\bar{\Phi}$ для метеорных потоков

Поток	$\bar{\chi}$	$\bar{\Phi}$	N	Поток	$\bar{\chi}$	$\bar{\Phi}$	N
δ-Аквариды	0,52	2,6	11	Геминиды	0,21	1,7	20
Квадрантиды	0,44	2,2	10	Персеиды	0,28	1,6	11
α-Каприкорниды	0,38	2,1	14	Ю. Тауриды	0,04	1,3	18

Исследование зависимости F от других параметров было проведено в 1969 г. П. Б. Бабаджановым [14] на материале 300 ярких метеоров, сфотографированных в Душанбе. Среднее значение получилось $\bar{F} = 0,9$, тогда как для слабых метеоров $\bar{F} = 0,6$. Это еще раз подтверждает, что у слабых метеоров дробление проявляется сильнее, чем у ярких. По душанбинским наблюдениям не удалось обнаружить заметной корреляции параметра F с массой, скоростью, коэффициентом абляции σ и индексом прогрессивного дробления χ .

В то же время (вопреки мнению П. Б. Бабаджанова) обнаруживается довольно высокий (0,84) коэффициент

корреляции F с $\lg E_\infty$, определяемым формулой (37.13), т. е. вновь подтверждается вывод, что у слабых метеоров F меньше. Сравнение E_∞ с выражением для начальной массы, если пренебречь торможением и считать $\tau = \text{const}$, дает

$$M_0 = \frac{2}{\tau v_0^2} E_\infty. \quad (37.14)$$

Таким образом, корреляция F с E_∞ должна была бы обеспечить корреляцию F с M_0 , чего не наблюдается. Причина этого, по нашему мнению, кроется в некоторой селекции наблюдательного материала. Среди метеоров с малыми массами (у которых дробление проявляется сильнее) в данном ряде наблюдений преобладали быстрые метеоры (иначе они не были бы зарегистрированы), а среди массивных — медленные (потому, что их общее число больше). Зависимости F от M_0 и v_0 имеют одинаковый смысл, поэтому указанный избирательный эффект ослабил корреляции как с M_0 , так и с v_0 . Такое же явление наблюдается в отношении коэффициента абляции σ , который хорошо коррелирует с E_∞ , но плохо с M_0 .

В работе Ф. Верниани [484] приводятся значения параметра R^*), близкого по смыслу к F и f , для 4233 радиометеоров. Среднее значение R получилось равным 0,46, т. е. еще меньше, чем у слабых фотографических метеоров. Заметно у м е н ь ш е н и е R (т. е. усиление дробления) со скоростью v по мере перехода к ярким и более массивным радиометеорам. Коэффициенты корреляции R равны соответственно: со скоростью $r = -0,68$, с логарифмом массы $r = 0,53$, с радиозвездной величиной $r = 0,99(!)$. Таким образом, и здесь корреляция с характеристикой блеска получается лучше, чем с массой и скоростью в отдельности, и вероятно, по той же причине (наблюдательная селекция).

Необходимо, однако, обратить внимание на то, что в диапазоне радиометеоров ($5 \div 12^m$) зависимости R от v и от M противоположны по знаку по сравнению с фотографическими метеорами. В отношении масс это означа-

*) R есть отношение наблюдаемой длины пути радиометеора к теоретической для недробящегося метеора той же массы, при тех же скорости и наклоне и при том же значении радиозвездной величины в максимуме.

ет, что у очень мелких метеороидов дробление снова начинает проявляться слабее. Таким образом, при некотором значении массы параметр F (или R) достигает минимума, а затем снова начинает расти. По данным Ф. Верниани [484], R_{\min} приходится на интервал масс $10^{-2} \div 10^{-3}$ г ($R = 0,38$). Это частицы порядка миллиметра в диаметре. В свете того, что будет сказано в § 39 о частицах, отделяющихся при вспышках метеоров (их размеры 30—110 мкм, чему соответствуют массы $8 \cdot 10^{-8} \div 4 \cdot 10^{-6}$ г), становится ясно, что с приближением массы метеороида к массе этих частиц, представляющих собой, по мнению А. Н. Симоненко [193], сравнительно прочные зерна в структуре метеороида, дальнейшее дробление ослабевает. Слабейшие радиометеоры, охваченные исследованием Ф. Верниани, имеют $M \sim 10^{-6}$ г, т. е. приближаются к размерам крупнейших частиц, отделяющихся при вспышках.

Ряд Верниани очень большой (свыше 4000 метеоров) и поэтому удобен для статистических сопоставлений и выводов.

Следует обратить внимание и на то обстоятельство, что высоты максимума блеска тоже достигают максимума у метеоров 5^м (радиометеоры по наблюдениям в Джодрелл Бэнк [329]), для которых $h_m = 96$ км, понижаясь как в сторону ярких метеоров (до $h_m = 81$ км по фотографиям с малыми камерами [492]), так и в сторону слабых радиометеоров ($h_m = 90$ км у метеоров 9—12^м по данным [484]). Это обстоятельство связано с особенностями нагрева и абляции малых частиц, которые успевают прогреться (а возможно, и расплавиться) почти насквозь [98, 139], а поэтому испарение у них начинается ниже, чем у более крупных тел.

§ 38. Влияние дробления на фотометрическую кривую метеора

Фотометрическая кривая метеора является до некоторой степени зеркалом, отражающим процессы, происходящие с метеороидом на стадии интенсивного испарения. В § 37 уже приводились примеры использования характеристик кривой блеска для выявления особенностей дробления. Наиболее детальный анализ влияния различных

форм дробления на фотометрическую кривую метеора был выполнен Б. Ю. Левиным и А. Н. Симоненко [150], а затем в целой серии работ А. Н. Симоненко [194—196, 198, 199, 465].

С целью возможно более полного количественного описания влияния дробления на кривую блеска метеора, помимо параметров F и Φ , о которых уже говорилось в § 37, А. Н. Симоненко ввела еще несколько параметров, а именно:

x_1/x_2 — отношение расстояния x_1 от точки появления метеора до максимума блеска к расстоянию x_2 от максимума до точки исчезновения (в единицах длины пути L),

G — изменение относительного положения максимума блеска в результате дробления:

$$G = \frac{\left(\frac{x_1}{x_2} \right)'}{\frac{x_1}{x_2}}, \quad (38.1)$$

где штрихом помечены величины, искаженные дроблением;

$\Delta\alpha$ — изменение наклона восходящей ветви кривой блеска:

$$\Delta\alpha = \left(\frac{dm}{dh} \right)' - \frac{dm}{dh}. \quad (38.2)$$

В работе [198] А. Н. Симоненко дала качественное описание поведения всех этих параметров при различных типах дробления. Нужно иметь в виду, что параметры фотометрической кривой в значительной степени зависят от чувствительности приемной аппаратуры, измеряемой предельной регистрируемой звездной величиной метеора m_{lim} *). Аппаратура с низкой чувствительностью не регистрирует начальный и конечный участки пути метеора, значит, длина L окажется меньше, чем в случае более чувствительной аппаратуры. Из-за асимметрии кривой блеска изменится отношение x_1/x_2 , а значит, и пара-

*) Предельная регистрируемая звездная величина m_{lim} зависит также от угловой скорости метеора.

метр G . Значения F , Φ , $\Delta\alpha$ также зависят от величины $\Delta m = m_{\text{lim}} - m_{\text{max}}$.

Пусть тело начало дробиться сразу после начала интенсивного испарения, но до начала регистрации. Если оно раздробилось на несколько равных частей, то форма кривой блеска (по сравнению с отсутствием дробления) не изменится, так что $F = \Phi = G = 1$, $\Delta\alpha = 0$. При дроблении на неравные части кривая блеска становится более плоской, поскольку осколки растягиваются вдоль пути метеора, длина метеора (при том же Δt) увеличится, а максимальный блеск уменьшится. Поэтому $F > 1$, $\Phi < 1$. Если Δm велико, то смещение максимума будет мало заметно ($G = 1$), если же Δm мало, то $G < 1$ (максимум смещается к началу траектории). Наклон восходящей ветви при таком дроблении меняется слабо.

При прогрессивном дроблении, если все осколки в свою очередь дробятся на более мелкие, кривая блеска становится короче, максимум выше, поэтому $F < 1$, $\Phi > 1$. Положение максимума блеска в этом случае почти не меняется ($G \approx 0$), но наклон восходящей ветви возрастает ($\Delta\alpha > 0$).

Если часть осколков каждого «поколения» дальше не дробится, постепенно сформируется некоторое распределение частиц по размерам, вид которого и определит форму кривой. Она будет более плоской, чем в предыдущем случае, максимум будет менее острым и высоким, длина метеора увеличится. По сравнению с недробящимся «метеором сравнения» длина может быть и меньше, и больше ($F \geq 1$), максимум выше или ниже ($\Phi \geq 1$), его положение может сместиться в любую сторону ($G \geq 1$), но восходящая ветвь в начале траектории всегда будет круче ($\Delta\alpha > 0$).

В случае квазинепрерывного отделения мелких частиц, в зависимости от интенсивности отделения частиц, их размеров и колебаний того и другого вдоль пути параметры F , Φ и G могут быть как больше, так и меньше единицы, а $\Delta\alpha$ — как положительным, так и отрицательным.

Схема, иллюстрирующая сказанное, заимствованная из работы А. Н. Симоненко [198], изображена на рис. 84. На нем показано также поведение вдоль траектории индекса дробления χ , разности наблюдаемых и истинных

значений коэффициента абляции σ и плотности метеороида δ .

Таким образом, ни любой из названных параметров, характеризующих дробление, в отдельности, ни все они в совокупности не могут (точнее, не всегда могут) дать







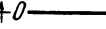









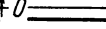




Параметры	Дробление до начала регистрации		Прогрессивное дробление		Квазинепрерывное отделение мелких частиц
	На равные части	На неравные части	Дробятся все осколки	Часть осколков не дробится	
					
F	1	>1	<1	≥ 1	≥ 1
Φ	1	<1	>1	≤ 1	≤ 1
G	1	≤ 1	~ 1	≥ 1	≤ 1
$\Delta\alpha$	0	≤ 0	>0	≈ 0	≤ 0
χ	$+0$ 				
$\sigma_{\text{набл.}} - \sigma_{\text{ист.}} \pm 0$					
$\delta_{\text{набл.}} - \delta_{\text{ист.}} \pm 0$					

Рис. 84. Схема влияния различных форм дробления на параметры дробления (по Симоненко).

однозначное указание на тип дробления. Например, дробление на n равных осколков до начала регистрации метеора неотлично от случая отсутствия дробления (лишь плотность окажется заниженной в \sqrt{n} раз). Прогрессивное дробление, при котором часть осколков не дробится дальше, неотлично от квазинепрерывного отделения частиц.

В работе А. Н. Симоненко [199] рассмотрено теоретически построение кривой блеска метеора, если все его параметры (в том числе и характеризующие дробление) заданы. Эта прямая задача решается без особых затруднений. Однако решение обратной задачи — определение параметров метеора и типа его дробления по кривой блеска — пока еще не найдено. Сложность этого процесса, о которой уже говорилось в § 34 и 37, сочетание различных форм дробления, не позволяют надеяться полу-

чить решение этой обратной задачи в общем виде. Однако частные решения обратной задачи возможны. В частности, такое решение возможно для случая прогрессивного дробления (при котором все или большинство осколков дробятся дальше) и, по-видимому, для случая квазинепрерывного отделения частиц.

Рассмотрим идеализированный случай прогрессивного дробления на равные осколки. Пусть число осколков в данный момент равно n , а масса каждого из них $M_f = \frac{M}{n}$. Обозначим

$$a = \left(\frac{dv}{dt} \right)_n / \left(\frac{dv}{dt} \right)_t, \quad (38.3)$$

где индексы «н» и «т» означают «наблюдаемое» и «теоретическое». Из формулы (34.3) следует, что в предположении $\delta_n = \delta$, $A_n = A$, $\Gamma_n = \Gamma$ (хотя последние два равенства, вообще говоря, не реализуются)

$$a = \left(\frac{M}{M_f} \right)^{1/3} = n^{1/3}, \quad (38.4)$$

$$\chi = \frac{d \lg a}{ds} = \frac{\lg e}{3} n^{-1} \frac{dn}{ds}. \quad (38.5)$$

Зная из кривой блеска фотометрическую массу метеора в данный момент (M) и определив по торможению динамическую массу, которую мы приравняем M_f , по формуле (38.4) можно найти число осколков.

Пусть нам известна из наблюдений функция $\chi(s)$, задаваемая графически или в виде таблицы. Тогда из (38.5) получаем

$$\int_{s_1}^{s_2} \chi(s) ds = 0,145 \ln \frac{n_2}{n_1}, \quad (38.6)$$

где $n_{1,2}$ — числа одновременно существующих осколков в моменты, когда $s = s_{1,2}$.

В качестве примера рассмотрим метеоры №№ 2 и 6 работы [12], сфотографированные в Одессе. Судя по монотонному уменьшению их объемной плотности, оба метеора испытывали прогрессивное дробление. Результа-

ты расчетов для них по формулам (38.4) и (38.6) приведены в табл. 30.

Т а б л и ц а 30. Прогрессивное дробление метеоров № 2 и 6 из работы [12]

№ мете- ора	h , км	\dot{v}_T , км/с ²	\dot{v}_H , км/с ²	s	χ	n	M_f , г	r_f , см
2	93,47	0,122	0,38	-1,44	0,37 2,68 1,58 1,33	30	$5,5 \cdot 10^{-2}$	0,16
	92,88	0,148	1,00	-0,53		310	$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,07
	92,25	0,175	2,70	-0,39		3 660	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0,03
	91,60	0,208	5,80	-0,23		21 600	$4,9 \cdot 10^{-5}$	0,016
	91,00	0,242	10,60	-0,08		84 300	$1,1 \cdot 10^{-5}$	0,010
6	90,74	0,127	0,55	-1,95	0,25 0,62 0,47 0,27	80	$3,2 \cdot 10^{-2}$	0,14
	89,33	0,220	1,60	-1,03		385	$6,4 \cdot 10^{-3}$	0,08
	87,95	0,264	3,85	-0,54		3 080	$7,0 \cdot 10^{-4}$	0,04
	86,55	0,375	8,50	-0,14		11 650	$1,3 \cdot 10^{-4}$	0,022
	85,18	0,541	15,80	+0,27		24 900	$4,0 \cdot 10^{-5}$	0,015

Предположим теперь, что осколки неодинаковы, а имеют некоторое распределение по массам, выражаемое функцией $N(M_f)$. Пусть масса наибольшего осколка равна M_f^* . Будем считать, что осколков достаточно много, так что мы можем заменить сумму их масс интегралами.

Обозначив $M' = \frac{M_f}{M_f^*}$, получим общую массу всех осколков (примерно равную фотометрической массе метеора в данной точке)

$$M_1 = \Sigma M_f = M_f^* \int_0^1 N(M') dM'. \quad (38.7)$$

Если вид функции $N(M')$ задан, то по формуле (38.7) можно вычислить интеграл, равный отношению общей

массы M_1 к массе крупнейшего осколка M_f^* , а затем, зная M_1 из наблюдений, получить M_f^* и $N(M_f)$. Обозначим этот интеграл через I . Из формул (38.4)–(38.6) получим, подставляя I вместо n ,

$$a = \left(\frac{M_1}{M_f^*} \right)^{1/3} = I^{1/3}, \quad (38.8)$$

$$\chi = \frac{\lg e}{3} I^{-1} \frac{dI}{ds}, \quad (38.9)$$

$$\int_{s_1}^{s_2} \chi(s) ds = 0,145 \ln \frac{I_2}{I_1}, \quad (38.10)$$

где $I_{1,2}$ — значения интеграла I в моменты, когда $s = s_{1,2}$. Таким образом, и в этом, более общем случае, зная изменение χ из наблюдений, можно определить величину I для разных значений χ и тем самым — массу наибольшего осколка $M_f^*(\chi)$ в каждый момент. Из формулы (38.9) получаем еще один важный результат: если закон распределения осколков по размерам $N(M')$ не меняется вдоль траектории, то $\chi = 0$ (подчеркиваем, что $N(M')$ выражает закон распределения по относительным массам, выраженным в долях массы наибольшего осколка).

Будем полагать, что всегда $N(1) = 1$, т. е. наибольший осколок — один. Чтобы избежать особенностей, примем в качестве нижнего предела массы осколков не нуль, а конечную величину ε , и обозначим в этом случае $I = I_\varepsilon$.

Выявить характер распределения осколков по их размерам на основании сравнения фотометрической и динамической масс (их отношение равно I_ε , если считать, что только дробление ответственно за их различие) невозможно, так как одному и тому же значению I_ε соответствуют различные комбинации параметров распределения по размерам.

Фотография яркого метеора, полученная в Институте астрофизики АН Таджикской ССР по методу мгновенной экспозиции [21], указывает на гауссово распределение осколков по размерам, причем $I_\varepsilon \sim 10$, $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Однако возможно, что самые маленькие осколки остались не-

зарегистрированными, и тогда ε будет меньше, а кривая распределения станет более пологой.

Метод фотографирования с мгновенными экспозициями сулит большие возможности в выявлении закономерностей процесса дробления метеоров.

§ 39. Вспышки метеоров

Вспышки метеоров, т. е. внезапные резкие усиления блеска метеоров, относятся к числу явлений, физически еще не изученных до конца. Наиболее полное статистическое исследование вспышек было выполнено в 1969 г.

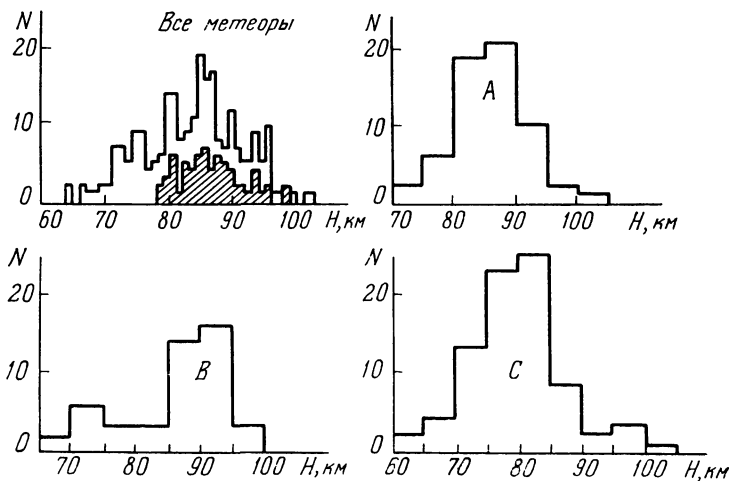


Рис. 85. Распределение вспышек метеоров по высотам (по Крамеру и Маркиной). А, В, С — группы кривых блеска. Заштрихованная область — Персеиды.

Е. Н. Крамером и А. К. Маркиной [120], использовавшими фотографические наблюдения 318 метеоров со вспышками. Все вспышки были разделены на три типа: А — с резким усилением и медленным спадом блеска, С — с симметричной кривой блеска и В — промежуточный тип. Было получено распределение вспышек по высоте (рис. 85) для всех метеоров и для каждого типа в от-

дельности. В работе В. В. Бенюх [33] по 116 метеорам со вспышками и в работах П. Б. Бабаджанова и др. [16, 17] по 162 вспышкам у 85 метеоров также сделан ряд интересных статистических сопоставлений. В результате исследований ряда авторов можно наметить следующие особенности этого явления:

1. Вспышки наблюдаются обычно в диапазоне высот 73—102 км [33, 120] (согласно [16, 17] 58—108 км), причем быстрые метеоры имеют максимум числа вспышек на $h_m = 92$ км, а медленные на $h_m = 79$ км [33]. Метеоры типа *A* по всем данным имеют $h_m = 85$ км, у метеоров типа *B*, согласно [120], $h_m = 90$ км и у типа *C* — $h_m = 80$ км. Однако в работе [17] для типа *B* получено равномерное распределение (без максимума), а для *C* — $h_m = 97,5$ км.

2. Процент вспыхивающих метеоров растет с массой и падает со скоростью [120]. У медленных метеоров ($v_0 = 15 \div 25$ км/с) 79% дают вспышки, тогда как у средних и быстрых — лишь около 30%. Спорадические метеоры в 41,5% случаев дают вспышки [33]. Довольно часто вспышки бывают у Персеид (39%), тогда как у δ -Акварид и Геминид они почти не встречаются [33].

3. Длительность вспышек в 80% случаев лежит в интервале от 0,01 до 0,04 с, в остальных случаях от 0,04 до 0,15 с. К концу пути метеора протяженность вспышек убывает [120]. По данным [447] большинство вспышек имеет длительность 0,02—0,06 с.

4. По данным В. В. Бенюх [33] все вспыхивающие метеоры имеют довольно узкий диапазон перигелийных расстояний $q = 0,7 \div 1,1$ а. е., тогда как у спокойных метеоров $q = 0,05 \div 1,05$ а. е. Отсутствие вспышек у метеоров с малыми q В. В. Бенюх связывает с различием их физического строения (см. ниже).

5. У медленных метеоров вспышка бывает и в начале, и в конце пути, у быстрых — всегда в конце пути [33].

6. По данным [72, 190] во вспышках чаще преобладает излучение в коротковолновой части спектра. Обычно это происходит за счет эмиссии в линиях H и K Ca II [189, 193, 447].

7. Амплитуда вспышки может достигать 5—7^m, что соответствует усилению блеска в 100—600 раз.

Перед исследователями стоят два вопроса, требующих выяснения:

а) Каков механизм вспышек, иначе говоря, какой процесс вызывает кратковременное усиление блеска метеора?

б) Какова причина вспышек, иначе говоря, что приводит в действие этот механизм?

Поскольку как до, так и во время вспышки излучают в основном пары метеорных атомов, очевидно, что механизм вспышки должен включать либо быстрое увеличение скорости испарения метеора, либо повышение температуры возбуждения высвечивающих газов, либо и то, и другое.

Ряд авторов, начиная с Г. Смита [468], объяснял вспышки дроблением метеорного тела на множество осколков или выбросом роя мелких частиц, которые тут же испаряются, резко усиливая блеск метеора. Если частицы одинаковы и не дробятся дальше, то по длительности вспышек t_v или по их длине L (равной длине пути частицы до ее испарения) можно определить массу частицы M_f и ее радиус r_f . Г. Смит в 1954 г. использовал первый способ (по t_v) и формулу

$$M_f = \left(\frac{\Gamma A \sigma}{\delta^{2/3}} v_0^3 \rho t_v \right)^3, \quad (39.1)$$

где δ — плотность метеорного тела. Однако определения длительности вспышек ненадежны ввиду их кратковременности. А. Н. Симоненко [193] применила второй способ (по длине вспышки L). Используя данные по 108 вспышкам, она получила распределение отделяющихся частиц по размерам с уверенным максимумом на $r_f = 80$ мкм и диапазоном $r_f = 30 \div 110$ мкм. Столь узкий диапазон А. Н. Симоненко объясняет наличием в метеорных телах структурных элементов именно таких размеров. (Радиус частиц r_f не зависит ни от размеров самого тела, ни от скорости или высоты начала свечения.) В работе [17] получен гораздо более широкий диапазон радиусов частиц: от 10 до 1000 мкм, причем «в среднем» их радиусы составляют $70 \div 140$ мкм. Вспышки с $r_f < 70$ мкм по душанбинским наблюдениям составляют 28% всех вспышек, с $r_f = 70 \div 140$ мкм — 29% и с $r_f > 140$ мкм —

43%. Таким образом, массы частиц, отделяющихся при вспышках, заключены в диапазоне $10^{-3} \div 10^{-8}$ г, причем мода приходится на $M_f = 10^{-5}$ г.

В работе [194] А. Н. Симоненко рассмотрела поведение мелких частиц, отделившихся от главного тела: величину отставания, длину пути, ход испарения, свечение. В работах [189] и [163] подсчитывается общая масса, сбрасываемая метеорным телом во время вспышки:

$$M_{\text{в}} = \frac{2}{\tau^{1/2}} \int_{t_1}^{t_2} I dt, \quad (39.2)$$

где I — интенсивность излучения, τ — коэффициент светимости, t_1 , t_2 — моменты начала и конца вспышки. При этом В. И. Мусий и И. С. Шестака [163] использовали две зависимости τ от скорости v : соответствующую модели ($\tau = \tau_0 v$) и модели В, согласно которой по Э. Эпику [429] для масс $M < M_{\text{lim}}$ (где $\lg M_{\text{lim}} = -19 + 2,5 \lg v$, т. е. $M_{\text{lim}} = 10^{-4} \div 10^{-2}$ г), $\tau \sim v^{-1/2}$ (см. § 20, 22). Вторая зависимость дала сравнительно узкий диапазон значений $M_{\text{в}}$ — от 0,26 до 0,43 г, тогда как первая — от 0,03 до 24 г. Отношение значений $M_{\text{в}}$ для одних и тех же метеоров, определенных первым и вторым способом, колеблется от 1 до 10. В работе [189] для одного метеора было получено $M_{\text{в}} = 1,6$ г (использовалась модель А).

Если положить среднее значение $M_{\text{в}}$ равным 0,3 г, а среднюю массу одной частицы $6 \cdot 10^{-6}$ г, то число частиц, отделяющихся при такой вспышке, получится равным $5 \cdot 10^4$. Поверхность испарения, а значит, и мгновенный блеск метеора увеличатся при этом в 1360 раз, т. е. на восемь звездных величин. Если за счет отделения частиц будет снят поверхностный слой в 0,02 см при радиусе тела 1 см и среднем радиусе частиц 0,01 см (100 мкм), то общая поверхность испарения (а значит, и блеск метеора) возрастет в семь раз (на две звездные величины) [193].

Наряду с моделью дробления по Смиту, в литературе обсуждаются и некоторые другие формы дробления метеорных тел, приводящие к вспышкам, а именно:

1. Одновременное отделение множества мелких частиц (модель Смита) [468, 163, 189, 193, 194].

2. Сброс наружного слоя под действием давления паров легко испаряющихся веществ [33].

3. Сброс расплавленного слоя под действием аэродинамических сил [44, 120].

4. Вспенивание расплавленного слоя [256] — механизм, близкий к предыдущему.

5. Дробление жидкой капли проплавленного насквозь метеорного тела [140].

Для сравнительной оценки вероятности этих пяти механизмов нужно провести соответствующие расчеты. Механизм 1 предполагает нарушение прочности тела под действием механических или термических напряжений. В механизмах 3 и 5 главную роль играют аэродинамические силы, в механизме 2 — нагрев тела и испарение летучих компонент, в механизме 4 — нагрев расплавленного слоя. Мы вернемся к вопросу о физических механизмах дробления в § 41.

В качестве причины, вызывающей резкое усиление аэродинамического нагрева, некоторые авторы [155, 447] приводят изменение режима обтекания, связанное с образованием ударной волны. Наиболее подробный анализ этого вопроса был сделан в 1972 г. Я. Райхлем [447]. Ссылаясь на данные работы [155], Я. Райхль пришел к выводу, что наступление вспышек соответствует условию

$$B = \frac{2Rv}{l_{\infty}v_s} > 20, \quad (39.3)$$

где B — обратное число Кнудсена, R — радиус тела, v_s — средняя скорость молекул в газовой подушке перед телом, l_{∞} — длина свободного пробега в невозмущенной атмосфере.

Большое количество работ посвящено так называемой кальциевой аномалии в спектре вспышек. Но мы этот вопрос уже рассматривали в § 26.

§ 40. Дробление метеоритов

Наиболее наглядной иллюстрацией распространенности дробления тел, входящих на больших скоростях в атмосферу Земли, является дробление метеоритов. Подавляющее большинство метеоритов дробится в воздухе и вы-

падает не в виде одного, а в виде нескольких или даже многих индивидуальных экземпляров*). Если число индивидуальных экземпляров превышает пять, то принято говорить о выпадении метеоритного дождя.

Дробление типичного каменного метеорита удобно рассмотреть на примере метеорита Пршибрам, сфотографированного в полете. Дробление началось на высоте 44 км, когда от основного тела (траектория № 1) начали отделяться фрагменты (№ 16, затем 12, 14, 15). В дальнейшем дроблению подвергалось не только главное тело, но и уже отделившиеся фрагменты (№ 12 и другие). Весь процесс дробления происходил между высотами 44 и 23 км. Некоторые фрагменты прекращали существование на довольно больших высотах (28—33 км), пять из 17 выпали в виде метеоритов, один (самый большой), по мнению З. Цеплехи [284], еще не разыскан.

Из двух основных механизмов дробления: за счет аэродинамических и термических напряжений, — в данном случае несомненно, действует первый. Прогрев крупных тел, как уже не раз говорилось, происходит на глубину не более 0,5 — 1 мм и не может играть существенной роли в их дроблении. Напротив, роль аэродинамических нагрузок особенно возрастает в связи с неправильной формой метеоритов.

Метеорит Пршибрам, летевший со скоростью ~ 20 км/с, на высоте 44 км ($\rho \approx 2,3 \cdot 10^{-6}$ г/см³) должен был испытывать динамическую нагрузку $q = \rho v^2 = 10^7$ дин/см². Разрушающее напряжение для гранита, по данным [210a], на порядок выше: $(0,5 \div 3) \cdot 10^8$ дин/см². Однако прочность каменных метеоритов бывает меньше, чем у гранита, и составляет, по данным [154], от $2 \cdot 10^7$ до $5 \cdot 10^8$ дин/см². Отделение наблюдавшихся фрагментов происходило при значениях q от 10^7 до $5 \cdot 10^7$ дин/см². Таким образом, именно аэродинамические нагрузки ответственны за дробление каменных метеоритов.

Аналогичные расчеты могут быть проведены для метеоритов Лост Сити и Инисфри, также сфотографирован-

*) В метеоритике принято отличать индивидуальные экземпляры (выпавшие на Землю независимо друг от друга) и осколки, образовавшиеся в результате удара метеорита о поверхность Земли.

ных в полете и испытывавших многократное дробление. Эти расчеты подтверждают сказанное выше.

На фотографии болида Инисфри [337] первые следы отделения фрагмента заметны уже на высоте 49 км, что при скорости входа 14,5 км/с соответствует давлению $2,6 \cdot 10^6$ дин/см². Интенсивное дробление происходило на высоте 30—20 км, причем скорость в конце свечения упала до 2,7 км/с (у метеорита Лост Сити — до 3,5 км/с). В обоих случаях высота конца свечения была 19—20 км. Главный фрагмент болида Пршибрам наблюдался до высоты 13 км, но скорость его в этой точке неизвестна, так как болид вышел за пределы поля зрения камеры, имевшей обтюратор.

Из железных метеоритов, выпавших на Землю, ни один не был сфотографирован в полете, поэтому определить для них высоты начала дробления, а значит, и разрушающие значения q , можно только косвенным путем.

В настоящее время науке известны два железных метеоритных дождя, причем оба выпали на территории нашей страны. Это Сихотэ-Алинский метеоритный дождь, выпавший 12 февраля 1947 г. на Дальнем Востоке, и Ярдымлинский метеоритный дождь (он же метеорит Арус), упавший 24 ноября 1959 г. на юге Азербайджана. Оба они во многом отличаются друг от друга. Сихотэ-Алинский дождь дал много тысяч фрагментов*) массой от 1745 кг до малых долей грамма [124]. Ярдымлинский дождь состоял всего из шести фрагментов от 127 кг до 0,36 кг [94].

Ход дробления Сихотэ-Алинского метеорита был тщательно исследован Е. Л. Кривовым [124] по расположению на Земле воронок от удара наиболее крупных фрагментов метеорита (сохранявших часть космической скорости и полностью раздробившихся при ударе), а также собранных целых фрагментов. Обычно выпадающие на Землю фрагменты метеоритного дождя образуют эллипс рассеяния, большая ось которого расположена вдоль проекции траектории метеорита. Наиболее крупные фрагменты располагаются в головной части эллипса рассея-

*) В дальнейшем под фрагментами мы будем понимать индивидуальные экземпляры (см. примечание на с. 379).

ния, поскольку они испытывают меньшее торможение в атмосфере, чем более мелкие частицы, которые из-за этого отстают от крупных и оседают в хвостовой части эллипса рассеяния.

Сихотэ-Алинский метеорит, по данным Е. Л. Кринова, испытал не одну, а несколько последовательных стадий дробления (по крайней мере три), и поэтому на главный эллипс рассеяния (результат первой стадии дробления) наложился вторичные эллипсы рассеяния.

Найденные фрагменты Ярдымлинского метеорита образуют один простой эллипс рассеяния с осями $8 \times 1,5$ км [94]. По-видимому, этот метеорит испытал лишь одну стадию дробления.

Полет метеоритов на заключительном участке траектории (от прекращения свечения болида до падения на Землю) происходит в условиях отсутствия абляции и непрерывного торможения из-за сопротивления воздуха. Поэтому уравнение (3.2) из рассмотрения выпадает, в (3.1) M следует положить постоянным, но зато надо учитывать ускорение силы тяжести g . С учетом этого вместо (3.1) будем иметь два уравнения: для вертикальной и горизонтальной составляющих скорости

$$\begin{aligned} M \frac{dv_1}{dt} &= -\Gamma S \rho v_1^2 + Mg, \\ M \frac{dv_2}{dt} &= -\Gamma S \rho v_2^2, \end{aligned} \quad (40.1)$$

где

$$v_1 = v \cos z, \quad v_2 = v \sin z. \quad (40.2)$$

Расчеты по формулам (40.1) и (40.2) с учетом поправок на снос ветром проводил для фрагментов метеорита Пршибрам З. Цеплеха, отождествив выпавшие и собранные метеориты с траекториями фрагментов на фотографиях [284]. Аналогичные расчеты, но с меньшей точностью совпадения положений, проводил Р. Мак-Кроски для метеорита Лост Сити [387]. Подробные расчеты заключительных отрезков траекторий Сихотэ-Алинского метеорита были выполнены В. Г. Фесенковым [237].

Дробление железного Сихотэ-Алинского метеорита согласно Е. Л. Кринову [124] произошло на высоте «не

более нескольких километров». Более точная оценка вряд ли возможна, так как полет не был сфотографирован. Общая выпавшая масса метеорита оценена Е. Л. Криновым в 70 т, В. Г. Фесенковым [237] в 150 т. Примем за наиболее вероятное значение 100 т. Первоначальная масса, по В. Г. Фесенкову [237], составляла ~ 1000 т, а скорость входа в атмосферу была им оценена в 14—15 км/с. Скорость удара о поверхность Земли, по данным В. Г. Фесенкова, не превышала 500 м/с.

Положим высоту начала дробления равной 10 км. Скорость метеорита в это время составляла, на основании соотношений, приведенных в § 4 и в работе [50], не менее 10 км/с. Тогда получим аэродинамическое давление $q \approx 4 \cdot 10^8$ дин/см². Между тем для железа разрывающее напряжение равно $\sigma_c = 2 \cdot 10^9$ дин/см², т. е. в 5 раз больше.

Дробление каменного метеорита Жовтневый Хутор, образовавшего метеоритный дождь, согласно Е. Л. Кринову [122], началось на высоте 20 км, чему при скорости 17,5 км/с соответствует аэродинамическое давление $3 \cdot 10^8$ дин/см².

Сравнение значений q , соответствующих началу дробления метеоритов, с разрывающими напряжениями для каменных пород и железа показывает, что первые меньше вторых в несколько раз, порой на порядок. Это означает, что действуют какие-то причины, понижающие значение σ_c . Одной из таких причин является неоднородность метеоритов (особенно каменных). Другая причина — понижение прочности материалов при их нагревании — вряд ли играет существенную роль, так как у крупных метеоритов нагревается только поверхностный слой.

Подробное морфологическое исследование Сихотэ-Алинского железного метеоритного дождя, проведенное Е. Л. Криновым [124], показывает, что дробление метеорита происходило по границам между его структурными элементами. В описании одного из индивидуальных экземпляров, массой 21,75 кг, говорится: «Повсюду видны многочисленные тонкие трещины, совпадающие с границами между структурными элементами. Трещины хорошо показывают внутреннюю кусковатую структуру метеорита» [124, с. 77]. То же имеет место и у других метеоритов, как каменных, так и железных [123]. Образцы

поверхностей дробления и трещины показаны на рис. 86.

Е. Л. Кривовым была подмечена закономерность, что чем больше длина эллипса рассеяния, тем меньше выпадает фрагментов, но зато они сравнительно крупные. Наоборот, самые обильные дожди образуют малые эллипсы рассеяния, причем большинство фрагментов мелкие. Это Е. Л. Кривов объясняет тем, что в первом случае дробление происходит на большой высоте, а во втором — на сравнительно небольшой. Если дробление происходит на большой высоте, при не очень большом давлении, образуется несколько сравнительно крупных фрагментов, если же метеорит дробится в более плотных слоях атмосферы, давление набегающего потока велико и образуется много фрагментов.

В работе [124] приведено распределение по массам 313 изученных к тому времени индивидуальных экземпляров Сихотэ-Алинского метеорита. Этот материал давал бимодальное распределение, которое приписывалось наличию по крайней мере двух стадий дробления. Максимум (мода) первого распределения приходился на $\lg M = 4,5$ ($M \approx 3 \cdot 10^4$ г), максимум второго распределения — на $\lg M = 1,7$ ($M \approx 50$ г).

Такое же распределение получил в 1972 г. В. И. Цветков [248] по более обширному материалу (2000 фрагментов). Однако в ходе дальнейшего исследования было найдено много экземпляров килограммового диапазона, и кривая стала одномодальной [248].

В случае железо-каменного метеоритного дождя Лович, выпавшего в 1935 г. в Польше на площади 9 км^2 [360], распределение 96 найденных фрагментов по массе (в интервале $1 \div 10^4$ г) также подчиняется логарифмически нормальному закону с одним максимумом (была одна стадия дробления).

Такое распределение совпадает с распределением, полученным П. Б. Бабаджановым и В. С. Гетманом [21] по фотографиям яркого метеора 20 июля 1977 г., испытавшего интенсивное дробление на высоте 69 км. При скорости 23 км/с этот метеороид испытал дробление под действием аэродинамического давления $6 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$, что доказывает его более рыхлое строение по сравнению с каменными метеоритами.

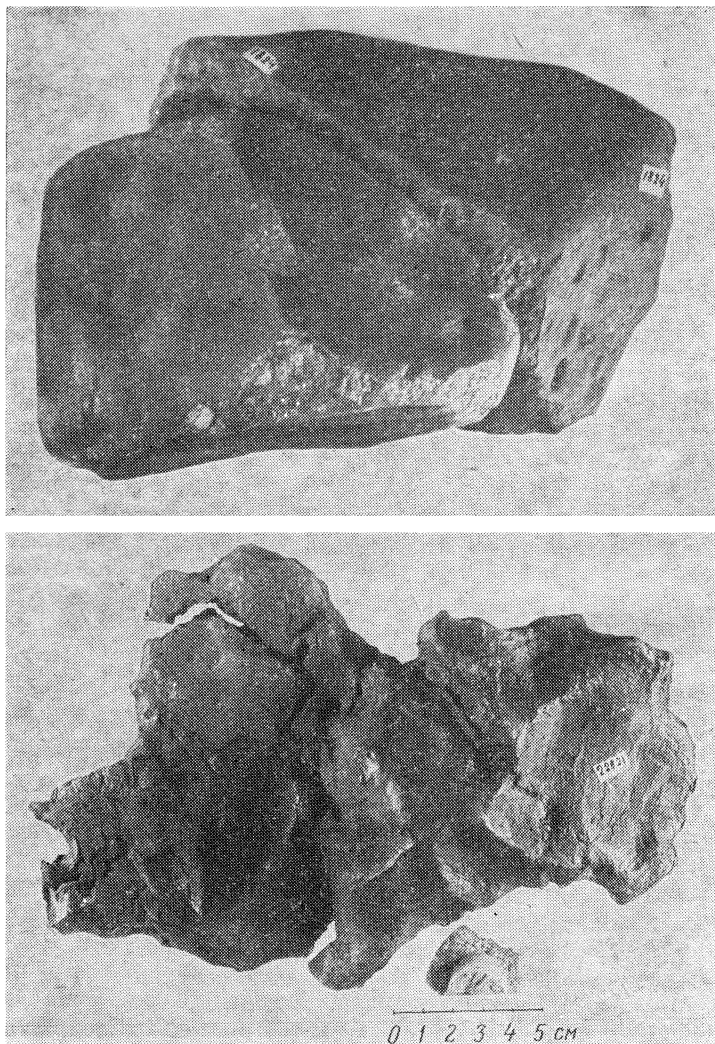


Рис. 86. Образцы поверхностей дробления и трещин метеоритов: *а* — метеорит Маныч (каменный), два фрагмента сложены по поверхности дробления, *б* — один из фрагментов Сихотэ-Алинского метеорита: видна трещина, но дробление еще не наступило.

§ 41. Физические аспекты дробления метеороидов

Мы рассмотрели различные формы дробления метеороидов в атмосфере Земли. Теперь можно составить классификацию этих форм (табл. 31), более полную, чем классификация Б. Ю. Левина [148], приведенная в § 34

Т а б л и ц а 31. Классификация форм дробления метеороидов

Тип*)	Форма дробления	Характерный размер тела, см	Размер осколков, см	Механизм
<i>B</i>	Раскалывание	$10^2 \div 1$	$10 \div 10^{-1}$	Механическое дробление метеоритов по границам структурных элементов.
<i>C</i>	Крошение: 1) одноразовое 2) прогрессивное	$10 \div 10^{-1}$	$1 \div 10^{-2}$	Дробление рыхлых метеороидов на части и на структурные зерна.
<i>H</i>	Шелушение	$10 \div 10^{-1}$	$\sim 10^{-2}$	Квазинепрерывное отделение частиц с поверхности.
<i>S</i>	Разбрызгивание	$10^2 \div 10^{-1}$	$10^{-2} \div 10^{-3}$	Сбрасывание капель расплавленной пленки, застывающих в шарики и колбочки.
<i>P</i>	Пульверизация	$10^{-1} \div 10^{-3}$	$10^{-2} \div 10^{-4}$	Дробление расплавленных капель.
<i>Pw</i>	Распыление	$10^{-1} \div 10^{-4}$	$10^{-4} \div 10^{-5}$	Дробление мелких метеороидов на зерна субмикронных размеров.

*) Для обозначения типов дробления выбраны начальные буквы английских слов *breaking*, *crumbling*, *husking*, *spraying*, *pulverization*, *powdering* тождественных русским названиям, приведенным во втором столбце.

и имеющая чисто феноменологический характер. Преобладание того или иного типа дробления зависит от структуры и размеров метеороида, а также, по-видимому, от скорости входа в атмосферу.

Железные метеороиды, входя в достаточно плотные слои атмосферы (на участке перехода к интенсивному испарению), испытывают дробление типов *S* и *P*, т. е.

у них происходит сбрасывание пленки расплава в виде капель с последующим дроблением отделившихся капель. Эти капли, застывая, образуют шарики, колбочки и другие сферические частицы, шлейф которых можно проследить иногда далеко назад вдоль проекции траектории метеорита на земную поверхность.

В нижних слоях атмосферы (на высоте порядка 10 км) железный метеорит испытывает дробление типа *B*.

Плотные каменные метеороиды в верхней части пути испытывают преимущественно дробление типа *II* (шелушение). На средних высотах (десятки километров) они могут раскалываться на части (тип *B*), причем, как показывает анализ фактических данных (§ 40), это происходит неоднократно.

Рыхлые метеороиды крупнее 10^{-3} г также в течение большей части полета испытывают дробление типа *H*, а затем *C1* или *C2*. Более мелкие метеороиды на больших высотах могут распыляться (тип *Pw*), порождая мельчайшие субмикронные частицы. Вполне возможно, что такие частицы отделяются и от более крупных тел.

Рассмотрим теперь физические аспекты всех видов дробления. Начнем с процесса раскалывания железных метеоритов. В кристаллической структуре железа, никеля и других металлов всегда существуют дефекты, в частности, линейные дефекты, называемые *дислокациями*. Благодаря наличию дислокаций, под действием сильных нагрузок (в данном случае — аэродинамического давления) тело метеороида испытывает пластические деформации, в ходе которых скопления дислокаций образуют *микротрещины* с характерными размерами $10^{-3} \div 10^{-4}$ см [187]. Далее происходит подрастание и накопление микротрещин и образуются макротрещины, на которых и происходит разрыв. Наличие дислокаций и микротрещин понижает прочность металла. Еще более способствует разрыву наличие, помимо общего давления, факторов, приводящих к поперечному сдвигу. Такими факторами являются большие градиенты компонент вектора скорости обтекания и неправильности формы метеорита, создающие неравномерность напряжений.

Как показали эксперименты Т. Я. Гораздовского [70], приложение касательного напряжения при наличии сильного всестороннего давления может привести к

взрывоподобному дроблению образца, причем часть вещества образца вылетает в форме мелких пылинок размерами ~ 10 мкм. Такое явление называется реологическим взрывом. Было замечено, что взрыв наступал при достижении определенного критического значения касательных напряжений. Хотя эксперименты Т. Я. Гораздовского проводились не на металлах, а на разнообразных поликристаллических веществах (мрамор, базальт, уголь и др.), не было замечено каких-либо вариаций хода явления в зависимости от вида вещества.

Эти эксперименты показывают, что вероятность взрывоподобного дробления возрастает с ростом напряжений, т. е. в нижних слоях атмосферы.

В ходе описанных экспериментов наблюдался ряд сопутствующих явлений: свечение в фиолетовом и ультрафиолетовом диапазонах, появление жесткой радиации с длиной волны $\lambda \leq 0,5 \text{ \AA}$, трибоэлектричество (электризация при трении, в данном случае — при взаимном трении вылетающих частиц). Эти явления представляют большой интерес в свете того, что говорилось в § 26 о кальциевой аномалии при вспышках метеоров, для объяснения наблюдений усиления коротковолнового излучения при вспышках [209], а также для понимания обширного комплекса явлений, сопровождавших взрыв Тунгусского метеорита.

Близким к вышеописанному является и механизм дробления типа *C* (крошение каменных метеороидов), с той лишь разницей, что они имеют гораздо менее однородное строение, меньшую прочность и включения аморфных компонент, что облегчает процесс дробления. Поля напряжений становятся неоднородными, а градиенты напряжений оказывают сильное влияние на величину предельного напряжения и ориентацию поверхностей разрушения. Чаще всего сдвиговое разрушение развивается в плоскости, образующей угол в 45° к направлению максимального главного напряжения. Однако этот угол, вообще говоря, не постоянен, а зависит от величины прилагаемых нагрузок [174]. Чем крупнее тело, тем больше для него вероятность дробления.

Рассмотрим теперь процесс шелушения (тип *H*), механизм которого состоит в аэродинамическом отрыве частиц с краевых зон метеороида. Как известно [210a], каса-

тельные напряжения для большинства минералов на порядок меньше, чем сжимающие напряжения. В частности, для тела из бронзита массой в 1 г, по данным Б. Болдуина и И. Шеффер [269], касательное напряжение $\sigma_t = 2 \cdot 10^8$ дин/см², тогда как сжимающее $\sigma_c = 2 \cdot 10^9$ дин/см². Представим себе сферическое тело в свободно-молекулярном потоке газа. Отделение частиц будет происходить не со всей лобовой поверхности тела, а с краевой зоны, где создадутся достаточные касательные напряжения. Ее площадь будет равна

$$S_1 = 2\pi R \Delta R, \quad (41.1)$$

где R — радиус тела, ΔR — ширина проекции пояса, откуда отделяются частицы, на плоскость, перпендикулярную к потоку. Пусть этот пояс ограничен позиционным углом θ_1 . Тогда

$$\frac{S_1}{S} = \frac{2\Delta R}{R} = 2(1 - \sin \theta_1). \quad (41.2)$$

Угол θ_1 определяется из условия

$$\sin \theta_1 = \frac{v_{кр}}{v}, \quad (41.3)$$

где $v_{кр}$ — критическая тангенциальная скорость, достаточная для отрыва частиц при выполнении условия

$$\frac{1}{2} \rho v_{кр}^2 = \sigma_t. \quad (41.4)$$

Можно предполагать, в соответствии со сказанным выше, что скорость потери массы за счет «шелушения» определяется формулой, аналогичной формуле (3.2),

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_h = -\Delta \frac{S \rho v^3}{2E_{св}}, \quad (41.5)$$

где $E_{св}$ — энергия связи частиц («зереп»), иначе говоря, энергия, необходимая для отрыва частиц от тела, рассчитанная на единицу массы, Δ — коэффициент, аналогичный Λ в (3.2). Тогда отношение скорости потери массы за счет шелушения и испарения выразится так:

$$\psi = \left(\frac{dM}{dt}\right)_h / \left(\frac{dM}{dt}\right)_v = \frac{\Delta}{\Lambda} \frac{Q}{E_{св}} \frac{S_1}{S} = \frac{\Delta Q}{\Lambda E_{св}} \left(1 - \frac{v_{кр}}{v}\right). \quad (41.6)$$

Из (41.6) следует, что ψ должно расти с v , даже если считать, что $E_{св}$ от v не зависит. В действительности $E_{св}$ не постоянна, она падает с ростом температуры, а температура краевой зоны должна расти с ростом v , поскольку при этом резко возрастает перенос тепла. В результате $E_{св}$ также падает с ростом v , что еще более увеличивает зависимость ψ от скорости. Идея этого механизма (правда, не в связи с шелушением, а с дроблением вообще) была высказана еще Э. Эпиком в 1958 г. [428]. Скоростная зависимость интенсивности дробления при данном механизме позволяет объяснить и рассмотренную в § 20 фиктивную зависимость $\tau(v)$, полученную Ф. Верниани [479].

Явление разбрызгивания (срыв капель расплавленной пленки, тип *S*) качественно рассматривалось в § 13. Как показано в § 9, почти у всех каменных метеороидов (при $v > 14$ км/с) и у быстрых железных (при $v > 30$ км/с) происходит кипение пленки расплава и срыв капелек для них маловероятен. Но у медленных железных метеороидов он возможен. К сожалению, теоретическое решение задачи о течении жидкой пленки вблизи точки срыва наталкивается на большие трудности, решение становится неустойчивым.

Испарение с поверхности расплава, отесняя набегающий поток и пограничный слой, уменьшает трение, и наоборот, уменьшение испарения приводит к усилению трения и может даже привести к увеличению общего уноса массы за счет жидкой фазы [4].

Поскольку при малых радиусах затупления градиент давления больше, унос массы в жидкой фазе сильнее проявляется у малых тел (но не настолько малых, чтобы проплавиться насквозь). Этому способствует и еще одно обстоятельство: при большом радиусе закругления большая часть вещества пленки испаряется, не успев достигнуть критического пояса, где начинается сброс пленки и ее разбрызгивание, тогда как при малом радиусе на достижение этого пояса требуется столь мало времени, что испарение не успевает существенно уменьшить массу рассматриваемого элемента пленки.

В работе [177] приводятся результаты экспериментов, в которых изучалось плавление моделей с $R = 0,7$ см из сплавов Вуда и Розе, выстреливавшихся со скоростью

2 км/с в воздух при нормальном давлении*). Часть моделей приводилась во вращение вокруг оси, совпадающей с направлением полета. На фотографиях (рис. 87) хорошо виден срыв капель и образуемый ими хвост. На невращающихся моделях пленка расплава стекает с задней кромки и затягивается в донную область. На вращающихся моделях срыв капель происходит гораздо интенсивнее под действием центробежной силы. Кроме капель

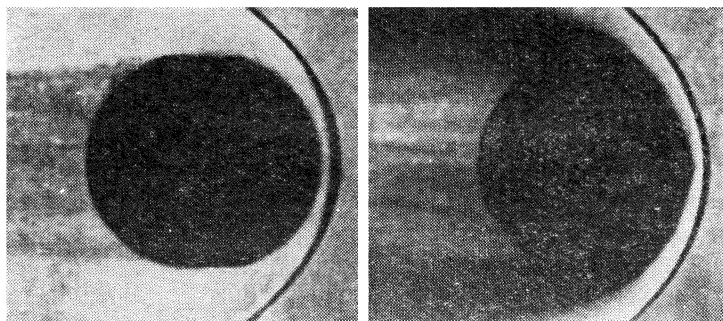


Рис. 87. Унос массы с плавящихся моделей (по Палкину и др.).

заметен и пылевой след, срыв которого начинается в районе $\theta = 50^\circ$. Поскольку пылевой след наблюдался и у моделей из сплава Розе (температура испарения которого, 1732°C , вдвое выше, чем у сплава Вуда), несомненно, что пылинки отрываются в твердом состоянии, а не конденсируются потом из газа. Таким образом, даже у легкоплавких сплавов наряду с разбрызгиванием происходит и шелушение.

Анализируя результаты экспериментов С. Н. Палкина и его соавторов [177], необходимо отметить следующее. Скорость уноса массы получилась примерно вдвое больше, чем следует из теоретических соображений для $R = 0,7$ см. Объяснить это шелушением пелъзя, так как тогда получился бы слишком высокий для данных материалов коэффициент механического уноса. Авторы работы [177] отме-

*) Сплав Вуда — легкоплавкий сплав, содержащий 50% висмута, 25% свинца, по 12,5% олова и кадмия. Температура плавления 68°C . Сплав Розе состоит из 50% висмута, 27,1% свинца и 22,9% олова.

чают, что число Рейнольдса превышало критическое значение $Re = 150$ (для условий эксперимента) и течение пленки при $\theta > 16^\circ$ было не ламинарным, а турбулентным. С такой возможностью приходится считаться и в случае железных метеороидов.

С другой стороны, в экспериментах группы Палкина скорость набегающего потока была слишком мала, чтобы вызвать интенсивное испарение и последнее слабо влияло на оплавление и унос пленки.

Оценим величину уноса массы за счет разбрызгивания. Толщина слоя расплавленной пленки определяется формулой (15.31), причем для критической точки следует положить $\theta = 0$. Значения δ_* , вычисленные по этой формуле для железных и каменных метеороидов, приведены в табл. 32.

Т а б л и ц а 32. Толщина пленки расплава δ_* , см

h, км	Железные			Каменные		
	v_∞ , км/с			v_∞ , км/с		
	15	30	60	15	30	60
80	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$
90	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
100	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$

Как и следовало ожидать, толщина пленки расплава у железных метеороидов на 1 — 2 порядка меньше, чем у каменных. Она растет со скоростью и с плотностью атмосферы. У каменных метеороидов рост толщины пленки со скоростью останавливается уже при $v_\infty = 30$ км/с, а с плотностью толщина пленки, напротив, убывает. Причина этого состоит в резком возрастании доли испарения каменных метеороидов в общем уносе массы на высоте около 80 км.

Толщина пленки расплава, полученная в наших расчетах, примерно на порядок меньше, чем толщина коры плавления метеоритов, которая, согласно Е. Л. Кринову [123] у железных метеоритов составляет 0,1—0,2 мм (см. § 18), а у каменных до 1 мм. Это объясняется тем, что на последнем участке пути, когда метеорит потерял значительную часть скорости, унос пленки ослабевает и ее толщина растет,

Срыв пленки происходит при некотором значении позиционного угла $\theta_{кр}$ (см. § 15), определяемом условием

$$\cos^2 \theta_{кр} = 1/3, \quad (41.7)$$

откуда следует $\theta_{кр} = 54^\circ, 7$. Именно в этом «критическом поясе» и происходит срыв капель.

Интересно, что унос массы за счет разбрызгивания не зависит от радиуса тела (так как рост длины «критического пояса» компенсируется таким же убыванием градиента давления, а значит, и скорости течения в пленки), тогда как унос испарением пропорционален квадрату радиуса. Следовательно, существует некоторый характерный радиус R_* , при котором обе скорости уноса равны. По данным, приведенным выше, находим следующие значения R_* (см):

δ_s , см	$R_*(v=15 \text{ км/с})$	$R_*(v=30 \text{ км/с})$
$5 \cdot 10^{-3}$	6,2	3,8
10^{-2}	15,5	9,5
$2 \cdot 10^{-2}$	38	25

Таким образом, железные метеороиды меньше 10—15 см теряют массу в основном путем разбрызгивания. Однако эта оценка существенно зависит от толщины жидкой пленки в поясе разбрызгивания. Близкие результаты получил Э. З. Апштейн [4].

У каменных метеороидов вязкость расплава на 2—3 порядка больше, чем у железа, и имеет сильную температурную зависимость. Поэтому толщина расплавленной пленки у них больше, а скорость течения пленки значительно меньше, чем у железных, и быстро падает с глубиной. По этой причине потеря массы за счет разбрызгивания не играет у каменных метеороидов существенной роли.

Рассмотрим теперь дробление капель, образующихся как в результате срыва жидкой пленки с крупных тел, так и в результате проплавления насквозь более мелких тел. Как это ни странно, среди специалистов до сих пор нет единого мнения о причинах дробления капель в потоке газа [214]. Одни авторы считают, что капля дробится тогда, когда аэродинамические силы превосходят силы поверхностного натяжения. Другие исследователи связы-

вают разрушение капли с тем, что деформация капли становится больше некоторого критического значения, определяемого например, числом Вебера We (см. § 13):

$$We = \frac{\Gamma r \rho v^2}{\sigma_{\pi}}. \quad (41.8)$$

Третьи специалисты полагают, что разрушение капли

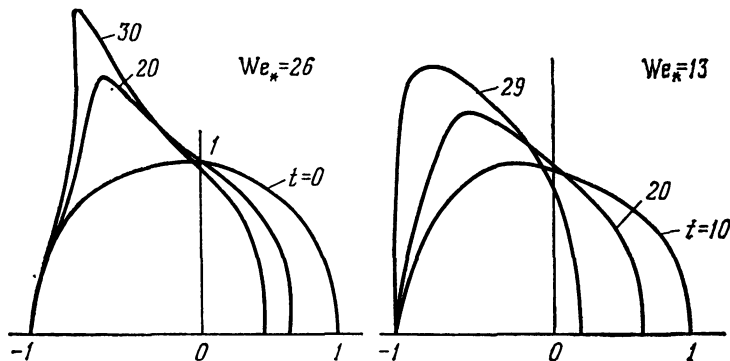


Рис. 88. Деформация капель в потоке газа (по Гонору).

наступает в результате развития в ней неустойчивых колебаний.

Не вдаваясь в подробности относительно механизма разрушения капли, отметим здесь, что условие разрушения (критическое число Вебера We_0) существенно зависит от того, вносится ли капля в поток внезапно, или же силы, действующие на каплю, нарастают постепенно. Если в первом случае разрушение капли наступает при $We_0 = 3,5 \div 14$, то во втором — при $We_0 = 15 \div 24$. Первый случай соответствует срыву капель с поверхности крупных метеороидов, второй — постепенному проплавлению мелких.

Теоретическое исследование и расчеты деформации капли в потоке газа были выполнены А. Л. Гонором [69]. Расчеты показали, что при больших числах Вебера ($We = 15 \div 26$) происходит быстрое растекание капли, которая сначала принимает форму эллипсоида вращения, а затем — купола парашюта (рис. 88). В области «крыль-

ев» вещество капли испытывает сильное разрежение, которое и приводит к разрыву капли на части. При малых числах Вебера сначала также возникает некоторое растекание, после чего капля начинает пульсировать в затухающем режиме.

В результате обработки многочисленных экспериментов А. Рейнджер и Дж. Никольс [449] пришли к выводу, что критическая стадия деформации капли достигается при отношении большой полуоси эллипсоида вращения a к начальному радиусу капли $\frac{a}{r_0} = 3$. До достижения этой

стадии происходит срыв с поверхности капли мелких капелек, т. е. явление разбрызгивания [37, 449]. Однако доля потери массы за счет разбрызгивания при внезапном введении капли в поток и до ее дробления сравнительно невелика (2—8% у капель с $r_0 = 10^3 \div 10^2$ мкм).

Размеры капель-фрагментов, на которые дробится большая капля, до сих пор не определены экспериментально. В работе [37] принимается для них $r_f = 2b$, где b — малая полуось большой капли в момент разрыва. Если ввести эффективный радиус большой капли r_* , такой, что ее объем $V = \frac{4}{3} \pi r_*^3$, то тогда $r_f \approx 0,2r_*$, т. е. капли-фрагменты меньше в ~ 5 раз большой капли по размерам и на два порядка по массе.*

Э. Эпик в своей монографии [428] принимал в качестве условия дробления капли $\frac{a}{r_0} = 1,9$, вытекающее

из определенного им соотношения полуосей в момент разрушения пузырьков воздуха в воде $\frac{b}{a} = \frac{1}{4}$, чему соот-

ветствует число Вебера $We_* = 9,5$. В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [140] рассмотрели случай дробления деформированной капли на две капли сферической формы и из условия равенства поверхностных энергий деформированной капли с эксцентриситетом e и эффективным радиусом r_* и двух сферических капель с радиусом $r' = \frac{r_*}{2^{1/3}}$ получили критическое значение $\frac{b}{a} = \frac{1}{3}$,

$\frac{a}{r_0} = 1,44$ и число Вебера $We_0 = 6$. Эти критические значения получены ими, исходя из следующих соображений.

Поверхностная энергия сферической капли радиуса r равна

$$E_{\sigma} = 4\pi r^2 \sigma. \quad (41.9)$$

В случае деформированной капли, принявшей форму эллипсоида вращения вокруг малой оси b с эксцентриситетом e , поверхностная энергия будет равна

$$E'_{\sigma} = 2\pi\sigma \left\{ a^2 + \frac{b^2}{e} \ln \left[\frac{a}{b} (1 + e) \right] \right\}. \quad (41.10)$$

В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин предположили, что деформированная капля после потери устойчивости делится на две одинаковые капли, радиусом $r_2 = 2^{-1/3} a \sqrt[6]{1 - e^2}$. Приравнявая поверхностную энергию деформированной капли по (41.10) общей поверхностной энергии двух сферических капель радиуса r_2 , согласно (41.9), Лебединец и Портнягин получили следующее трансцендентное уравнение для определения e :

$$4^{2/3} \sqrt[3]{1 - e^2} = 1 + \frac{1 - e^2}{2e} \ln \frac{1 + e}{1 - e}, \quad (41.11)$$

откуда и нашли $e \approx 0,94$, $\frac{b}{a} = \frac{1}{3}$, $a = 1,44r_0$.

Нетрудно обобщить эту задачу на случай дробления на N одинаковых капель. В этом случае вместо (41.11) получим

$$N = \frac{1}{8(1 - e^2)} \left[1 + \frac{1 - e^2}{2e} \ln \frac{1 + e}{1 - e} \right]. \quad (41.12)$$

Так, при дроблении на четыре равные сферические капли $e = 0,983$, $\frac{b}{a} = \frac{1}{5,4}$, $We_* = 16$, при дроблении на семь капель $e = 0,99$, $\frac{b}{a} = \frac{1}{7,3}$, $We_* = 27$, и т. д.

Учитывая приведенные выше данные о критических числах Вебера в момент разрушения капель, можно считать, что капли, образовавшиеся в результате проплавления, дробятся при достижении отношения $\frac{b}{a} = \frac{1}{5} \div \frac{1}{7}$, тогда как капли, сорванные с поверхности более крупных метеороидов, — при достижении $\frac{b}{a} = \frac{1}{3} \div \frac{1}{4}$. Первые дро-

баться на 4—7 мелких капель, вторые — на 2—3 капли. Эти капли могут в свою очередь деформироваться и дробиться на еще более мелкие. Однако с уменьшением размеров капель пропорционально уменьшается и число Вебера, определяемое формулой (41.8). Принимая $v = 3 \cdot 10^6$ см/с, $\rho = 2 \cdot 10^{-8}$ г/см³, $\Gamma = 1$, $\sigma = 1200$ дип/см, получим, что $We = 150 r_0$.

Таким образом, в этом примере капли первого рода достигнут критического значения We_* лишь при условии $r_0 \geq 10^{-1}$ см, а капли второго рода — при условии $r_0 \geq 3 \cdot 10^{-2}$ см.

Задача об определении максимального начального радиуса капли r_{0m} , сохраняющей устойчивость в процессе всего испарения, была решена В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [140]. Полагая $v = \text{const}$, $\Gamma = \text{const}$, они нашли условие для плотности атмосферы ρ_m и радиуса капли r_m , при которых число Вебера достигает максимального значения We_0 . Мидель деформированной капли равен

$$S = \pi a^2 = \pi \left(\frac{\Gamma \rho v^2}{\sigma} \right)^{2/5} r^{6/5}. \quad (41.13)$$

поэтому уравнение испарения жидкой капли переписывается в виде (Q_π — затрата тепла на нагрев и плавление)

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\Lambda S \rho v^3}{2(Q - Q_\pi)} = - \frac{\pi \Lambda}{2(Q - Q_\pi)} \left(\frac{\Gamma}{\sigma} \right)^{2/5} v^{19/5} r^{12/5} \rho^{7/5}. \quad (41.14)$$

Его решение для r , если пренебречь торможением, имеет вид

$$r^{3/5} = r_\pi^{3/5} - \frac{3\Lambda H^* v_0^{14/5}}{56(Q - Q_\pi) \delta \cos z} \left(\frac{\Gamma}{\sigma} \right)^{2/5} (\rho^{7/5} - \rho_\pi^{7/5}), \quad (41.15)$$

где ρ_π — плотность в точке начала интенсивного испарения, r_π — радиус капли в этой точке. Нетрудно показать, что

$$\frac{3\Lambda H^* (\rho v_0^2)^{7/5}}{56(Q - Q_\pi) \delta \cos z} \left(\frac{\Gamma}{\sigma} \right)^{2/5} \ll r^{3/5}. \quad (41.16)$$

Учитывая также, что [138]

$$\rho_\pi = \frac{2Q_\pi M_0^{1/3} \delta^{2/3} \cos z}{\Lambda H^* v_0^2}, \quad (41.17)$$

и вводя условие

$$r_{MOM} = \frac{\sigma W e_0}{\Gamma v_0^2}, \quad (41.18)$$

найдем следующее приближенное выражение для r_{0m} :

$$r_{0m} = 0,64 W e_0^{0,7} \left[\frac{\sigma \Lambda H^*}{\Gamma (Q - Q_n) \delta \cos z} \right]^{1/2}. \quad (41.19)$$

Подставляя в (41.19) $\sigma = 1200$ дин/см, $\delta = 7,8$ г/см³, $\Gamma = \Lambda = 1$, $H^* = 7 \cdot 10^5$ см, $Q - Q_n = 6 \cdot 10^{10}$ эрг/г, $\cos z = 2/3$, получим

$$r_{0m} = 3,3 \cdot 10^{-2} W e_0^{0,7}, \quad (41.20)$$

и тогда значениям $W e_0 = 6, 13$ и 26 будут соответствовать значения $r_{0m} = 0,12, 0,2$ и $0,32$ см, или $M_{0m} = 0,06, 0,26$ и $1,07$ г. Интересно сопоставить с этими величинами размеры магнетитовых шариков, обнаруженных в районе падения Сихотэ-Алинского метеорита. По данным Н. И. Заславской [83] их размеры заключены в пределах от $5 \cdot 10^{-4}$ до $1,2 \cdot 10^{-1}$ см, т. е. максимальный размер соответствует r_{0m} при $W e_0 = 6$, чего и следовало ожидать. Число шариков растет с уменьшением радиуса по степенному закону. Шариков больше $0,12$ см, насколько нам известно, не обнаружено. Чаще всего встречаются шарики размерами от $3 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2} см (чем меньше шарики, тем их труднее обнаружить).

Мы рассмотрели физические аспекты различных форм дробления метеороидов. Следует подчеркнуть, что это, пожалуй, наименее изученный вопрос в проблеме дробления. Все исследователи сходятся в том, что метеороиды, как правило, дробятся в ходе полета и что этот процесс оказывает влияние на длину пути, фотометрическую кривую метеора и другие его параметры. Но как происходит сам процесс дробления, мы пока знаем плохо. Для выяснения этого вопроса нужны специальные эксперименты, а также дальнейшие теоретические исследования.

Когда эта книга уже была написана и подготовлена к печати, появилась весьма интересная работа С. С. Григоряна [71], посвященная теории дробления весьма крупных и гигантских метеороидов, с характерными размерами $10 - 100$ м. Это дает возможность пренебречь потерей

массы за счет испарения, т. е. рассматривать движение тела постоянной массы. В работе [71] рассматривается не только само дробление, но также деформация и растекание дробящейся массы с учетом торможения осколков. Под действием давления набегающего потока воздуха происходит разрушение тела. Основную роль в нем играют сжимающие напряжения (в отличие от рассмотренного выше случая шелушения), причем фронт разрушений распространяется по телу дальше по мере его вторжения во все более плотные слои атмосферы. Далее происходит деформация тела и диспергирование раздробленного материала.

Нет сомнения в том, что основные положения теории Григоряна могут быть применены и к случаю меньших тел, когда нужно учитывать параллельно протекающие процессы испарения и дробления. Но это — задача будущих исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамова К. Б., Валицкий В. П. и др.*— Докл. АН СССР, 1971, т. 201, № 6, с. 1322—1325.
- 1а. *Авилова И. В., Биберман Л. М. и др.* Оптические свойства горячего воздуха.— М.: Наука, 1970, 320 с.
2. *Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. Б., Соболев В. В.* Теоретическая астрофизика.— М.: Гостехиздат, 1952.
3. *Апштейн Э. З.*— Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 1, с. 150—154.
4. *Апштейн Э. З.*— Докл. АН СССР, 1972, т. 203, № 2, с. 300—302.
5. *Апштейн Э. З., Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А.*— Космич. исслед., 1979, т. 17, № 6, с. 866—874.
6. *Арифов У. А.* Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела.— М.: Наука, 1968, 370 с.
- 6а. *Арсенгьев П. П., Коледов Л. А.* Металлические расплавы и их свойства.— М.: Металлургия, 1976.
7. *Астапович И. С.*— В кн.: Труды Всесоюз. конференции по изучению стратосферы.— Л., 1935, с. 505—522.
8. *Астапович И. С.* Метеорные явления в атмосфере Земли.— М.: Физматгиз, 1958, 640 с.
9. *Астапович И. С.*— Астрон. вестн., 1971, т. 5, № 2, с. 89—97.
10. *Аэродинамика разреженных газов: Сборники.*— Л.: Изд-во ЛГУ, 1963—1971.
11. *Бабаджанов П. Б.*— Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, 1963, № 36, с. 3—36.
12. *Бабаджанов П. Б., Крамер Е. Н.* Методика и некоторые результаты фотографических исследований метеоров.— М.: Изд-во АН СССР, 1963, 144 с.
13. *Бабаджанов П. Б., Крамер Е. Н.*— Астрон. ж., 1965, т. 42, № 3, с. 660—665.
14. *Бабаджанов П. Б.* Высоты и звездные величины ярких метеоров.— Душанбе: Дониш, 1969, 44 с.
15. *Бабаджанов П. Б.*— Докл. АН Тадж. ССР, 1969, т. 184, № 4, с. 800—802.
16. *Бабаджанов П. Б. и др.*— Докл. АН Тадж. ССР, 1969, т. 12, № 10, с. 16—19.
17. *Бабаджанов П. Б. и др.*— Кометы и метеоры, 1971, № 20, с. 17—25.
18. *Бабаджанов П. Б., Гетман В. С.*— Докл. АН Тадж. ССР, 1972, т. 15, № 11, с. 19—22.
19. *Бабаджанов П. Б., Гетман В. С.*— В кн.: Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну.— Душанбе: Дониш, 1974, с. 3—8.
20. *Бабаджанов П. Б., Кащеев Б. Л., Нечитайленко В. А., Федынский В. В.* Радиометеорные исследования циркуляции верхней атмосферы.— Душанбе: Дониш, 1974, 172 с.

21. *Бабаджанов П. Б., Гетман В. С.* Тезисы докладов Всесоюзн. симпозиума «Взаимодействие космического вещества с атмосферой Земли». — М.; Фрунзе, 1978, с. 6—7.

22. *Байраченко И. В.* — В кн.: Сборник работ по МГГ, № 2. — Киев: Изд-во КГУ, 1963, с. 11—33.

23. *Байраченко И. В., Мойся Р. И., Кручиненко В. Г.* — Информ. бюлл. геоф. и астроном. МГК АН УССР, 1963, № 5, с. 298—301.

24. *Байраченко И. В.* — Геомагнетизм и аэрономия, 1965, т. 5, № 3, с. 460—464.

25. *Баранцев Р. Г.* Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. — М.: Наука, 1975, 344 с.

25а. *Баум Ф. А., Каплан С. А., Станюкович К. П.* Введение в космическую газодинамику. — М.: Физматгиз, 1958, 424 с.

26. *Бахарев А. М., Мухамедназаров С., Шодиев У.* — Астрон. вестн., 1977, т. 11, № 1, с. 60—63.

27. *Белькович О. И.* — В кн.: Метеорное распространение радиоволн, в. 3—4. — Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1966, с. 90—120.

28. *Белькович О. И.* Астрон. ж., 1967, т. 44, № 3, с. 638—641.

29. *Белькович О. И., Горбатов Е. А. и др.* — В кн.: Метеорное распространение радиоволн, в. 5—6. — Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1969, с. 165—185.

30. *Белькович О. И.* Статистическая теория радиолокации метеоров. — Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1971, 104 с.

31. *Беляев Л. М., Набатов В. В., Мартышев Ю. И.* Кристаллография, 1962, т. 7, № 4, с. 576—580.

32. *Бенюх В. В.* — Вестн. КГУ. Серия астроном., 1968, № 10, с. 51—58.

33. *Бенюх В. В.* — Астрон. вестн., 1970, т. 4, № 4, с. 241—247.

34. *Бенюх В. В.* — Астрон. вестн., 1973, т. 7, № 1, с. 21—29.

35. *Биберман Л. М., Бронин С. Я. и др.* — Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1978, № 3, с. 129—136.

36. *Бондарь В. Г., Кашеев Б. Л.* Метеорная связь. — Киев: Техніка, 1968, 120 с.

37. *Борисов А. А., Гельфанд В. Е. и др.* — Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1970, № 5, с. 39—44.

38. *Бронштэн В. А.* — Метеоритика, 1961, в. 20, с. 72—86.

39. *Бронштэн В. А.* — Бюлл. ВАГО, 1961, № 30 (37), с. 39—44; Метеоритика, 1962, в. 22, с. 42—46.

40. *Бронштэн В. А.* Геомагнетизм и аэрономия, 1962, т. 2, № 1, с. 126—133.

41. *Бронштэн В. А.* — Проблемы движения в атмосфере крупных метеоритных тел. — М.: Изд-во АН СССР, 1963, 124 с.

42. *Бронштэн В. А.* — Метеоритика, 1966, в. 27, с. 97—102.

43. *Бронштэн В. А. и др.* — В кн.: Метеорная материя в атмосфере Земли. — М.: Наука, 1966, с. 3—37.

44. *Бронштэн В. А., Буевич Ю. А. и др.* — Астрон. вестн., 1968, т. 2, № 3, с. 139—152.

45. *Бронштэн В. А.* Астрон. вестн., 1974, т. 8, № 4, с. 193—210.

46. *Бронштэн В. А.* — В кн.: Проблемы происхождения тел Солнечной системы. — М.; Л., 1975, с. 265—301.

47. Бронштэн В. А.— В кн.: Физика мезосферы и мезосферных облаков.— МГК АН СССР; Наука, 1975, с. 103—109.
48. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1976, т. 10, № 2, с. 73—80.
49. Бронштэн В. А.— В кн.: Проблемы наблюдательной и теоретической астрономии.— М.; Л., 1977, с. 44—84.
50. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1977, т. 11, № 1, с. 47—52.
51. Бронштэн В. А., Станюкович К. П.— Космич. исслед., 1979, т. 17, № 6, с. 858—865.
52. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1979, т. 13, № 2, с. 99—105.
53. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1979, т. 13, № 3, с. 169—177.
54. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1979, т. 13, № 4, с. 224—231.
55. Бронштэн В. А.— Астрон. вестн., 1980, т. 14, № 1, с. 25—34.
56. Бухтеев А. М., Быдин Ю. Ф.— Изв. АН СССР. Серия физ., 1963, т. 27, № 8, с. 1009—1011.
57. Быдин Ю. Ф., Бухтеев А. М.— Ж. техн. физ., 1960, т. 30, № 5, с. 546—550.
58. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами.— М.: Наука, 1973, 144 с.
59. Вдовыкин Г. П. Метеориты.— М.: Наука, 1974.
60. Воларович М. П., Леонтьева А. А.— Метеоритика, 1941, в. 1, с. 33—42.
61. Волощук Ю. И., Ткачук А. А.— Метеорные исслед., № 4.— МГК АН СССР; Сов. радио, 1977, с. 103—116.
62. Галкина Т. С., Копылов И. М.— Изв. КРАО, 1962, т. 28, с. 35—93.
63. Гершбейн Э. А. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1970, № 1, с. 64—73.
64. Гершбейн Э. А. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1973, № 2, с. 112—118.
65. Гершбейн Э. А., Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Доклады на XXIV Межд. астронавт. конгрессе, 7—13 окт. 1973.— Баку.
66. Гершбейн Э. А.— Прикл. матем. и мех., 1974, т. 38, в. 6, с. 1015—1024.
67. Гетман В. С. Исследование процессов абляции крупных метеорных частиц: Канд. дис. Ин-т астрофизики АН Тадж. ССР.— Душанбе, 1975.
68. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961, 929 с.
69. Гонор А. Л.— В кн.: Некоторые вопросы механики сплошной среды.— М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 173—187.
70. Гораздовский Т. Я.— В кн.: Вопросы метеоритики.— Томск: Изд-во ТГУ, 1976, с. 74—82.
71. Григорян С. С. Космич. исслед., 1979, т. 17, № 6, с. 875—893.
72. Гульмедов Х. Д., Мухамедназаров С., Смирнов В. А.— Астрон. цирк., 1975, № 849, с. 7—8.
73. Данилов А. Д. Химия ионосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1967, 296 с.

74. Дербенева А. Д.—Астрон. ж., 1966, т. 43, № 2, с. 454—456.
75. Дербенева А. Д.—Астрон. ж., 1967, т. 44, № 4, с. 860—863.
76. Дерягин Б. В., Крогова Н. А., Смилга В. П. Адгезия твердых тел.—М.: Наука, 1973, 280 с.
77. Добровольский О. В.—Бюлл. САО, 1952, № 6, с. 11—16.
78. Дороницын А. А.—В кн.: Тр. III Всесоюзн. матем. съезда. Т. 3.—М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 447—453.
79. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа.—М.: Мир, 1966, 440 с.
80. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А.—Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1967, № 4, с. 31—44.
81. Железо.—Физический энциклопедический словарь, т. 2.—М.: Сов. энциклопедия, 1962, с. 10—11.
82. Заварицкий А. Н., Кваша Л. Г. Метеориты СССР.—М.: Изд-во АН СССР, 1952, 247 с.
83. Заславская Н. И.—Метеоритика, 1970, в. 30, с. 58—62.
84. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.—2-е изд.—М.: Наука, 1966, 688 с.
85. Зотиков И. А.—Метеоритика, 1959, в. 17, с. 85—92.
86. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред.—М.: Наука, 1975, 256 с.
87. Калиниченко В. В.—Вестн. КГУ. Серия астрон., 1972, № 14, с. 33—38.
88. Калениченко В. В.—Вестн. КГУ. Серия астрон., 1972, № 14, с. 39—42.
89. Калениченко В. В.—Вестн. КГУ. Серия астрон., 1976, № 18, с. 56—62.
89а. Карасев Ю. А. и др.—Журн. физ. химии, 1971, т. 45, № 8, с. 2068—2070.
90. Касабов Г. А., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы: Справочник.—М.: Атомиздат, 1973, 160 с.
91. Карасев Л. А.—Бюлл. САО, 1952, № 1, с. 27—30.
92. Карасев Л. А. Фотографические методы метеорной астрономии.—М.: Гостехиздат, 1957, 180 с.
93. Карасев Л. А. Исследование метеоров в атмосфере Земли фотографическим методом.—Л.: Гидрометеиздат, 1966, 336 с.
94. Кашкай М. А., Алиев В. И.—Метеоритика, 1961, в. 20, с. 137—162.
95. Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н.—Астрон. ж., 1960, т. 37, № 1, с. 119—122.
96. Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н. Радиолокационные исследования метеорных явлений.—М.: Изд-во АН СССР, 1961, 124 с.
97. Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н.—Ионосферные исследования (метеоры), № 8, МГК АН СССР, 1962, с. 26—38.
98. Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н., Лагутин М. Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли.—М.: Наука, 1967, 260 с.
99. Кащеев Б. Л., Ткачук А. А., Волощук Ю. И. Метеорные исслед. № 5.—МГК АН СССР; Сов. радио, 1978, с. 25—31.
100. Клейбер И. А. Астрономическая теория падающих звезд.—СПб., 1884, 215 с.

101. *Клейбер Н. А.* Определение орбит метеорных потоков.— СПб., 1891, 330 с.
102. *Ковшун И. Н.*— В кн.: Проблемы космической физики, 1966, в. 1, с. 65—74.
103. *Ковшун И. Н.*— Астрон. вестн., 1967, т. 1, № 4, с. 234—240.
104. *Ковшун И. Н.*— Астрон. вестн., 1968, т. 2, № 2, с. 97—101.
105. *Ковшун И. Н.*— Астрон. цирк., 1970, № 568, с. 6—7.
106. *Ковшун И. Н.*— Астрон. цирк., 1971, № 658, с. 6—8.
107. *Ковшун И. Н.*— Астрон. вестн., 1971, т. 5, № 3, с. 185—189.
108. *Ковшун И. Н.*— Астрон. цирк., 1973, № 776, с. 4—6.
109. *Ковшун И. Н.*— Проблемы космич. физики, 1974, в. 9, с. 99—103.
110. *Ковшун И. Н.*— Астрон. вестн., 1977, т. 11, № 1, с. 5—13.
111. *Ковшун И. Н.*— Астрон. цирк., 1978, № 992, с. 5—7.
112. *Ковшун И. Н., Смирнов В. А.*— Астрон. вестн., 1978, т. 12, № 4, с. 199—205.
113. *Коган М. Н.* Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967, 440 с.
114. *Коллман Э. К.*— В кн.: Метеоры.— М.: ИЛ, 1959, с. 78—95.
115. *Константинов Б. П., Бредов М. М. и др.*— Космич. исслед., 1969, т. 7, в. 6, с. 911—917.
116. *Корлисс Ч., Бозман У.* Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов.— М.: Мир, 1968, 562 с.
117. *Корнфельд М. И.*— Физика твердого тела. 1971, т. 13, № 2, с. 474—479.
118. *Костылев К. В., Пупышев Ю. А., Белькович О. И.*— Метеорное распространение радиоволн, № 1.— Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1963, с. 3—20.
119. *Костылев К. В.* Астрономические основы метеорной радиосвязи.— Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1970, 144 с.
120. *Крамер Е. Н., Маркина А. К.*— Астрон. вестн., 1969, т. 3, № 2, с. 96—105.
121. *Крамер Е. Н.* Исследование движения и структуры метеорных тел кометного происхождения: Докт. дис.— Одесский гос. ун-т, 1973.
122. *Кринов Е. Л.*— Метеоритика, 1946, в. 3, с. 52—58.
123. *Кринов Е. Л.* Основы метеоритики.— М.: Гостехиздат, 1955, 392 с.
124. *Кринов Е. Л.*— В кн.: Сихотэ-Алинский железный метеоритный дождь, т. II.— М.: Изд-во АН СССР, 1963, с. 3—239.
125. *Кринов Е. Л.* Астрон. вестн., 1979, т. 13, № 1, с. 56—61.
126. *Кручиненко В. Г., Бенюх В. В. и др.*— Вестн. КГУ, 1969, № 11, с. 59—90.
127. *Кручиненко В. Г., Шайдо А. Н.*— Вестн. КГУ, 1970, № 12, с. 36—41.
128. *Кручиненко В. Г., Тряшин С. С.*— Вестн. КГУ. Серия астрон., 1972, № 14, с. 43—47.
129. *Кручиненко В. Г., Шайдо А. Н.*— Вестн. КГУ. Серия астрон., 1973, № 15, с. 64—69.
130. *Кручиненко В. Г., Шайдо А. Н.*— Астрон. вестн., 1974, т. 8, № 1, с. 35—41.

131. *Кручиненко В. Г.*— В кн.: Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну. Душанбе: Дониш, 1974, с. 21—33.

132. *Кручиненко В. Г.* Вестн. КГУ, Серия астрон., № 17, с. 66—75.

133. *Кручиненко В. Г.*— В сб.: Тезисы докладов Всесоюз. симпозиума «Взаимодействие космического вещества с атмосферой Земли», 3—5 окт. 1978 г.— Москва; Фрунзе, 1978, с. 31—32.

133а. *Кручиненко В. Г., Кузнецова А. В.*— В кн.: Проблемы космической физики.— Киев, 1980, в. 15, с. 63—68.

134. *Кук А. Ф.*— В кн.: Метеоры.— М.: ИЛ, 1959, с. 24—36.

135. *Куцаев А. С., Мирский В. Н. и др.*— Отчет Ин-та механики МГУ, 1975, № 1765.

136. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*— Механика.— 2-е изд.— М.: Наука, 1965, 68 с.

137. *Ларина И. Н.*— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов, в. 2. ВЦ АН СССР, 1975, с. 77—94.

138. *Лебединец В. Н.*— Астрон. ж., 1963, т. 40, № 4, с. 719—732.

139. *Лебединец В. Н., Портнягин Ю. И.*— Кометы и метеоры, 1966, в. 13, с. 9—21.

140. *Лебединец В. Н., Портнягин Ю. И.*— Астрон. ж., 1967, т. 44, № 4, с. 874—888.

141. *Лебединец В. Н., Шушкова В. Б.*— Астрон. вестн., 1968, т. 2, № 1, с. 37—43.

142. *Лебединец В. Н., Соснова А. К.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1969, т. 9, № 4, с. 680—688.

143. *Лебединец В. Н., Портнягин Ю. И., Соснова А. К.*— Астрон. вестн., 1969, т. 3, № 4, с. 223—229.

144. *Лебединец В. Н.*— Кометы и метеоры, 1970, № 19, с. 25—30.

145. *Левин Б. Ю.*— Докл. АН СССР, 1939, т. 25, № 5, с. 372—375; Астрон. ж., 1940, т. 17, № 3, с. 12—41; т. 18, № 4—5, с. 331—342.

146. *Левин Б. Ю.* Астрон. ж., 1946, т. 23, № 2, с. 83—96.

147. *Левин Б. Ю.* Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе.— М.: Изд-во АН СССР, 1956, 296 с.

148. *Левин Б. Ю.*— Бюлл. Комиссии по кометам и метеорам, 1961, № 6, с. 3—10.

149. *Левин Б. Ю.*— Астрон. ж., 1963, т. 40, № 2, с. 304—311.

150. *Левин Б. Ю., Симоненко А. Н.*— Астрон. ж., 1967, т. 44, № 3, с. 630—637.

151. *Лойцянский Л. Г.* Ламинарный пограничный слой.— М.: Физматгиз, 1962, 480 с.

152. *Ложилов Ю. А.*— Труды Городской астр. обс. Казанск. ун-та, 1961, № 33, с. 70—74.

153. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978, 376 с.

154. *Медведев Р. В.*— Метеоритика, 1974, в. 33, с. 100—104.

155. *Медведев Ю. А., Хохлов В. Д.*— Астрон. вестн., 1975, т. 9, с. 102—106.

156. *Мещерский И. В.* Работы по механике тел переменной массы.— М.: Гостехиздат, 1949,

157. *Мирский В. Н., Стулов В. П.*— Научные труды Ин-та механики МГУ, 1973, № 30, с. 127—134.
158. *Мирский В. Н., Стулов В. П.*— Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1975, № 2, с. 190—192.
159. *Мойся Р. И.*— Вестн. КГУ. Серия астроном., 1972, № 14, с. 71—75.
160. *Молоцкий М. И.*— Физика твердого тела, 1976, т. 18, в. 6, с. 1763—1764.
161. *Молоцкий М. И.*— Физика твердого тела, 1977, т. 19, в. 2, с. 642—644.
162. *Молоцкий М. И.*— Физика твердого тела, 1978, т. 20, в. 6, с. 1651—1656.
163. *Мусий В. И., Шестака И. С.*— Астрон. вестн., 1970, т. 4, № 2, с. 108—111.
164. *Мухамедназаров С., Смирнов В. А.*— Астрон. цирк., 1976, № 916, с. 3—5.
165. *Мухамедназаров С., Смирнов В. А.*— Астрон. вестн. 1977, т. 11, № 2, с. 101—104.
166. *Мухамедназаров С.*— Астрон. вестн., 1977, т. 11, № 3, с. 164—171.
167. *Натансон С. Г., Сыгинская Н. Н.*— В кн.: Труды Всесоюзной конференции по изучению стратосферы.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1935, с. 465—480.
168. *Немчинов И. В., Цикулин М. А.*— Геомагнетизм и аэронавигация, 1963, т. 3, с. 635—646.
169. *Немчинов И. В.*— Прикл. матем. и мех., 1970, т. 34, с. 706—721.
170. *Немчинов И. В., Орлова Т. И. и др.*— Докл. АН СССР, 1976, т. 231, № 5, с. 1084—1087.
171. *Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В.*— В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1977, с. 47—90.
172. *Немчинов И. В., Новикова В. В., Орлова Т. И.*— Там же, с. 177—206.
173. *Новоселова И. В.*— Кометы и метеоры, 1976, № 24, с. 28—34.
174. *Оберт Л.*— В кн.: Разрушение. Т. 7, ч. 1.— М.: Мир, 1976, с. 59—128.
175. *Оболенский Н. В.*— Метеорол. вестн., 1927, № 8, с. 173—184.
176. *Пазухин В. А., Фишер А. Я.*— Вакуум в металлургии.— М.: Гостехиздат, 1956.
177. *Палкин С. Н., Резников Б. И. и др.*— В кн.: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений.— М.; Л.: Наука, 1967, с. 274—283.
178. *Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К.*— Взаимодействие материалов с газовыми потоками.— М.: Машиностроение, 1976, 224 с.
179. *Перепухов В. А.*— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1967, т. 7, № 2, с. 444—452.
180. *Петров Г. И., Стулов В. П.*— Космич. исслед. 1975, т. 13, № 4, с. 587—594.

181. *Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.* Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976, 392 с.
182. *Портнягин Ю. И.*— Геомагнетизм и астрономия, 1966, т. 6, № 4, с. 707—711.
183. *Портнягин Ю. И., Тохтасьев В. С.*— Геомагнетизм и астрономия, 1974, т. 14, № 1, с. 83—89.
184. *Пробштейн Р. Ф.*— В кн.: Газодинамика разреженных газов.— М.: ИЛ, 1963, с. 401—428.
185. *Пярнпуу А. А.*— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов, в. 1.— ВЦ АН СССР, 1973, с. 163—175.
- 185а. *Райхль Я.*— Бюлл. астрон. ин-тов Чехословакии, 1959, т. 10, № 6, с. 213—216.
186. *Райхль Я.*— Бюл. ВАГО, 1964, № 35, с. 3—7.
187. *Рожанский В. Н.*— УФН, 1958, т. 65, с. 3, с. 387—406.
188. *Саидов К. Х.*— Докл. АН Тадж. ССР, 1970, т. 13, № 6, с. 13—15.
189. *Сандакова Е. В., Деменко А. А., Бенюх В. В.*— Вестн. КГУ. Серия астрон., 1971, № 15, с. 70—74.
190. *Сандакова Е. В., Ващенко Е. П.*— Вестн. КГУ, Серия астрон., 1975, № 17, с. 75—79.
191. *Северный А. Б.*— В кн.: Труды Всес. конф. по изучению стратосферы.— Л., 1935, с. 489—496.
192. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике.— 5-е изд.— М.: Наука, 1965, с. 209—210.
193. *Симоненко А. Н.*— Кометы и метеоры, 1967, № 15, с. 34—44.
194. *Симоненко А. Н.*— Астрон. ж., 1968, № 2, с. 428—437.
195. *Симоненко А. Н.* Дробление метеорных тел в атмосфере Земли: Канд. дисс., МГУ, 1968.
196. *Симоненко А. Н.* Астрон. вестн., 1969, т. 3, № 1, с. 26—35.
197. *Симоненко А. Н., Левин Б. Ю.*— Метеоритика, в. 31, с. 45—56.
198. *Симоненко А. Н.*— Метеоритика, 1973, в. 32, с. 43—49.
199. *Симоненко А. Н.*— Метеоритика, 1973, в. 32, с. 50—64.
200. *Симоненко А. Н.* Элементы орбит 45 метеоритов: Атлас.— М.: Наука, 1975, 68 с.
201. *Симоненко А. Н.* Метеориты — обломки астероидов.— М.: Наука, 1979, 224 с.
202. *Смехов Г. Д., Лосев С. А.*— Теплофиз. высоких температур, 1968, т. 6, № 3, с. 381—389.
203. *Смехов Г. Д., Лосев С. А.*— В кн.: Химия и физика низкотемпературной плазмы.— М.: Изд-во МГУ, 1971, с. 157—159.
204. *Смирнов В. О.* Праці Одеського держ. ун-ту, 1962, т. 152, в. 8, с. 55—60.
205. *Смирнов В. А.* Проблемы космич. физики, в. 1. Метеоры.— Изд-во КГУ, 1966, с. 90—103.
206. *Смирнов В. А.* Там же, с. 104—118.
207. *Смирнов В. А.*— Астрон. вестн., 1969, т. 3, № 1, с. 36—44.
208. *Смирнов В. А.*— Астрон. вестн., 1974, т. 8, № 1, с. 42—48.
209. *Смирнов В. А.*— В кн.: Историко-астрономические исследования, 1977, вып. XIII, с. 235—274.
210. *Соснова А. К., Лебединец В. Н.*— Геомагнетизм и астрономия, 1968, т. 8, № 4, с. 697—702.

- 240а. Справочник физических констант горных пород/Под ред. С. Кларка, мл.— Мир, 1969.
241. Станюкович К. П.— Метеоритика, 1950, в. 7, с. 39—62.
242. Станюкович К. П.— Изв. АН СССР. Серия мех. и машиностр., 1960, № 5, с. 3—8.
243. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— 2-е изд.— М.: Наука, 1971, 856 с.
244. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах.— М.: Машиностроение, 1974, 212 с.
245. Стулов В. П.— Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1972, № 2, с. 89—97.
246. Стулов В. П., Мирский В. Н.— Научные труды Ин-та механики МГУ, 1975, № 41, с. 95—103.
247. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах.— М.: Наука, 1965, 484 с.
248. Сытинская Н. Н.— Астрон. ж., 1935, т. 12, № 2, с. 174—199.
249. Сытинская Н. Н.— Уч. зап. ЛГУ, 1939, № 53, с. 38—58.
220. Таблицы интегральной показательной функции.— М.: Изд-во АН СССР, 1964, 304 с.
221. Теплицкая Р. Б.— Бюлл. Комиссии по кометам и метеорам Астровета АН СССР, 1964, № 9, с. 32—38.
222. Тептин Г. М., Фазругдинова А. Н.— В кн.: Метеорное распространение радиоволн, в. 5—6.— Изд-во Казанск. ун-та, 1969, с. 63—70.
223. Тирский Г. А.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 3, с. 481—498.
224. Тирский Г. А. Там же, 1961, т. 1, № 5, с. 884—902.
225. Тирский Г. А. Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1961, № 5, с. 39—52.
226. Тирский Г. А., Апштейн Э. З.— Отчет Ин-та механики МГУ, 1966, № 638.
227. Тохтасьев В. С.— В кн.: Метеорное распространение радиоволн, в. 7.— Изд-во Казанск. ун-та, 1970, с. 51—64.
228. Тохтасьев В. С.— Там же, с. 33—50.
229. Тохтасьев В. С.— В кн.: Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну. Душанбе: Дониш, 1974, с. 10—20.
230. Тохтасьев В. С.— Там же, с. 100—107.
231. Тохтасьев В. С.— Изв. АОЭ, 1976, в. 41—42, с. 228—230.
232. Тохтасьев В. С.— Изв. АОЭ, 1976, в. 41—42, с. 225—227.
233. Тохтасьев В. С.— В сб.: Тезисы докладов Всесоюз. симпозиума «Взаимодействие космического вещества с атмосферой Земли», 3—5 окт. 1978 г.— Москва; Фрунзе, 1978, с. 32.
234. Федьинский В. В.— Астрон. вестн., 1971, т. 5, № 2, с. 57—77.
235. Фесенков В. Г.— В кн.: Труды Главной Российской астрофизической обсерватории.— М.; Л.: Госиздат, 1922.— т. 1, с. 49—185.
236. Фесенков В. Г. Там же, с. 196—205.
237. Фесенков В. Г.— Метеоритика, 1951, в. 9, с. 3—26.
238. Фиалко Е. И. Радиолокационные методы наблюдения метеоров.— М.: Сов. радио, 1961, 112 с.
239. Фиалко Е. И. Радиолокационные наблюдения метеоров на волне $\lambda = 10$ м.— М.: Наука, 1967, с. 40.

240. *Финкель В. М., Головин Ю. И. и др.*— Физика твердого тела, 1975, т. 17, в. 3, с. 770—778.
241. *Фирсов О. Б.*— Ж. эксп. и теор. физ., 1958, т. 34, № 2, с. 447—452.
242. *Фирсов О. Б.* Там же, 1959, т. 36, № 5, с. 1517—1523.
243. *Фриш С. Э.* Оптические спектры атомов.— М.: Физматгиз, 1963, 640 с.
244. *Фурман А. М.*— Астрон. ж., 1960, т. 37, № 3, с. 517—525; 1963, т. 40, № 4, с. 733—744; 1966, т. 43, № 5, с. 1052—1063.
245. *Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф.* Теория гиперзвуковых течений.— М.: ИЛ, 1962, 608 с.
246. *Хлыбов Д. Н., Якушин М. И.*— Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1972, № 5, с. 174—177.
247. *Хотинок Р. Л.*— Астрон. вестн., 1970, т. 4, № 3, с. 191—193.
248. *Цветков В. И.*— Метеоритика, 1978, в. 37, с. 25—36.
249. *Чемберлин Дж.* Физика полярных сияний и излучения атмосферы.— М.: ИЛ, 1963, 778 с.
250. *Шайдо А. Н.*— В кн.: Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну. Душанбе: Дониш, 1974, с. 34—44.
251. *Штауде Н. М.*— В кн.: Труды Всесоюз. конференции по изучению стратосферы. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1935, с. 481—488.
252. *Явнель А. А.*— Метеоритика, 1964, в. 25, с. 75—89.
253. *Явнель А. А.*— Астрон. вестн., 1974, т. 8, № 4, с. 234—236.
- 253а. *Явойский В. И. и др.*— Изв. АН СССР. Сер. Металлы, 1971, № 3, с. 33—40.
254. *Adams M. C.*— ARS J. 1959, v. 89, No. 9, p. 625—632.
255. *Agnone A. M.*— AIAA J., 1971, v. 9, No. 7, p. 1419—1421.
256. *Allen H. J., Baldwin B. S.*— J. Geophys. Res., 1967, v. 72, No. 13, p. 3483—3496.
257. *Allen H. J., Yoshikawa K. K.*— Smithsonian Contr. Astrophys., 1963, v. 7, p. 181—193.
258. *Ananthakrishnan R.*— Nature, 1960, v. 187, No. 4838, p. 675—676.
259. *Ananthakrishnan R.*— Nature, 1961, v. 190, No. 4779, p. 896—897.
260. *Ayers W. G.*— NASA/TN D-2931, 1965.
261. *Ayers W. G., McCrosky R. E., Shao C. Y.*— Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep., 1970, No. 317, p.
262. *Babadzhanov P. B., Kramer E. N.*— In: Physics and Dynamics of Meteors.— Dordrecht — Holland: D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 128—142.
263. *Baggaley W. J.*— Month. Not. RAS, 1970, v. 147, No. 3, p. 231—243.
264. *Baggaley W. J.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1976, v. 27, No. 3, p. 173—181.
265. *Baggaley W. J.*— Ibid., No. 5, p. 296—300.
266. *Baker R. L. M.* Drag interaction of meteorites with the Earth's atmosphere. Diss., Univ. of California.— Los Angeles, 1958.
267. *Baldwin B. S., Allen H. J.*— NASA TN D-4808, 1968.
268. *Baldwin B., Shaeffer Y.*— J. Geophys. Res., 1970, v. 75, No. 2, 495—498.

269. *Baldwin B., Shaeffer Y.*— J. Geophys. Res., 1971, v. 76, No. 19, p. 4653—4668.
270. *Barbon R., Russel J. A.*— In: Physics and Dynamics of Meteors.— Dordrecht — Holland; D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 119—127.
271. *Bates D. R., Griffing G. W.*— Proc. Phys. Soc., 1953, v. A66, p. 961—971.
272. *Becker D. G., Friichtenicht J. F.*— Astrophys. J., 1971, v. 166, No. 3, p. 699—716.
273. *Becker D. G., Slattery J. C.*— Astrophys. J., 1973, v. 186, No. 3, p. 1127—1139.
274. *Bethe H. A., Adams M. C.*— J. Aerospace Sci., 1959, v. 26, p. 321—328.
275. *Boitnott C. A., Savage H. F.*— Astrophys. J., 1970, v. 161, No. 1, p. 351—358.
276. *Boitnott C. A., Savage H. F.*— Astrophys. J., 1971, v. 167, No. 1, p. 349—355.
277. *Boitnott C. A., Savage H. F.*— Astrophys. J., 1972, v. 174, No. 1, Pt. 1, p. 201—206.
278. *Bronshten V. A.* Problems of motion of large meteoritic bodies in the atmosphere. RAND Corp. Memorandum RM-4257-PR.— USA: St. Monica, 1965, 186 p.
279. *Browne I. C., Bullough K., Evans S., Kaiser T. R.*— Proc. Phys. Soc., ser. B, 1956, v. 69, p. 83—97.
280. *Brownlee D. E., Tomandl D. A. et al.*— Meteoritics, 1976, v. 11, No. 4, p. 259—260.
281. *Camm J. C., Keck J. C.*— Bull. Amer. Phys. Soc., ser. 2, 1959, v. 4, p. 19.
282. *Cepplecha Z.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1958, v. 9, No. 4, p. 154—159.
283. *Cepplecha Z., Rajchl J., Sehnal L.*— Ibid., 1959, v. 10, p. 204—212.
284. *Cepplecha Z.*— Ibid., 1961, v. 12, No. 2, p. 21—47.
285. *Cepplecha Z., Padevet V.*— Ibid., 1961, v. 12, No. 5, p. 191—195.
286. *Cepplecha Z., Rajchl J.*— Ibid., 1963, v. 14, No. 2, p. 29—49.
287. *Cepplecha Z., Rajchl J.*— Smithsonian Contr. Astrophys., 1963, v. 7, p. 129—153.
288. *Cepplecha Z.*— Ibid., p. 195—198.
289. *Cepplecha Z.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1964, v. 15, No. 3, p. 102—112.
290. *Cepplecha Z.*— Ibid., 1965, v. 16, No. 2, p. 88—101.
291. *Cepplecha Z.*— Ibid., 1966, v. 17, No. 4, p. 195—206.
292. *Cepplecha Z.*— Ibid., 1966, v. 17, No. 6, p. 347—354.
293. *Cepplecha Z.*— Ibid., 1967, v. 18, No. 4, p. 233—238.
294. *Cepplecha Z.*— In: Meteor orbits and dust.— Smithsonian Contr. Astrophys., 1967, v. 11, p. 35—60, 64.
295. *Cepplecha Z.*— In: Physics and Dynamics of Meteors/Eds. L. Kresak, P. M. Millman.— Dordrecht — Holland: D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 73—83.
296. *Cepplecha Z., Padevet V.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1969, v. 20, No. 3, p. 117—126.

297. *Ceplecha Z.*— Ibid., 1971, v. 22, No. 5, p. 219—304.
298. *Ceplecha Z.*— Ibid., 1973, v. 24, No. 4, p. 232—242.
299. *Ceplecha Z.*— In: *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*/Eds. C. L. Hemenway, P. M. Millman, A. F. Cook.— Washington: NASA, 1973, p. 89—102.
300. *Ceplecha Z.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1975, v. 26, No. 4, p. 242—248.
301. *Ceplecha Z., McCrosky R. E.*— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, No. 35, p. 6257—6275.
302. *Ceplecha Z.*— In: *Comets, asteroids, meteorites*/Ed. A. H. Delsemme.— Toledo: Univ. Toledo, 1977, p. 143—152.
303. *Ceplecha Z.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1977, v. 28, No. 6, p. 328—340.
304. *Chapman D. R., Larson H. K.*— J. Geophys. Res., 1963, v. 68, No. 14, p. 4305—4358.
305. *Churchill D. R., Armstrong B. H., Johnston R. R., Müller K. G.*— J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 1966, v. 6, p. 371—442.
306. *Cook A. F., Millman P. M.*— Astrophys. J., 1955, v. 121, No. 1, p. 250—270.
307. *Cook A. F., Hawkins G. S.*— Smithsonian Contr. Astrophys., 1960, v. 5, p. 1—7.
308. *Cook A. F.*— Ibid., 1963, v. 4, p. 131—136.
309. *Cook A. F., Jacchia L. G., McCrosky R. E.*— Ibid., 1963, v. 7, p. 209—220.
310. *Dalton C. C.*— NASA TR R — 322, 1969, 122 p.
311. *Davies J. G., Gill J. C.*— Month. Not. RAS, 1960, v. 121, No. 5, p. 437—462.
312. *Davis J., Greenhow J. S., Hall J. E.*— Proc. Roy. Soc., A, 1959, v. 253, No. 1272, p. 130—139.
313. *Ebert H. G., Booz J., Koeppe R. Z.*— Phys. Chem., 1964, v. 43, No. 5—6, p. 304—310.
314. *Epstein P. S.*— Proc. Nat. Acad. Sci., 1931, v. 17, No. 9, p. 532—547.
315. *Fireman E. L.*— Planet. Space Sci., 1959, v. 1, p. 66—70.
316. *Fisher W. J.*— Harv. Circ. 1934, No. 385, p. 1—16.
317. *Friichtenicht J. F., Slattery J. C., Hansen D. O.*— In: *V International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions.*— Leningrad: Nauka, 1967, p. 212—215.
318. *Friichtenicht J. F., Slattery J. C., Tagliaferri E.*— Astrophys. J., 1968, v. 151, No. 2, p. 747—758.
319. *Friichtenicht J. F., Becker D. G.*— Astrophys. J., 1971, v. 166, No. 2, p. 717—724.
320. *Friichtenicht J. F., Becker D. G.*— In: *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*/Ed. C. L. Hemenway, P. M. Millman, A. F. Cook.— N.-Y.: NASA SP-319, 1973, p. 53—82.
321. *Garz T., Kock M.*— Astron. a. Astrophys., 1969, v. 2, No. 3, p. 274—279.
322. *Gault W. A.*— Canad. J. Phys., 1970, v. 48, No. 9, p. 1017—1025.
323. *Girifalco L. A., Weiser V. G.*— Phys. Rev., 1959, v. 114, No. 3, p. 687—690.

324. *Glöde P.*—In: *Physics and Dynamics of Meteors*/Ed. L. Kresak, P. M. Millman.—Dordrecht—Holland: D. Reidel Publ. Corp., 1968, p. 175—186.
- 324a. *Grant F. C.*—Techn. Rept. NASA, 1963, R—162, p. 1—18.
325. *Grasdalen G. L., Huber M., Parkinson W. H.*—*Astrophys. J.*, 1969, v. 156, No. 3, Pt. 1, p. 1153—1173.
326. *Greenhow J. S.*—*Proc. Phys. Soc.*, 1952, v. 65, p. 169—181.
327. *Greenhow J. S., Neufeld E. L.*—*Month. Not. RAS*, 1957, v. 117, No. 4, p. 359—369.
328. *Greenhow J. S., Neufeld E. L.*—*Atmos. Terr. Phys.*, 1959, v. 16, p. 384—392.
329. *Greenhow J. S., Hall J. E.*—*Month. Not. RAS*, 1960, v. 121, No. 2, p. 183—196.
330. *Halliday I.*—*Astrophys. J.*, 1958, v. 127, No. 2, p. 245—252.
331. *Halliday I.*—*Astrophys. J.*, 1958, v. 128, No. 3, p. 441—443.
332. *Halliday I.*—*Astrophys. J.*, 1960, v. 131, No. 1, p. 25—33.
333. *Halliday I.*—*Astrophys. J.*, 1960, v. 132, No. 3, p. 482—485.
334. *Halliday I.*—*Publ. Dominion obs., Ottawa*, 1961, v. 25, No. 1, p. 3—16.
335. *Halliday I.*—*Ibid.*, 1963, v. 25, No. 5, p. 47—57.
336. *Halliday I.*—In: *Physics and Dynamics of Meteors*/Eds. L. Kresak, P. M. Millman.—Dordrecht—Holland: D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 91—104.
337. *Halliday I.*—*Publ. Dominion obs., Ottawa*, 1969, v. 25, No. 12, p. 315—322.
338. *Halliday I., Blackwell A. T., Griffin A. A.*—*J. RAS Canada*, 1978, v. 72, No. 1, p. 15—39.
339. *Harvey G. A.* *Spectra of faint optical meteors.*—NASA Langley Res. Center, Hampton, Virg., USA. Paper presented at the 13th Plenary Meet. of COSPAR, Leningrad, 1970.
340. *Harvey G. A.*—*Astrophys. J.*, 1971, v. 165, No. 3, p. 669—671.
341. *Harvey G. A.*—*Sky a. Telescope*, 1974, v. 47, No. 6, p. 378—380.
342. *Hawkins G. S., Southworth R. B.*—*Smithsonian Contr. Astrophys.*, 1958, v. 2, No. 11, p. 349—364.
343. *Herlofson N.*—*Repts. Prog. Phys.*, 1948, v. 11, p. 444—454.
344. *Hersh A. S., Friichtenicht J. F., Slattery J. C.*—In: *Rarefied Gas Dynamics*/Ed. L. Trilling, H. Y. Wachman.—N. Y.: Acad. Press, 1969, v. 1, p. 757—766.
345. *Hey J. S., Parsons S. J., Stewart G. S.*—*Month. Not. RAS*, 1947, v. 107, p. 176—183.
346. *Hoffman H. S., Longmuire M. S.*—*Nature*, 1968, v. 218, N 5144, p. 858—859.
347. *Hoffmann H. S.*—*Astrophys. J.*, 1971, v. 163, No. 2, p. 393—403.
348. *Hoppe J.*—*Astron. Nachr.*, 1937, v. 262, p. 169—198.
349. *Jacchia L. G.*—*Harv. Techn. Rept.*, 1949, No. 3, p. 1—36.
350. *Jacchia L. G.*—*Harv. Techn. Rept.*, 1949, No. 4, p. 1—12.
351. *Jacchia L. G., Kopal Z., Millman P. M.*—*Astrophys. J.*, 1950, v. 111, No. 1, p. 104—133.
352. *Jacchia L. G.*—*Astrophys. J.*, 1955, v. 121, No. 2, p. 521—527.

353. *Jacchia L. G.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1958, v. 2, No. 9, p. 181—187.
354. *Jacchia L. G., Verniani F., Briggs R. E.* An analysis of the atmospheric trajectories of 413 precisely reduced photographic meteors.—Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1965, No. 175, 309 p.
355. *Jewell W. O., Winemann A. R.* Preliminary analysis of simulated meteor reentry at 9.8 kilometers per second.—NASA TN D-2268, 1964.
356. *Jones J., Kaiser T. R.*—Month. Not. RAS, 1966, v. 133, p. 411—420.
357. *Kaiser T. R., Closs R. L.*—Phil. Mag., 1952, v. 43, p. 1—32.
358. *Kaiser T. R.*—Phil. Mag., 1953, Suppl. 2, p. 495—544.
359. *Kaiser T. R.*—J. Atmos. Terr. Phys., Spec., Suppl., 1955, v. 2, p. 55—64.
360. *Korpikiewicz H.*—Wszechswiat, 1977, N 7—8, p. 191—193.
361. *Kramer E. N., Ivanikov V. I. et al.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1963, v. 7, p. 157—159.
362. *Kussoy M. I., Horstman C. C.*—AIAA J., 1970, v. 8, No. 2, p. 315—320.
363. *Kussoy M. I., Stewart D. A., Horstman C. C.*—AIAA J., 1970, v. 8, No. 11, p. 2104—2105.
364. *Lazarus D. M., Hawkins G. S.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1963, v. 7, p. 221—228.
- 364a. *Lees L.* ARS J., 1959, v. 29, No. 5, p. 345—354.
365. *Levin B. J.* Physikalische Theorie der Meteoren und die Meteormaterie in der Sonnensystem.—Berlin, 1961.
366. *Levin B.*—Nature, 1962, v. 196, No. 4854, p. 527—529.
367. *Lindblad B. A.*—Space Res. VII, Amsterdam: North-Holland Publ. Comp., 1967, p. 1029—1043.
368. *Lindemann F. A., Dobson J. M. B.*—Proc. Roy. Soc. (A), 1923, v. 102, p. 411—437.
- 368a. *Liu V. C.*—Geophys. Res. Lett., 1978, v. 5, No. 4, p. 309—312.
369. *Manning L. A.*—I. Atmos. Terr. Phys., 1953, v. 4, p. 219—225.
370. *Manning L. A.*—J. Geophys. Res., 1958, v. 63, p. 181—196.
371. *Manning L. A.*—J. Res. Nat. Bur. Standards, 1964, v. D68, No. 10, p. 1067—1083.
372. *Maris H. B.*—Terr. Magn. Atm. Electr., 1929, v. 34, p. 309—316.
373. *Mason B. (ed.)* Handbook of elemental abundances in meteorites.—N.-Y.: Gordon & Breach Sci. Publ., 1971.
374. *Mazets E. P.* Cosmic dust and meteor showers.—A. F. Ioffe Phys.—Techn. Inst. Paper submitted at XIII Plenary Meet. COSPAR.—Leningrad, 1970.
375. *McCrosky R. E.*—Astron. J., 1955, v. 60, No. 5, p. 170.
376. *McCrosky R. E.* Doctoral thesis.—Harv. Univ., 1955.
377. *McCrosky R. E.*—Astron. J., 1958, v. 63, No. 3, p. 97—106.
378. *McCrosky R. E., Posen A.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1961, v. 4, No. 2, p. 15—84.
379. *McCrosky R. E.*—Ibid., 1961, v. 5, No. 4, p. 29—37.
380. *McCrosky R. E., Soberman R. K.*—Ibid., 1963, v. 7, p. 199—208.

381. *McCrosky R. E., Boeschstein H.* The Prairie meteorite network.— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1965, No. 173, 23 pp.; *J. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng.*, 1965, v. 3, p. 127—132.

382. *McCrosky R. E.* Orbits of photographic meteors.— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1967, No. 252, 20 p. *Physics and Dynamics of Meteors*/Eds. L. Kresak, P. M. Millman.— Dordrecht — Holland: D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 265—279.

383. *McCrosky R. E.*— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1968, No. 270.

384. *McCrosky R. E., Posen A.* Prairie network meteor data.— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1968, No. 273, 88 p.

385. *McCrosky R. E.* The distribution of magnitudes, masses and energies of large meteoric bodies.— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1968, No. 280, 13 pp.

386. *McCrosky R. E., Ceplecha Z.*— *Bull. Astr. Inst. Czech.*, 1970, v. 21, No. 5, p. 271—296.

387. *McCrosky R. E., Posen A., Schwartz G., Shao C. Y.* Lost City meteorite, its recovery and a comparison with other fireballs.— *Smithsonian Astrophys. obs. Spec. Rep.*, 1971, No. 336, 42 pp.

388. *McCrosky R. E., Shao C. Y., Posen A.* Prairie network fireball data. I. Summary and orbits.— *Center for astrophysics preprint series*, 1976, No. 665.

389. *McCrosky R. E., Shao C. Y., Posen A.* Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves.— *Center for astrophysics preprint series*, 1977, N 721.

390. *McIntosh B. A.*— *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1962, v. 24, p. 311—315.

391. *McIntosh B. A.*— *Canad. J. Phys.*, 1963, v. 41, No. 2, p. 355—371.

392. *McIntosh B. A.*— *J. RAS Canada*, 1970, v. 64, No. 5, p. 267—281.

393. *McKinley D. W. R.* Meteor science and engineering.— N. Y.: McGraw — Hill Book Co., 1961.

394. *Massey H. S., Sida D. W.*— *Phil. Mag.*, 1955, v. 46, No. 373, p. 190—198.

395. *Millman P. M.*— *Ann. Harvard Coll. Obs.*, 1932, v. 82, N 6, p. 113—146.

396. *Millman P. M.*— *J. RAS Canada*, 1934, v. 28, p. 279—281.

397. *Millman P. M.*— *Ann. Harvard Coll. Obs.*, 1935, v. 82, No. 7, p. 149—177.

398. *Millman P. M.*— *J. RAS Canada*, 1950, v. 44, p. 209—220.

399. *Millman P. M.*— *J. RAS Canada*, 1952, v. 46, p. 121—126; 1953, v. 47, No. 5, p. 247—248; 1954, v. 48, No. 6, p. 225; 1955, v. 49, No. 4, p. 169—170; 1956, v. 50, No. 4, p. 181—183; 1959, v. 53, p. 271—276; 1962, v. 56, p. 263—267.

400. *Millman P. M.*— *Nature*, 1953, v. 172, p. 853—854.

401. *Millman P. M., Cook A. F.*— *Astrophys. J.*, 1959, v. 130, No. 30, p. 648—662.

402. *Millman P. M., Halliday I.*— *Planet. Space Sci.*, 1961, v. 5, No. 2, p. 137—140.

403. *Millman P. M.*— *Smithsonian Contr. Astrophys.*, 1963, v. 7, p. 119—127.

404. *Millman P. M., McKinley D. W. R.* Meteors.— In: *The Moon, Meteorites and Comets*/Eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper.— Univ. Chicago Press, 1963, p. 674—773.
405. *Millman P. M., McIntosh B. A.*— *Canad. J. Phys.*, 1964, v. 42, No. 9, p. 1730—1742; 1966, v. 44, No. 7, p. 1593—1602.
406. *Millman P. M., Cook A. F., Hemenway C. L.*— *Canad. J. Phys.*, 1971, v. 49, No. 10, p. 1361—1373.
407. *Millman P. M.*— *J. RAS Canada*, 1972, v. 66, No. 4, p. 201—211.
408. *Millman P. M.*— In: *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*/Ed. C. L. Hemenway, P. M. Millman, A. F. Cook.— NASA SP — 319, 1973, p. 147—151.
409. *Mirels H., Ellinwood J. W.*— *AIAA J.*, 1968, v. 6, No. 11, p. 2061—2070.
410. *Moore Ch. E.* Atomic Energy Levels. V. I, II, III.— N. Y.: Nat. Bureau Stand., 1949.
411. *Nagasawa K.*— *Tokyo Astron. Bull.*, 1971, No. 213, p. 2505—2513.
412. *Nagasawa K.*— *Ann. Tokyo Astron. obs.*, 1978, v. 16, No. 4, p. 157—187.
413. *Neff S. H.*— *Astrophys. J.*, 1964, v. 140, No. 1, p. 348—360.
414. *Nicholls R. W., Watson M. D., Parkinson W. H.*— *J. RAS Canada*, 1959, v. 53, No. 5, p. 223—231.
415. *O'Keefe J. D., Johnson R. L.*— *AIAA J.*, 1976, v. 14, No. 6, p. 776—780.
416. *Oleak H.*— *Monatsberichte der Deutschen Akad. Wiss. zu Berlin*, 1963, Bd. 5, H. 10, S. 651—658.
417. *Oleak H.*— *Veröff. Sternwarte Babelsberg*, 1964, Bd. 14, H. 6, S. 1—67.
418. *Oleak H.*— *Astron. Nachr.*, 1966, Bd. 289, H. 4, S. 157—171.
419. *Olivier C. P.*— *Meteors.*— Baltimore, 1925.
420. *Öpik E. J.*— *Publ. Obs. Astr. Tartu*, 1922, v. 25, No. 1, p. 1—48; *Acta et Commentat. Univ. Tartu (Dorpat)*, 1922, v. 3, No. 5, p. 1—56.
421. *Öpik E. J.*— *Acta et Commentat. Univ. Tartu*, 1933, v. 26, No. 2, p. 1—39.
422. *Öpik E. J.*— *Publ. Obs. Astr. Tartu*, 1937, v. 29, No. 5, p. 1—67; *Acta et Commentat. Univ. Tartu*, 1937, v. 33, p. 1—67.
423. *Öpik E. J.*— *Irish Astron. J.*, 1953, v. 2, p. 193—202.
424. *Öpik E. J.*— *Mem. Soc. Sci. Liège*, 1955, ser. 4, v. 15, p. 125—146.
425. *Öpik E. J.*— *Irish Astron. J.*, 1955, v. 3, p. 165—181.
426. *Öpik E. J.*— *Proc. Roy. Soc.*, 1955, ser. A, v. 230, p. 463—501.
427. *Öpik E. J.*— *Irish Astron. J.*, 1956, v. 4, No. 2, p. 49—59.
428. *Öpik E. J.* *Physics of meteor flight in the atmosphere.*— N.-Y.: Interscience Publ., 1958. 174 pp.
429. *Öpik E. J.*— *Irish Astron. J.*, 1963, v. 6, No. 1, p. 3—11.
- 429a. *Öpik E. J.*— *Irish Astron. J.*, 1963, v. 6, No. 3, p. 93—112.
430. *Padevet V.*— *Bull. Astr. Inst. Czech.*, 1969, v. 20, No. 3, p. 106—111.
431. *Padevet V.*— *Ibid.*, 1973, v. 24, N 5, p. 283—290.
432. *Padevet V.*— *Ibid.*, 1976, v. 27, N 1, p. 11—18.
433. *Padevet V.*— *Ibid.*, 1977, v. 28, N 2, p. 90—107.

434. *Padevet V.*— Ibid., 1978, v. 29, N 4, p. 193—217.
435. *Pecina P.*— Ibid., 1975, v. 26, N 5, p. 288—293.
436. *Pecina P.*— Ibid., 1977, v. 28, N 6, p. 360—365.
437. *Probstein R. F.*— ARS J., 1961, v. 31, No. 2, p. 185—194.
438. *Probstein R. F., Kemp N. H.*— J. Aerospace Sci., 1960, N 3, p. 174—192.
439. *Radakowic.*— Meteorol. Zeitschr., 1926, v. 43, p. 441.
440. *Rajchl J.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1963, v. 14, No. 3, p. 112—117.
441. *Rajchl J.*— Smithsonian Contr. Astrophys., 1963, v. 7, p. 155—156.
442. *Rajchl J.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1964, v. 15, No. 4, p. 138—144.
443. *Rajchl J.*— Ibid., 1965, v. 16, No. 5, p. 282—284.
444. *Rajchl J.*— In: Physics and Dynamics of Meteors.— Dordrecht-Holland; D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 187—189.
445. *Rajchl J.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1969, v. 20, No. 6, p. 363—372.
446. *Rajchl J.*— Ibid., 1970, v. 21, No. 4, p. 262—264.
447. *Rajchl J.*— Ibid., 1972, v. 23, No. 6, p. 357—366.
448. *Rajchl J.*— Ibid., 1972, v. 23, No. 6, p. 366—368.
449. *Ranger A. A., Nicholls J. A.*— AIAA J., 1969, v. 7, No. 2.
450. *Renard M. L., Cassidy W. A.*— J. Geophys. Res., 1971, v. 76, No. 32, p. 7916—7923.
451. *ReVelle D.*— J. Atmos. Terr. Phys., 1979, v. 41, p. 453—473.
452. *Rinehart J. S.*— Amer. Ceramic Soc. Bull., 1958, v. 37, No. 11, p. 461—467.
453. *Roberts L.*— J. Fluid Mech., 1958, v. 4, No. 5, p. 505—528.
454. *Roberts L.*— NASA Techn. Rep. R-9, 1959.
455. *Roberts L.*— NASA Techn. Rep. R-10, 1959.
456. *Romig M. F., Lamar D. L.*— RAND Corp. Memorandum RM-3724 — ARPA, 1963.
457. *Russell J. A.*— Pop. Astr., 1949, v. 57, p. 187, 344; 1950, v. 58, p. 134; 1951, v. 59, p. 28.
458. *Russell J. A.*— In: Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids/Eds. C. L. Hemenway, P. M. Millman, A. F. Cook — NASA SP-319, Washington, 1973, p. 141—146.
459. *Savage H. F., Boitnott C. A.*— Astrophys. J., 1971, v. 167, No. 1, p. 341—348.
460. *Savage H. F., Boitnott C. A.*— In: Evolutionary and physical properties of meteoroids/Eds. C. L. Hemenway, P. M. Millman, A. F. Cook.— NASA SP-319, N.-Y., 1973, p. 83—87.
461. *Schiaparelli G. V.* Note riflessioni sulla teoria astronomica delle stelle cadenti.— Firenze, 1867; Entwurf einer astronomischen Theorie der Sternschnuppen. Stettin, 1871.
462. *Shaaf S. A., Chambré P. L.*— In: Fundamentals of Gas Dynamics/Ed. H. W. Emmons.— Princeton Univ. Press, 1958, p. 687—739.
463. *Sida D. W.*— Month. Not. RAS, 1969, v. 143, No. 1, p. 37—47.
464. *Simek M.*— Bull. Astr. Inst. Czech., 1973, v. 24, No. 4, p. 213—228.

465. *Simonenko A. N.*—In: *Physics and Dynamics of Meteors*/Eds. L. Kresak, P. M. Millman.—Dordrecht—Holland: D. Reidel Publ. Comp., 1968, p. 207—216.
466. *Slattery J. C., Friichtenicht J. F., Hamermesh B.*—AIAA J., 1964, v. 2, No. 3, p. 543—548.
467. *Slattery J. C., Friichtenicht J. F.*—Astrophys. J., 1967, No. 1, p. 235—244.
468. *Smith H. J.*—Astrophys. J., 1954, v. 119, No. 2, p. 438—442.
469. *Sparrow C. M.*—Astrophys. J., 1926, v. 63, No. 2, p. 90—100.
470. *Sterne T. E.*—Astrophys. J., 1942, v. 95, No. 3, p. 437—440.
471. *Tagliaferri E., Slattery J. C.*—Astrophys. J., 1969, v. 155, No. 4, p. 1125—1127.
472. *Thomas L.*—In: *Rarefied Gas Dynamics*.—Proc. Int. Symp. V, 1967, v. 1, p. 155—162.
473. *Thomas R. N., Whipple F. L.*—Astrophys. J., 1951, v. 114, No. 3, p. 448—465.
474. *Thomas R. N., White W. C.*—Astrophys. J., 1953, v. 118, No. 3, p. 555—566.
475. *Tsien H. S.*—J. Aeronaut. Sci., 1946, v. 13, p. 653—664.
476. *Utterback N. G., Miller G. H.*—Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 1477.
477. *Utterback N. G.*—Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 219—
478. *Verniani F., Hawkins G. S.*—Astrophys. J., 1964, v. 140, No. 4, p. 1590—1600.
479. *Verniani F.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1965, v. 8, No. 5, p. 141—171.
480. *Verniani F.*—J. Geophys. Res., 1966, v. 71, p. 2749—2761.
481. *Verniani F.*—Smithsonian Contr. Astrophys., 1967, v. 10, No. 3, p. 181—195.
482. *Verniani F., Ceplecha Z.*—In: *Meteor orbits and dust*/Ed. G. S. Hawkins.—Smithsonian Contr. Astrophys., 1967, v. 11, p. 61—65.
483. *Verniani F.*—Space Sci. Reviews, 1969, v. 10, p. 230—261.
484. *Verniani F.*—J. Geophys. Res., 1973, v. 78, No. 35, p. 8429—8462.
485. *Vysotsky A. N.*—Astrophys. J., 1940, v. 91, No. 2, p. 264—266.
486. *Warner B.*—Comm. Univ. London Obs., 1965, No. 66, 1966, N 70, 71.
487. *Weiss A. A.*—Austral. J. Phys., 1960, v. 13, No. 3, p. 532—549.
488. *Whipple F. L.*—Proc. Amer. Phil. Soc., 1938, v. 79, No. 4, p. 499—548.
489. *Whipple F. L.*—Astrophys. J., 1950, v. 111, No. 2, p. 375—394; Ibid, 1951, v. 114, N 3, p. 464—474.
490. *Whipple F. L.*—Proc. Nat. Acad. Sci. Amer., 1950, v. 36, No. 12, p. 687—695; Ibid, 1951, v. 37, N 1, p. 19—29.
491. *Whipple F. L.*—Astron. J., 1952, v. 57, No. 1, p. 28—29.
492. *Whipple F. L.*—Astron. J., 1954, v. 59, No. 5, p. 202—217.
493. *Whipple F. L.*—Pre-type I carbonaceous chondrites?—Paper presented at the 29th Annual Meeting of the Meteoritical Society, Nov. 3—5, 1967, Washington.
494. *Wilhelm H. E.*—Z. Phys., 1968, v. 211, No. 4, p. 380—390.

